Université Fédérale
Toulouse Midi-Pyrénées

THÈSE

En vue de l'obtention du
DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par l'Université Toulouse 3 - Paul Sabatier

Présentée et soutenue par

Narjisse KABBAJ

Le 4 mars 2019

Etude du transfert radiatif d'un plasma thermique d'air : Influence des propriétés radiatives dans la modélisation d'un arc libre.

Ecole doctorale : **GEET - Génie Electrique Electronique et Télécommunications : du système au nanosystème**

Spécialité : **Ingénierie des Plasmas**

Unité de recherche :
LAPLACE - Laboratoire PLAsma et Conversion d'Énergie - CNRS-UPS-INPT

Thèse dirigée par
Yann CRESSAULT

Jury

M. Jean-Marc BAUCHIRE, Rapporteur
M. Pascal ANDRE, Rapporteur
Mme Marina LISNYAK, Examinatrice
M. Georges ZISSIS, Examinateur
M. Yann CRESSAULT, Directeur de thèse

Remerciements

Je tiens à remercier sincèrement mon directeur de thèse Yann Cressault. Ses remarques scientifiques très pertinentes m'ont permises de mener à bien ce travail. Je tiens aussi à souligner sa disponibilité et son soutien tout au long de cette thèse. Un très grand merci à Philippe Teulet également, pour son soutien scientifique et la confiance qu'il m'a accordée. Toujours disponible, à l'écoute et avec une grande gentillesse, il a su me faire partager son amour et ses connaissances sur la physique des plasmas froids. Merci à Yann et à Philippe pour leur complémentarité, leur enthousiasme et leur générosité.

Je remercie tout particulièrement Monsieur Jean Marc Bauchire, ainsi que Monsieur Pascal André, qui ont accepté de juger ce travail et d'en être les rapporteurs. Je tiens également à remercier Monsieur Georges Zissis qui m'a fait l'honneur d'accepter de présider le jury de cette thèse. Je remercie aussi Madame Marina Lisnyak qui a accepté de participer au jury de cette thèse et d'en être l'examinatrice. Présenter et discuter de mes travaux de thèse devant de tels chercheurs étaient, certes, un peu impressionnant mais extrêmement enrichissant.

Mes remerciements s'adressent également à l'ensemble des membres du laboratoire LAPLACE pour leur accueil chaleureux et leur bonne humeur quotidienne. Je ne les citerai pas tous de peur d'en oublier. Je tiens particulièrement à remercier les membres de l'équipe AEPPT : Merci à Mathieu Masquère, Flavien Valensi et Manitra RAZAFINIMANANA pour leur gentillesse, leur soutien et leur aide occasionnelle pour certains problèmes.

J'aimerais exprimer ma profonde reconnaissance envers Frank Reichert, Arkadz Petchanka et Julien Vincent de Siemens sans qui cette thèse n'aurait pas eu lieu. Je les remercie de m'avoir fait confiance.

Cette thèse n'aurait pas été possible également sans le soutien des amis et je tiens ici à exprimer toute ma gratitude avec une mention spéciale au Docteur Gabriel et surtout au Docteur Xavier : Merci pour ta gentillesse, ton aide, ton amour communicatif pour la physique et à ton analyse toujours critique.

Un grand merci à mes amis toujours en thèse et à qui je souhaite tout le courage du monde : Soumaya, Abdel, Ali et Tania. Cette aventure de thèse n'aurait pas été possible sans vous. Merci pour votre soutien, votre gentillesse et votre bonne humeur. Je vous souhaite le meilleur pour l'avenir.

Je veux aussi témoigner toute ma reconnaissance aux personnes que j'ai croisé sur le site de Siemens à Grenoble avec une mention spéciale à Eric, Jérôme (Raiimon), Jérémy, Vivi, et Djomice sans oublier Loic qui est passé par le même parcours et qui a toujours été présent lors de mes trois années de thèse.

Je remercie ma meilleure amie Salima, ma sœur de cœur et mon meilleur ami Otmane pour leur soutien permanent pendant toutes mes années d'étude. Ce n'était pas évident pour vous de supporter mon stress et mon humeur.

Je remercie de tout mon cœur ma famille et ma belle-famille pour leur soutien et leur amour durant ces années et particulièrement Omar, Mima, Selouati, Najouati, Hbibi Amine, Hbibi Zoubair, Khalti, AAmi et leurs familles respectives.

Enfin, les derniers mots seront naturellement pour Hamza, ton amour dans les moments plus ou moins difficiles était essentiel. Merci pour ta patience, ta tendresse, ton amour, ta confiance plus encore...

Sous oublier mes parents à qui je dois TOUT, qui m'ont toujours soutenu, qui ont toujours montré un vif intérêt pour mon travail, et qui m'ont toujours encouragé et cru en mes capacités. Merci pour tout et plus encore...

Résumé

Dans la simulation des arcs électriques, une estimation de la contribution radiative est indispensable pour fournir une description satisfaisante du comportement thermique du plasma. La prédiction précise de la divergence du flux radiatif (DFR) est essentielle pour déterminer l'évolution de la température de l'arc. Afin de décrire avec précision les effets radiatifs, la résolution de l'équation de transfert radiatif (ETR) est nécessaire moyennant la connaissance du coefficient d'absorption du milieu. Malheureusement, ce coefficient étant dépendant de la température et de la longueur d'onde, cette équation s'avère complexe à résoudre et coûteuse en temps de calcul. De nombreuses méthodes approximatives sont ainsi développées pour simplifier le calcul des propriétés radiatives.

Dans ce travail, nous décrivons finement le spectre d'un plasma d'air avec près de 7.10^6 points en fréquence (ou longueur d'onde). A partir de ce découpage, nous calculons la DFR, soit à partir de la méthode approchée du coefficient d'émission nette (CEN) basée sur une simplification géométrique du plasma, soit à partir des coefficients moyens d'absorption (CMA) obtenus après découpage du spectre en 6 intervalles spectraux utilisant différentes moyennes (Classique, Planck, Planck modifiée et Rosseland), soit à partir d'un calcul « exact » correspondant à la résolution directe de l'ETR. Les calculs sont réalisés en 1D simulant un plasma cylindrique dont la température ne varie qu'en fonction du rayon (9 configurations de profils de températures). Les différentes étapes de calcul y sont présentées mettant en évidence l'influence de certains paramètres comme la largeur et la température maximale du profil de température, la pression, la présence de vapeurs de cuivre…

Une grande partie de ce travail porte sur la comparaison des résultats obtenus par le calcul « exact » avec ceux déduits des différentes méthodes approchées dans le but de valider leur utilisation ainsi que leur précision. Cette comparaison nous a permis de développer une méthodologie d'optimisation apportant des améliorations au calcul des méthodes approchées (CEN et CMA) permettant ainsi une meilleure description du rayonnement.

Enfin, ce travail présente le développement d'un modèle d'arc libre 2D axisymétrique résolvant les équations de Navier-Stockes et de Maxwell par la méthode des volumes finis. Celui-ci permet une comparaison entre la méthode du CEN et le modèle P-1 qui tient compte de l'absorption du rayonnement des zones froides.

Mots clés

Plasma thermique ; Simulation d'arc électrique ; Rayonnement ; Coefficient d'émission nette; Coefficient moyen d'absorption ; Divergence du flux radiatif ; Equation du transfert radiatif ; Volumes finis.

Summary

In the simulation of electrical arc, the representation of radiative contribution is essential to provide a satisfactory description of the thermal behavior of the plasma. The accurate prediction of the radiative emission is essential to determine the evolution of the arc temperature. For a precise description of radiative effects, a resolution of the Radiative Transfer Equation (RTE), is necessary with knowledge of the absorption coefficient. Unfortunatly, the complexity of this coefficient - dependent on temperature and wavelenghth - makes this equation impossible to solve in term of computational cost. This is why many approximative methods are developed to simplify the calculation of the radiative properties.

In this work, we have carried out a detailed description of the spectrum of an air plasma with about 7.10^6 points on frequency. From this description, we have calculated the divergence of the radiative flux either from the net emission coefficient (NEC) based on a geometric simplification of the plasma, or from the mean absorption coefficients (MAC) calculated after a division of the spectrum into 6 intervals in which we have used different mean functions (Classic, Planck, Planck Modified and Rosseland), or from an exact calculation corresponding to a direct solution of the RTE. This is why many approximative methods were developed to reduce numerical demands. The calculations have been done in 1D assuming a cylindrical plasma for which the temperature profile varies only with the radius (9 configurations of temperature profile).

The different steps of the work are presented and highlight the influence of several parameters such as the temperature profile, the pressure, the presence of copper vapors…

A great part of this work deals with the comparison between the results obtained from the exact resolution with the results deduced from the other approaches in order to validate the use and the accuracy of the different methods. This comparison allowed us to develop an optimization methodology providing improvements to the calculation of the approximate methods (NEC and MAC) allowing a better description of the radiative properties.

Finally, this work presents the development of an axisymmetric 2D free-burning arc model solving the Navier-Stockes and Maxwell equations by the finite volume method. This model allows a comparison between the NEC method and the P_1 method which takes into account the absorption of radiation in the cold areas.

Keywords

Thermal plasmas; Simulation of electrical arc; radiative properties; net emission coefficient; Mean absorption coefficient; Divergence of radiative flux; Radiative transfer equation; Finite volume.

Table des matières

Introduction générale 5

Chapitre I : Calcul des propriétés thermo-physiques et radiatives d'un plasma air-Cu.

I.1-Propriétés thermo-physiques d'un plasma air-Cu 11
I.1.1-Généralités sur les propriétés du plasma 11
I.1.1.1-Equilibre thermodynamique complet (ETC) 11
I.1.1.2-Equilibre thermodynamique local (ETL) 12
I.1.2-Méthode du calcul de la composition 12
I.1.3-Propriétés thermodynamiques 14
I.1.3.1-Densité de masse 14
I.1.3.2-Enthalpie 15
I.1.3.3-Chaleur spécifique à pression constante 16
I.1.3.4-Propriétés thermodynamiques massiques 18
I.1.4-Coefficients de transport 18
I.1.4.1-Intégrales de collision 18
I.1.4.2-Conductivité thermique 21
I.1.4.3-Conductivité électrique 23
I.1.4.4-Viscosité 25
I.1.4.5-Influence des vapeurs 26
I.1.5-Conclusion 29
I.2-Processus radiatifs pour un plasma air-Cu 30
I.2.1-Généralités sur le rayonnement thermique 30
I.2.1.1-Luminance et flux de rayonnement 30
I.2.1.2-Equation du transfert radiatif 31
I.2.2-Mécanismes d'émission du rayonnement dans les plasmas thermiques. 31

I.2.2.1-Continuum atomique 32
I.2.2.2-Continuum moléculaire 35
I.2.2.3-Continuum total 37
I.2.2.4-Rayonnement discret des atomes 42
I.2.2.5-Rayonnement discret des bandes moléculaires 46
I.2.2.6-Coefficient total d'absorption 49
I.2.3-Conclusion 49

Chapitre II: Résolution de l'Equation du Transfert Radiatif.

II.1-Introduction 53
II.2-Méthode de calcul 53
II.3-Résultats et discussions 55
II.3.1-Influence du nombre de points pour le profil T(X) 56
II.3.2-Validation des résultats 58
II.3.3-Influence du profil de température 59
II.3.4-Influence de la pression 63
II.3.5-Influence des vapeurs métalliques 65
II.4-Conclusion 68

Chapitre III: Méthode du Coefficient d'Emission Nette.

III.1-Introduction 71
III.2-Définition 71
III.3-Hypothèses de calcul 71
III.4-Influence du rayon R_p 73
III.5-Influence de la pression 73
III.6-Influence des vapeurs métalliques 76
III.7-Comparaison de la DFR exacte et la DFR déduite du CEN 79

III.7.1-Méthodologie d'optimisation pour trouver le meilleur R_p 79
III.7.2-Influence du profil de température 80
III.7.2.1-Influence de la largeur du profil 80
III.7.2.2-Influence de la température maximale 83
III.7.3-Influence de la pression 84
III.7.4-Influence des vapeurs métalliques 87
III.8-Conclusion 89

Chapitre IV: Méthode des Coefficients Moyens d'Absorption.

IV.1-Introduction 93
IV.2-Hypothèses de la méthode 93
IV.3-Calcul des Coefficients Moyens d'Absorption 95
IV.3.1-Moyenne classique 95
IV.3.2-Moyenne de Planck 96
IV.3.3-Moyenne de Planck Modifiée 97
IV.3.4-Moyenne de Rosseland 98
IV.4-Influence de la pression 99
IV.4.1-Moyenne classique 99
IV.4.2-Moyenne Planck modifiée 100
IV.4.3-Moyenne Rosseland 101
IV.5-Luminance et Divergence du Flux Radiatif (DFR) exactes sur chaque intervalle spectral. 103
IV.6-Comparaison de la luminance et de la DFR par la méthode exacte et la méthode des CMAs. 107
IV.6.1-Méthode exacte et CMAs - Moyenne Classique 107
IV.6.1.1-Luminance 107
IV.6.1.2-DFR 110
IV.6.2-Méthode exacte et CMAs - Moyenne de Rosseland 111

IV.6.2.1-Luminance 111
IV.6.2.2-DFR 113
IV.6.3 –Méthode exacte et CMAs - Moyenne de Planck 115
IV.6.3.1-Luminance 115
IV.6.3.2-DFR 118
IV.7-Optimisation des CMAs utilisant la moyenne de Planck modifiée 120
IV.7.1-Optimisation de la DFR 121
IV.7.2-Optimisation flux radiatif sortant 125
IV.7.3-Optimisation simultanée de la DFR et du flux radiatif sortant 126
IV.8-Conclusion 127

Chapitre V: Modélisation d'un arc libre : impact du CEN et du modèle P-1 sur les grandeurs physiques de l'arc

V.1-Introduction 131
V.2-Présentation du modèle d'un arc libre 131
V.2.1-Hypothèses utilisées 131
V.2.2-Equations 132
V.2.3-Domaine de calcul et maillage 133
V.2.4-Conditions aux limites : 134
V.2.5-Présentation et validation des résultats 136
V.3-Pertes radiatives d'un arc libre dans l'air 139
V.3.1-Méthode du CEN 139
V.3.1.1-Influence de R_p sur les profils axiaux et radiaux de la température et de la DFR.. 140
V.3.2-Modèle P-1 143
V.3.2.1-Validation du modèle sur un cylindre infini 144
V.3.2.2-Utilisation du modèle pour un arc libre 145
V.4-Conclusion 149
Conclusion générale 146

Introduction générale

Les applications de l'arc électrique, ou plus généralement des plasmas thermiques sont très nombreuses. Elles concernent aussi bien les appareils de coupure (contacteurs, disjoncteurs) que les fours à arcs, les torches à plasma pour le soudage et le découpage, et les torches et réacteurs à plasma pour le traitement de surface ou la synthèse de matériaux. Cette étude s'intéresse aux plasmas thermiques établis dans l'air ou des mélanges de gaz contenant de l'air, utilisés dans de nombreuses applications : les plasmas de rentrée atmosphérique, le chauffage de gaz de hauts fourneaux, les appareils de coupure comme les disjoncteurs basse-tension... Ce rapide tour d'horizon souligne l'intérêt évident des plasmas d'air dans les activités humaines, et la nécessité grandissante d'étudier les propriétés de ce milieu. Ces dernières, qu'elles soient thermiques ou électriques, constituent les données d'entrée pour la simulation numérique de ces divers procédés. Dans le cas des plasmas thermiques, le milieu est souvent considéré à l'Equilibre Thermodynamique Local (ETL), ce qui permet de déterminer plus ou moins aisément les propriétés de base comme la composition du plasma, les propriétés thermodynamiques, les coefficients de transport et les propriétés radiatives. Les trois premières ont déjà fait l'objet de longues études dans notre équipe Arc Electrique et Procédés Plasmas Thermiques (AEPPT)) [1-9] , dans l'ouvrage de Boulos [10] et dans les articles de Capitelli et D'Angola [11-13]. Pour les propriétés radiatives, il existe également de nombreux travaux publiés par l'équipe [7] [14-16]. Un bref récapitulatif des méthodes de calcul de ces propriétés est présenté dans le Chapitre I.

Mené en collaboration entre le Laboratoire LAPLACE et la société Siemens, ce travail étudie particulièrement le rayonnement et le transfert radiatif d'un plasma air-Cu. Apprécié pour certaines applications (comme les lampes) dont il est à la base du procédé, le rayonnement est aussi considéré comme un inconvénient pour d'autres, associé à des pertes énergétiques liées à la température du milieu. Dans les modèles, le transfert radiatif est quantifié par la Divergence du Flux Radiatif (DFR), terme qui intervient dans l'équation de conservation de l'énergie et qui caractérise le transfert d'énergie par rayonnement en tout point dans le milieu. Le transfert radiatif joue un rôle primordial dans la mesure où, d'une part, il conditionne le champ de température et donc les propriétés de transport, et, d'autre part, participe principalement à la thermo-dégradation des parois. Théoriquement, cette DFR s'obtient par la résolution de l'Equation du Transfert Radiatif (ETR). Celle-ci présente une très grande complexité spectrale et une très forte dépendance géométrique qu'il faut considérer en tout point de l'espace tout en tenant compte de la propagation du rayonnement dans toutes les directions. Dans une modélisation itérative, nous ne pouvons donc pas développer un calcul rigoureusement exact du

transfert radiatif dans des conditions réelles d'un arc. Nous avons alors recours à des modèles approchés, mais néanmoins efficaces, pour décrire avec suffisamment de précision les propriétés radiatives (le flux radiatif sortant et DFR) au sein d'un plasma.

Les méthodes approchées les plus couramment utilisées pour caractériser le transfert radiatif dans un milieu à l'ETL sont les suivantes :

- la méthode du Coefficient d'Emission Nette (CEN) qui permet de remonter à la DFR d'un milieu supposé homogène et isotherme, tout en conservant la structure réelle du spectre. Ce coefficient est très utile dans la modélisation des arcs car il permet de calculer avec une assez bonne précision les pertes radiatives dans les régions les plus chaudes [17].
- l'utilisation des Coefficients Moyens d'Absorption (CMAs) qui permettent une description acceptable de l'absorption du rayonnement dans les régions froides du plasma en découpant le spectre en plusieurs intervalles spectraux.

Un nombre important d'études au sein de l'équipe AEPPT a été réalisé dans le cadre du transfert radiatif que l'on peut résumer chronologiquement de la manière suivante :

(1) Etude du rayonnement dans les zones chaudes du plasma.

Les premières phases de ces travaux consistaient à porter une attention particulière aux zones chaudes du plasma fortement émissives avec ou sans présence de vapeurs métalliques/organiques (les espèces métalliques venant de l'érosion des électrodes, les composés inorganiques de l'ablation des parois thermorésistantes). La DFR était estimée par la méthode du CEN, prenant en considération plusieurs approximations (approximation des profils de raies via un facteur de fuite, approximation du continuum et des bandes moléculaires). Ces études ont été effectuées pour les plasmas d'air [16], SF_6-Cu [18], SF_6-Ar/Fe [19] par exemple.

(2) Etude du rayonnement dans les zones périphériques du plasma.

Le CEN ne permettant pas de décrire correctement les échanges radiatifs dans les zones froides, ni d'estimer le flux radiatif aux parois, l'équipe s'est donc attelée à l'étude de l'absorption du rayonnement dans les zones périphériques du plasma. Ce travail a nécessité une meilleure description des phénomènes physiques moléculaires, la mise en place d'une résolution exacte de l'équation du transfert radiatif et le développement des CMAs. Ces derniers ont permis d'évaluer de façon approximative le flux radiatif et sa divergence.

(3) Optimisation du calcul du transfert radiatif.

Plusieurs travaux ont ensuite consisté à améliorer les approximations considérées pour l'élaboration de banques de données permettant de se rapprocher du calcul exact et fastidieux du transfert radiatif. Réalisées en adoptant une description fine du spectre et en prenant en considérant un calcul plus précis du continuum et des bandes moléculaires, ces études ont été effectuées pour les plasmas d'air [15], SF_6 [20], SF_6-C_2F_4 [14], SF_6-C_2F_4/-Cu/W[21].

Le transfert radiatif a également été amélioré en optimisant les méthodes approchées (CEN et CMA) [20] [14], particulièrement pour un plasma de SF_6 en comparant les calculs exact et approchés du transfert radiatif en fonction du profil de température et de la pression. L'erreur n'étant jamais calculée entre les deux méthodes (exacte et approchée), l'optimisation se faisait donc de manière qualitative en prenant en considération les allures et les évolutions des différentes grandeurs radiatives (spectres, DFR, flux à la paroi). Ainsi, l'optimisation des méthodes approximatives existantes ne pouvait s'appliquer à d'autres plasmas, et restait relative, du fait de son aspect qualitatif.

L'objectif principal de ma thèse se situe donc à la suite de ces travaux, et plus précisément au niveau de l'amélioration des méthodes approximatives pour la description du transfert radiatif. En effet, nous proposons des pistes d'amélioration de ces méthodes, en développant une démarche qui consiste à :

- exprimer très finement la dépendance spectrale du rayonnement émis localement par un plasma d'air-Cu, supposé en état d'équilibre thermodynamique local ;
- calculer le flux radiatif et sa divergence dans des conditions prédéterminées de champ de température, en utilisant une résolution numérique rigoureuse en 1D de l'équation du transfert radiatif pour un plasma cylindrique ;
- effectuer ces mêmes calculs par des méthodes approchées communément utilisées dans la communauté des arcs et des plasmas thermiques, et comparer ces résultats aux calculs exacts ;
- améliorer nos méthodes approchées à partir de ces comparaisons en proposant une approche quantitative et qualitative permettant, en fonction de la taille du plasma, de réduire de manière optimale (utilisant un algorithme d'optimisation) l'erreur entre le calcul exact et le calcul approché. La méthodologie proposée, de par son caractère quantitatif, peut ainsi s'appliquer à d'autres mélanges (vapeurs métalliques et organiques) et différentes pressions.

Le chapitre I sera consacré à la description brève de grandeurs générales nécessaires à la modélisation d'un arc électrique. Pour un plasma d'air, nous ferons un bref récapitulatif sur le calcul des propriétés thermodynamiques et des coefficients de transport, ainsi que les données et

les mécanismes liés à l'émission et l'absorption du rayonnement. L'influence de la pression et des vapeurs de cuivre sera décrite au cours de ce chapitre. Toutes ces grandeurs seront calculées pour des températures de 300 K à 50000 K et pour des pressions de 1 à 100bar.

Le chapitre II sera consacré au calcul, dit « exact », du transfert radiatif (calcul de la luminance et de la divergence du flux). Les calculs seront réalisés en 1D en simulant un plasma cylindrique dont la température ne varie qu'en fonction du rayon (9 profils de températures). Les différentes étapes de calcul y seront présentées, mettant en évidence l'influence de certains paramètres comme la largeur et la température maximale du profil de température, la pression, et la présence de vapeurs de cuivre.

Dans le chapitre III, nous présenterons les bases et quelques résultats concernant la méthode approchée du CEN. Cette méthode calcule directement la divergence du flux dans les régions chaudes du plasma en fonction de la température et de la pression, et dépend d'un paramètre semi-empirique: la dimension équivalente de plasma isotherme R_p. Nous comparerons les résultats du calcul exact du transfert radiatif à ceux obtenus au moyen de la méthode du CEN, dans les mêmes conditions de géométrie et de champ de température. Cette comparaison nous permettra d'améliorer le calcul du CEN en choisissant le « meilleur R_p » conduisant à une description plus précise de la DFR aux régions les plus chaudes du plasma.

Dans le chapitre IV nous présenterons les bases et quelques résultats concernant la méthode approchée des CMAs. Cette méthode s'appuie sur l'hypothèse d'un corps gris par intervalles spectraux. A partir de considérations physiques, nous définirons un nombre limité d'intervalles à l'intérieur desquels nous supposons que le coefficient d'absorption est constant, pour une valeur fixée de température et de pression. Différentes moyennes du coefficient d'absorption couramment utilisés dans la littérature seront présentées dans ce chapitre : la moyenne classique, la moyenne de Planck, la moyenne de Planck modifiée faisant intervenir la longueur caractéristique d'absorption R, et la moyenne de Rosseland. La deuxième partie de ce chapitre portera sur la comparaison entre les résultats du calcul exact du transfert radiatif avec ceux obtenus au moyen des CMAs dans les mêmes conditions de géométrie et de champ de température. Cette analyse permettra de proposer une méthodologie d'optimisation de la longueur caractéristique d'absorption R qui permet d'avoir une meilleure description du transfert radiatif à partir de la moyenne de Planck modifiée.

Enfin, dans le chapitre V, nous développerons un modèle d'arc libre dans le but de comparer les champs de température et la DFR obtenus à partir des différentes méthodes approchées (CEN et le modèle P-1). Cette comparaison permettra une meilleure description des pertes radiatives lors de la modélisation.

Chapitre 1 :

Calcul des propriétés thermo-physiques et radiatives d'un plasma air-Cu

I.1-Propriétés thermo-physiques d'un plasma air-Cu

I.1.1-Généralités sur les propriétés du plasma

Les plasmas d'arc sont souvent décrits dans le cadre de l'Equilibre Thermodynamique Local (ETL), hypothèse qui permet de simplifier les calculs et de déterminer simplement des grandeurs macroscopiques nécessaires pour la modélisation Magnéto-Hydro-Dynamique (MHD). Nous abordons brièvement dans cette partie le calcul de la composition, des propriétés thermodynamiques et des coefficients de transport d'un plasma air-Cu.

I.1.1.1-Equilibre thermodynamique complet (ETC)

L'équilibre thermodynamique complet est caractérisé par une énergie cinétique moyenne et une température uniques pour toutes les particules. Les processus collisionnels et radiatifs sont à l'équilibre : chaque processus est contrebalancé par son processus inverse dû aux nombres importants de collisions causées par l'agitation thermique entre électrons et particules lourdes.
Sous l'ETC, la composition du plasma respecte les lois suivantes :

- la loi de distribution des vitesses de Maxwell ;
- la loi de peuplement des niveaux de Boltzmann ;
- la loi d'équilibre des processus d'ionisation de Saha ;
- la loi d'équilibre de dissociation de Guldberg-Waage.

En ETC, toutes les propriétés radiatives du milieu ne dépendent que de la température. Ce milieu est alors considéré comme un corps noir, corps totalement opaque et absorbant tout le rayonnement qu'il reçoit. A une température fixée, ce corps émet le maximum d'énergie radiative possible. Sa luminance est donnée par la loi de Planck :

$$L_\lambda = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda k_B T}\right) - 1} \qquad \text{(I-1)}$$

Avec L_λ la luminance monochromatique émise par unité de surface, d'angle solide et de longueur (en $W.m^{-2}.sr^{-1}.m^{-1}$) ; c la vitesse de la lumière dans le vide (en $m.s^{-1}$) ; h la constante de Planck (en J.s) et k_B la constante de Boltzmann (en $J.K^{-1}$).
A l'exception des conditions de température et de pression élevées, l'ETC n'est jamais vérifié dans les applications pratiques. Cependant, la définition du corps noir reste utile en étant la base de plusieurs modèles radiatifs dérivés.

I.1.1.2-Equilibre thermodynamique local (ETL)

Dans la plupart des plasmas étudiés en laboratoire, nous supposons l'équilibre thermodynamique local (ETL). Griem [22] a montré que pour un plasma de densité électronique très élevée, les collisions élastiques étaient plus importantes que les phénomènes radiatifs, et que la micro-réversibilité était validée localement. Ainsi, nous définissons un milieu en équilibre thermodynamique local comme un milieu en équilibre chimique du fait des collisions élastiques très importantes qui thermalisent le système localement.

Sous cette hypothèse, certaines lois régissant l'équilibre thermodynamique complet restent valables : la loi de Maxwell pour la distribution des vitesses, la loi de Boltzmann pour les densités d'état et la loi de Saha pour l'équilibre d'ionisation. Pour la distribution spectrale du rayonnement, la loi de Planck n'est plus valable, remplacée par la loi de Kirchhoff qui permet de décrire la conservation des processus radiatifs en émission et en absorption. L'émission monochromatique est alors reliée à l'absorption monochromatique par la fonction de Planck :

$$\varepsilon_\lambda(T) = L_\lambda(T)K'(\lambda,T) \qquad \text{(I-2)}$$

Avec $\varepsilon_\lambda(T)$ le coefficient spectral d'émission (en $W.m^{-3}.sr^{-1}.m^{-1}$) représentant la puissance émise par unité de volume par unité de longueur d'onde et par unité d'angle solide ; $K'(\lambda,T)$ le coefficient spectral d'absorption corrigé de l'émission induite (en m^{-1}) et représentant l'atténuation du rayonnement à travers l'élément de volume. Cette loi nous permet d'étudier les processus radiatifs soit en absorption avec $K'(\lambda,T)$ soit en émission avec $\varepsilon_\lambda(T)$. Pour les travaux présentés dans la suite de ce manuscrit, nous supposerons le plasma à l'ETL.

I.1.2-Méthode du calcul de la composition

Le calcul de la composition du plasma représente l'étape initiale et incontournable permettant la détermination des propriétés thermodynamiques, des coefficients de transport et des propriétés radiatives d'un plasma. Dans la littérature, nous trouvons différentes méthodes dédiées au calcul de la composition d'un plasma :

- le modèle collisionnel-radiatif (CR) qui permet de prendre en considération la présence d'écarts à l'équilibre thermique, chimique et radiatif. Il nécessite la prise en compte explicite de l'ensemble des réactions chimiques susceptibles de se produire au sein d'un plasma et la détermination des sections efficaces ou de taux de réaction pour l'ensemble des processus élastiques et inélastiques considérés. Certains de ces taux de réaction sont disponibles dans la littérature alors que pour les autres des méthodes de calculs spécifiques sont développés pour les

obtenir. La méthode CR s'avère complexe à mettre en place du fait du grand nombre d'équations non-linéaires à prendre en compte dans le système à résoudre. Néanmoins, cette méthode constitue l'approche la plus physiquement réaliste [8].

-la minimisation d'une fonction thermodynamique qui permet de calculer la composition du plasma de façon à minimiser cette fonction (par exemple l'enthalpie libre), en tenant compte de la neutralité électronique, la conservation des proportions atomiques et la conservation de la pression.

-l'utilisation des lois d'équilibre chimique (loi d'action de masse) basée sur le concept de base chimique défini par Godin et Trépanier [23] [24]. Le calcul de la composition du plasma est déduit de la résolution d'un système non linéaire qui se fait à l'aide d'une méthode itérative pour chaque température à une pression fixée. Les grandeurs nécessaires pour ce calcul sont les fonctions de partition interne, les masses et les énergies de réaction. A partir des équations de Saha, Gulberg-Waage, de Dalton, de la neutralité électrique et de l'équilibre chimique, la composition du plasma est obtenue par la loi d'action de masse.

Dans le cas de l'air sec (79.5%N_2 - 20.5%O_2), nous avons utilisé cette méthode et considéré :

- 13 espèces neutres: O, N, O_2, N_2, NO, O_3, N_3, N_2O, NO_2, NO_3, N_2O_3, N_2O_4, N_2O_5
- 14 espèces chargées: NO^+, O_2^+, N_2^+, N_2O^+, O^+, N^+, O^{++}, N^{++}, O^{+++}, N^{+++}, O^-, O_2^-, NO_2^-, e^-.

Les Figures I-1 et I-2 présentent la composition d'un plasma d'air sec mettant en évidence l'évolution des espèces prédominantes à P=1bar et P=100bar.

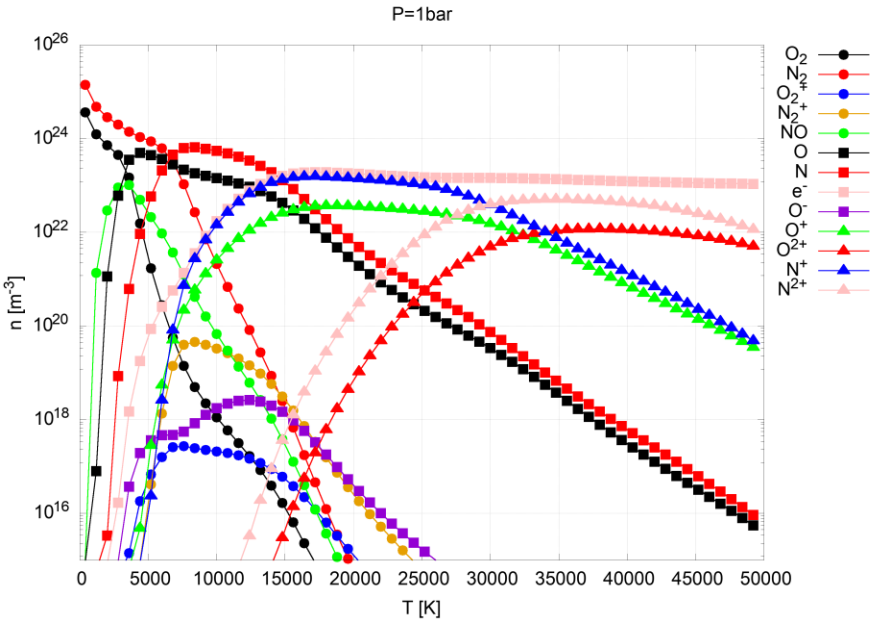


Figure I-1 : Composition d'un plasma d'air sec (79.5%N_2 - 20.5%O_2) à 1bar.

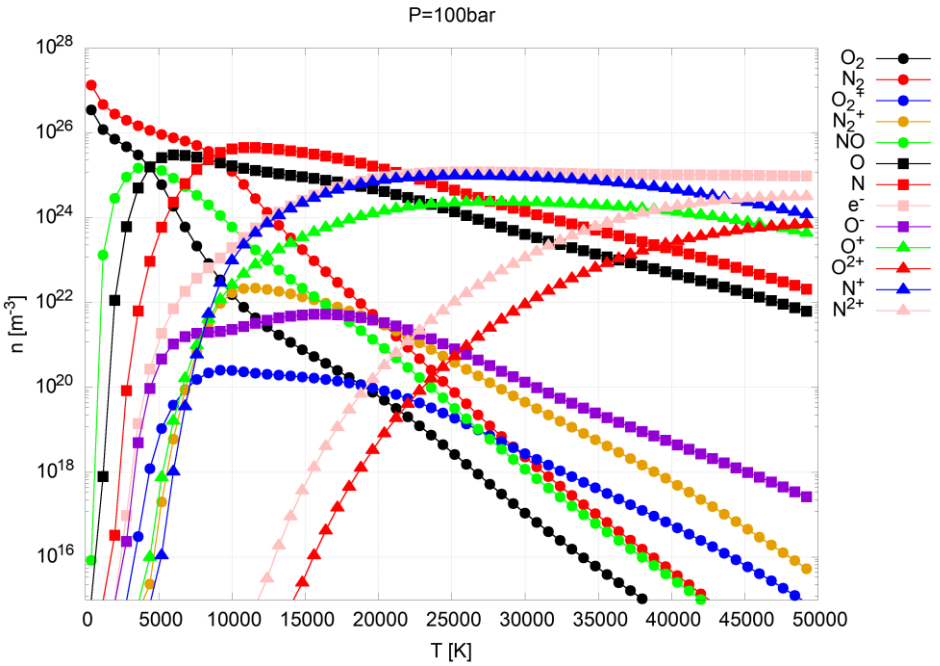


Figure I-2 : Composition d'un plasma d'air sec (79.5%N_2 - 20.5%O_2) à 100bar.

I.1.3-Propriétés thermodynamiques

Dans cette partie, nous définissons les propriétés thermodynamiques nécessaires à la simulation MHD et présentons quelques résultats se focalisant sur l'influence de la température et de la pression. Le calcul de ces propriétés est basé sur le calcul des fonctions de partition et des densités de population.

I.1.3.1-Densité de masse

La densité de masse mesure la quantité de masse contenue dans $1m^3$ de plasma et s'exprime (en $kg.m^{-3}$) directement de la composition :

$$\rho = \sum n_i m_i \qquad \text{(I-3)}$$

Avec m_i la masse (en kg) et n_i la densité (en m^{-3}) de l'espèce i dans le plasma.
La Figure I-3 montre l'évolution de la densité de masse de l'air sec en fonction de la température et de la pression. Sa décroissance en fonction de la température s'explique par deux mécanismes bien connus de la littérature : l'effet de raréfaction (le nombre total de particules est inversement proportionnel à la température pour une pression fixée) ; et les phénomènes de dissociation et d'ionisation qui avec l'augmentation de la température, conduisent à former des particules plus légères. Enfin, pour une température fixée, l'augmentation de la pression fait croître le nombre

de particules et par conséquent la densité de masse du plasma. Ces résultats sont cohérents avec les travaux antérieurs réalisés à P=1bar et P=16bar par Hingana [5] pour des températures de 300K à 30000K.

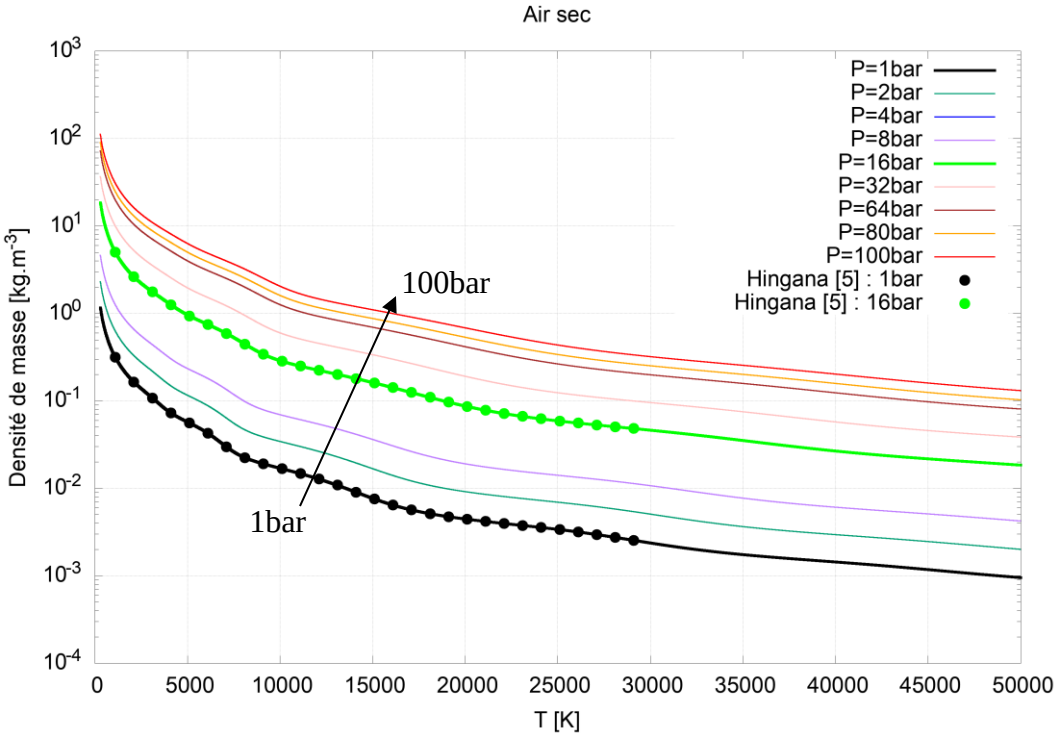


Figure I-3 : Evolution de la densité de masse d'un plasma d'air sec en fonction de la température et de la pression.

I.1.3.2-Enthalpie

L'enthalpie permet d'exprimer la quantité de chaleur échangée entre un système et le milieu extérieur pour une pression constante. Notée H (en J), elle est calculée par la formule suivante :

$$H = \frac{5}{2} kT \sum_{i=1}^{N} N_i + kT^2 \sum_{i=1}^{N} N_i \frac{\partial \ln Q_{int,i}}{\partial T} + \sum_{i=1}^{N} N_i E_{ref,i} \qquad \text{(I-4)}$$

Avec $Q_{int,i}$ la fonction de partition interne de l'espèce i ; Ni le nombre de particules dans le système ; et $E_{ref,i}$l'énergie de référence [5] de l'espèce i égale à l'enthalpie de formation à 0K.

La Figure I-4 représente la variation de l'enthalpie massique (en $J.kg^{-1}$) (cf. paragraphe I.3.4) en fonction de la température et de la pression pour un plasma d'air. La référence Hingana [5] est reportée sur ces graphes pour une comparaison à P=1bar et P=16bar. L'enthalpie étant inversement proportionnelle à la densité de masse, son évolution en fonction de la température et de la pression est donc inversée.

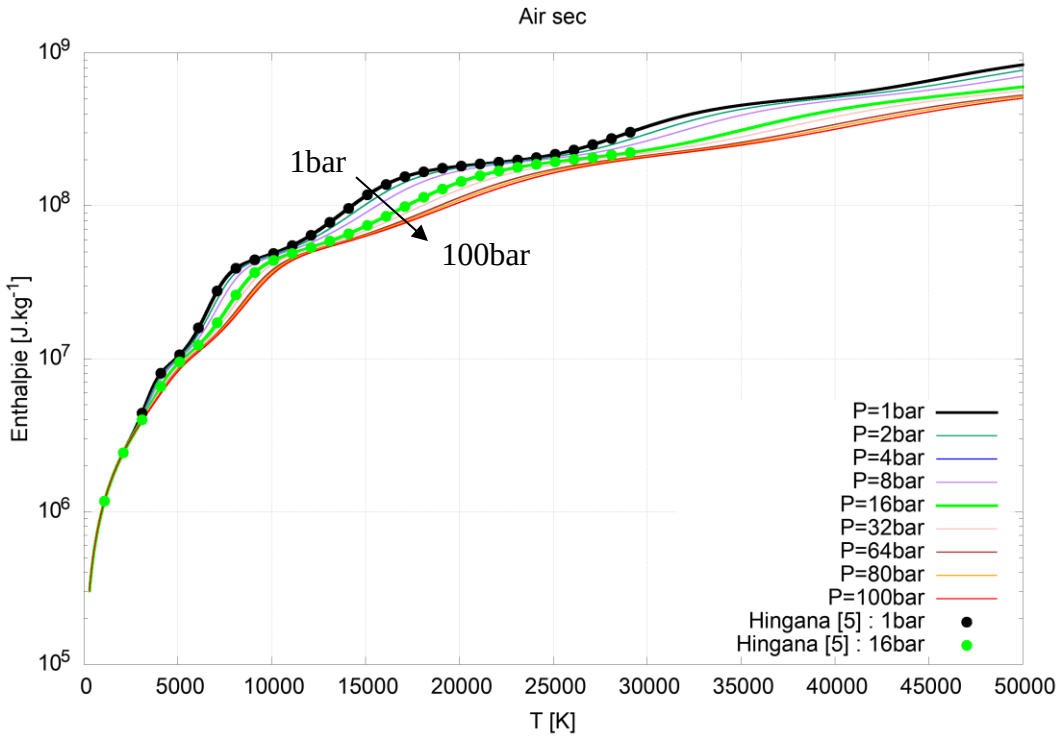


Figure I-4 : Evolution de l'enthalpie massique en fonction de la température et de la pression.

I.1.3.3-Chaleur spécifique à pression constante

La chaleur spécifique à pression constante (en $J.K^{-1}$) détermine la quantité d'énergie qu'il faut apporter à un plasma pour élever sa température d'un degré. Cette propriété permet de mesurer le taux de variation de l'enthalpie H suivant la température à une pression constante :

$$C_p = (\frac{\partial H}{\partial T})_P \qquad \text{(I-5)}$$

Les Figures I-5 et I-6 représentent la variation de la chaleur spécifique massique (cf. paragraphe I.3.4) pour l'air sec en fonction de la température et de la pression. A P=1bar, pour les basses températures, nous observons deux pics (à T=4000K et 7000K) dus à la dissociation de O_2 et N_2 respectivement. A P=1bar, pour les hautes températures (T>10000K), les pics correspondent à la première ionisation de O et N (environ 15000K), à la seconde ionisation (environ 30000K) et à la troisième ionisation (environ 45000K). L'augmentation de la pression décale ces pics vers de plus fortes températures et décroît leurs amplitudes, phénomènes expliqués dans les travaux de Hingana [5].

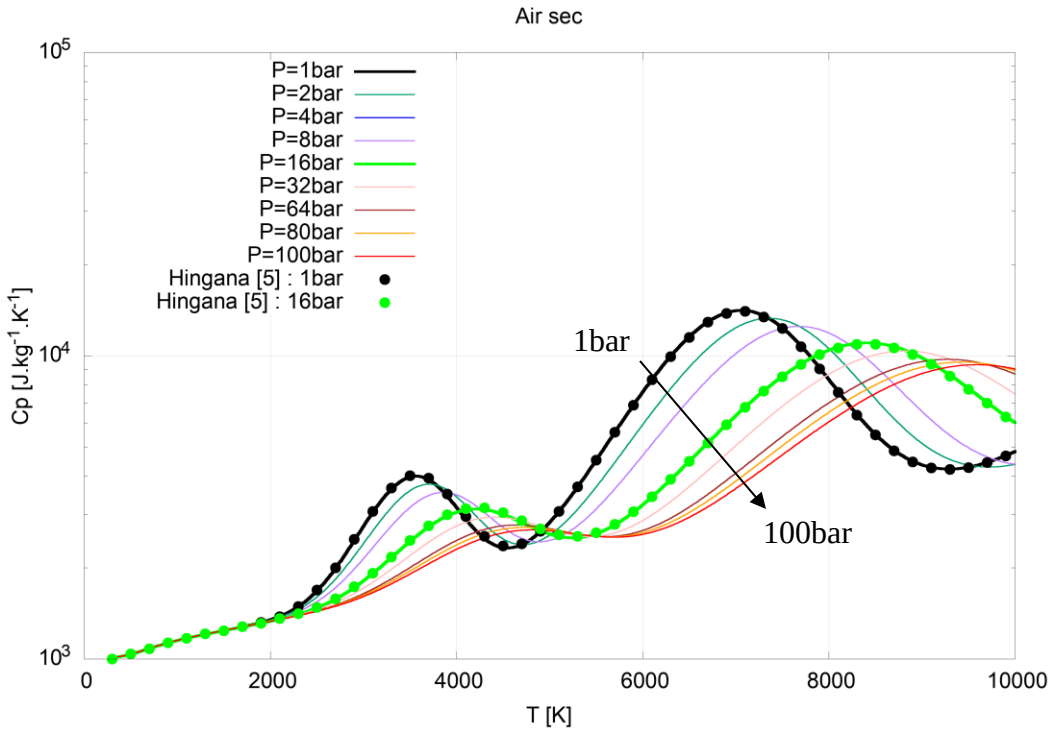


Figure I-5 : Evolution du Cp massique de l'air sec en fonction de la température [300K-10000K] et de la pression

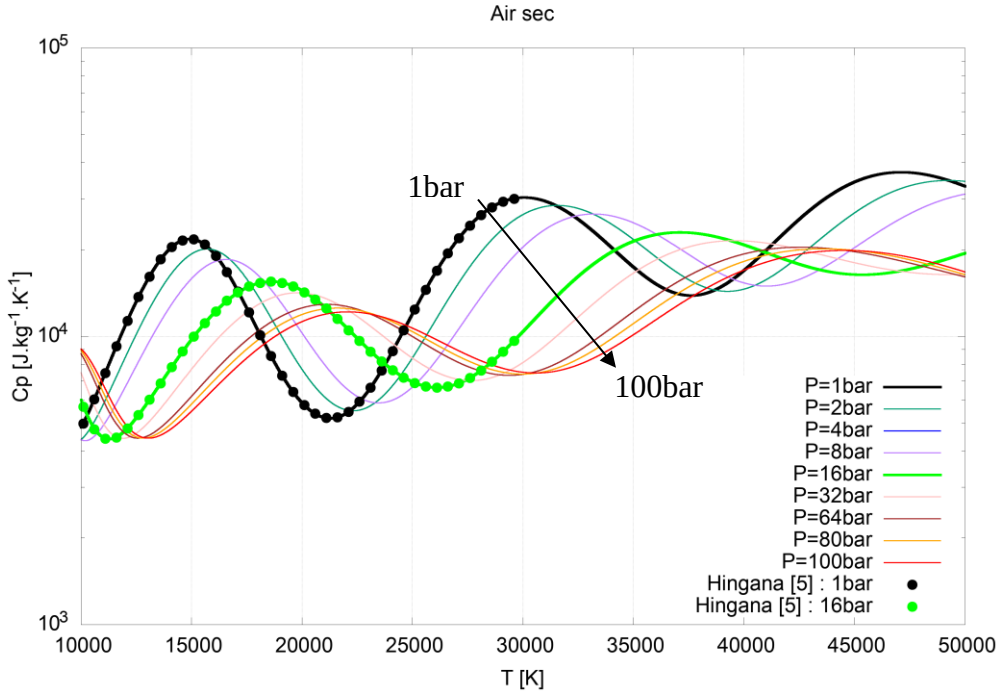


Figure I-6 : Evolution du C_p massique de l'air sec en fonction de la température [10000K-50000K] et de la pression.

I.1.3.4-Propriétés thermodynamiques massiques

En physique des arcs et des plasmas thermiques, les équations de conservation utilisées dans les modèles hydrodynamiques font appel aux propriétés thermodynamiques massiques. Afin d'obtenir ces données, nous définissons la densité massique $N_{i,m}$ (en kg-1) qui correspond à la densité de l'espèce chimique i par kg de mélange :

$$N_{i,m} = \frac{n_i}{\rho} = \frac{n_i}{\sum_i n_i m_i} \tag{I-6}$$

A partir de ces densités, nous pouvons calculer l'enthalpie **<u>massique</u>** H_m (en $J.kg^{-1}$) et l'équation (I-4) peut être réécrite sous la forme :

$$H_m = \frac{5}{2} kT \sum_{i=1}^{N} N_{i,m} + kT^2 \sum_{i=1}^{N} N_{i,m} \frac{\partial \ln Q_{int,i}}{\partial T} + \sum_{i=1}^{N} N_{i,m} E_{ref,i} \tag{I-7}$$

Nous pouvons également déterminer la chaleur spécifique **<u>massique</u>** $C_{p,m}$ (en $J.kg^{-1}.K^{-1}$) qui s'écrit comme précédemment :

$$C_{p,m} = \left(\frac{\partial H_m}{\partial T}\right)_P \approx \frac{\Delta H_m}{\Delta T} = \frac{H_m\left(T+\frac{\Delta T}{2}\right) - H_m\left(T-\frac{\Delta T}{2}\right)}{\Delta T} \tag{I-8}$$

I.1.4-Coefficients de transport

Pour étudier théoriquement le comportement d'un plasma avec de la modélisation MHD, il est nécessaire de calculer les coefficients de transport comme la viscosité, la conductivité électrique et la conductivité thermique. En effet, l'existence d'un gradient de densité, de vitesse, de température ou de potentiel électrique modifie le milieu par l'apparition d'un flux de particules, d'un flux de chaleur ou d'un flux de charge. Les coefficients de transport sont définis comme étant des facteurs de proportionnalité liant ces flux à leurs gradients. Ils sont obtenus par la résolution de l'équation de Boltzmann selon la méthode de Chapman-Enskog détaillée par Hirshfelder et al. [25] et adaptée à des gaz partiellement ionisés par Chapman et Cowling [26]. Les expressions permettant de calculer les coefficients de transport sont disponibles dans les travaux de Hingana [5]. Nous rappelons ici l'essentiel et présentons quelques résultats pour l'air sec et les mélanges air-Cu.

I.1.4.1-Intégrales de collision

Chapman et Cowling [26] montrent que les expressions des coefficients de transport dépendent de fonctions appelées intégrales de collisions qui varient suivant la température, le potentiel d'interaction utilisé pour caractériser la collision entre deux particules i et j et l'ordre

d'approximation utilisé dans le développement des polynômes de Sonine [25]. Ce niveau d'approximation fixe le nombre de paires (l,s) à considérer dans le calcul des intégrales de collisions. Ces intégrales de collisions s'écrivent sous la forme suivante :

$$\Omega_{ij}^{(l,s)} = \left(\frac{k_B T}{2\pi\mu_{ij}}\right)^{\frac{1}{2}} \int_0^{\infty} \exp\left(-\gamma_{ij}^2\right) \gamma_{ij}^{2s+3} Q_{ij}^{l}(\varepsilon_r) d\gamma_{ij} \quad \text{(I-9)}$$

Avec $\gamma_{ij} = (\frac{\varepsilon_r}{k_B T})^{1/2}$, μ_{ij} la masse réduite, ε_r l'énergie cinétique du mobile fictif ($\frac{\mu_{ij} {g_{ij}}^2}{2}$), g_{ij} le module de la vitesse relative initiale, (l,s) le nombre de couple fixé par le niveau d'approximation dans les polynômes Sonine [25] et $Q_{ij}^{l}(\varepsilon_r)$ la section efficace de transport définie par l'expression suivante:

$$Q_{ij}^{l}(\varepsilon_r) = 2\pi \int_0^{\pi} \sigma_{ij}^{diff}(\chi, \varepsilon_r)(1 - cos^{l}\chi) sin\chi d\chi \quad \text{(I-10)}$$

Où $\sigma_{ij}^{diff}(\chi, \varepsilon_r)$ représente la section efficace de la collision (pour deux particules i et j) et χ l'angle de déviation (l'angle sous lequel les particules sont déviés après la collision). Il est généralement préférable d'utiliser les intégrales réduites $\overline{\Omega_{ij}^{(l,s)}}$ définies par Hirschfelder et al. [25]. Ces intégrales $\overline{\Omega_{ij}^{(l,s)}}$ dépendent du potentiel choisi pour caractériser chaque interaction entre deux particules i et j. Par conséquent, l'étude bibliographique des potentiels d'interaction et le calcul des intégrales correspondantes constituent la partie la plus complexe et la plus importante pour le calcul des coefficients de transport. Avec un ordre maximal fixé à (1,5) et (2,3), nous avons ainsi $8\overline{\Omega_{ij}^{(l,s)}}$ par collision. Ayant 78 interactions neutre-neutre, 182 interactions ion-neutre et 105 interactions ion-ion, cela nous donne un total de 365 interactions * 8 = 3544 $\overline{\Omega_{ij}^{(l,s)}}$ à calculer pour chaque température. Seules les intégrales de collisions $\overline{\Omega_{ij}^{(l,s)}}$ des interactions ion-ion sont influencées par la pression à travers la longueur de Debye.

I.1.4.1.1-Interactions neutre-neutre

Pour obtenir rapidement les coefficients de transport, nous utilisons habituellement des potentiels classiques pour caractériser les collisions entre deux particules neutres : le potentiel de Morse, le potentiel de Lennard Jones, le potentiel de Buckingham, le potentiel de Stockmayer ou le modèle de sphères dures. Les intégrales de collisions sont ainsi obtenues grâce aux données de la littérature ou aux lois empiriques données par Hirshfelder et al. [25] et leurs paramètres correspondants. Pour mieux traiter ces collisions, nous pouvons aussi nous baser sur d'autres potentiels considérés comme plus caractéristiques des interactions. Les données disponibles sont alors soit des sections efficaces, soit des tables d'intégrales de collision ou des polynômes de

lissage. Dans le cas de l'air sec étudié ici, nous avons traité 78 interactions neutre-neutre. Les intégrales de collisions pour les interactions N-N, N-N_2 et N_2-N_2 sont issus des travaux de Murphy et al. [27], celles pour les interactions N-O, O-O, O-N_2, O_2-N, O_2-O, O_2-N_2, O_2-O_2, NO-N, NO-O, NO-N_2, NO-O_2 et NO-NO des travaux de Capitelli et al. [12]. Nous avons considéré le potentiel de Lennard Jones pour caractériser les collisions entre les espèces neutres et O_3, N_3, NO_2, NO_3, N_2O_3, N_2O_4 et N_2O_5. Pour ces dernières espèces, les constantes de Lennard Jones utilisées sont données par André et al. [24]. Les méthodes utilisées pour déterminer les interactions neutre-neutre sont résumées dans le Tableau I-1.

Tableau I-1**.** Potentiels utilisés pour calculer les intégrales de collisions neutre-neutre.

	N	**O**	**N_2**	**O_2**	**NO**	**O_3**	**N_3**	**N_2O**	**NO_2**	**NO_3**	**N_2O_3**	**N_2O_4**	**N_2O_5**
N	[27]												
O	[12]	[12]											
N_2	[27]	[12]	[27]										
O_2	[12]	[12]	[12]	[12]									
NO	[12]	[12]	[12]	[12]	[12]								
Autres	LJ	LJ	LJ	LJ	LJ	LJ	LJ	LJ	LJ	LJ	LJ	LJ	LJ

LJ : Potentiel de Lennard-Jones [25]

I.1.4.1.2-Interactions ion-neutre

Pour les interactions entre neutres et particules chargées O_x-$O_m^{n\pm}$, O_x-$N_m^{n\pm}$ et N_x-$O_m^{n\pm}$, les intégrales de collisions utilisées sont données par Capitelli et al.[12] . Les intégrales pour N-N_2^+ et N-N^+ sont fournies par Murphy [27]. Pour les collisions entre particules chargées de N_3, NO_3, N_2O_3 N_2O_5, nous avons utilisé des intégrales de collision dérivées du potentiel de polarisation. Pour ces dernières interactions, les collisions ont été séparées en deux types: les collisions élastiques pures et les phénomènes de transfert de charge [29]. Pour les collisions élastiques, les intégrales de collisions ont été calculées directement à partir des expressions théoriques de Kihara et al. [29] en supposant un potentiel de polarisation dont les polarisabilités des espèces atomiques neutres sont issues de la littérature ou déduites de l'expression proposée par André et al. [30]. Les constantes utilisées pour le calcul ont été reportées dans le Tableau I-2.

Tableau I-2. Polarisabilités des espèces neutres.

	N	**O**	**N_2**	**O_2**	**NO**	**O_3**	**N_3**	**N_2O**	**NO_2**	**NO_3**	**N_2O_3**	**N_2O_4**	**N_2O_5**
ξ (A^{-3})	1.1000	0.8020	1.7403	1.5812	1.7000	3.21	2.7	3.03	3.02	3.822	4.606	6.69	7.492
Ref	[31]	[31]	[31]	[31]	[31]	[31]	[31]	[31]	[31]	NO_2+O [30]	N_2O+O_2 [30]	[31]	N_2O_4+O [30]

I.1.4.1.3-Interactions électron-neutre

Pour le cas de l'air sec, les intégrales de collision correspondant aux collisions e-O, e-N, e-O_2, e-N_2 et e-NO ont été calculées d'après les polynômes de lissage de Capitelli et al. [11]. L'interaction e-O_3 a été traitée selon les travaux d'André et al. [28] X qui permettent d'estimer les sections efficaces de transport $Q_{e-X_2}^{(l,s)}$ et $Q_{e-X_3}^{(l,s)}$ à partir de $Q_{e-X}^{(l,s)}$ [28]. Les collisions restantes (e-N_2O, e-NO_2, e-N_2O_3, e-N_2O_3, e-N_2O_4 et e-N_2O_5) ont été caractérisées par un potentiel de polarisabilité.

I.1.4.1.4-Interactions chargé-chargé

Toutes ces interactions ont été décrites par un potentiel coulombien écranté à la longueur de Debye [25]. Nous avons considéré les expressions des intégrales de collisions issues des travaux de Devoto [32] qui ont corrigé celles de Mason [33] en prenant en compte à la fois les potentiels attractifs et répulsifs. Enfin, comme certaines différences sur les conductivités électriques et thermiques sont parfois observées à hautes températures et attribuées à la méthode utilisée pour calculer la longueur de Debye, nous précisons ici que cette longueur a été obtenue en tenant compte à la fois des électrons et des ions.

I.1.4.2-Conductivité thermique

La conductivité thermique d'un mélange gazeux est la somme de quatre composantes: la conductivité thermique due à la translation de particules lourdes calculée au second ordre d'approximation de la méthode de Chapman-Enskog, la conductivité thermique due à la translation des électrons calculée au troisième ordre d'approximation (à cause de leur masse), la conductivité thermique interne calculée au premier ordre d'approximation et la conductivité thermique de réaction obtenue à partir de la théorie de Butler et Brokaw [34] et étendue au cas des gaz partiellement ionisés. Cette dernière contribution essentielle est due aux diverses réactions chimiques et représente le transport d'énergie par dissociation de molécules et par ionisation d'espèces. Les Figures I-7 et I-8 montrent l'évolution de la conductivité thermique en fonction de la température et de la pression. Dans la première région définie par des températures très basses (T <3000K à 1bar), les molécules et les atomes neutres sont les principales espèces du plasma. Par conséquent, la conductivité thermique est principalement dominée par la conductivité thermique de translation des particules lourdes et la conductivité thermique interne. L'évolution à basses et moyennes températures (3000K <T <20000K à 1bar) est plus intéressante décrivant plusieurs pics dus aux réactions de dissociation et d'ionisation successives déjà mentionnées dans la première partie de ce travail (voir I.3.3 Chaleur spécifique à pression constante). Dans cette plage de température, la conductivité thermique dépend donc

principalement de la conductivité thermique de réaction, mais la contribution en translation des particules lourdes joue également un rôle important entre 3000K et 15000K (Figure I-7). Pour les hautes températures (> 20kK à P = 1bar), la translation des électrons est le phénomène dominant, conduisant à une augmentation de la conductivité thermique dans cette gamme de température (Figure I-8). L'influence de la pression sur la conductivité thermique peut être expliquée par l'évolution de la composition à l'équilibre. Les pics sont atténués et déplacés à des températures élevées en raison des réactions de dissociation et d'ionisation retardées comme dans le cas de la chaleur spécifique à pression constante $C_{p,m}$. Les résultats de la conductivité thermique ont été validés par comparaison avec les résultats de Hingana [5], la légère différence observée s'expliquant par l'utilisation des intégrales de collision de Murphy [27] dans notre cas, Hingana ayant utilisé celles de D'Angola [13].

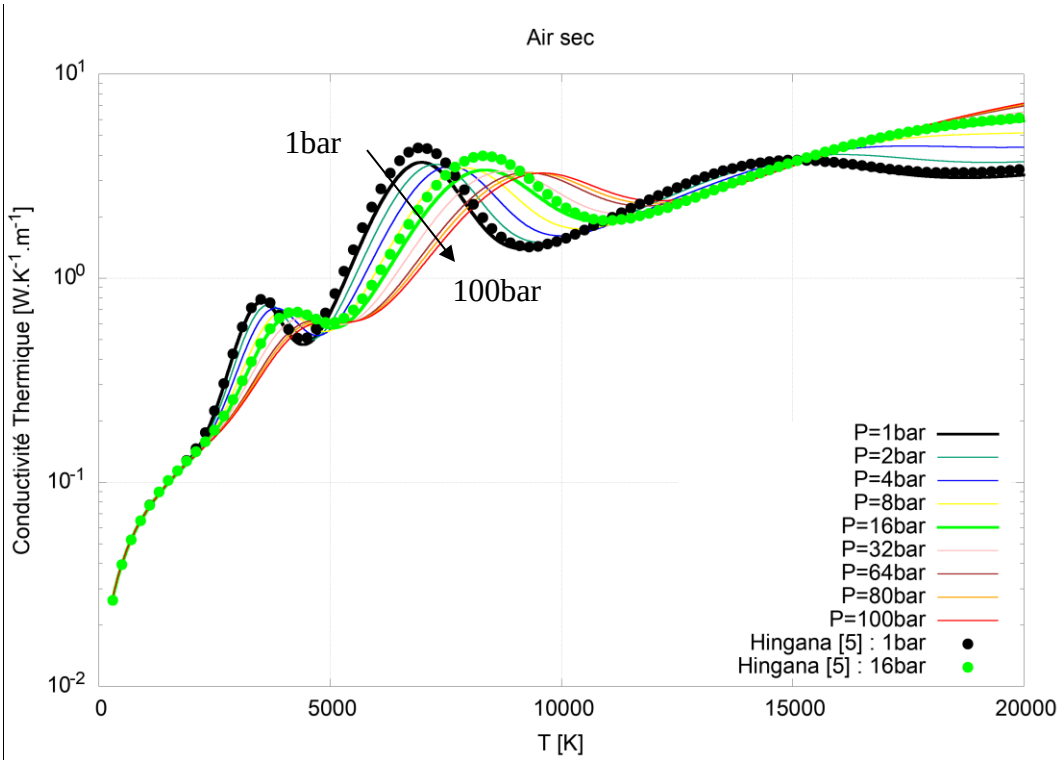


Figure I-7 : Evolution de la conductivité thermique de l'air sec en fonction de la pression et de la température [300K – 20000K].

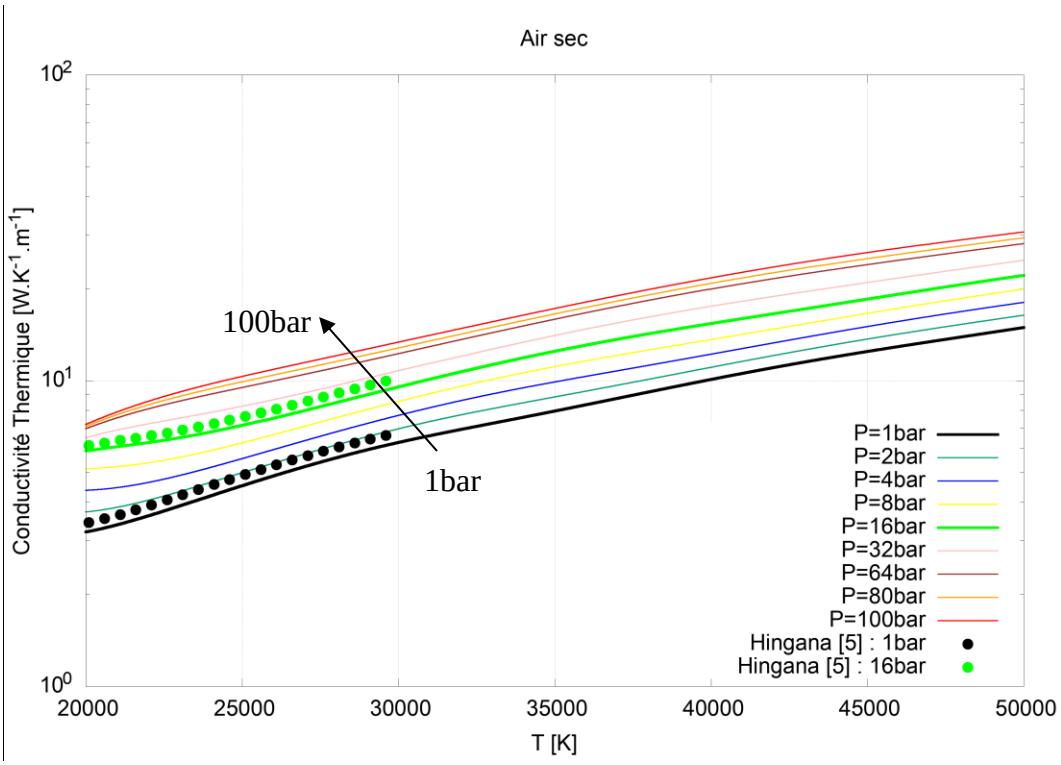


Figure I-8 : Evolution de la conductivité thermique de l'air sec en fonction de la pression et de la température [20000K – 50000K].

I.1.4.3-Conductivité électrique

La conductivité électrique considère seulement la contribution des électrons en raison de leur grande mobilité. Les Figures I-9 et I-10 montrent les évolutions typiques de la conductivité électrique pour l'air sec à différentes pressions. Une validation avec les résultats de Hingana [5] est également proposée.

Pour des températures entre 300 et 14500K (Figure I-9), ce coefficient augmente à mesure que la pression diminue alors que l'effet inverse est observé pour des températures entre 15000 et 50000K (Figure I-10). Ce comportement s'explique par l'évolution de la densité des électrons. Bien que la densité des électrons augmente continuellement avec la pression à une température donnée, l'évolution de la conductivité électrique change pour une température de 14500K. En effet, à basses températures, nous avons principalement des collisions de type électron-neutre alors qu'à plus haute température, les collisions électron-ions sont prédominantes.

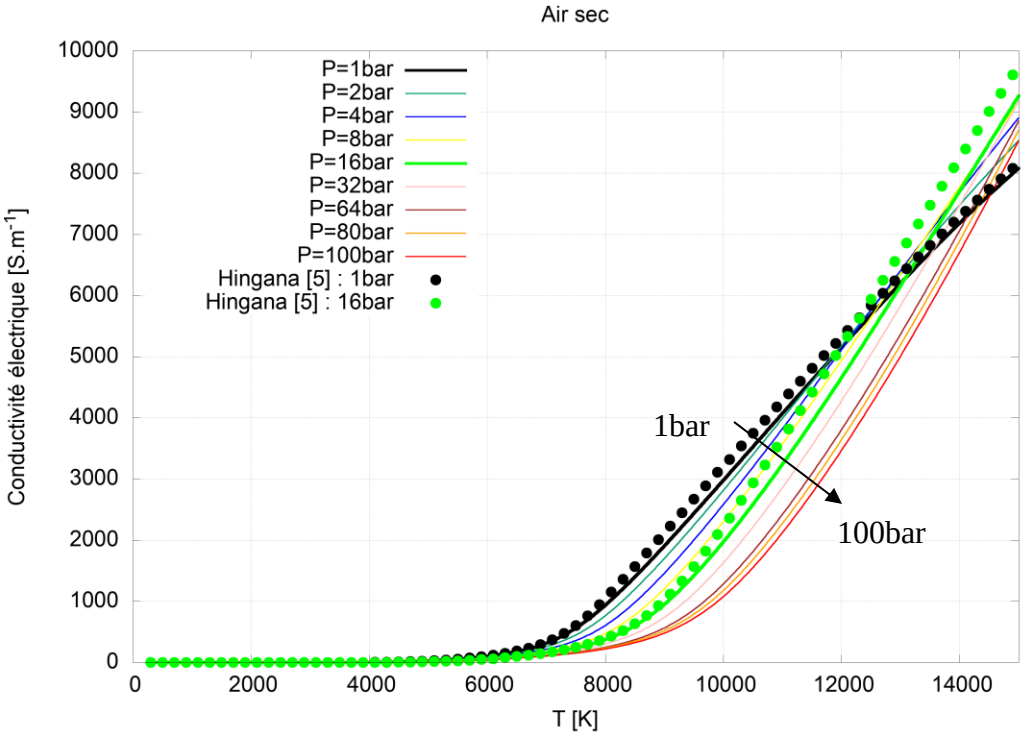


Figure I-9 : Evolution de la conductivité électrique de l'air sec en fonction de la pression et de la température [300K – 15000K].

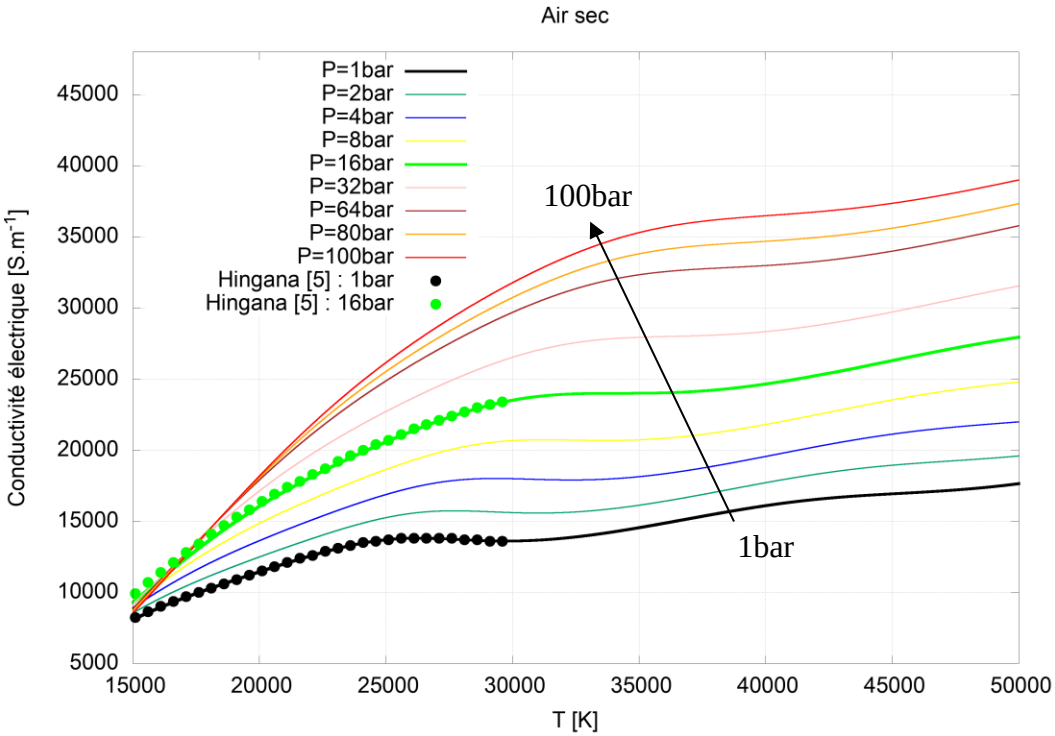


Figure I-10 : Evolution de la conductivité électrique de l'air sec en fonction de la pression et de la température [15000K – 50000K].

I.1.4.4-Viscosité

La Figure I-11 montre la viscosité de l'air sec en fonction de la température et de la pression. La viscosité est contrôlée par les collisions neutre-neutre. Sa forme en « cloche » reflète la transition d'un plasma neutre vers un plasma totalement ionisé. A faible température, son comportement dépend des interactions entre atomes et molécules. Pour des températures plus élevées, le plasma est dominé par des particules chargées et donc par des interactions coulombiennes dues aux différentes ionisations. La diminution de la viscosité peut être expliquée non seulement par des coefficients de diffusion binaires plus faibles mais également par des interactions essentiellement entre particules chargées. À mesure que la pression augmente, la viscosité augmente pour des températures supérieures à 10000K. Pour une température donnée, le degré d'ionisation diminue avec une pression plus élevée et la fraction ionique diminue. Nous retrouvons ici un résultat classique de l'effet de la pression sur la viscosité avec un décalage des maxima des viscosités vers les températures élevées lorsque la pression augmente.

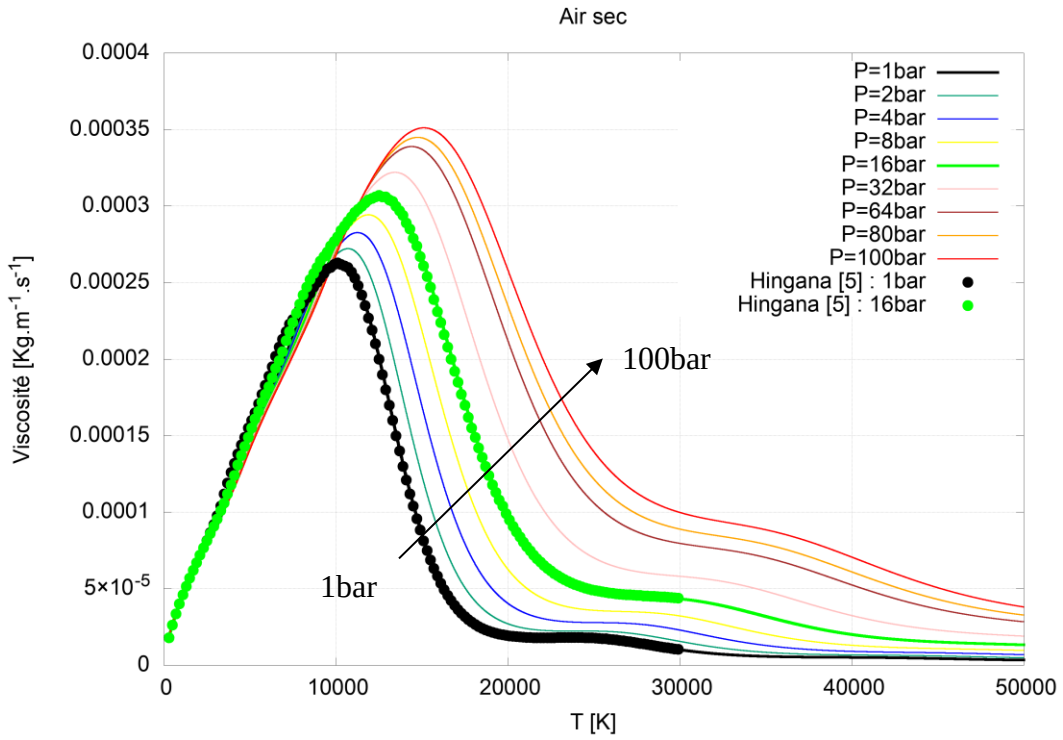


Figure I-11 : Evolution de la viscosité de l'air sec en fonction de la température et de la pression.

I.1.4.5-Influence des vapeurs

L'influence des vapeurs métalliques sur les propriétés thermodynamiques, les coefficients de transport et le rayonnement est étudié spécifiquement dans le papier de Gleizes et al. [4] dédié aux mélanges air-Cu/Al/Fe. Dans cette partie, nous présentons donc rapidement l'influence des vapeurs métalliques de cuivre sur les coefficients de transport.

I.1.4.5.1-Conductivité thermique

Les Figures I-12 et I-13 montrent l'influence des vapeurs métalliques de cuivre sur la conductivité thermique en fonction de la température à pression atmosphérique. L'augmentation du cuivre dans le mélange diminue l'intensité des pics de dissociation et d'ionisation de O et N au profit du pic de dissociation de Cu_2 (situé autour de 2400K) et d'ionisation du cuivre neutre. Nos calculs sont validés par comparaison avec les travaux de Gleizes et al. [4] pour le mélange massique 50%air-50% cuivre à la pression de 1bar.

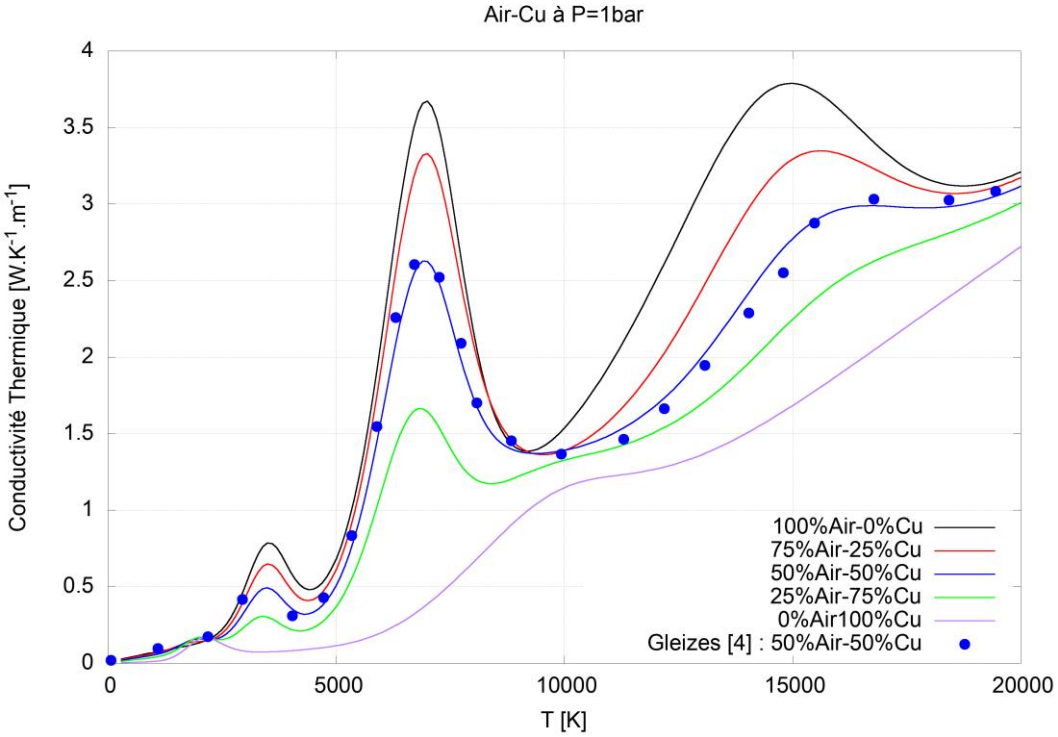


Figure I-12 : Evolution de la conductivité thermique pour un plasma air-Cu à P=1bar et des températures entre 300 et 20000K.

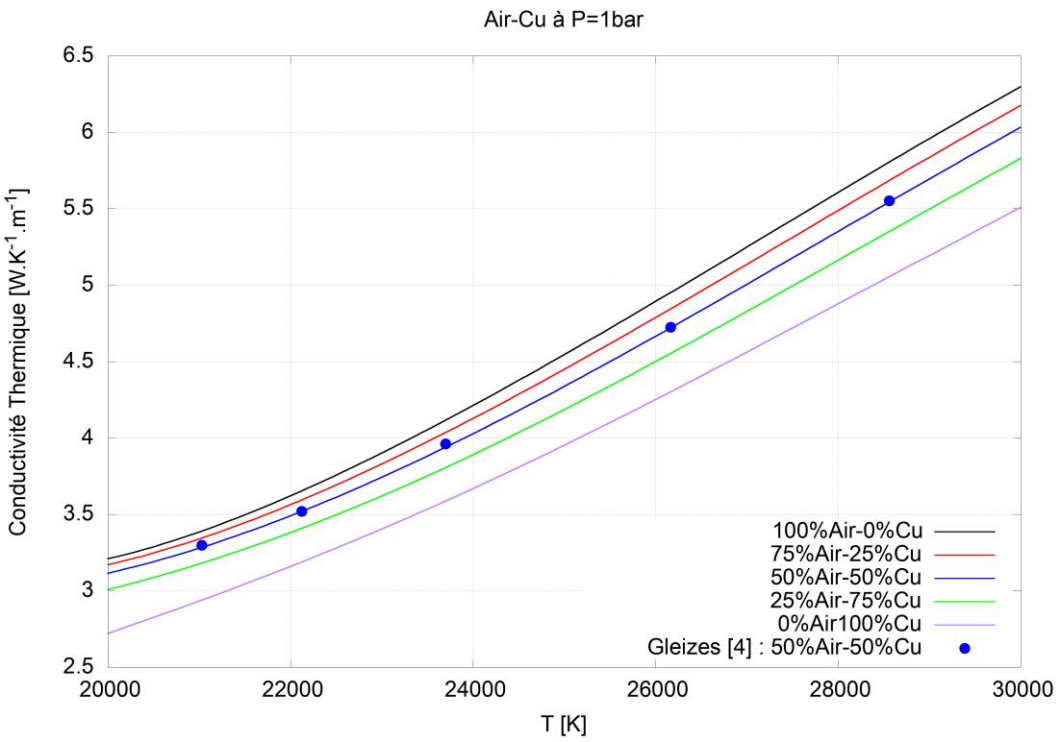


Figure I-13 : Evolution de la conductivité thermique pour un plasma air-Cu à P=1bar et des températures entre 20000 et 30000K.

I.1.4.5.2-Conductivité électrique

Des Figures I-14 et I-15, nous remarquons que la conductivité électrique d'un mélange air-Cu est influencée par la présence des vapeurs métalliques dans la zone de températures 2500K-17000K. A cause de la plus faible énergie d'ionisation du cuivre (7.72eV) devant celle de l'oxygène (13.61eV) et de l'azote (14.1eV), la densité des électrons subit une plus forte augmentation à basses températures en présence de vapeurs métalliques cuivrées augmentant la conductivité électrique. A forte température, la conductivité électrique devient plus faible en présence des vapeurs de cuivre à cause d'une plus faible densité électronique du cuivre en haute température.

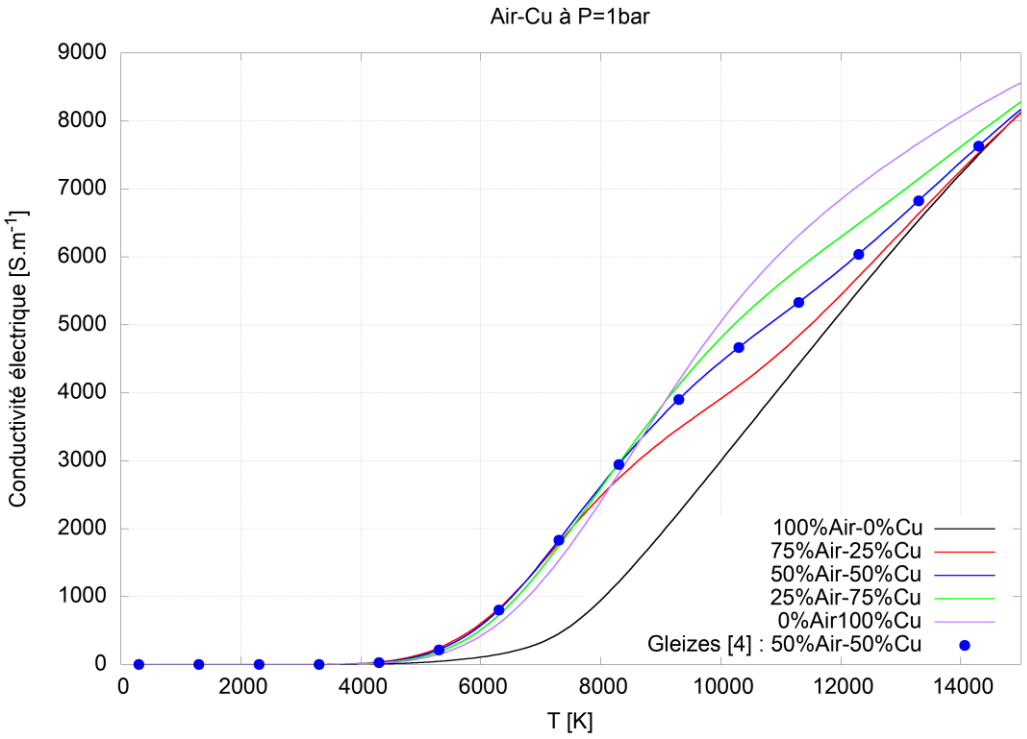


Figure I-14 : Evolution de la conductivité électrique pour un plasma air-Cu à P=1bar et des températures entre 300 et 15000K.

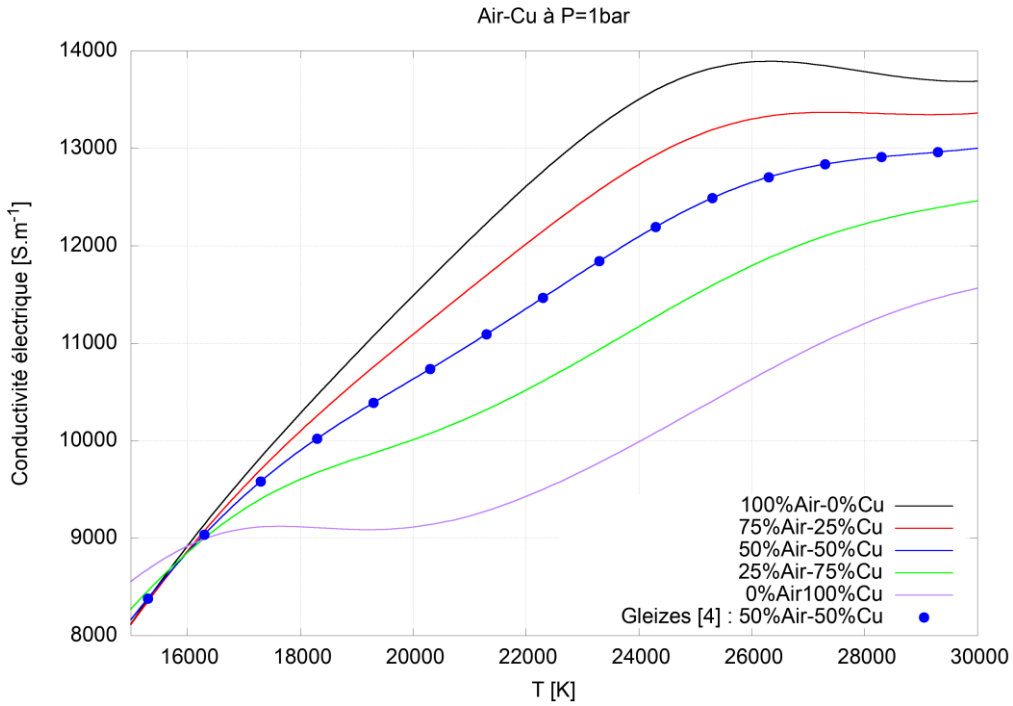


Figure I-15 Evolution de la conductivité électrique pour un plasma air-Cu à P=1bar et des températures entre 15000 et 30000K.

I.1.4.5.3-Viscosité

Dans le cas de la viscosité, lorsque le pourcentage de cuivre est supérieur à celui de l'air, nous observons l'apparition d'un second pic. L'énergie d'ionisation du cuivre étant plus faible, la transition d'un milieu neutre vers un milieu ionisé s'effectue pour des températures plus faibles que celles d'un plasma d'air sec. La présence des vapeurs du cuivre influence également le maximum de la viscosité dont la valeur dépend à la fois des fonctions de partition, des énergies d'ionisation et de la masse molaire du gaz comme l'ont montré Gleizes et al. [4] dans leurs travaux.

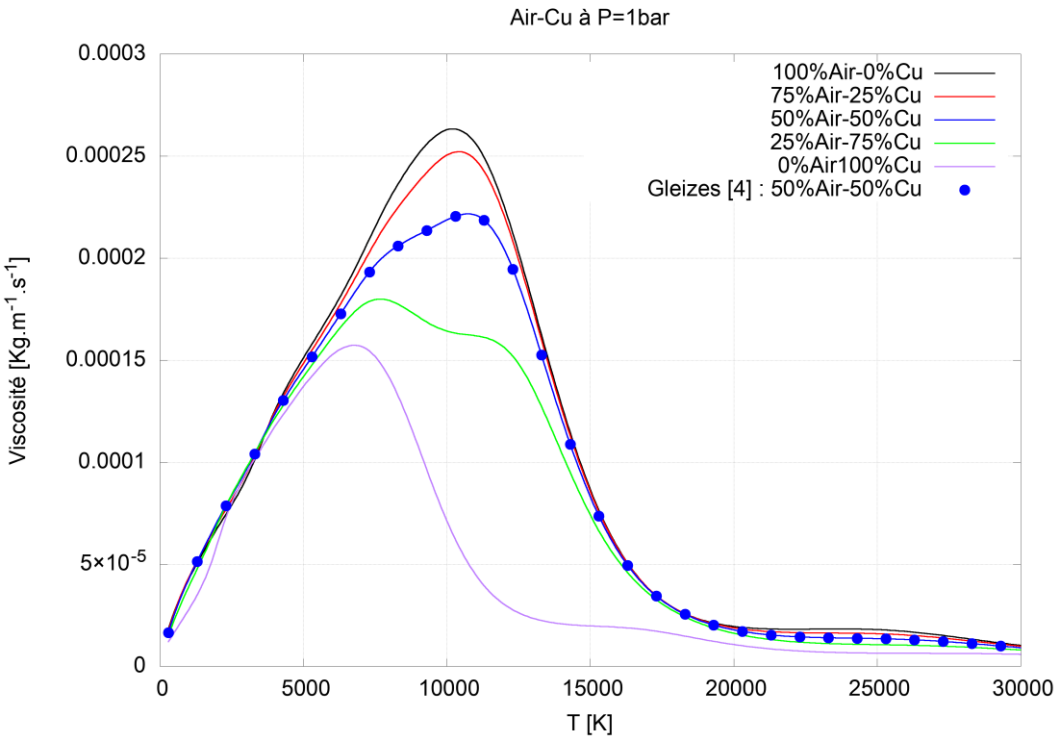


Figure I-16 : Evolution de la viscosité pour un plasma d'Air contaminé par du cuivre à P=1bar en fonction de la température.

I.1.5-Conclusion

A travers la section I, nous avons calculé les propriétés thermodynamiques et les coefficients de transport d'un plasma d'air-Cu. Par rapport aux travaux antérieurs de l'équipe [4] [5], ce calcul a été effectué pour des pressions de 1 à 100bar, des températures de 300K à 50000K et différents pourcentages de vapeurs de cuivre. Nous sommes maintenant en mesure d'utiliser ces propriétés dans un modèle Magnéto-Hydro-Dynamique (MHD) d'un plasma thermique.

I.2-Processus radiatifs pour un plasma air-Cu

I.2.1-Généralités sur le rayonnement thermique

Dans cette partie, nous décrivons les divers processus radiatifs considérés dans le calcul du rayonnement d'un mélange air-Cu. Des études ont déjà été réalisées sur un plasma d'air dans l'équipe AEPPT [9] [15] [16]. Néanmoins, nous jugeons utile de rappeler brièvement comment sont calculées les données de base du transfert radiatif puisqu'elles constituent le point central de la résolution de l'équation du transfert radiatif et du développement de méthodes approximatives permettant d'implémenter ces propriétés radiatives dans les modèles numériques. Pour les plasmas thermiques, divers mécanismes sont à l'origine du rayonnement des plasmas que nous pouvons regrouper en deux contributions :

- *le rayonnement continu*, constitué des continua atomique et moléculaire qui proviennent des transitions libre-libre et lié-libre : le continuum atomique est caractérisé par les mécanismes de recombinaison radiative, d'attachement radiatif et de rayonnement de freinage ; le continuum moléculaire se définit par les mécanismes de photo-ionisation, de photo-dissociation, de photo-ionisation dissociative et du rayonnement de freinage des électrons.

- *le rayonnement discret*, constitué des raies atomiques et des bandes moléculaires caractérisées par des transitions entre états liés-liés.

Ces différents mécanismes sont quantifiables à partir de leur coefficient spectral d'absorption (ou coefficient spectral d'émission) respectif, leur somme conduisant au coefficient d'absorption total utilisé ensuite dans l'Equation du Transfert Radiatif (ETR). Ce coefficient sert notamment à déterminer les pertes radiatives (Divergence du Flux Radiative (DFR)) à partir de méthodes approchées comme le Coefficient d'Emission Nette (CEN) ou les méthodes utilisant les Coefficient Moyens s d'Absorption (CMAs).

Dans ce chapitre, nous présentons quelques généralités sur le rayonnement thermique avant d'introduire les grandeurs utilisées dans les chapitres suivants.

I.2.1.1-Luminance et flux de rayonnement

I.2.1.1.1-La luminance

La luminance spectrique L_λ (en $W.m^{-2}.sr^{-1}.m^{-1}$) au point O dans la direction $\vec{s}$ est la puissance rayonnée par angle solide $d\Omega$, par unité de surface S, par unité de longueur d'onde λ.

Celle-ci décrit le rayonnement de manière spectrale et directionnelle. En intégrant cette grandeur sur tout le domaine spectral, nous obtenons la luminance totale (en $W.m^{-2}.sr^{-1}$) :

$$L(\overrightarrow{X},\vec{s}) = \int_0^{\infty} L_\lambda(\overrightarrow{X},\vec{s}) \cdot d\lambda \quad \text{(I-11)}$$

I.2.1.1.2-Le flux de rayonnement

Le flux de luminance (en $W.m^{-2}$), représente la puissance totale émise par toute la surface, obtenue par intégration de la luminance sur toutes les directions possibles et toute la surface.

$$\phi_R(S) = \int\int L(\overrightarrow{X},\vec{s}) \cdot \vec{s} \cdot \vec{n} \cdot d\Omega \cdot dS \quad \text{(I-12)}$$

Dans la littérature, cette grandeur est souvent rapportée à une unité de surface. Dans ce cas, nous définissons le flux de rayonnement (en $W.m^{-2}$) :

$$F_R = \int\int L(\overrightarrow{X},\vec{s}) \cdot \vec{s}.\vec{n} \cdot d\Omega \quad \text{(I-13)}$$

I.2.1.2-Equation du transfert radiatif

L'équation du transfert radiatif décrit l'évolution de la luminance spectrale à travers un volume élémentaire pour un trajet rectiligne donné. Dans le cas stationnaire et en négligeant la diffusion du rayonnement, l'équation du transfert radiatif s'écrit sous la forme [35] :

$$\vec{s} \cdot \vec{\nabla} \cdot L_\lambda(\overrightarrow{X},\vec{s}) = \varepsilon_\lambda(T(\overrightarrow{X},\vec{s})) - K'(\lambda, T(\overrightarrow{X},\vec{s})) \cdot L_\lambda(\overrightarrow{X},\vec{s}) \quad \text{(I-14)}$$

Où $\varepsilon_\lambda(T(\overrightarrow{X},\vec{s}))$ représente l'émission spectrale de l'élément ; $K'(\lambda).L_\lambda(\overrightarrow{X},\vec{s})$ décrit l'atténuation du rayonnement venant de l'extérieur. En supposant l'ETL et par application de la loi de Kirchhoff, nous obtenons l'équation :

$$\vec{s} \cdot \vec{\nabla} \cdot L_\lambda(\overrightarrow{X},\vec{s}) = K'(\lambda, T(\overrightarrow{X},\vec{s})) \cdot L^0{}_\lambda(\overrightarrow{X},\vec{s}) - K'(\lambda, T(\overrightarrow{X},\vec{s})) \cdot L_\lambda(\overrightarrow{X},\vec{s}) \quad \text{(I-15)}$$

La résolution de cette équation sera détaillée dans le chapitre II.

I.2.2-Mécanismes d'émission du rayonnement dans les plasmas thermiques.

Le rayonnement d'un plasma peut être décomposé en deux spectres : le spectre continu et le spectre discret. Le continuum décrit le rayonnement des transitons libre-libre et lié-libre émis sur toutes les longueurs d'onde pour des états d'énergie non quantifiée (recombinaison radiative, brehmsstralung, attachement). Les raies atomiques et les bandes moléculaires sont caractérisées

par des transitions entre états lié-lié avec un rayonnement émis à des longueurs d'ondes déterminées entre deux niveaux d'énergie liés de la molécule, de l'atome neutre ou de l'ion. Dans ce chapitre, nous détaillons les processus responsables du rayonnement que sont le continuum atomique, le continuum moléculaire ainsi que les raies atomiques et moléculaires.

I.2.2.1-Continuum atomique

Le continuum atomique résulte de la combinaison de trois phénomènes principaux : la recombinaison radiative (lié-libre), l'attachement radiatif (lié-libre) et le rayonnement de freinage ou bremsstralung (libre-libre). La théorie concernant le continuum atomique est détaillée dans les travaux de Gleizes et al. [36] , Liani et al. [37] et Cressault [9]. Nous donnons un bref aperçu des expressions permettant d'estimer le rayonnement émis (ou absorbé par application de la loi de Kichhoff) pour chacun des processus contribuant au continuum atomique.

I.2.2.1.1-Transition lié-libre

I.2.2.1.1.1-Recombinaison radiative

Elle consiste en l'attachement d'un électron libre à un atome chargé positivement. Ce processus se traduit par l'émission d'un photon.

$$X^{Z+} + e^{-} \rightleftarrows X^{(z-1)+} + h\nu \tag{I-16}$$

Où X^{Z+} et $X^{(z-1)+}$ représentent des espèces atomiques de charge respective Z^+ et $(Z-1)^+$; h la constante de Planck (en J.s) et c la vitesse de la lumière (en $m.s^{-1}$). L'énergie du photon émis est donnée par l'équation :

$$h\nu = E_{lim}^{(Z-1)+} - E_i^{(Z-1)+} - \Delta E_{Z^+} + E_e \tag{I-17}$$

Avec $E_{lim}^{(Z-1)+}$l'énergie d'ionisation de l'ion de charge $(Z-1)^+$, ΔE_z l'abaissement du potentiel d'ionisation par l'environnement de l'atome ; $E_i^{(Z-1)+}$ l'énergie de l'ion dans l'état i et de charge $(Z-1)^+$ et E_e l'énergie de l'électron capturé. L'expression du coefficient spectral d'émission associé à ce phénomène est donnée par la relation suivante [36] :

$$\varepsilon_\nu^{rec}(T) = C_1 \cdot \frac{N_e N^{Z+} Z^2}{Q_{Z+}^{int}(T) T^{\frac{1}{2}}} \cdot \left(1 - e^{\frac{h\nu}{k_B T}}\right) \cdot g_1^{Z+} \cdot \xi_\nu^{Z-1}(\mathrm{T}) \tag{I-18}$$

Avec $\xi_\nu^{Z-1}(\mathrm{T})$ le facteur de Biberman-Schluter de l'espèce $X^{(Z-1)+}$ à la température T [38], calculé par Hofsaess pour l'oxygène et l'azote [39] selon la méthode du potentiel écranté de Thomas-Fermi :

$$\xi_{\nu}^{Z-1}(\mathrm{T}) = \frac{(\frac{\nu}{c})^3 \cdot e^{\frac{E_{\infty}^{(Z-1)+} - \Delta E_Z}{k_B T}} \cdot (\sum_i g_i^{(Z-1)+} e^{-\frac{E_i}{k_B T}}) \cdot \sigma_i(\nu)}{C_2 \cdot Z^2 \cdot g_1^{Z+} \cdot T \cdot (e^{\frac{h\nu}{k_B T}} - 1)} \quad \text{(I-19)}$$

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 dégénérescences du niveau fondamental de X^{Z+} et du niveau de i de $X^{(Z-1)+}$; $E_{\infty}^{(Z-1)+}$ la première limite d'ionisation de l'ion ou de l'atome neutre de charge $(Z-1)^+$; $\sigma_i(\nu)$ la section efficace de photo-ionisation du niveau excité i et C_1 et C_2 les deux constantes définies par :

$$C_1 = \frac{16\pi(\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0})^3}{3c^3\sqrt{6k_B\pi m_e{}^3}} \quad \text{(I-20)} \quad \text{et} \quad C_2 = \frac{32k_b\pi^2(\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0})^3}{3h^4c^4\sqrt{3}} \quad \text{(I-21)}$$

Pour le cuivre**,** nous avons utilisé l'approximation hydrogénoide proposé par Okuda et al. [40] permettant d'écrire l'émission spectrale sous la forme :

$$\varepsilon_{\nu}^{rec}(T) = C_3 \cdot N_e N^{Z+} \cdot \frac{z^4}{c\sqrt{T^3}} \cdot e^{\frac{-h\nu - z\Delta E_Z}{k_B T}} \cdot S \quad \text{(I-22)}$$

Avec

$$S = \sum_i \frac{g_i^{(Z-1)+}}{n_i{}^5} e^{(\frac{E_{lim}^{(Z-1)+} - E_i^{(Z-1)+}}{k_B T})} + \frac{1}{g_1^{(Z-1)+}} \sum_{n_1}^{n_2} \frac{1}{n^3} e^{\left(\frac{z^2 E_{Ryd}}{n^2 k_b T}\right)} \quad \text{(I-23)}$$

Où E_{Ryd} est l'énergie de Rydberg (13.60569eV) ; n_i le nombre quantique principal du niveau d'énergie E_i ; $g_1^{(Z-1)+}$et $g_i^{(Z-1)+}$ les dégénérescences du niveau fondamental et du niveau i de $A^{(z-1)+}$; C_3 une constante égale à $5{,}15.10^{-38}$ (en $J.m^4.K^{3/2}.sr^{-1}.s^{-1}$). Dans l'expression de S, le premier terme n'est possible que pour des niveaux de l'espèce i dont les énergies vérifient la condition suivante :

$$E_i^{(Z-1)+} \geq E_{\infty}^{(Z-1)+} - \Delta E_{Z^+} - h\nu \quad \text{(I-24)}$$

Dans le second terme, les expressions de n_1 et n_2 sont définies d'après les équations suivantes :

$$n_1 = Z^+ \sqrt{\frac{E_{Ryd}}{h\nu + Z^+ \Delta E_{Z^+}}} \quad \text{(I-25)} \qquad n_2 = Z^+ \sqrt{\frac{E_{Ryd}}{Z^+ \Delta E_{Z^+}}} \quad \text{(I-26)}$$

I.2.2.1.1.2-Attachement radiatif

L'attachement radiatif représente la capture d'un électron libre par un atome neutre A créant un photon γ et un anion X^-. Concernant un plasma air-Cu, un atome d'azote, d'oxygène ou de cuivre peut capturer un électron libre pour former un ion négatif.

$$X + e^- \rightleftarrows X^- + h\nu \quad \text{(I-27)}$$

L'énergie du photon est donnée par l'expression suivante :

$$h\nu = E_{e^-} + E_a \quad \text{(I-28)}$$

Où E_{e^-} est l'énergie cinétique de l'électron et de l'affinité électronique et E_a est l'énergie d'attachement de l'atome X (où l'affinité électronique). Le coefficient spectral d'émission est donné par la relation :

$$\varepsilon_\nu^{att}(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \cdot e^{\frac{-h\nu}{k_B T}} \cdot N_{X^-}(T) \cdot \sigma_{\text{det}}^-(\nu) \quad \text{(I-29)}$$

Avec $N_{X^-}(T)$ la densité de l'ion X^- à la température T, et $\sigma_{\text{det}}^-(\nu)$ la section efficace de photo-détachement. Nos sections efficaces de photo-détachement sont issues des travaux de Robinson et Geltman et al. [41] pour l'azote et l'oxygène et Schneiber et Hazi [42] pour le cuivre.

I.2.2.1.2-Transitions libre-libre

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 ion. Cette collision élastique peut être représentée sous la forme de l'équation réactionnelle suivante :

$$X^{Z+} + e_i{}^- \rightleftarrows X^{Z+} + e_f{}^- + h\nu \quad \text{(I-30)}$$

L'énergie du photon s'exprime alors comme :

$$h\nu = \frac{1}{2} m_e |v_f^2 - v_i^2| \quad \text{(I-31)}$$

Avec v_f la vitesse de l'électron dans son état final et v_i la vitesse de l'électron dans son état initial.

I.2.2.1.2.1-Rayonnement de freinage électron-ion

Dans le cas ou Z≥1 dans l'équation (I-18), le coefficient spectral d'émission est donné par [43]:

$$\varepsilon_\nu^{ei,Z+}(T) = C_5 \cdot Z^2 \cdot \frac{N_e N_{Z+}}{T^{1/2}} \cdot e^{\frac{-h}{k_B T}} \cdot G^{Z+}(\nu, \mathrm{T}) \quad \text{(I-32)}$$

Avec C_5 une constante égale à $5.44.10^{-52}$ (en $J.m^{-3}.K^{1/2}.sr^{-1}$) ; N_e et N_{Z+} les densités de population des électrons et de l'espèce ionique et $G^{Z+}(\nu, \mathrm{T})$ le facteur de Gaunt. Ce facteur de Gaunt est similaire au facteur de Bibermann-Schlüter pour la recombinaison radiative. Sous l'hypothèse d'une distribution maxwellienne des vitesses, ce facteur se calcule à partir des sections efficaces de la transition libre-libre σ_{ff} et de la section efficace classique de la transition libre-libre de Kramers ${\sigma_{ff}}^K$. Son expression est donnée par Gongassian [44] :

$$G^{Z+}(\nu, T) = \int g_{ff}(y, \nu, T) \cdot e^{-y} dy \quad \text{(I-33)}$$

Où

$$y = \frac{m_e v_f^2}{2k_B T} = \frac{m_e v_i^2}{2k_B T} - \frac{h\nu}{k_B T} \quad \text{(I-34)}$$

Et

$$g_{ff}(v_i, v_f) = \frac{\sigma_{ff}(v_i, \nu)}{\sigma_{ff}{}^{K}(v_i, \nu)} \quad \text{(I-35)}$$

$$\sigma_{ff}{}^{K} = \frac{64\pi^4 m_e}{3h^6 c\sqrt{3}} \cdot \left(\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0}\right)^5 \cdot \frac{Z^4}{\nu^3 n^5} \quad \text{(I-36)}$$

Dans notre étude, le facteur de Gaunt est obtenu par la méthode quadratique de Cabannes et Chapelle [43] en utilisant les tables de g_{ff} données par Grant [45].

I.2.2.1.2.2-Rayonnement de freinage électron-neutre

Ce rayonnement provient de l'interaction des particules neutres avec les électrons. Cabannes et al. [43] proposent une théorie semi-classique pour la description du coefficient spectral d'émission qui s'écrit sous la forme suivante :

$$\varepsilon_\nu^{ea}(T) = C_7 \cdot N_e N_X \cdot T^{3/2} \cdot e^{\frac{-h\nu}{k_B T}} \cdot G(\nu, T) \quad \text{(I-37)}$$

$G(\nu, T)$ correspond à l'intégration de la section efficace élastique totale σ sur une distribution maxwellienne des vitesses électroniques, réalisée à partir de la méthode de Gauss-Laguerre. Les sections efficaces de l'azote et de l'oxygène sont données dans les travaux de Robinson et Geltman [41]. Celles du cuivre sont issues des travaux de Schneiber et Hazi [42]. C_7 estune constante égale à $3{,}42.10^{-43}$ (en $J.m.K^{-3/2}.sr^{-1}$).

I.2.2.2-Continuum moléculaire

Le continuum moléculaire joue un rôle principal devant les autres mécanismes radiatifs lorsque les molécules sont en quantité importantes dans le plasma à savoir les basses températures (T<8000K) pour des pressions P<8bar et des températures plus élevées pour les pressions élevées (jusqu'à 15000K à 100bar dans le cas de l'air). Le continuum moléculaire est donc à prendre en considération lorsque nous nous intéressons par exemple à l'absorption dans les régions périphérique froides d'un arc électrique. Les phénomènes majoritaires responsables du continuum moléculaires sont les suivants :

La photo-dissociation simple : $AB + h\nu \rightleftarrows A + B$ (I-38)

La photo-ionisation simple : $AB + h\nu \rightleftarrows AB^+ + e^-$ (I-39)

La photo-ionisation dissociative : $AB + h\nu \rightleftarrows A + B^+ + e^-$ (I-40)

Le bremsstralung inverse : $AB + {e_i}^- + h\nu \rightleftarrows AB + {e_f}^-$ (I-41)

Le coefficient spectral d'absorption moléculaire d'une molécule AB est la résultante de tous ces processus. Il est très souvent calculé de manière simplifiée en multipliant la section efficace totale de photo-absorption d'une molécule $\sigma_{tot,AB}$ par sa densité n_{AB} dans le plasma.

$$K'_{cont-mol-AB}(\nu, T) = \sigma_{tot,AB}(\nu, T) \cdot n_{AB}(T) \quad \text{(I-42)}$$

Cependant, ces sections sont le plus souvent disponibles à température ambiante (300K) et pour la pression atmosphérique. Dans notre cas (T>3000K et P>1bar), nous supposons cette section efficace constante en fonction de la température bien que cela ne soit rigoureusement pas valable. Cependant, ses variations étant faibles comparées à la variation de la densité en fonction de la température, cette hypothèse nous permet d'écrire le coefficient d'absorption spectrale sous la forme :

$$K'_{cont-mol-AB}(\nu, T) = \sigma_{tot,AB}(\nu, 300) \cdot n_{AB}(T) \quad \text{(I-43)}$$

Le continuum moléculaire total du plasma est obtenu par la somme des coefficients d'absorption de chaque espèce moléculaire :

$$K'_{cont-mol-AB}(\nu, T) = \sum_i^{molécules} \sigma_{tot,i}(\nu, 300) \cdot n_i(T) \quad \text{(I-44)}$$

Les sections efficaces de photo-absorption totales des molécules présentes dans le cas d'un plasma d'air sont données dans la thèse de Billoux [15] dont les références sont rappelées dans le Tableau I-3. Pour cette étude, nous n'avons pas considéré de molécules pour le cuivre.

Tableau I-3 : Références utilisées des sections efficaces photo-absorption.

Molécules	Références
O_2	[46]
N_2	[46]
NO	[47] [48]
N_2O	[49] [50]
NO_2	[51] [52] [53]

I.2.2.3-Continuum total

Le rayonnement total du continuum est la somme du continuum moléculaire et du continuum atomique pour une température, une pression et une longueur d'onde données. A partir des Figures I-16 à I-24, nous pouvons conclure que :

(1) L'importance du continuum moléculaire varie en fonction de la densité des espèces moléculaires. A faible température, ce processus d'émission est non-négligeable. Sa valeur devient nulle lorsque le plasma est complètement dissocié.

(2) Concernant le continuum atomique, à basses fréquences, pour les températures faibles, le processus prépondérant est le rayonnement de freinage. Les bremsstralungs électron-atome et électron-ion sont présents dans l'air. Cependant, pour le cuivre, le rayonnement de freinage électron-atome est très faible à cause de sa faible énergie d'ionisation qui favorise la recombinaison radiative.

(3) Pour les températures intermédiaires, l'attachement joue un rôle important en basses fréquences pour l'air. Cette contribution est négligeable pour le cuivre puisque la densité des espèces Cu et Cu^- diminuent rapidement dans le plasma au profit de Cu^+.

(4) Pour les hautes températures, quelle que soit la fréquence, la recombinaison radiative est prédominante dans le continuum. Le comportement de ce processus est commun pour tous les plasmas et caractérisé par des sauts correspondants aux énergies d'ionisation des espèces présentes dans le plasma.

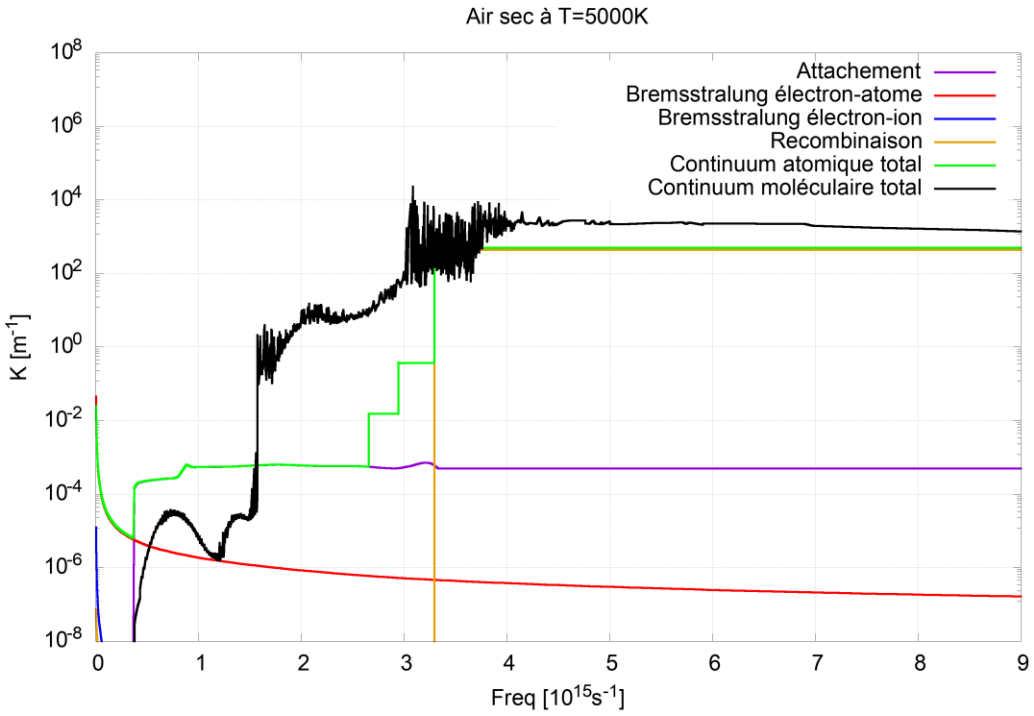


Figure I-17 : Contribution des processus radiatifs au coefficient d'absorption du continuum total de l'air à 1bar pour T=5000K.

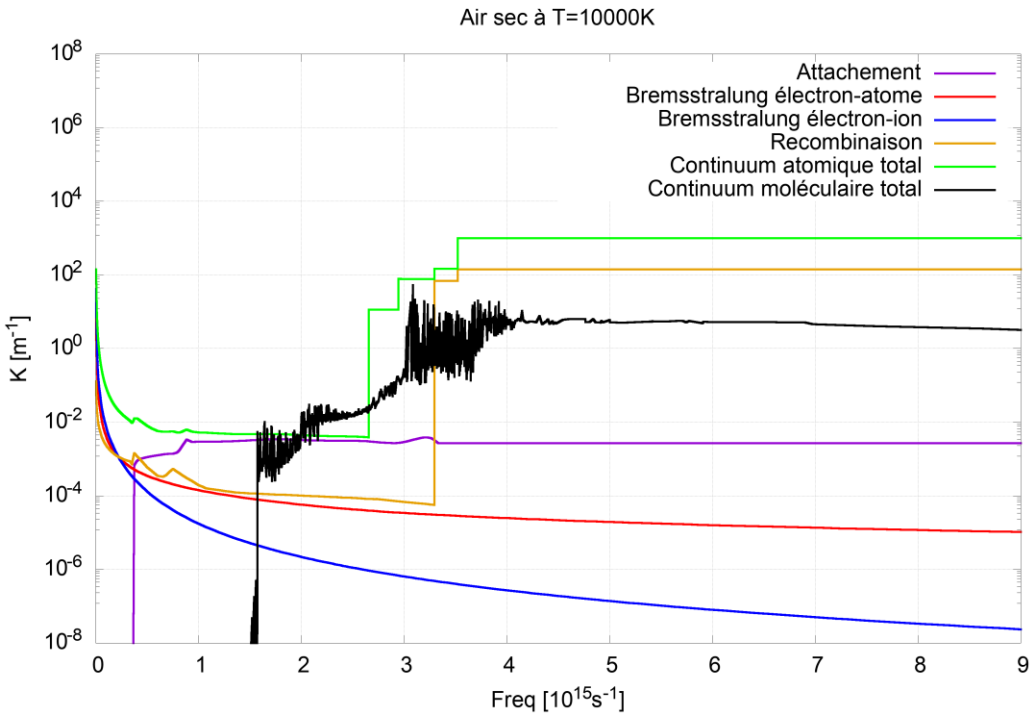


Figure I-18 : Contribution des processus radiatifs au coefficient d'absorption du continuum total de l'air à 1bar pour T=10000K.

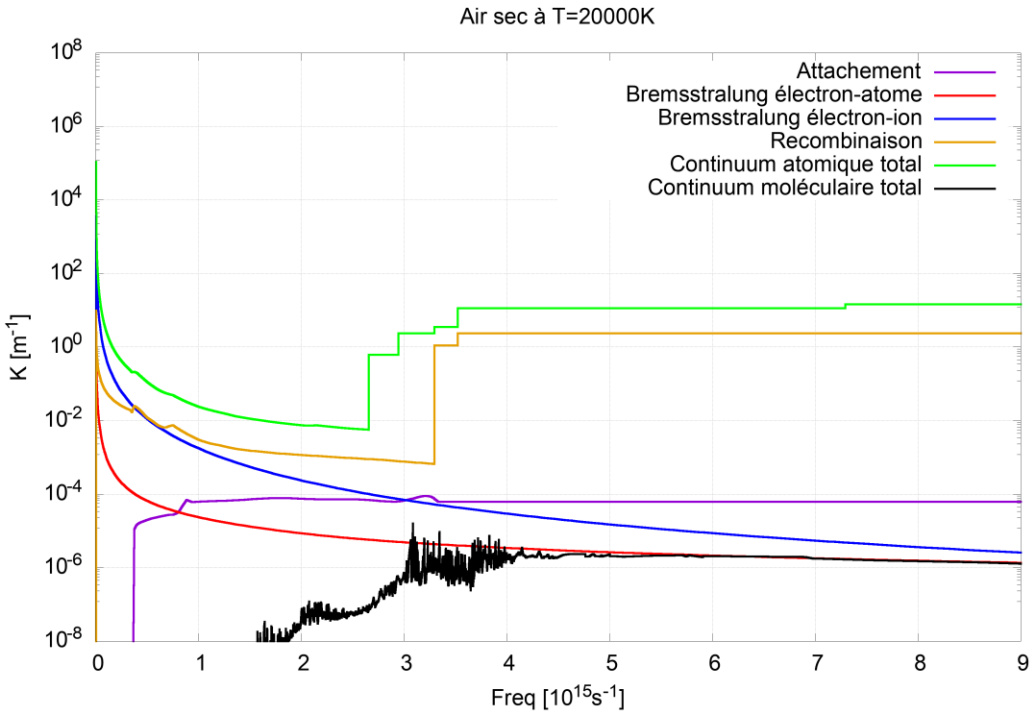


Figure I-19 : Contribution des processus radiatifs au coefficient d'absorption du continuum total de l'air à 1bar pour T=20000K.

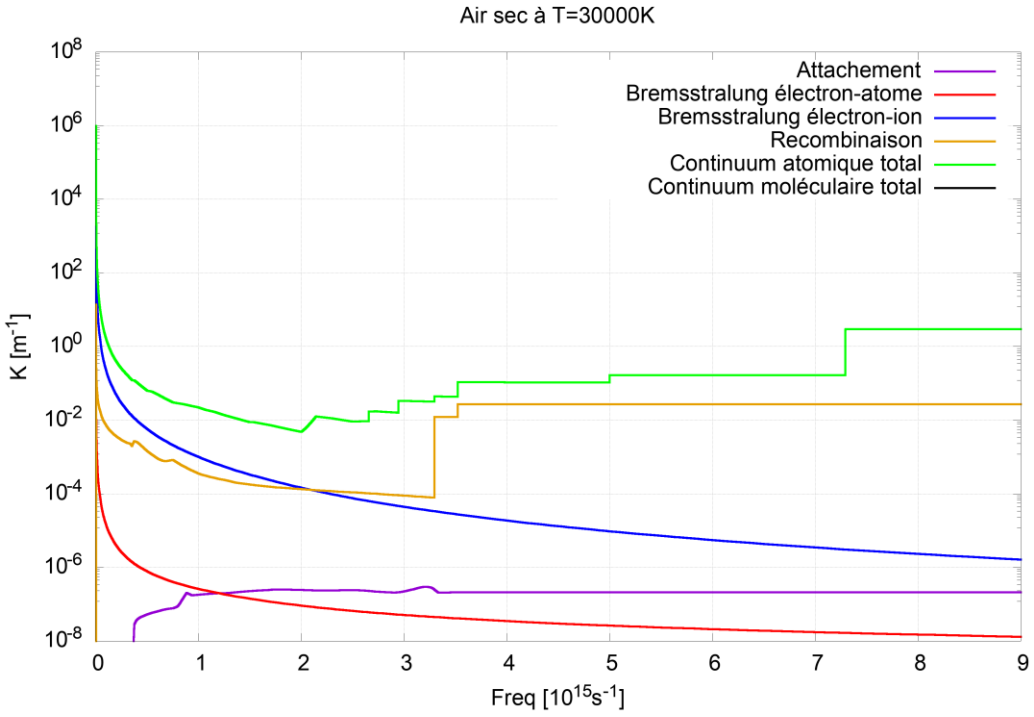


Figure I-20 : Contribution des processus radiatifs au coefficient d'absorption du continuum total de l'air à 1bar pour T=30000K.

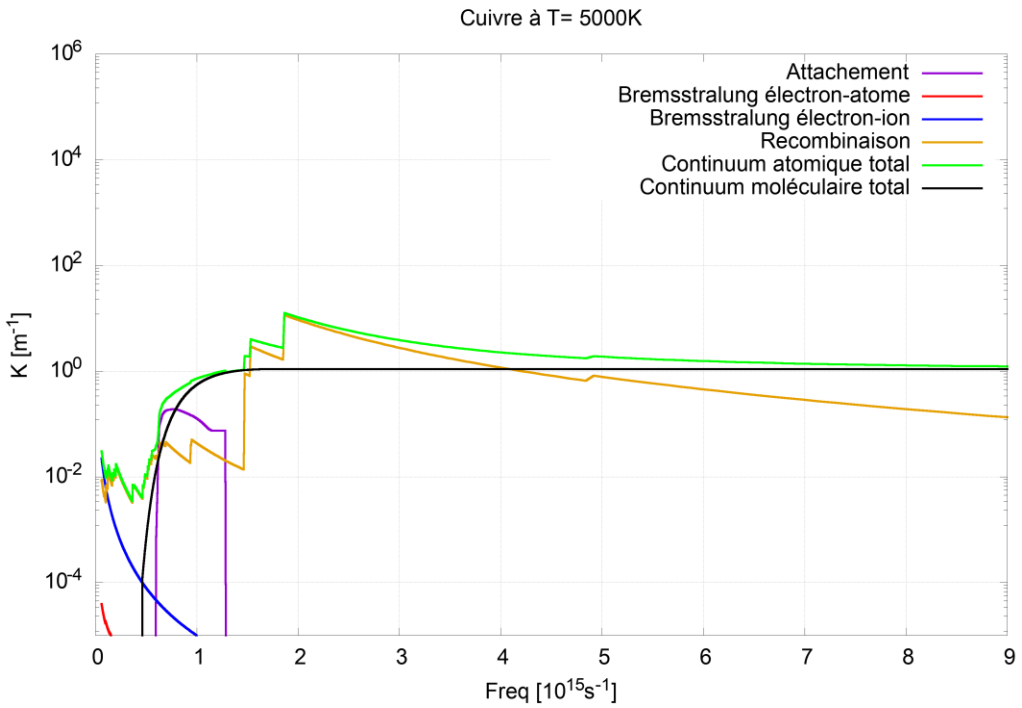


Figure I-21 : Contribution des processus radiatifs au coefficient d'absorption du continuum total du cuivre à 1bar pour T=5000K.

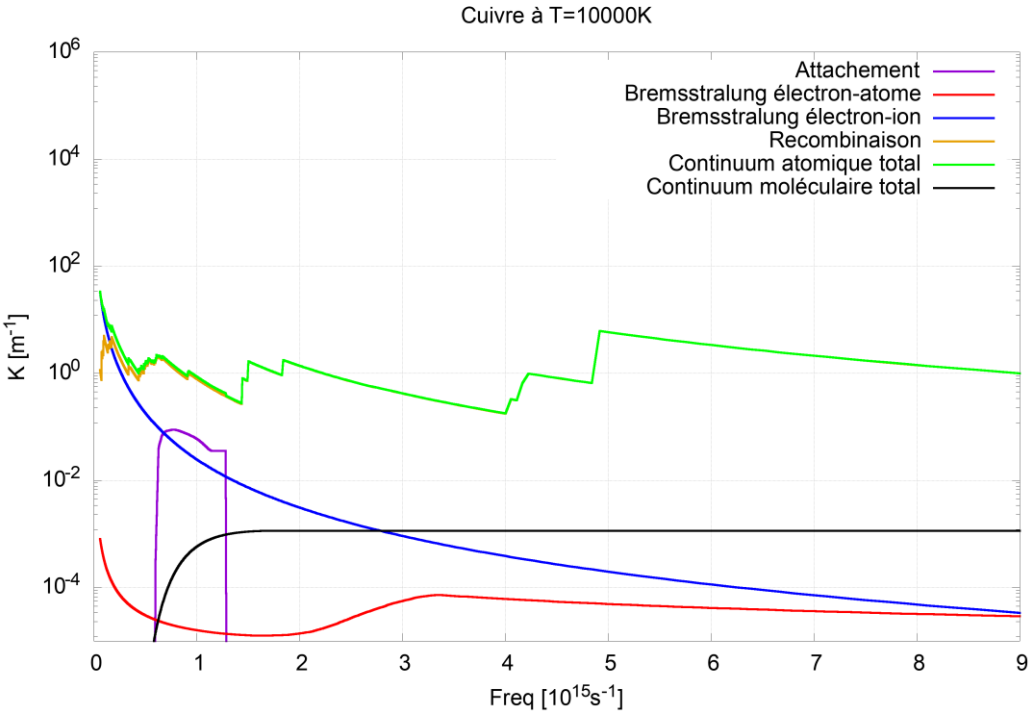


Figure I-22 : Contribution des processus radiatifs au coefficient d'absorption du continuum total du cuivre à 1bar pour T=10000K.

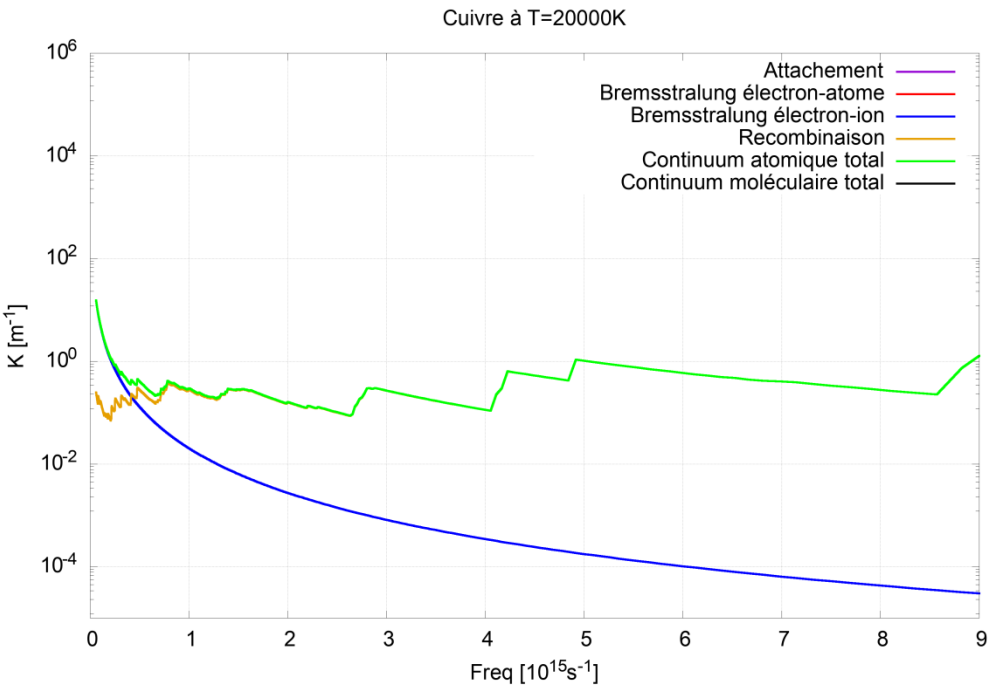


Figure I-23 : Contribution des processus radiatifs au coefficient d'absorption du continuum total du cuivre à 1bar pour T=20000K.

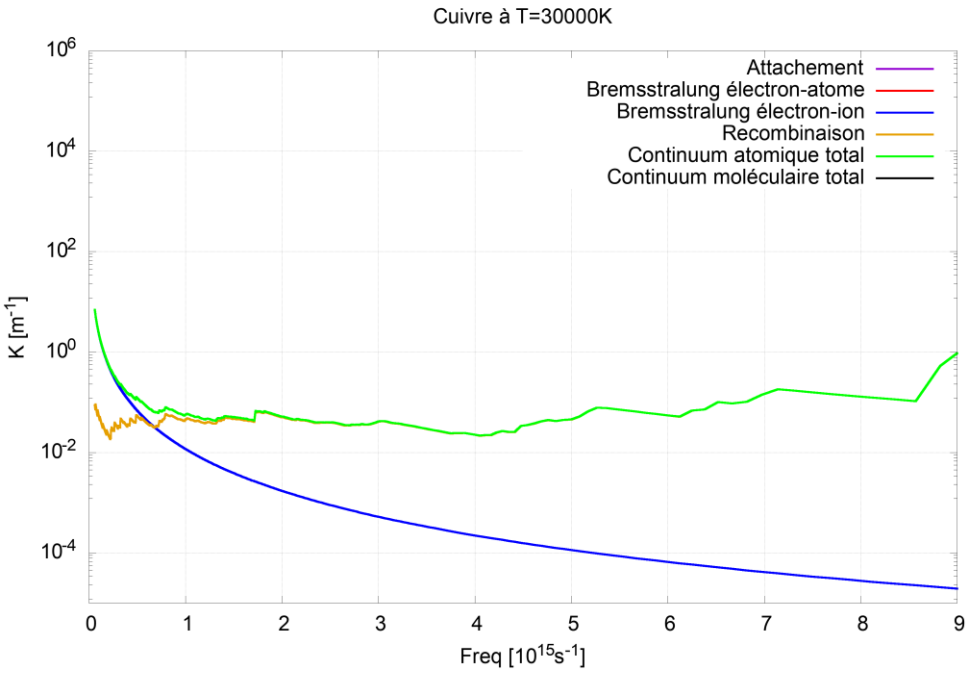


Figure I-24 : Contribution des processus radiatifs au coefficient d'absorption du continuum total du cuivre à 1bar pour T=30000K.

I.2.2.4-Rayonnement discret des atomes

Un atome neutre ou chargé peut faire une transition d'un état d'énergie supérieur E_{sup} vers un état d'énergie inferieur E_{inf}. Cette transition conduit à l'émission d'un photon d'énergie :

$$\Delta E = E_{sup} - E_{inf} = \frac{hc}{\lambda_0} \quad \text{(I-45)}$$

Avec λ_0 la longueur d'onde du photon émis.

Cette émission se traduit par une raie dont la position peut être décrite mathématiquement par une fonction de Dirac à la longueur d'onde λ_0. Cependant suite aux phénomènes collisionnels, les niveaux électroniques sont perturbés conduisant à un certain élargissement de la raie et un déplacement de son centre. Pour une raie centrée à la longueur d'onde λ_0, dans un milieu isotrope si r définit la position spatiale dans le plasma, le coefficient spectral d'émission a pour expression :

$$\varepsilon_\lambda(\mathrm{r}) = \frac{\mathrm{hc}}{4\pi\lambda_0} \cdot \mathrm{A_{hb}} \cdot n_h \cdot P(\lambda) \quad \text{(I-46)}$$

Avec n_h la densité du niveau haut d'énergie, A_{hb} la probabilité de transition du niveau haut vers le niveau bas d'énergie issue du NIST [54] et $P_{h,\lambda}(\mathrm{r})$ la probabilité locale d'émission vérifiant :

$$\int_0^\infty P(\lambda) \cdot d\lambda = 1 \quad \text{(I-47)}$$

I.2.2.4.1-Les élargissements

I.2.2.4.1.1-Profil de raie gaussien : élargissement Doppler

L'effet Doppler est dû au déplacement relatif de l'émetteur en direction de l'observateur. La longueur d'onde apparente d'un photon est différente si l'émetteur se déplace au sens contraire de l'observateur. Si la transition émet une longueur d'onde λ_0, l'observateur le reçoit à la longueur d'onde $\lambda_0 + \Delta\lambda$ tel que :

$$\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0 = \pm\frac{V_S}{c}\lambda_0 \quad \text{(I-48)}$$

Avec V_s la composante de la vitesse de la particule émettrice suivant la direction d'observateur. En ETL, cette vitesse V_s est déduite de la loi de Maxwell Boltzmann. La distribution des vitesses étant maxwellienne, le profil est de type Gaussien [55] :

$$P_D(\lambda) = \frac{1}{\Delta\lambda_\mathrm{D}\sqrt{\pi}} \cdot \mathrm{e}^{-\left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_\mathrm{D}}\right)^2} \quad \text{(I-49)}$$

Avec

$$\Delta\lambda_D = \lambda_0\sqrt{\frac{2k_BT}{mc^2}} \quad \text{(I-50)}$$

Et m la masse de l'atome émetteur (en kg) ; $\Delta\lambda_D$ la largeur de Doppler (en m). Cette largeur est reliée à la demi-largeur à mi-hauteur γ_g par l'équation suivante :

$$\gamma_g = \sqrt{ln(2)} \cdot \Delta\lambda_D \quad \text{(I-51)}$$

L'élargissement des raies par effet Doppler sera d'autant plus important que l'espèce émettrice est légère et que la température (et donc l'agitation thermique) augmente. L'effet Doppler n'induit pas de déplacement de position du centre de la raie.

I.2.2.4.1.2-Profil de raie Lorentzien

Les élargissements naturels, Van der Waals et de résonnance et Stark obéissent à une distribution de probabilité Lorentzienne avec le profil suivant :

$$P_L(\lambda) = \frac{\gamma_L}{\pi\cdot({\gamma_L}^2+(\lambda-\lambda_0-\delta)^2)} \quad \text{(I-52)}$$

Où δ représente la somme des déplacements du centre de la raie et γ_L la demi-largeur à mi-hauteur Lorentzienne qui correspond à la somme des élargissements Lorentziens :

$$\delta = \delta_{VdW} + \delta_{Stark} \quad \text{(I-53)}$$

$$\gamma_L = \gamma_{nat} + \gamma_{rés} + \gamma_{VdW} + \gamma_{Stark} \quad \text{(I-54)}$$

I.2.2.4.1.2.1-Elargissement naturel

L'élargissement naturel intervient en conséquence de l'incertitude de Heisenberg. En effet, cette incertitude traduit le fait que nous ne pouvons pas déterminer avec précision l'énergie d'un niveau d'énergie. Une distribution Lorentzienne de ce niveau autour d'une énergie moyenne est la conséquence de ce principe. Cet élargissement n'est pas pris en compte dans notre étude puisqu'il est négligeable en comparaison avec les élargissements du a l'effet Doppler et aux effets de pression.

I.2.2.4.1.2.2-Elargissement de pression

Les élargissements de pression sont la conséquence d'interactions entre un atome émetteur et les particules perturbatrices (atomes, ions ou électrons) environnantes. Deux théories sont à la base des élargissements de pression: l'approximation des impact et l'approximation quasi-statique [56] que nous appliquons selon le temps de collision et le temps entre deux collisions.

- Elargissement de résonance : l'élargissement de résonance est du l'interaction de la particule émettrice avec un atome identique aboutissant à une transition couplée au niveau fondamental. Il

n'y a pas de déplacement de la raie et la demi-largeur à mi-hauteur est donnée selon la théorie des impacts selon la formule suivante [56] :

$$\gamma_{rés} = \frac{5,48}{2} \cdot \left(\frac{g_b}{g_h}\right)^{\frac{1}{2}} \cdot N_0 \cdot \left(\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0}\right) \cdot \frac{f_{hb}\lambda_0}{m_e} \cdot \left(\frac{\lambda_0}{2\pi c}\right)^2 \quad \text{(I-55)}$$

Avec N_0 la densité d'atomes au niveau fondamental (en m^{-3}) ; g_h et g_b les dégénérescences des niveaux haut (h) et bas (b) ; et f_{hb} la force d'oscillateur de la transition du niveau haut (h) vers le niveau bas (b).

- Elargissement de Van der Waals : le perturbateur est un atome neutre de nature différente de l'émetteur ou de nature identique lorsque le niveau supérieur de l'émetteur n'est pas couplé au niveau fondamental. Sous l'interaction de type Van Der Waals, la raie subit à la fois un élargissement et un déplacement :

$$\gamma_{VdW} = \frac{8,16}{2} \cdot {C_6}^{2/5} \cdot \overline{V_0}^{3/5} \cdot N_0 \cdot \frac{{\lambda_0}^2}{2\pi c} \quad \text{(I-56)}$$

$$\delta_{VdW} = 2,94 \cdot {C_6}^{2/5} \cdot \overline{V_0}^{3/5} \cdot N_0 \cdot \frac{{\lambda_0}^2}{2\pi c} \quad \text{(I-57)}$$

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

$$C_6 = C_{6h} - C_{6b} = p^{1/2} \cdot \frac{\Gamma\left(\frac{p-1}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{p}{2}\right)} \cdot \frac{e^2}{h} \cdot \left({r_h}^2 - {r_b}^2\right) \quad \text{(I-58)}$$

Ici p=6 donc α_p=11.78, N_0 est la densité de perturbateurs neutres (en m^{-3}) et $\overline{V_0}$ la vitesse relative moyenne entre les deux atomes (en $m.s^{-1}$) :

$$\overline{V_0} = \sqrt{8k_BT \cdot \frac{m_{em}+m_{per}}{m_{em}m_{per}}} \quad \text{(I-59)}$$

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

- Elargissement Stark : l'interaction entre un atome émetteur et les particules chargées causent les élargissements associés à l'effet Stark. Dans ses travaux, Rahmani [55] montre que cet élargissement varie selon la nature de l'émetteur, à savoir un atome neutre ou un ion. Selon Sahal-Brechot [57], deux types d'interaction sont envisageables:

- Elargissement de Stark quadratique : il a pour origine l'interaction entre les atomes ou ions avec des particules chargées Nous considérons pour cet effet un potentiel de type r^{-4}. Il est responsable d'une dégénérescence partielle des niveaux suite à une interaction élastique.

Pour les émetteurs neutres : $$\gamma_{qd}^{n} = \frac{11{,}3}{2} \cdot {C_4}^{2/3} \cdot \overline{V_e}^{1/3} \cdot N_e \cdot \frac{{\lambda_0}^2}{2\pi c} \qquad \text{(I-60)}$$

Pour les émetteurs ionisés : $$\gamma_{qd}^{i} = \frac{200{,}8}{1262} \cdot {C_4}^{2/5} \cdot Z^{4/5} \cdot N_e \cdot \frac{{\lambda_0}^2}{2\pi c} \qquad \text{(I-61)}$$

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

$$\delta_{qd} = 9{,}94 \cdot {C_4}^{2/3} \cdot \overline{V_e}^{1/3} \cdot N_e \cdot \frac{{\lambda_0}^2}{2\pi c} \qquad \text{(I-62)}$$

Ou C_4 est la constante d'élargissement Stark (en $m^2.s^{-1}$) donnée par :

$$C_4 = C_{4h} - C_{4b} \qquad \text{avec} \qquad C_{4,i} = \frac{e^2}{8\pi^2 h m_e c^2} \cdot \sum_n f_{hb} {\lambda_0}^2 \qquad \text{(I-63)}$$

La vitesse moyenne des électrons s'écrit sous la forme suivante :

$$\overline{V_e} = \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi m_e}} \qquad \text{(I-64)}$$

Avec N_e la densité électronique (en m^{-3}), et f_{hb} la force d'oscillateur de la transition entre les niveaux haut vers bas.

**Correction de Griem :* Selon les travaux de Griem, le déplacement des raies et leur élargissement sont influencés fortement par les électrons. Les ailes des raies sont plus impactées par les ions. Afin de prendre cet effet, Griem [56] propose une correction sur les élargissements de Stark quadratique.

- <u>Elargissement Stark quadripolaire :</u> l'élargissement de Stark quadripolaire concerne une interaction inélastique avec émission de photon. Raynal [18] montre que cet élargissement résulte d'une interaction caractérisée par un potentiel de type r^{-3} entre un émetteur, chargé ou neutre avec un électron. Cet élargissement est défini par Sahal-Bréchot [57] selon le type d'émetteur :

Pour les émetteurs neutres : $$\gamma_{qp}^{n} = \frac{6{,}05 * 10^{-8}}{2} \cdot (\beta_i - \beta_f) \cdot N_e \cdot \frac{{\lambda_0}^2}{2\pi c} \qquad \text{(I-65)}$$

Pour les émetteurs ionisés : $$\gamma_{qp}^{i} = \frac{4{,}96 * 10^{-5}}{2} \cdot (\beta_i - \beta_f)^{2/3} \cdot N_e \cdot T^{-1/2} \cdot \frac{{\lambda_0}^2}{2\pi c} \qquad \text{(I-66)}$$

avec $$\beta_j = \left(\frac{4}{15}(2L+1) C_{L2L}\right)^{\frac{1}{2}} \cdot {r_j}^2 \qquad \text{(I-67)}$$

L étant le nombre quantique orbital et C_{L2L} un coefficient dépend de L et qui prend les valeurs données dans le Tableau I-4.

Tableau I-4 : Valeurs de L et C_{L2L}

L	0	1	2	3
C_{L2L}	0	4/15	4/35	8/105

Le rayon quadratique moyen r_j défini par Sahal-Bréchot [57] est donné par :

$$r_j{}^2 = \frac{n^{*2}}{2Z}[5n^{*2} + 1 - 3L(L+1)] \quad \text{(I-68)}$$

Le nombre quantique effectif n^* défini dans la méthode du défaut quantique s'écrit :

$$n^* = Z \cdot \left(\frac{hcR_Z}{E_{lim} - E_n}\right) \quad \text{(I-69)}$$

Avec R_Z la constante de Rydberg (13.605eV), E_{lim}et E_n l'énergie d'ionisation et celle du niveau n. Les déplacements des raies provoqués par les interactions quadripolaire et quadrique sont obtenus par la relation (I-62).

I.2.2.4.2-Profil de Voigt

Le profil considérant tous les phénomènes d'élargissement est un profil de Voigt $P_{Voigt}(\lambda)$, convolution des profils Lorentziens et Gaussiens. Pour une longueur d'onde donnée, il s'écrit sous la forme :

$$P_{Voigt}(\lambda) = \frac{\gamma_L \cdot ln2}{\pi^{3/2} \cdot {\gamma_G}^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-y^2}}{(\frac{(\lambda-\lambda_0)\sqrt{ln2}}{\gamma_G})^2 + (\frac{\gamma_L\sqrt{ln2}}{\gamma_G})^2} dy \quad \text{(I-70)}$$

I.2.2.5-Rayonnement discret des bandes moléculaires

I.2.2.5.1-Bandes diatomiques

Nous avons limité ce travail au calcul des transitions dipolaires électroniques permises par le spin. En examinant les densités de composition des plasmas de l'air, les principales molécules diatomiques retenues, pour nos calculs sont O_2, N_2, NO et N_2^+ pour lesquelles les systèmes électroniques sont reportés dans le Tableau I-5 et issus des travaux de Chauveau [58] et Babou et al. [59] pour O_2, N_2 et NO, et des travaux de Klynning et Pagès [60] pour N_2^+.

Tableau I-5 : Systèmes électroniques pris en compte dans le calcul des bandes moléculaires.

Molécule	Système électronique	Molécule	Système électronique
O_2	Schumann-Runge	N_2	Premier Positif
NO	Infrarouge		Second Positif
	Gamma		Birge Hopfield 1
	Bêta		Birge Hopfield 2
	Delta		Caroll-Yoshino
	Epsilon		Worley-Jenkins
	Beta prime		Worley
	Gamma prime	N_2^+	Meinel
	11000A		Premier Négatif

Tous les systèmes moléculaires ont été traités dans le cas de couplage de Hund intermédiaire a/b. Comme proposé par Larsson [61], les niveaux moléculaires ont ensuite été caractérisés par les nombres quantiques n, v, J, i et p. Ainsi $E_{n,v,J,i,p}$ se réfère à l'énergie totale des états moléculaires (J pour niveau de rotation électronique, v pour niveau vibratoire et n pour niveau total, i pour composant spin-multiplet et p pour la parité). L'intensité intégrée (en $W.m^{-3}.sr^{-1}$) pour l'émission spontanée d'une seule raie moléculaire est donnée par la relation :

$$\epsilon_{hb} = \frac{n_h\, A_{hb}}{4\pi} \cdot \left(\frac{hc}{\lambda_0}\right) \tag{I-71}$$

Avec n_h la densité du niveau rotationnel émetteur. En considérant un peuplement des niveaux selon une distribution de Boltzmann, n_h s'écrit sous la forme suivante :

$$n_h = \frac{N(T)\cdot g_h \cdot exp\left(-\frac{hcE_{n,v,J,i,p}}{k_B T}\right)}{Q_{int}(T)} \tag{I-74}$$

Avec $E_{n,v,J,i,p}$ les énergies totales des états moléculaires (en cm^{-1}) ; N (T) la densité de population totale de la molécule ; $Q_{int}(T)$ la partition interne totale de la molécule, et g_h le facteur de dégénérescence totale de l'état émetteur. La probabilité de transition entre deux états moléculaires A_{hb} s'exprime comme suit :

$$A_{hb} = \frac{64\pi^4 (\frac{1}{\lambda_0})^3}{3h} \cdot \frac{p_{v'v''}^{J'J''} S(J'J'')}{(2J'+1)} \tag{I-75}$$

Où $p_{v'v''}^{J'J''}$ est la probabilité de transition rovibrationnelle (J' et J'' pour les niveaux rotationnels v' et v'' pour les niveaux vibrationnels) et $S(J'J'')$ le facteur Hönl-London. En utilisant les

expressions (I-71, I-72 et I-73), quatre paramètres sont nécessaires pour caractériser chaque transition de raies :

- la densité de population n_h. Celle-ci est déduite de la composition du plasma. Nous avons supposé une distribution de la population thermalisée des niveaux moléculaires puisque le plasma est supposé être en ETL (Equilibre Thermodynamique Local) ;

- la position de la raie λ_0. Celle-ci est liée à la différence d'énergie entre les deux niveaux de rotation de la transition. Les énergies moléculaires ont été calculées en utilisant le formalisme Hamiltonien effectif et les valeurs de terme d'énergie dont les références sont données dans la thèse de Billoux pour chaque état électronique [15] ;

- les probabilités de transition $p_{v'v''}^{J'J''}$et les facteurs de Hönl-London $S(J'J'')$ sont issus de Tableaux donnés par Chauveau [58]. Le Tableau I-6 résume les références utilisées pour les facteurs de Hönl –London.

Tableau I-6 : Références prises pour les facteurs de Hönl-London $S(J'J'')$.

Molécules	Système électronique	Références	Molécules	Système électronique	Références
O_2	Schumann-Runge	[62]	N_2	Premier Positif	[63]
NO	Infrarouge	[63]		Second Positif	[63]
	Gamma	[64]		Birge Hopfield 1	[65]
	Bêta	[63]		Birge Hopfield 2	[65]
	Delta	[63]		Caroll-Yoshino	[65]
	Epsilon	[64]		Worley-Jenkins	[65]
	Beta prime	[63]		Worley	[65]
	Gamma prime	[64]	N_2^+	Meinel	[64]
	11000A	[65]		Premier Négatif	[63]

Les facteurs de Hönl-London ont été normalisés dans le cadre de la convention proposée par Whiting et al.[66]. Enfin, le profil de chaque raie a été calculé selon un profil Voigt en considérant l'élargissement Doppler et les élargissements de pression. La loi d'approximation semi-empirique a été utilisée pour calculer les élargissements moléculaires collisionnels. Plus de détails sur l'expression de ces élargissements sont donnés dans les travaux de Billoux [15].

I.2.2.5.2-Bandes moléculaires : espèces triatomiques

Le rayonnement des molécules triatomiques est d'un intérêt crucial dans la considération des propriétés radiatives du plasma dans la région infrarouge. En effet, pour les régions à basses températures, la composition est dominée par les espèces polyatomiques. La puissance de rayonnement totale émise localement pourrait dans ce cas être entièrement causée par les raies rovibrationnelles des molécules polyatomiques qui par conséquent doivent être prises en compte. De plus, le grand nombre de telles raies pourrait probablement absorber fortement certaines raies atomiques d'oxygène et d'azote dans la région infrarouge. Pour les espèces triatomiques, en raison de la grande complexité de la structure moléculaire polyatomique, le calcul théorique des raies de transition rovibrationnelles est beaucoup plus difficile que pour les molécules diatomiques. En conséquence, nous avons décidé d'utiliser des bases de données complètes d'intensités de raies qui nous donnent également les paramètres nécessaires pour une description fine de toutes ces raies telles que les niveaux d'énergie, les facteurs de dégénérescence, les probabilités de transition et l'élargissement. Ces paramètres ont ensuite été utilisés pour décrire les raies individuellement en utilisant un profil de Voigt. Les données n'étant pas disponibles pour toutes nos molécules triatomiques, nous avons calculé le rayonnement lié-lié de l'espèce O_3 uniquement à partir de la base de données HITEMP 2012 qui reste valable pour des températures inférieures à 4000K.

I.2.2.6-Coefficient total d'absorption

Le coefficient d'absorption total est la somme de toutes les contributions décrites auparavant (continuum moléculaire, continuum atomique, raies moléculaires et raies atomiques). Pour permettre une description fine du spectre tout en respectant un temps de calcul raisonnable, nous avons repris la même résolution spectrale que celle utilisée par Billoux [15]. Cette résolution varie en fonction de la pression et de la température du plasma. Le pas spectral doit être inférieur au tiers de la demi-largeur à mi-hauteur minimale de toutes les raies. Nos spectres radiatifs ont été calculés pour des températures allant de 300K à 50000K avec un pas de 10K et des pressions de 1 à 100bar. Ces spectres sont décrits sur un maximum de 7.10^6 longueurs d'onde pour T=300K et P=1bar et 9.10^5 longueurs d'onde pour T=50000K et P=100bar, couvrant finement une gamme spectrale allant de 300$\dot{A}$ à 45000$\dot{A}$.

I.2.3-Conclusion

A travers la section II de ce chapitre, nous avons finalisé notre banque de données de base composée de coefficients totaux d'absorption pour les mélanges air-Cu. Comparée aux travaux

antérieurs de l'équipe, cette banque a été réalisée, pour des températures de 300K à 50000K avec un pas de 10K, des pressions de 1 à 100bar et pour des longueurs d'ondes de 300$\dot{A}$ à 45000$\dot{A}$. Le travail de cette thèse étant principalement axé sur l'estimation des pertes radiatives, nous sommes maintenant en mesure de résoudre l'ETR et d'en déduire le flux radiatif et la Divergence du Flux Radiatif. Dans le chapitre II, nous allons résoudre de manière analytique cette dernière équation dans le cas d'un plasma cylindrique. Les résultats obtenus seront considérés comme « la référence » et comparés aux résultats déduits à partir de méthodes approchées souvent utilisées dans les modèles pour prendre en compte ces pertes par rayonnement.

Chapitre 2 :

Résolution de l'Equation du Transfert Radiatif

II.1-Introduction

Comme nous l'avons vu au chapitre I, l'Equation du Transfert Radiatif (ETR) ayant une dépendance spectrale en plus d'avoir une dépendance spatiale et directionnelle, elle reste complexe à résoudre et très couteuse en temps de calcul et en mémoire. Par conséquent, nous faisons appel à des méthodes approximatives tant sur l'aspect géométrique que spectral pour décrire les propriétés radiatives d'un plasma afin de prendre en compte les pertes par rayonnement dans les modèles. Dans ce chapitre, nous présentons une étude du transfert radiatif pour un plasma cylindrique, volontairement simplifié afin de restreindre les temps de calcul et prendre en considération l'influence d'un grand nombre de paramètres (température maximale, rayon du plasma..). Nous résolvons l'ETR en 1D en prenant en considération toutes les longueurs d'ondes (au nombre maximal de 7.10^6 longueurs d'ondes). La solution de cette ETR sera considérée comme référence pour la suite de cette thèse et comparée aux solutions obtenues à partir des méthodes approximatives. L'étude du transfert radiatif est présentée qualitativement à travers le flux radiatif et la Divergence du Flux Radiatif (DFR) d'un mélange air-Cu à différentes pressions.

II.2-Méthode de calcul

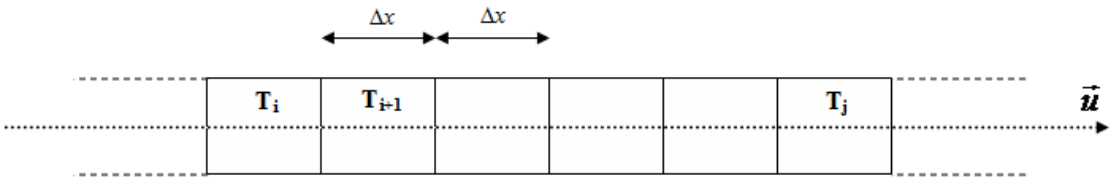
L'Equation du Transfert Radiatif (ETR) décrit l'évolution de la luminance spectrale à travers un élément de volume. En négligeant la diffusion, l'équation s'écrit sous la forme suivante :

$$\vec{s} \cdot \vec{\nabla} L_\lambda(\vec{X}, \vec{s}) = K'\left(\lambda, T(\vec{X}, \vec{s})\right) \cdot \left(L^0{}_\lambda\left(T(\vec{X}, \vec{s})\right) - L_\lambda\left(T(\vec{X}, \vec{s})\right)\right) \quad \text{(II-1)}$$

Où L_λ représente la luminance spectrale (en $W.m^{-2}.sr^{-1}.m^{-1}$) et $L^0{}_\lambda$ représente la fonction de Planck en fonction de la température T (en $W.m^{-2}.sr^{-1}.m^{-1}$). Suivant une direction préférentielle normale aux surfaces isothermes, cette équation peut être résolue analytiquement. Sa solution est la somme de sa solution générale et de sa solution particulière. Elle s'écrit de la manière suivante :

$$L_\lambda(X) = L_\lambda(0) \cdot \exp(-\tau') + \int_0^X L^0{}_\lambda(\xi) \cdot K'(\lambda, \xi) \cdot \exp(-\tau'') d\xi \quad \text{(II-2)}$$

Avec $\tau' = \int_0^X K'(\lambda, \xi)\, d\xi$ et $\tau'' = \int_0^X K'(\lambda, \eta)\, d\eta$ les épaisseurs optiques, et $L_\lambda(0)$ la luminance spectrale arrivant en X=0. $L_\lambda(X)$ est la luminance spectrale venant de l'extérieur et absorbée au point en X. Le premier terme représente l'atténuation du rayonnement venant de l'extérieur. Le second terme est la fraction émise ξ et absorbée par le milieu sur la distance (X- ξ).



En considérant le plasma comme une série d'éléments isothermes de température T_i avec i l'indice du nœud et $\Delta X=(X_i-X_{i-1})$ l'épaisseur de la maille, la variation spectrale à travers une maille s'exprime par l'atténuation de la luminance venant de la maille précédente ajoutée à sa propre émission. La formule de la luminance spectrale devient alors :

$$L_\lambda(i) = L_\lambda(i-1)\cdot \exp\left(-K'\left(\lambda, T_i(\vec{r},\vec{s})\right)\cdot \Delta x\right) + L^0{}_\lambda\left(T_i(\vec{r},\vec{s})\right)\cdot\left(1-\exp(-K'\left(\lambda, T_i(\vec{r},\vec{s})\right)\cdot \Delta x\right) \quad \text{(II-3)}$$

L'expression (II-3) permet de calculer cellule après cellule la luminance spectrale suivant un profil de température imposé. En intégrant sur toutes les longueurs d'onde, nous obtenons la luminance qui est une grandeur directionnelle. En effet, l'expression (II-3) décrit la luminance spectrale suivant une direction (de la gauche vers la droite). Celle-ci correspond à un flux directionnel par unité d'angle solide par longueur d'onde. Le flux total représente l'intégration de la luminance spectrale sur toutes les directions et sur l'angle solide et sur toutes les longueurs d'onde.

En 1D, nous ne prendrons en considération que deux directions de propagation : de la gauche vers la droite et de la droite vers la gauche. Le flux total par unité d'angle solide représentera alors la somme de la luminance calculée de gauche à droite et celle calculée de droite à gauche. En dérivant ce flux, nous obtenons la Divergence du Flux Radiatif (DFR) par unité d'angle solide.

Pour résoudre l'ETR en 1D, nous avons considérés des profils de températures symétriques de températures minimales 500K et maximales variables sur l'axe. Plusieurs profils ont été choisis permettant d'appréhender plusieurs applications (simulation d'arc électrique au sein d'un disjoncteur, arc libre …) et mettre en évidence les différents phénomènes radiatifs mis en jeu. Nous avons choisi des profils de températures avec les paramètres suivants :

- 3 largeurs de plasma : 5mm, 20mm et 50mm.
- 3 températures maximales : 15000K, 20000K et 25000K.

Nous noterons par la suite les profils sous la forme : Température maximale-Largeur du profil (ex : profil 20000K-20mm). L'évolution de ces profils est représentée sur la Figure II-1.

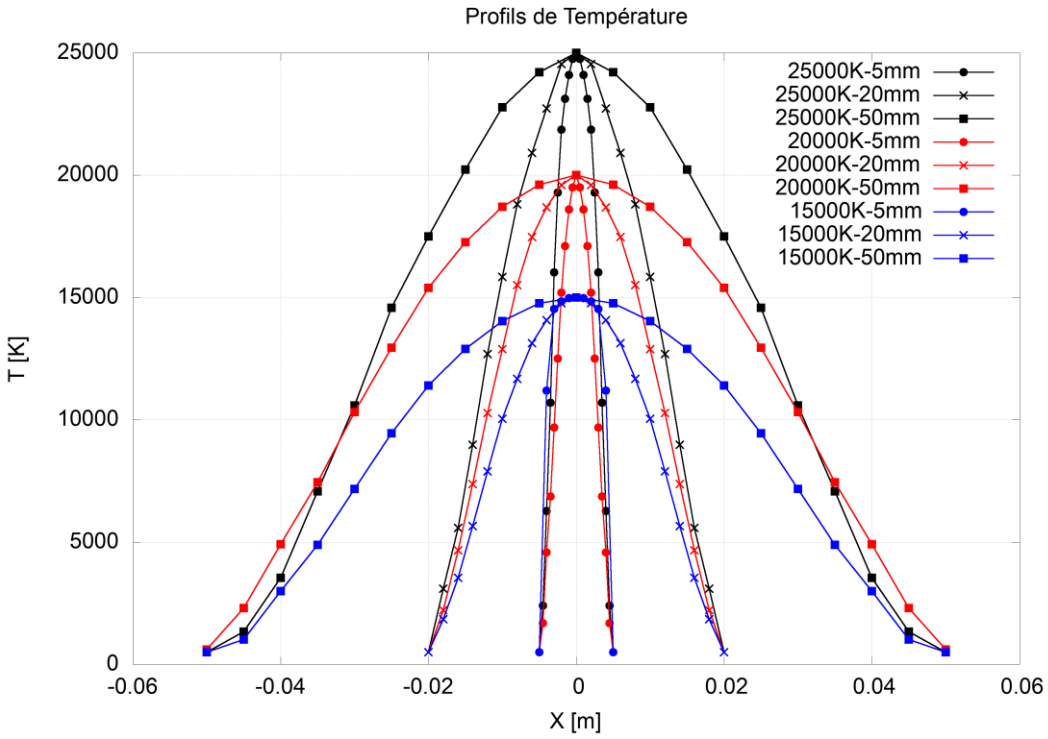


Figure II-1 : Profils de températures utilisés pour la résolution de l'ETR.

II.3-Résultats et discussions

Dans cette partie, nous présentons les résultats de la luminance et de la DFR qui nous ont parus les plus importants. Pour chaque profil, nous avons résolu l'ETR de manière itérative et pour chaque point i selon la direction normale $\vec{u}$ (de la gauche vers la droite). Nous avons obtenu grâce à l'expression (II-3), la luminance spectrale de la gauche vers la droite. En intégrant sur toutes les longueurs d'ondes, nous obtenons la luminance de la gauche vers la droite. Pour la suite de ce manuscrit, cette dernière sera appelé luminance. En raison de la symétrie des profils de températures, la luminance de la droite vers la gauche n'a pas été illustrée et a été considérée pour le calcul du flux total comme le symétrique de la luminance de la gauche vers la droite.

La DFR a été obtenue en prenant en considération ces deux sens de propagation du rayonnement, ce qui conduit à une divergence du flux radiatif symétrique représentant un maximum en X=0 qui correspond au maximum de température. Nous ne présentons la DFR que pour les X positifs.

II.3.1-Influence du nombre de points pour le profil T(X)

Le nombre de points utilisés pour décrire le profil de température T(X) influe sur la solution de l'ETR. L'objectif de cette étude consiste à tester la sensibilité de l'ETR envers ce paramètre et déterminer la valeur adéquate permettant d'avoir des résultats acceptables et des temps de calcul adaptés. A titre d'exemple, nous présentons sur les Figures II-2 à II-4 les luminances totales obtenues pour 3 profils de températures (20000K-20mm, 20000K-50mm et 15000K-20mm). Cette étude a été réalisée pour les 9 profils de températures et un plasma d'air sec à 1bar.

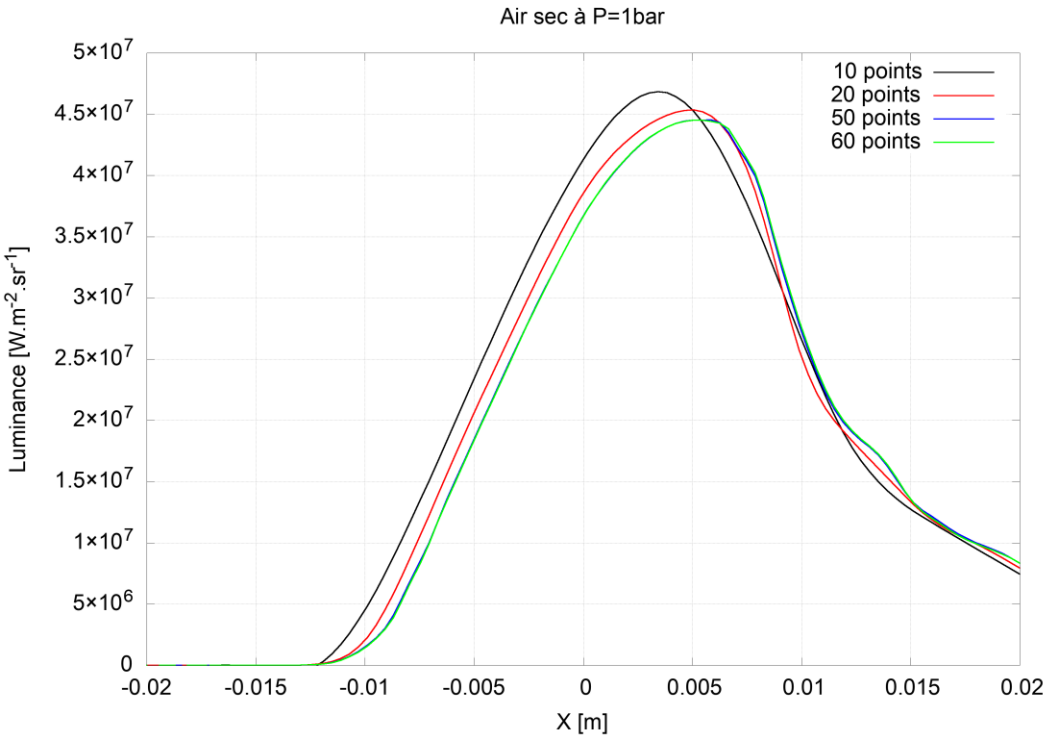


Figure II-2 : Influence du nombre de points de calcul sur la luminance pour le profil 20000K-20mm.

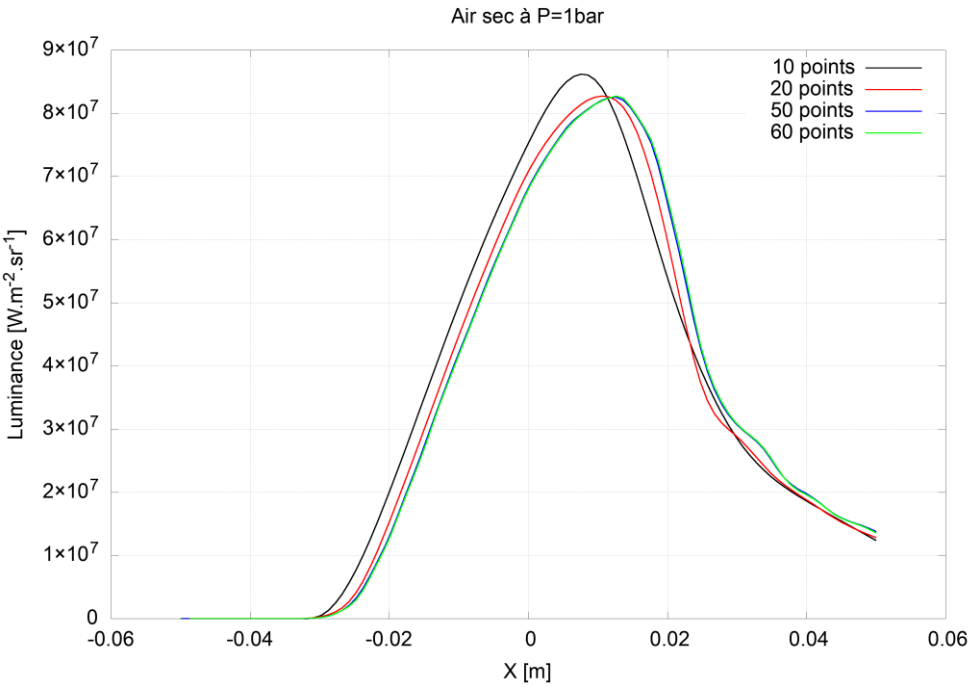


Figure II-3 : Influence du nombre de points de calcul sur la luminance pour le profil 20000K-50mm.

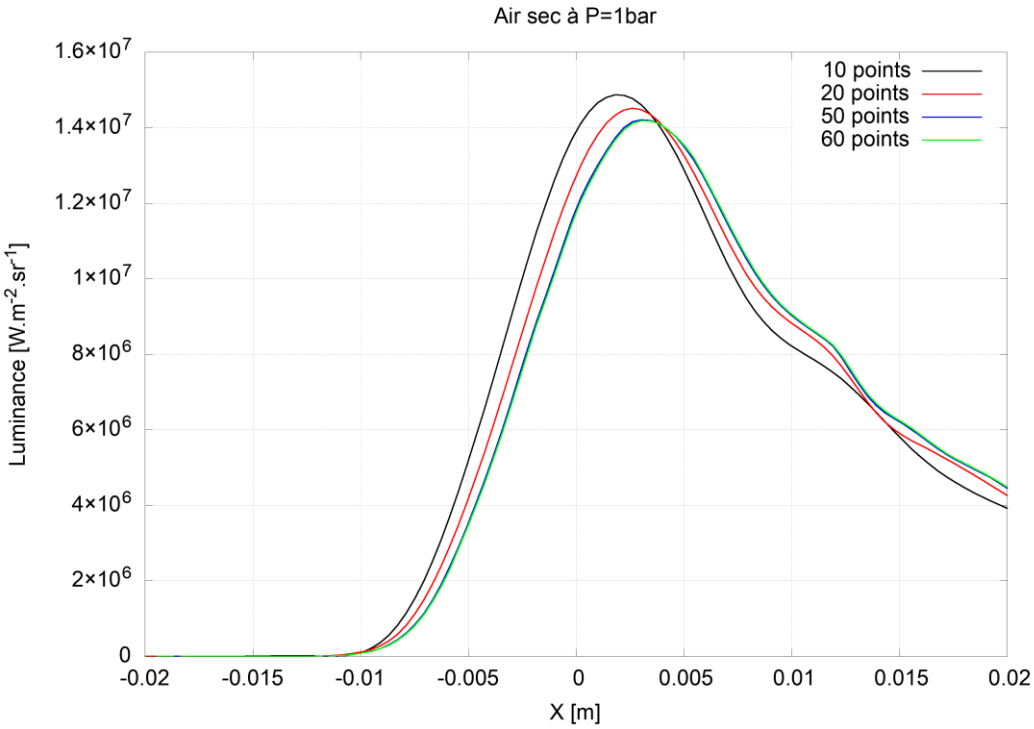


Figure II-4 : Influence du nombre de points de calcul sur la luminance pour le profil 15000K-20mm.

Nous remarquons que l'évolution globale de la luminance est la même quelque se soit le nombre de points i utilisés pour discrétiser le profil de température. Cependant, le découpage en 10-20 points n'est pas suffisant pour être indépendant du nombre de point i. La convergence est

obtenue pour un minimum de 50 points. Comme ces observations sont également valables pour les 6 autres profils, nous avons conservé 50 points pour étudier l'influence des autres paramètres (pression, présence des vapeurs de cuivre) sur la luminance et la DFR.

II.3.2-Validation des résultats

Suite à l'étude du nombre de points minimal pour décrire le profil de température T(X) et résoudre l'ETR, nous validons la luminance et la DFR en comparant nos résultats avec ceux de Billoux [15], pour les mêmes profils de températures. Nous comparons sur les Figures II-5 et II-6 la luminance et la DFR pour le profil 20000K-20mm d'un plasma d'air sec à 1bar.

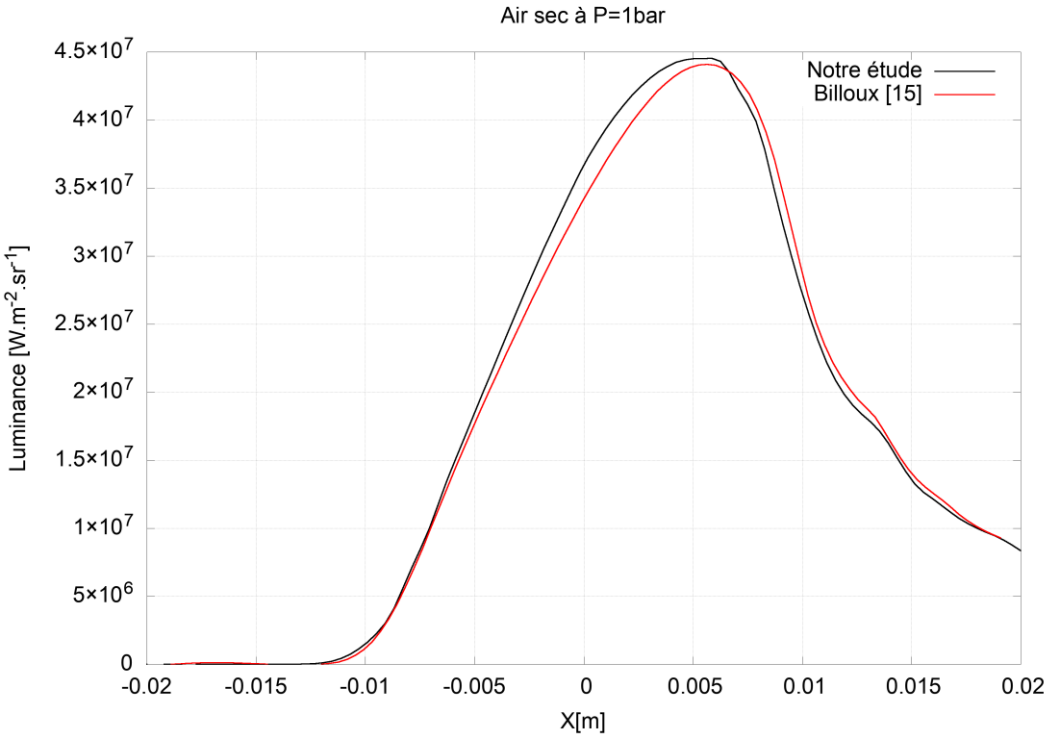


Figure II-5 : Comparaison de la luminance avec les travaux de Billoux [15] *pour un profil de température 20000K-20mm.*

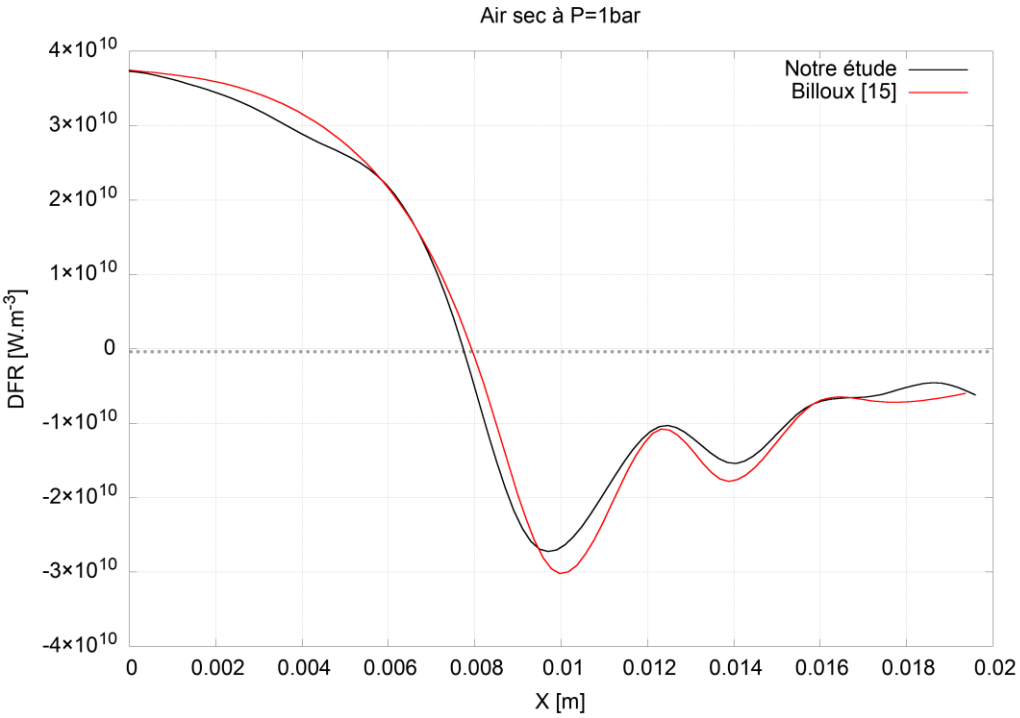


Figure II-6 : Comparaison de la DFR avec les travaux de Billoux [15] *pour un profil de température 20000K-20mm.*

Nous remarquons une bonne concordance entre nos résultats et ceux de Billoux [15]. Néanmoins, de très légères différences sont visibles et s'expliquent par le nombre de points utilisé pour discrétiser les profils de températures et calculer la luminance et la DFR. En effet, pour notre étude, nos mailles sont de tailles égales et leur nombre fixé à 50 contrairement à Billoux [15] qui définit des mailles de tailles différentes au nombre de 20.

II.3.3-Influence du profil de température

a) Influence de la largeur du profil

Pour étudier l'influence de la largeur du profil, nous présentons les luminances obtenues pour les trois profils de températures 20000K-5mm, 20000K-20mm et 20000K-50mm (Figure II-7).

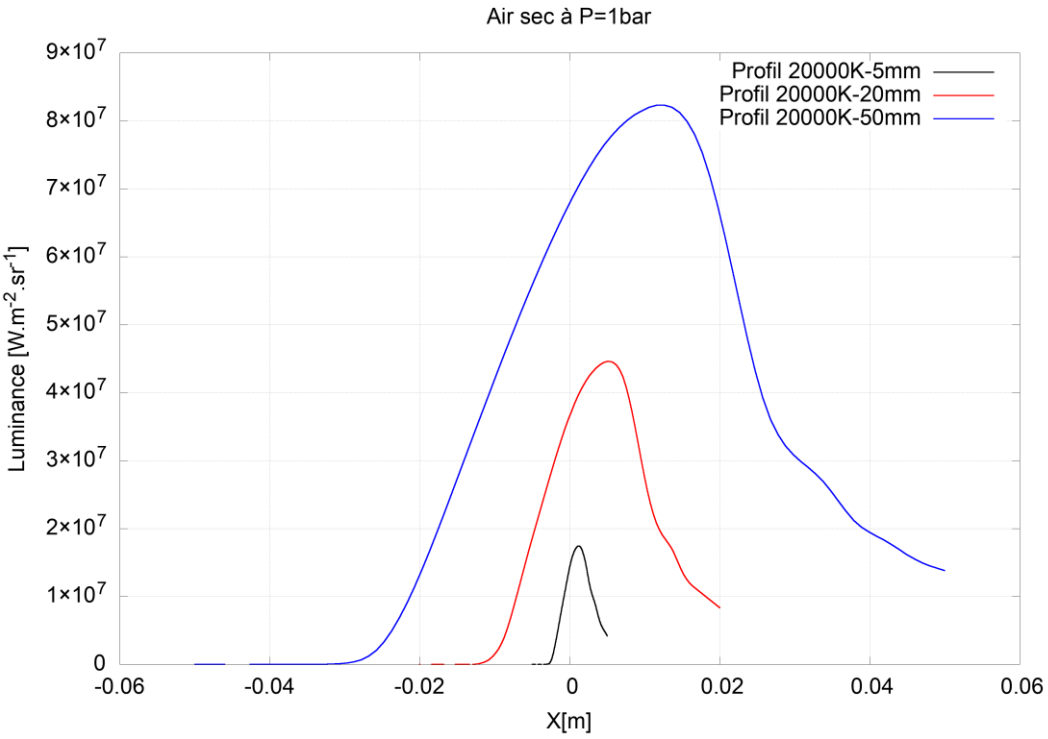


Figure II-7 : Influence de la largeur du profil de température sur la luminance pour une température maximale de 20000K.

Nous observons que la luminance dans la région centrale du plasma augmente lorsque la largeur du plasma augmente, les valeurs étant plus élevées en utilisant le profil de largeur 50mm plutôt que le profil de largeur 5mm. Ce comportement s'explique simplement : quelle que soit la distance X où est calculée la luminance, la température du profil de largeur 50mm est toujours plus élevée (ou égale sur l'axe) que la température du profil de largeur 5mm, la puissance du rayonnement émis est alors plus importante pour le profil de largeur 50mm. La Figure II-8 nous montre l'influence de la largeur du profil de température sur la DFR pour une température maximale de 20000K.

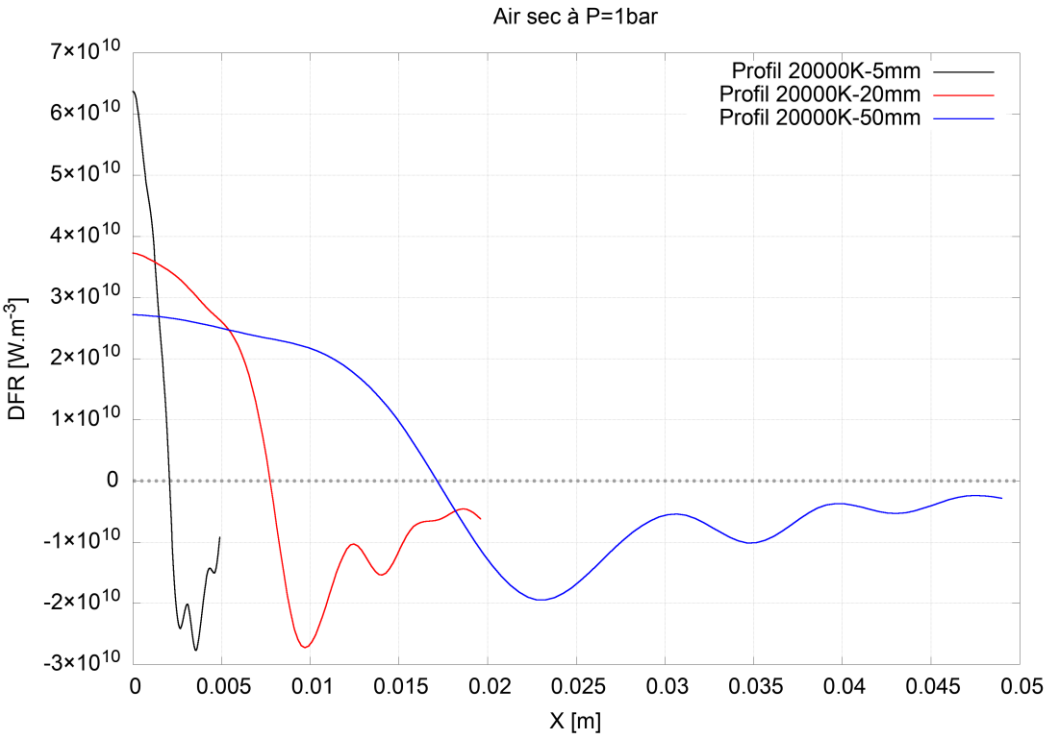


Figure II-8 : Influence de la largeur du profil de température sur la DFR pour une température maximale de 20000K.

Pour les trois configurations, la DFR est maximale sur l'axe et reste positive dans la région centrale du plasma où l'émission est prédominante. Près des bords, la DFR devient négative là où l'absorption y est plus importante. L'absorption se fait pour X Є [2.2 ; 5mm] pour le profil de largeur 5mm, X Є [8 ; 20mm] pour le profil de largeur 20mm et X Є [20 ; 50mm] pour le profil de largeur 50mm. La zone d'absorption est caractérisée par trois pics :

(1) un premier pic à 13000K, toutes les molécules sont dissociées ainsi l'absorption dans cette région est plutôt due aux rayonnements des espèces atomiques (majoritairement les neutres) dans cet intervalle de température.

(2) un second pic à 7000K, dû au rayonnement absorbé par les bandes moléculaires comme l'a montré Billoux [15] en comparant la DFR calculée avec et sans bandes moléculaires (le pic n'existe pas quand les bandes moléculaires ne sont pas prises en considération).

(3) un dernier pic vers 5000K dû au rayonnement absorbé par les molécules selon les mécanismes de photo-ionisation et photo-dissociation, la densité des molécules étant prédominantes à ces températures.

A l'inverse de la luminance, nous observons une diminution de la DFR au centre du plasma lorsque la largeur du profil augmente (Figure II-8). La variation de température est plus

importante pour le profil de largeur 5mm que pour le profil de largeur 50mm, ce qui induit une variation plus importante de luminance ainsi la DFR dans la région centrale est plus importante pour les profils les moins élargis. Quant à la zone d'absorption (partie négative de la DFR), nous remarquons une absorption moins importante plus le profil est élargi, que nous expliquons par une température plus élevée pour ces profils.

b) Influence de la température maximale

Pour étudier l'influence de la température maximale sur la luminance et la DFR, nous avons choisi les trois profils de températures de largeur 20mm (températures maximales de 15000K, 20000K et 25000K). Dans cette section, nous présentons les luminances obtenues pour les trois profils de températures 15000K-20mm, 20000K-20mm et 25000K-20mm.

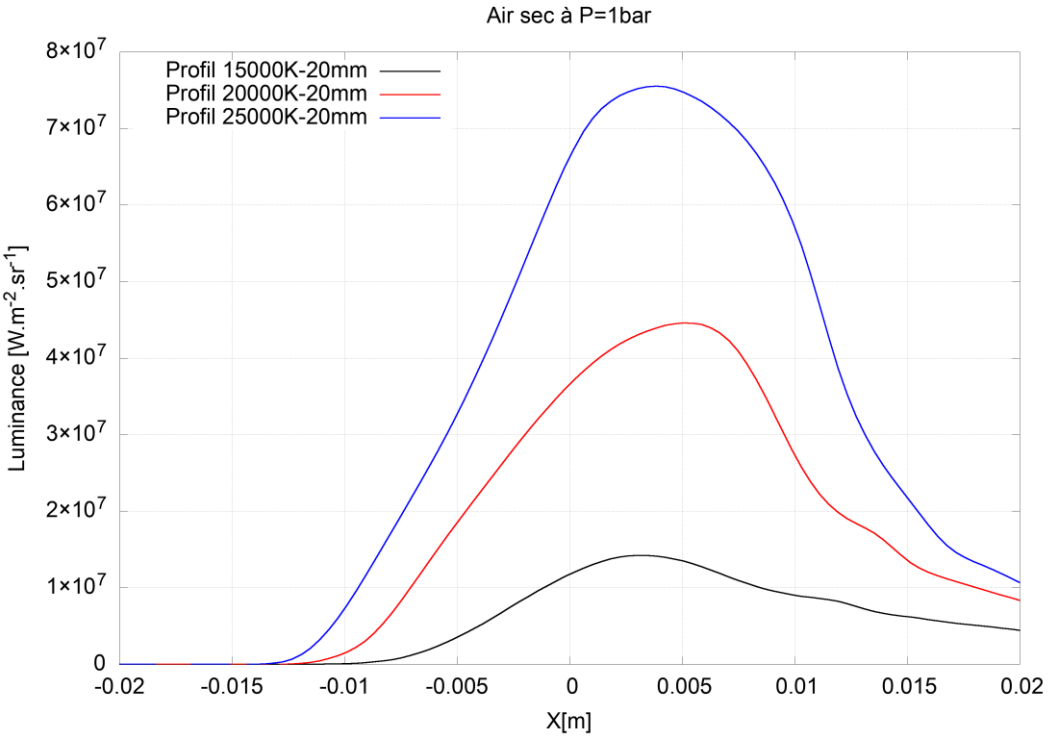


Figure II-9 : Influence de la température maximale du profil de température sur la luminance pour une largeur de 20mm.

Nous observons que la luminance dans la région centrale du plasma augmente lorsque la température maximale augmente (Figures II-9), avec les valeurs les plus élevées pour le profil de T_{max}=25000K. Comme précédemment, nous l'expliquons simplement : quelque soit la distance X où est calculée la luminance, la température du profil de T_{max}=25000K est toujours plus élevée (ou égale sur l'axe) que celle des autres profils. La puissance du rayonnement émis est alors la

plus importante en tout point. La Figure II-10 nous montre l'influence de la température maximale du profil de température sur la DFR pour une largeur de 20mm.

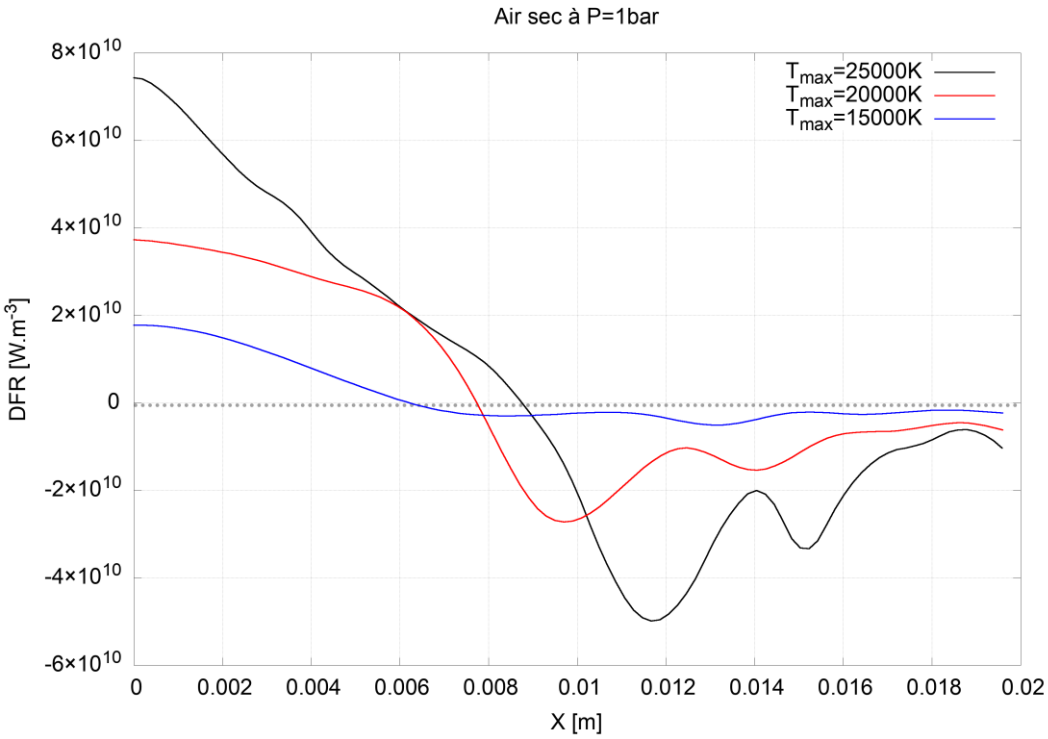


Figure II-10 : Influence de la température maximale du profil de température sur la DFR pour une largeur de 20mm.

Nous retrouvons l'évolution générale de la DFR, déjà présentée précédemment avec un maximum sur l'axe, des valeurs positives dans la région centrale du plasma et négatives près des bords où l'absorption est prédominante : X Є [6 ; 20mm] pour le profil à T_{max}=15000K et X Є [9; 20mm] pour le profil à T_{max}=25000K. Les trois pics correspondent respectivement au rayonnement atomique (T~13000K), au rayonnement des bandes moléculaires (T~7000K) et au rayonnement du continuum moléculaire (T~5000K). Pour une même variation de X, en plus d'avoir une puissance radiative plus importante, le profil de T_{max}=25000K présente le gradient de température le plus important. En conséquence, nous obtenons une DFR plus élevée en région centrale et une absorption plus importante près des bords pour les profils de températures de T_{max} élevée.

II.3.4-Influence de la pression

L'influence de la pression sur la luminance et la DFR d'un plasma d'air sec est montrée sur les Figures II-11 et II-12 pour le profil 20000K-20mm.

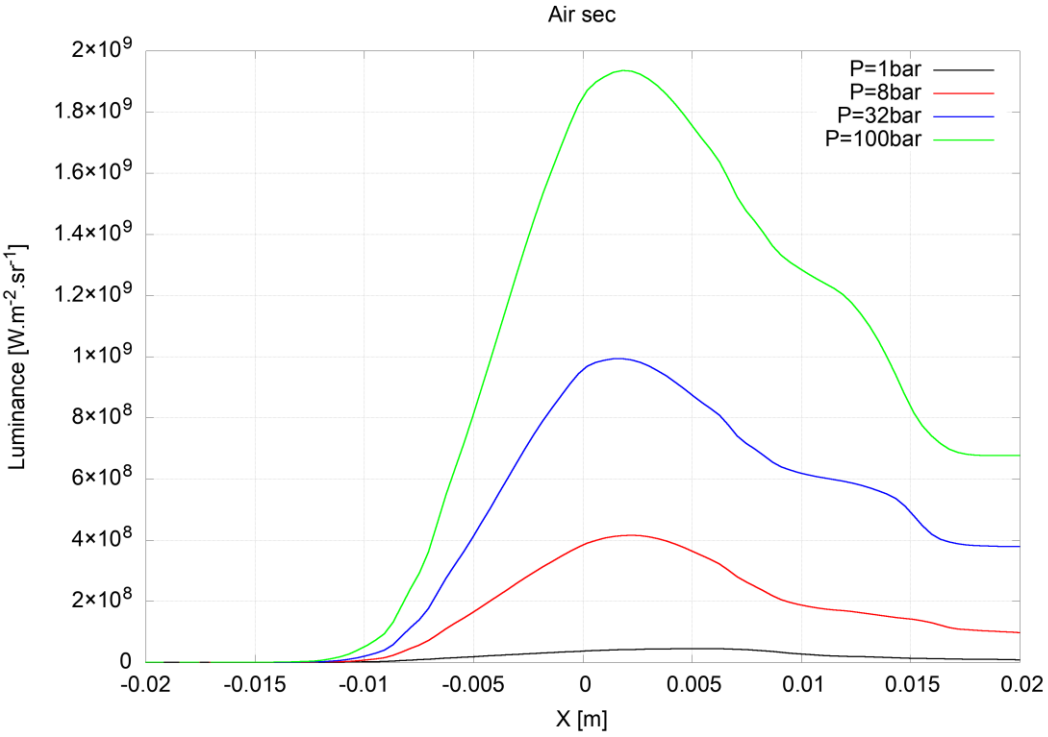


Figure II-11 : Influence de la pression sur la luminance pour le profil de température 20000K-20mm.

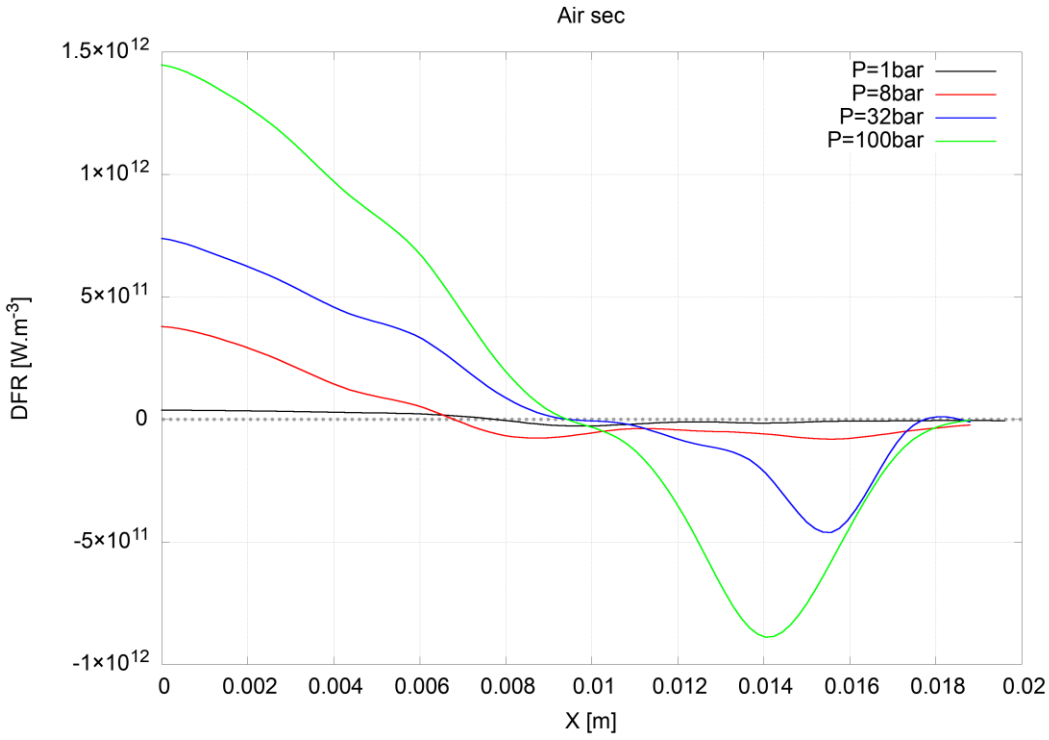


Figure II-12 : Influence de la pression sur la DFR pour le profil de température 20000K-20mm.

La pression ne modifie pas l'allure générale de la luminance et de la DFR : un maximum de dans la région centrale du plasma et une décroissance près des bords pour la luminance ; une grande émissivité dans la région centrale et une absorption sur les bords pour la DFR. Cependant, l'augmentation de la pression conduit à :

(1) une plus forte émissivité et une plus forte absorption. Cela s'explique par l'augmentation de la densité des particules émettrices et absorbantes ;

(2) un décalage des pics vers les hautes températures pour les pressions les plus fortes (décalages des mécanismes d'ionisation et de dissociation) ;

(3) une diminution du nombre de pics expliquée par une baisse de la contribution des bandes moléculaires et du continuum moléculaire lorsque la pression augmente. Ainsi le seul pic observé dans la zone d'absorption à fortes pressions est caractéristique du rayonnement atomique.

II.3.5-Influence des vapeurs métalliques

Pour étudier l'effet des vapeurs métalliques sur la luminance et la DFR d'un plasma d'air sec (Figures II-13 à II-16), nous avons choisi le profil 20000K-20mm et une pression 1bar.

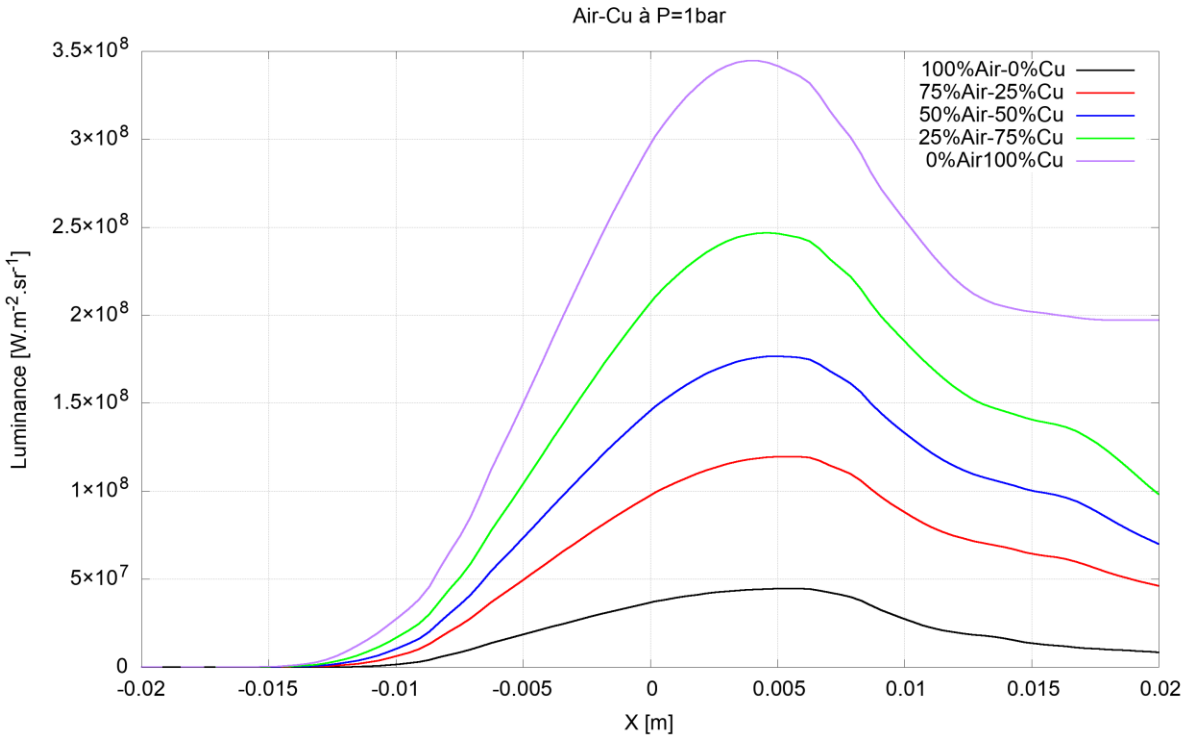


Figure II-13 : Influence des vapeurs métalliques sur la luminance pour le profil de température 20000K-20mm.

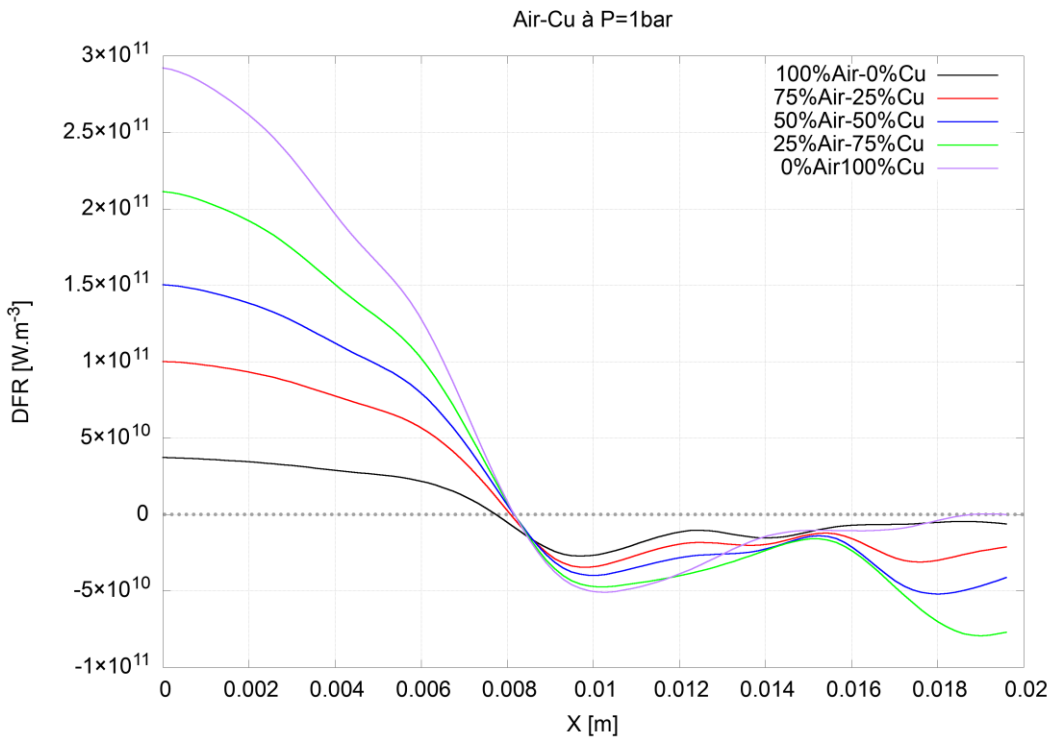


Figure II-14 : Influence des vapeurs métalliques sur la DFR pour le profil de température 20000K-20mm.

Dans un premier temps, nous remarquons sur les Figures II-13 et II-14 que l'allure générale de la luminance et de la DFR est inchangée en présence de vapeurs de cuivre. L'ajout de vapeurs de cuivre s'illustre par des valeurs de luminance plus élevées qui s'explique par une faible énergie d'ionisation du cuivre en comparaison avec O et N. Il en résulte une augmentation de la densité des électrons et des raies atomiques du cuivre qui conduisent à une émission prépondérante dans la zone centrale. Près des bords, l'influence des vapeurs métalliques dépend de la température :

(1) pour les hautes températures, présence d'un premier pic d'absorption pour X Є [8; 14mm] et le profil 20000K-20mm. Sur la Figure II-15, nous constatons que ce pic s'explique par une augmentation du nombre de raies atomiques et du coefficient d'absorption total en présence du cuivre ;

(2) pour les basses températures, présence d'un second pic d'absorption pour X Є [14; 20mm] et le profil 20000K-20mm. Sur la Figure II-16, nous constatons une décroissance du coefficient d'absorption du continuum et notamment du continuum moléculaire lorsque les vapeurs du cuivre augmentent. Cette diminution entraîne une absorption moins importante.

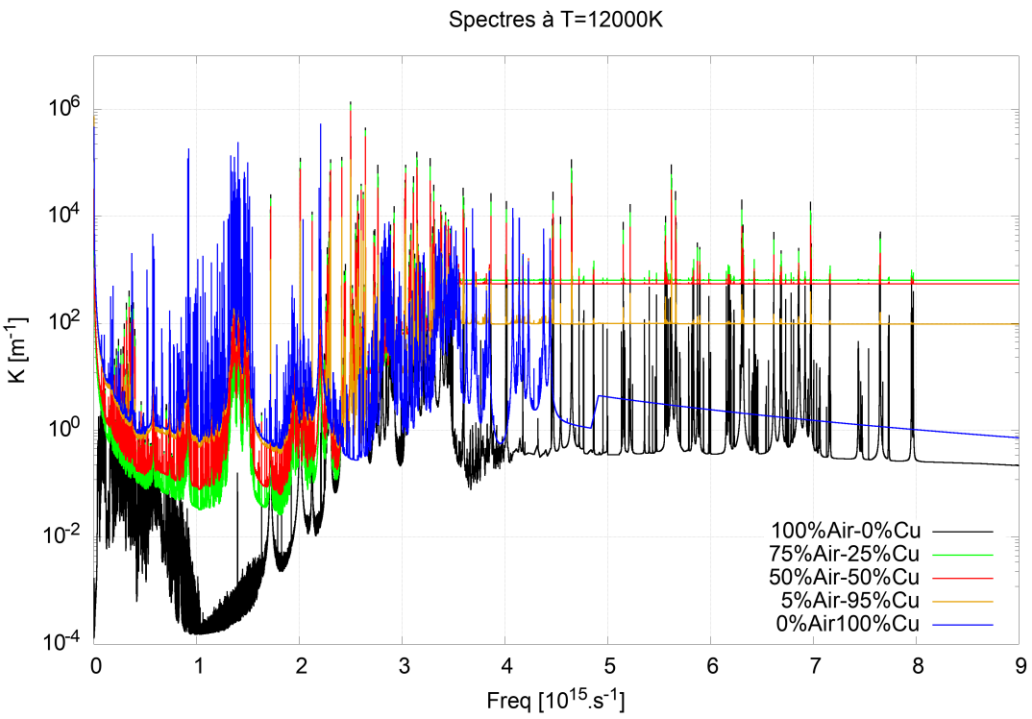


Figure II-15 : Spectres des mélanges air-Cu pour T=12000K et à 1bar.

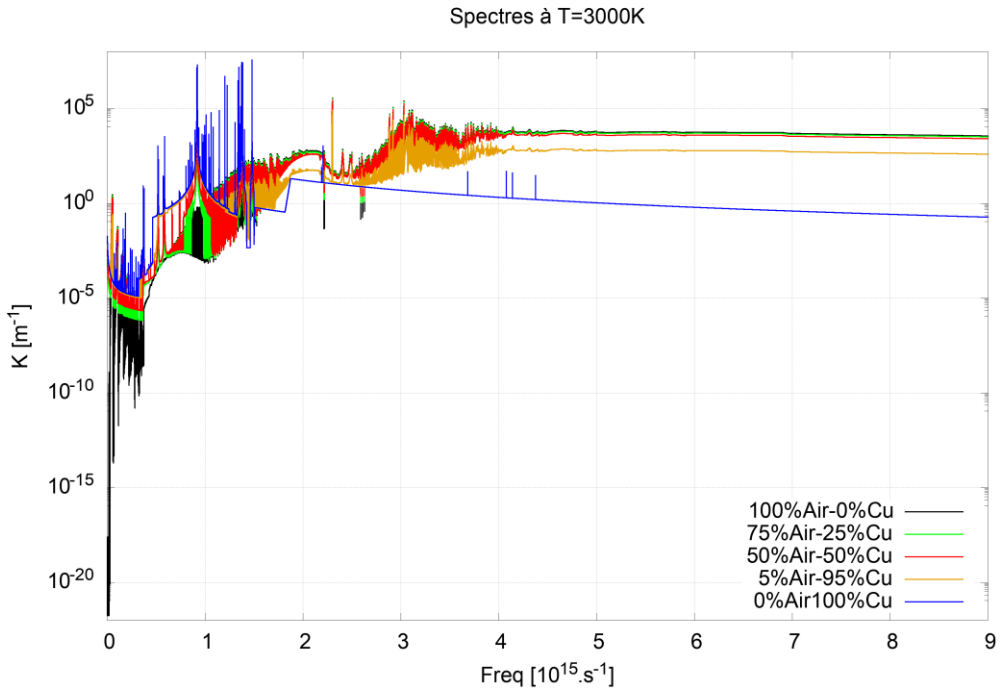


Figure II-16 : Spectres des mélanges air-Cu pour T=3000K et à 1bar.

II.4-Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons résolu l'Equation du Transfert Radiatif (ETR) pour une configuration cylindrique de plasma en 1D en utilisant un maximum de 7.10^6 longueurs d'onde et 9 profils de températures. Cette résolution nous a permis de voir la distribution de la luminance et de la Divergence du Flux Radiatif (DFR) dans le cas d'un plasma air-Cu. Les résultats obtenus décrivent une forte émissivité dans les régions centrales et une absorption plus au moins importante attribuée aux espèces atomiques et moléculaires dans les régions intermédiaires, et au continuum moléculaire dans les régions à basses températures. Ces résultats seront considérés comme « références » pour la suite de ce travail, notamment lors de la comparaison avec les méthodes approximatives. Ils seront nommés par la suite « luminance exacte » et « DFR exacte ».

Chapitre 3 :

Méthode du Coefficient d'Emission Nette

III.1-Introduction

La résolution directe de l'Equation du Transfert Radiatif (ETR) (II-1) est inenvisageable dans les modèles numériques où le nombre d'itérations est élevé. Du fait de sa dépendance géométrique, spectrale, à la température et à la pression, l'ETR reste complexe à résoudre et très couteuse en temps de calcul et en mémoire. Par conséquent, nous faisons appel à des méthodes approximatives pour décrire les propriétés radiatives dans un plasma et estimer les pertes par rayonnement. Dans ce chapitre, nous étudions la méthode du Coefficient d'Emission Nette (CEN) qui simplifie géométriquement le problème, appliquée à un plasma d'air-Cu.

III.2-Définition

Le Coefficient d'Emission Nette (CEN) est une simplification géométrique de l'Equation du Transfert Radiatif (ETR), proposée par Lowke [17], et qui représente la puissance totale émise par unité de volume par unité d'angle solide du plasma (exprimée en $W.m^{-3}.sr^{-1}$). Le CEN est une grandeur qui prend en considération l'auto-absorption du rayonnement et qui correspond pour les modèles à la Divergence du Flux Radiatif (DFR) par unité d'angle solide, supposé isotrope et calculée suivant des hypothèses particulières.

III.3-Hypothèses de calcul

Le plasma est supposé isotherme homogène (Figure III-1), isobare et à ETL. La simplification géométrique consiste à considérer le plasma comme une sphère de rayon R_p.

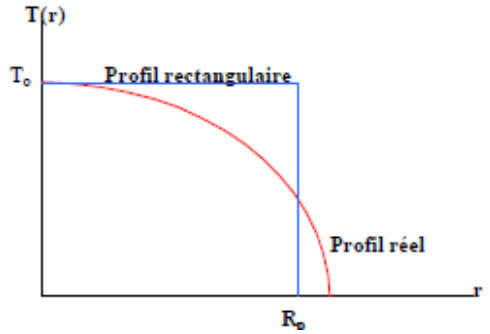


Figure III-1 : Profils de températures (réel en rouge, pour le CEN en bleu).

Généralement, les plasmas ne sont pas homogènes et présentent des gradients forts de température. Toutefois, nous pouvons discrétiser celui-ci en une série de milieux homogènes et isothermes. Les profils de températures dans les plasmas d'arc sont généralement des profils gaussiens, représentant un maximum dans la zone centrale suivi d'une décroissance près des bords. Pour une simplification des calculs et de la géométrie, Lowke [17] remplace le profil

gaussien par un profil rectangulaire. Cette simplification est correcte dans les zones centrales du plasma où la température est élevée. Dans cette configuration, il établit une relation entre le CEN ε_n et la DFR $\vec{\nabla} \cdot \vec{F}$:

$$4\pi\varepsilon_n = \vec{\nabla} \cdot \vec{F} \tag{III-1}$$

Comme nous l'avons vu au Chapitre II, nous pouvons écrire l'équation du transfert radiatif en négligeant la diffusion sous la forme suivante :

$$\vec{s} \cdot \vec{\nabla} \cdot L_\lambda(\vec{r},\vec{s}) = K'\big(\lambda, T(\vec{r},\vec{s})\big) \cdot \big({L^0}_\lambda\big(T(\vec{r},\vec{s})\big) - L_\lambda\big(T(\vec{r},\vec{s})\big)\big) \tag{III-2}$$

Le premier terme de l'équation représente la divergence de la luminance spectrale. En intégrant cette propriété sur tout l'angle solide Ω, nous obtenons la divergence du flux radiatif spectral.

$$4\pi\vec{s} \cdot \vec{\nabla} \cdot L_\lambda(\vec{r},\vec{s}) = 4\pi \cdot (K'(\lambda,T) \cdot {L^0}_\lambda(T) - K'(\lambda,T) \cdot \int L_\lambda(T)\mathrm{d}\,\Omega) = \vec{\nabla}.\vec{F}_\lambda \tag{III-3}$$

De l'équation III-1 et III-3, nous pouvons écrire le CEN par unité de longueur d'onde ε_{n_λ} sous la forme suivante :

$$\varepsilon_{n_\lambda} = K'(\lambda,T) \cdot {L^0}_\lambda(T) - K'(\lambda,T) \cdot J_\lambda \tag{III-4}$$

$$\text{avec } J_\lambda = \frac{\int L_\lambda(T)\mathrm{d}\Omega}{4\pi} \tag{III-5}$$

J_λ représente la luminance moyenne sur l'angle solide $\mathrm{d}\Omega$ pour une longueur d'onde donnée. Dans le cas d'une sphère isotherme :

$$J_\lambda = \frac{1}{4\pi}\int_{r=0}^{R}\int_{\theta=0}^{\pi}\int_{\varphi=0}^{2\pi} K'(\lambda,T) \cdot {L^0}_\lambda \exp\left(-\int_0^r K'(\lambda,T) \cdot r\right) \cdot \sin\theta \, \mathrm{d}\theta \, \mathrm{d}\varphi \, \mathrm{d}r \tag{III-6}$$

En intégrant l'équation III-4 sur toutes les longueurs d'onde et en utilisant l'équation III-6, le CEN prend la forme suivante :

$$\varepsilon_n = \int K'(\lambda,T) \cdot {L^0}_\lambda \exp(-K'(\lambda,T) \cdot R_P)\,\mathrm{d}\,\lambda \tag{III-7}$$

Ainsi, grâce à la description fine du spectre, nous pouvons calculer le CEN par l'intégration directe de l'expression (III-7). Dans la suite de ce chapitre, nous présentons les résultats du CEN, pour différents R_p, différentes pressions et pour différents mélanges air-Cu. Nous comparons la DFR calculée par la méthode du CEN avec la « DFR exacte » dans le but de juger de la validité de cette méthode approchée selon différents paramètres (largeur et température maximale du profil de température, pression, vapeurs de cuivre).

III.4-Influence du rayon R_p

Nous présentons sur la Figure III-2 les CENs d'un plasma d'air à 1bar pour plusieurs valeurs de rayon du plasma R_p, résultats que nous avons validés par comparaison avec les travaux de Billoux [15].

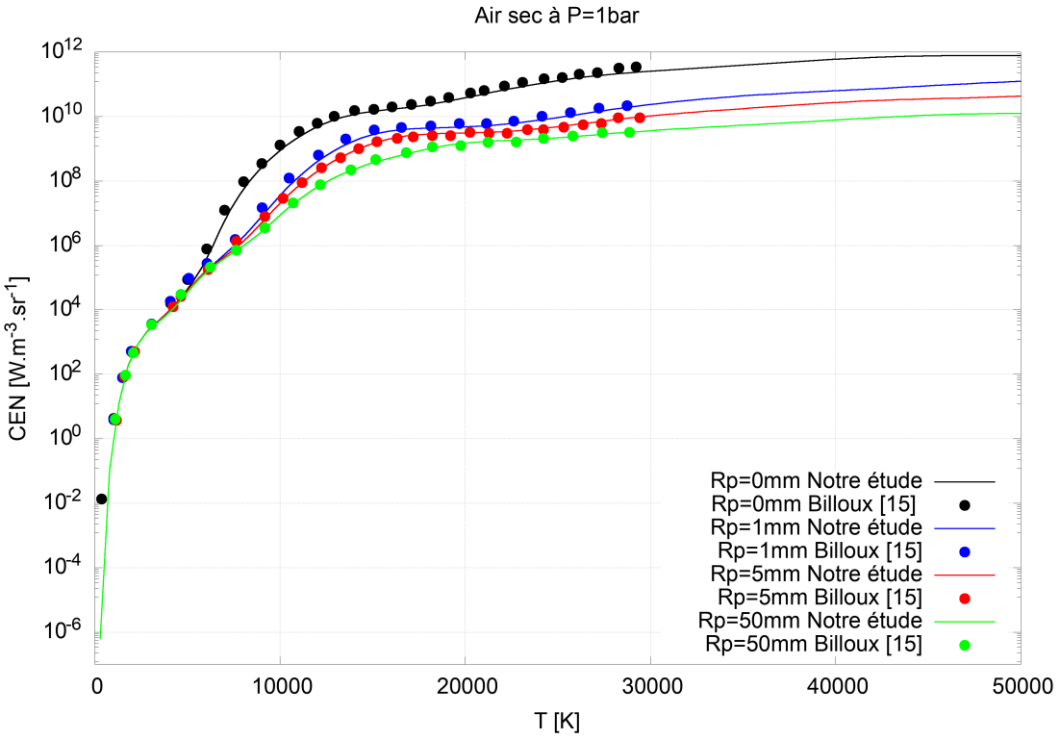


Figure III-2 : Influence du rayon R_p sur le CEN d'un plasma d'air à 1bar – Comparaisons avec Billoux [15].

Nous remarquons une diminution du CEN avec l'accroissement du rayon du plasma soulignant le phénomène d'absorption. Le rayonnement est absorbé dès les premiers millimètres à partir de 6000K. Ce phénomène s'explique par une absorption importante du continuum et des raies atomiques à partir de cette température, les bandes moléculaires étant très peu absorbées comme l'a montré Billoux [15]. Comparé à Billoux [15], nous observons une légère différence pour Rp<1mm qui s'explique par une composition d'air sec dans notre cas (79.5%N_2 - 20.5%O_2) comparé au mélange (78.85%N_2 - 21.15%O_2) utilisé par Billoux [15].

III.5-Influence de la pression

Nous présentons sur les Figures de III-3 à III-6 les résultats obtenus pour le CEN d'un plasma d'air sec pour différents R_p (0, 1, 5 et 50mm) en fonction de la pression.

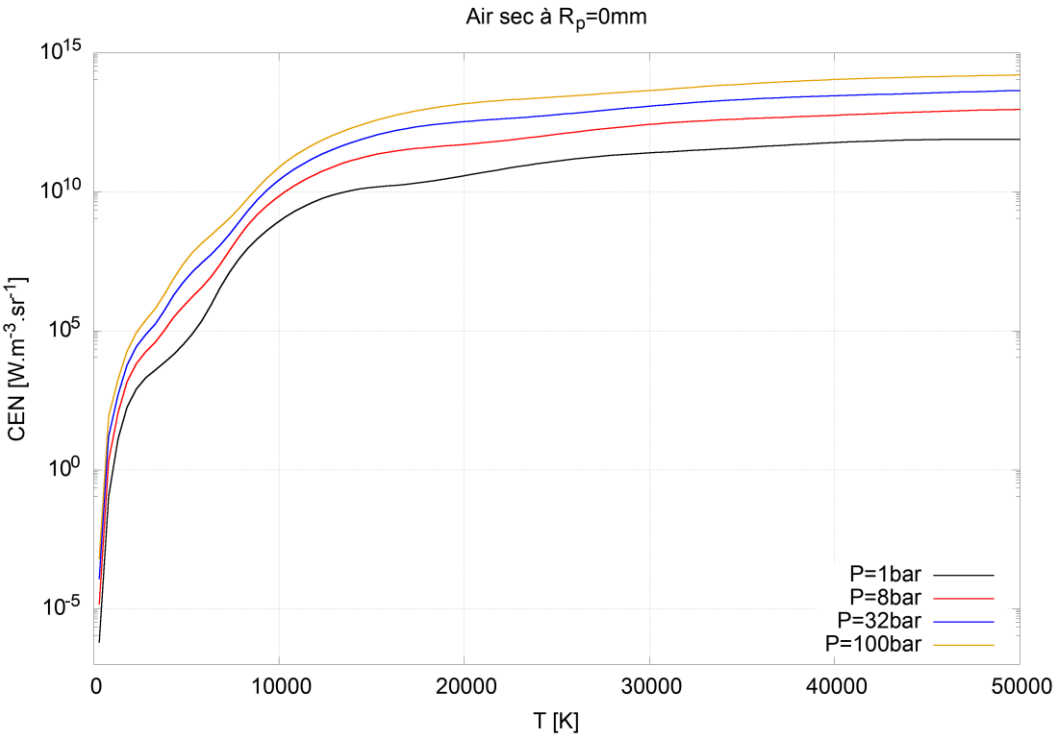


Figure III-3 : CEN d'un plasma d'air pour différentes pressions et R_p=0mm.

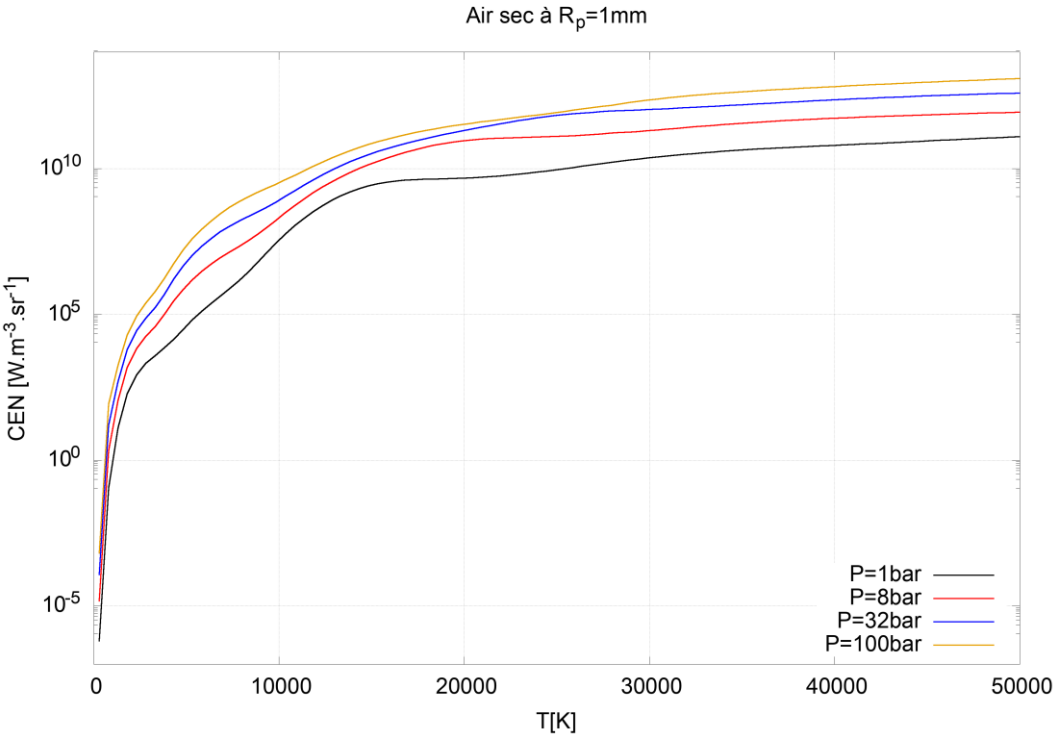


Figure III-4 : CEN d'un plasma d'air pour différentes pressions et R_p=1mm.

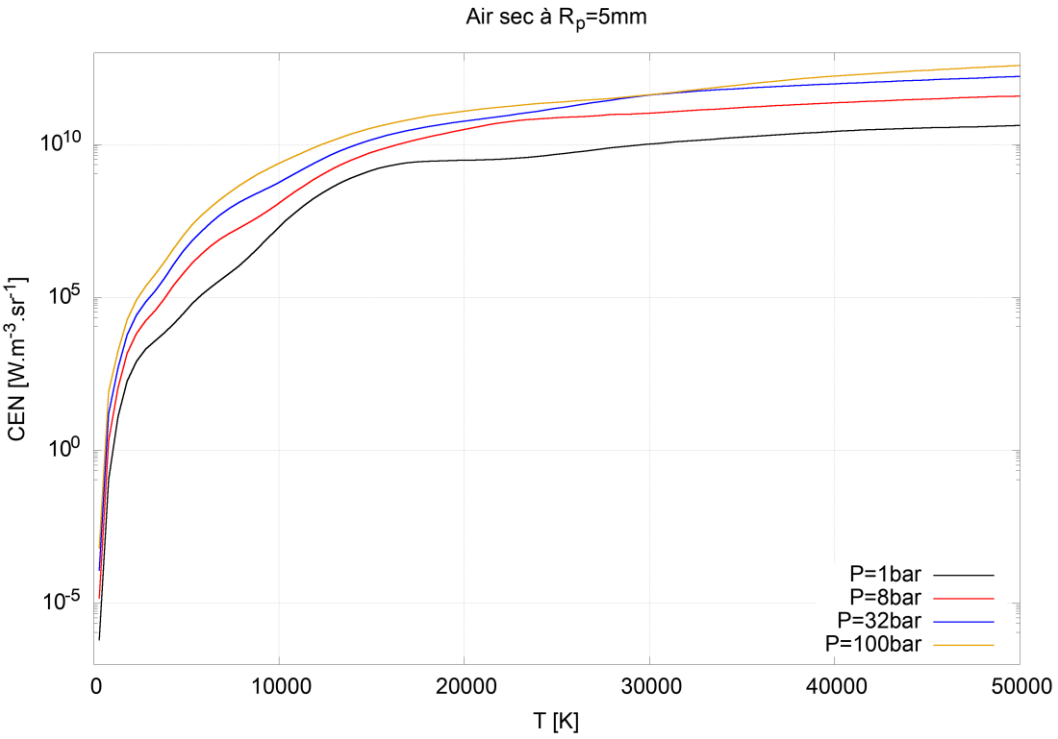


Figure III-5 : CEN d'un plasma d'air pour différentes pressions et R_p=5mm.

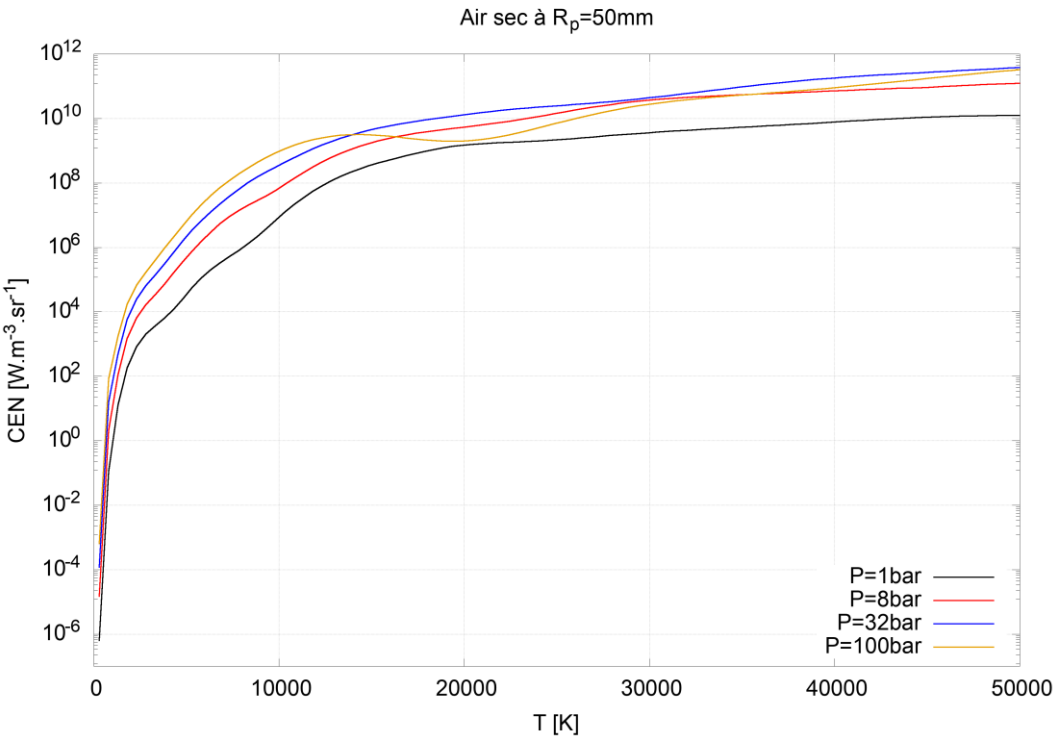


Figure III-6 : CEN d'un plasma d'air pour différentes pressions et R_p=50mm.

Les Figures montrent l'influence de la pression (1, 8, 32 et 100bar) sur le CEN pour un rayon fixe R_p=0, 1, 5, 50mm. Pour une température fixée et de faibles R_p (Figure III-3, III-4 et III-5), le CEN augmente en fonction de la pression à cause de l'augmentation de la densité des populations. Bizarrement, nous observons sur la Figure III-6 (R_p=50mm) un creux sur le CEN pour les fortes pressions que nous expliquons par un coefficient d'absorption plus élevé, ce qui augmente le produit $K'(\lambda, T) \cdot R_P$ et donne au terme exponentiel du CEN (absorption) un rôle prépondérant devant l'émission du plasma. Avec une forte valeur de R_p, le terme exponentiel du CEN devient prépondérant devant l'émission du plasma à forte pression. Le plasma se comporte alors comme un milieu épais et l'évolution habituellement observée du CEN en fonction de la pression n'est plus respectée. Nos résultats à 100bar sont comparés avec les résultats de Billoux [15] sur la Figure III-7, montrant une bonne cohérence.

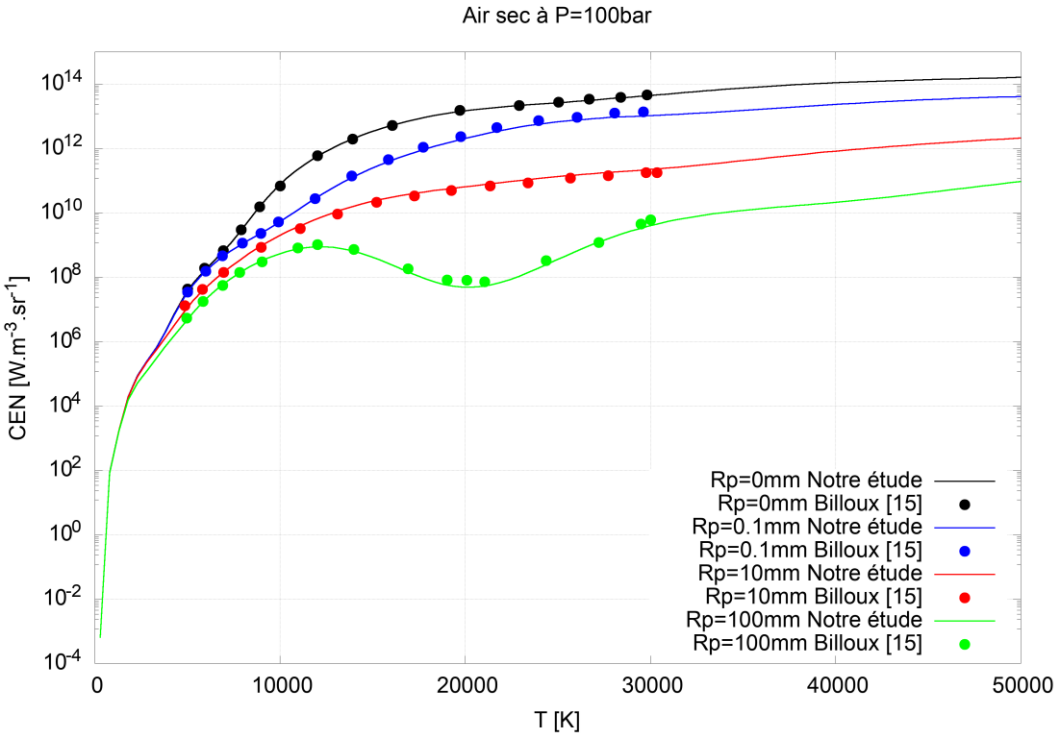


Figure III-7 : Comparaison des CENs avec ceux de Billoux [15] *d'un plasma d'air à 100bar pour différents rayons (R_p=0, 0.1, 10, 100mm).*

III.6-Influence des vapeurs métalliques

L'influence des vapeurs métalliques sur le CEN pour des mélanges air-Cu, à 1bar et différents R_p (0, 1, 5, 50mm) est présenté sur les Figures III-8 à III-11.

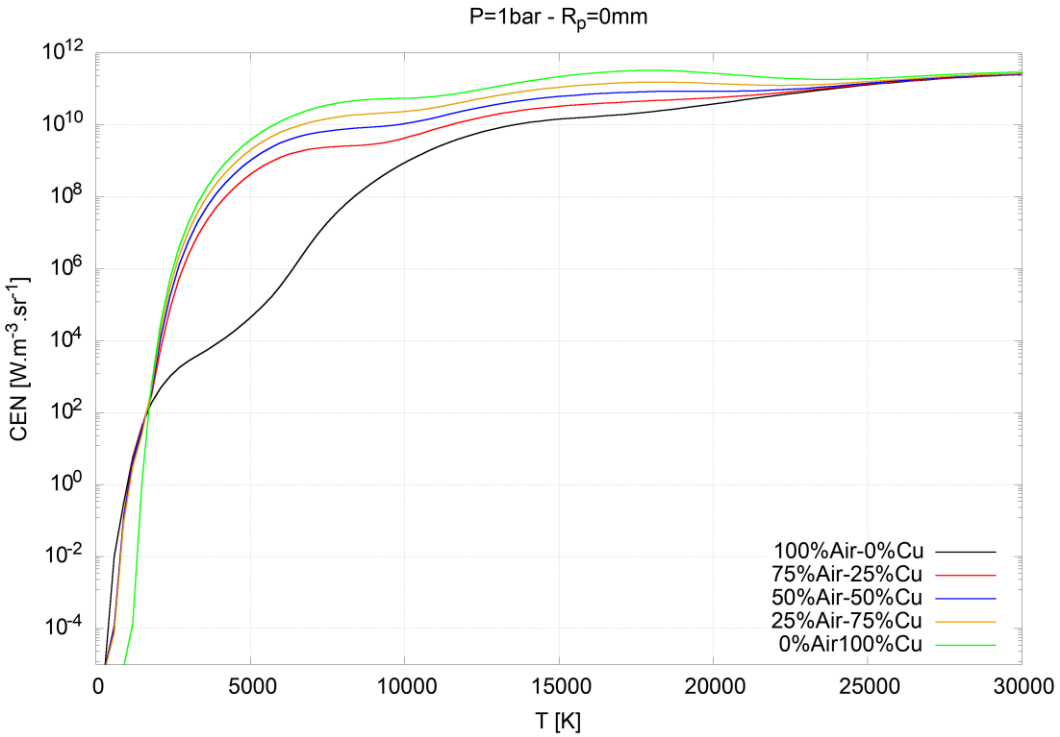


Figure III-8 : CEN pour différents pourcentages des vapeurs de cuivre à 1bar-R_p=0mm.

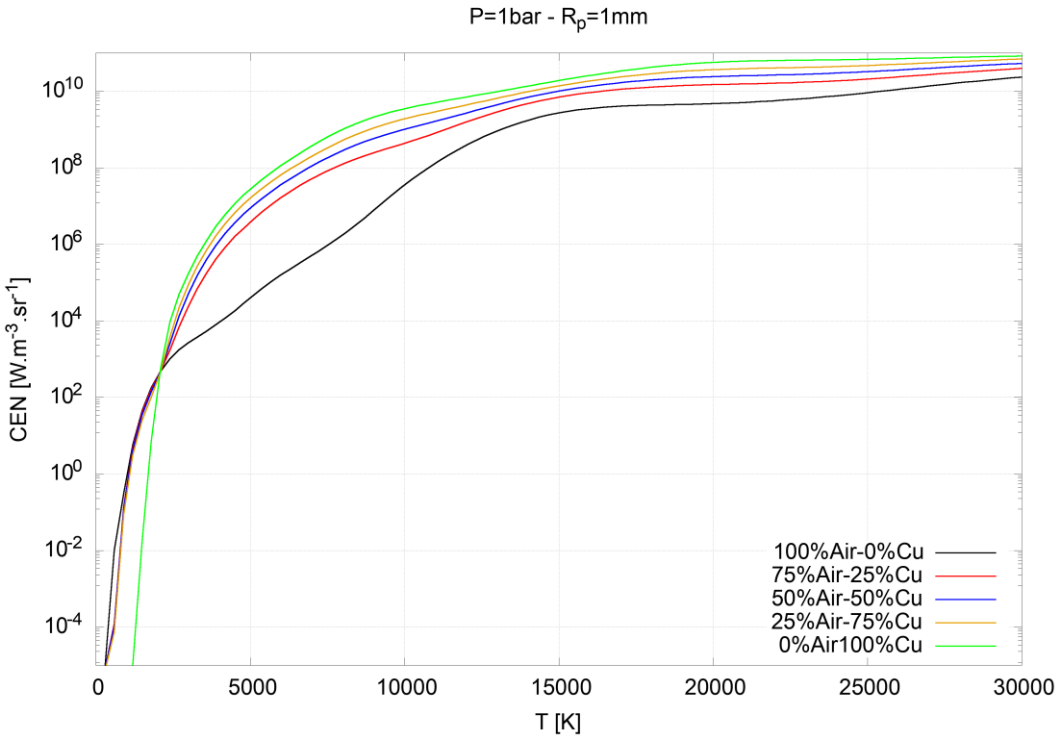


Figure III-9 : CEN pour différents pourcentages des vapeurs de cuivre à 1bar-R_p=1mm.

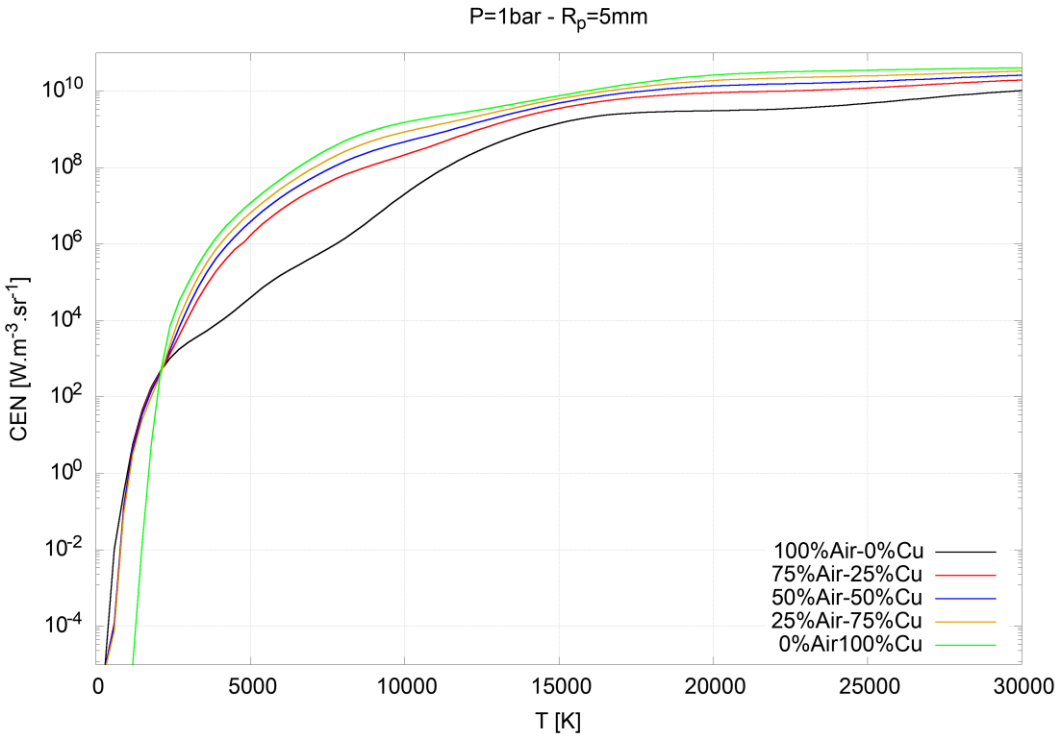


Figure III-10 : CEN pour différents pourcentages des vapeurs de cuivre à 1bar-R_p=5mm.

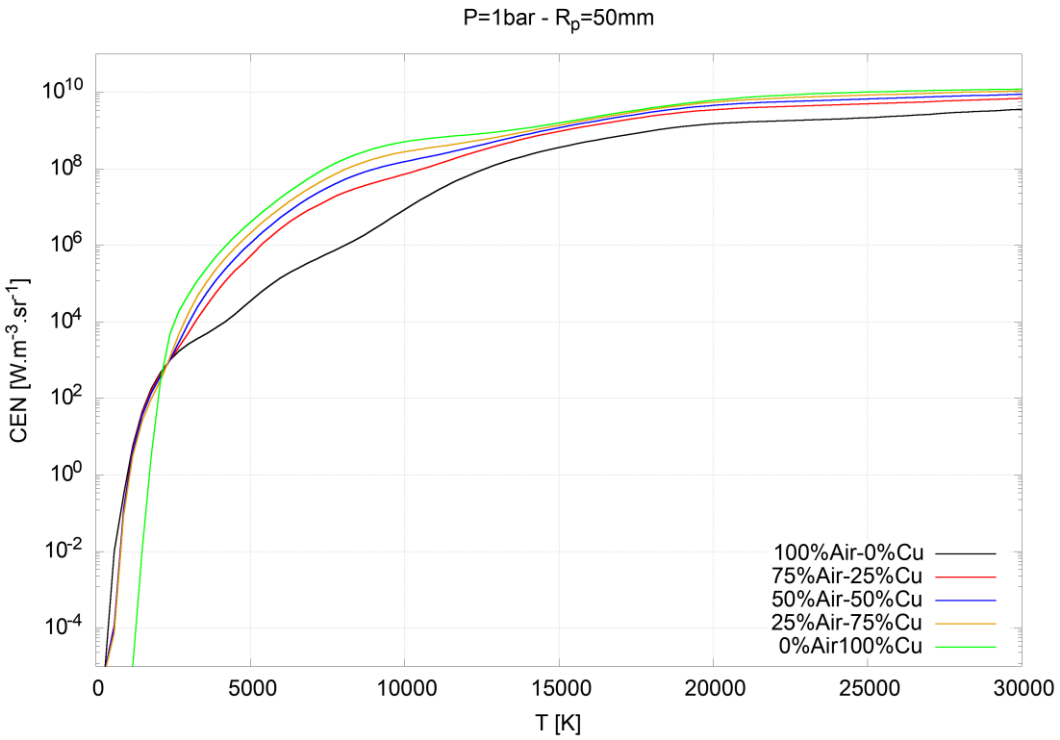


Figure III-11 : CEN pour différents pourcentages des vapeurs de cuivre à 1bar-R_p=50mm.

Nous remarquons à faible température (T<10000K), que les vapeurs de cuivre diminuent les valeurs du CEN. Nous expliquons ce comportement par une importante émissivité des bandes moléculaires de l'air et une absence de considération du continuum moléculaire du cuivre. Pour T> 1000K, l'influence des vapeurs de cuivre s'illustre par une augmentation des valeurs du CEN qui s'explique par la forte émission des raies du cuivre (Cu et Cu^+) suite à la faible énergie d'ionisation du cuivre.

III.7-Comparaison de la DFR exacte et la DFR déduite du CEN

Pour la méthode du CEN, nous comparons uniquement la DFR. En effet, cette méthode est basée sur une simplification géométrique et suppose un rayonnement émis de façon isotrope dans toutes les directions. Elle ne permet donc pas de déterminer le flux radiatif qui est une grandeur directionnelle. Afin de valider la méthode approchée (CEN) et d'estimer l'erreur commise sur la DFR, nous comparons dans cette section la « DFR exacte » du chapitre II à la DFR déduite du CEN (Equation III-5). Cette comparaison nous permet notamment de déterminer la valeur du rayon R_P qui permet d'approcher la DFR exacte dans les régions centrales, plus précisément sur l'axe X=0. Nous présentons ici la méthodologie d'optimisation développée et les résultats obtenus.

III.7.1-Méthodologie d'optimisation pour trouver le meilleur R_p

Cette méthodologie consiste à trouver le meilleur R_p qui permet de minimiser la fonction objective F'_{CEN} définie par :

$$F'_{CEN}(R_p) = \frac{|DFR_{exacte}(X=0) - DFR_{CEN-Rp}(X=0)|}{DFR_{exacte}(X=0)} \quad \text{(III-7)}$$

Cette optimisation utilise l'algorithme du simplexe de Nelder Mead [67] qui présente néanmoins un inconvénient, celui de ne pas avoir de minimum global. Pour ces raisons, le processus d'optimisation est effectué jusqu'à convergence vers la même valeur que l'on nommera par la suite $R_{p\text{-}optim}$. L'évolution de $R_{p\text{-}optim}$ sera décrite suivant le profil de température, la pression et les vapeurs de cuivre.

III.7.2-Influence du profil de température

III.7.2.1-Influence de la largeur du profil

Nous comparons les DFRs déduites du CEN à celles obtenues par le calcul exact pour les profils 20000K-5mm, 20000K-20mm, 20000K-50mm et différents rayons R_p (0.5, 1, 5 et 20mm).

Profil 20000K-5mm :

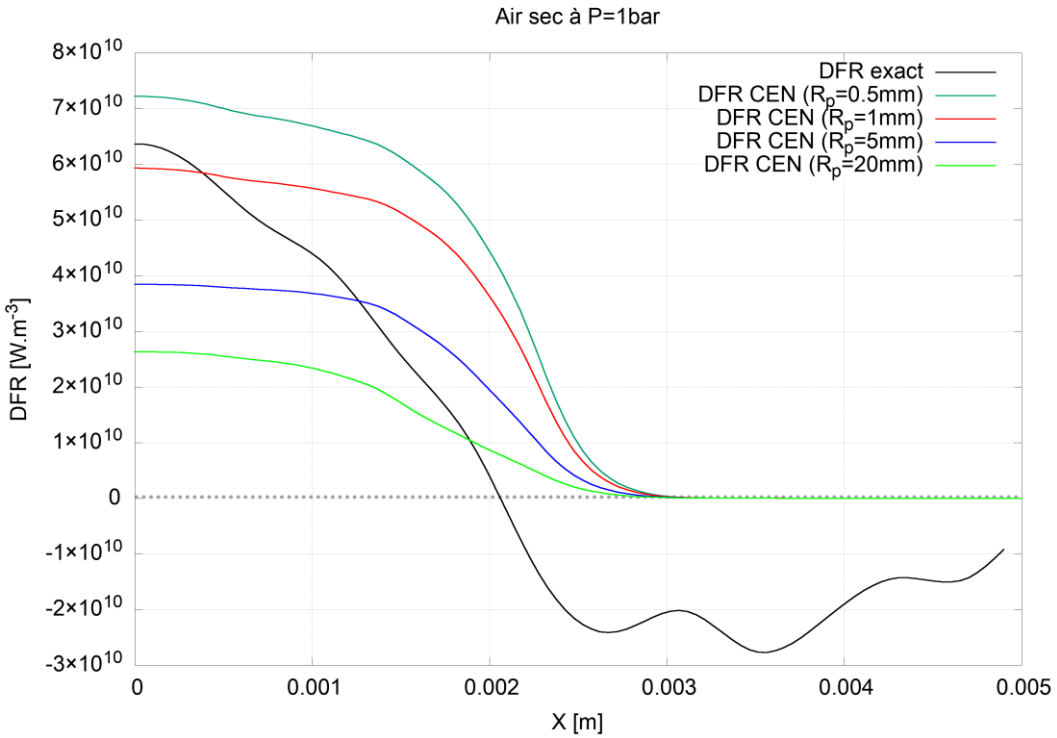


Figure III-12 : Comparaison des DFRs (exacte et CENs) pour différents rayons R_p d'un plasma d'air à 1bar (profil 20000K-5mm).

De la Figure III-12, nous remarquons que le CEN décrit un plasma uniquement émissif. Cette méthode ne permet donc pas une description des régions où l'absorption est prépondérante. Pour le profil 20000K-5mm, cette région est comprise entre 2mm et 5mm. Parmi les rayons usuels, la DRF est bien caractérisée par le CEN dans les régions chaudes du plasma pour le cas R_p=1mm. Cette valeur du rayon permet une bonne estimation de la DRF par la méthode du CEN sur l'axe et dans la région centrale du plasma. Plus précisément, le processus d'optimisation donne une erreur minimale pour $R_{p\text{-}optim}$=0.8mm, qui correspond à 93% de la température maximale de ce profil. Nous nommerons par la suite ce pourcentage P_{Rp}.

Profil 20000K-20mm :

La Figure III-13 compare la DFR déduite du CEN à la DFR exacte pour différents R_p d'un plasma d'air à 1bar.

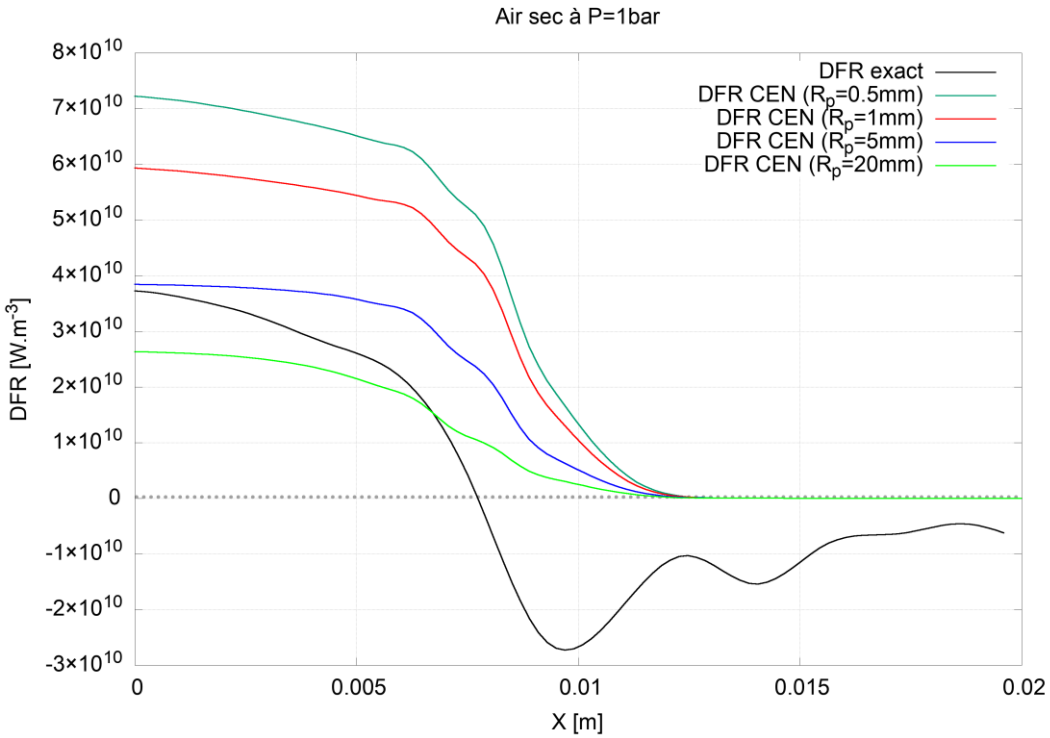


Figure III-13 : Comparaison des DFRs (exacte et CENs) pour différents rayons R_p d'un plasma d'air à 1bar (profil 20000K-20mm).

Le comportement général des DFRs déduites du CEN est identique à celui observé pour le profil 20000K-5mm avec les mêmes faiblesses, à savoir une mauvaise estimation sur les bords où l'absorption est prépondérante (i.e les régions comprises entre 8mm et 20mm). Pour les régions centrales, le rayon R_p=5mm indique une bonne approximation sur l'axe, qui après optimisation conduit à une valeur $R_{p\text{-}optim}$ =5.6mm et 88% de la température maximale de ce profil.

Profil 20000K-50mm :

La comparaison de la DFR déduite du CEN pour un plasma d'air à 1bar avec la DFR exacte est présentée Figure III-14 pour différents R_p.

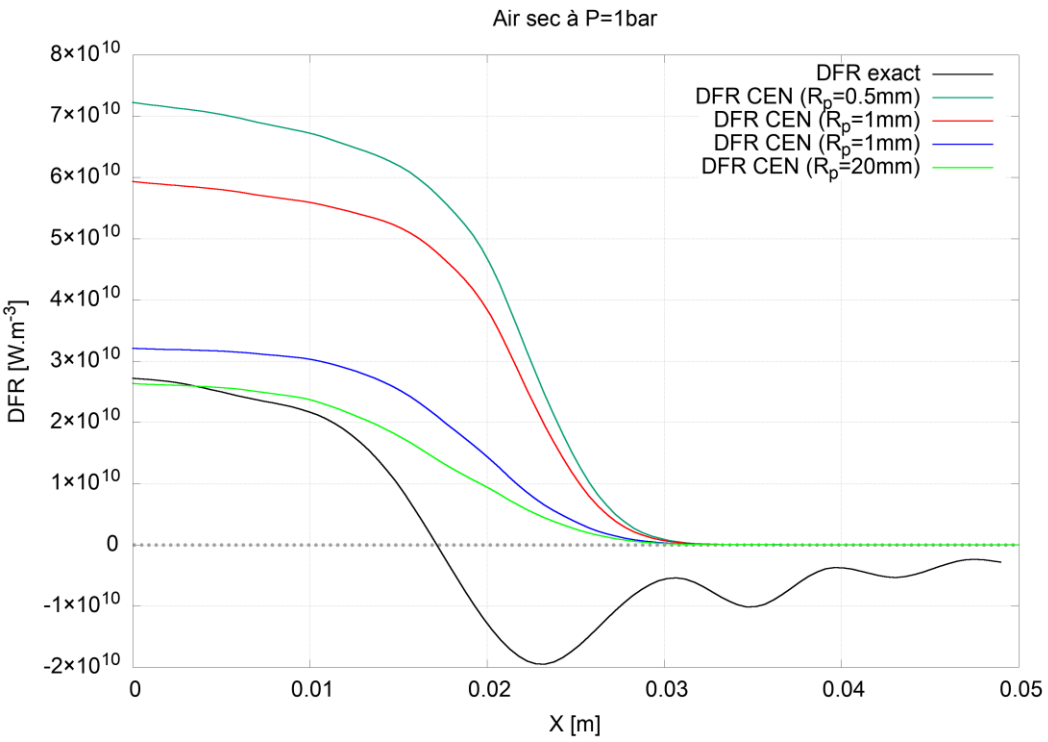


Figure III-14 : Comparaison des DFRs (exacte et CENs) pour différents rayons R_p d'un plasma d'air à 1bar (profil 20000K-50mm).

Pour ce profil, l'approximation n'est pas acceptable pour X compris 17mm et 50mm, là où l'absorption est prédominante. La valeur R_p=20mm permet une bonne approximation de la DRF déduite du CEN, le processus d'optimisation conduisant à $R_{p\text{-}optim}$ =18m, soit 81% de la température maximale de ce profil.

Nous résumons dans le Tableau III-1 les valeurs de $R_{p\text{-}optim}$ et de P_{Rp} pour les 3 profils de température maximale 20000K. Ces valeurs sont celles pour lesquelles la température équivaut à 80-93% de la température maximale.

Tableau III-1 : Valeurs de $R_{p\text{-}optim}$ et P_{Rp} pour un plasma d'air à 1bar et les 3 profils de températures de T_{max}=20000K.

Profil	$R_{p\text{-}optim}$(mm)	P_{Rp}(%)
20000K -5mm	0.8	93
20000K -20mm	5.6	88
20000K -50mm	18	81

III.7.2.2-Influence de la température maximale

Nous étudions ici l'influence de la température maximale du profil de température sur la DFR d'un plasma d'air à 1bar, déduite du CEN, et comparée à celle obtenue par le calcul exact pour les profils 15000K-20mm et 25000K-20mm. Les Figures III-15 et III-16 montrent les différences pour les rayons usuels (R_p=0.5, 1, 5 et 20mm)

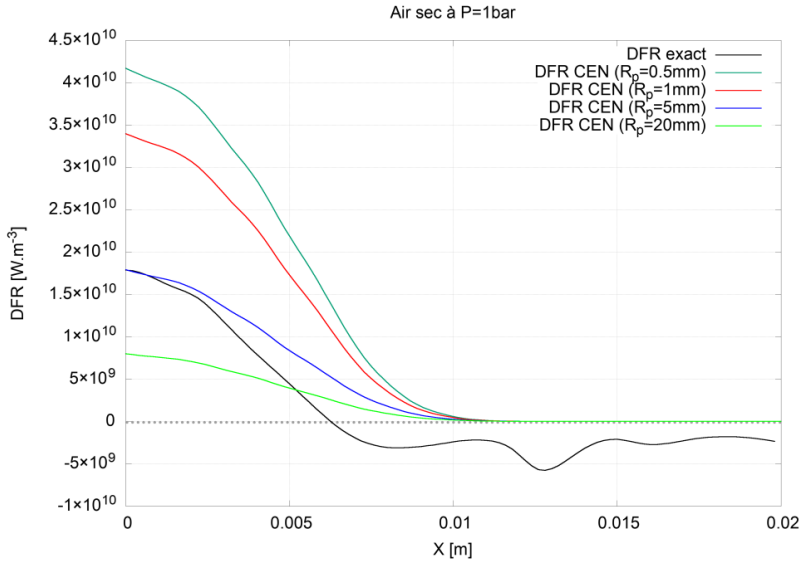


Figure III-15 : Comparaison des DFRs (exacte et CENs) pour différents rayons R_p d'un plasma d'air à 1bar (profil 15000K-20mm).

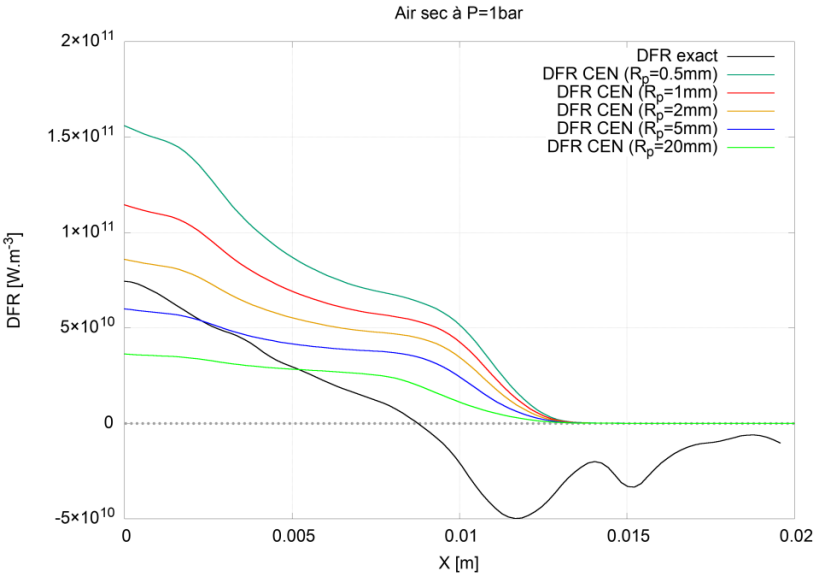


Figure III-16 : Comparaison des DFRs (exacte et CENs) pour différents rayons R_p d'un plasma d'air à 1bar (profil 25000K-20mm).

Le comportement général des DFRs déduites du CEN est identique à celui observé pour les profils de températures maximale de 20000K avec une mauvaise estimation dans les régions où l'absorption est prépondérante (i.e 6mm<X<20mm pour le profil 15000K-20mm et 9mm<X<20mm pour le profil 25000K-20mm). Pour ces deux profils, le processus d'optimisation nous donne $R_{p\text{-}optim}$=5.6mm et $R_{p\text{-}optim}$=3mm qui conduisent à des températures équivalentes à 90~91% de la température maximale. Nous résumons dans le Tableau III-2 les valeurs de $R_{p\text{-}optim}$ et P_{Rp} pour les 9 profils de températures étudiés.

Tableau III-2 : Valeurs de $R_{p\text{-}optim}$ et P_{Rp} pour les 9 profils de température d'un plasma d'air à 1bar.

	$R_{p\text{-}optim}$ (mm)			P_{Rp} (%)		
T_{max} (K)	5mm	20mm	50mm	5mm	20mm	50mm
15000	3.6	5,1	12.5	92	90	85
20000	0.8	5,6	18	94	88	81
25000	1.7	3	11	91	91	85

Nous remarquons que la température maximale du profil de température n'influe pas significativement sur le pourcentage P_{Rp} pour un profil de température donné. Lorsque la largeur augmente, le $R_{p\text{-}optim}$ augmente mais P_{Rp} diminue.

III.7.3-Influence de la pression

Sur les Figures III-17 à III-19, nous comparons les DFRs d'un plasma d'air déduites du CEN à celles obtenues par le calcul exact pour le profil 20000K-20mm et des pressions. 8, 32 et 100bar. Ces Figures nous permettent de voir l'effet classique de la pression sur le rayonnement : le rayonnement net augmente avec la pression à cause des densités de particules plus importantes. Il est intéressant de constater que le $R_{p\text{-}optim}$ conduisant à la plus faible erreur est quasiment le même quelle que soit la pression (Tableau III-4). Malgré l'approximation importante sur laquelle est basée le CEN, nous pouvons tout de même conclure que cette méthode s'avère valable quelque soit la pression avec une même valeur de $R_{p\text{-}optim}$.

Tableau III-4 : Valeurs de $R_{p\text{-}optim}$ et P_{Rp} pour le profil 20000K-20mm pour différentes pressions (P=1, 8, 32 et 100bar).

Pression (bar)	$R_{p\text{-}optim}$ (mm)	P_{Rp} (%)
1	5	88
8	5.1	88
32	4.98	88
100	5.1	88

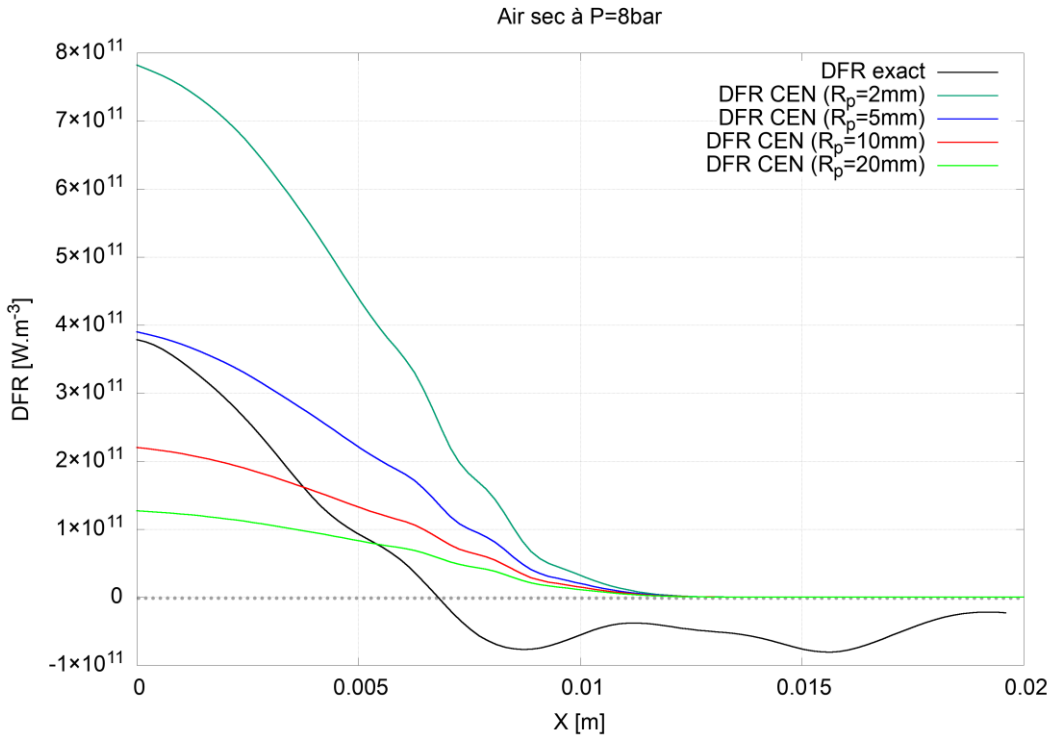


Figure III-17 : Comparaison des DFRs (exacte et CENs) pour différents rayons R_p d'un plasma d'air à 8bar (profil 20000K-20mm).

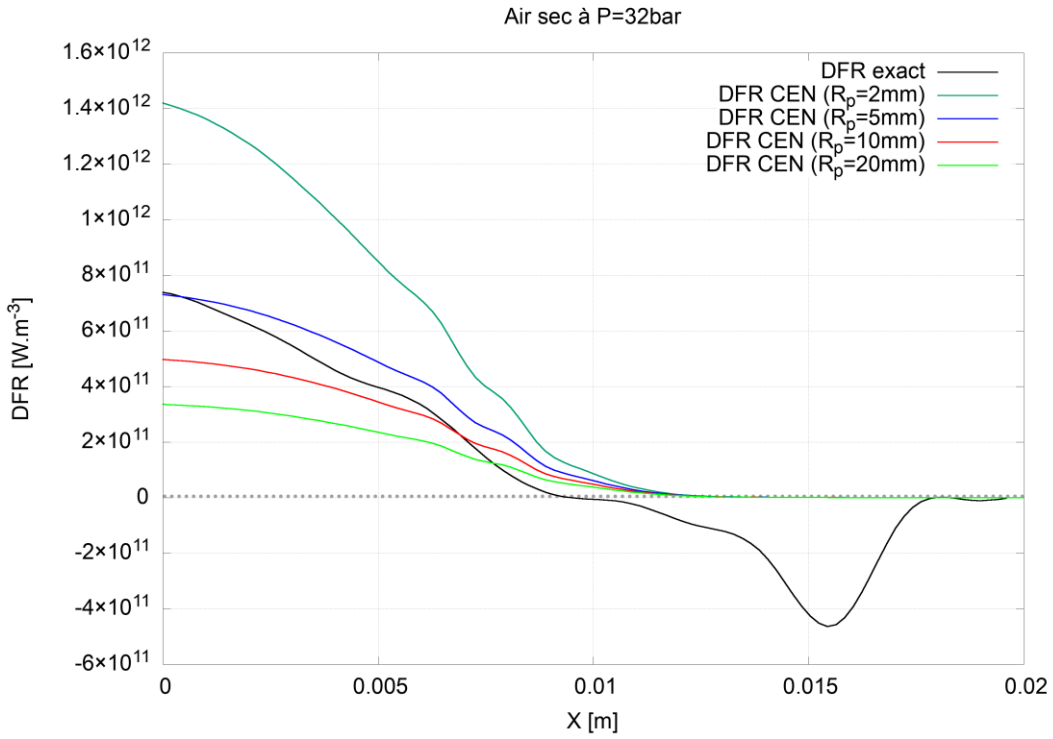


Figure III-18 : Comparaison des DFRs (exacte et CENs) pour différents rayons R_p d'un plasma d'air à 32bar (profil 20000K-20mm).

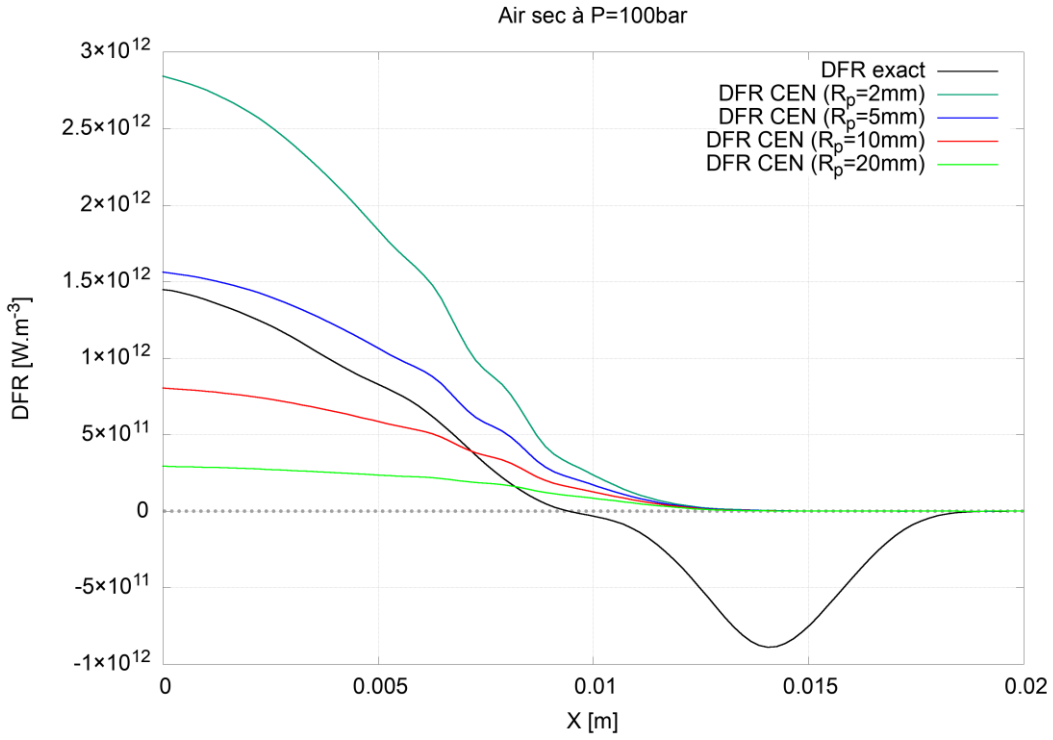


Figure III-19 : Comparaison des DFRs (exacte et CENs) pour différents rayons R_p d'un plasma d'air à 100bar (profil 20000K-20mm).

III.7.4-Influence des vapeurs métalliques

Les Figures III-20 à III-23 montrent la comparaison des DFRs exactes avec les DFRs déduites du CEN, pour différents mélanges air-Cu à 1bar ([75]air-[25]Cu ; [50]air-[50]Cu ; [25]air-[75]Cu et [0]air-[100]Cu) et le profil 20000K-20mm. Nous remarquons que la présence des vapeurs métalliques du cuivre ne change pas l'allure générale de la DFR calculée par la méthode du CEN. Néanmoins, les vapeurs de cuivre influent sur le résultat du $R_{p\text{-}optim}$.. Le Tableau III-5 montre l'évolution du $R_{p\text{-}optim}$. en fonction du pourcentage de cuivre.

Tableau III-5 : Valeurs de $R_{p\text{-}optim}$ et P_{Rp} pour le profil 20000K-20mm pour différents pourcentages de vapeurs métalliques à P=1bar.

Pourcentage des vapeurs de cuivre	$R_{p\text{-}optim}$ (mm)	P_{Rp} (%)
0%	5	88
25%	7.2	81
50%	6.8	83
75%	6.4	85
100%	6.2	86

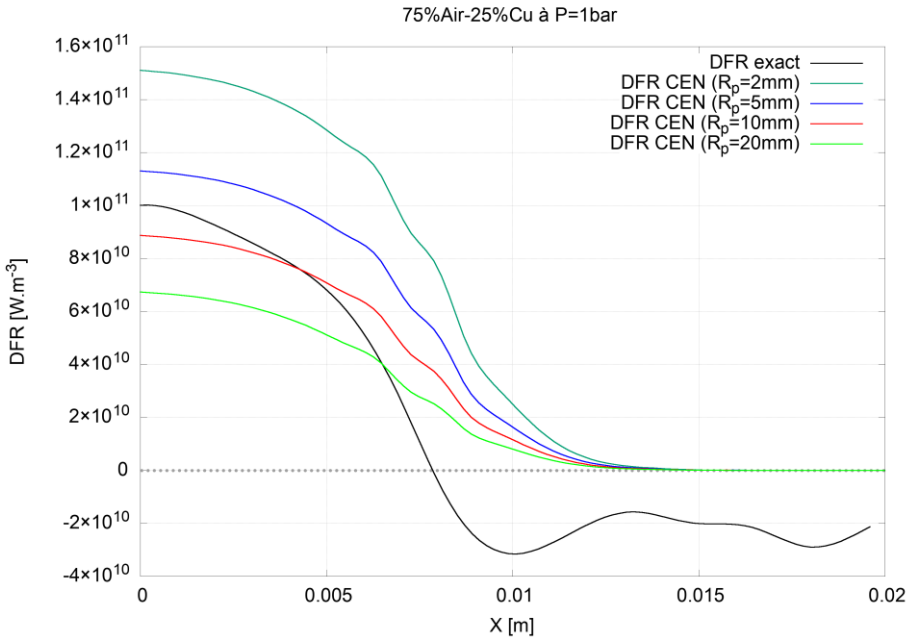


Figure III-20 : Comparaison des DFRs (exacte et CENs) pour différents rayons R_p d'un plasma d'un mélange [75]air-[25]Cu à 1bar (profil 20000K-20mm, proportions molaires).

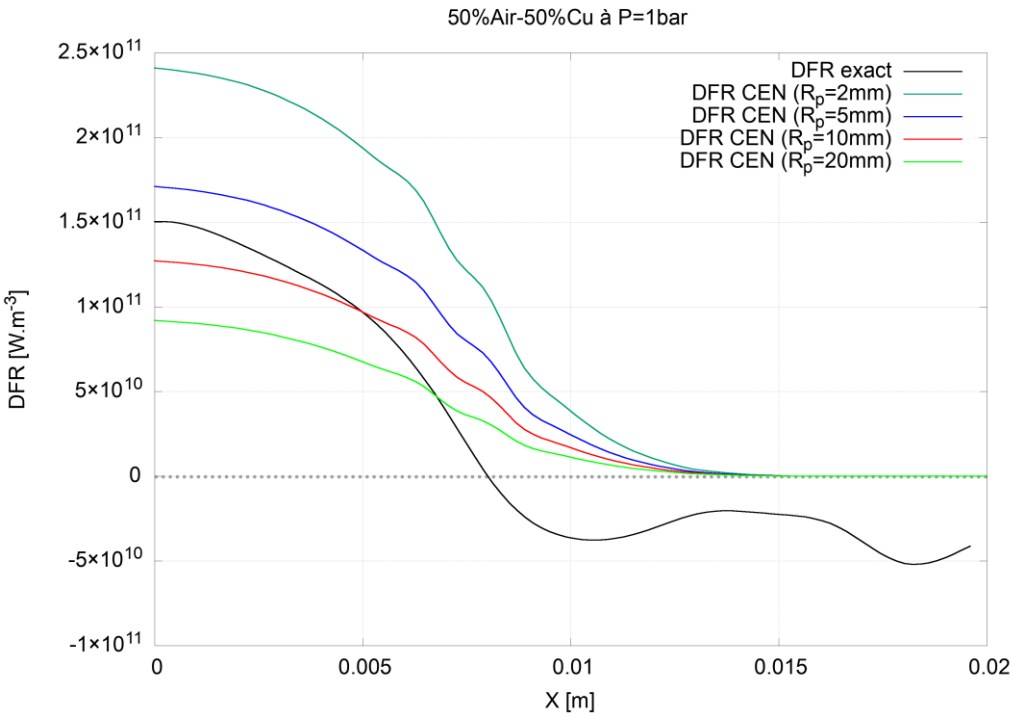


Figure III-21 : Comparaison des DFRs (exacte et CENs) pour différents rayons R_p d'un plasma d'un mélange [50]air-[50]Cu à 1bar (profil 20000K-20mm, proportions molaires).

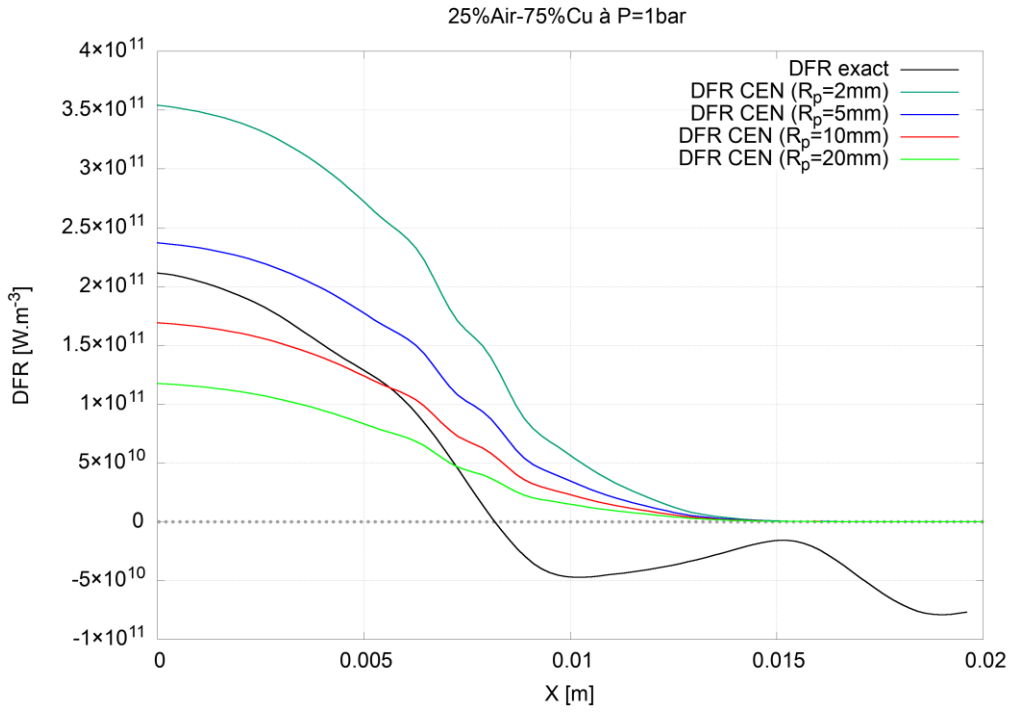


Figure III-22 : Comparaison des DFRs (exacte et CENs) pour différents rayons R_p d'un plasma d'un mélange [25]air-[75]Cu à 1bar (profil 20000K-20mm, proportions molaires).

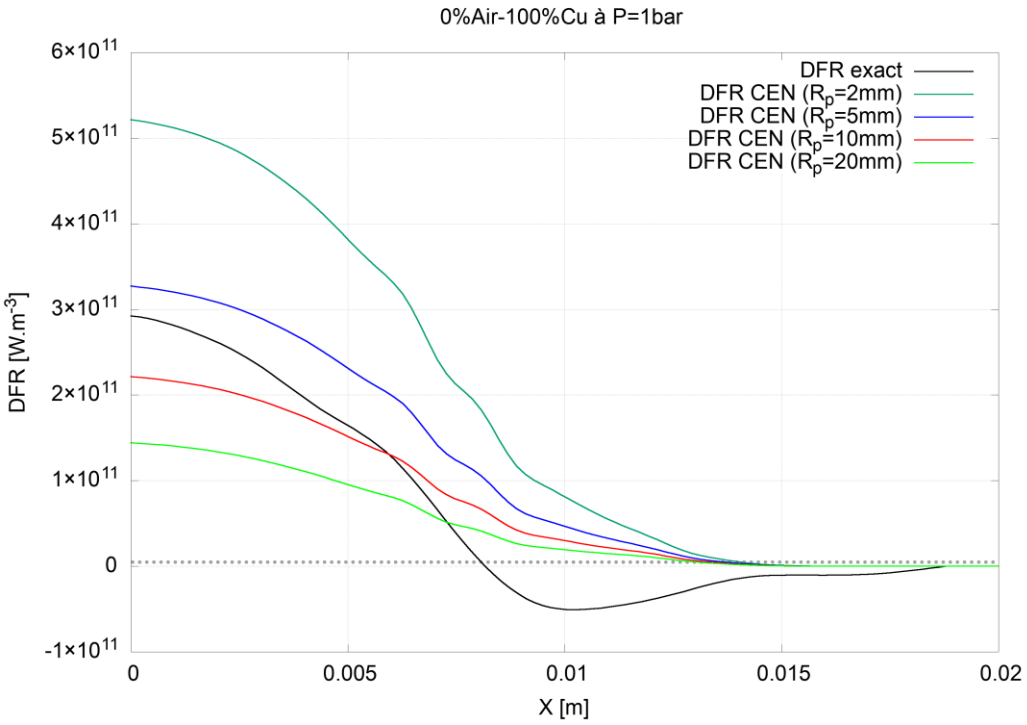


Figure III-23 : Comparaison des DFRs (exacte et CENs) pour différents rayons R_p d'un plasma d'un plasma de cuivre pur à 1bar (profil 20000K-20mm).

III.8-Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté le calcul du Coefficient d'Emission Nette (CEN), méthode traditionnelle pour représenter la Divergence du Flux Radiatif (DFR) dans les régions chaudes des plasmas d'arc. Cette méthode a déjà été largement étudiée par le passé dans notre équipe, mais nous avons apporté une contribution significative en comparant la DFR de cette méthode et la DFR exacte confirmant que cette méthode était inadaptée pour les régions intermédiaires et froides du plasma. Grâce à cette comparaison, nous avons pu développer une méthodologie d'optimisation permettant de déterminer le rayon optimisé $R_{p\text{-}optim}$ à utiliser dans le CEN pour s'approcher de la DFR exacte dans les régions centrales. Le paramètre $R_{p\text{-}optim}$ a été déterminé pour différentes pressions, différents mélanges air-Cu et pour les différents profils. A ce rayon correspond un pourcentage P_{Rp} qui dépend de la largeur du profil et de la composition du plasma (dans notre cas % des vapeurs métalliques), la pression et la température maximale n'ayant pas d'influence significative sur la valeur de $R_{p\text{-}optim}$.

Chapitre 4 :

Méthode des Coefficients Moyens d'Absorption

IV.1-Introduction

Nous avons vu dans le Chapitre III que la méthode approchée du Coefficient d'Emission Nette (CEN) ne permettait pas de décrire correctement l'absorption dans les zones froides de l'arc. Cependant, dans plusieurs applications, la connaissance de la puissance émise n'est pas suffisante, les phénomènes d'absorption près des bords sont aussi importants surtout lorsque nous nous intéressons au flux rayonné arrivant aux parois. Pour décrire cela, nous introduisons le Coefficient Moyen d'Absorption (CMA) qui simplifie spectralement la résolution de l'équation du transfert radiatif (ETR). Les CMAs découpent le spectre en un certain nombre d'intervalles spectraux ayant chacun une valeur moyenne du coefficient d'absorption total. Nous obtenons ainsi des CMAs pour les différents intervalles en fonction de la composition du plasma, de la pression, de la température et de l'épaisseur du plasma. La première partie de ce chapitre consiste à rappeler les différentes moyennes utilisées pour obtenir les CMAs. Nous calculons ensuite la luminance et la Divergence du Flux Radiatif (DFR) à partir des CMAs, en résolvant l'ETR de façon similaire à celle effectuée dans le chapitre III. Néanmoins, au lieu de considérer 7.10^6 longueurs d'ondes, la résolution se fait sur 6 intervalles spectraux. Nous estimons l'erreur commise sur le flux radiatif sortant et la DFR en comparant nos résultats obtenus avec les CMAs à ceux obtenus avec la description fine du spectre. Nous portons notre attention particulièrement sur ces deux grandeurs car :

- le flux radiatif sortant est essentiel pour une bonne estimation de la masse ablatée des tuyères par exemple. Cette ablation est notamment responsable de la montée en pression dans les disjoncteurs haute tension. Le flux représentant l'intégration de la luminance dans toutes les directions, nous assimilons ici, pour notre modèle 1D, la luminance à l'extrémité droite au flux radiatif sortant par unité d'angle solide parvenant à la paroi. Par symétrie, nous conviendrons que la luminance calculée dans la direction opposée est nulle à l'extrémité droite [14] ;

- la DFR permet en tout point du plasma de décrire le bilan énergétique radiatif. Cette grandeur est donc essentielle pour décrire l'énergie radiative en tout point du milieu [20].

A partir de ces comparaisons, nous présentons une méthodologie d'optimisation qui nous permettra d'apporter des améliorations au calcul des CMAs.

IV.2-Hypothèses de la méthode

Pour cette étude, nous avons fixé les limites en longueurs d'onde des intervalles spectraux à partir des variations du continuum de l'air sec à 1bar (Tableau IV-1), les intervalles étant considérés comme figés quelques soit la valeur de la température et de la pression. Les variations

du coefficient d'absorption continu en fonction de la fréquence et de la température sont présentées sur la Figure IV-1. Les 6 limites sont déterminées à partir des sauts situés aux fréquences correspondantes aux énergies de photo-ionisation ou photo-dissociation des atomes ou des molécules présentes dans le plasma. La limite de l'intervalle 1, λ=85.22 nm (ν=3,52.10^{15} H_z) correspond à l'énergie d'ionisation de l'azote atomique depuis le niveau fondamental. Pour les intervalles 2 et 3, λ=101.91 nm (ν=2,94.10^{15} H_z) et λ=112.99 nm (ν=2,65.10^{15} H_z) correspondent aux deux énergies d'ionisation depuis les deux premiers niveaux excités de l'atome d'azote. Les intervalles 4 et 5 correspondent aux longueurs d'onde où le continuum moléculaire varie significativement à basses températures. Enfin, l'intervalle 6 représente la région spectrale infrarouge où l'énergie rayonnée des photons est faible.

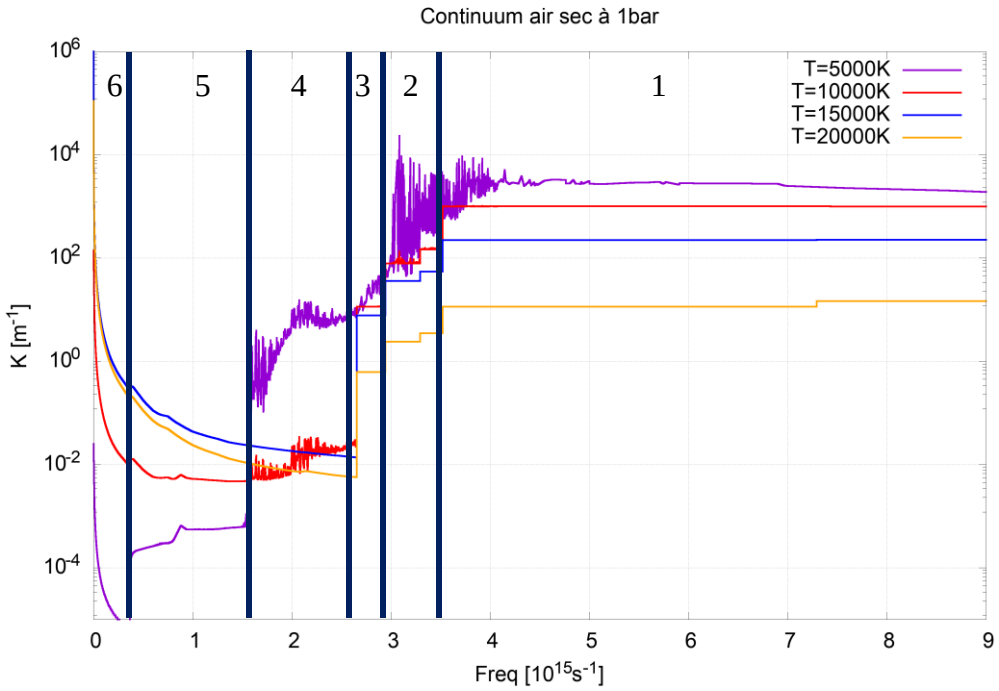


Figure IV-1 : Spectres d'absorption du continuum d'un plasma d'air sec à 1000K, 5000K, 10000K, 15000K et 20000K et 1bar.

Tableau IV-1 : Définition des intervalles spectraux en longueurs d'onde et en fréquences.

Intervalle 1	[λ_i=30 nm, λ_j=85.22 nm]	[f_i= 3.5203.$10^{15}$$s^{-1}$, f_j=$10^{16}$$s^{-1}$]
Intervalle 2	[λ_i=85.22 nm, λ_j=101.91 nm]	[f_i= 2.9438.$10^{15}$$s^{-1}$, f_j=3.5203.$10^{15}$$s^{-1}$]
Intervalle 3	[λ_i=101.91 nm, λ_j=112.99 nm]	[f_i= 2.6551.$10^{15}$$s^{-1}$, f_j=2.9438.$10^{15}$$s^{-1}$]
Intervalle 4	[λ_i=112.99 nm, λ_j=194.67 nm]	[f_i=1.5411.$10^{15}$$s^{-1}$, f_j=2.6551.$10^{15}$$s^{-1}$]
Intervalle 5	[λ_i=194.67 nm, λ_j=856.55nm]	[f_i=3.5024.$10^{14}$$s^{-1}$, f_j=1.5411.$10^{15}$$s^{-1}$]
Intervalle 6	[λ_i=856.55 nm, λ_j=4500.0nm]	[f_i=$10^{13}$$s^{-1}$, f_j=3.5024.$10^{14}$$s^{-1}$]

IV.3-Calcul des Coefficients Moyens d'Absorption

Dans la littérature [14] [20], quatre moyennes sont proposées pour le calcul des coefficients Moyens d'Absorption (CMAs) sur chaque intervalle : la moyenne classique, la moyenne de Planck, celle de Planck modifiée et celle de Rosseland. Nous rappelons ci-dessous les expressions de chacune d'entre elles.

IV.3.1-Moyenne classique

La moyenne classique est définie de la façon suivante :

$$\overline{\kappa'}\left(\left[\lambda_i, \lambda_j\right], T\right) = \frac{\int_{\lambda_i}^{\lambda_j} \kappa\prime(\lambda,T)\cdot d\lambda}{\int_{\lambda_i}^{\lambda_j} d\lambda} \qquad \text{(IV-1)}$$

Où $\overline{\kappa'}$ represente le CMA (en m^{-1}) et $\kappa'(\lambda, T)$ le coefficient d'absorption total monochromatique (en m^{-1}) pour une longueur d'onde λ et une température T (en K). $[\lambda_i, \lambda_j]$ est l'intervalle spectral (en m). L'utilisation de la moyenne classique n'est pas considérée comme une bonne approche dans un milieu où les raies constituent une part importante du spectre. Néanmoins cette moyenne a pour intérêt de caractériser suffisamment bien l'absorption dans les régions les plus froides du plasma. La Figure IV-2 montre son évolution suivant la température à 1bar.

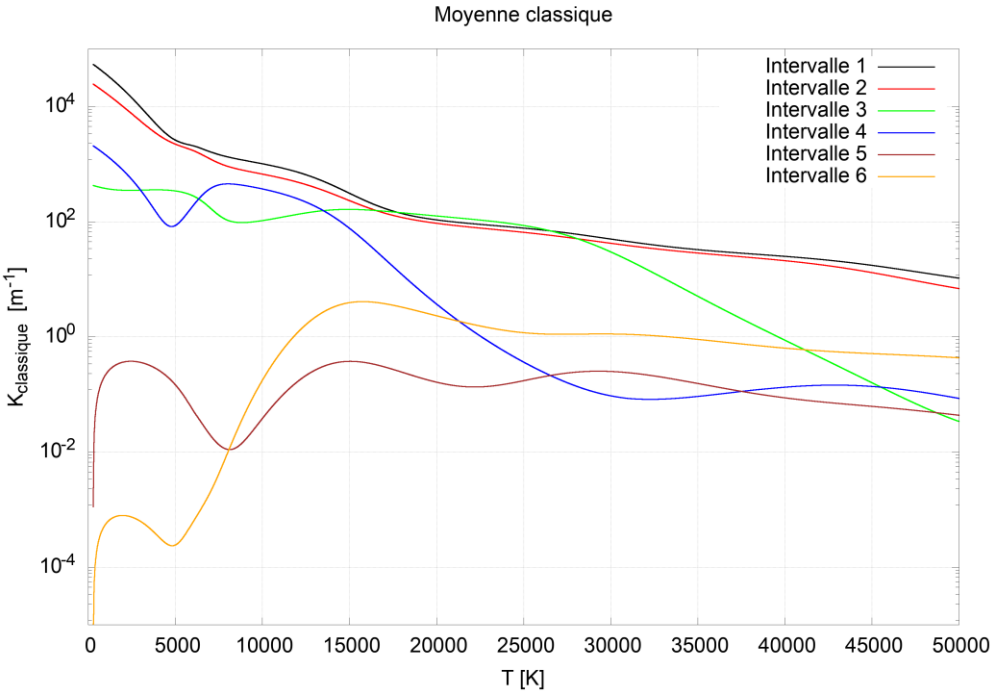


Figure IV-2 : CMAs – Moyenne classique pour un plasma d'air à 1bar.

IV.3.2-Moyenne de Planck

La moyenne de Planck est la solution de l'Equation du Transfert Radiatif (ETR) dans le cas asymptotique d'un milieu optiquement mince correspondant à une absorption négligeable du plasma. Cette moyenne n'est pas adaptée pour notre cas, notamment pour le traitement des raies les plus intenses puisqu'elle fait intervenir l'émissivité du plasma. En effet, le coefficient moyen d'absorption est pondéré par la fonction de Planck. La formule permettant de calculer cette moyenne est la suivante :

$$\overline{\kappa'}\left([\lambda_i,\lambda_j],T\right)=\frac{\int_{\lambda_i}^{\lambda_j}\kappa'(\lambda,T)\cdot L_\lambda^0(T)d\lambda}{\int_{\lambda_i}^{\lambda_j}L_\lambda^0(T)\cdot d\lambda}, \qquad \text{(IV-2)}$$

Ou L_λ^0(T) est la fonction de Planck (en W.m^{-2}.sr^{-1}.m^{-1}). La Figure IV-3 montre les variations du CMA calculé par la moyenne de Planck en fonction de la température pour les 6 intervalles.

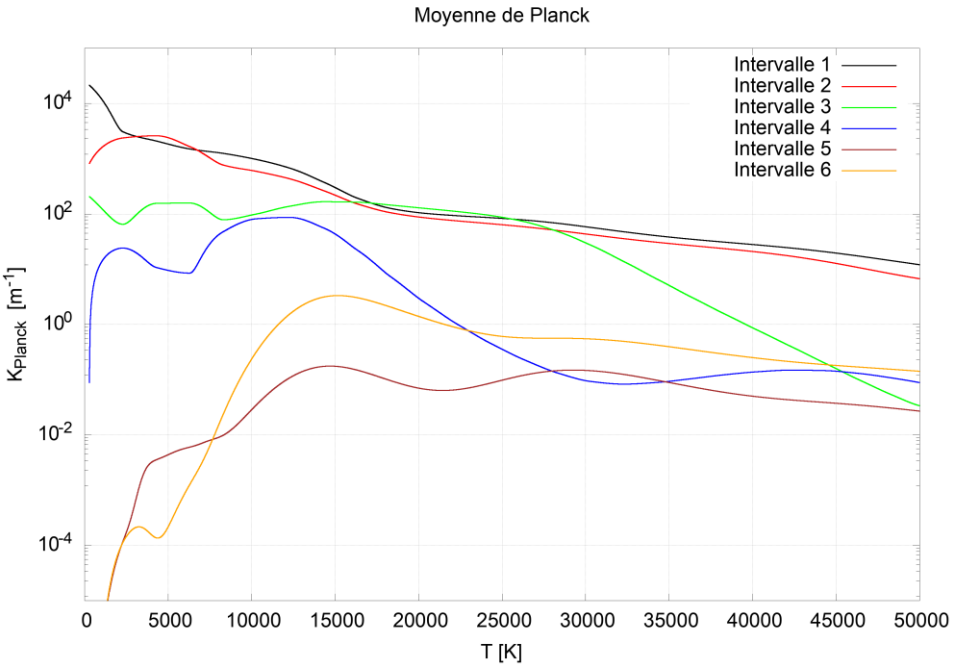


Figure IV-3 : CMAs – Moyenne de Planck pour un plasma d'air à 1bar.

L'analyse de ces courbes fait ressortir les points suivants :

(1) Il est connu dans la littérature [14] [68] que cette moyenne s'avère une bonne approximation pour les faibles valeurs du coefficient d'absorption. Néanmoins, nous constatons que ce n'est pas le cas général sur la Figure IV-3, avec des valeurs du coefficient d'absorption non négligeables et pouvant dépasser 10^4m^{-1} pour des pressions

supérieures à 1 bar. Seuls les intervalles 5 et 6 pourraient correspondre au domaine de validité de la moyenne de Planck.

(2) Les intervalles 1 à 4 présentent des CMAs élevés. A hautes températures, ce sont le continuum atomique (recombinaison radiative) et les raies de résonnance de l'oxygène et de l'azote [16]. A basses températures, c'est le continuum moléculaire et les intervalles moléculaires qui conduisent aux valeurs très importantes.

IV.3.3-Moyenne de Planck Modifiée

Afin de prendre en considération les coefficients d'absorption les plus intenses notamment les raies dans la moyenne de Planck, nous définissons une moyenne de Planck modifiée qui fait intervenir une longueur caractéristique d'absorption R qui permet de minimiser l'impact des raies les plus absorbantes. La formule qui nous permet de calculer la moyenne de Planck modifiée s'écrit de la manière suivante :

$$\overline{\kappa'}\left([\lambda_i,\lambda_j],T,R\right)=\frac{\int_{\lambda_i}^{\lambda_j}\kappa'^{(\lambda,T)}\cdot L_\lambda^0(T)\cdot\exp(-\kappa'(\lambda,T)\cdot R)d\lambda d\lambda}{\int_{\lambda_i}^{\lambda_j}L_\lambda^0(T)\cdot d\lambda} \qquad \text{(IV-3)}$$

La Figure IV-4 montre les variations du CMA calculé par la moyenne de Planck modifiée, en fonction de la température, pour les 6 intervalles, et R= 0.5mm .

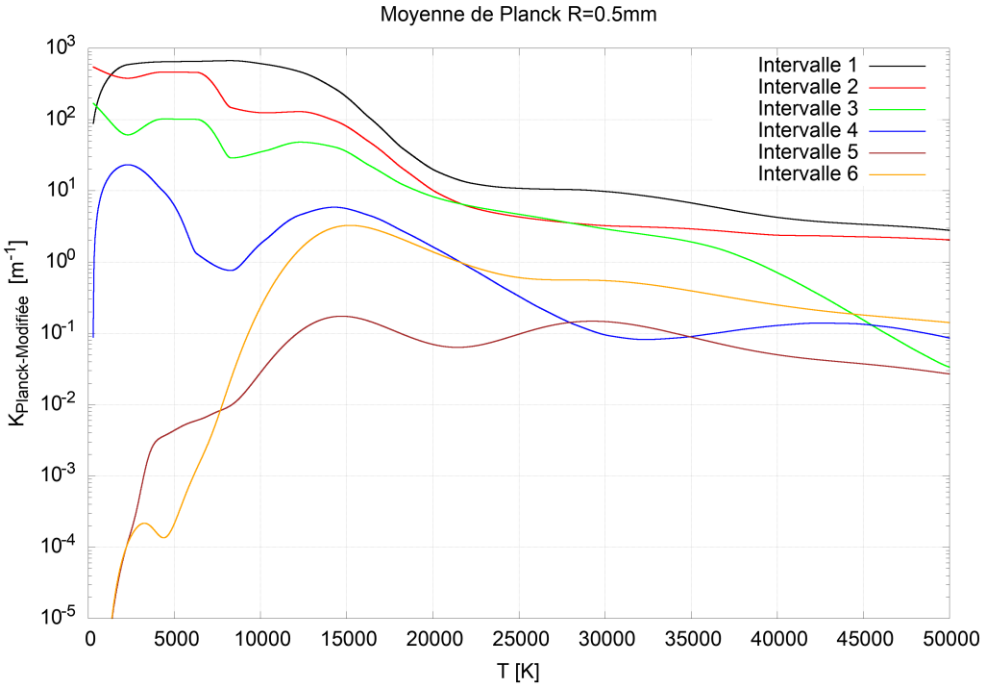


Figure IV-4 : CMAs – Moyenne de Planck modifié R=0.5mm pour un plasma d'air à 1bar.

Nous remarquons une évolution générale des intervalles, inchangée par rapport à la moyenne de Planck. Néanmoins une analyse plus fine montre des valeurs moins élevées des coefficients d'absorption moyens en comparaison avec la moyenne de Planck, spécialement pour les intervalles les plus énergétiques (intervalles 1 à 4). Cela s'explique par le terme exponentiel dans l'équation IV-3 qui décroît plus les valeurs des coefficients d'absorption sont importantes.

IV.3.4-Moyenne de Rosseland

La moyenne de Rosseland est la solution de l'ETR dans le cas asymptotique du corps noir, milieu optiquement épais (valeurs élevées du coefficient d'absorption). Dans notre étude, ce cas se présente pour des raies atomiques intenses à haute pression. La formule qui nous permet de calculer cette moyenne est la suivante :

$$\overline{\kappa'}\left([\lambda_i,\lambda_j],T\right)=\frac{\int_{\lambda_i}^{\lambda_j}\frac{dL_\lambda^0(T)}{dT}\cdot d\lambda}{\int_{\lambda_i}^{\lambda_j}\frac{dL_\lambda^0(T)}{dT}\cdot\frac{1}{\kappa'(\lambda,T)}\cdot d\lambda} \qquad \text{(IV-4)}$$

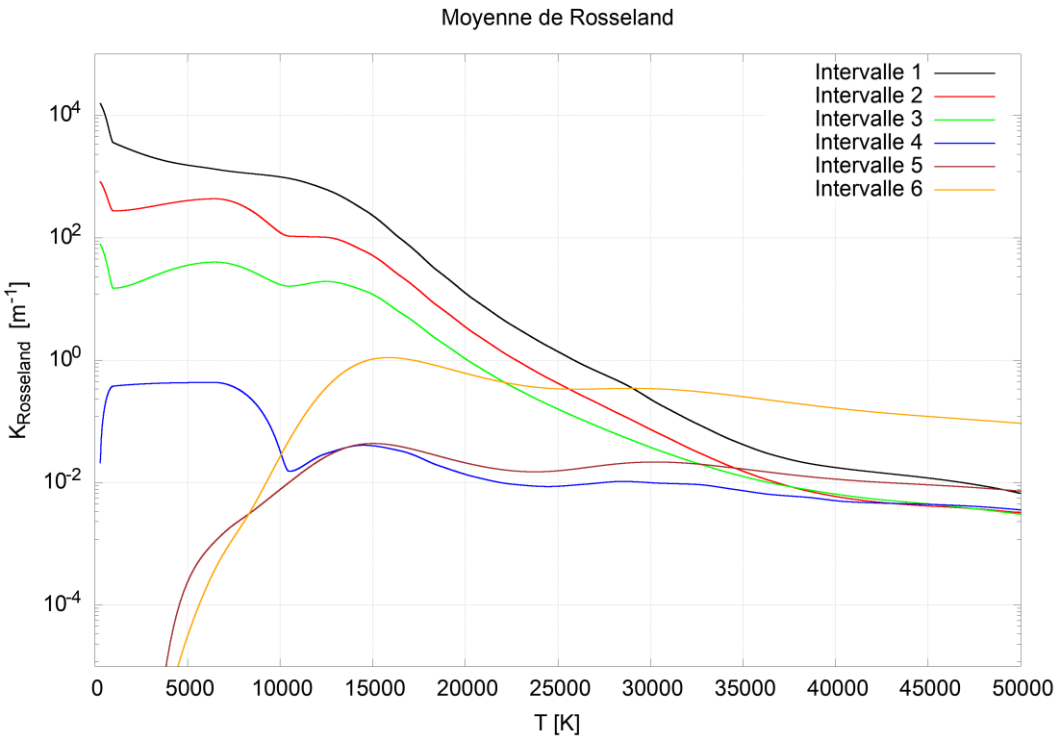


Figure IV-5 : CMAs – Moyenne de Rosseland pour un plasma d'air à 1bar.

Pour la suite de notre étude, nous proposons d'étudier l'influence de la température et de la pression sur les CMAs en considérant toutes les moyennes.

IV.4-Influence de la pression

IV.4.1-Moyenne classique

Dans cette section, nous étudions l'influence de la pression sur les CMAs pour des pressions comprises entre 1 et 100bar. Nous présentons l'intervalle spectral 1 (fortement énergétique) et l'intervalle spectral 5 (faiblement énergétique).

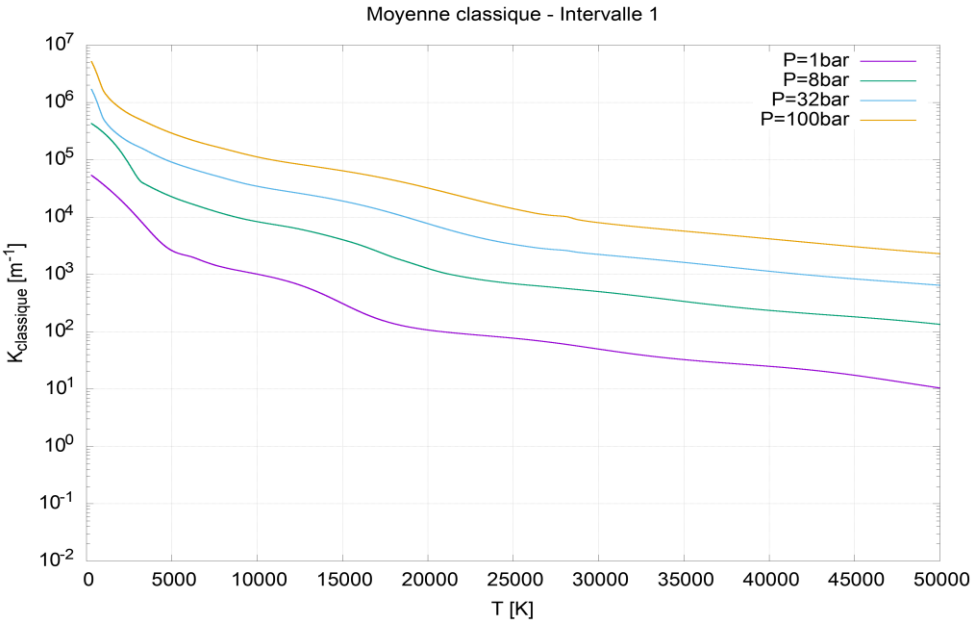


Figure IV-6 : Influence de la pression sur les CMAs de l'air-Moyenne classique-Intervalle 1.

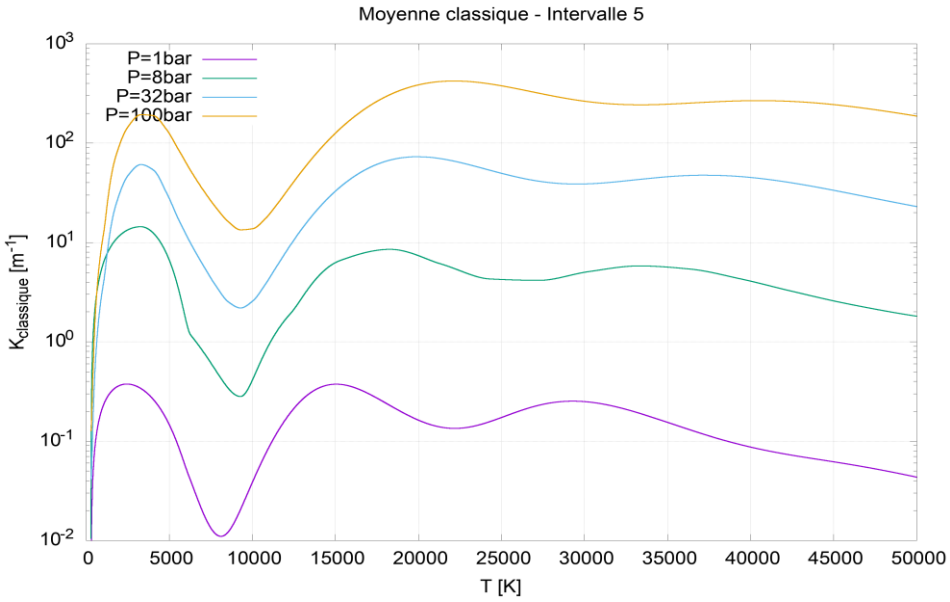


Figure IV-7 : Influence de la pression sur les CMAs de l'air-Moyenne classique-Intervalle 5.

La croissance proportionnelle des coefficients d'absorption en fonction de la pression s'explique par une augmentation des densités des particules absorbante avec la pression. Ainsi, puisque la moyenne classique ne fait intervenir que les coefficients d'absorption, cette proportionnalité est respectée. L'augmentation de la pression décale légèrement les pics vers de plus fortes températures et décroît leurs amplitudes.

IV.4.2-Moyenne Planck modifiée

Dans cette section, nous étudions l'influence de la pression sur les CMAs obtenus à partir de la moyenne de Planck modifiée. Les résultats sont présentés sur les Figures IV-8 et IV-9 pour les intervalles 1 et 5.

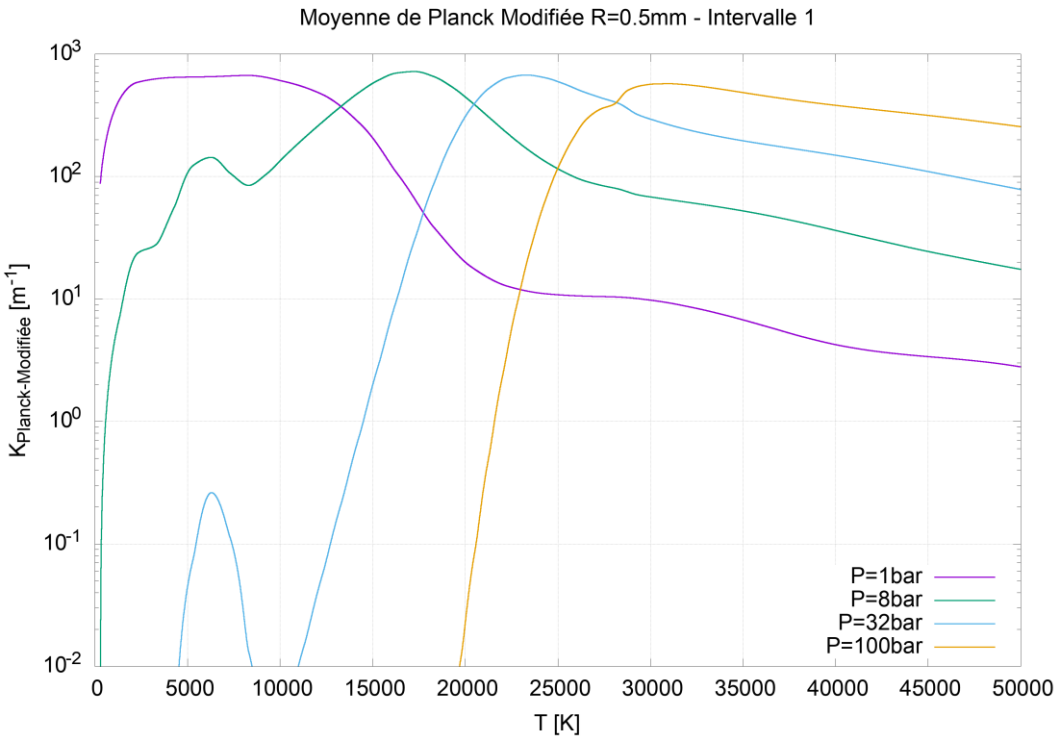


Figure IV-8 : Influence de la pression sur les CMAs de l'air.
Moyenne de Planck modifiée (R=5mm) - Intervalle spectral 1.

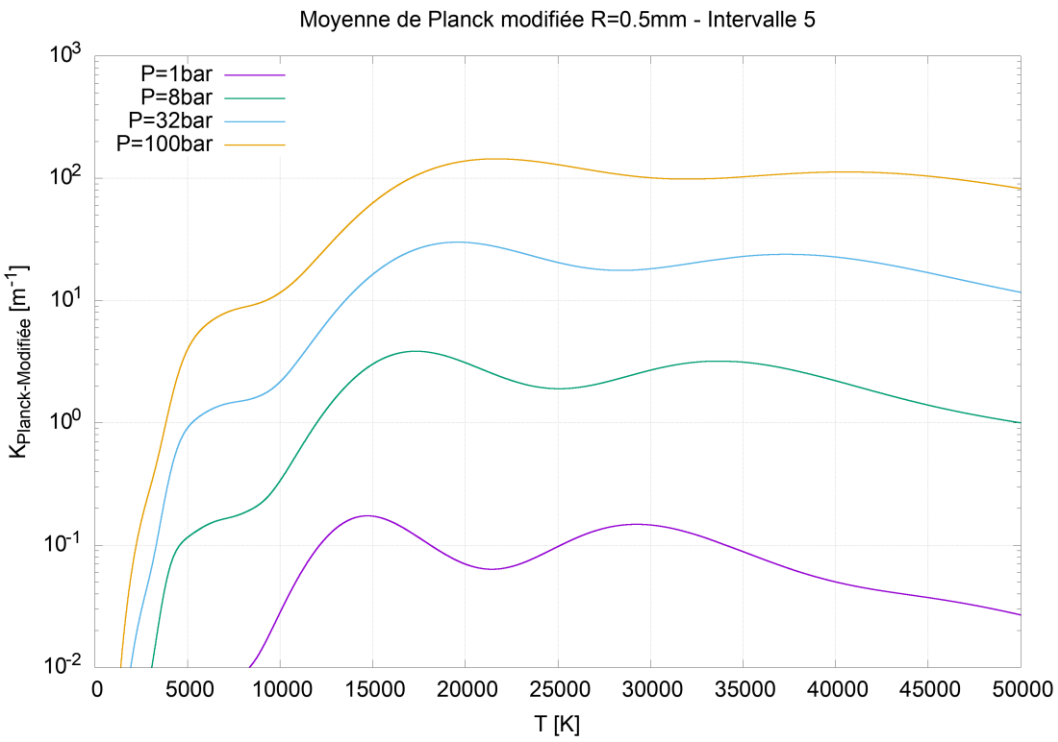


Figure IV-9 : Influence de la pression sur les CMAs de l'air.
Moyenne de Planck modifiée (R=5mm) - Intervalle spectral 5.

L'utilisation de la moyenne de Planck modifiée pour les intervalles faiblement énergétique ne change pas le comportement croissant des CMAs en fonction de la pression puisque les coefficients d'absorption y sont faibles. Pour les intervalles fortement énergétiques, la proportionnalité des CMAs en fonction de la pression n'est plus respectée à cause du terme exponentiel qui tend vers 0 suite aux valeurs très élevées du produit $\kappa'(\lambda, T) \cdot R$, le coefficient d'absorption total étant plus grand plus la pression augmente.

IV.4.3-Moyenne Rosseland

Dans cette section, nous étudions l'influence de la pression sur les CMAs en utilisant la moyenne de Rosseland. Les résultats sont présentés sur les Figures IV-10 et IV-11 pour les intervalles 1 et 5.

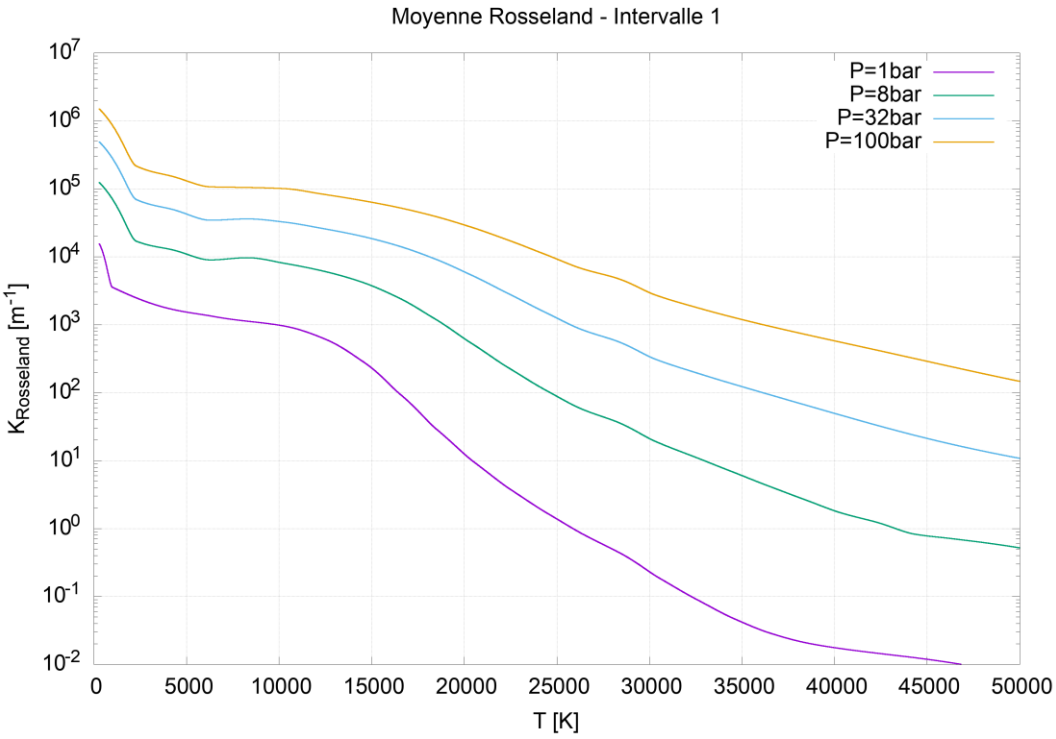


Figure IV-10 : Influence de la pression sur les CMAs de l'air.
Moyenne de Rosseland - Intervalle spectral 1.

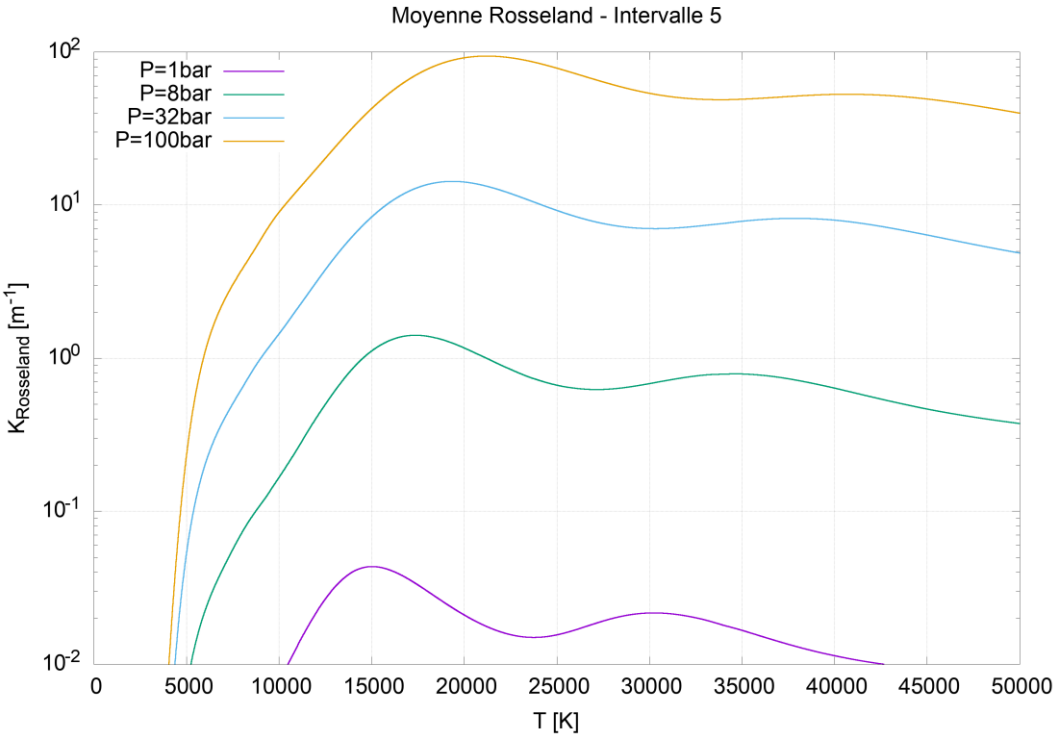


Figure IV-11 : Influence de la pression sur les CMAs de l'air.
Moyenne de Rosseland - Intervalle spectral 5.

La formule de la fonction moyenne de Rosseland montre que le CMA a la même variation que les coefficients d'absorption. La Figure IV-11 montre ainsi l'effet classique de la pression sur les CMAs : (1) évolution proportionnelle des CMAs en fonction de la pression ; (2) décalage des pics vers de plus fortes températures et décroisssance de leurs amplitudes quand la pression augmente.

IV.5-Luminance et Divergence du Flux Radiatif (DFR) exactes sur chaque intervalle spectral.

Les Figures IV-12 à IV-17 décrivent l'évolution de la luminance et de la DFR sur chaque intervalle spectral pour les profils 20000K-20mm, 20000K-50mm et 25000K-20mm.

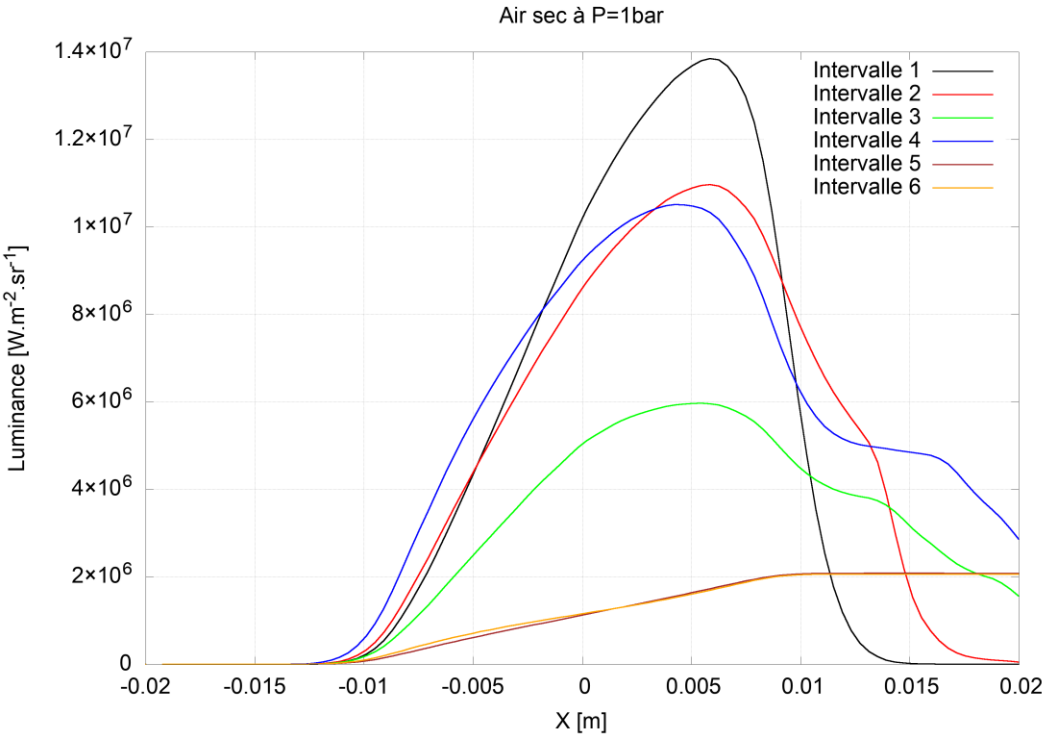


Figure IV-12 : Contributions des intervalles spectraux sur la luminance obtenue par le calcul exact (profil 20000K-20mm).

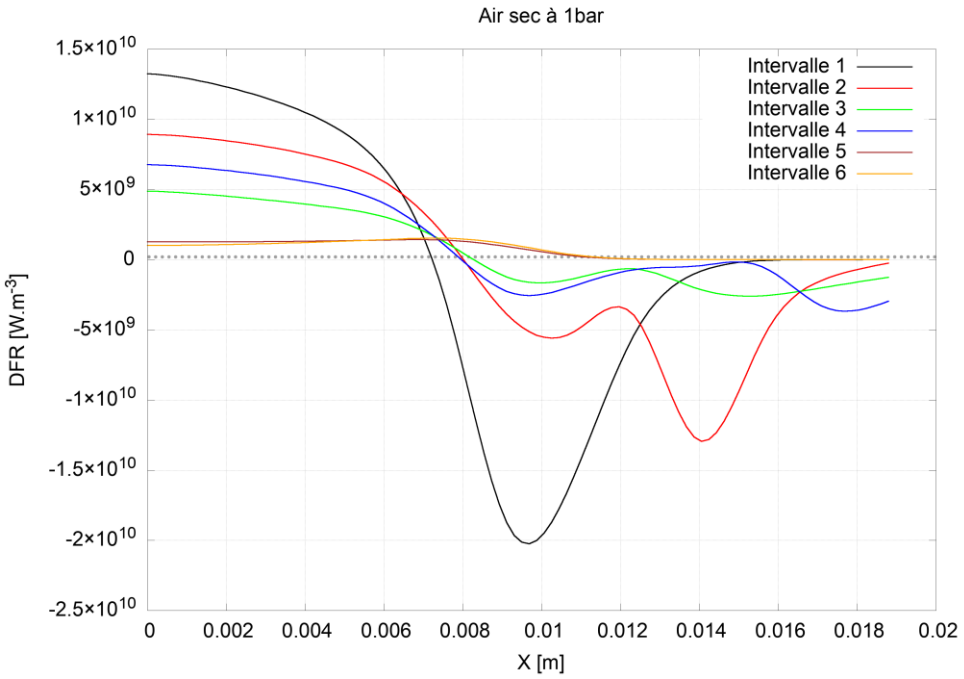


Figure IV-13 : Contributions des intervalles spectraux sur la DFR obtenue par le calcul exact (profil 20000K-20mm).

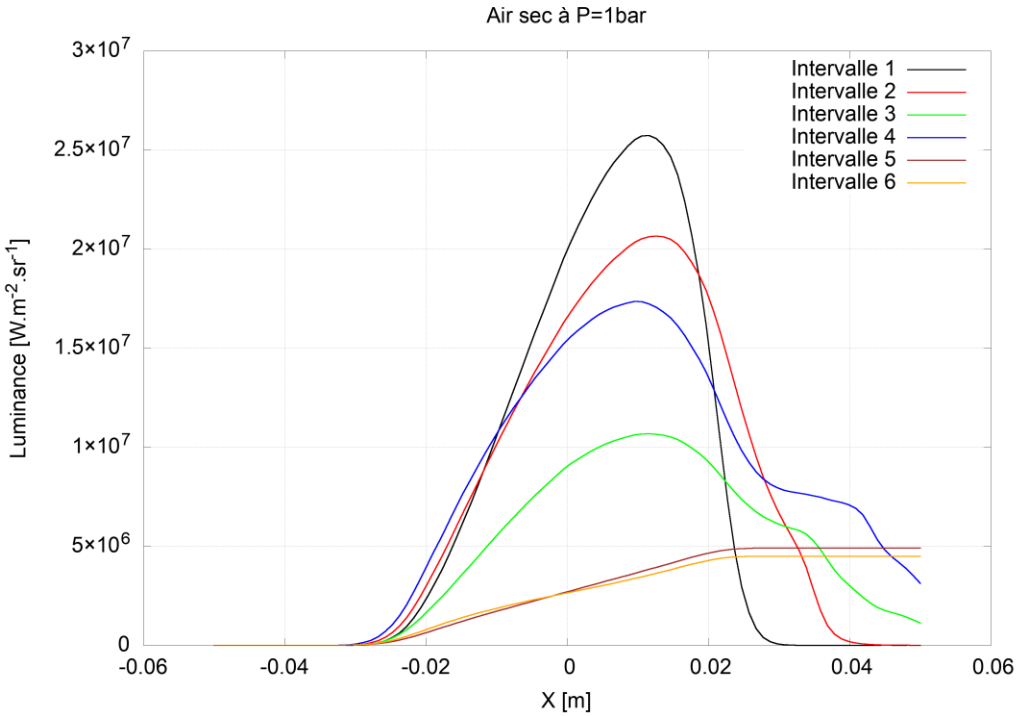


Figure IV-14 : Contributions des intervalles spectraux sur la luminance obtenue par le calcul exact (profil 20000K-50mm).

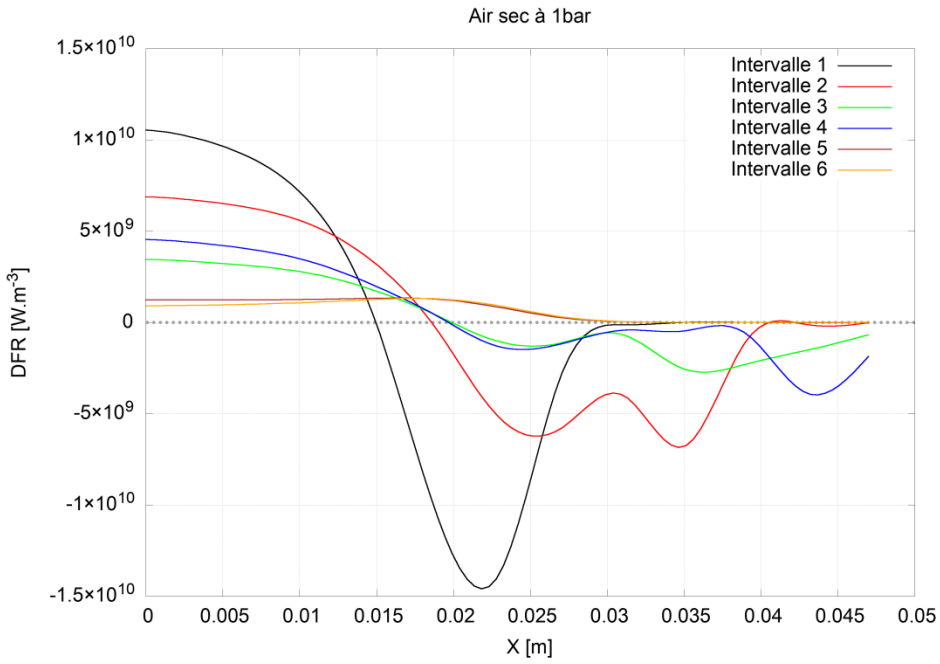


Figure IV-15 : Contributions des intervalles spectraux sur la DFR obtenue par le calcul exact (profil 20000K-50mm).

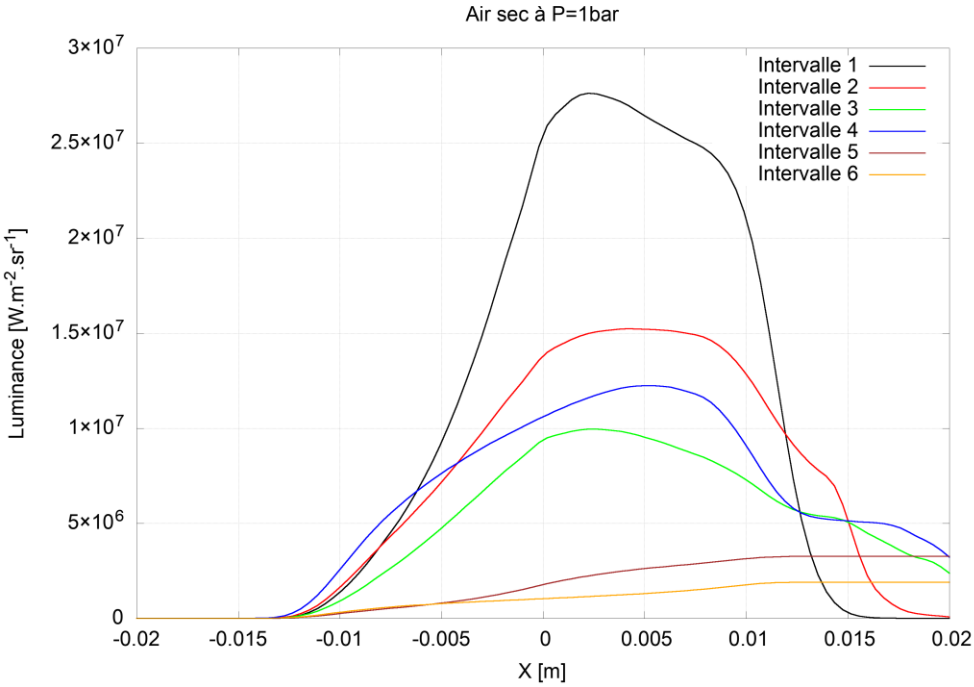


Figure IV-16 : Contributions des intervalles spectraux sur la luminance obtenue par le calcul exact (profil 25000K-20mm).

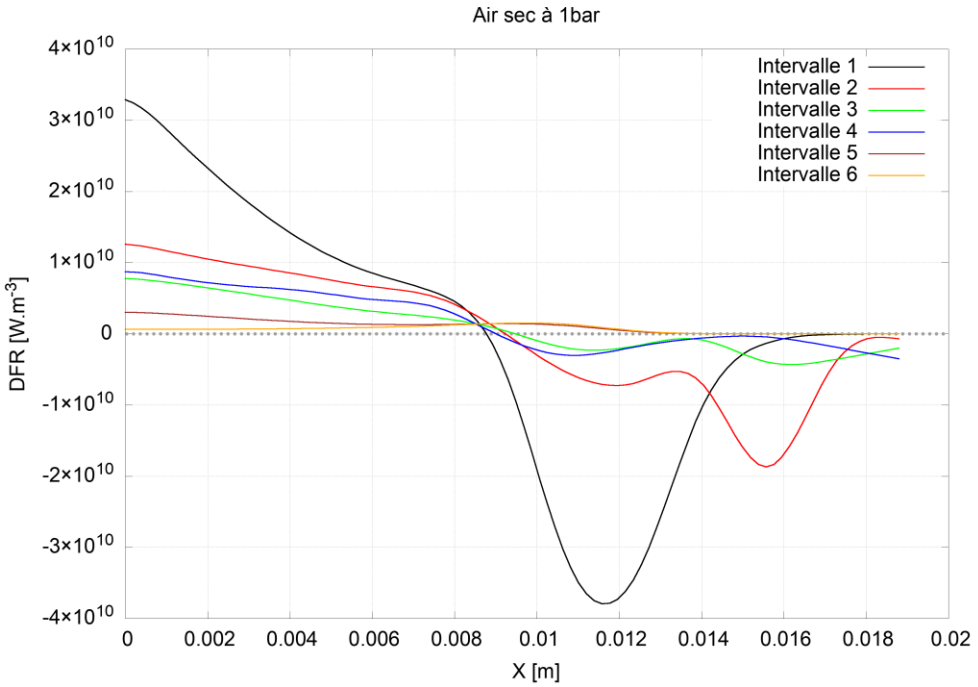


Figure IV-17 : Contributions des intervalles spectraux sur la DFR obtenue par le calcul exact (profil 25000K-20mm).

Intervalle 1 : l'intervalle 1 correspond aux fortes énergies et contient un grand nombres de raies de résonances (454 raies de résonance N^+, O^+) [16]. Ces espèces sont prépondérantes dans une gamme de température de 12000K- 25000K. L'intervalle 1 présente donc des émissions élevées à cause du continuum atomique et des raies de résonances importants à ces hautes températures. Nous remarquons également d'après la Figure I-1 un maximum pour les densités des espèces O^+ et N^+ à la température 12000K, ce qui correspond aux abscisses X=10mm, 23mm et 12mm pour les profils 20000K-20mm, 20000K-50mm et 25000K-20mm respectivement, valeurs des abscisses auxquels apparaissent les pics d'absorption pour les DFRs.

Intervalle 2 : l'intervalle 2 contient les raies moléculaires de N_2 et 265 raies de résonance dont 156 pour N et 90 pour O. Le rayonnement en absorption de ces dernières présente un maximum à T=8000K [16] [15], température pour laquelle nous retrouvons les pics d'absorption localisés à X= 14mm, X= 35mm et X= 16mm pour les profils 20000K-20mm, 20000K-50mm et 25000K-20mm respectivement.

Intervalles 3 et 4: nous remarquons que l'intervalle 4 présente de plus fortes émission et absorption comparées à l'intervalle 3. Cela s'explique par un nombre de raies atomiques plus élevé dans le 4ème intervalle spectral (216 pour l'intervalle 3 et 295 pour l'intervalle 4), ainsi que

les raies moléculaires de O_2 et de NO dont leur rayonnement est maximal aux températures T=2000K et T=7000K associées aux deux pics d'absorption visibles sur les Figures IV-2, IV-4 et IV-6.

Intervalles 5 et 6: Ces intervalles correspondent aux basses énergies associées ici aux rayonnements visible et infrarouge issus principalement des raies moléculaires. Nous constatons que le flux radiatif pour ces deux intervalles augmente lentement et ne subit que très peu d'absorption dans le plasma.

En regardant l'absorption de tous les intervalles, nous notons que les intervalles 1 et 2 sont totalement absorbés (Figures IV-2, IV-4 et IV-6) conformément aux observations faites sur le SF_6 par Sasanuma et al. [69] [70]. Les rayonnements à forte énergie sont fortement absorbés par le gaz froid entourant l'arc. Ces intervalles ne contribuent donc pas au flux d'énergie radiative sortant mais participent surtout à la distribution de l'énergie dans le plasma alors que les 4 intervalles restants contribuent fortement au rayonnement sortant.

IV.6-Comparaison de la luminance et de la DFR par la méthode exacte et la méthode des CMAs.

Nous comparons dans ce paragraphe les résultats de la luminance et de la DFR obtenus avec la méthode exacte et la méthode CMAs selon différentes moyennes : Classique, Planck modifiée et Rosseland.

IV.6.1-Méthode exacte et CMAs - Moyenne Classique

IV.6.1.1-Luminance

Sur les Figures IV-18 à IV-20, nous comparons la luminance exacte calculée dans le Chapitre II à la luminance déduite des CMAs calculés avec la moyenne classique pour les profils 20000K-20mm 20000K-50mm et 25000-20mm.

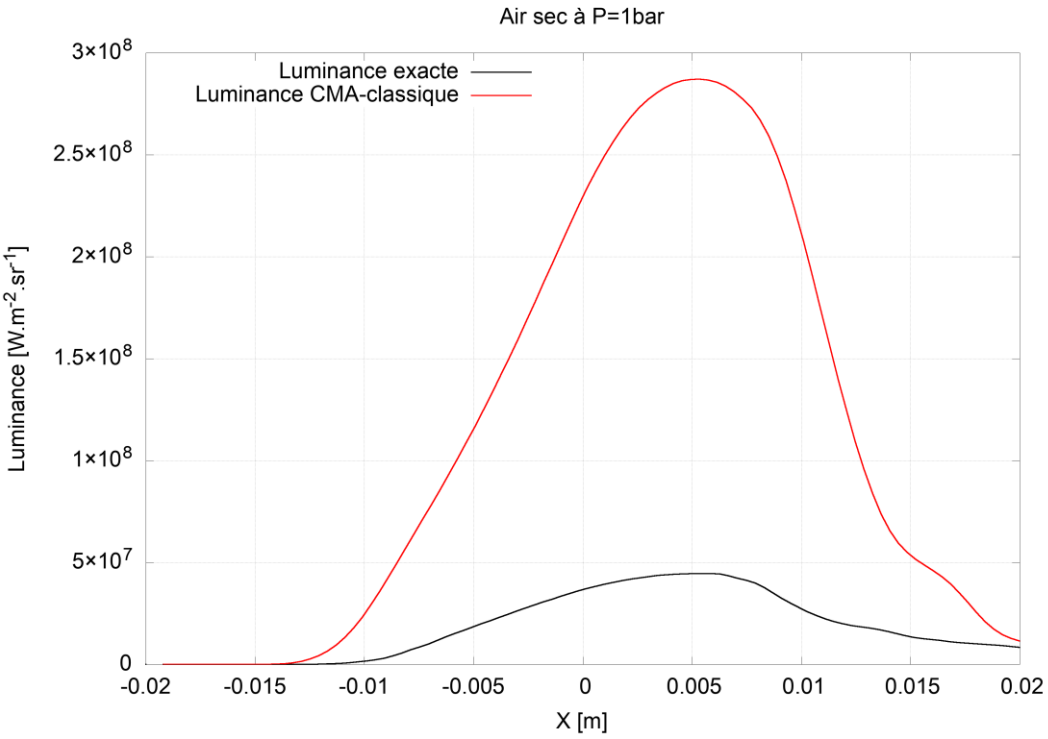


Figure IV-18 : Comparaison de la luminance exacte et celle obtenue à partir des CMAs. Moyenne classique (profil 20000K-20mm).

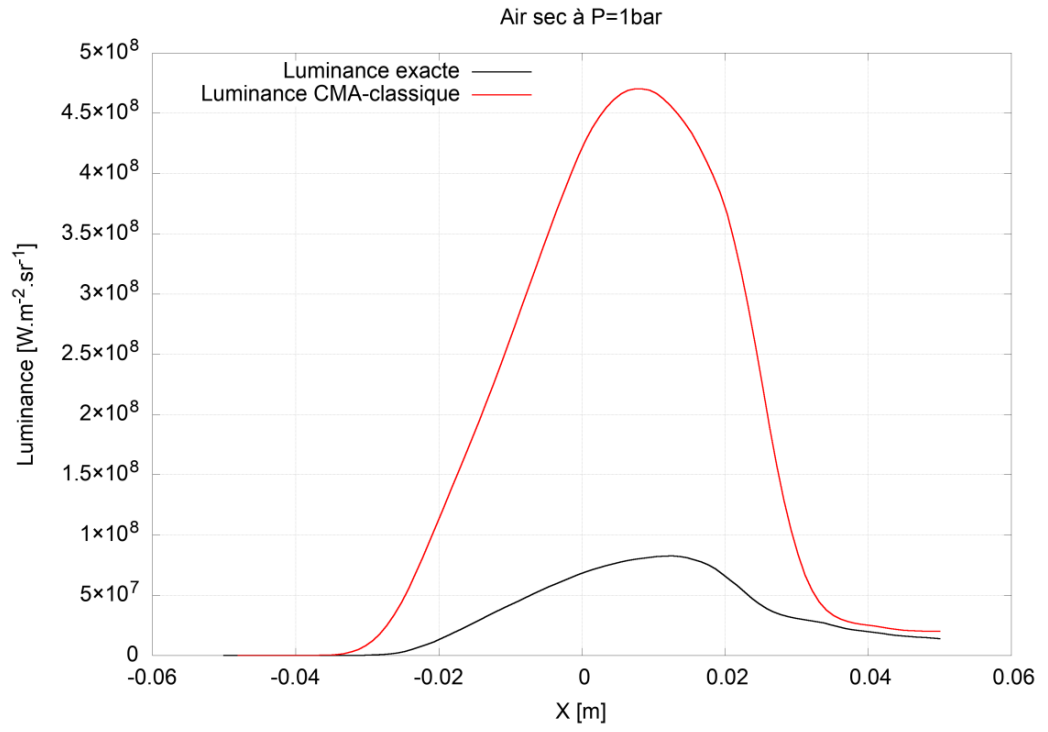


Figure IV-19 : Comparaison de la luminance exacte et celle obtenue à partir des CMAs. Moyenne classique (profil 20000K-50mm).

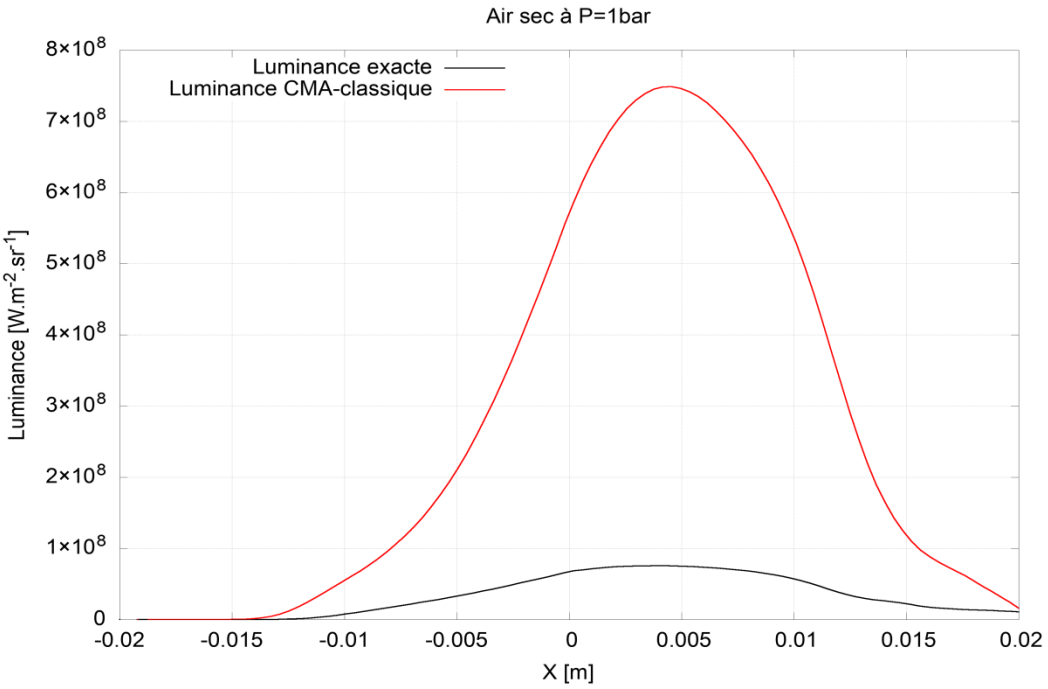


Figure IV-20 : Comparaison de la luminance exacte et celle obtenue à partir des CMAs. Moyenne classique (profil 25000K-20mm).

Nous remarquons que la moyenne classique surévalue la luminance à hautes et moyennes températures à cause de la présence de raies intenses qui surestime les CMAs. Pour les trois profils, nous avons calculé l'erreur commise sur le flux radiatif sortant entre le calcul exact et le calcul par la méthode CMA (Tableau IV-2). La formule qui nous permet de définir l'erreur commise sur le flux sortant est la suivante :

$$F'_{\text{Flux-CMA}} = \frac{|\text{Lum}_{\text{exacte}}(X=X_{max}) - \text{Lum}_{\text{CMA-Classique}}(X=X_{max})|}{\text{Lum}_{\text{exacte}}(X=X_{max})} \qquad \text{(IV-5)}$$

Où X_{max} est la largeur totale du profil, $\text{Lum}_{\text{exacte}}(X = X_{max})$ représente la luminance exacte au point correspondant à la largeur du profil utilisé ; et $\text{Lum}_{\text{CMA_classique}}(X = X_{max})$ est la luminance calculée à partir de la moyenne classique au point correspondant à la largeur du profil.

Tableau IV-2 : Erreurs commises sur les flux sortants en utilisant les CMAs - Moyenne classique.

Profils de températures	$F'_{\text{Flux-CMA}}(\%)$
20000K-20mm	36
20000K-50mm	45
25000K-20mm	48

L'erreur sur le flux radiatif sortant reste très élevée en utilisant la moyenne classique.

IV.6.1.2-DFR

Dans cette section, nous comparons la DFR exacte (Chapitre II) à la DFR utilisant la méthode des CMAs estimés par la moyenne classique pour les profils 20000K-20mm 20000K-50mm et 25000-20mm.

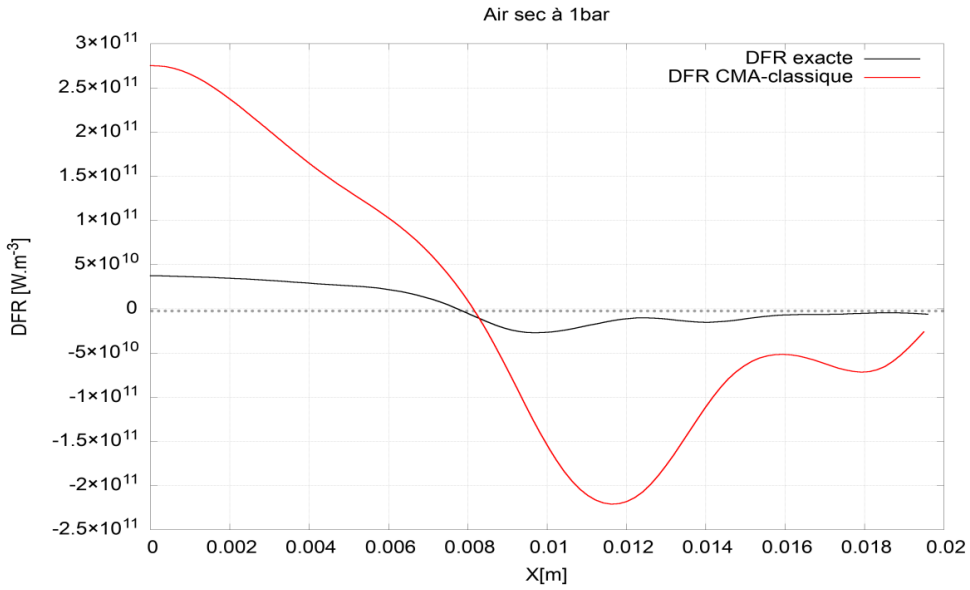


Figure IV-21 : Comparaison de la DFR exacte et celle obtenue à partir des CMAs utilisant la moyenne classique (profil 20000K-20mm).

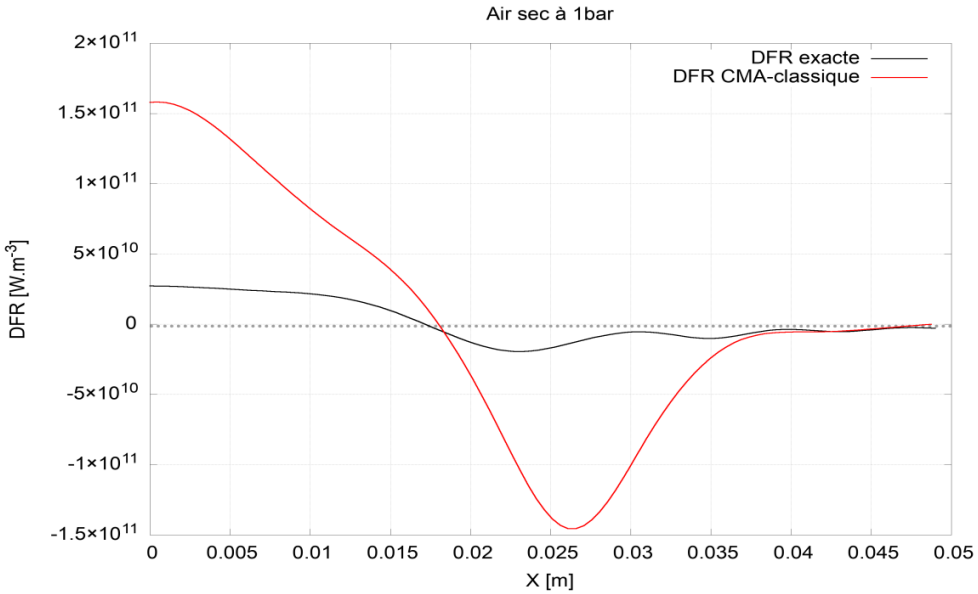


Figure IV-22 : Comparaison de la DFR exacte et celle obtenue à partir des CMAs utilisant la moyenne classique (profil 20000K-50mm).

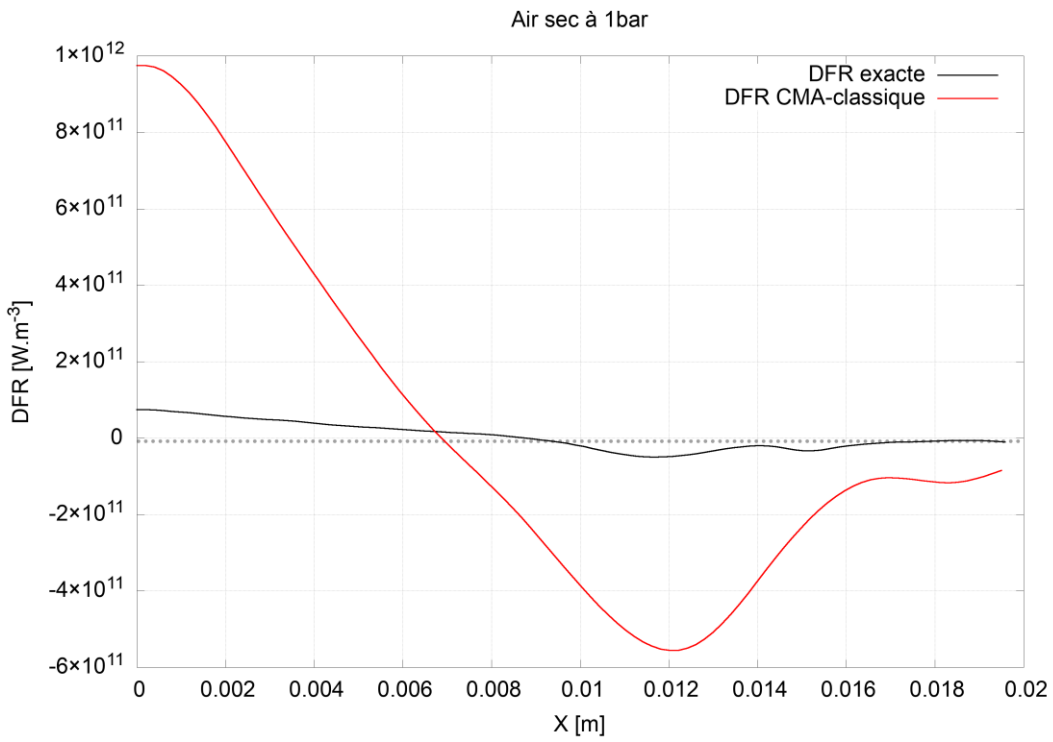


Figure IV-23 : Comparaison de la DFR exacte et celle obtenue à partir des CMAs utilisant la moyenne classique (profil 25000K-20mm).

Cette moyenne n'est pas adaptée pour décrire la distribution de l'énergie au sein du plasma puisqu'elle surestime l'absorption (et donc les CMAs) et l'émission en ne considérant que les raies les plus intenses.

IV.6.2-Méthode exacte et CMAs - Moyenne de Rosseland

Cette moyenne présente un intérêt pour notre étude puisqu'elle ne dépend pas de la longueur caractéristique d'absorption R, contrairement à la moyenne de Planck modifiée comme nous le verrons en V-3.

IV.6.2.1-Luminance

Les Figures IV-24, IV-25 et IV-26 comparent la luminance exacte et la luminance calculée par la méthode des CMAs - Moyenne de Rosseland.

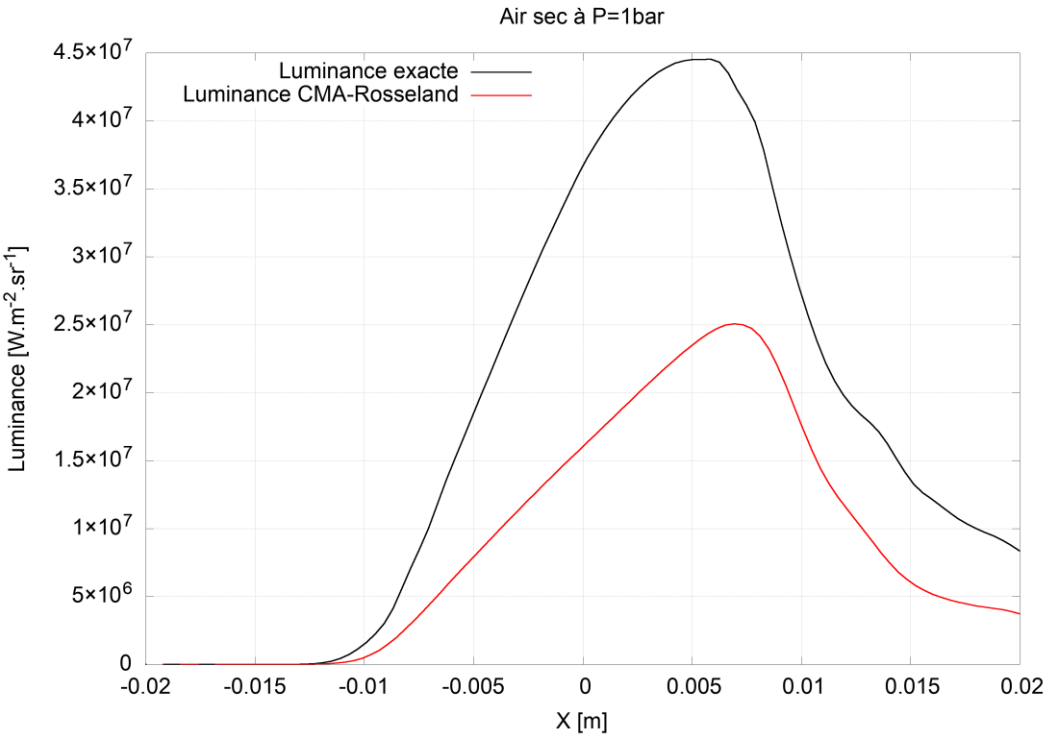


Figure IV-24 : Comparaison de la luminance exacte et celle obtenue à partir des CMAs - Moyenne de Rosseland (profil 20000K-20mm).

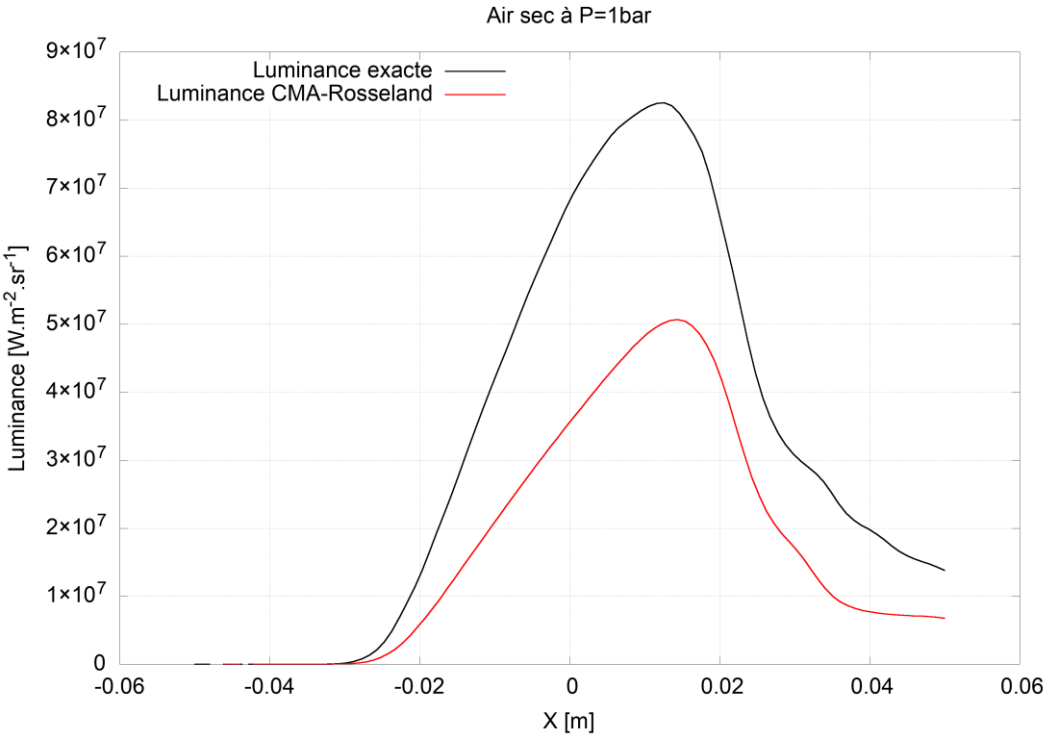


Figure IV-25 : Comparaison de la luminance exacte et celle obtenue à partir des CMAs - Moyenne de Rosseland (profil 20000K-50mm).

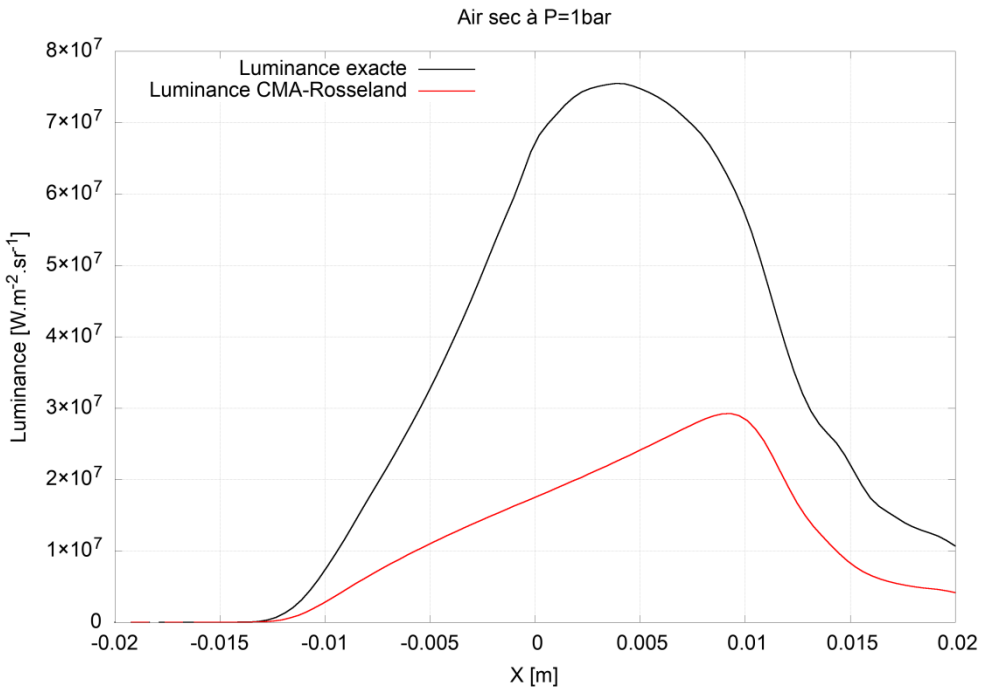


Figure IV-26 : Comparaison de la luminance exacte et celle obtenue à partir des CMAs - Moyenne de Rosseland (profil 25000K-20mm).

Ces Figures montrent non seulement un écart considérable entre les deux calculs mais aussi un décalage au niveau du maximum vers les basses températures. Pour les trois profils, nous avons calculé l'erreur commise sur le flux radiatif sortant (Tableau IV-3).

Tableau IV-3 : Erreurs commises sur les flux sortants en utilisant la moyenne Rosseland.

Profils de températures	Erreur commise (%)
20000K-20mm	55
20000K-50mm	51
25000K-20mm	61

L'erreur estimée reste assez élevée pour décrire le flux radiatif sortant par cette moyenne, même si cette moyenne conduit à des erreurs plus faibles que celles obtenues avec la moyenne de Planck modifiée comme nous le verrons plus loin.

IV.6.2.2-DFR

Pour les 3 profils, les Figures IV-27, IV-28 et IV-29 comparent pour les 3 profils la DFR calculée par la méthode exacte et par la méthode des CMAs, utilisant la moyenne de Rosseland.

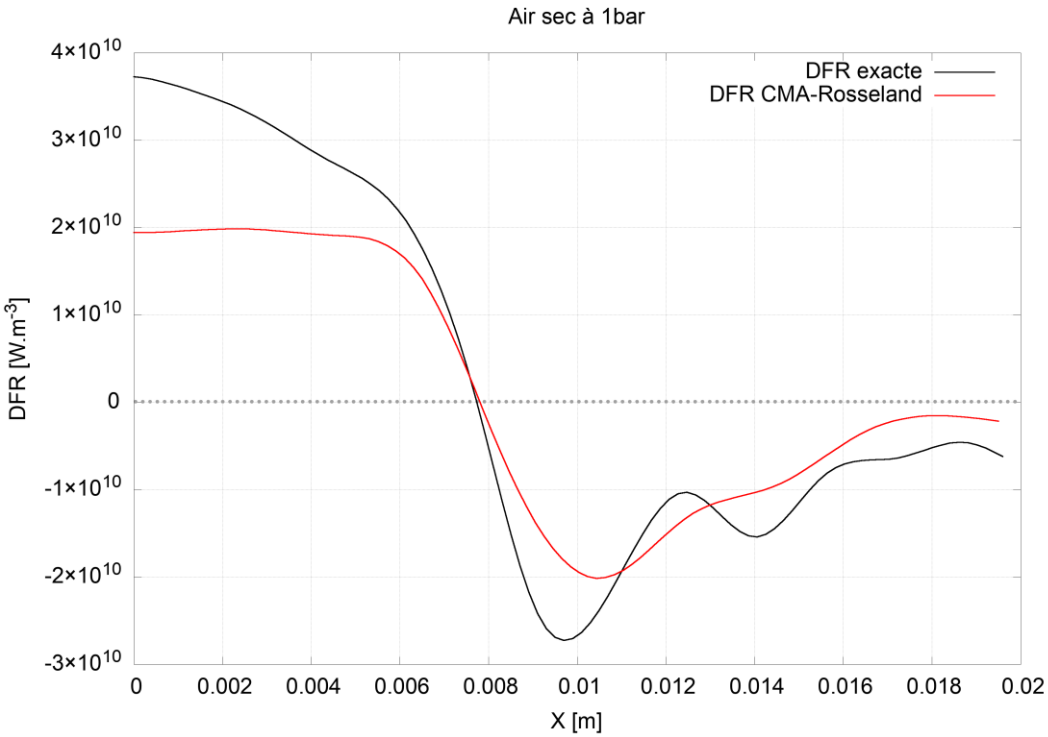


Figure IV-27 : Comparaison de la DFR exacte et celle obtenue à partir des CMAs - Moyenne de Rosseland (profil 20000K-20mm).



Figure IV-28 : Comparaison de la DFR exacte et celle obtenue à partir des CMAs - Moyenne de Rosseland (profil 20000K-50mm).

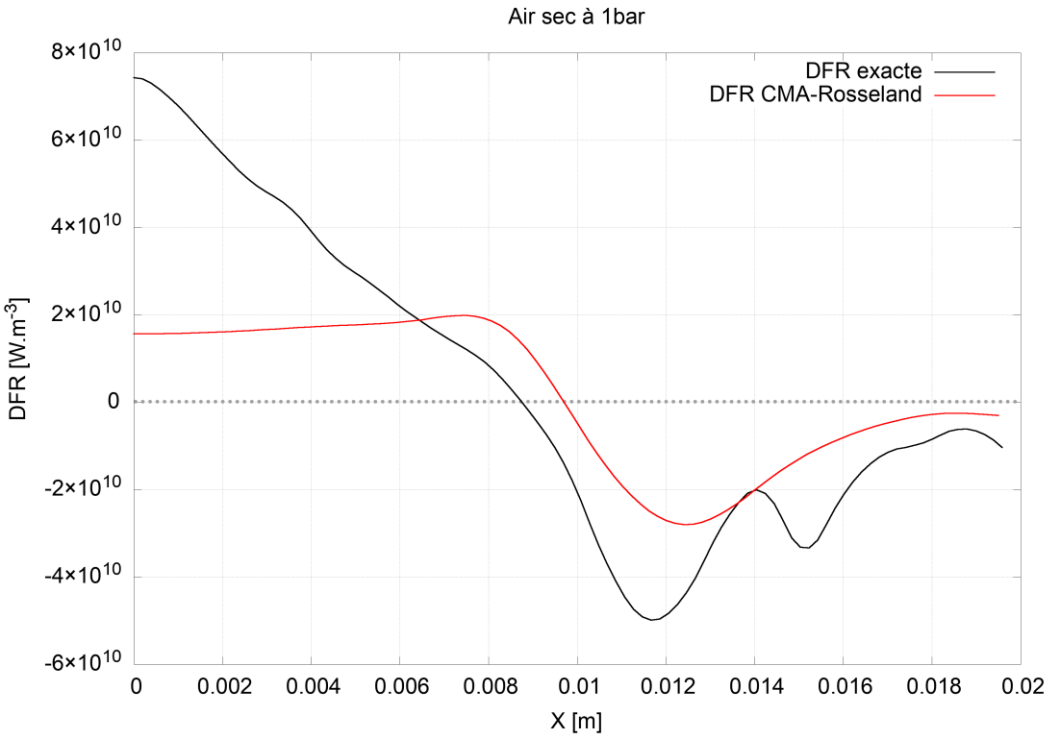


Figure IV-29 : Comparaison de la DFR exacte et celle obtenue à partir des CMAs - Moyenne de Rosseland (profil 25000K-20mm).

Par définition, cette moyenne diminue l'importance des raies les plus intenses, et tend à sous-estimer les valeurs de CMAs, en comparaison avec la moyenne de Planck (Section V-3) et la moyenne classique (Section V-1).

IV.6.3 –Méthode exacte et CMAs - Moyenne de Planck

IV.6.3.1-Luminance

Nous comparons sur les Figures IV-24, IV-25 et IV-26 la luminance exacte et celle calculée par la méthode des CMAs utilisant la moyenne de Planck modifiée pour plusieurs longueurs caractéristiques R=0.1, 0.5, 1, 5, 10 et 50mm. Cette comparaison est faite pour les 3 profils de températures 20000K-20mm, 20000K-50mm et 25000K-20mm.

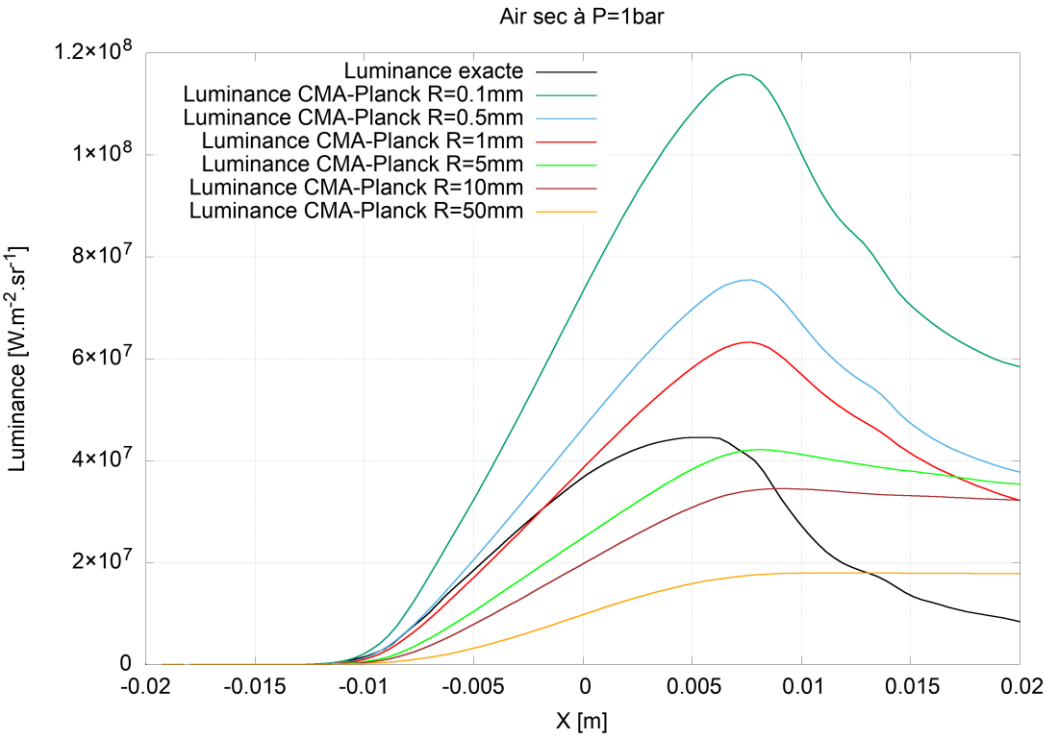


Figure IV-30 : Comparaison de la luminance exacte et celle obtenue à partir des CMAs - Moyenne de Planck modifiée (profil 20000K-20mm).

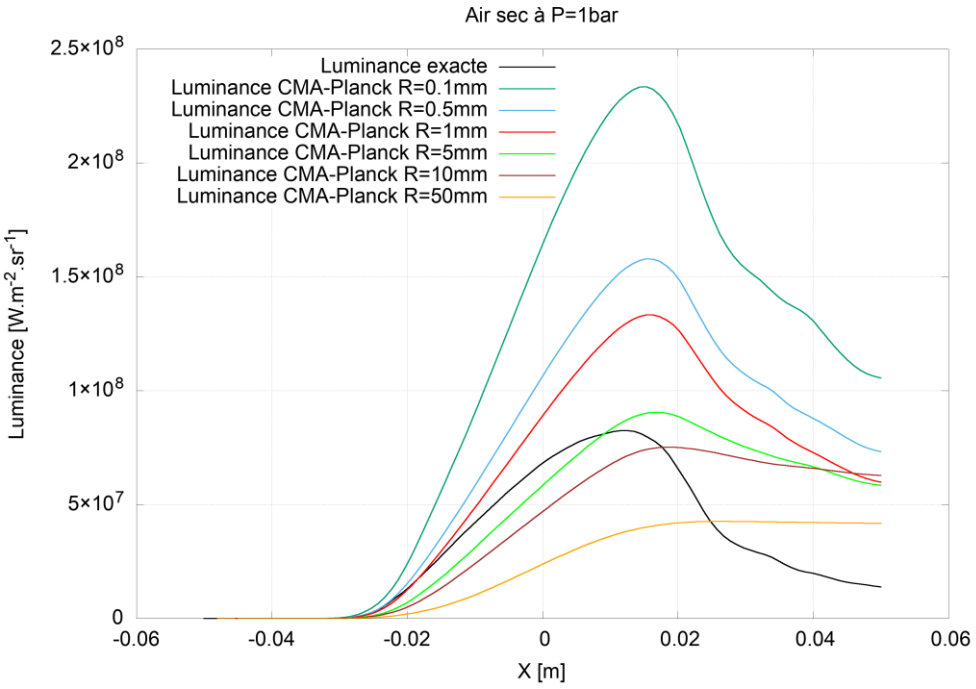


Figure IV-31 : Comparaison de la luminance exacte et celle obtenue à partir des CMAs - Moyenne de Planck modifiée (profil 20000K-50mm).

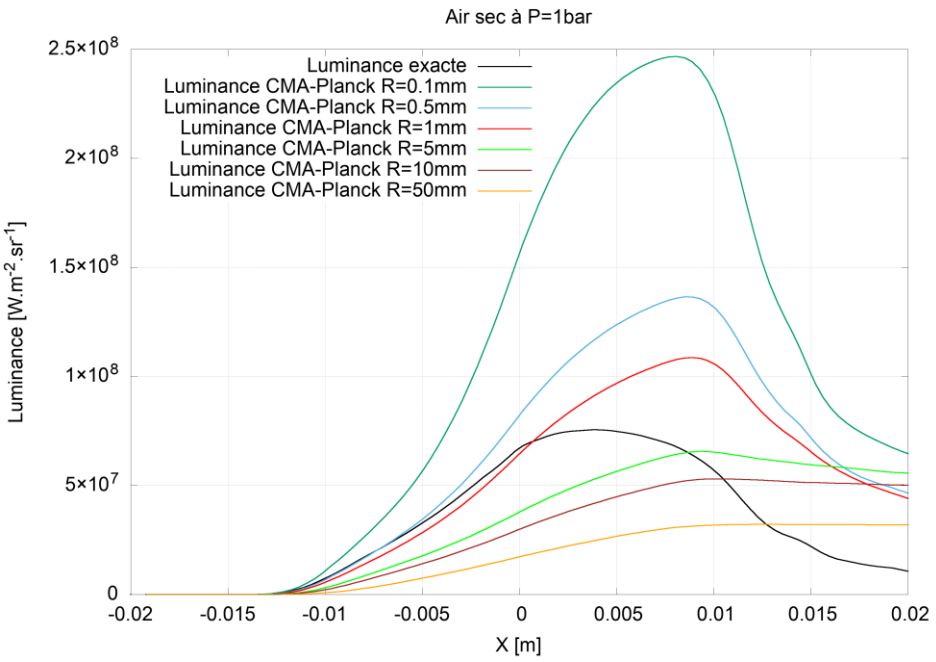


Figure IV-32 : Comparaison de la luminance exacte et celle obtenue à partir des CMAs - Moyenne de Planck modifiée (profil 25000K-20mm).

Même si l'allure générale de la luminance est conservée, nous observons néanmoins un décalage important du maximum entre les deux types de calcul (exact et par la méthode des CMAs). Pour les trois profils, nous avons calculé l'erreur commise sur le flux radiatif sortant entre le calcul exact et le calcul par la méthode CMA utilisant la moyenne de Planck modifiée pour plusieurs longueurs caractéristiques d'absorption R=1, 5, 10 et 50mm (Tableau IV-3).

Tableau IV-4 : Erreurs commises sur les flux sortants en utilisant la moyenne de Planck modifiée pour différentes longueurs caractéristiques d'absorption.

	20000K-20mm	20000K-50mm	25000K-20mm
R (mm)	Erreur (%)	Erreur (%)	Erreur (%)
1	260	333	312
5	323	345	420
10	286	350	369
50	112	202	199

La moyenne de Planck modifiée utilisant une unique longueur caractéristique d'absorption R ne peut pas être utilisée pour le calcul du flux radiatif sortant. Nous remarquons que l'augmentation de la largeur et de la température maximale du profil de température conduit à une augmentation de l'erreur.

IV.6.3.2-DFR

Les Figures IV-33, IV-34 et IV-35 montrent la DFR calculée par le calcul exact et selon les CMAs - Moyenne de Planck modifiée utilisant différentes longueurs caractéristiques d'absorption (R=0.1, 0.5, 1, 5, 10, 50mm).

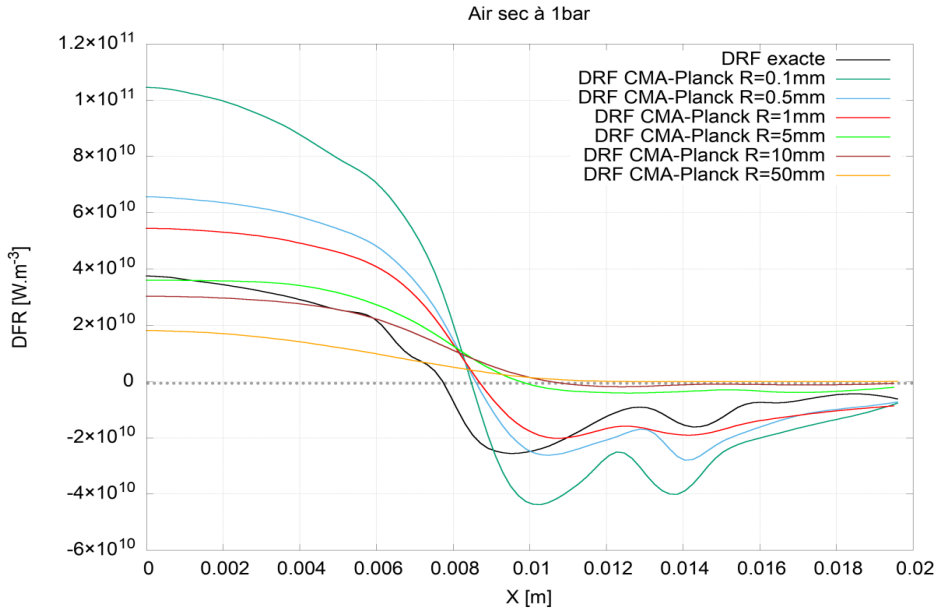


Figure IV-33 : Comparaison de la DFR exacte et celle obtenue à partir des CMAs - Moyenne de Planck modifiée (profil 20000K-20mm).

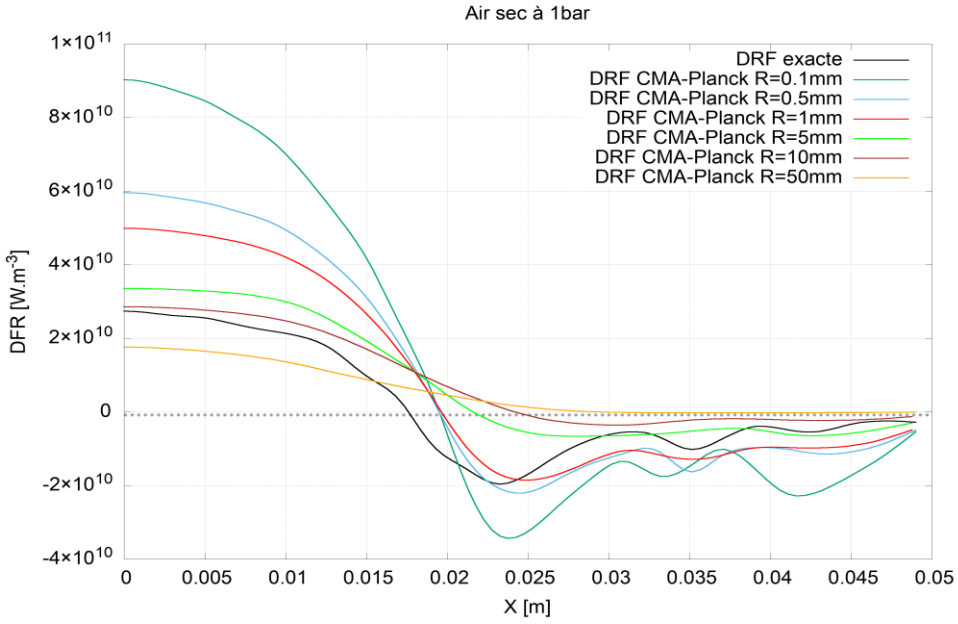


Figure IV-34 : Comparaison de la DFR exacte et celle obtenue à partir des CMAs - Moyenne de Planck modifiée (profil 20000K-50mm).

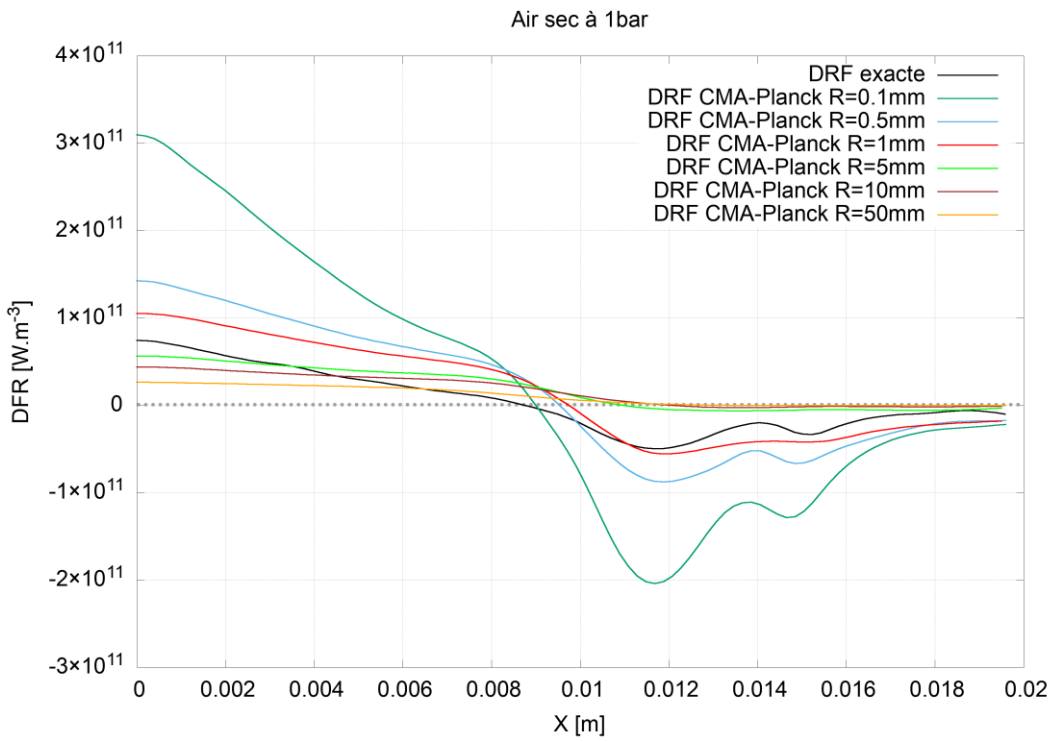


Figure IV-35 : Comparaison de la DFR exacte et celle obtenue à partir des CMAs - Moyenne de Planck modifiée (profil 25000K-20mm).

Pour le profil de température 20000K-20mm, nous remarquons que R=1mm est la longueur caractéristique d'absorption qui permet d'approcher au plus l'absorption exacte. Pour ce même R, l'émission est surévaluée. D'un autre côté, R=5mm est la longueur caractéristique qui permet de mieux décrire l'émission mais elle sous-estime l'absorption. Nous pouvons ainsi conclure qu'il n'y a pas une unique longueur caractéristique qui permette de décrire la DFR tout au long du diamètre du plasma (du centre du plasma aux bords). Nous arrivons à la même conclusion pour les deux autres profils de températures. En effet, R= 1mm permet de mieux décrire l'absorption pour les deux profils mais surestime l'émission. R=10mm et R= 5mm permettent de mieux décrire l'émission mais négligent l'absorption pour les profils 20000K-50mm et 25000K-20mm respectivement. La moyenne de Planck modifiée montre des résultats acceptables à condition de prendre en considération les raies les plus intenses en introduisant la « bonne » longueur caractéristique d'absorption, selon que l'on s'intéresse à la luminance ou à la divergence du Flux Radiatif. Toutefois, nous considérons que l'écart entre la DFR exacte et DFR calculée avec la méthode CMAs reste significatif. C'est pourquoi, une méthodologie d'optimisation est proposée dans la suite de ce chapitre permettant d'approcher au mieux la DFR et/ou le flux radiatif sortant.

IV.7-Optimisation des CMAs utilisant la moyenne de Planck modifiée

Dans cette section, nous proposons une méthodologie d'optimisation des CMAs dans le but de décrire de façon plus précise (à l'aide de ces coefficients) les pertes radiatives lors de la simulation d'un arc électrique. Plusieurs études ont été consacrées à cette problématique :

- Kozu et al. [71] proposent une nouvelle moyenne permettant de calculer les CMAs : « Hybrid Planck-Rosseland ». Cette moyenne permet de supprimer la surestimation du transfert radiatif par la méthode du calcul de la moyenne de Planck et la sous-estimation par la moyenne de Rosseland. Elle donne ainsi des résultats plus proches de la solution exacte mais l'erreur reste néanmoins considérable sur ces propriétés radiatives.

- Kloc et al. [72] proposent une méthode d'optimisation numérique de la distribution d'intervalles spectraux. Pour cette étude, l'optimisation numérique est effectuée pour plusieurs longueurs caractéristiques d'absorption arbitraires définies dans [20] et considérées comme fixes sur tous les intervalles spectraux. Les résultats obtenus montrent que la distribution des intervalles optimaux correspond aux changements du continuum, critères choisis dans notre étude.

Pour notre étude, nous considérons 6 intervalles spectraux. La distribution de ces intervalles est considérée comme fixe et basée sur les changements du spectre du continuum [65] [68] [70]. Le processus d'optimisation consiste à trouver la longueur caractéristique d'absorption R permettant de décrire le plus précisément possible les propriétés radiatives. Cette longueur est déterminée sur chaque intervalle spectral $R= [R_1, R_2, R_3, R_4, R_5, R_6]$. Trois méthodologies sont présentées dans cette partie :

(1) <u>Optimisation de la DFR :</u> cette première méthode consiste à calculer les CMAs par la moyenne de Planck modifiée en utilisant sur chaque intervalle spectral une longueur caractéristique d'absorption (R_1 à R_6). Ces longueurs sont choisies de façon à minimiser l'erreur commise sur chaque intervalle entre la DFR calculée de manière exacte et la DFR calculée à partir de ces CMAs le long du diamètre.

(2) <u>Optimisation du flux radiatif sortant :</u> cette deuxième méthode consiste également à calculer les CMAs utilisant la moyenne de Planck modifiée en utilisant sur chaque intervalle spectral une longueur caractéristique d'absorption (R_1 à R_6). Ces longueurs sont choisies de façon à minimiser cette fois-ci l'erreur commise sur le flux radiatif sortant.

(3) Optimisation de la DFR et du flux radiatif sortant : cette méthode permet comme les deux précédentes de calculer les CMAs avec une longueur caractéristique sur chaque intervalle spectral en utilisant la moyenne de Planck modifiée, de façon à obtenir une DFR ainsi qu'un flux radiatif sortant acceptables pour décrire les propriétés radiatives.

IV.7.1-Optimisation de la DFR

Pour évaluer l'erreur relative commise entre le calcul exact de la DFR et celui utilisant les CMAs, nous définissons la fonction $F'_{CMA-DFR}$. Cette comparaison est réalisée le long du diamètre découpé en 50 points d'après les études faites au chapitre III. L'erreur relative est ainsi calculée sur 50 points tout au long du diamètre. La fonction permettant de calculer l'erreur relative sur la DFR est la suivante :

$$F'_{CMA-DFR}(R) = \frac{\frac{1}{50}\sum_{i=1}^{50}|\Delta F_{exacte,i} - \Delta F_{CMA,i}(R)|}{\frac{1}{50}\sum_{i=1}^{50}|\Delta F_{exacte,i}|} \quad \text{(IV-6)}$$

Où $\Delta F_{exacte,i}$ représente la DFR exacte au point i ; $\Delta F_{CMA,i}(R)$ est la DFR calculée par la méthode CMAs utilisant la moyenne de Planck modifiée pour une longueur caractéristique R= [R_1, R_2, R_3, R_4, R_5, R_6]. Les valeurs de R sont comprises entre 0 et 1mm. Le but de cette étude est de trouver la « meilleure valeur de R » permettant de minimiser la fonction$F'_{CMA-DFR}$.

Décrivons d'abord le processus d'optimisation représenté sur la Figure IV-36. Dans un premier temps, nous choisissons aléatoirement le vecteur R= [R_1, R_2, R_3, R_4, R_5, R_6]. Nous calculons ensuite les CMAs par la moyenne de Planck modifiée avec cette longueur caractéristique d'absorption R puis la DFR par la méthode CMA le long du diamètre du plasma. L'erreur $F'_{CMA-DFR}$ est alors déduite. L'algorithme du simplexe de Nelder Mead [67] est ensuite utilisé pour trouver la valeur suivante de R permettant de minimiser l'erreur. Comme nous avons pu le voir précédemment, l'algorithme du simplexe de Nelder Mead ne nous permet pas d'avoir un minimum local de la fonction. C'est pour cela que ce processus est répété un nombre suffisant de fois jusqu'à convergence vers un unique R, nous permettant d'avoir le minimum global de l'erreur $F'_{CMA-DFR}$. Cette valeur de R sera nommée par la suite $R_{optim\text{-}DFR}$.

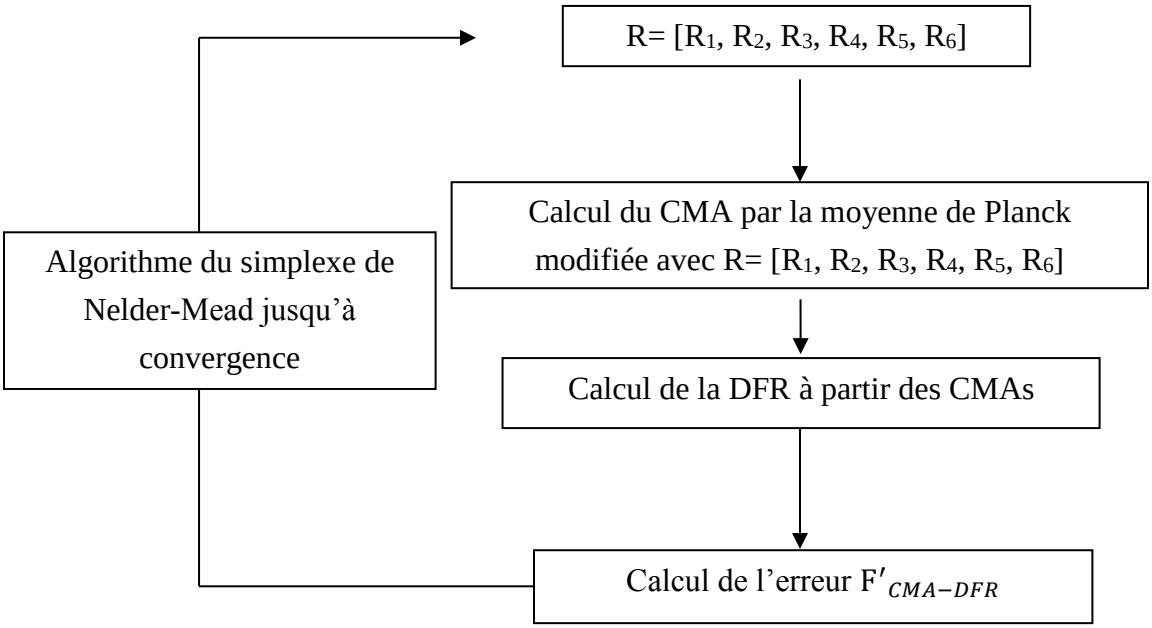


Figure IV-36 : Algorithme du processus d'optimisation pour la DFR.

Ce processus a été effectué pour les 9 profils de températures définis dans le Chapitre II. Nous présentons dans cette partie les résultats pour les profils 20000K-20mm, 20000K-50mm et 25000-20mm. Un Tableau récapitulatif des paramètres d'optimisation pour les 9 profils est présenté en fin de section.

- Profil 20000K-20mm : après avoir lancé le processus d'optimisation, nous obtenons $R_{optim\text{-}DFR}$ = [0.0004, 0.0011, 0.0635, 0.1543, 0.0054, 0.1063m] pour une erreur minimale de $F'_{CMA-DFR}$ = 9.5%. La Figure IV-37 montre la différence entre la DFR exacte et la DFR déduite de la méthode des CMAs – Moyenne de Planck modifiée avec R= $R_{optim\text{-}DFR}$.
- Profil 20000K-50mm : pour ce profil, nous obtenons $R_{optim\text{-}DFR}$ de [0.0006, 0.0033, 0.1264, 0.2571, 0.1039, 0.1306m] conduisant à une erreur de $F'_{CMA-DFR}$=11.4% (Figure IV-38).
- Profil 25000K-20mm : pour ce profil, nous obtenons $R_{optim\text{-}DFR}$ de [0.0009, 0.4575, 0.0774, 0.1581, 0.0001, 0.0010m] conduisant à une erreur de $F'_{CMA-DFR}$=14% (Figure IV-39).

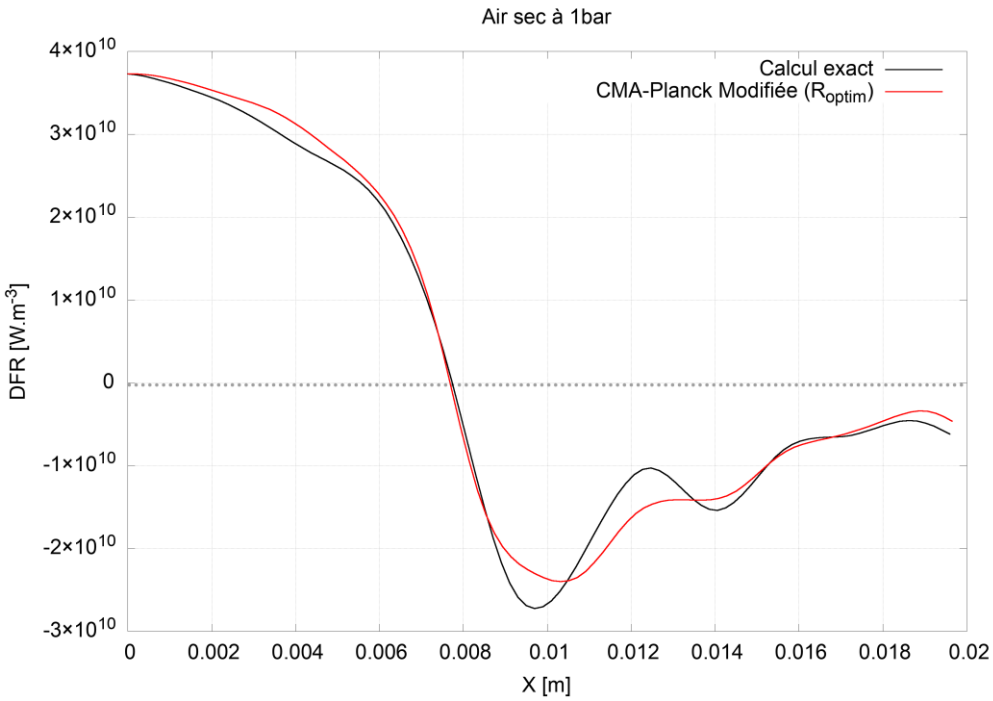


Figure IV-37 : Comparaison de la DFR exacte et la DFR calculée par la méthode des CMAs - Moyenne de Planck modifiée avec $R_{optim\text{-}DFR}$ (profil 20000K-20mm).

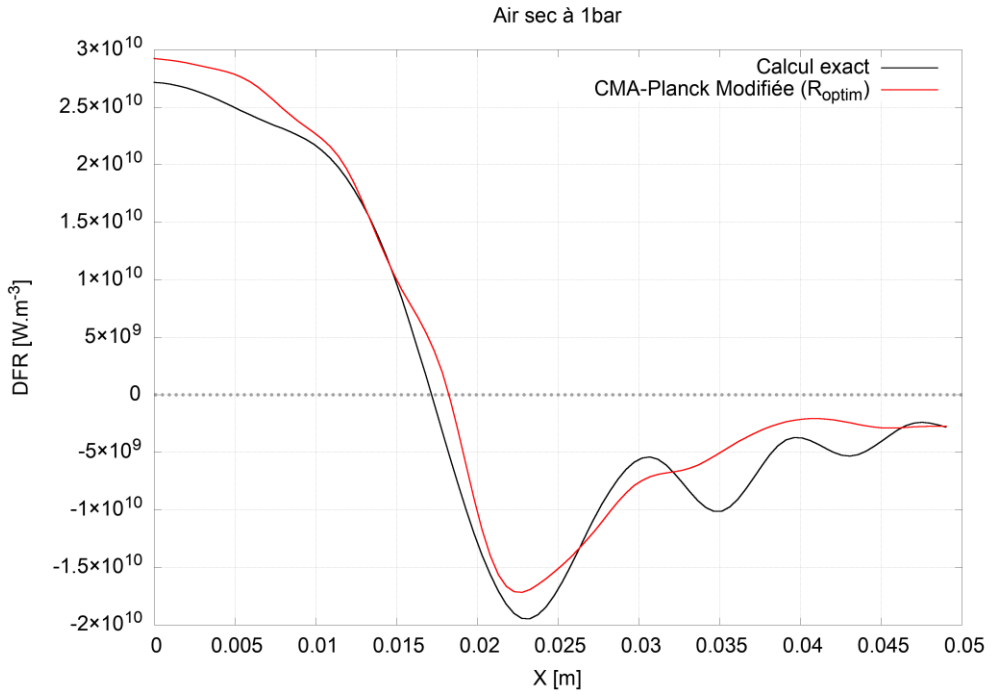


Figure IV-38 : Comparaison de la DFR exacte et la DFR calculée par la méthode des CMAs – Moyenne de Planck modifiée avec $R_{optim\text{-}DFR}$ (profil 20000K-50mm).

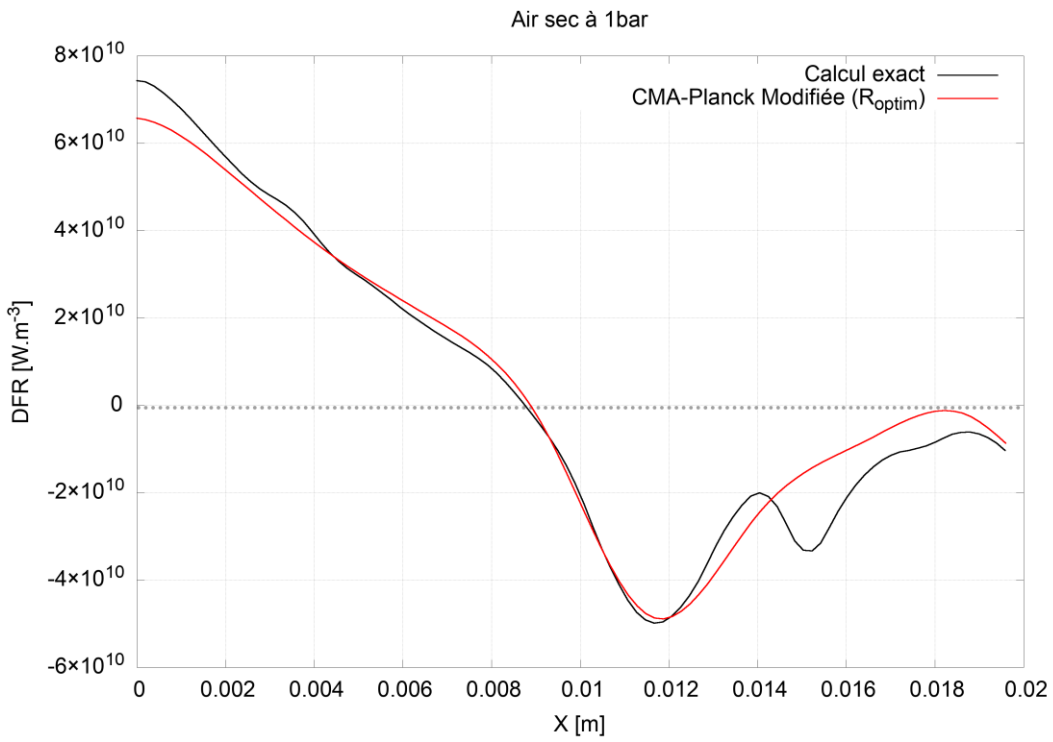


Figure IV-39 : Comparaison de la DFR exacte et la DFR calculée par la méthode des CMAs-Moyenne de Planck modifiée avec $R_{optim\text{-}DFR}$ (profil 25000K-20mm).

Le Tableau IV-5 résume les valeurs de $R_{optim\text{-}DFR}$ et de l'erreur respective $F'_{CMA-DFR}$ pour les 9 profils de températures.

Tableau IV-5 : Résultats de l'optimisation concernant la DFR pour les 9 profils de températures.

Profil	$R_{optim\text{-}DFR}$(m)	$F'_{CMA-DFR}$ (%)
15000K-5mm	[0.0000, 0.0001, 0.0042, 0.0189, 0.0006, 0.0139]	6
15000K-20mm	[0.0000, 0.0006, 0.0008, 0.0348, 0.0012, 0.0251]	7.1
15000K-50mm	[0.0001, 0.0026, 0.0009, 0.0255, 0.0298, 0.0998]	8.8
20000K-5mm	[0.000045, 0.0005, 0.0310, 0.1231, 0.0398, 0.0093]	9
20000K-20mm	[0.0004, 0.0011, 0.0635, 0.1543, 0.0054, 0.1063]	9.5
20000K-50mm	[0.0006, 0.0033, 0.1264, 0.2571, 0.1039, 0.1306]	11.4
25000K-5mm	[0.0003, 0.2407, 0.4505, 0.9977, 0.3602, 0.3946]	14
25000K-20mm	[0.0009, 0.4575, 0.0774, 0.1581, 0.0001, 0.0010]	14.2
25000K-50mm	[0.0015, 0.982, 0.3836, 0.0635, 0.1929, 0.0102]	18

Nous remarquons sur les Figures VI-37, VI-38 et VI-39 et le Tableau VI-5 que les résultats obtenus après le processus d'optimisation sont meilleurs que ceux présentés précédemment (Section V.2)

Nous avons vu dans la section IV de ce chapitre que les intervalles 1 et 2 jouaient un rôle important pour la définition de la DFR le long du diamètre. Ainsi, nous nous intéresserons dans cette partie à l'évolution de R_1 et R_2 en fonction de la largeur et de la température maximale du profil. Nous remarquons une croissance de R_1 et de R_2 avec l'augmentation de la température maximale et la largeur du profil qui s'explique par une augmentation de l'intensité des raies de résonance lorsque la température passe de 15000K à 25000K. Les longueurs caractéristiques d'absorption R_1 et R_2 doivent donc croître également pour prendre en considération l'intensité de ces raies.

De même, nous observons que plus la largeur ou la température maximale du profil de température augmentent, plus l'erreur $F'_{CMA-DFR}$ est grande. Cela s'explique par le fait que l'intensité des raies de résonances devient plus intense en augmentant la température de 15000 à 25000K, rendant inadaptée la moyenne de Planck modifiée pour le calcul des CMAs. Néanmoins nous remarquons que cette méthode conduit à des résultats acceptables de la DFR utilisant la méthode CMAs calculée avec la moyenne de Planck modifiée pour R= $R_{optim\text{-}DFR}$.

Pour mieux comprendre l'intérêt de définir et d'utiliser une longueur caractéristique d'absorption pour chaque intervalle spectral, nous avons lancé le processus d'optimisation de la DFR en utilisant une seule et unique longueur caractéristique d'absorption pour tous les intervalles spectraux. L'erreur obtenue a été comparée au résultat précédent pour le profil 20000K-20mm (Tableau IV-6) et se voit largement supérieure.

Tableau IV-6 : Erreurs sur la DFR obtenue en utilisant une seule longueur caractéristique ou une valeur de R propre à chaque intervalle spectral.

$R_{optim\text{-}DFR}$ (m)	$F'_{DFR-CMA}$(%)
$R_{optim\text{-}DFR}$ = [0.0004, 0.0011, 0.0635, 0.1543, 0.0054, 0.1063]	9
$R_{optim\text{-}DFR}$ =0.0028	47

IV.7.2-Optimisation flux radiatif sortant

Dans cette partie, nous nous intéressons au flux radiatif sortant, seconde propriété radiative importante dans le domaine des arcs électriques et particulièrement pour les appareils de coupure. L'optimisation consiste à minimiser la différence relative entre le flux sortant exact et le flux calculé par la méthode CMAs - Moyenne de Planck modifiée. L'erreur $F'_{Flux-CMA}$ est définie selon l'équation (IV-7) :

$$F'_{\text{Flux-CMA}} = \frac{|\text{Lum}_{\text{exacte}}(X=X_{max}) - \text{Lum}_{\text{CMA-Classique}}(X=X_{max})|}{\text{Lum}_{\text{exacte}}(X=X_{max})} \quad \text{(IV-7)}$$

L'algorithme utilisé pour ce processus d'optimisation est celui de la Figure IV-1 dans lequel la DFR est remplacée par la luminance. A la fin du processus, nous obtenons un $R_{optim\text{-}Flux}$. Cette étude a été effectuée pour les 9 profils de températures définis dans le Chapitre II dont les résultats sont reportés dans le Tableau IV-7.

Tableau IV-7 : Résultats de l'optimisation concernant le flux radiatif sortant pour les 9 profils de températures.

Profil	$R_{optim\text{-}Flux}$(m)	$F'_{CMA-Flux}$ (%)
15000K-5mm	[0, 0.0002, 0.0055, 0.0298, 0.0020, 0.0267]	1.2
15000K-20mm	[0.0268, 0.0644, 0.0008, 0.0648, 0.0022, 0.0155]	0.08
15000K-50mm	[0.0122, 0.0002, 0.0009, 0.1328, 0.0002, 0.1295]	0.09
20000K-5mm	[0.0001, 0.00049, 0.0570, 0.1047, 0.006, 0.1262]	0.62
20000K-20mm	[0.0004, 0.0010, 0.1089, 0.1953, 0.0056, 0.114]	0.61
20000K-50mm	[0, 0.0030, 0.2438, 0.4004, 0.1048, 0.3068]	0.04
25000K-5mm	[0, 0.0121, 0.9985, 0.9903, 0.9420, 0.9999]	0.6
25000K-20mm	[0.001, 0.47, 0.6876, 0.9022, 0.1457, 0.0887]	0.0012
25000K-50mm	[0.0001, 0.9499, 0.8996, 0.9841, 0.2377, 0.4621]	0.0009

Nous remarquons que le processus d'optimisation du flux radiatif sortant donne des résultats très satisfaisants sur l'erreur commise entre le flux sortant exact et le flux calculé grâce à la méthode des CMAs avec la moyenne de Planck modifiée, lorsqu'une longueur caractéristique d'absorption est définie pour chaque intervalle spectral.

IV.7.3-Optimisation simultanée de la DFR et du flux radiatif sortant

Dans la section IV, nous avons vu que la DFR pour les intervalles spectraux 1 et 2 représentait la plus grande partie de la DFR totale. Les intervalles 3, 4, 5 et 6 contribuaient fortement au flux radiatif sortant. Pour prendre en considération ces deux grandeurs, nous avons pris la longueur caractéristique d'absorption $R_{optim\text{-}DFR+Flux}$= [$R_{1optim\text{-}DFR}$, $R_{2optim\text{-}DFR}$, $R_{3optim\text{-}Flux}$, $R_{4optim\text{-}Flux}$, $R_{5optim\text{-}Flux}$, $R_{6optim\text{-}Flux}$]. Le Tableau IV-8 montre l'erreur commise simultanément sur la DFR et sur le flux sortant en utilisant ce nouveau $R_{optim\text{-}DFR+Flux}$.

Tableau IV-8 : Résumé des résultats du troisième processus d'optimisation concernant la DFR et le flux radiatif sortant pour les 9 profils de températures.

Profil	$R_{optim\text{-}DFR+Flux}$ (m)	$F'_{DFR-CMA}$ (%)	$F'_{Flux-CMA}$ (%)
15000K-5mm	[0, 0.0001, 0.0055, 0.0298, 0.0020, 0.0267]	7.6	3
15000K-20mm	[0, 0.0006, 0.0008, 0.0648, 0.0022, 0.0155]	8.5	0.007
15000K-50mm	[0.0001, 0.0026, 0.0009, 0.1328, 0.0002, 0.1295]	15	3
20000K-5mm	[0.000045, 0.0005, 0.0570, 0.1047, 0.006, 0.1262]	11.83	0.9
20000K-20mm	[0.0004, 0.0011, 0.1089, 0.1953, 0.0056, 0.114]	9.24	3.6
20000K-50mm	[0.0006, 0.00330.2438, 0.4004, 0.1048, 0.3068]	12.8	4
25000K-5mm	[0.0003, 0.2407, 0.9985, 0.9903, 0.9420, 0.9999]	17	6.2
25000K-20mm	[0.0009, 0.4575, 0.6876, 0.9022, 0.1457, 0.0887]	16.3	0.002
25000K-50mm	[0.0015, 0.9820, 0.8996, 0.9841, 0.2377, 0.4621]	20	8

Nous remarquons une augmentation des erreurs sur la DFR et sur la luminance qui restent acceptables comparées aux erreurs présentées dans les Tableaux VI-5 et VI-7. Cette méthode permet donc d'optimiser en même temps le flux radiatif sortant et la DFR.

IV.8-Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié une représentation très simplifiée du rayonnement global du plasma, sous forme d'un corps gris par intervalles spectraux, c'est-à-dire en supposant que le coefficient d'absorption à l'intérieur d'un des intervalles ne dépend plus de la fréquence (ou de la longueur d'onde) pour une température et une pression fixées, Nous avons défini différentes valeurs moyennes du coefficient d'absorption sur les 6 intervalles définis à partir du continuum : Moyenne classique, de Planck, de Planck modifiée et de Rosseland. Nous avons ensuite confronté la luminance et la Divergence du Flux Radiatif (DFR) obtenues en utilisant ces Coefficients Moyens d'Absorption (CMAs) au calcul exact fondé sur une description fine du spectre. A l'issue de cette issue, nous résumons ici quelques points importants :

(1) cette étude a confirmé que la moyenne classique ne permettait pas de décrire la DFR au sein d'un plasma. Néanmoins, elle reste la meilleure approximation pour décrire le flux radiatif sortant ;

(2) la moyenne de Rosseland n'est pas adaptée pour notre étude dans le cas de l'air à 1bar. Elle sous-estime la valeur de l'émission et de l'absorption puisqu'elle ne prend pas en

compte les raies les plus intenses. Cette moyenne reste une bonne approche pour les milieux optiquement épais ;

(3) la moyenne de Planck modifiée peut s'avérer intéressante mais aussi dangereuse pour caractériser le flux radiatif sortant ou la DFR. avec une unique longueur caractéristique d'absorption R. Nous avons remarqué qu'il n'existait pas une unique valeur de R permettant de décrire à la fois l'émission et l'absorption. De plus, le flux radiatif sortant calculé tend à être surestimé. L'application d'un algorithme d'optimisation permet d'avoir une meilleure description des propriétés radiatives. La spécificité de cette optimisation consiste à définir sur chaque intervalle spectral une longueur caractéristique d'absorption. Cet algorithme permet de définir soit $R_{optim\text{-}DFR}$ permettant d'approcher au mieux la DFR exacte, soit une longueur caractéristique d'absorption $R_{optim\text{-}Flux}$ minimisant l'erreur sur le flux radiatif sortant, soit une longueur caractéristique d'absorption $R_{optim\text{-}Flux+DFR}$ minimisant simultanément l'erreur sur le flux radiatif sortant et sur la DFR le long du diamètre. Pour développer cette optimisation, la connaissance préalable des profils de températures est nécessaire ce qui représente un point faible à cette approche.

Chapitre V :
Modélisation d'un arc libre : impact du CEN et du modèle P-1 sur les grandeurs physiques de l'arc

V.1-Introduction

Dans ce chapitre, nous allons présenter l'influence des méthodes approchées dédiées au calcul de la DFR lorsqu'elles sont utilisées pour la modélisation d'un arc électrique. Nous considérons ici une géométrie simple en deux dimensions axisymétrique dont certains résultats sont disponibles dans la littérature.

Dans un premier temps, nous détaillons le modèle mathématique utilisé lors de cette simulation. Nous décrivons l'arc électrique par les équations de la magnétohydrodynamique à travers le logiciel Fluent V.15.0 [73] fondé sur les équations de Navier-Stockes auxquelles nous couplons les équations électromagnétiques. La géométrie ainsi que les conditions aux limites utilisées sont ensuite décrites. Une confrontation de nos résultats de simulation avec ceux issus de la littérature est présentée en fin de première partie pour un plasma d'argon à 200A. Dans une seconde partie, nous focalisons notre attention sur le profil de température obtenu lorsque nous utilisons la méthode du Coefficient d'Emission Nette (CEN) ou le modèle P-1 (que nous décrivons dans ce chapitre) pour décrire les pertes par rayonnement, mettant ainsi en évidence les forces et les faiblesses de ces deux approches.

V.2-Présentation du modèle d'un arc libre

Nous considérons dans cette étude un arc libre soumis à aucune force extérieure (magnétique, convective..). Cet arc libre présente ainsi un axe de symétrie naturel. Notre modèle est en 2D axisymétrique avec un système de coordonnées cylindriques (r,z).

V.2.1-Hypothèses utilisées

Afin de simplifier le problème, nous avons développé notre modèle sur les hypothèses suivantes :

- la colonne de plasma est supposée à l'Equilibre Thermodynamique Local (ETL). Les processus collisionnels sont suffisamment nombreux pour pouvoir considérer un équilibre thermique local pour les différentes espèces ;
- le fluide est Newtonien ;
- l'écoulement est laminaire et stationnaire ;
- les effets de la gravité sont négligeables. Pour des arcs à forte intensité (I>30A), le gradient de pression $\frac{\partial P}{\partial z}$ est prédominant par rapport au terme de gravité [74].
- Les gaines cathodique et anodique ne sont pas traitées.

V.2.2-Equations

Afin de décrire l'évolution de l'arc électrique, les équations de Navier-Stockes doivent être résolues en considérant le plasma comme un fluide. Ces équations sont couplées aux équations d'électromagnétiques à cause de la présence de l'arc. Dans le cadre de la méthode des volumes finis, toutes les équations peuvent être écrites sous la forme généralisée suivante [75] :

$$\frac{\partial}{\partial x_i}\left(\rho v_i \varphi_k - \Gamma_k \frac{\partial \varphi_k}{\partial x_i}\right) = S_{\varphi_k} \qquad \text{(V-1)}$$

Tableau V-1 : Equations Magnéto-Hydro-Dynamique (MHD) du modèle.

Equations	φ_k	Γ_k	S_{φ_k}
(V-2)	1	1	0
(V-3)	v_z	μ	$-\frac{\partial p}{\partial z} + 2\frac{\partial}{\partial z}\left(\mu \frac{\partial v_z}{\partial z}\right) + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial z}\left(\mu r \frac{\partial v_z}{\partial r}\right) + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(\mu r \frac{\partial v_r}{\partial z}\right) + j_r B_\theta$
(V-4)	v_r	μ	$-\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z}\left(\mu \frac{\partial v_r}{\partial z}\right) + \frac{2\partial}{r\partial r}\left(\mu r \frac{\partial v_r}{\partial r}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\mu \frac{\partial v_z}{\partial r}\right) - \frac{\partial \mu v_r}{r^2} - j_z B_\theta$
(V-5)	h	$\frac{k}{C_{p,m}}$	$\frac{({j_r}^2 + {j_z}^2)}{\sigma} - \text{Srad} + \frac{5k_B}{2e} * (j_z \frac{dh}{dz} + j_r \frac{dh}{dr})$
(V-6)	V	σ	0
(V-7)	A_z	1	$\mu_0 j_z$
(V-8)	A_r	1	$\mu_0 j_0 - \frac{A_r}{r^2}$

Dans le Tableau V-1, φ_k représente la variable du système. Γ_k est le coefficient de diffusion et S_{φ_k} est le terme source de l'équation. Ces trois quantités sont quantifiées pour l'équation de conservation (V-2), la quantité de mouvement (V-3-4), l'énergie (V-5) et le potentiel scalaire (V-6) et le potentiel vecteur (V-7-8). Les variables du système sont les deux composantes de vitesse selon le référentiel polaire v_r et v_z, l'enthalpie h, le potentiel scalaire V, et les deux composantes radiale et axiale du potentiel vecteur A_r et A_z. Pour le terme de diffusion des équations du Tableau V-1, les données d'entrée sont la viscosité μ, la conductivité thermique k, la chaleur spécifique massique $C_{p,m}$ et la conductivité électrique σ. Concernant les autres termes, P est la pression absolue statique, j_r et j_z représentent les deux composantes polaires du vecteur de densité de courant, k_B est la constante de Boltzmann e la charge élémentaire de l'électron et S_{rad} les pertes radiatives obtenues à partir du Coefficient d'Emission Nette (CEN) ou du modèle P-1 qui sera détaillé par la suite.

Afin de fermer le système d'équations, nous rajoutons le calcul du champ magnétique $\vec{B}$:

$$\vec{B} = \vec{\nabla} \mathrm{x} \vec{A} \tag{V-9}$$

Dans le cas axisymétrique, l'équation (V-9) s'écrit de la manière suivante :

$$B_\theta = \frac{\partial A_r}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial r} \tag{V-10}$$

Le calcul des composantes de la densité de courant est également nécessaire pour la fermeture du système :

$$j_z = -\sigma \frac{\partial V}{\partial z} \tag{V-11}$$

$$j_r = -\sigma \frac{\partial V}{\partial r} \tag{V-12}$$

Pour résoudre ce système d'équation, nous utilisons le code commercial en volume finis Fluent V.15.0 basé sur l'algorithme SIMPLE décrit en détails par Patankar [75].

V.2.3-Domaine de calcul et maillage

Le domaine de calcul présenté sur la Figure V-1 a été réalisé à l'aide du logiciel Design Modeler de ANSYS. L'espace inter-électrode [AB] mesure 10mm et constitue l'axe de symétrie, la cathode est tronquée d'un rayon de 0.5mm et présente un angle de 60°, et l'anode est plate.

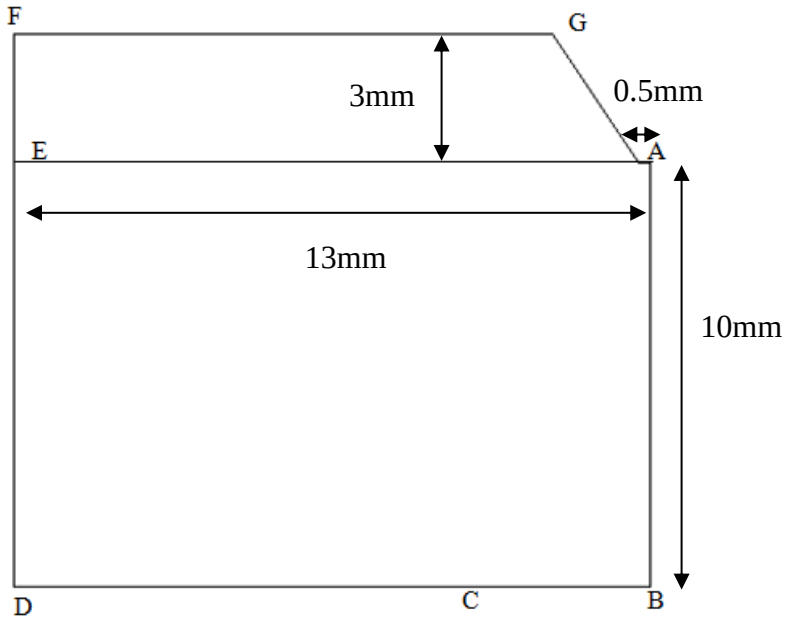


Figure V-1 : Géométrie utilisée pour la modélisation d'un arc libre.

Nous avons opté pour un maillage structuré (Figure V-2) qui assure une plus grande stabilité numérique par l'alignement des cellules avec l'écoulement. Réalisé avec le logiciel Meshing de ANSYS, notre domaine de calcul est divisé en 90 cellules axialement et 120 cellules radialement.

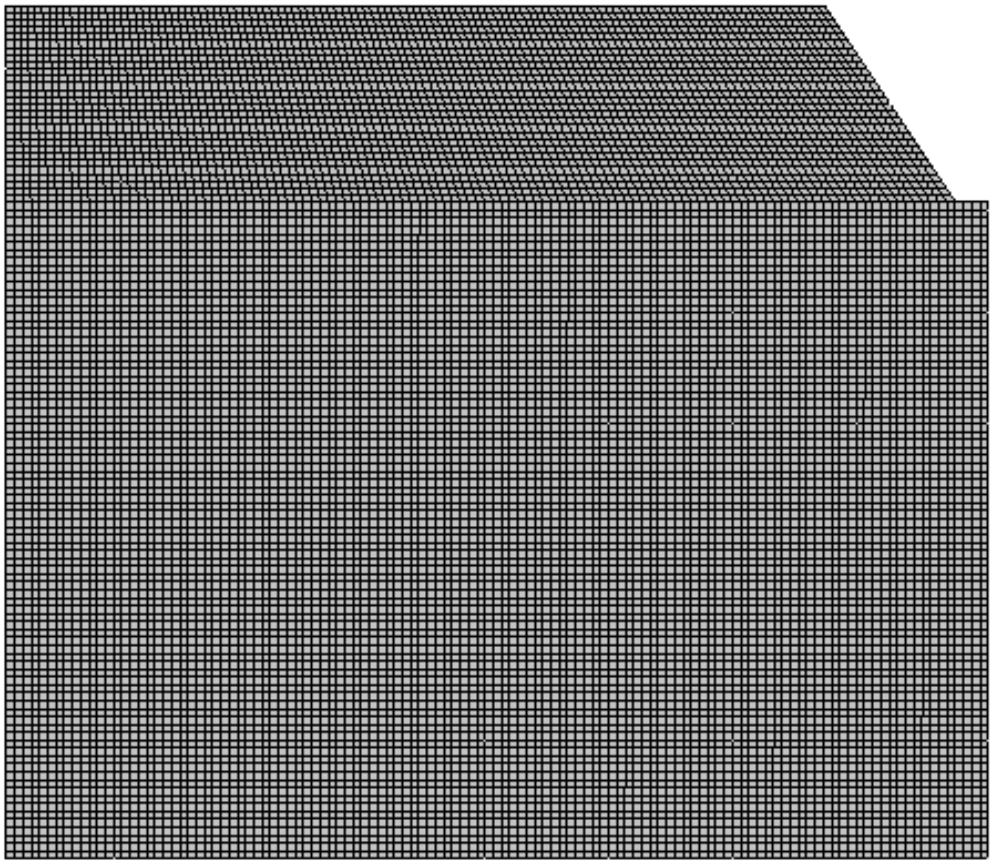


Figure V-2 : Maillage du domaine réalisé sous Meshing de ANSYS.

V.2.4-Conditions aux limites :

Pour valider notre modèle, nous avons repris les conditions aux limites décrites dans la thèse de Baudoin [76], modélisé pour un plasma d'argon sous 200A. Les données de base (propriétés thermodynamiques, coefficients de transport et rayonnement) sont issues des travaux de Cressault et al. [77], les pertes radiatives étant modélisées à travers le CEN pour un rayon R_p=5mm.

Axe de symétrie [AB]: la composante radiale de la vitesse sur l'axe est imposée nulle et toutes les autres variables sont régies par des conditions de type Neumann (flux nul).

Anode [BD]: l'anode est divisée en deux parties [BC] et [CD]. Comme Freton [78] et Baudoin [76], nous avons imposé un flux nul de température sur le segment [BC]. La longueur de ce

segment correspond au rayon de l'isotherme 11500K près de l'anode dans les résultats expérimentaux de Hsu [79]. Sur le segment [CD], nous avons imposé une température de 1000K qui conduit à une conductivité électrique de l'argon négligeable. Nous avons choisi comme potentiel de référence l'anode (V=0). Les valeurs axiales et radiales du vecteur vitesse sont nulles sur [BD].

Entrée [GF] et Sortie [FD] : notre étude porte sur un plasma à la pression atmosphérique que nous imposons sur les segments [GF] et [FD].

Cathode : nous avons fixé une température de 3500K au niveau de la cathode [76]. Le vecteur vitesse est nul. En ce qui concerne la densité de courant à la pointe de la cathode plusieurs modèles sont utilisés dans la littérature. Certains auteurs considèrent une densité de courant uniforme [80]. En réalité, il existe une atténuation aux bords du spot. Nous avons préféré une distribution exponentielle de densité de courant [79] [81] sous la forme :

$$j_z(r) = J_{max}\exp(-br) \tag{V-13}$$

Où J_{max}est la densité de courant maximale égale à 1,4.10^8 A/m^2 et b calculé à partir de la relation (V-14) garantissant la continuité de courant.

$$I = 2\pi \int_0^{R_c} j_z(r) r dr \tag{V-14}$$

Avec R_c le rayon de conduction de l'arc pris égal à 3mm [78]. La valeur de R_c ne modifie pas significativement la solution finale de b du fait de la décroissance exponentielle du profil de densité de courant.

Tableau V-2 : Conditions aux limites appliquées au domaine (Figure V-1).

	AB	BC	CD	FD	FG	GA	EA
v_z	$\frac{\partial v_z}{\partial r} = 0$	$v_z = 0$	$v_z = 0$	$\frac{\partial v_z}{\partial r} = 0$	$\frac{\partial v_z}{\partial z} = 0$	$v_z = 0$	$v_z = 0$
v_r	$v_r = 0$	$v_r = 0$	$v_r = 0$	$\frac{\partial v_r}{\partial r} = 0$	$\frac{\partial v_r}{\partial z} = 0$	$v_r = 0$	$v_r = 0$
h	$\frac{\partial h}{\partial r} = 0$	Ø=0	T=1000K	T=1000K	T=1000K	T=3500K	
V	$\frac{\partial V}{\partial r} = 0$	V=0	V=0	$\frac{\partial V}{\partial r} = 0$	$\frac{\partial V}{\partial r} = 0$	$\frac{\partial V}{\partial \vec{n}} = 0$	J=$j_z(r)$
A_z	$\frac{\partial A_z}{\partial r} = 0$	$\frac{\partial A_z}{\partial z} = 0$	$\frac{\partial A_z}{\partial z} = 0$	$\frac{\partial A_z}{\partial r} = 0$	$\frac{\partial A_z}{\partial z} = 0$	$\frac{\partial A_z}{\partial \vec{n}} = 0$	$\frac{\partial A_z}{\partial z} = 0$
A_r	$\frac{\partial A_r}{\partial r} = 0$	$\frac{\partial A_r}{\partial z} = 0$	$\frac{\partial A_r}{\partial z} = 0$	$\frac{\partial A_r}{\partial r} = 0$	$\frac{\partial A_r}{\partial z} = 0$	$\frac{\partial A_r}{\partial \vec{n}} = 0$	$\frac{\partial A_r}{\partial z} = 0$

V.2.5-Présentation et validation des résultats

Le champ de températures obtenu par notre modèle est comparé aux champs de températures obtenus expérimentalement par Hsu [79] pour différents isothermes allant de 11kK à 21kK.

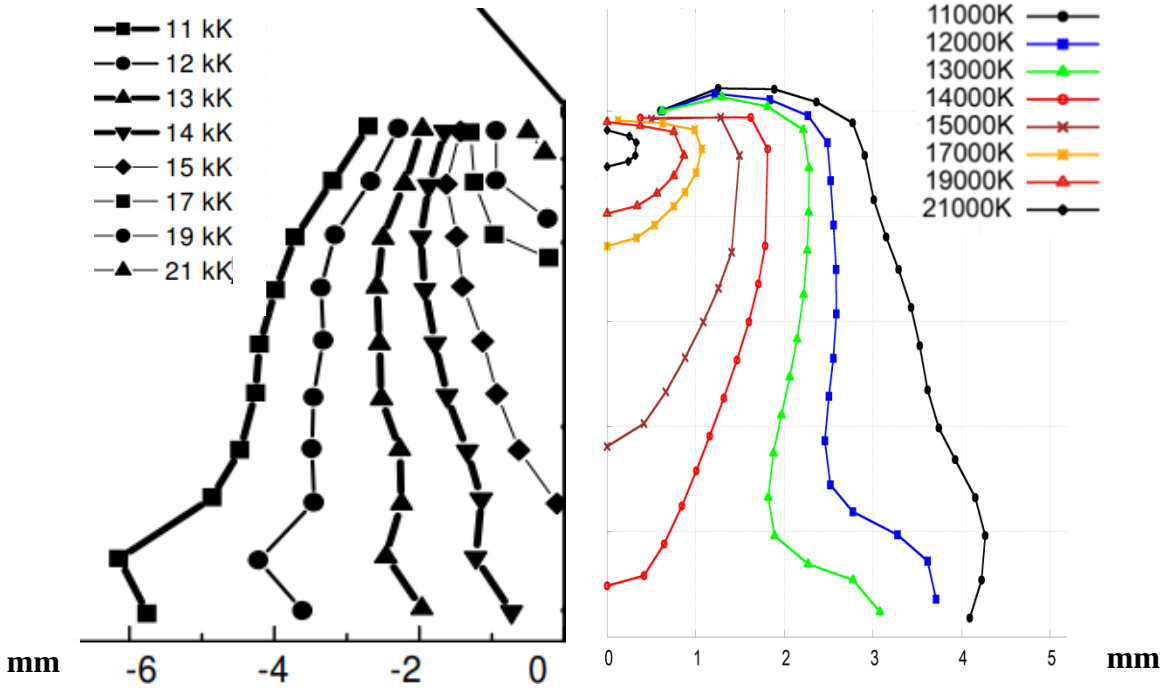


Figure V-3 : Profil de température T(r,z) d'un arc libre dans l'argon à I=200A (Valeurs expérimentales de Hsu [79] *à gauche ; notre modèle à droite).*

Notre champ de températures présente une forme en cloche caractéristique des arcs libres. Proche de la cathode, l'arc subit une compression radiale connue sous le nom « pinch » (pincement) et due principalement à la composante radiale des forces de Lorentz qui dépend de la densité de courant axiale et de l'intensité du champ magnétique azimutal. Quant à la composante axiale de la force de Lorentz, elle produit une force axiale de la cathode vers l'anode qui dépend de la composante radiale de la densité de courant et de l'intensité du champ magnétique azimutal. La comparaison de nos isothermes avec celles de Hsu [79] radialement, montre des températures expérimentales plus élevées, différences que nous expliquerons dans la section (III.2.3.1).

Outre le profil de température, la validation du modèle d'un arc libre s'effectue également par la comparaison de la température et de la vitesse axiales. La Figure V-4 compare nos résultats et les valeurs expérimentales de Hsu et montre une bonne concordance pour la température. La

température axiale augmente pour atteindre un maximum d'environ 21000K à z=3.5mm, avant de décroitre jusqu'à environ 14000K.

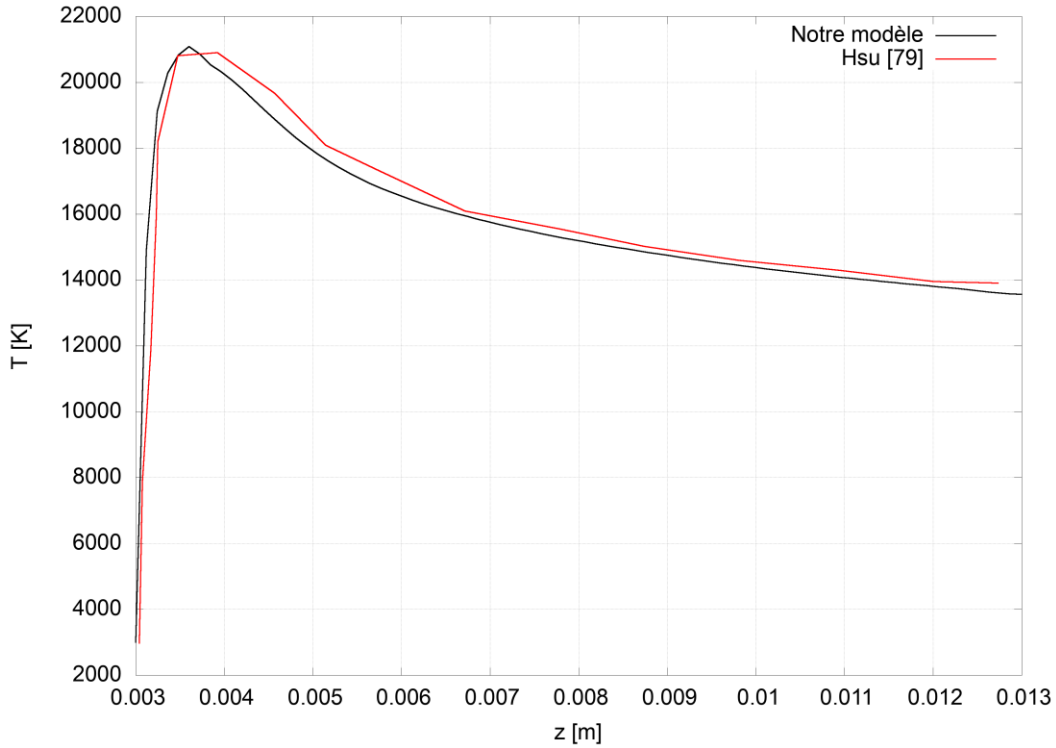


Figure V-4 : Température axiale T(0,z) pour un arc libre dans l'argon, I=200A.

La Figure V-5 représente l'évolution de la vitesse axiale de la colonne de plasma. Nos résultats sont comparés avec les résultats de modélisation de Freton [78] et les résultats théoriques de Hsu [79]. Nous tenons à préciser que nous avons appliqué la même géométrie et les mêmes conditions aux limites que celles utilisées par Freton [78].

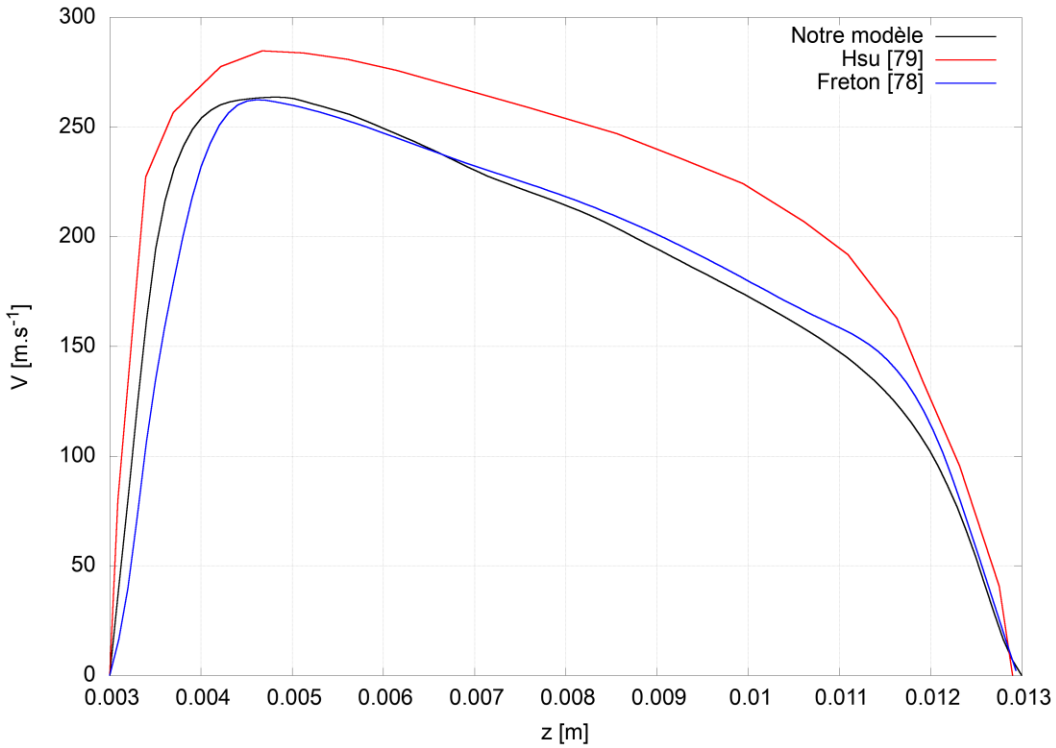


Figure V-5 : Vitesse axiale pour un arc libre dans l'argon, I=200A.

Cette comparaison montre une bonne concordance entre les résultats de notre modèle et les données expérimentales de Hsu concernant la température axiale. Il est utile de rappeler que les valeurs obtenues par Hsu sont extraites de son calcul et ne sont comparées à aucun résultat expérimental. De plus, Hsu utilise dans son modèle des volumes rectangulaires indéformables, les pointes de cathode se présentent alors sous forme rectangulaire. Aujourd'hui, les codes intègrent des volumes de contrôle déformables permettant de créer des bords lisses avec de réels angles au sommet. Ainsi, du fait de leurs incertitudes, les valeurs de vitesse de Hsu ne sont utilisées qu'à titre de comparaison et non de validation. C'est pourquoi nous préférons valider notre modèle par comparaison avec les résultats de Freton [78]. Nous constatons que notre vitesse axiale est proche de celle de Freton [78]. Néanmoins nos deux résultats donnent des valeurs inférieures à celles obtenues par Hsu.

Enfin, les Figures V-6 et V-7 montrent la distribution du potentiel électrique et la densité de courant le long de l'axe de symétrie.

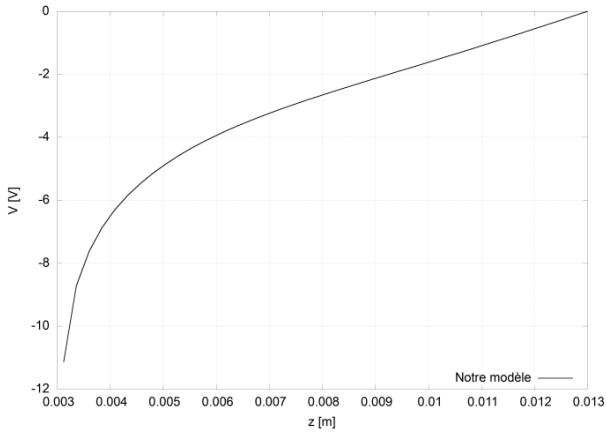


Figure V-6 : Potentiel scalaire axiale pour un arc libre dans l'argon, I=200A.

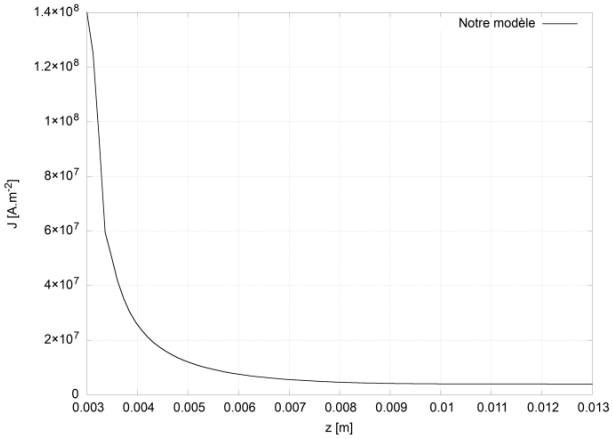


Figure V-7 : Densité de courant pour un arc libre dans l'argon, I=200A.

Nous observons une chute de tension de 11V dans la colonne de l'arc. Afin de connaitre la chute de tension totale, il faudrait prendre en compte les chutes de tension anodique et cathodique dans notre modèle. Hsu obtient une chute cathodique totale de 13.5V ce qui correspond à une erreur de 15%. Concernant la densité de courant le long de l'axe, nous obtenons à la pointe de la cathode, une densité maximale de $1{,}4.10^{8} A.m^{-2}$, valeur correspondant à J_{max} pour l'équation (V-13).

V.3-Pertes radiatives d'un arc libre dans l'air

La comparaison des profils de températures et de vitesses axiales nous ont permis de valider notre modèle d'arc libre pour un plasma d'argon. Dans la suite de notre étude, nous appliquons la même configuration pour un plasma d'air. Les propriétés thermodynamiques et les coefficients de transport utilisés sont ceux présenté à 1bar dans le Chapitre I. Cette partie se concentre sur deux méthodes à l'influence des méthodes radiatives utilisées pour caractériser les pertes radiatives dans l'équation de conservation d'énergie (V-5) et leur influence sur les profils de températures et la Divergence du Flux Radiatif (DFR)

V.3.1-Méthode du CEN

La plus connue des méthodes utilisées pour décrire les pertes radiatives dans un modèle d'arc est la méthode du CEN. Comme vu précédemment, le terme source s'écrit sous la forme :

$$S_{rad} = 4\pi \cdot \varepsilon_n \qquad \text{(V-15)}$$

Nous proposons dans cette partie d'étudier l'influence du paramètre R_p sur les grandeurs fondamentales de la modélisation d'un arc libre (températures et DFR). Pour cette étude, nous fixons des rayons R_p=0, 0.5, 1 et 5mm.

V.3.1.1-Influence de R_p sur les profils axiaux et radiaux de la température et de la DFR.

Influence sur l'axe: les Figures V-8 et V-9 montrent les différences observées sur le profil axial de la température et de la DFR.

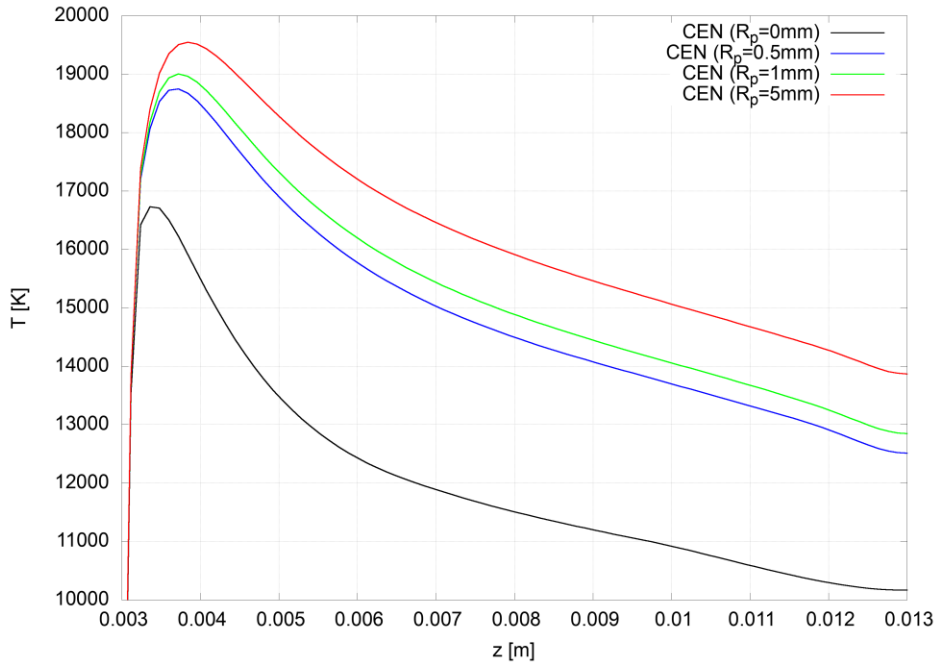


Figure V-8 : Températures axiales T(0,z) d'un arc libre dans l'air (I=200A) obtenues avec la méthode du CEN.

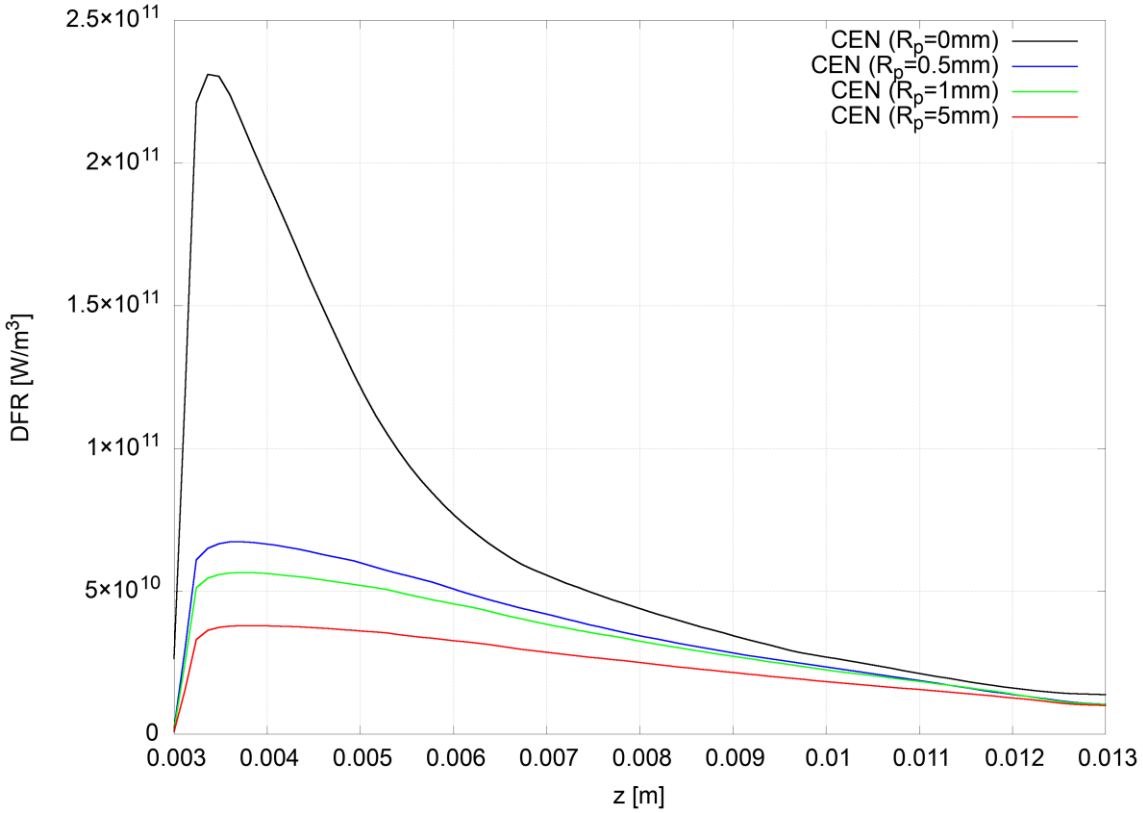


Figure V-9 : DFRs axiales d'un arc libre dans l'air (I=200A) obtenues avec la méthode du CEN.

Nous remarquons que l'augmentation de R_p conduit à des températures plus élevées sur l'axe. D'après les résultats du chapitre IV, le CEN diminue lorsque R_p augmente pour des températures supérieures à 6000K. Les pertes radiatives calculées selon la relation IV-15 sont donc plus faibles et conduisent ainsi à des températures plus élevées.

Influence radiale sur z=8mm: les Figures V-10 et V-11 montrent les différences observées sur les profils radiaux de la température et la DFR à z=8mm.

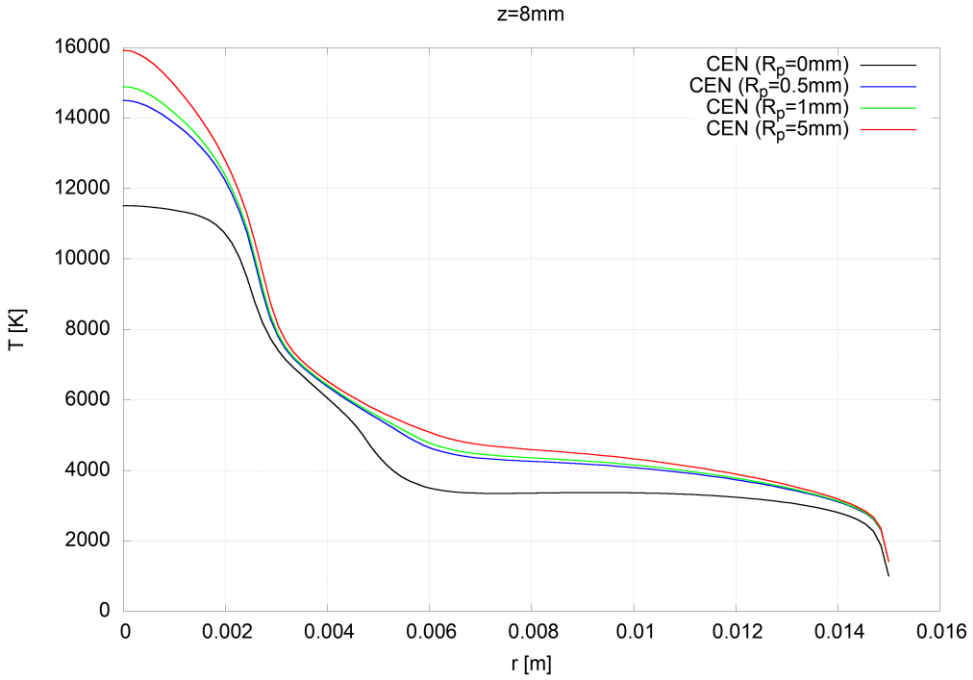


Figure V-10 : Températures radiales T(r,z=8mm) d'un arc libre dans l'air (I=200A) obtenues avec la méthode du CEN.

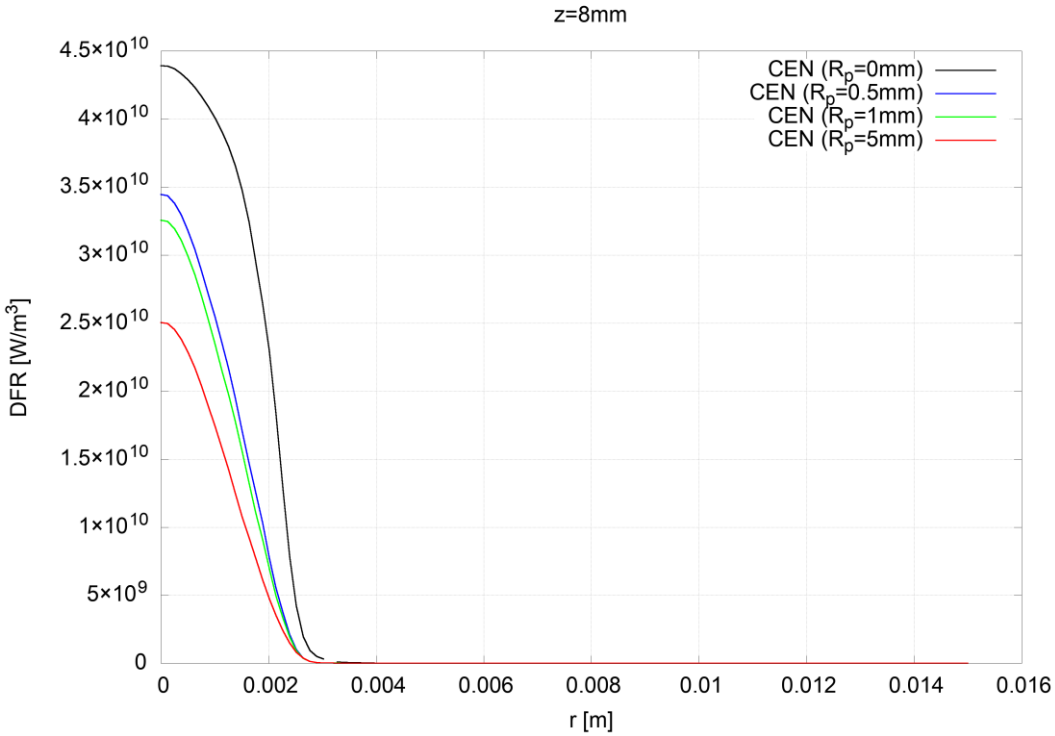


Figure V-11 : DFRs radiales (z=8mm) d'un arc libre dans l'air (I=200A) obtenues avec la méthode du CEN.

L'influence du paramètre R_p sur la température radiale est similaire à celle sur la température axiale, pour les mêmes raisons.

V.3.2-Modèle P-1

La méthode P-1 est utilisée pour décrire les pertes radiatives lorsque l'on souhaite tenir compte de l'auto absorption du rayonnement par les régions froides. Utilisant les Coefficients Moyens d'Absorption (CMAs) définis pour un nombre d'intervalles spectraux donnés, cette méthode nécessite la résolution d'autant d'équations supplémentaires qu'il y a d'intervalles spectraux. En reprenant l'Equation du Transfert Radiatif (ETR) (V-16), en négligeant la diffusion , on a :

$$\vec{s} \cdot \vec{\nabla} \cdot L_\lambda(\vec{r},\vec{s}) = K'\big(\lambda, T(\vec{r},\vec{s})\big) \cdot ({L^0}_\lambda(\vec{r},\vec{s}) - L_\lambda(\vec{r},\vec{s})) \quad \text{(V-16)}$$

L'intensité radiative ${L^0}_\lambda$ peut s'écrire sous la forme d'une double somme (approximation P-N) :

$$L_\lambda(\vec{r},\vec{s}) = \sum_{N=0}^{\infty} \sum_{m=-N}^{m=N} L_N^m(\vec{r}) \cdot Y_N^m(\vec{s}) \quad \text{(V-17)}$$

Où $L_N^m(\vec{r})$ constitue la partie spatiale et $Y_N^m(\vec{s})$ la partie directionnelle des harmoniques sphériques. Seul le premier terme (N=1) de l'expression (V-17) est gardé et $L_\lambda(\vec{r},\vec{s})$ peut s'écrire :

$$L_\lambda(\vec{r},\vec{s}) = \frac{1}{4\pi} \cdot (G_\lambda(\vec{r}) + 3\overrightarrow{q_\lambda}(\vec{r}.\vec{s})) \quad \text{(V-18)}$$

Avec G_λ la radiation incidente et $\overrightarrow{q_\lambda}$ le flux radiatif pour une longueur d'onde donnée. En remplaçant cette expression de $L_\lambda(\vec{r},\vec{s})$ dans l'équation (V-16) et après intégration sur l'angle solide, nous obtenons :

$$\vec{\nabla} \cdot \overrightarrow{q_\lambda}(\vec{r}) = (4\pi {L^0}_\lambda(\vec{r}) - G_\lambda(\vec{r})) \cdot K'\big(\lambda, T(\vec{r})\big) \quad \text{(V-19)}$$

$$\text{Et} \quad \overrightarrow{q_\lambda}(\vec{r}) = \frac{-1}{3K'(\lambda,T(\vec{r}))} \cdot \overrightarrow{\nabla} G_\lambda(\vec{r}) \quad \text{(V-20)}$$

Nous concluons alors

$$\vec{\nabla} \cdot \left(\frac{-1}{3K'(\lambda,T(\vec{r}))} \cdot \overrightarrow{\nabla G_\lambda}(\vec{r})\right) = (4\pi {L^0}_\lambda(\vec{r}) - G_\lambda(\vec{r})) \cdot K'\big(\lambda, T(\vec{r})\big) \quad \text{(V-21)}$$

Cette dernière équation se met sous la forme généralisée de Patankar [75] :

$$\frac{\partial}{\partial x_i}\left(-\Gamma_k \frac{\partial \varphi_k}{\partial x_i}\right) = S_{\varphi_k} \quad \text{(V-22)}$$

En imposant $\varphi_k = G_\lambda$, $\Gamma_k = \frac{1}{3K'(\lambda)}$ et $S_{\varphi_k} = (4\pi {L^0}_\lambda - G_\lambda(\vec{r})) \cdot K'(\lambda)$

L'intégration sur toutes les longueurs d'onde est impossible du fait d'un temps de calcul très important. Pour limiter ce temps de calcul, nous considérons les 6 intervalles spectraux définis dans le chapitre V, de sorte que :

$$G = \sum_{l=1}^{Nbandes} G_l \quad \text{(V-23)}$$

$$q = \sum_{l=1}^{Nbandes} q_l \quad \text{(V-24)}$$

$$\vec{\nabla}\vec{q} = \sum_{l=1}^{Nbandes} \vec{\nabla}\vec{q}_l \quad \text{(V-25)}$$

Les pertes radiatives se mettent alors sous la forme suivante :

$$S_{rad} = \vec{\nabla}\vec{q} = \sum_{l=1}^{Nbandes} \vec{\nabla}\vec{q}_l = \sum_{l=1}^{Nbandes} (4\pi {L^0}_l - G_l(\vec{r})) \cdot \overline{K}_l \quad \text{(V-26)}$$

Où ${L^0}_l$ est l'intégration de la fonction de Planck sur l'intervalle spectral et $\overline{K}_l$ le CMA de l'intervalle l. Ces équations sont résolues en utilisant la méthode des volumes finis [75]. D'après la littérature, ce modèle permet une bonne approximation des propriétés radiatives pour des milieux optiquement épais et erronés pour les milieux optiquement minces.

V.3.2.1-Validation du modèle sur un cylindre infini

Pour valider la mise en place de notre code du modèle P-1, nous avons tout d'abord comparé la DFR obtenue par le modèle P-1 et par la méthode du CEN dans le cas d'un cylindre uniforme de 15000K. La configuration est présentée sur la Figure V-12.

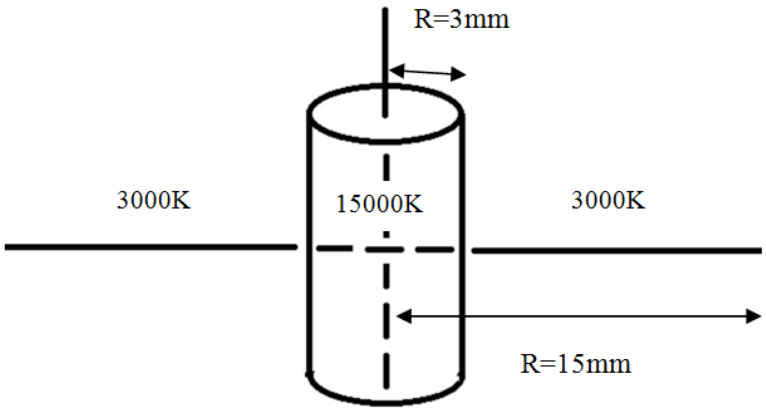


Figure V-12 : Configuration utilisée pour la validation du modèle P-1.

Nous avons étudié le comportement radiatif d'un cylindre de 3mm de rayon et de température intérieure uniforme 15000K, placé dans un domaine de calcul cylindrique de 15mm de rayon et de température uniforme 3000K. Ce modèle simple nous permet d'effectuer une première comparaison des DFRs calculées : calculées « exactement », calculées par la méthode du CEN et celles utilisant le modèle P-1.

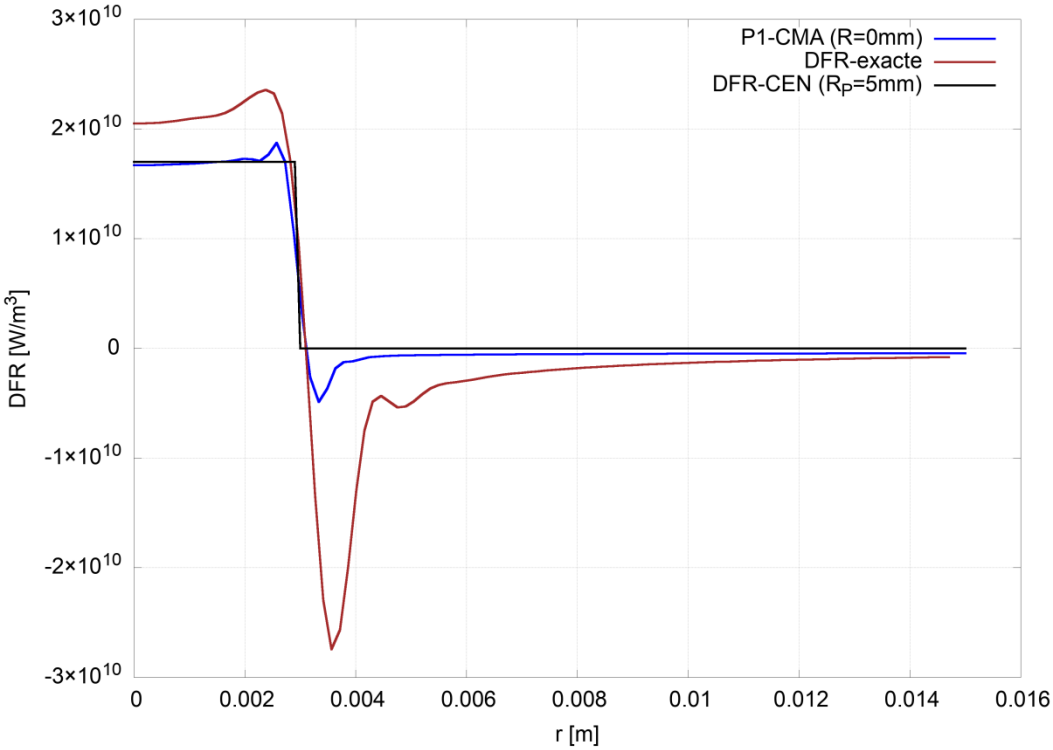


Figure V-13 : DFRs suivant le rayon du domaine.

Comparaison de la DFR obtenue par la méthode du CEN et par le modèle P-1 :

Nous constatons que la DFR est importante ($\approx 10^{10} W/m^3$) sur un rayon de 3mm correspondant à la zone chaude du plasma (forte émission à 15000K), puis décroît brutalement jusqu'à une valeur nulle avec la méthode du CEN ou négative avec le modèle P-1 (absorption du rayonnement dans la zone froide à 3000K). Le passage brutal à 3mm représentatif d'un gradient de température de 15000K à 3000K est bien reproduit, nous permettant de valider notre modèle P-1. La même comparaison pour une configuration similaire a été effectuée par Lago [82]. Cela valide ainsi le code établi sur Fluent V.015 du modèle P-1.

Comparaison de la DFR obtenue par la résolution exacte et par le modèle P-1 : la Figure V-13 nous indique clairement que l'approximation P-1 tend à sous-estimer l'émission et l'absorption.

V.3.2.2-Utilisation du modèle pour un arc libre

Pour voir l'impact de l'utilisation du modèle P-1 dans des modèles MHD, nous l'avons appliqué à la configuration de notre arc libre (Figure V-7). Les CMAs utilisés sont ceux obtenus par la moyenne de Planck modifiée pour différents R (R=0, 0.5, 1 et 5mm). Nous présentons comme résultats les profils de la température et de la DFR.

V.3.2.2.1- Influence de R sur les profils axiaux et radiaux de température et de la DFR.

Nous présentons sur les Figures V-14 et V-15 l'influence de la longueur caractéristique d'absorption sur le profil axial de la température et de la DFR.

Influence sur l'axe: rappelons que sur l'axe, nous avons déjà montré que le CEN avec R_p=5mm conduisait à des résultats proches des données expérimentales de Hsu [79]. Nous considérons ainsi les résultats obtenus avec cette dernière méthode comme références des grandeurs physiques calculées sur l'axe de symétrie.

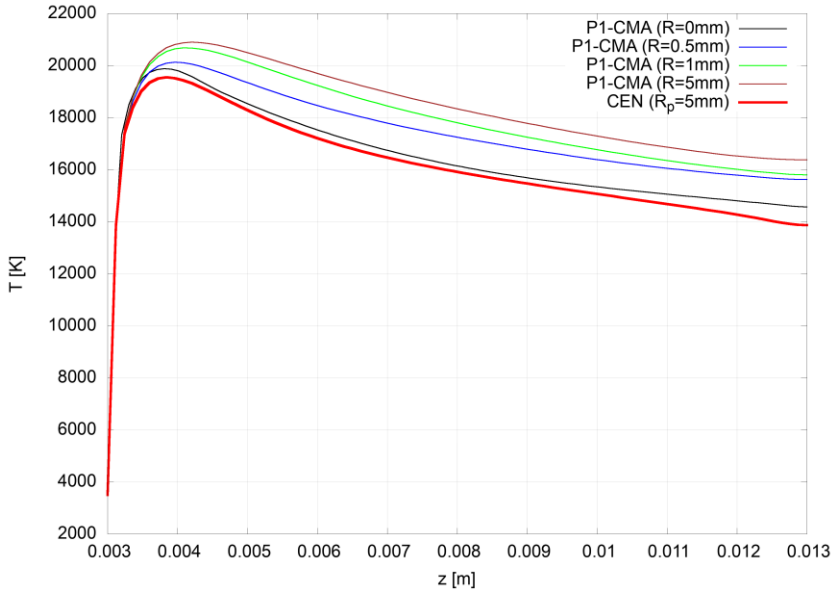


Figure V-14 : Températures axiales T(0,z) d'un arc libre dans l'air (I=200A) obtenues avec le modèle P-1.

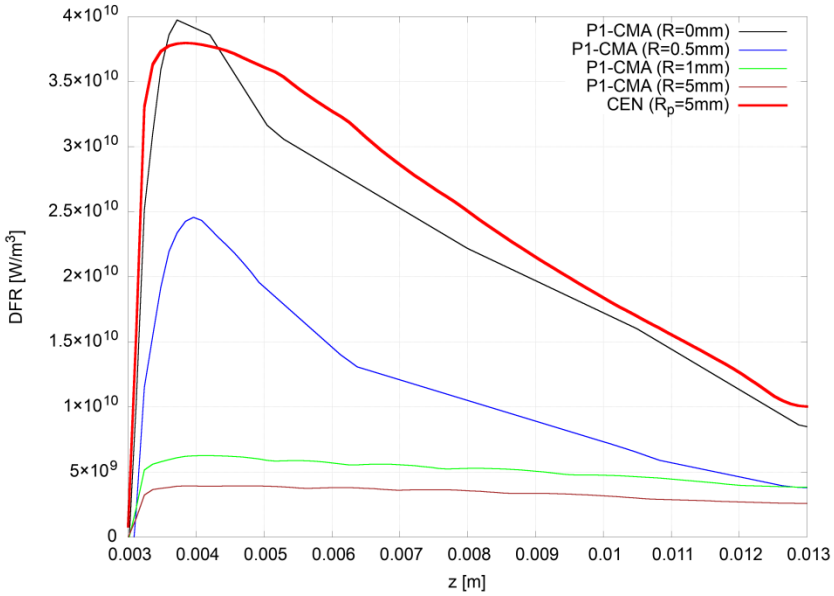


Figure V-15 : DFRs axiales d'un arc libre dans l'air (I=200A) obtenues avec le modèle P-1.

Nous remarquons que le modèle P-1 tend à surestimer la température axiale et par conséquent à sous-estimer la DFR par comparaison avec les résultats obtenus avec le CEN R=5mm (pris comme référence axialement). Les pertes radiatives dans le modèle sont donc sous-évaluées. L'influence du choix de la longueur caractéristique d'absorption R=0mm conduit à une température axiale très proche de celle considérée comme référence (CEN avec R_p=5mm).

<u>Influence suivant le rayon:</u> les Figures V-18 et V-19 montrent l'évolution de la température et de la DFR suivant le rayon pour une cote z=8mm.

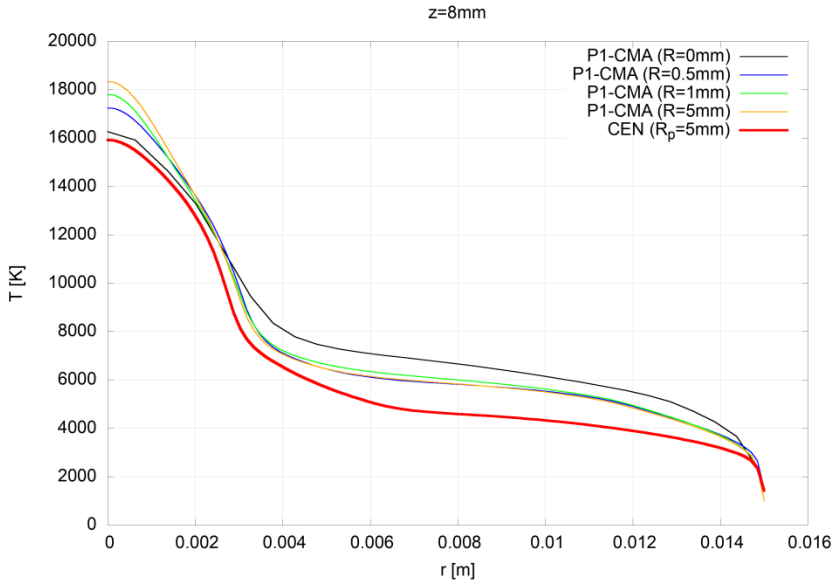


Figure V-16 : Températures radiales T(r,z=8mm) d'un arc libre dans l'air (I=200A) obtenues avec le modèle P-1.

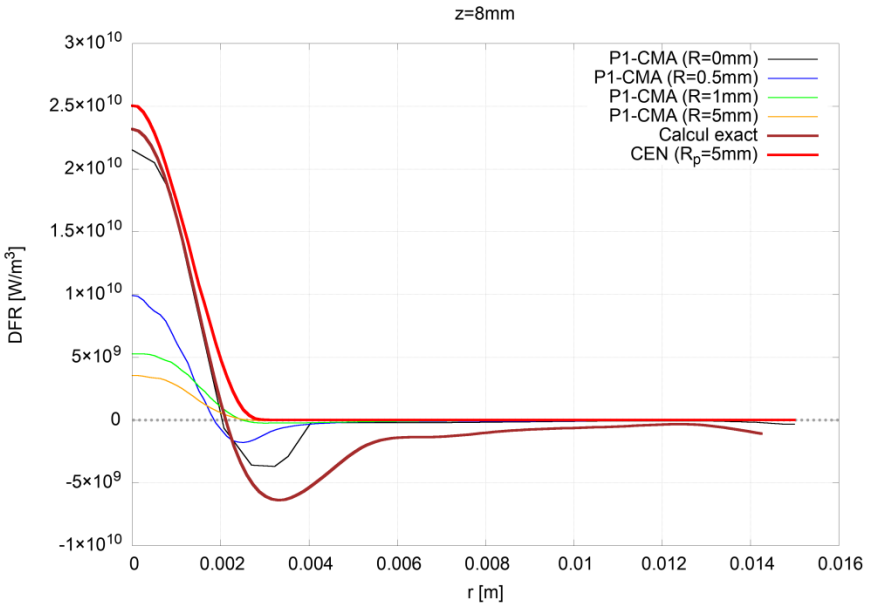


Figure V-17 : DFRs radiales à z=8mm d'un arc libre dans l'air (I=200A) obtenues avec le modèle P-1.

Nous remarquons de la Figure V-17, qu'en zones chaudes du plasma, le modèle radiatif qui permet une bonne approximation de la DFR est le CEN avec R_p=5mm. Cela confirme ce que nous avions observé lors de la comparaison des grandeurs axiales. Néanmoins, en zones intermédiaires et froides du plasma, le modèle P-1 permet une bonne approximation de la DFR, puisqu'il prend en considération l'absorption du plasma.

Concernant les différentes longueurs caractéristiques R, nous remarquons que pour les valeurs élevées de R conduisant à des valeurs de CMAs plus faibles, l'absorption n'est plus prise en considération dans les zones intermédiaires et froides du plasma. Ceci-ci s'explique par le fait que le modèle P-1 tend à sous-estimer la DFR comme vu dans la section II.2.1. Pour remédier à cela, prendre R=0mm pour le modèle P-1 permet de surestimer les CMAs et s'approchant ainsi de la DFR exacte.

A partir de ces comparaisons, nous pouvons maintenant expliquer la différence observée lors de notre validation entre les résultats expérimentaux et la modélisation. En effet, le CEN permet une bonne approximation des zones chaudes du plasma (axialement). Cependant, pour avoir une bonne approximation dans les zones froides, il faudrait utiliser la méthode P-1 avec une longueur caractéristique d'absorption R=0mm pour prendre en considération l'absorption du plasma et par conséquent ne pas sous-estimer la température dans les zones froides.

V.4-Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons développé un modèle d'arc libre considérant la convection, la diffusion thermique par conduction, l'effet Joule, les forces électromagnétiques et le rayonnement.

Nous avons obtenu une bonne cohérence entre nos résultats et ceux de Hsu [79] pour un arc libre de 200A dans l'argon à 1bar. Nous avons par la suite évalué l'impact des méthodes approchées utilisées pour estimer la Divergence du Flux Radiatif (DFR) sur les profils de la température (radial et axial) et les profils de la DFR (radial et axial) d'un arc libre dans un plasma d'air pour un courant électrique de 200A. Pour cela, deux méthodes ont été utilisées : le Coefficient d'Emission Nette (CEN) et le modèle P-1. Pour ce dernier, les Coefficients Moyens d'Absorption (CMAs) établis dans le chapitre V par la définition de la moyenne de Planck modifiée ont été utilisés. Plusieurs longueurs caractéristiques d'absorption R ont été prises en compte. Il ressort de cette étude que le modèle P-1 permet une meilleure description des grandeurs physiques (températures et DFR) sur l'ensemble du domaine en prenant R=0mm, contrairement au même modèle avec d'autres valeurs de R ou par utilisation de la méthode du CEN.

Conclusion

Ce travail de thèse a été réalisé essentiellement au sein du groupe Arc Electrique et Procédés Plasmas Thermiques (AEPPT) du laboratoire LAPLACE à Toulouse, en collaboration étroite avec la société Siemens. L'objectif principal était d'établir une banque de données fiable des propriétés thermodynamiques et des propriétés radiatives permettant de décrire, avec une précision suffisante et un temps de calcul non prohibitif, le transfert radiatif dans les modèles d'arc pour un plasma d'air sec.

Concernant les propriétés thermodynamiques et les coefficients de transport, la démarche suivie dans cette thèse s'est inspirée des travaux antérieurs du groupe AEPPT qui avaient été développés dans la thèse de Hingana [5] portant sur un plasma d'air. Nous avons également décrit finement le spectre de l'air en nous inspirant des travaux de Billoux [15]. Nous avons ainsi étendu ces banques de données pour une large plage spectrale (de 30nm à 45000nm), une plus grande gamme de températures (de 300 à 50000K) et de pressions (1-100bar),tout en tenant compte des vapeurs de cuivre.

Grâce à ces résultats, nous avons résolu l'Equation du Transfert Radiatif (ETR) pour une configuration cylindrique de plasma en 1D en utilisant 7.10^6 longueurs d'onde et 9 profils de températures. Cette résolution nous a permis d'étudier la distribution de l'énergie radiative dans le cas d'un plasma d'air et de mettre en évidence une forte émissivité dans les régions centrales, une absorption plus au moins importante attribuée aux espèces atomiques et moléculaires dans les régions intermédiaires, et au continuum moléculaire dans les régions à basses températures.

Nous avons ensuite calculé le Coefficient d'Emission Nette (CEN) dépendant du rayon du plasma R_p, méthode traditionnelle pour représenter la Divergence du Flux Radiatif (DFR) dans les régions chaudes des plasmas d'arc. Cette méthode a déjà été largement étudiée par le passé dans notre équipe, mais nous avons apporté une contribution significative en comparant la DFR de cette méthode et la DFR exacte confirmant ainsi que cette méthode était inadaptée pour les régions intermédiaires du plasma et les régions froides. Suite à ce constat et sachant que cette méthode était toujours la plus utilisée dans les modèles d'arc, nous avons développé une méthodologie d'optimisation permettant de déterminer la meilleure valeur du rayon R_p, appelé « rayon optimisé » et noté $R_{p\text{-}opti}$, à utiliser dans la méthode du CEN pour s'approcher au mieux de la DFR exacte dans les régions centrales. Les influences de la pression, des vapeurs de cuivre et des profils de températures ont également fait l'objet d'une étude sur la DFR.

La plus grande partie de notre travail a porté ensuite sur le calcul et la validation d'une représentation très simplifiée du coefficient d'absorption qui est fondée sur l'hypothèse d'un corps gris par intervalles spectraux : les Coefficients Moyens d'Absorption (CMA). Pour pouvoir

être utilisée dans les modèles, cette représentation doit être faite avec un nombre très limité d'intervalles, typiquement de l'ordre d'une dizaine, voire moins, ce qui est très loin de la variation réelle du coefficient d'absorption en fonction de la longueur d'onde (ou fréquence) sur l'ensemble du spectre étudié. Nous avons réalisé notre étude sur 6 intervalles, les limites de ces intervalles étant définies à partir de la structure électronique des espèces atomiques et moléculaires présentes dans le plasma (i.e le continuum). Pour chaque intervalle, nous avons calculé une valeur moyenne du coefficient d'absorption supposée constante pour une valeur fixée de température et de pression. Nous avons testé 4 types de moyennes déjà utilisées dans la littérature : la moyenne classique, la moyenne de Planck, celle de Planck modifiée et celle de Rosseland. Ces 4 grandeurs correspondent à des conditions de validité restreintes qui ne sont jamais rigoureusement vérifiées pour l'ensemble du spectre de l'air dans la très large gamme de températures étudiée. Pour examiner cette validité, nous avons confronté la luminance et de la DFR obtenus en utilisant ces CMAs aux calculs exacts fondés sur la description fine du spectre. Cette étude a montré que la moyenne classique ne permettait pas de décrire la DFR au sein d'un plasma. Néanmoins, elle reste la meilleure approximation pour décrire le flux radiatif sortant. Concernant la moyenne de Rosseland, celle-ci n'est pas adaptée pour notre étude dans le cas de l'air pour P=1bar. Elle sous-estime la valeur de l'émission et de l'absorption puisqu'elle ne prend pas en compte les raies les plus intenses. Cette moyenne reste une bonne approche pour les milieux optiquement épais. En utilisant la moyenne de Planck modifiée avec une unique longueur caractéristique d'absorption R, nous avons remarqué qu'il n'existait pas une unique valeur de R permettant de décrire à la fois l'émission et l'absorption. Egalement, le flux sortant calculée grâce à la méthode des CMAs utilisant la moyenne de Planck modifiée tend à être surestimé. C'est pour cela que nous avons développé une méthodologie d'optimisation utilisant cette moyenne, permettant d'avoir une meilleure description des propriétés radiatives. La spécificité de cette méthodologie consiste à définir sur chaque intervalle spectral une longueur caractéristique d'absorption Pour le développement de ce processus d'optimisation, la connaissance préalable des profils de températures est nécessaire. Ceci représente un point faible à notre méthodologie.

Enfin, il nous a semblé important de montré l'impact des méthodes approchées utilisées pour déterminer la luminance ou la divergence du flux radiatif à travers une modélisation simplifiée d'arc correspondant sensiblement aux conditions d'un arc libre. Cette étape a permis de tester le modèle P-1 utilisant les CMAs, couramment utilisé dans les modèles physiques pour traiter le transfert radiatif. Les différents résultats obtenus ont conduit aux conclusions analogues à celles déduites des calculs avec profils imposés de température : le modèle P-1 prend en considération l'auto-absorption du plasma, contrairement au CEN qui ne permet une bonne approximation que dans les zones les plus chaudes du plasma.

Les limites de notre étude physique du rayonnement des plasmas thermiques de l'air et de leur utilisation dans des modèles se situent à plusieurs niveaux :

- tous nos calculs sont réalisés en supposant que le plasma est en équilibre thermodynamique local (ETL), ce qui permet d'utiliser la loi de Kirchhoff. Les résultats ne sont pas valables en présence d'écarts assez marqués à l'équilibre.
- nos données spectrales pour le calcul du CEN et des CMAs dépendent des paramètres R_p et R qui correspondent respectivement à un rayon équivalent de plasma isotherme et à une longueur caractéristique d'absorption. La méthodologie d'optimisation de ces deux grandeurs, permettant de s'approcher au mieux du rayonnement « exact » dans les zones chaudes pour le CEN et tout le long du diamètre pour les CMAs, nécessite une connaissance préalable des profils de températures. Ceci représente un point faible à notre méthodologie. Néanmoins, l'étude paramétrique effectuée sur les 9 profils de températures permet de voir l'évolution de ces paramètres en fonction de la température maximale et de la largeur du profil.

De même, les limites de la modélisation se situent à plusieurs niveaux :

- nous n'avons pas considéré les gaines anodique et cathodique dans notre modélisation.
- nous n'avons pas considéré l'ablation des contacts.
- nous n'avons pas testé la méthode « Discrete Ordinate Method » (DOM) pour décrire l'influence des méthodes radiatives sur le modèle.

Ainsi les perspectives de poursuite de nos études dans l'équipe AEPPT serait de:

- calculer des données radiatives en milieu hors équilibre thermique (2T).
- augmenter le nombre de profils de températures et tester des profils de températures non-symétriques.
- prendre en considération des gaines anodique et cathodique lors de la modélisation de l'arc libre.
- comparer la méthode DOM pour décrire les pertes radiatives au sein du modèle.

Références

[1] Y. Cressault, R. Hannachi, P. Teulet, A. Gleizes, J.-P. Gonnet, et J.-Y. Battandier, « Influence of metallic vapours on the properties of air thermal plasmas », Plasma Sources Science and Technology, vol. 17, no 3, p. 035016, 2008.

[2] Y. Cressault et A. Gleizes, « Calculation of diffusion coefficients in air–metal thermal plasmas », Journal of Physics D: Applied Physics, vol. 43, no 43, p. 434006, 2010.

[3] P. Teulet, J. J. Gonzalez, A. Mercado-Cabrera, Y. Cressault, et A. Gleizes, « One-dimensional hydro-kinetic modelling of the decaying arc in Air–PA66–copper mixtures: I. Chemical kinetics, thermodynamics, transport and radiative properties », Journal of Physics D: Applied Physics, vol. 42, no 17, p. 175201, 2009.

[4] A. Gleizes, Y. Cressault, et P. Teulet, « Mixing rules for thermal plasma properties in mixtures of argon, air and metallic vapours », Plasma Sources Science and Technology, vol. 19, no 5, p. 055013, 2010.

[5] H. Hingana, « Contribution à l'étude des propriétés des plasmas à deux températures : application à l'argon et l'air », Thèse de l'Université Paul Sabatier de Toulouse, 2010.

[6] R. Dhouioui, « Étude des propriétés thermodynamiques et des coefficients de transport d'un plasma air - méthane en déséquilibre thermique », Thèse de l'Université Paul Sabatier de Toulouse, 2014.

[7] Y. Cressault, A. Gleizes, et G. Riquel, « Properties of air–aluminum thermal plasmas », Journal of Physics D: Applied Physics, vol. 45, no 26, p. 265202, 2012.

[8] P. Teulet, « Etude des ecarts a l'equilibre radiatif et thermique dans les plasmas air et air-sodium. Application au diagnostic spectroscopique », Thèse de l'Université Paul Sabatier de Toulouse, 1998.

[9] Y. Cressault, « Propriétés des plasmas thermiques dans des mélanges argon-hydrogène-cuivre », Thèse de l'Université Paul Sabatier de Toulouse, 2001.

[10] M. I. Boulos, P. Fauchais, et E. Pfender, « Thermal Plasmas », Boston, MA: Springer US, 1994.

[11] M. Capitelli, C. Gorse, S. Longo, et D. Giordano, « Collision Integrals of High-Temperature Air Species », Journal of Thermophysics and Heat Transfer, vol. 14, no 2, p. 259‑268, 2000.

[12] M. Capitelli, G. Colonna, C. Gorse, et A. D'Angola, « Transport properties of high temperature air in local thermodynamic equilibrium », The European Physical Journal D, vol. 11, no 2, p. 279‑289, 2000.

[13] A. D'Angola, G. Colonna, C. Gorse, et M. Capitelli, « Thermodynamic and transport properties in equilibrium air plasmas in a wide pressure and temperature range », The European Physical Journal D, vol. 46, no 1, p. 129‑150, 2008.

[14] H-Z. Randrianandraina, « Améliorations des méthodes de calcul du transfert radiatif dans des plasmas thermiques : application au SF_6 », Thèse de l'Université Paul Sabatier de Toulouse, 2011.

[15] T. Billoux, « Elaboration d'une base de données radiatives pour des plasmas de type $C_wH_xO_yN_z$ et application au transfert radiatif pour des mélanges air, CO_2 et CO-H_2 », Thèse de l'Université Paul Sabatier de Toulouse, 2013.

[16] Y Naghizadeh Kashani, « Calcul du transfert radiatif dans un plasma d'air », Thèse de l'Université Paul Sabatier de Toulouse, 1999.

[17] J. J. Lowke, « Simple theory of free-burning arcs », Journal of Physics D: Applied Physics, vol. 12, no 11, p. 1873‑1886, 1979.

[18] G. Raynal, « Calcul du transfert radiatif dans les plasmas thermique : Application aux arcs dans les mélanges de SF_6-Cu », Thèse de l'Université Paul Sabatier de Toulouse, 1994.

[19] A. Erraki, « Etude du transfert radiatif dans les plasmas thermiques : application au SF_6 et au mélange argon-fer », Thèse de l'Université Paul Sabatier de Toulouse, 1999.

[20] C. Jan, « Etude du transfert radiatif dans des plasmas thermiques des Mélanges SF_6-C_2F_4: Application à la simulation de disjoncteurs haute tension », Thèse de l'Université Paul Sabatier de Toulouse, 2013.

[21] L. Hermette, « Etudes de l'impact des vapeurs métalliques et organiques sur les propriétés d'un arc de disjoncteur haute tension », Thèse de l'Université Paul Sabatier de Toulouse, 2015.

[22] H. R. Griem, « High-Density Corrections in Plasma Spectroscopy », Physical Review, vol. 128, no 3, p. 997‑1003, 1962.

[23] D. Godin, « Calcul de compositions chimiques de plasmas à l'équilibre thermodynamique application à la modélisation de l'ablation dans les disjoncteurs. », National Library of Canada = Bibliothèque nationale du Canada, Ottawa, 2000.

[24] D. Godin et J. Y. Trépanier, « A Robust and Efficient Method for the Computation of Equilibrium Composition in Gaseous Mixtures », Plasma Chemistry and Plasma Processing, vol. 24, no 3, p. 447‑473, 2004.

[25] J. O. Hirschfelder, C. F. Curtiss, et R. B. Bird. Wiley « Molecular theory of gases and liquids », Journal of Polymer Science, vol. 17, no 83, p. 116, 1955.

[26] S. Chapman et T. G. Cowling, « The mathematical theory of non-uniform gases: an account of the kinetic theory of viscosity, thermal conduction, and diffusion in gases », 3rd ed. Cambridge ; New York: Cambridge University Press, 1990.

[27] A. B. Murphy, « The effects of metal vapour in arc welding », Journal of Physics D: Applied Physics, vol. 43, p. 434001, 2010.

[28] P. André, J. Aubreton,S. Clain, M. Dudeck, E. Duffour, M. F. Elchinger, B. Izrar, D. Rochette, R. Touzani et D. Vacher « Transport coefficients in thermal plasma. Applications to Mars and Titan atmospheres », The European Physical Journal D, vol. 57, no 2, p. 227‑234, 2010.

[29] T. Kihara, M. H. Taylor, et J. O. Hirschfelder, « Transport Properties for Gases Assuming Inverse Power Intermolecular Potentials », Physics of Fluids, vol. 3, no 5, p. 715, 1960.

[30] P. André, W. Bussière, et D. Rochette, « Transport Coefficients of Ag–SiO_2 Plasmas», Plasma Chemistry and Plasma Processing, vol. 27, no 4, p. 381‑403, 2007.

[31] Y. Cressault, V. Connord, H. Hingana, P. Teulet, et A. Gleizes, « Transport properties of CF_3 I thermal plasmas mixed with CO_2 , air or N_2 as an alternative to SF_6 plasmas in high-voltage circuit breakers », Journal of Physics D: Applied Physics, vol. 44, no 49, p. 495202, 2011.

[32] R. S. Devoto, « Transport coefficients of ionized argon », Physics of Fluids, vol. 16, no 5, p. 616, 1973.

[33] E. A. Mason, « Transport Coefficients of Ionized Gases », Physics of Fluids, vol. 10, no 8, p. 1827, 1967.

[34] J. N. Butler et R. S. Brokaw, « Thermal Conductivity of Gas Mixtures in Chemical Equilibrium », The Journal of Chemical Physics, vol. 26, no 6, p. 1636‑1643, 1957.

[35] M. F. Modest, « Radiative heat transfer », 3. ed. New York: Acad. Press, 2013.

[36] A. Gleizes, M. Gongassian, et B. Rahmani, « Continuum absorption coefficient in SF_6 and SF_6 -N_2 mixture plasmas », Journal of Physics D: Applied Physics, vol. 22, no 1, p. 83‑89, 1989.

[37] B. Liani, M. Rahmouni, A. H. Belbachir, H. Riad, et A. Gleizes, « Computation of net emission of - thermal plasmas », Journal of Physics D: Applied Physics, vol. 30, no 21, p. 2964‑2971, 1997.

[38] L. M. Biberman et G. E. Norman, « On the Calculation of Photoionization Absorption in Atomic Gases », Optics and Spectroscopy, Vol. 10, p.297, 1961.

[39] D. Hofsaess, « Photoionization cross sections calculated by the scaled Thomas-Fermi method ($h\nu \leq 50$ eV) », Atomic Data and Nuclear Data Tables, vol. 24, no 4, p. 285‑321, 1979.

[40] S. Okuda, Y. Ueda, Y. Murai, T. Miyamoto, Y. Doi, et C. Uenosono, « Spectroscopic Approach to the Analysis of High Current Arcs in SF6 », IEEE Transactions on Plasma Science, vol. 8, no 4, p. 395‑399, 1980.

[41] E. J. Robinson et S. Geltman, « Single- and Double-Quantum Photodetachment of Negative Ions », Physical Review, vol. 153, no 1, p. 4‑8, 1967.

[42] K. F. Scheibner et A. U. Hazi, « Photodetachment cross section of Cu − », Physical Review A, vol. 38, no 1, p. 539‑542, 1988.
[43] F Cabannes, J Chapelle, « Spectroscopic plasma diagnostic in reaction under plasma conditions », Ed. M. Venugopalan vol.1, Chap. 7, 1971.
[44] M Gongassian, « Etude théorique du rayonnement émis pas un plasma d'hexafluorure de soufre », Thèse de l'Université Paul Sabatier de Toulouse, 1986.
[45] I. P. Grant, « Calculation of Gaunt Factors for Free-Free Transitions Near Positive Ions », Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, vol. 118, no 3, p. 241‑257, 1958.
[46] J. A. Fennelly et D. G. Torr, « Photoionization and photoabsorption cross sections of O, N_2, O_2, and N for aeronomic calculations », Atomic Data and Nuclear Data Tables, vol. 51, no 2, p. 321‑363, 1992.
[47] P. L. Kronebusch et J. Berkowitz, « Photodissociative ionization in the 21–41 eV region: O_2, N_2, CO, NO, CO_2, H_2O, NH_3 and CH_4 », International Journal of Mass Spectrometry and Ion Physics, vol. 22, no 3‑4, p. 283‑306, 1976.
[48] L. C. Lee, R. W. Carlson, D. L. Judge, et M. Ogawa, « The absorption cross sections of N_2, O_2, CO, NO, CO_2, N_2O, CH_4, C_2H_4, C_2H_6 and C_4H_{10} from 180 to 700Å », Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, vol. 13, no 10, p. 1023‑1031, 1973.
[49] B. A. Thompson, P. Harteck, et R. R. Reeves, « Ultraviolet absorption coefficients of CO_2 , CO, O_2 , H_2O, N_2O, NH_3 , NO, SO_2 , and CH 4 between 1850 and 4000 A », Journal of Geophysical Research, vol. 68, no 24, p. 6431‑6436, 1963.
[50] L. de Reilhac et N. Damany, « Photoabsorption cross-section measurements of some gases, from 10 to 50 nm », Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, vol. 18, no 1, p. 121‑131, 1977.
[51] A. Amoruso, L. Crescentini, G. Fiocco, et M. Volpe, « New measurements of the NO_2 absorption cross section in the 440- to 460-nm region and estimates of the NO_2 -N_2O_4 equilibrium constant », Journal of Geophysical Research, vol. 98, no D9, p. 16857, 1993.
[52] J. W. Harder, J. W. Brault, P. V. Johnston, et G. H. Mount, « Temperature dependent NO_2 cross sections at high spectral resolution », Journal of Geophysical Research: Atmospheres, vol. 102, no D3, p. 3861‑3879, 1997.
[53] T. Nakayama, M. Y. Kitamura, et K. Watanabe, « Ionization Potential and Absorption Coefficients of Nitrogen Dioxide », The Journal of Chemical Physics, vol. 30, no 5, p. 1180‑1186, 1959.
[54] Ralchenko Yu, Kramida A.E., Reader J. and NIST ASD team (2007) NIST Atomic Spectra Database (version 3.1.3), available on line at http ://physics.nist.gov/PhysRefData/, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD

[55] B. Rahmani, « Calcul d'émission nette du rayonnement des arcs dans le SF6 et dans les mélanges SF6-N », Thèse de l'Université Paul Sabatier de Toulouse, 1989.
[56] H. R. Griem, Spectral Line Broadening by Plasmas. 1974.
[57] S. Sahal-Brechot, « Impact Theory of the Broadening and Shift of Spectral Lines due to Electrons and Ions in a Plasma », Astronomy and Astrophysics, Vol. 1, p. 91, 1969.
[58] S. Chauveau, « Constitution de bases de données spectroscopiques relatives à un plasma d'air. Application au calcul du transfert radiatif », Ecole Centrale Paris, 2001.
[59] Y. Babou, P. Rivière, M.-Y. Perrin, et A. Soufiani, « Spectroscopic data for the prediction of radiative transfer in CO_2–N_2 plasmas », Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, vol. 110, no 1‑2, p. 89‑108, 2009.
[60] L. Klynning et P. Pagès, « The Band Spectrum of N_2^+ », Physica Scripta, vol. 25, no 4, p. 543‑560, 1982.
[61] M. Larsson, « Conversion formulas between radiative lifetimes and other dynamical variables for spin-allowed electronic transitions in diatomic molecules », Astronomy and Astrophysics, vol. 128, no. 2, p. 291-298, 1983.
[62] J. B. Tatum, « Honl-London factors for transitions », Canadian Journal of Physics, vol. 44, no 11, p. 2944‑2946, 1966.
[63] I. Kovac, « Rotational structure in the spectra of diatomic molecules ». Ed. London : A. Hilge, 1969.
[64] A. Schadee, « The formation of molecular lines in the solar spectrum », Bulletin of the Astronomical Institutes of the Netherlands, Vol. 17, p.311, 1964.
[65] G. Herzberg et S. Mrozowski, « Molecular Spectra and Molecular Structure. I. Spectra of Diatomic Molecules », American Journal of Physics, vol. 19, no 6, p. 390‑391, 1951.
[66] E. E. Whiting, A. Schadee, J. B. Tatum, J. T. Hougen, et R. W. Nicholls, « Recommended conventions for defining transition moments and intensity factors in diatomic molecular spectra », Journal of Molecular Spectroscopy, vol. 80, no 2, p. 249‑256, 1980.
[67] P. Kloc, V. Aubrecht, et M. Bartlova, « Numerically optimized band boundaries of Planck mean absorption coefficients in air plasma », Journal of Physics D: Applied Physics, vol. 50, no 30, p. 305201, 2017.
[68] C. Jan, Y. Cressault, A. Gleizes, et K. Bousoltane, « Calculation of radiative properties of SF_6 –C_2F_4 thermal plasmas—application to radiative transfer in high-voltage circuit breakers modelling », Journal of Physics D: Applied Physics, vol. 47, no 1, p. 015204, 2014.
[69] M. Sasanuma, E. Ishiguro, H. Masuko, Y. Morioka, et M. Nakamura, « Absorption structures of SF_6 in the VUV region », Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics, vol. 11, no 21, p. 3655‑3665, 1978.

[70] M. Sasanuma, E. Ishiguro, H. Masuko, T. Hayaisha, T. Nakajima, et Y. Morioka, « Photoionisation of SF_6 in the XUV region », Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics, vol. 12, no 24, p. 4057‑4063, 1979.

[71] S. Kozu, T. Fujino, T. Yoshino, et T. Mori, « Radiative transfer calculation of CO_2 thermal plasma using a hybrid Planck-Rosseland mean absorption coefficient » Gaz Discharge, vol.1, p.127-130, Novi-Sad, Serbia, 2018.

[72] P. Kloc, V. Aubrecht, et M. Bartlova, « Numerically optimized band boundaries of Planck mean absorption coefficients in air plasma », Journal of Physics D: Applied Physics, vol. 50, no 30, p. 305201, 2017.

[73] « ANSYS FLUENT User's Guide ». 2013.

[74] J. J. Lowke, « Simple theory of free-burning arcs », Journal of Physics D: Applied Physics, vol. 12, no 11, p. 1873‑1886, 1979.

[75] S. V. Patankar, « Numerical heat transfer and fluid flow. », Ed. London. McGraw Hill Book, 1980.

[76] F. Baudoin, « Contribution à la modélisation d'un arc électrique dans les appareils de coupure basse tension », Thèse de l'Université Université Blaise Pascal de Clermont-Ferrand, 2004.

[77] Y. Cressault et A. Gleizes, « Thermal plasma properties for Ar–Al, Ar–Fe and Ar–Cu mixtures used in welding plasmas processes: I. Net emission coefficients at atmospheric pressure», Journal of Physics D: Applied Physics, vol. 46, no 41, p. 415206, 2013.

[78] P. Freton, « Etude d'un arc de découpe par plasma d'oxygène. Modélisation-expérience », Thèse de l'Université Paul Sabatier de Toulouse, 2002.

[79] K. C. Hsu, K. Etemadi, et E. Pfender, « Study of the free-burning high-intensity argon arc», Journal of Applied Physics, vol. 54, no 3, p. 1293‑1301, 1983.

[80] H. Hameurlaine, « Contribution à l'étude d'un arc électrique de faible puissance », Thèse de l'Université d'Orléans, 2012.

[81] P. Kovitya et L.E Cram, « A two-dimensional model of gas-tungsten welding arcs », Welding Journal, 65,34-39, 1986.

[82] F. Lago, « Modélisation de l'interaction entre un arc électrique et une surface : application au foudroiement d'un aéronef », Thèse de l'Université Paul Sabatier de Toulouse, 2004.