



HAL
open science

Transferts radiatifs dans les plasmas thermiques air cuivre

Elisé Raveloharinjaka

► **To cite this version:**

Elisé Raveloharinjaka. Transferts radiatifs dans les plasmas thermiques air cuivre. Autre [cond-mat.other]. Université Paul Sabatier - Toulouse III; Université d'Antananarivo, 2022. Français. NNT : 2022TOU30197 . tel-04188448

HAL Id: tel-04188448

<https://theses.hal.science/tel-04188448v1>

Submitted on 25 Aug 2023

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

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



THÈSE

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

Délivré par l'Université Toulouse 3 - Paul Sabatier

Cotutelle internationale: Université d'Antananarivo

Présentée et soutenue par
Elisé RAVELOHARINJAKA

Le 6 octobre 2022

Transferts radiatifs dans les plasmas thermiques air cuivre

Ecole doctorale : **GEETS - Génie Electrique Electronique, Télécommunications et Santé : du système au nanosystème**

Spécialité : **Ingénierie des Plasmas**

Unité de recherche :

LAPLACE - Laboratoire PLASma et Conversion d'Énergie

Thèse dirigée par

Yann CRESSAULT et Minoson RAKOTOMALALA

Jury

M. Hery Tiana RAKOTONDRAMIARANA, Rapporteur

M. Patrick Tina ROGE, Examineur

Mme Geraldine FAURE, Examinatrice

M. Yann CRESSAULT, Directeur de thèse

M. Minoson RAKOTOMALALA, Co-directeur de thèse

M. Jean-Marc BAUCHIRE, Président

M. Hery Zo RANDRIANANDRAINA, Invité

A mes parents,

A mes sœurs,

A Tsanta

Remerciements

Ce travail est une cotutelle internationale de thèse entre l'Université Paul Sabatier Toulouse III - France et l'Université d'Antananarivo – Madagascar. Il a été réalisé dans les laboratoires respectifs : LAPLACE (Laboratoire Plasma et Conversion d'Energie) et IME (Institut pour la Maitrise de l'Energie). Sa réalisation aurait été inimaginable en s'appuyant sur mes seules aptitudes. J'aimerais alors consacrer une attention particulière à ceux et celles qui m'ont accompagné durant cette thèse.

Je tiens à remercier en premier mes directeurs de thèse : Yann CRESSAULT, Professeur à l'Université Paul Sabatier Toulouse III ; Minoson RAKOTOMALALA, Professeur à l'Université d'Antananarivo et Hery Zo RANDRIANANDRAINANA, Maître de Conférences à l'Université d'Antananarivo pour leur temps, leur confiance et leur soutien durant cette thèse. Je remercie Yann pour sa patience, son enthousiasme, sa bonne humeur, son humour, son encadrement consciencieux et surtout pour son accompagnement durant mon séjour en France. Je remercie Mr Minoson pour son enseignement, ses très bons conseils quotidiens et l'opportunité qu'il m'a offert. Merci à Hery Zo d'avoir été tout le temps présent et disponible en tant qu'encadreur et en tant qu'ami.

Je tiens à remercier également les membres du jury : Jean Marc BAUCHIRE, Professeur à l'Université d'Orléans, qui a fait l'honneur de présider le jury, Hery Tiana RAKOTONDRAMIANANA, Professeur à l'Université d'Antananarivo, qui a rapporté ce travail; Géraldine FAURE, Maître de Conférences à l'Université Clermont Auvergne, et Patrick ROGE, Maître de Conférences à l'Université d'Antananarivo qui ont accepté de juger cette thèse.

Je remercie également Manitra RAZAFINIMANANA, Professeur à l'Université Toulouse III, pour ses précieux conseils, son accompagnement depuis Madagascar et qui est en grande partie à l'origine de cette cotutelle. Il est même venu me chercher à l'aéroport quand je suis arrivé ici à Toulouse pour la première fois et m'a fait découvrir la vie en France.

Je n'oublie pas, bien sûr, l'ensemble de l'équipe ScIPRA notamment Philippe TEULET, Matthieu MASQUERE et Flavien VALENSI qui m'a soutenu depuis mon premier jour au labo et m'ont considéré comme leur collègue tout au long de la thèse. Je souhaite aussi remercier les doctorants et les anciens doctorants de l'équipe : Abdel, Ali, Maxime, Narjisse, Nicolas,

Soumaya et Xavier pour les conseils et les discussions qui ont rendu mes journées au labo plus agréables.

Je remercie également Madame Catherine STASIULIS, pour son soutien et pour nous avoir aidé dans les démarches administratives en France depuis le début de cette thèse, et Madame Georgette RAMANANTSIZEHENA pour son aide dans les démarches administratives à l'Université d'Antananarivo.

L'élaboration de ce travail n'aurait été possible sans ma famille: mon père, ma mère, et mes deux sœurs Volana et Mireille qui ont été toujours là, m'ont donné les moyens et m'ont toujours encouragé de jour comme de nuit. Leur soutien même s'ils sont loin de moi et l'intérêt qu'ils ont toujours porté dans tout ce que j'entreprends est une grande force pour moi. Je remercie également ma femme, Tsanta, avec tout mon amour, qui était chaque jour à mes côtés depuis Madagascar jusqu'à Toulouse, et sans qui je ne serai jamais arrivé au bout de cette aventure.

Enfin, je remercie chaleureusement mes très chers amis de Toulouse: la famille RANARIJAONA (Zo, Monica, Noa, Andy), Aina et Vahatra qui m'ont encouragé et soutenu de toutes les manières durant ces années et ces beaux moments passés ensemble.

Transferts radiatifs dans les plasmas thermiques air-Cuivre

Résumé :

Les travaux de cette thèse ont pour objectif d'étudier les propriétés radiatives d'un plasma thermique d'air-cuivre dans le cadre d'une collaboration scientifique entre l'Université Paul Sabatier de Toulouse (laboratoire Laboratoire Plasma et Conversion d'Energie LAPLACE, France) et l'Université d'Antananarivo (Institut pour la Maitrise de l'Energie IME, Madagascar) .

Ce type de plasmas se rencontre dans plusieurs applications telles que les disjoncteurs à basse tension, les dispositifs de synthèse de nanoparticules de cuivre ou d'oxyde de cuivre, ou le découpage d'un matériau en cuivre avec un plasma d'air ou d'oxygène. Ils peuvent exister de façon naturelle sur des équipements électriques ou sur des installations électriques, notamment à Madagascar où le climat tropical humide de l'île et la vétusté du réseau électrique malgache forment un terrain propice à l'apparition d'arcs électriques à l'origine de dégâts sur le réseau électrique comme des incendies, la coupure du courant, l'altération des câbles et les matériaux environnants en grande partie dus aux énergies transmises par leur rayonnement. Les installations électriques étant principalement composées de cuivre, l'arc électrique créé dans l'air engendre un plasma thermique air-cuivre dont la puissance rayonnée s'avère importante et mérite d'être étudiée.

L'étude du rayonnement émis par ce plasma thermique air-cuivre s'effectue au travers du calcul de la luminance et de la Divergence du Flux Radiatif (DFR), obtenues par la résolution de l'Equation du Transfert Radiatif (ETR). Cette résolution s'avère complexe et coûteuse en temps de calcul étant donné la complexité du mélange étudié (variation de la composition du milieu dans l'espace et le temps, variation de la température, de la pression et des dimensions du plasma). Ce travail résout donc cette ETR pour quelques profils de température, pressions, compositions et dimensions fixées, selon trois méthodes : résolution directe en 1D, 2D et 3D qui sert de « référence » et de validation par rapport aux deux autres méthodes dégénérées que sont les méthodes du Coefficient d'Emission Nette (CEN) et des Coefficients Moyens d'Absorption (CMAs). La méthode du CEN suppose un plasma isotherme et permet d'évaluer les émissions des zones chaudes : au coeur du plasma. En revanche, la méthode basée sur les CMAs suppose un corps gris, c'est-à-dire, une absorption constante dans différents intervalles de longueurs d'onde bien établis, et permet d'évaluer émissions et absorptions dans les zones intermédiaires et périphériques du plasma. Cinq moyennes ont été utilisées et comparées : la moyenne classique, la moyenne de Planck, la moyenne de Planck modifiée, la moyenne Rosseland et la moyenne hybride Planck-Rosseland. La validité des méthodes dégénérées est effectuée par la comparaison de leurs résultats (luminance et DFR) avec la résolution directe pour différentes pressions, profils de températures, et proportions air-cuivre, ce qui permet également de mettre en évidence les avantages et inconvénients de chacune d'elles.

Mots-clés : plasma thermique, mélanges air-cuivre, transfert radiatif, Coefficient d'Emission Nette, Coefficient Moyen d'Absorption, Divergence du Flux Radiatif, Résolution directe 1D 2D 3D

Radiative transfers in air-copper thermal plasma

Summary :

The objective of this thesis is the study of the radiative properties of a thermal air-copper plasma, works carried out as part of the collaboration between LAPLACE (Laboratoire Plasma et Conversion d'Energie) from the Paul Sabatier University of Toulouse (France) and the IME (Institut pour la Maitrise de l'Energie) from the Antananarivo University (Madagascar) laboratories.

This kind of plasma is found in several applications such as low voltage circuit breakers, devices for the synthesis of copper or copper oxide nanoparticles or the cutting of a copper material with an air or oxygen plasma. They can also occur naturally on electrical equipment or on electrical installations especially in Madagascar where the humid tropical climate and the aging of malagasy electricity network form a fertile ground for the appearance of electric arcs causing damage to the electricity network such as fires, power cuts, alteration of cables and the surrounding materials, largely due to the energies transmitted by their radiation. Since electrical installations are mainly composed of copper, the electric arc created in the air generates an air-copper thermal plasma whose radiated power is significant and deserves to be studied.

The study of the radiation emitted by those air-copper thermal plasma is done by calculating the luminance and the Divergence of the Radiative Flux (DRF), obtained by solving the Radiative Transfer Equation (RTE). The resolution of this equation is complex and time consuming because of the complexity of the mixture (variations of the plasma composition in space and time, plasma temperature, pressure and plasma's size). So, this work solves the RTE for some temperature profiles, pressures, compositions and sizes according to three methods : an exact resolution in 1D, 2D and 3D which serve as "references" and validation for the other two degenerate methods : the Net Emission Coefficient (NEC) and the Mean Absorption Coefficient (MAC) methods. The NEC method assumes an isothermal plasma and allows to evaluate the emissions from hot zones : the center of the plasma. However, the MAC method assumes a gray body : a constant absorption in different well-defined wavelength intervals and allows to evaluate the emission and absorption in the intermediate and peripheral zones of the plasma. Five mean functions are used and compared : the classic mean, the Planck mean, the Planck modified mean, the Rosseland mean and the hybrid Planck-Rosseland mean. The validity of the degenerated methods is carried out by comparing their results (luminance and DRF) with direct resolutions for different pressures, temperature profiles, and air-copper proportions which allow also to highlight their advantages and drawbacks.

Keywords: thermal plasma, air-copper mixtures, radiative transfert, Net Emission Coefficient, Mean Absorption Coefficient, Divergence of the Radiative Flux, direct resolution 1D 2D 3D

Table des matières

Résumé	7
Summary	8
INTRODUCTION GENERALE	14
Chapitre I- ETAT DE L'ART ET GENERALITES SUR LE RAYONNEMENT THERMIQUE.....	20
I- ETAT DE L'ART ET MOTIVATIONS DE LA THESE.....	20
1.1- Etudes des arcs électriques	20
1.1.1- Historique des débuts de l'arc électrique	20
1.1.2- Qu'est-ce qu'un arc électrique ?.....	20
1.1.3- Applications	21
1.2- Arcs électriques dans les installations électriques à Madagascar	22
1.2.1- Électricité à Madagascar	22
1.2.2- Arcs électriques à Madagascar	24
1.2.3- Mélanges air-cuivre.....	24
1.3- Mélanges air-cuivre dans d'autres applications.....	25
1.3.1- Appareillages de coupure de courant	25
1.3.2- Découpage à plasma.....	26
1.3.3- Nanoparticules de cuivre et d'oxyde de cuivre	26
1.3.4- Etudes réalisées sur un plasma air-cuivre.....	27
1.4- Collaboration entre le LAPLACE et l'IME sur les plasmas thermiques.....	29
II- GENERALITES SUR LE RAYONNEMENT THERMIQUE.....	32
2.1- Rayonnement thermique.....	32
2.2- Equilibre Thermodynamique Complet (ETC) et Equilibre Thermodynamique Local (ETL)	32
2.3- Grandeurs fondamentales	33
2.3.1- Luminance	33
2.3.2- Flux radiatif	33
2.3.3- Divergence du Flux de Radiatif (DFR)	33
2.3.4- Coefficient spectral d'absorption	33
2.4- Lois du rayonnement thermique	34
2.4.1- Loi de Planck.....	34
2.4.2- Loi de Stefan Boltzmann	34
2.4.3- Lois de Wien	34
2.4.4- Loi de Kirchhoff.....	35

2.5-	Equation du Transfert Radiatif (ETR)	35
2.6-	Méthodes de résolution de l'Equation du Transfert Radiatif (ETR)	36
2.6.1-	Méthode approchée de Rosseland	36
2.6.2-	Modèle à deux flux	36
2.6.3-	Méthode des zones	37
2.6.4-	Méthode de Monte Carlo	38
2.6.5-	Méthode des harmoniques sphériques ou PN	38
2.6.6-	Méthode des volumes finis	39
Chapitre II- DONNEES DE BASE POUR LE CALCUL DU TRANSFERT RADIATIF		
.....		42
I-	COMPOSITIONS CHIMIQUES	43
1.1-	Loi d'action de masse	44
1.1.1-	Expression de la densité	44
1.1.2-	Lois de conservation	46
1.2-	Cas d'un plasma thermique d'air-cuivre	47
1.2.1-	Espèces présentes dans le plasma	47
1.2.2-	Densités des espèces présentes dans le plasma	48
1.2.3-	Interprétation des résultats	53
II-	COEFFICIENT SPECTRAL D'ABSORPTION	54
2.1-	Mécanismes d'émission radiative dans les plasmas thermiques	54
2.1.1-	Continuum atomique	55
2.1.2-	Raies atomiques	58
2.1.3-	Contribution moléculaire	63
2.2-	Calcul du coefficient spectral d'absorption	64
2.2.1-	Méthode de calcul « line by line »	64
2.2.2-	Résultats et discussions	65
Conclusion du chapitre 2		77
Chapitre III- RESOLUTION APPROCHEE DE L'EQUATION DU TRANSFERT RADIATIF		
.....		80
I-	METHODE DU COEFFICIENT D'EMISSION NETTE	80
1.1-	Méthode de calcul	80
1.2-	Résultats	81
1.2.1-	Validation des résultats	81
1.2.2-	CEN à P= 1 bar et P= 10 bars	83
1.2.3-	Influence du mélange air-cuivre	86

II-	METHODE BASEE SUR LES COEFFICIENTS MOYENS D'ABSORPTION	87
2.1-	Intervalles spectraux	88
2.2-	Moyennes.....	91
2.2.1-	Moyenne classique	91
2.2.2-	Moyenne de Planck	92
2.2.3-	Moyenne de Planck modifiée (PM)	92
2.2.4-	Moyenne de Rosseland.....	93
2.2.5-	Moyenne hybride Planck-Rosseland (P-R)	93
2.3-	Résultats.....	93
2.3.1-	Validation des résultats	93
2.3.2-	Variation des CMAs.....	97
	Conclusion du chapitre 3.....	102
	Chapitre IV - RESOLUTION DE L'EQUATION DU TRANSFERT RADIATIF	105
I-	METHODE DE CALCUL.....	106
II-	PROFIL DE TEMPERATURE.....	107
III-	PRESENTATION DES CALCULS EN 1D, 2D ET 3D	108
3.1-	Calcul en 1D	108
3.2-	Calcul en 2D	108
3.3-	Calcul en 3D	110
IV-	RESULTATS ET DISCUSSIONS.....	111
4.1-	Validation des résultats.....	111
4.2-	Influence du nombre de points	113
4.3-	Influence du rayon du plasma.....	114
4.4-	Influence de la température maximale.....	117
4.5-	Influence du nombre de directions	119
4.6-	Comparaison des résultats en 1D, 2D et 3D	120
4.7-	Validité du Coefficient d'Emission Nette	122
4.8-	Validité des CMAs	124
	Conclusion du chapitre 4.....	129
	CONCLUSION GENERALE	130
	ANNEXES	136
A.1-	Cartes des centrales thermiques et hydrauliques de Madagascar	136
A.2-	Variations des CMAs dans chaque intervalle spectral et pour chaque mélange	138
	Références bibliographiques	149

INTRODUCTION GENERALE

Introduction générale

Les arcs électriques sont utilisés dans de nombreux domaines pour diverses applications comme les torches à plasma utilisés dans le soudage, le découpage et le traitement de surface; les disjoncteurs; les lampes à arcs ; etc... Un arc électrique peut s'avérer très dangereux, notamment lorsqu'il se crée sur des installations électriques qu'il peut détériorer soit par une altération des matériaux ou par l'apparition d'incendies. Tel est le cas à Madagascar où, à cause de la vieillesse des équipements du réseau électrique (câbles, transformateurs, turbines, ...) et la forte variation du climat, plusieurs incendies et coupures de courant sont déclarées chaque année. La majorité des équipements sur le réseau électrique, surtout à Madagascar, est composée de cuivre. Lors de l'apparition d'arcs électriques, une partie du cuivre est érodée, se mélange à l'arc sous forme de vapeurs métalliques et un plasma de mélange air-cuivre se forme.

Dans le cadre d'une thèse en cotutelle entre les laboratoires LAPLACE (Laboratoire Plasma et Conversion d'Energie) de l'Université Paul Sabatier de Toulouse – France et IME (Institut pour la Maîtrise de l'Energie) de l'Université d'Antananarivo – Madagascar, les deux équipes ont uni leurs compétences et leurs connaissances pour étudier les propriétés radiatives d'un plasma thermique d'air-cuivre.

Parmi les principales données qui caractérisent le plasma thermique comme sa composition, la thermodynamique chimique, les coefficients de transport et le rayonnement, ce dernier joue un rôle important dans les transferts d'énergie avec l'effet Joules, la convection et la conduction. Pour un plasma thermique qui présente très souvent une température très élevée (des milliers voir des dizaines de milliers de Kelvin), l'énergie transmise par rayonnement peut entraîner l'érosion des électrodes, l'ablation des matériaux environnants le plasma, ou des brûlures sur les usagers. La présence de vapeurs métalliques modifie fortement ce rayonnement et son transfert dans le milieu environnant. Pour Madagascar et le laboratoire IME, il est donc essentiel de bien comprendre les mécanismes radiatifs responsables du rayonnement d'un plasma air-cuivre afin de contribuer à l'optimisation et une meilleure protection des équipements électriques.

Etudier le rayonnement émis par un plasma thermique nécessite cependant la résolution de l'Equation du Transfert Radiatif (ETR) qui peut s'avérer complexe car plusieurs paramètres concernant le plasma étudié doivent être pris en compte : la géométrie du plasma, la direction de propagation du rayonnement, la température, la pression, la composition chimique de chaque

unité de volume et les longueurs d'ondes considérées. Le recours à des méthodes basées sur des approximations facilite la résolution de cette équation mais leur validité dépend fortement de ces paramètres. Pour les plasmas thermiques que nous étudions dans ce travail, les méthodes du Coefficient d'Emission Nette (CEN) et des Coefficients Moyens d'Absorption (CMAs) sont les plus couramment utilisées. Le CEN suppose le plasma comme un sphère isotherme et homogène ignorant les variations de la température et de la composition ; et permettant de résoudre plus facilement l'ETR. Cette méthode permet ainsi de caractériser les zones chaudes du plasma : le plus souvent associées au cœur du plasma. En revanche, celle basée sur les CMAs permet d'évaluer le rayonnement autant en émission qu'en absorption des zones tièdes et froides du plasma. Elle divise le spectre radiatif composé de millions de longueurs d'onde en quelques intervalles spectraux préalablement bien définis et calcule une moyenne des coefficients spectraux d'absorption dans chacun de ces intervalles. Ces deux méthodes sont donc complémentaires et permettent de décrire le rayonnement dans toutes les régions (chaudes, tièdes et froides) du plasma. Bien qu'elle soit complexe, la résolution directe de l'ETR est aussi utilisée dans ce travail qui sert de référence pour évaluer les méthodes approchées.

Pour bien appréhender l'étude du transfert radiatif d'un plasma thermique de mélange air-cuivre, ce travail est divisé en quatre chapitres :

- Le premier chapitre est consacré à l'état de l'art, les motivations de la thèse et les généralités sur le rayonnement thermique. Nous y présentons la problématique pour Madagascar, les différentes applications utilisant des plasmas thermiques air-cuivre, les grandeurs fondamentales et les principales lois liées au rayonnement thermique ainsi que certaines méthodes de résolution de l'ETR.
- Le second chapitre se focalise sur les bases de données à établir avant de résoudre l'ETR : la composition chimique obtenue en utilisant la loi d'action de masse et les coefficients spectraux d'absorption du plasma obtenus en utilisant la méthode « line-by-line ». Cinq plasmas thermiques sont étudiés : air pur, [75%] air - [25%] Cu, [50%] air - [50%] Cu et [25%] air - [75%] Cu pour des températures allant de 300K à 30000K, des longueurs d'onde comprises entre 30nm ($\sim 10^{16}$ Hz) et 4500nm ($\sim 6.66 \cdot 10^{13}$ Hz) et des pressions allant de 1 bar à 10 bars, le plasma étant supposé à l'Equilibre Thermodynamique Local (ETL). Dans ce chapitre sont également détaillés les différents mécanismes radiatifs à l'origine des continua et

des raies couplés aux phénomènes d'élargissement et de déplacement des raies atomiques.

- Le troisième chapitre est destiné à la résolution de l'ETR par des méthodes approchées comme le CEN et celle utilisant les CMAs. Les CENs et CMAs des cinq plasmas étudiés dans le second chapitre y sont présentés dans les mêmes conditions (température, pression, longueur d'onde, à l'ETL) et nous y étudions également l'influence de la variation de la proportion d'air et de cuivre sur eux. Dans la partie concernant les CMAs, le spectre est divisé en 7 intervalles et les moyennes utilisées sont la moyenne classique, la moyenne de Planck, la moyenne de Planck modifiée, la moyenne de Rosseland et la moyenne hybride Planck-Rosseland.
- La résolution directe de l'ETR est présentée dans le chapitre IV. Nous prenons les cas d'une géométrie du plasma en 1D, 2D et 3D, en étudiant l'influence du nombre de points, de directions et du rayon plasma. La luminance et les Divergences du Flux Radiatif issues de chaque géométrie y sont comparées avec celles obtenues selon les méthodes approchées du chapitre III afin de les valider.

Nous mettons en annexes les cartes des centrales thermiques et hydroélectriques de Madagascar ainsi que les variations des CMAs (Chapitre III) dans chaque intervalle spectral pour les cinq plasmas thermiques étudiés. Les codes permettant d'obtenir les résultats dans ce travail ont été écrits en Fortran 77 et compilés avec gfortran.

Chapitre I-
ETAT DE L’ART ET GENERALITES
SUR LE RAYONNEMENT
THERMIQUE

Chapitre I- ETAT DE L’ART ET GENERALITES SUR LE RAYONNEMENT THERMIQUE

La première partie se focalise sur les motivations de la thèse notamment les diverses applications d’un plasma air-cuivre, la situation à Madagascar et la collaboration entre l’Université Paul Sabatier de Toulouse et l’Université d’Antananarivo. La seconde partie présente des généralités sur le rayonnement d’un plasma thermique.

I- ETAT DE L’ART ET MOTIVATIONS DE LA THESE

1.1- Etudes des arcs électriques

1.1.1-Historique des débuts de l’arc électrique

Le terme « arc électrique » a été inventé par Humphry Davy au début du XIXe siècle. Ce physicien-chimiste britannique a relié deux tiges de charbon à une pile volta et en les rapprochant, une flamme incurvée à l’allure d’un arc apparut [1][2][3]. De cette forme il a donné le nom d’ « arc électrique » à ce phénomène. Cette expérience fut la première création d’une décharge électrique et à l’issue de cette découverte, Humphry Davy a créé la première lampe à arc électrique qui utilise la lumière émise par l’arc. En 1844, Léon Foucault développa une lampe à arc à haut flux qui produisait plus d’éclairage que celle de Davy [4][5]. En 1862, Marcellin Berthelot utilisa un arc électrique créé avec deux électrodes de carbone en présence d’hydrogène pour synthétiser de l’acétylène [5][6]. En 1880, Louis Clerc eut l’idée du soudage à arc en remplaçant la flamme des chalumeaux par de l’arc électrique [5]. La même année, les trois propriétés fondamentales de l’arc électrique à savoir : un flux radiatif intense, un flux thermique élevé et la possibilité de réactions chimiques étaient découvertes [5]. En 1889, Friedrich Paschen énonça la loi de Paschen qui décrit les conditions nécessaires pour la création d’un arc électrique [7].

1.1.2-Qu’est-ce qu’un arc électrique ?

Plusieurs définitions ont été énoncées par de nombreux auteurs dont quelques unes sont regroupées dans l’ouvrage de S.Vacquié [2]. En un mot, un arc électrique est une décharge électrique visible dans un isolant et entre deux électrodes où régit suffisamment de courant électrique. Il se présente sous la forme d’une ou plusieurs traînées lumineuses. Habituellement,

l’isolant entre les deux électrodes est l’air mais des expériences ont montré qu’un arc électrique peut également apparaître dans d’autres gaz (azote, argon...) [8], dans du liquide (eau, huile ou azote liquide) [9][10] ou dans le vide [2][11][12].

En dehors des expériences en laboratoire, un arc électrique peut apparaître lorsque la tension de claquage est atteinte entre les deux électrodes, par exemple, entre le rotor et le stator d’une turbine électrique, sur des câbles dénudés ou sur les connecteurs des installations électriques. La foudre et les éclairs sont des arcs électriques qui circulent dans l’air entre la terre et les nuages ou entre les nuages. L’arc tracking est le nom donné à un arc électrique qui se propage le long des câbles électriques suite à un claquage d’arc entre deux câbles adjacents [13][14].

1.1.3- Applications

Les arcs électriques peuvent être très dangereux et dévastateurs. Ils peuvent endommager les matériaux environnants ou provoquer des incendies et peuvent aussi se déplacer comme dans le cas d’un arc tracking pour causer plus de dégâts. Cependant, plusieurs recherches ont montré que maîtrisés, ils peuvent être utiles et que nombreuses sont les applications considérant l’arc électrique comme bénéfique :

- Lampe à arc [15][16] : bien que de nombreux types de lampes existent actuellement, les lampes à arc comme celles de Davy [3] et Foucault [4] sont encore utilisées notamment dans le domaine de la cinématographie ou l’éclairage de scène, car très puissantes par rapport aux autres.
- Bougie d’allumage [17] : cette pièce fait partie des applications de l’arc électrique les plus utilisées quotidiennement car elle se trouve dans le moteur dit « à explosion » de plusieurs types de véhicule. Grâce à l’étincelle créée entre les électrodes, elle fait « exploser » le carburant dans le cylindre du moteur et le fait tourner.
- Four à arc [18] : ce type de four électrique est utilisé en métallurgie pour fondre les métaux grâce à l’énergie thermique fournie par l’arc électrique. Il est connu pour être un équipement à basse consommation par rapport aux autres fours.
- Synthèse de nanoparticules (carbonnées, métalliques et céramique) [19] : A titre d’exemple, les nanotubes de carbone [20] qui sont des matériaux très résistants servent actuellement de protections ultraperformantes et légères (gilets pare-balles, pare-chocs, ...). Il

existe plusieurs types de nanotube de carbone et plusieurs procédés pour les obtenir [21][22][23][24]. L’un d’eux est l’utilisation d’électrode en carbone pour créer un arc électrique dans un gaz rare. L’anode se consume peu à peu et des nanotubes apparaissent sur la cathode.

- Torche à plasma thermique : ce dispositif consiste à insuffler un gaz sur un arc électrique pour produire un plasma. Avec une température pouvant atteindre des milliers de Kelvin, il est utilisé dans de nombreux domaines tels que le traitement des déchets [25], le traitement de surface [26], la découpe [27][28], le soudage [29], le traitement des cellules cancéreuses [30], la stérilisation des outils médicaux [31], etc... A titre d’exemple pour le cas du soudage à arc, l’idée du soudage reste la même que celui de Clerc [5] en utilisant l’arc électrique pour assembler des métaux mais les matériaux utilisés ont bien évolué depuis. Différents types d’électrodes existent actuellement. Certains sont fusibles correspondant à la fusion de l’électrode pour souder les éléments, et d’autres sont non-fusibles et nécessitent une tige de métal supplémentaire à fondre. Des électrodes dites « enrobées » existent également en utilisant un métal recouvert par un autre permettant de fondre les pièces à assembler et de les unir avec le métal central.

- Disjoncteur [12]: dans les disjoncteurs à gaz (air, SF₆, ...), l’arc électrique est utilisé pour piéger un défaut électrique. Dans le cas de la Haute Tension par exemple, lors de la détection de court-circuit, des contacts internes s’ouvrent, créant un arc électrique qui va très rapidement chauffer et augmenter la pression du gaz tout en canalisant le courant. Le gaz sous pression va alors souffler l’arc et couper le courant au passage par zéro du courant.

1.2- Arcs électriques dans les installations électriques à Madagascar

1.2.1-Électricité à Madagascar

- Le climat de Madagascar :

Madagascar est une île située dans l’océan indien. Son climat est généralement un climat tropical humide mais sa situation géographique, son relief, l’influence maritime ainsi que le régime des vents entraînent une forte variation d’une région à une autre [32]. En effet, l’île est traversée par le tropique de capricorne au Sud, elle est caractérisée par une zone montagneuse au centre, des plaines sur les côtes et subit l’Alizé et la Mousson tout au long de l’année. Deux saisons sont principalement distinguées à Madagascar : une saison sèche et une saison pluvieuse avec un nombre moyen de jour de pluie qui varie de 30 à 250 jours par an et une température moyenne annuelle entre 14°C et 27.5°C [32]. Madagascar est également située dans une zone

cyclonique, trois à quatre cyclones sont recensés en moyenne chaque année qui provoquent d’importants dégâts sur les infrastructures et les plantations.

- La production d’électricité à Madagascar :

En 2017, la production électrique brute de la JIRAMA (Jiro sy Rano Malagasy), la société qui gère la distribution d’électricité à Madagascar, est de 1702 GWh et le total de l’électricité qu’elle a vendu est de 1147 GWh (dont 625 GWh pour les résidentiels, le reste est reparti sur les secteurs primaire, secondaire et tertiaire) [33]. Selon cette société, la consommation totale en électricité de la population malgache en cette année 2017 est de 1849 GWh (dont 628 GWh par les résidentiels) qui représente le besoin en électricité des 15.6% de la population qui y a accès (en moyenne) [33][34]. Il faut donc 11853 GWh (ou bien 4026 GWh pour les résidentiels uniquement) pour que toute la population malgache ait accès à l’électricité.

En décembre 2021, le taux d’électrification de Madagascar était passé à 16.5% selon les données de la JIRAMA et ADER [34] (reste à 15% selon lemonde.fr [35]) approvisionné par plusieurs centrales électriques d’une puissance totale de 470 MW dont 73% à base de fuel mais seulement 270 MW sont réellement disponibles (cf. Cartes des centrales thermiques et hydrauliques en annexe) [35][36]. Malheureusement, en début 2022, un des transformateurs de la plus grande centrale hydroélectrique encore actif situé à Andekaleka a pris feu, incendiant l’autre transformateur opérationnel et provoquant l’inondation et l’arrêt de la centrale. Cette centrale hydroélectrique approvisionnait la capitale avec 90 MW d’électricité. En attendant les réparations, elle a été remplacée par des générateurs thermiques pour combler le déficit [37][38].

- Le réseau électrique malgache :

Le réseau électrique malgache est composé de plusieurs réseaux indépendants centrés sur les centrales électriques des grandes villes du pays et des micro-réseaux alimentés par des microcentrales électriques dans les petits villages. Depuis la première installation d’une centrale hydroélectrique située à Antelomita en 1910 [39], il s’étend actuellement sur 400 km de lignes haute tension et 1000 km de lignes moyenne tension. Le projet PRIRTEM (Projet de Renforcement et d’Interconnexion des Réseaux de Transport d’Énergie Électrique de Madagascar) est actuellement en cours pour interconnecter trois principaux réseaux électriques interconnectés à Madagascar (Antananarivo – Toamasina - Fianarantsoa) avec une ligne électrique à 220 kV de 267 km de long dont l’achèvement est prévu le 25/12/2025 [40]. Deux

projets de construction de centrales électriques sont également en cours à Volobe (à l’Ouest de Toamasina) et à Sahofika (au Sud d’Antananarivo) avec une puissance respective de 120 MW et 200MW qui devront être opérationnelles en 2024 et 2025.

1.2.2-Arcs électriques à Madagascar

La plupart des installations à Madagascar sont âgées [41] et n’ont pas été assez entretenues depuis des années. Traversées par un fort courant et avec la forte variation du climat du pays, ces installations deviennent des endroits favorables à la création d’arcs électriques. Chaque année, plusieurs arcs sont rencontrés sur les câbles électriques comme sur la figure I-1 qui montre des arcs électriques photographiés dans les villes de Madagascar. Selon la JIRAMA, les surcharges dans les foyers sont les principales causes de l’apparition de tels arcs [42].



Figure I - 1 : Illustrations d’arcs électriques sur des câbles électriques à Madagascar [43][42]

L’apparition d’arc sur les installations électriques provoque souvent des coupures de courant à Madagascar : si l’arc est assez puissant, les câbles sont directement sectionnés et dans le cas contraire, la population troublée va alerter les autorités qui vont à leur tour interrompre l’approvisionnement électrique pour des raisons de sécurité. La durée de la maintenance est en moyenne entre 4 et 8 heures mais elle peut aller jusqu’à plusieurs jours selon l’étendue des dégâts. Plusieurs cas d’incendies sont également constatés chaque année à cause de l’apparition d’arcs dans les ménages. Selon les sapeurs-pompiers de la ville d’Antananarivo, intervenus sur 324 cas et sur 282 cas d’incendies respectivement en 2018 et en 2019 dans cette ville, ces incendies sont habituellement causés par des courts-circuits [44].

1.2.3-Mélanges air-cuivre

Un plasma de mélange air-cuivre est le plus souvent rencontré sur les installations électriques à Madagascar car la majorité des équipements électriques (câbles, turbines, ...) sur l’île est composée de cuivre. Lors de l’apparition d’un arc électrique sur ces équipements, une

partie de ces matériaux est érodée et forme un plasma thermique composé d’air et de vapeurs métalliques de cuivre, justifiant son étude dans ce travail.



Figure I - 2 : État des câbles suite à plusieurs créations d’arcs électriques à Madagascar

1.3- Mélanges air-cuivre dans d’autres applications

1.3.1-Appareillages de coupure de courant

Un plasma air-cuivre se rencontre également dans certains disjoncteurs basse tension à air (cas des Air Circuit Breaker - *Figure I-3*). Pour ces dispositifs, lorsqu’un fort courant est détecté, le contact mobile (*Figure I-4*) s’écarte, créant un arc entre les deux pastilles de contact (en noir sur la *Figure I-4*). Sous l’effet des forces électromagnétiques, l’arc est ensuite attiré vers plusieurs plaques métalliques pour y être segmenté, perdre son énergie et être éteint [12]. Les pastilles sont généralement en cuivre pour permettre une résistance minimum et rendre la commutation ou le déplacement de l’arc plus rapide qu’avec d’autres matériaux (argent, nickel, etc...) [12]. Le milieu qui se forme alors entre les contacts est un plasma d’air-cuivre. Des recherches ont déjà été menées sur ces dispositifs électriques et ces mélanges, que ce soit pour l’élaboration de base de données [45][46][47][48], la modélisation de l’arc électrique [45][49][50][51][52][53] ou les études expérimentales [12][45][54][55][56][57][58].



Figure I - 3 : Exemples d’Air Circuit Breaker (ACB) [59]

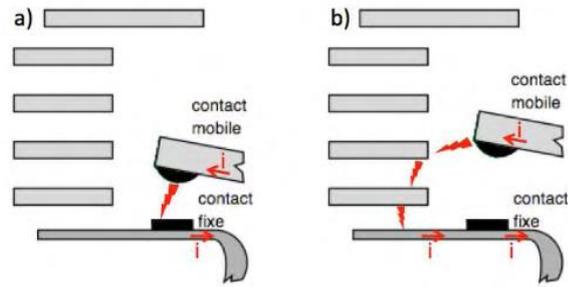


Figure I - 4 : Illustration de la commutation dans les disjoncteurs basse tension à air [12]

1.3.2-Découpage à plasma

Un plasma air-cuivre se rencontre également sur les dispositifs de découpage à plasma d’air ou d’oxygène [60][61][62]. Sur certains modèles, l’électrode et la buse sont en cuivre comme le montre la *figure I-5*. Lors du passage d’un flux d’air comprimé ionisé, elles sont partiellement érodées, le mélange sortant de la torche étant alors un plasma composé d’air et de vapeurs métalliques de cuivre [63].

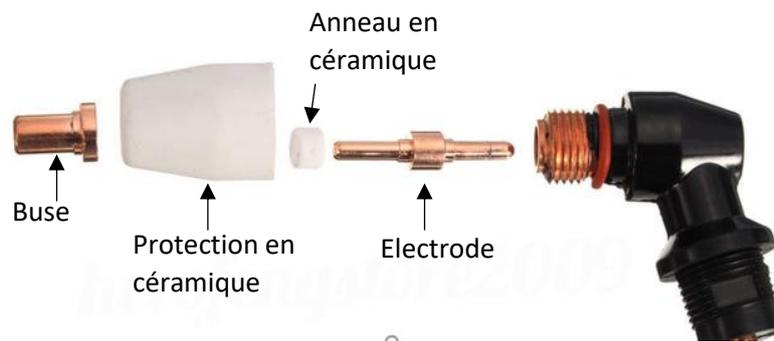


Figure I - 5: Elements d'une torche plasma pour certains dispositifs de découpage à plasma d'air

1.3.3-Nanoparticules de cuivre et d'oxyde de cuivre

En médecine, les nanotubes de cuivre et d’oxyde de cuivre sont des antibactériens et des antifongiques (traitement de mycose) utilisés, par exemple, contre les *Staphylococcus aureus* (bactéries causant des infections cutanées et des infections Oto-rhino-laryngologique ou ORL comme les angines, les sinusites, etc...) ou les *Escherichia coli* (bactéries provoquant des infections urinaires, méningites, etc...) [64][65].

Economiques et avec une performance électrique élevée, les nanotubes de cuivre sont également utilisés dans les interconnexions microélectroniques pour remplacer l’or et l’argent

[66]. Il en est de même pour les nanotubes d’oxyde de cuivre qui sont des semi-conducteurs [67] très performants.

Plusieurs procédés existent pour obtenir des nanotubes de cuivre et d’oxyde de cuivre [66][67][68][69][70][71]. A titre d’exemple, une décharge électrique établie entre deux électrodes en cuivre plongées dans un liquide (azote liquide, eau,...), créées à partir de poudres de cuivre immergées, permet de synthétiser des nanoparticules de cuivre [72]. Les procédés par plasma permettent de produire des nanoparticules en masse à moindre coût et d’éviter l’utilisation de produits chimiques.

1.3.4-Etudes réalisées sur un plasma air-cuivre

On recense dans la littérature plusieurs travaux sur les mélanges air-cuivre que nous avons classés dans le tableau *I-1* en trois catégories : des études sur les propriétés du plasma (composition chimique du plasma, la thermodynamique chimique, les coefficients de transport et de diffusion et le transfert radiatif), la modélisation/simulation et des études expérimentales. En ce qui concerne particulièrement la résolution directe en 2D et 3D du transfert radiatif de l’air cuivre, aucune étude n’a encore été réalisée avant ce travail.

Tableau I - 1 : Travaux réalisés sur un plasma d’air, de cuivre et des mélanges air-cuivre

Plasma	Air	Cuivre	Air-cuivre
Propriétés :			
• Composition chimique	J. Bacri et S. Raffanel [73] M. Boulos et al [74], P. Andre [75], P. Andre et al [76], D. Godin [77], P. Teulet [78], P. Teulet et al [79], Z. Koalaga [80] H. Hingana [81], A. Kagoné et al [82], N. Kabbaj* [83]	Y. Cressault* [84], M. Benilov and L. Benilova [85], T. Billoux et al [86], Y. Cressault et A. Gleizes [87], M. Rong et al [88]	C. Corliss [89], H. Ouajji et al [90], P. Teulet et al [91], Y. Cressault et al [92], O. Coufal et al [93], M. Rong et al [45], A. Gleizes et al [94], V. Aubrecht et al [95], V. Boretskij et al [96], S. Fesenko et al [97], P. Kloc et al [98], P. André [48], N. Kohio et al [99]

<ul style="list-style-type: none"> • Thermodynamique chimique 	<p>I. Kossyi et al [100] M. Boulos et al [74], P. Andre [75], J. Aubreton et al [101], K. Becker et al [102], A. D’Angola et al [103], H. Hingana [81], A. Kagoné et al [104]</p>	<p>Y. Cressault [84], M. Rong et al [88], A. Yang et al [105], L. Hermette [47],</p>	<p>S. Combadière [106], P. Teulet et al [91], Y. Cressault et al [92]</p>
<ul style="list-style-type: none"> • Coefficients de transport et de diffusion 	<p>M. Boulos et al [74], J. Aubreton et al [101], M. Capitelli et al [107], B. Swierczynski et al [108], A. D’Angola et al [103], H. Hingana [81], Y Cressault et al [109], A. Kagoné et al [110]</p>	<p>H. Abdelhakim et al [111], M. Boulos et al [74], B. Chervy et al [112], B. Chervy [113], Y. Cressault* [84], Y. Cressault et al [46], X. Wang et al [114], L. Hermette [47], A. Yang et al [105],</p>	<p>S. Combadière [106], H. Ouajji et al [90], Y. Cressault et al [92], P. Teulet et al [91], A. Gleizes et al [94], Y. Cressault et A. Gleizes [115], N. Kabbaj* [83],</p>
<ul style="list-style-type: none"> • Transfert radiatif 	<p>G. Raynal [116], B. Liani [117], Y. Naghizadeh* [118], S. Chauveau* [119],[120] Y. Babou et al [121], N. Bogatyreva et al* [122], T. Billoux* [123], Y Cressault et al [109], B. Peyrou [124], P. Kloc et al [125], P. André et al [126], N. Kabbaj* [83]</p>	<p>Y. Cressault* [84], T. Billoux et al [86], Y. Cressault et A. Gleizes [87], L. Hermette [47], N. Kabbaj* [83]</p>	<p>P. Teulet et al [91], Y. Cressault et al [92], A. Gleizes et al [94], V. Aubrecht et al [95], P. Kloc et al [98], A. Gleizes et Y. Cressault [127], N. Kabbaj* [83]</p>
<ul style="list-style-type: none"> • Modélisation et simulation 	<p>A. Medani [128], P. Rivière [129] D. Godin [77], Swierczynski et al [108], P. Freton [27], P. Freton et al [63],</p>	<p>G. Zhao et al [133], A. Vertes et al [134], P. Zhu et al [135], J. Menart et L. Lin [136], Y. Langlois [52], M. Benilov et al</p>	<p>H. Ouajji et al [140] S. Combadière [106], P. Teulet et al [91], M. Rong et al [45], A. Murphy [141], V. Narayanan [142],</p>

	F. Lago [130], K. Becker et al [102], J. Xing [131] N. Kabbaj [83], A. Kassir [132]	[137], N. Almeida et al [138], B. Du Montcel [139],	W. Hu et al [143], C. Rümpler et V. Narayanan [144]
Expérimentations	S. Ono et al [145], M. Nagulapally et al [146], P. Freton [27], P. Freton et al [63], C. Laux et al [147], L. Girard et al [148], L. Girard [28], K. Becker et al [102], Q. Xiong et al [149], H. Uhm et al [150] A. Kassir [132]	J. Sherman et al [151], J. Daalder [152], P. Andanson et B. Cheminat [153], Y. Cressault [84], M. Hafez [154], Y. Langlois [52], I. Babich et al [155], V. Boretskij et al [156], I. Babich et al [157], M. Park et al [158], R. Venger et al [159], B. Du Montcel [139]	D. Tuma et al [160], A. Guile et A. Hitchcock [161], A. Murphy [141], N. Vogel [162], S. Combadière [106], V. Prysiashnyi et M. Cernak [163], W. Hu et al [143], A. Lepeshev [164], Q. Wang et al [165], H. Park et S. Kim [166]

*utilisés dans cette étude

1.4- Collaboration entre le LAPLACE et l’IME sur les plasmas thermiques

La collaboration entre le LAPLACE et l’IME est née dans le cadre de la politique d’ouverture à l’international de l’Université Paul Sabatier de Toulouse par l’intégration de Madagascar et des établissements supérieurs d’enseignement malgaches dans l’un des axes géographiques prioritaires sous la direction de Manitra Razafinimanana en 2003. Son objectif premier était de contribuer au développement d’équipes d’enseignants–chercheurs physiciens à l’Université d’Antananarivo. Elle a commencé par l’ajout du module optionnel « plasma thermique » en 2005 aux enseignements de 3^e cycle en physique à la Faculté des sciences de l’Université d’Antananarivo, module enseigné par trois chercheurs du CPAT (Centre de Physique des plasmas et de leurs Applications de Toulouse - ancien nom du LAPLACE) à savoir A. Gleizes, J.J. Gonzalez et M. Razafinimanana. Cet évènement marque le début de la collaboration entre le LAPLACE (ex-CPAT) et l’IME qui forme et accueille les étudiants malgaches en stage en physique énergétique, suivi des « mobilités » d’étudiants malgaches pour réaliser des stages et des thèses au LAPLACE. En 2008, les premiers étudiants malgaches ont donc réalisé leur stage de master au LAPLACE sous la co-direction d’enseignants français et malgaches et sur la thématique des plasmas thermiques. Ces stages ont été suivis par des thèses

de doctorat, en lien avec les problématiques et le développement de la recherche scientifique à Madagascar, financées par les fonds propres des équipes d’accueil du LAPLACE :

- V. Ramarozatovo (2011) [24], thèse en co-tutelle sur l’élaboration in-situ et caractérisation de nanotubes hétérogènes par plasma d’arc électrique.
- Z. Ranarijaona (2011) [167] sur l’étude des écarts d’équilibres thermiques dans les plasmas d’arc.
- R. Ramanantsoa (2011) [168] sur la caractérisation expérimentale d’un plasma d’arc et de son interaction avec les électrodes.
- H. Randrianandraina (2011) [169] sur l’amélioration des méthodes de calcul du transfert radiatif dans des plasmas thermiques : application au SF₆.
- D. Randrianarivao (2012) [170] sur la modélisation des écoulements dans un disjoncteur haute tension.

Quatre d’entre eux sont aujourd’hui Maître de conférences, le dernier est enseignant suppléant, tous à l’Université d’Antananarivo (soit à la Faculté des sciences, soit à l’Ecole Supérieur de Polytechnique d’Antananarivo). Trois de leurs étudiants ont été accueillis en stage au LAPLACE en 2016 et en 2017, tandis que deux autres thèses ont été soutenues au LAPLACE :

- P. Ratovoson (2015) [171] sur la caractérisation expérimentale d’un arc impulsionnel.
- A. Harry Solo (2020) [172] sur l’étude théorique de la phase de transition allumage/combustion d’un moteur à gaz.

Actuellement, deux thèses en co-tutelles sont en cours entre le LAPLACE et l’IME financées par les fonds propres de l’équipe ScIPRA (Sciences et Ingénierie des Plasmas Réactifs et Arcs) du LAPLACE :

- E. Vahatra Solofondrakotroka, thèse en co-tutelle sur la spectroscopie et le traitement de surface par plasma. Ses travaux se focalisent sur les plasmas d’azote et d’air.
- Mes travaux de thèse sur l’étude des transferts radiatifs des plasmas thermiques air-cuivre. Ce plasma se rencontre le plus souvent sur le réseau électrique malgache qui est à l’origine des coupures de courant, des dégradations des câbles électriques et des incendies dans les ménages et les centrales électriques.

La collaboration entre le LAPLACE et l’Université d’Antananarivo s’est également développée et renforcée grâce à des manifestations et projets scientifiques réalisés conjointement à Madagascar :

- **CIPE** (2012, 2014 et 2016) :

Le Congrès International Plasma-Energie (CIPE) est une conférence organisée par les premiers doctorants malgaches sortant de cette collaboration (qui sont enseignants aujourd’hui), sur le thème des plasmas et de l’énergie, dans le but de permettre aux chercheurs Malgaches de présenter et d’échanger sur leurs travaux, leurs problématiques et les enjeux énergétiques pour Madagascar.

- **MADEEHI** (2016-2019) :

Le projet MADEEHI ou Madagascar Energie Eau Habitat Informatique – Anthropologie était un projet Erasmus Mundus Capacity Building, partenariat fort initié par le M. Razafinimanana entre l’Université Paul Sabatier de Toulouse (France), l’Université du Pays Basque (Espagne), l’Université de Liège (Belgique), l’Université d’Antananarivo (Madagascar), l’Université de Toamasina (Madagascar) et l’Institut Supérieur de Technologie (Madagascar). Ce projet avait pour objectif de renforcer les capacités des enseignants-chercheurs malgaches en matière de maîtrise de l’énergie, de la gestion de l’eau, en génie civil, en informatique et en anthropologie, sous la forme de différentes actions : des missions sortantes d’enseignants-chercheurs malgaches dans les Universités européennes pour se former sur les différentes thématiques, des missions entrantes d’enseignants-chercheurs européens à Madagascar pour former des personnels et des étudiants, l’achat d’équipements installés à Madagascar pour une meilleure réalisation des travaux pratiques, et enfin la création d’un village vert regroupant les différentes thématiques du projet et servant de démonstrateur concret pour les établissements d’enseignement, de recherche et pour la population malgache. Ce projet, toujours d’actualité sur le territoire malgache, fait l’objet aujourd’hui de nouveaux projets européens proposés par l’Université Paul Sabatier Toulouse 3, portés notamment par Y. Cressault de l’équipe ScIPRA du LAPLACE et directeur de ces travaux de thèse.

II- GENERALITES SUR LE RAYONNEMENT THERMIQUE

2.1-Rayonnement thermique

Le rayonnement est d’abord défini par la théorie de la dualité onde-particule : l’émission d’une particule appelée « photon » associée à une onde électromagnétique. Son énergie dépend de sa longueur d’onde et est donnée par la relation de Planck :

$$E = \frac{hc}{\lambda} \quad (I-1)$$

h est la constante de Planck, c est la célérité de la lumière et λ est la longueur d’onde du rayonnement.

Lorsqu’un corps est porté à une température T , il émet une partie de son énergie vers le milieu sous forme de rayonnement thermique. Dans le cas d’un plasma thermique, la température et le rayonnement thermique sont très élevés, raison pour laquelle on peut tirer profit de ce phénomène pour fondre le métal dans un four à arc par exemple.

2.2- Equilibre Thermodynamique Complet (ETC) et Equilibre Thermodynamique Local (ETL)

A l’Equilibre Thermodynamique Complet (ETC), le plasma est caractérisé par une seule température (le gradient de température est nul) et par une énergie cinétique moyenne de toutes les particules. Toutes les réactions sont supposées contrebalancées par leurs processus inverses et le plasma se comporte comme un corps optiquement épais, tous les rayonnements émis sont réabsorbés. Ainsi, le plasma est régi par les lois de Maxwell, de Boltzmann, de Saha et de Planck [84] qui donnent respectivement la distribution des vitesses des particules, la distribution de la population des états excités, l’expression des espèces chargées et de l’équilibre d’ionisation et la distribution spectrale du rayonnement.

Cependant, les conditions à l’ETC ne peuvent être complètement satisfaites. Dans la réalité, la température au centre du plasma est plus élevée par rapport au bord et le rayonnement n’est pas totalement réabsorbé. Les processus collisionnels et radiatifs doivent être traités et étudiés localement selon Griem [173]. Les lois de Maxwell, de Boltzmann et de Saha sont toujours respectées à l’Equilibre Thermodynamique Local (ETL) sauf la loi de Planck qui est remplacée par la loi de Kirchhoff (I-12) et qui relie le coefficient spectral d’émission au coefficient spectral d’absorption.

Dans le cadre de cette étude et pour tous les résultats présentés et discutés, les plasmas d’air pur, de cuivre pur et les mélanges air-cuivre sont supposés à l’ETL.

2.3- Grandeurs fondamentales

2.3.1-Luminance

La luminance $L(\vec{r}, \vec{s})$ est la puissance du rayonnement émis par unité de surface normale à la direction de propagation et par unité d’angle solide (exprimée en sr). Elle est exprimée en $W/m^2/sr$ et considérée comme grandeur de base du rayonnement thermique [84]. La luminance spectrale $L_\lambda(\vec{r}, \vec{s})$ est la luminance calculée en chaque longueur d’onde.

$$L(\vec{r}, \vec{s}) = \int_0^\infty L_\lambda(\vec{r}, \vec{s}) d\lambda \quad (I-2)$$

2.3.2-Flux radiatif

Le flux radiatif représente la puissance totale émise par tout l’élément de surface et obtenu par intégration de la luminance totale sur toutes les directions et sur toute la surface S où elle peut rayonner (exprimée en W) :

$$\Phi_R(S) = \int_{4\pi} \int_S L(\vec{r}, \vec{s}) \cdot \vec{s} \cdot \vec{n} \cdot d\Omega dS \quad (I-3)$$

Ce flux s’écrit souvent par unité de surface dans la littérature, et est appelé densité de flux radiatif défini par la relation suivante (exprimé en W/m^2) :

$$F_R = \int_{4\pi} L(\vec{r}, \vec{s}) \cdot \vec{s} \cdot \vec{n} \cdot d\Omega \quad (I-4)$$

2.3.3-Divergence du Flux Radiatif (DFR)

La Divergence du Flux Radiatif représente la puissance radiative ou la puissance rayonnée par unité de volume (en W/m^3) ou par unité de volume et par angle solide (en $W/m^3/sr$). Selon les travaux de J. Lowke [174], en approximant le profil de température du plasma par un profil rectangulaire, à l’ETL, la DFR peut s’exprimer directement en fonction de l’émission nette ε_N par la relation :

$$\nabla F_R = 4\pi \varepsilon_N \quad (I-5)$$

2.3.4-Coefficient spectral d'absorption

Le coefficient spectral d'absorption $K(\lambda, T)$ représente l’absorption d’un rayonnement émis par unité de volume centrée en un point (r), à cette longueur d'onde λ , à la température T au cours de sa propagation dans le plasma. En $(r + dr)$ l’atténuation de la luminance émise à une température T s’écrit :

$$L_{\lambda}(r + dr, T) = -K(\lambda, T)dr \cdot L_{\lambda}(r, T) \quad (I-6)$$

Le coefficient spectral d'absorption au point (r) corrigé de l'émission spectrale induite, noté $K'(\lambda, T)$, est utilisé dans cette étude, s'exprime (en m^{-1}) par :

$$K'(\lambda, T) = K(\lambda, T) \left[1 - \exp\left(-\frac{hc}{\lambda k_B T}\right) \right] \quad (I-7)$$

2.4- Lois du rayonnement thermique

2.4.1-Loi de Planck

La loi de Planck donne la valeur de la luminance spectrale d'un corps noir par unité d'angle solide sur la longueur d'onde λ en fonction de la température T. Cette grandeur (exprimées en $W/m^2/\mu m/sr$) est notée L_{λ}^0 :

$$L_{\lambda}^0 = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \left(\exp\left(\frac{hc}{\lambda k_B T}\right) - 1 \right)^{-1} \quad (I-8)$$

2.4.2-Loi de Stefan Boltzmann

Après intégration de la loi de Planck sur tout le domaine de longueur d'onde, cette loi donne la puissance totale rayonnée $M^0(T)$, par unité de surface du corps noir à la température T (exprimée en W/m^2). En supposant une source lambertienne (la luminance est uniforme angulairement), la loi de Stefan Boltzmann s'exprime par :

$$M^0(T) = \int_0^{\infty} M_{\lambda}^0(T) d\lambda = \int_0^{\infty} \pi L_{\lambda}^0(T) d\lambda = \sigma_s T^4 \quad (I-9)$$

$M_{\lambda}^0(T)$ est la puissance rayonnée par unité de surface en une longueur d'onde λ du corps noir, σ_s est la constante de Stefan Boltzmann : $\sigma_s = 5,67 \cdot 10^{-8} W/m^2/K^4$. Cette loi montre l'importance du rayonnement pour des températures élevées.

2.4.3-Lois de Wien

Pour une température T donnée, la luminance spectrale d'un corps noir présente un maximum pour une valeur de longueur d'onde λ_m donnée. La relation qui lie cette longueur d'onde λ_m et la température est donnée par la première loi de Wien:

$$\lambda_m T = 2,898 \cdot 10^{-3} \quad (I-10)$$

$\lambda_m T$ (en $m.K$) est appelé la constante de Wien.

La deuxième loi de Wien donne la valeur de l’émittance spectrale ou la puissance rayonnée par unité de surface du corps noir à une température T donnée pour cette longueur d’onde λ_m :

$$M_{\lambda_m}^0 = BT^5 \quad (I-11)$$

Où $B = 1.287 \cdot 10^{-11}$ (en $W/m^2/\mu m/K^5$)

2.4.4-Loi de Kirchhoff

A l’ETL, la loi de Planck, relative au corps noir, ne permet plus de caractériser la distribution spectrale du rayonnement. En outre, quand un objet à la température T reçoit du rayonnement, il peut en émettre également. A la température T, la loi de Kirchhoff permet de relier son émission et son absorption spectrales par la relation :

$$\varepsilon_\lambda(T) = K'(\lambda, T) \cdot L_\lambda^0(T) \quad (I-12)$$

$\varepsilon_\lambda(T)$ est le coefficient spectral d’émission (en $W/m^3/sr$), $K'(\lambda, T)$ est le coefficient d’absorption (en m^{-1}) corrigé de l’émission induite et $L_\lambda^0(T)$ est la luminance du corps noir à la température T.

2.5- Equation du Transfert Radiatif (ETR)

L’Equation de Transfert Radiatif (ETR) est la formulation mathématique du transport du rayonnement dans un milieu. Pour un plasma thermique à l’ETL, en négligeant la diffusion, l’ETR en un point (s) s’exprime par :

$$\frac{dL_\lambda(s,T)}{ds} = K'(\lambda, T) \cdot L_\lambda^0(T) - K'(\lambda, T) \cdot L_\lambda(s, T) \quad (I-13)$$

$\frac{dL_\lambda(s,T)}{ds}$ est la variation de la luminance sur le trajet ds , $L_\lambda(s, T)$ est la luminance spectrale en s, $K'(\lambda, T)$ est le coefficient spectral d’absorption et $L_\lambda^0(T)$ est la fonction de Planck à la longueur d’onde λ et à la température T. Dans le second membre, le premier terme représente l’émission propre du milieu considéré et le second terme représente la puissance par unité de volume du rayonnement venant de l’extérieur.

2.6- Méthodes de résolution de l’Equation du Transfert Radiatif (ETR)

Etudier le transfert radiatif nécessite la résolution de l’ETR. Plusieurs méthodes basées sur des approches géométriques, statistiques, différentielles, etc... existent permettant de la résoudre selon le milieu (forme géométrique, nature du milieu, ...) ou selon certaines conditions imposées (écoulement, approximations, ...). Celles que nous avons choisies pour notre étude sont la méthode du Coefficient d’Emission Nette et celle basée sur les Coefficients Moyens d’Absorption qui s’appuient respectivement sur des approximations géométrique et spectrale du plasma. Nous les détaillerons dans le chapitre III et nous comparerons leurs résultats avec ceux obtenus par la résolution directe de l’ETR dans le chapitre IV. Nous présentons ici ces méthodes qui sont celles généralement les plus utilisées dans la littérature.

2.6.1-Méthode approchée de Rosseland

Cette méthode a été proposée pour des études dans le domaine de l’astrophysique [67]. Selon Rosseland, dans un milieu diffusant isotrope, semi transparent et optiquement épais, l’énergie venant de l’extérieur est supposée rapidement absorbée et n’a aucun impact sur son bilan énergétique [175]. L’ETR peut alors être simplifiée par l’expression suivante [176]:

$$F_R = -\frac{16n^2}{3\beta} \sigma_S T^3 \Delta T \quad (I-14)$$

Où F_R le flux radiatif, n et β l’indice de réfraction et le coefficient d’extinction du milieu (exprimé en m^{-1}), σ_S la constante de Stefan Boltzmann et ΔT est la variation de la température suivant l’épaisseur du milieu.

Cette relation (I-14) est parfois mise en défaut sur les bords du milieu qui se comportent souvent comme un corps gris. Cependant, cette méthode n’est valable que dans le cas d’un milieu diffusant de façon isotrope [179].

2.6.2-Modèle à deux flux

Cette méthode approchée est basée sur la simplification de l’ETR en deux équations qui expriment la variation de la densité du flux radiatif. La première (I-15) est son expression suivant le sens du gradient de température tandis que la seconde (I-16) est celle dans son sens inverse. Pour la propagation du rayonnement suivant l’axe x , les démonstrations de G. Guilbert [178] aboutissent au système d’équations suivant :

$$\frac{dF_R^+}{dx} = -(P + N)F_R^+ + NF_R^- \quad (I-15)$$

$$-\frac{dF_R^-}{dx} = -(P + N)F_R^- + NF_R^+ \quad (I-16)$$

$$F_R^+ - F_R^- = F_R \quad (I-17)$$

Avec les conditions aux limites :

- $F_R^+ = 1$ à la source
- $F_R^- = 0$ au récepteur

Où F_R , F_R^+ et F_R^- sont respectivement la densité du flux radiatif total, celles dans le sens du gradient et dans le sens inverse du gradient de température et P et N sont les sections efficaces d’absorption et de rétrodiffusion volumiques (diffusion vers leur direction d’origine) selon les travaux de G. Guibert [178].

Ce modèle donne une version simple de l’ETR et n’est pas suffisant pour décrire précisément le transfert radiatif surtout pour des milieux semi-transparents qui présentent une diffusion fortement anisotrope [179].

2.6.3-Méthode des zones

Cette méthode est basée sur la division du milieu en plusieurs zones de volumes et de surfaces isothermes bien définies. L’ETR est représentée par un système d’équations des expressions du flux radiatif entre chaque zone Z_i (volume G_i ou surface S_i) de température T_{Z_i} [180].

$$\begin{cases} F_{R_{S_i S_j}} = (S_i S_j) n^2 \sigma_S T_{S_i}^4 \\ F_{R_{S_i G_j}} = (S_i G_j) n^2 \sigma_S T_{S_i}^4 \\ F_{R_{G_i S_j}} = (G_i S_j) n^2 \sigma_S T_{G_i}^4 \\ F_{R_{G_i G_j}} = (G_i G_j) n^2 \sigma_S T_{G_i}^4 \end{cases} \quad (I-18)$$

Où F_R est le flux radiatif, $(Z_i Z_j)$ l’échange direct entre les zones Z_i et Z_j défini dans les travaux de H. Hottel et E. Cohen [180], n l’indice de réfraction du milieu et σ_S la constante de Stefan Boltzmann.

Cette méthode est très complexe car les démarches varient selon chaque échange directe $(Z_i Z_j)$ qui sont détaillées dans les travaux de H. Hottel et E. Cohen [180]. Elle donne des résultats plus précis en augmentant le nombre de zones considérées mais la multitude de calculs

à faire la rend encore plus complexe. De plus, dans le cas des corps gris, la température est différente dans chaque zone, obligeant de recalculer chaque grandeur [179].

2.6.4-Méthode de Monte Carlo

La méthode de Monte Carlo est une approche statistique qui consiste à suivre la distance parcourue par le photon avec des probabilités d’interaction le long de son parcours. Pour cela, le milieu est divisé en plusieurs volumes V_i de surfaces S_i isothermes ayant une puissance radiative P_i . Chaque P_i par unité de volume est la totalité des puissances échangées avec les volumes voisins V_j [181].

$$P_i = \sum_{j=1}^{N_{v_j}+N_{S_j}} P_{ij} = - \sum_{j=1}^{N_{v_j}+N_{S_j}} P_{ji} \quad (I-19)$$

Où N_{v_j} et N_{S_j} sont les nombres de volumes et surfaces voisins et P_{ij} est la puissance échangée entre les volumes V_i et V_j .

Chaque P_{ij} est exprimée selon les travaux de L. Tessé et al [181] par :

$$P_{ij} = \int_0^{+\infty} K_{iv} [L_v^0(T_j) - L_v^0(T_i)] \int_{V_i} \int_{4\pi} \sum_{c=1}^{N_p} \tau_{V_i}(BF_c) \times \left[\int_0^{l_{jc}} K_{iv} \exp(-k_{jv}x_{jc}) dx_{jc} \right] d\Omega_i dV_i dv \quad (I-20)$$

Où K_{iv} et $L_v^0(T)$ sont le coefficient spectral d’absorption et la luminance spectrale d’équilibre à la fréquence v de chaque volume V_i , N_p le nombre total de traversées de i vers j , $\tau_{V_i}(BF_c)$ la transmittivité spectrale entre la source B de V_i et le $c^{\text{ième}}$ point d’entrée F_c en V_j , x_{jc} l’abscisse sur le chemin optique de longueur l_{jc} dans V_j à partir du point F_c .

Cette méthode peut traiter le cas de formes géométriques complexes mais des erreurs statistiques peuvent survenir. De plus, le calcul nécessite une taille importante de mémoire et une longue durée d’exécution [179].

2.6.5-Méthode des harmoniques sphériques ou PN

La méthode des harmoniques sphériques ou P_N est basée sur la conversion de l’ETR en un système d’équations aux dérivées partielles [182]. Selon cette théorie, la luminance peut être réécrite sous la forme suivante [183, p.466]:

$$L(r, s) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l L_l^m(r) Y_l^m(s)$$

$$\text{Avec } Y_l^m(s) = (-1)^{\frac{m+|m|}{2}} \frac{[(l-|m|)!]^{1/2}}{[(l+|m|)!]} e^{im\psi} P_l^{|m|}(\cos\theta) \quad (I-22)$$

$$P_l^m(x) = \frac{(-1)^m}{2^l l!} [1 - x^2]^{m/2} \frac{d^{l+m}}{dx^{l+m}} [x^2 - 1]^l \quad (I-23)$$

Où $L_l^m(r)$ sont les coefficients complexes obtenus en intégrant $L(r, s)$ sur toutes les directions de l’espace, $Y_l^m(s)$ les harmoniques sphériques, $P_l^{|m|}(x)$ les fonctions propres, r la position, s la direction de propagation, l le degré de la série, m l’ordre azimutal et θ et ψ les angles polaire et azimutal décrivant la direction \vec{s} .

Le résultat obtenu est exact si les calculs sont faits en variant l de 0 à l’infini, mais cela rendrait les démarches très complexes. Dans la littérature, les auteurs s’arrêtent souvent à $l = 1$ et nomment cette méthode « Approximation P₁ » [183]. Le P₁ simplifie grandement les démarches et les équations à résoudre. De plus, sa différence par rapport au P₃ est négligeable [179]. Cependant, limiter les valeurs de l à 1 réduit considérablement les précisions sur la luminance et les flux radiatifs.

2.6.6-Méthode des volumes finis

Pour les simulations numériques, les méthode des éléments finis ou volumes finis sont les plus souvent utilisées dans les domaines de la mécanique des fluides [184]. Elles permettent de résoudre les équations aux dérivées partielles incluant l’ETR. La méthode des volumes finis divise le volume étudié en plusieurs mailles de petits volumes pour obtenir une forme discrétisée de l’ETR.

Pour le cas simple d’un corps gris où le coefficient d’absorption $K(s)$ et la luminance $L(s, \vec{\Delta})$ sont indépendants de la longueur d’onde dans chaque petit volume V_p , l’ETR à la position s et suivant une direction $\vec{\Delta}$ s’écrit [185]:

$$\vec{\Delta} \cdot \vec{\nabla} L(s, \vec{\Delta}) = K(s) [L^o(T(s)) - L(s, \vec{\Delta})] \quad (I-24)$$

En l’intégrant sur un petit volume V_p suivant la direction $\vec{\Delta}^k$ et autour d’un angle solide $\Delta\Omega^k$:

$$\int_{V_p} \int_{\Delta\Omega^k} \vec{\Delta}^k \cdot \vec{\nabla} L(s, \vec{\Delta}^k) d\Omega dV = \int_{V_p} \int_{\Delta\Omega^k} K(s) [L^o(T(s)) - L(s, \vec{\Delta}^k)] d\Omega dV \quad (I-25)$$

Chaque petit volume V_p est divisé en plusieurs tétraèdres ayant un sommet commun P. En échangeant l’intégral de volume du premier membre en intégral de surface, le coefficient d’absorption et la luminance étant supposés constants dans V_p , l’équation devient :

$$\int_{\Gamma_p} \int_{\Delta\Omega^k} \vec{L}(s, \vec{\Delta}^k) (\vec{\Delta}^k \cdot \vec{n}) d\Omega dS = K_p [L^o(T_p) - L_p^k] \Delta\Omega^k V_p \quad (I-26)$$

Où Γ_p est la frontière du volume V_p , et \vec{n} le vecteur normal à sa surface.

En subdivisant la frontière Γ_p en N_f panneaux de surface f , la luminance sur la totalité de Γ_p peut être approximée comme la somme des luminances obtenues sur chaque panneau f [185][183]. L’ETR devient :

$$\sum_{f=1}^{N_f} L_{i_f}^k A_f \Delta_f^k = K_p [L^o(T_p) - L_p^k] \Delta\Omega^k V_p \quad (I-27)$$

$$\Delta_f^k = \int_{\Delta\Omega^k} \vec{\Delta}^k \cdot \vec{n} d\Omega \quad (I-28)$$

Avec L_p^k et $L_{i_f}^k$ les luminances sur P et sur le point d’intégration i_f (point d’intersection entre deux médianes d’un quadrilatère), $L^o(T_p)$ la luminance à la température T_p du point P en supposant la frontière comme un corps noir [185], K_p le coefficient d’absorption dans V_p .

Les $L_{i_f}^k$ sont obtenus à partir des relations de fermeture détaillées dans les travaux de L. Trovalet [185].

La méthode des volumes finis donne des résultats en très bon accord avec le cas réel [179] mais l’approximation de la luminance réduit leur précision nécessitant une discrétisation plus fine.

Chapitre II-

DONNEES DE BASE POUR LE CALCUL DU TRANSFERT RADIATIF

Chapitre II- DONNEES DE BASE POUR LE CALCUL DU TRANSFERT RADIATIF

La résolution de l'ETR nécessite des données dont certaines sont issues de la littérature telles que les masses des espèces, les sections efficaces de collision, les niveaux d'énergie et leurs dégénérescences. D'autres doivent être calculées comme la densité des espèces et les coefficients spectraux d'absorption ou d'émission du rayonnement. Elles peuvent varier selon plusieurs paramètres à savoir : la température, la pression, la proportion du mélange air-cuivre dans le plasma, la longueur d'onde du rayonnement émis ou absorbé et la dimension du milieu. Pour étudier le transfert radiatif et l'influence de ces paramètres sur ce dernier, une base de données sur la composition et les coefficients spectraux d'absorption est établie pour des températures de plasma allant de 300K à 30000K, et des pressions allant de 1 bar jusqu'à 10 bars. Les différentes compositions des mélanges air-vapeurs métalliques de cuivre (Cu_{vap}) étudiées dans ce travail sont reportées dans le tableau II-1 :

Tableau II - 1 : Les différentes proportions volumiques d'air et de cuivre étudiées

Cas	Air (%)	Cu_{vap} (%)
1	100	0
2	75	25
3	50	50
4	25	75
5	0	100

Ces valeurs ont été choisies pour faciliter la comparaison des résultats avec la littérature [83][123] et mieux caractériser l'impact de la composition sur les mécanismes radiatifs.

La première partie de ce chapitre est consacrée au calcul de la composition chimique du plasma. Cette partie détaille la méthode de calcul choisie, présente les espèces prises en compte dans le milieu et représente l'influence de la température et de la proportion d'air-cuivre pour chaque pression sur la densité des espèces. La seconde partie est réservée au calcul des coefficients spectraux d'absorption avec une description des différents mécanismes radiatifs à l'origine du rayonnement des plasmas thermiques. En fonction des différents paramètres

étudiés (température, pression, concentration), plusieurs résultats de coefficients spectraux d'absorption sont présentés et discutés.

I- COMPOSITIONS CHIMIQUES

Déterminer la composition chimique du plasma est la première étape pour caractériser son transfert radiatif. Elle est utilisée pour estimer le rayonnement émis ou absorbé par le plasma. Dans la littérature, les principales méthodes pour calculer cette composition chimique sont :

- La minimisation d'une fonction thermodynamique (souvent l'enthalpie libre de Gibbs ou l'énergie libre d'Helmholtz) [75][186]
- La loi d'action de masse [187][188]
- Le modèle Collisionnel Radiatif (CR) [188][189]

Certains auteurs comme P. André [186] et V. Rat et al [190] ont comparé ces méthodes et ont conclu qu'elles conduisaient à des résultats identiques à l'Equilibre Thermodynamique Local (ETL), état défini par des électrons et des espèces lourdes ayant la même température. Dans le cas des plasmas Hors Equilibre Thermodynamique Local (HETL), c'est-à-dire, des plasmas où les électrons et les espèces lourdes ont des températures différentes, les résultats obtenus par la minimisation d'une fonction thermodynamique sont différents de ceux déduits par un modèle CR.

La méthode de la minimisation d'une fonction thermodynamique consiste à établir l'expression de cette fonction et à la minimiser en respectant la conservation du nombre de noyau et la neutralité électrique. Le développement de cette fonction pour toutes les espèces présentes conduit à un système d'équations à résoudre en imposant plusieurs hypothèses sur les températures internes (vibration, excitation électronique, rotation) et les températures de translation (espèces lourdes et électrons) [186]. D'après les travaux très détaillés de P. André [186], les compositions dépendent fortement de ces hypothèses à l'origine des différences observées dans le cas d'un plasma HETL.

La méthode de la loi d'action de masse est la méthode utilisée par notre équipe pour calculer la composition. Cette méthode est basée sur l'équation de Saha [74] couplée aux équations de conservation de la pression, de la neutralité électrique et de la proportion atomique. Pour se rapprocher des cas réels, les corrections de Viriel et de Debye sont également ajoutées

aux équations. Facile et rapide à mettre en œuvre [188], elle nécessite peu de données (fonction de partitions internes, masses et enthalpies de formation). Dans cette étude, la plasma étudié est supposé à l'ETL et les calculs sont réalisés selon le concept défini par Godin et Trépanier [187][188][191] que l'on détaille dans la suite de ce chapitre.

La méthode CR [188][189] est la méthode qui se rapproche le plus des cas réels. Elle est considérée comme la meilleure méthode pour calculer la composition chimique d'un plasma HETL mais elle reste complexe à cause des nombreuses équations à résoudre [191]. Cette approche tient compte des collisions inélastiques et des mécanismes radiatifs qui peuvent se produire au sein du plasma. Elle nécessite cependant des données de taux de réactions issus soit de la littérature soit des expérimentations.

1.1- Loi d'action de masse

1.1.1-Expression de la densité

Pour un gaz, la loi d'action de masse est donnée par la relation [77]:

$$\prod_{i=1}^N (Q_{tot,i}^{vol})^{c_i} = \prod_{i=1}^N n_i^{c_i} \quad (II-1)$$

Où n_i est le nombre de particules par unité de volume, $Q_{tot,i}^{vol}$ désigne la fonction de partition totale volumique (m^{-3}) de la particule i , c_i représente les coefficients stoechiométriques de la réaction chimique considérée et N le nombre total de particules du système thermodynamique.

A titre d'exemple, pour les réactions d'ionisation, la loi d'action de masse conduit à la loi de Saha-Eggert [74]:

$$\frac{n_e n_{A^+}}{n_A} = 2 \times \frac{Q_{A^+}^{int}}{Q_A^{int}} \times \left(\frac{2\pi m_e k_B T}{h^2} \right)^{3/2} \times \exp\left(-\frac{E_\infty^A}{k_B T}\right) \quad (II-2)$$

Où n_A et n_e désignent les densités de l'espèce A et des électrons, Q_A^{int} et $Q_{A^+}^{int}$ sont les fonctions de partition internes de A et de l'ion A^+ et E_∞^A est l'énergie d'ionisation de l'espèce A.

De même, pour les réactions de dissociation, elle conduit à la loi de Guldberg-Waage [191]:

$$\frac{n_A n_B}{n_{AB}} = \frac{Q_A^{int} Q_B^{int}}{Q_{AB}^{int}} \left(\frac{2\pi\mu_{AB}k_B T}{h^2} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{E_{diss}^{AB}}{k_B T}\right) \quad (II-3)$$

Avec n_A , n_B et n_{AB} sont les densités de population des atomes A, B et de la molécule AB, Q_A^{int} , Q_B^{int} et Q_{AB}^{int} sont leurs fonctions de partition internes, E_{diss}^{AB} est l'énergie de dissociation de la molécule AB, μ_{AB} la masse réduite et T la température.

Sous forme matricielle, les réactions susceptibles de se produire entre les éléments A et B dans le plasma se présentent sous la forme suivante :

A	B	Charge	N espèces présentes	
1	0	0	A	(II-4)
0	1	0	B	
0	0	-1	e^-	
1	0	1	A^+	
0	1	1	B^+	
2	1	0	A_2B	
...	

Chaque réaction chimique peut être représentée sous forme d'une matrice, prise pour exemple ici avec l'ionisation de l'élément A en A^+ :

A	B	Charge	espèces de la base	
1	0	0	A	(II-5)
1	0	1	A^+	
0	0	-1	e^-	

Cette matrice est la matrice de base β de dimension M (nombre des espèces de la base) de cette réaction et les autres éléments qui n'y sont pas présents forment la matrice hors base β^* de dimension N-M, N étant le nombre de tous les éléments présents. La matrice de réaction v est donnée par la relation :

$$v \cdot \beta = \beta^* \quad (II-6)$$

La matrice hors base β_M^* peut être représentée par :

$$\beta_{i,j}^* = \sum_{k=1}^M v_{j,k} \beta_{k,i} \quad (II-7)$$

Ou sous le formalisme suivant :

$$\left\{ \beta_j^* = \sum_{k=1}^M v_{j,k} \beta_k \right\}_{j=1}^{N-M} \quad (II-8)$$

$v_{j,k}$ représente les coefficients stœchiométriques des réactions du système

A partir de la loi d'action de masse, les densités des espèces hors base s'écrivent sous la forme :

$$\left\{ n_{\beta^*} = Q_{\beta_j^*}^{int} \cdot \prod_{i=1}^M \left(\frac{n_{\beta_i}}{Q_{\beta_i}^{int}} \right)^{v_{i,j}} \right\}_{j=1}^{N-M} \quad (II-9)$$

Sous forme logarithmique, elle s'écrit :

$$\left\{ n_{\beta^*} = Q_{\beta_j^*}^{int} \cdot \exp \left(\sum_{i=1}^M v_{i,j} [\ln(n_{\beta_i}) - \ln(Q_{\beta_i}^{int})] \right) \right\}_{j=1}^{N-M} \quad (II-10)$$

n_{β^*} et n_{β_i} sont les densités des espèces hors base et de la base chimique, $Q_{\beta_j^*}^{int}$ et $Q_{\beta_i}^{int}$ sont leur fonction de partition interne.

1.1.2-Lois de conservation

Les lois de conservation de la pression, de la neutralité électrique et de la proportion atomique doivent être satisfaites et associées à l'équation (II-10) pour déterminer les densités des N espèces considérées. Elles sont données par les expressions suivantes :

- La loi de conservation de la pression des gaz parfaits:

$$P = \sum_{i=1}^N n_i k_B T \quad (II-11)$$

Dans les conditions réelles, la loi de la conservation de la pression des gaz parfaits doit être corrigée par les coefficients de Viriel Δ_{Viriel} [74] et Debye-Eückel Δ_{Debye} [192] tels que :

$$\Delta_{Viriel} = \sum_{i=1}^N k_B T B_2(T) n_i^2 + \sum_{i=1}^N k_B T B_3(T) n_i^3 \quad (II-12)$$

$$\Delta_{Debye} = - \frac{k_B T}{24\pi\lambda_D^3} \quad (II-13)$$

$B_2(T)$ et $B_3(T)$ sont les 2^e et 3^e coefficients de Viriel et λ_D est la longueur de Debye

L'expression de la loi de la conservation de la pression devient alors :

$$P = \sum_{i=1}^N n_i k_B T + \Delta_{Viriel} + \Delta_{Debye} \quad (II-14)$$

- La loi de conservation de la neutralité électrique :

$$\sum_{i=1}^N n_i Z_i = 0 \quad (II-15)$$

- La loi de conservation de la proportion atomique :

$$\varepsilon_j \sum_{i=1}^N n_i C_{i,k} = \varepsilon_k \sum_{i=1}^N n_i C_{i,j} \quad (II-16)$$

n_i et Z_i sont la densité et la charge de chaque espèce i pour toutes les espèces considérées N, j et k sont d'autres éléments tels que $C_{i,k}$ et $C_{i,j}$ représentent leurs proportions élémentaires dans l'espèces i et ε_j et ε_k sont leurs ratios dans le plasma.

1.2- Cas d'un plasma thermique d'air-cuivre

1.2.1-Espèces présentes dans le plasma.

A partir des molécules initiales O_2, N_2 et Cu_2 , à mesure que la température augmente et selon la pression, des réactions se produisent au sein du plasma thermique conduisant à la formation d'autres espèces : des molécules neutres, des atomes neutres, des électrons et des ions. Les espèces considérées dans ce travail sont classées dans le tableau suivant :

Tableau II - 2 : Liste des espèces considérées pour un plasma air - cuivre

	neutres	chargés
atomes	O, N, Cu	$N^+, N^{2+}, N^{3+}, O^-, O^+, O^{2+}, O^{3+}, Cu^-, Cu^+, Cu^{2+}, Cu^{3+}$
molécules	$N_2, O_2, Cu_2, NO, NO_2, N_2O, N_3, O_3, NO_3, N_2O_3, N_2O_4, N_2O_5, CuO$	$N_2^+, O_2^+, O_2^-, NO^+, NO_2^-, N_2O^+$

1.2.2-Densités des espèces présentes dans le plasma

Nous présentons sur les figures II-1 à II-10 les compositions des mélanges (cf. *Tableau II - 1*) pour une pression de 1 bar et 10 bars. Ces figures sont ensuite interprétées dans la section 1.2.3- de ce chapitre.

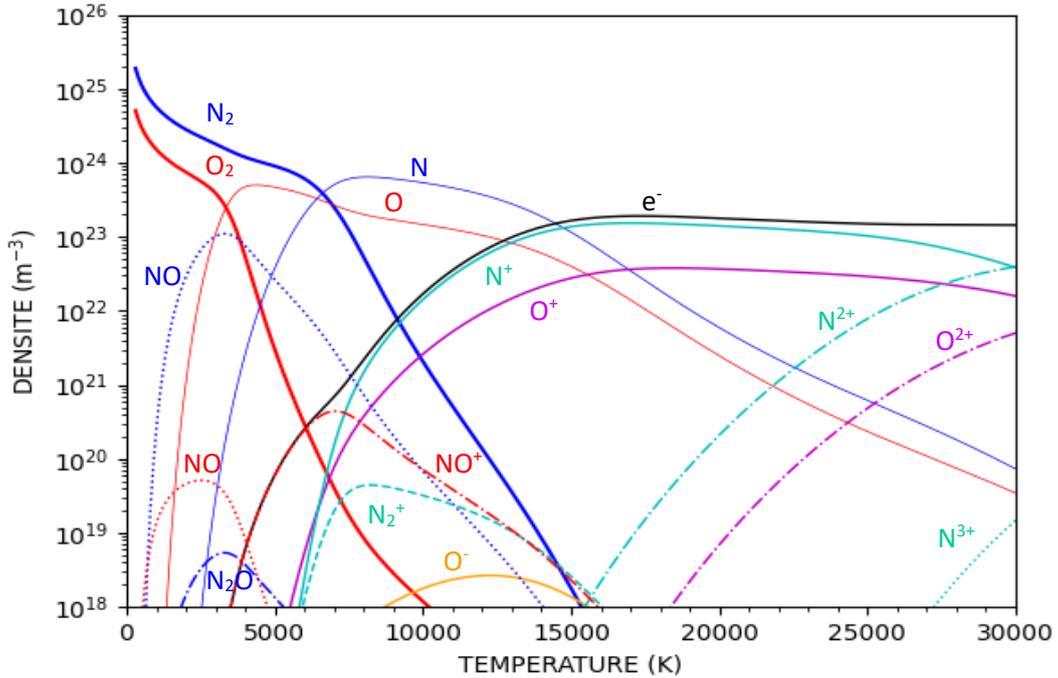


Figure II - 1 : Densités des espèces pour un plasma d'air pur à P= 1 bar

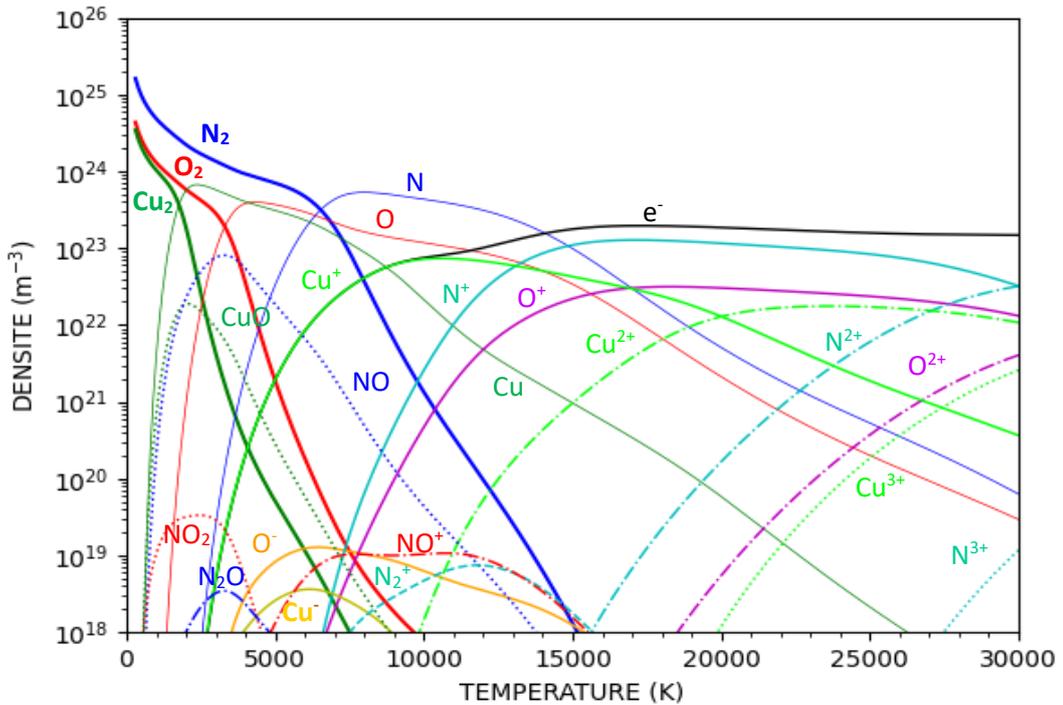


Figure II - 2 : Densités des espèces pour un plasma [75%] air – [25%] Cu à P= 1 bar

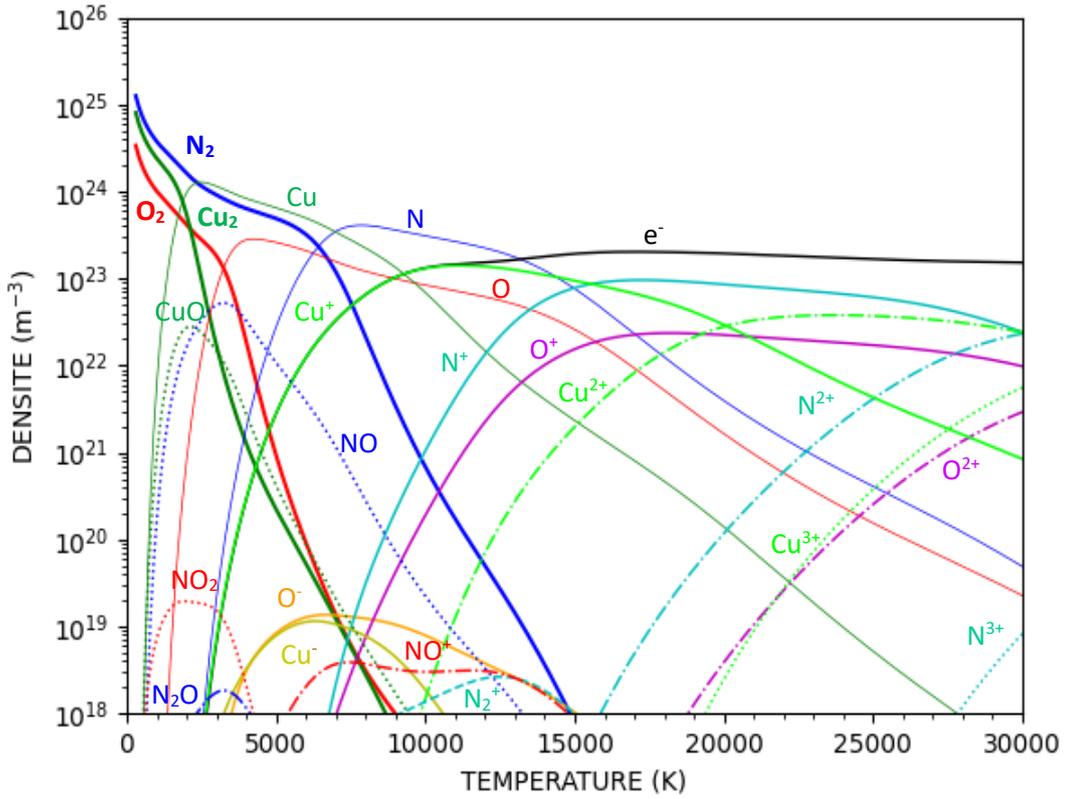


Figure II - 3 : Densités des espèces pour un plasma [50%] air – [50%] Cu à $P= 1 \text{ bar}$

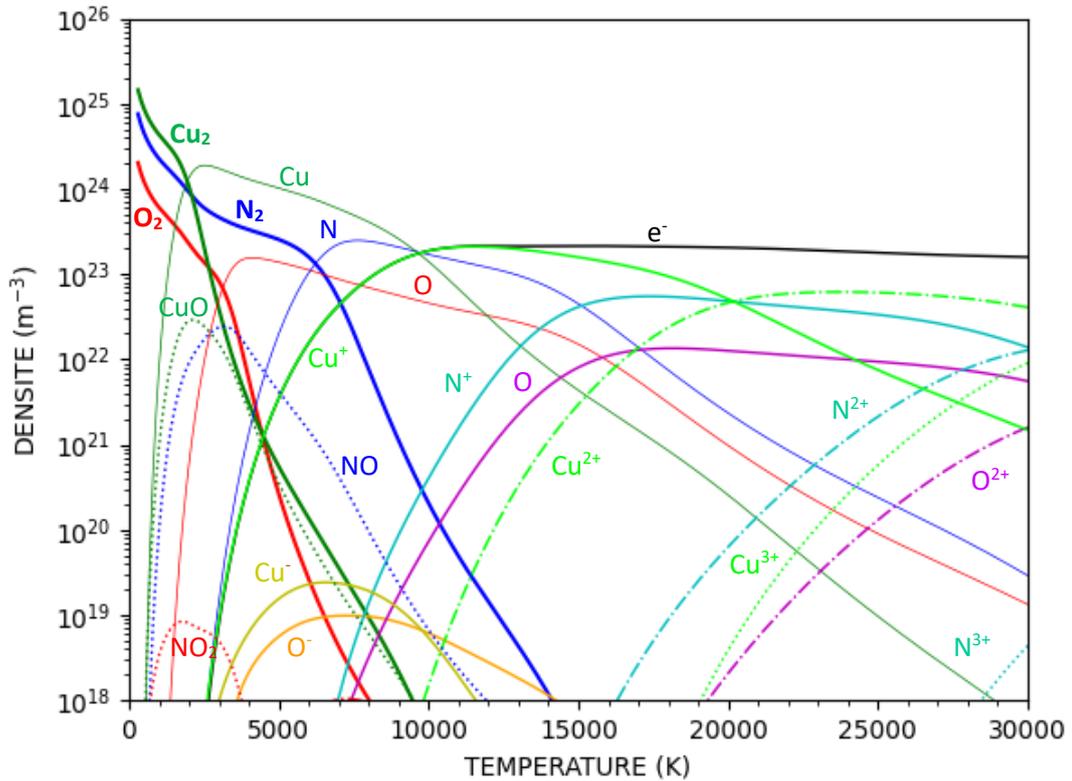


Figure II - 4 : Densités des espèces pour un plasma [25%] air – [75%] Cu à $P= 1 \text{ bar}$

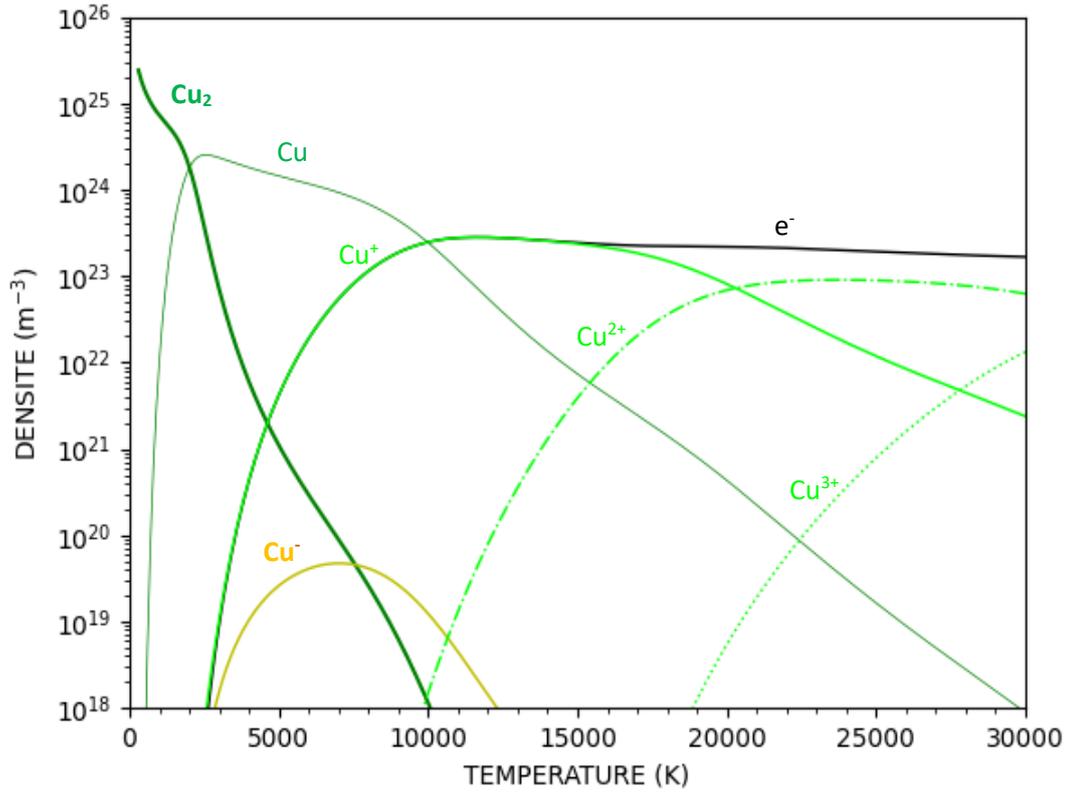


Figure II - 5 : Densités des espèces pour un plasma de cuivre pur à $P= 1$ bar

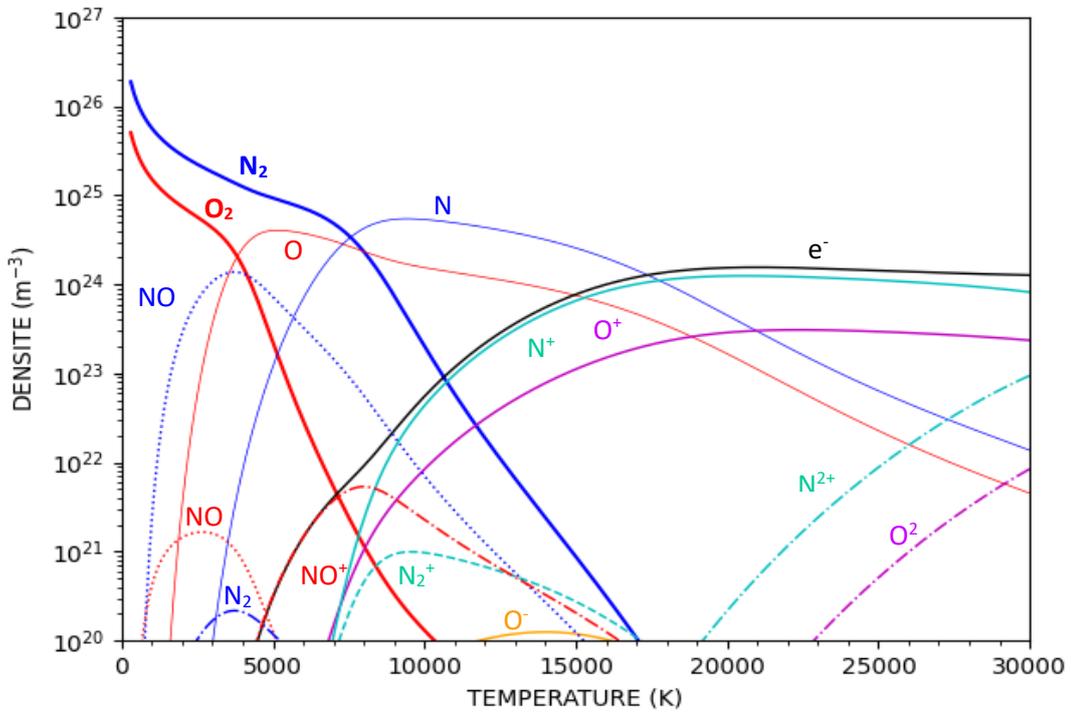


Figure II - 6 : Densités des espèces pour un plasma d'air pur à $P= 10$ bars

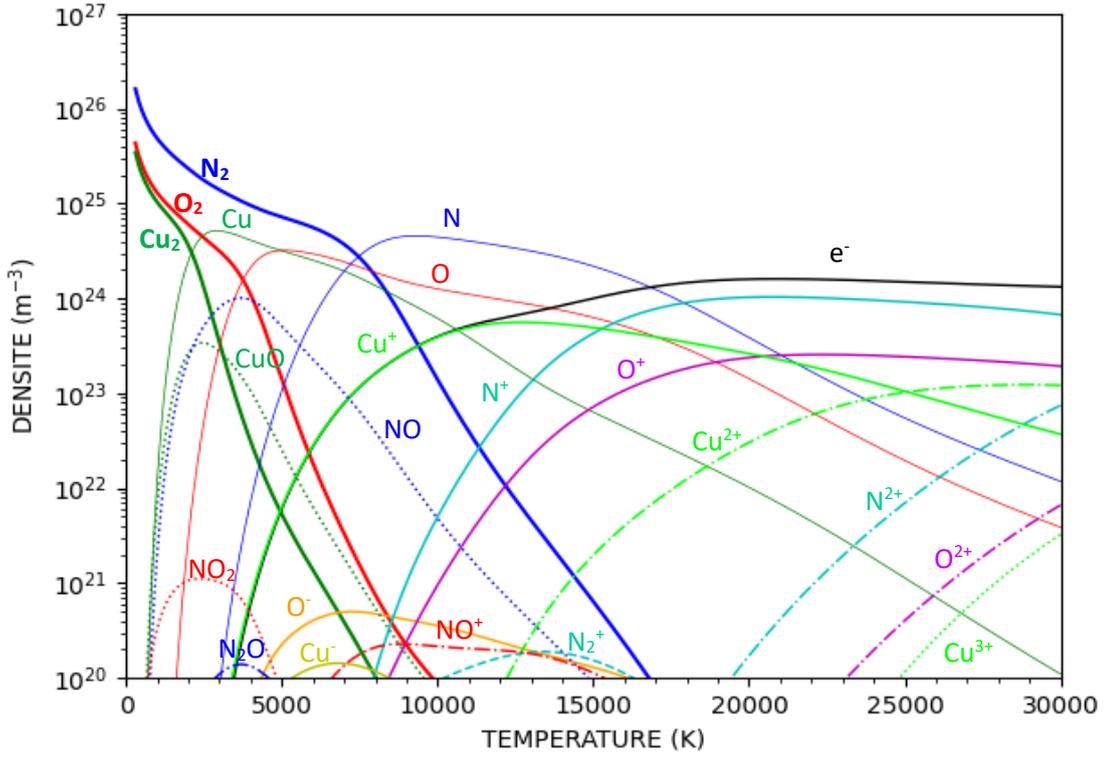


Figure II - 7 : Densités des espèces pour un plasma [75%] air – [25%] Cu à P= 10 bars

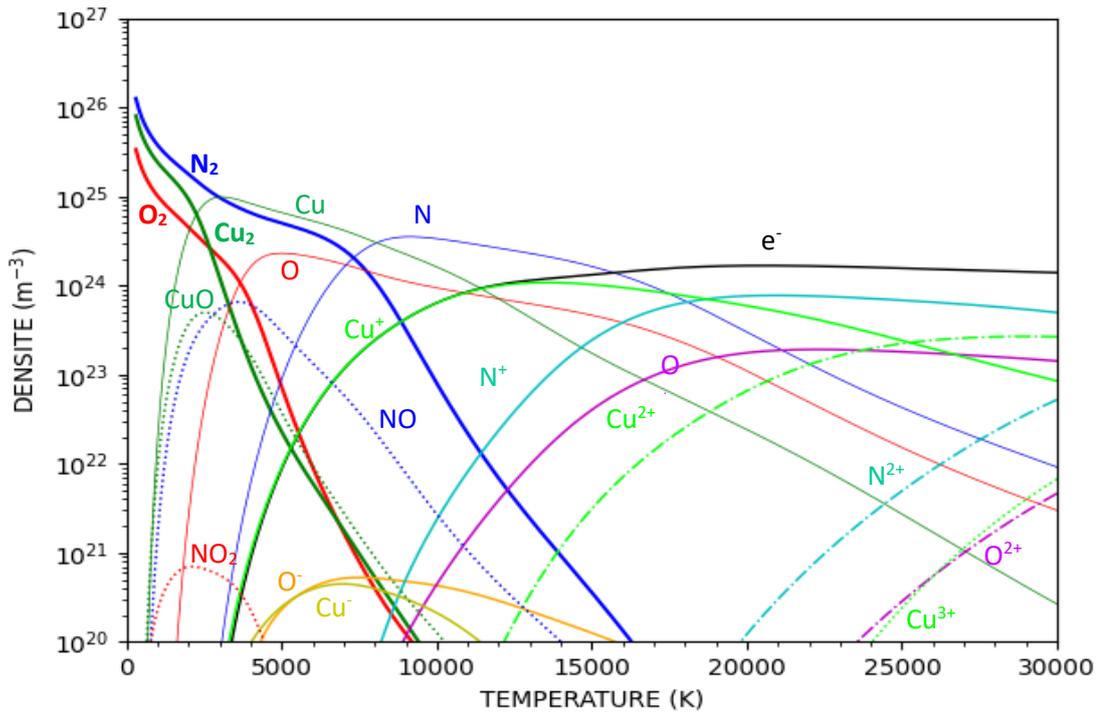


Figure II - 8 : Densités des espèces pour un plasma [50%] air – [50%] Cu à P= 10 bars

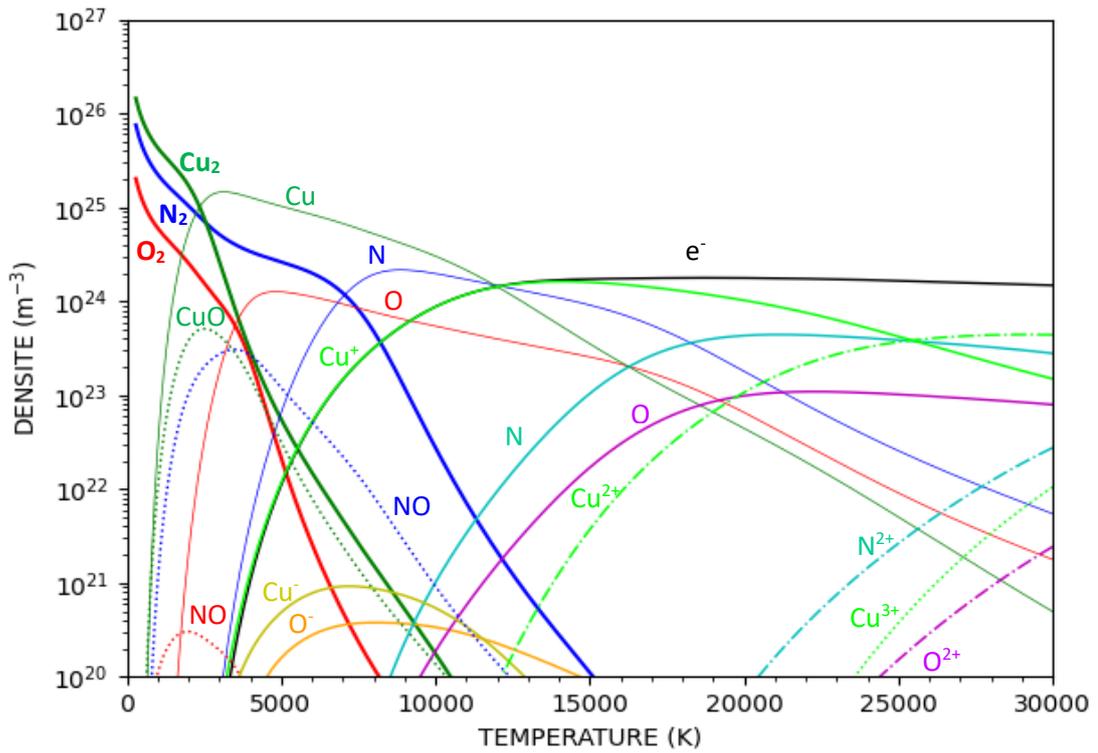


Figure II - 9 : Densités des espèces pour un plasma [25%] air – [75%] Cu à P= 10 bars

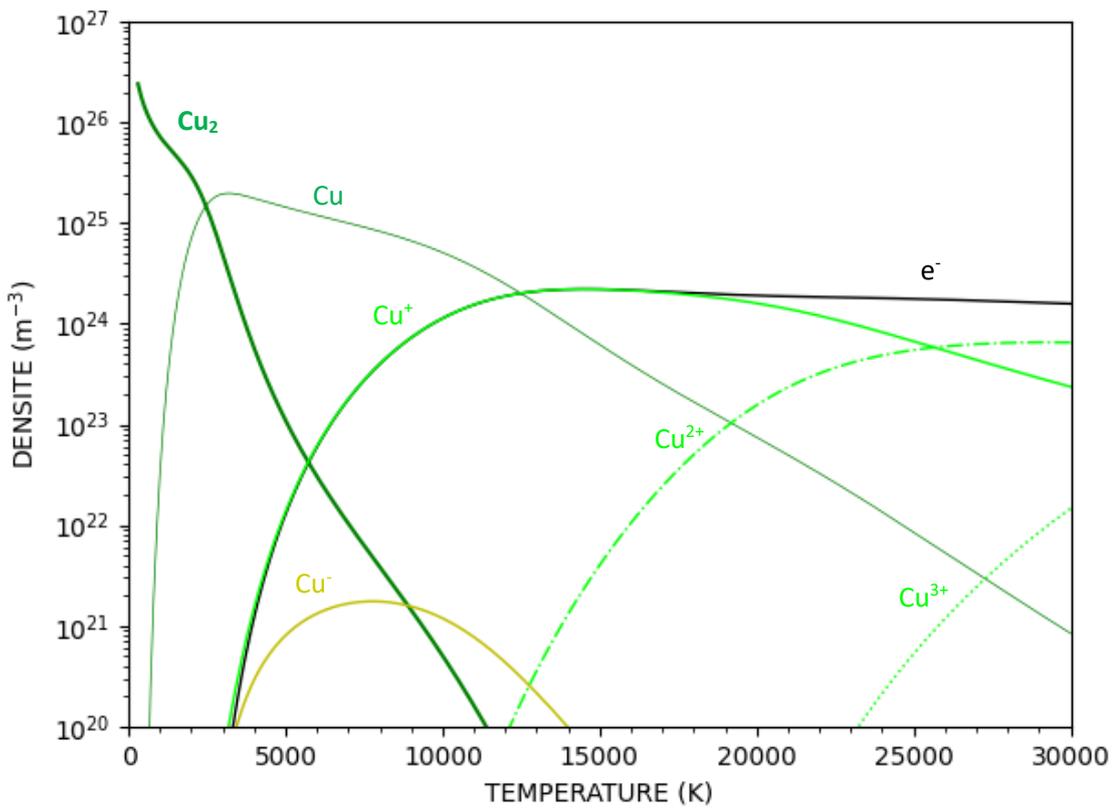


Figure II - 10 : Densités des espèces pour un plasma de cuivre pur à P= 10 bars

1.2.3-Interprétation des résultats

Sur l'ensemble des figures (*Figures II-1 à II-10*), la variation des densités suivant la température est marquée par trois phases:

- Phase 1 : la domination des molécules ;
- Phase 2 : la prépondérance des atomes ;
- Phase 3 : la prédominance des ions et des électrons.

La première phase correspondant aux basses températures est caractérisée par une domination des molécules et ions moléculaires dans le mélange. A mesure que la température augmente, ces molécules se dissocient progressivement pour former des atomes N, O et Cu qui vont petit à petit dominer le plasma. La deuxième phase débute lorsque les densités des atomes dépassent largement celles des molécules. Plus la température augmente, plus les atomes s'ionisent, laissant une place plus importante aux ions et aux électrons. Un plasma totalement ionisé correspond à la troisième phase.

Les trois phases diffèrent les unes des autres selon la température du plasma, la pression du milieu et la concentration de cuivre dans le mélange. Les délimitations sont regroupées dans les tableaux *II-3* et *II-4*:

Tableau II - 3 : Différentes phases de la variation des densités des espèces selon le mélange à P=1 bar

Mélanges	Phase 1	Phase 2	Phase 3
Air pur & [75%] air- [25%] Cu	T<6500K	6500K <T<14000K	T>14000K
[50%] air- [50%] Cu	T<2000K	2000K <T<14000K	T>14000K
[25%] air- [75%] Cu & Cu pur	T<2000K	2000K <T<10000K	T>10000K

Tableau II - 4 : Différentes phases de la variation des densités des espèces selon le mélange à P=10 bars

Mélanges	Phase 1	Phase 2	Phase 3
Air pur & [75%] air- [25%] Cu	T<7500K	7500K <T<17500K	T>17500K
[50%] air- [50%] Cu	T<2500K	2500K <T<17000K	T>17000K
[25%] air- [75%] Cu & Cu pur	T<2500K	2500K <T<12000K	T>12000K

L'augmentation progressive de la proportion de vapeurs métalliques de cuivre dans le mélange conduit à une diminution des densités volumiques de l'azote et de l'oxygène. Par rapport aux molécules N_2 et O_2 , les molécules Cu_2 se dissocient plus rapidement à basse température. La présence du cuivre est d'abord marquée par l'importante hausse de la densité du CuO dans la première phase, suivie par la domination des atomes de Cu dans la seconde, et enfin la présence d'ions Cu^+ (aux alentours de 10000K à 1 bar) dans la troisième. Le cuivre assure également la plus grande majorité de la production d'électron dans le mélange.

La variation de la pression affecte également les densités des espèces dans le plasma. Son accroissement conduit à une augmentation des densités volumiques décalée en température : les molécules vont difficilement se dissocier et les atomes vont s'ioniser plus à température plus élevée. Par exemple, à $P=1$ bar, la première et la deuxième phase débutent respectivement aux alentours de 6500K et 14000K pour le plasma d'air pur ; alors qu'elles débutent à température plus élevée, aux alentours de 7500K et 17500K, pour 10 bars.

II- COEFFICIENT SPECTRAL D'ABSORPTION

L'une des grandeurs fondamentales à la résolution de l'ETR est le coefficient spectral d'absorption du plasma. Il représente l'atténuation du rayonnement à travers un élément de volume pour une longueur d'onde donnée. Ce coefficient varie en fonction de la température, de la pression, de la longueur d'onde (ou fréquence) et du mélange. Dans ce travail, nous avons utilisé la méthode dite « line by line » pour le déterminer. Avant d'entrer plus en détails dans l'explication de cette méthode et les calculs associés, les mécanismes radiatifs présents au sein du plasma sont d'abord détaillés dans cette partie suivis de quelques résultats selon l'influence de la température, de la pression et de la proportion d'air-cuivre.

2.1- Mécanismes d'émission radiative dans les plasmas thermiques

Le rayonnement émis par les plasmas thermiques est le résultat d'une émission/absorption de photons issus d'interactions entre les espèces présentes dans le plasma. L'émission est différente selon l'espèce impliquée, qu'elle soit atomique ou moléculaire, neutre ou chargée. Les spectres obtenus sont classés en deux catégories: les spectres continus ou les continua et les spectres discrets ou les raies. Les continua regroupent tous les rayonnements obtenus par recombinaison radiative, par attachement radiatif, par photodissociation, par

photoionisation et par bremsstrahlung ou rayonnement de freinage. Tandis que les raies sont obtenues lorsqu'une espèce passe d'un état d'énergie quantifiée supérieure vers un état d'énergie inférieure.

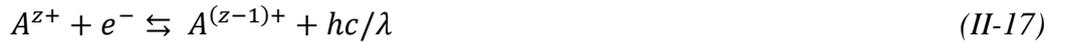
La majorité des données comme les sections efficaces et les facteurs de Bibermann sont issus des travaux de Cressault [92][84] et Chervy [113]. Les données restantes telles que les niveaux d'énergie, les dégénérescences, les énergies d'ionisation et de dissociation (etc) sont issues du NIST [193] et des travaux de Billoux [123].

2.1.1- Continuum atomique

Les continua atomiques sont obtenus à partir de deux processus coexistants : les transitions libre-lié regroupant les phénomènes de recombinaisons radiatives et d'attachements radiatifs; et les transitions libre-libre pour les rayonnements de freinage. La transition est dite libre-lié lorsqu'un électron libre se fixe sur un atome ou sur un ion alors qu'elle est dite libre-libre lorsqu'un électron libre passe dans le voisinage d'un atome ou d'un ion, et interagit sans qu'une recombinaison ait lieu [84][188].

a. Recombinaison radiative

Pour ce phénomène de transition libre-lié, un photon est émis lorsqu'un électron libre se combine à un ion A^{z+} de charge $z +$ pour former un ion $A^{(z-1)+}$ de charge $(z - 1) +$ ou un atome neutre A . Le processus inverse étant la photoionisation d'un atome ou d'un ion.



Le coefficient spectral d'émission associé à la recombinaison radiative pour l'azote et l'oxygène atomiques est donné par l'expression [84] [188] :

$$\varepsilon_{\lambda}^{rec}(T) = C_1 \frac{c}{\lambda^2} \frac{n_e n_{z+}}{Q_{z+}^{int}(T)} \frac{z^2}{T^{\frac{1}{2}}} \left[1 - \exp\left(-\frac{hc}{\lambda k_B T}\right) \right] g_1^{z+} \xi^{(z-1)+}(\lambda, T) \quad (II-18)$$

Avec

$$\xi^{(z-1)+}(\lambda, T) = \frac{\frac{1}{\lambda^3} \exp\left(\frac{E_{\infty}^{(z-1)+} - \Delta E_z}{k_B T}\right) \left[\sum_i g_i^{(z-1)+} \exp\left(-\frac{E_i}{k_B T}\right) \sigma_i(\lambda) \right]}{C_2 z^2 g_1^{z+} T \left(\exp\left(-\frac{hc}{k_B T}\right) - 1 \right)} \quad (II-19)$$

$$\text{Où } C_1 = 16 \frac{\pi \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0}\right)^3}{3 c^3 \sqrt{6 k_B \pi m_e^3}} = 5.44 \cdot 10^{-52} \text{ Jm}^{-3} \text{ K}^{1/2} / \text{sr} \quad (II-20)$$

$$C_2 = \frac{32 k_B \pi^2}{3 h^4 c^4 \sqrt{3}} \left(\frac{e^2}{4 \pi \epsilon_0} \right)^3 = 6.618 \cdot 10^{-6} m^{-1} K^{-1} \quad (II-21)$$

Pour le cuivre, $\epsilon_\lambda^{rec}(T)$ est obtenue en utilisant l'approximation hydrogénoïde [84] [188] proposée par Okuda et al [194] :

$$\epsilon_\lambda^{rec}(T) = C_3 n_e n_{z+} \frac{z^4}{\lambda^2 \cdot T^{3/2}} \left[\exp\left(-\frac{hc}{\lambda k_B T} - \frac{z \cdot \Delta E_Z}{\lambda k_B T}\right) \right] \cdot S \quad (II-22)$$

$$S = \sum_i \frac{g_i^{(z-1)+}}{n_i^5} \exp\left[\frac{E_\infty^{(z-1)+} - E_i^{(z-1)+}}{k_B T}\right] + \frac{1}{g_0^{(z-1)+}} \sum_{n=n_1}^{n_2} \frac{1}{n^3} \exp\left[\frac{z^2 E_{Ryd}}{n^2 k_B T}\right] \quad (II-23)$$

Où $n_1 = z \sqrt{\frac{E_{Ryd}}{\frac{hc}{\lambda} + z \cdot \Delta E_Z}}$ (II-24)

$$n_2 = z \sqrt{\frac{E_{Ryd}}{z \cdot \Delta E_Z}} \quad (II-25)$$

Avec $C_3 = 5.15 \cdot 10^{-38} J \cdot m^4 \cdot K^{3/2} / sr / s$, n_e et n_{z+} les densités respectives de l'électron et de l'ion A^{z+} de charge $z+$, $Q_{z+}^{int}(T)$ la fonction de partition interne de l'ion A^{z+} , $g_i^{(z-1)+}$ le poids statistique du niveau d'énergie i de $A^{(z-1)+}$, $\xi^{(z-1)+}(\lambda, T)$ le facteur de Bibermann-Schlüter de $A^{(z-1)+}$, $E_\infty^{(z-1)+}$ l'énergie d'ionisation de $A^{(z-1)+}$, ΔE_Z l'abaissement du potentiel d'ionisation, $E_i^{(z-1)+}$ l'énergie du niveau i de $A^{(z-1)+}$, $E_{Ryd} = 109737.3177 \text{ cm}^{-1}$ l'énergie de Rydberg et $\sigma_i(\lambda)$ la section efficace de photoionisation du niveau excité i à la longueur d'onde λ .

b. Attachement radiatif

Ce processus de transition libre-lié a lieu lorsqu'un électron libre s'attache à un atome A pour former un ion A^- . Le phénomène inverse est le photodétachement.



Le coefficient spectral d'émission lié à l'attachement radiatif est donné par l'expression [84] [188] :

$$\epsilon_\lambda^{att}(T) = \left(\frac{2hc^2}{\lambda^5} \right) \exp\left(-\frac{hc}{\lambda k_B T}\right) n_{A^-}(T) \sigma_{det}^-(T) \quad (II-27)$$

Où $\sigma_{det}^-(T)$ est la section efficace de photodétachement, $n_{A^-}(T)$ la densité de l'ion A^- .

c. Rayonnement de freinage ou bremsstrahlung

Ce phénomène de transition libre-libre intervient lorsqu'un électron libre passe au voisinage d'un atome ou d'un ion sans qu'une recombinaison ait lieu. L'électron ralentit (freine) et perd une partie de son énergie cinétique sous forme de rayonnement. Un électron avec une vitesse initiale v_i se retrouve alors à une vitesse v_f . Dans ce travail, l'interaction est supposée simple, c'est-à-dire que l'électron passe uniquement au voisinage d'une seule espèce à la fois conduisant au traitement d'une interaction binaire :

$$A + [e^-]_{v_i} \rightleftharpoons A + [e^-]_{v_f} + hc/\lambda \quad (II-28)$$

Dans le cas où A est un atome neutre, le phénomène est donc un rayonnement de freinage électron-neutre et le coefficient spectral d'émission est donné par l'expression [84][195][196]:

$$\varepsilon_\lambda^{ea}(T) = C_5 \frac{c}{\lambda^2} n_A n_e T^{3/2} \exp\left(-\frac{hc}{\lambda k_B T}\right) G^Z(\lambda, T) \quad (II-29)$$

$$\text{Avec } C_5 = \frac{32}{3c^3} \left(\frac{e}{4\pi\varepsilon_0}\right) \left(\frac{k_B}{2\pi m_e}\right) \quad (II-30)$$

$$G^Z(\lambda, T) = \int_0^\infty \sigma(x_0 + y)(x_0 + y)^2 e^{-y} dy \quad (II-31)$$

$$x_0 = -\left(\frac{hc}{\lambda k_B T}\right) \quad (II-32)$$

$G^Z(\lambda, T)$ est l'intégration de la section efficace totale selon la méthode de Gauss-Laguerre [84][195][196].

Pour le cas du rayonnement de freinage électron-ion entre un électron et un ion A^{z+} , le coefficient spectral d'émission est donné par la relation [84][195] :

$$\varepsilon_\lambda^{ei}(T) = C_7 \frac{c}{\lambda^2} \frac{z^2 n_e n_{z+}}{T^{1/2}} \exp\left(-\frac{hc}{\lambda k_B T}\right) G^{z+}(\lambda, T) \quad (II-33)$$

Où $C_7 = 5.44 \cdot 10^{-52} J \cdot m^3 / K^{1/2} / sr$ et $G^{z+}(\lambda, T)$ est le facteur de Gaunt obtenu par la méthode de Cabannes et Chapelle [195][197]; n_A , n_e et n_{z+} sont les densités respectives de l'atome A , de l'électron et de l'ion A^{z+} de charge $z+$.

2.1.2- Raies atomiques

Lorsqu'une espèce passe d'un niveau d'énergie quantifiée supérieure E_{sup} à un niveau d'énergie inférieure E_{inf} , un photon est émis à une longueur d'onde λ_0 correspondant à la différence d'énergie des deux niveaux.

$$\Delta E = E_{sup} - E_{inf} = \frac{hc}{\lambda_0} \quad (II-34)$$

Théoriquement, le photon est émis à une longueur d'onde précise avec un profil de raie appelé « pic de Dirac » (Figure II-11). Cependant, suite aux interactions et aux perturbations entre les espèces dans le plasma, la longueur d'onde d'émission est décalée et les profils réels des raies sont élargis. Les élargissements peuvent conduire à la superposition des profils de raies, phénomène que l'on appelle « chevauchement des raies » et que nous prenons en compte dans ce travail.

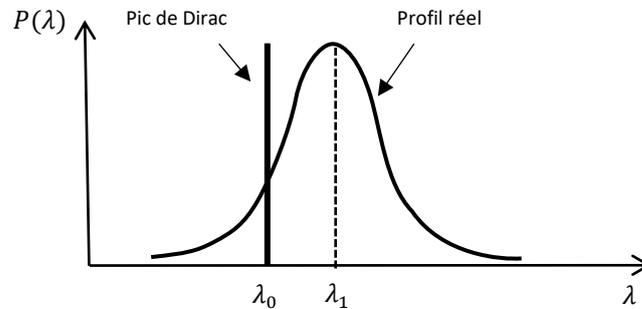


Figure II - 11 : Profil réel d'une raie après déplacement et élargissement

Pour les raies atomiques, le coefficient d'absorption est proportionnel au profil Voigt $P(\lambda)$ de la raie et est donné par l'expression :

$$K'_{raie\ at}(\lambda, T) = \frac{\pi e_0^2}{m_e c} f_{bh} \bar{n}_b P(\lambda) \quad (II-35)$$

$e_0 = \frac{\epsilon_0}{4\pi e^2}$, ϵ_0 est la permétabilité diélectrique du vide, e la charge élémentaire, m_e la masse électronique, c la célérité de la lumière, f_{bh} la force d'oscillateur de transition du niveau bas et \bar{n}_b la densité de l'élément émetteur au niveau bas.

2.1.2.1- Phénomènes d'élargissement et de déplacement

Nombreuses sont les origines des élargissements et déplacements des raies. Elles peuvent provenir des perturbations externes ou des interactions entre les espèces présentes dans le plasma. Dans ce travail, toutes les perturbations externes, comme les champs électromagnétiques créés par les matériaux environnant le plasma ou les rayonnements depuis

l'extérieur, ne sont pas pris en compte. En leur absence, les phénomènes à l'origine des élargissements et des déplacements des raies sont alors classés en trois catégories : l'effet naturel, l'effet Doppler et les effets de pression.

a- Effet naturel

Selon Heisenberg, une incertitude appelée « incertitude de Heisenberg » [198] existe et consiste à dire qu'une raie est toujours élargie et déplacée avec un élargissement et un déplacement minimaux. Cet effet est négligeable face aux autres phénomènes d'élargissement et de déplacement [84][123]. Nous ne l'avons pas considéré dans ce travail.

b- Effet Doppler

La longueur d'onde du photon émis par une particule peut être différente de la longueur d'onde reçue par l'observateur. En effet, la longueur d'onde apparente est différente si la particule s'éloigne ou s'approche de l'observateur. Une différence de longueur apparaît alors entre la longueur d'onde émise et la longueur d'onde reçue du photon. Ce phénomène appelé « effet Doppler » [199] provoque l'élargissement d'une raie mais ne déplace pas son centre.

L'élargissement des raies causé par l'effet Doppler à la température T du plasma est caractérisé par la largeur à mi-hauteur γ_g du profil de la raie. Il est donné par:

$$\gamma_g = 2\sqrt{\ln(2)} \Delta\lambda_D \quad (II-36)$$

$$\text{Avec } \Delta\lambda_D = \lambda_0 \sqrt{\frac{2k_B T}{mc^2}} \quad (II-37)$$

Où m est la masse de l'atome émetteur (en kg) et $\Delta\lambda_D$ la largeur Doppler (en m).

Le profil obtenu par l'effet Doppler est de type gaussien.

c- Effets de pression

Les effets de pression sont causés par l'interaction de la particule émettrice avec les autres espèces présentes dans le plasma. Ils peuvent se présenter sous trois formes : l'effet de résonance, l'effet de Van der Waals et l'effet Stark. Le profil obtenu par les effets de pression est de type lorentzien.

c1- Effet de résonance

L'effet de résonance apparaît lorsque l'atome émetteur (neutre ou chargé) interagit avec un atome identique et que la transition est couplée au niveau fondamental. L'effet de

résonnance provoque uniquement un élargissement des raies caractérisé par la largeur à mi-hauteur γ_r (en m) donnée par l'expression :

$$\gamma_r = 5,48 \left(\frac{g_f}{g_r} \right)^{1/2} n_0 \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right) \frac{f_r \lambda_0}{m_e} \left(\frac{\lambda_0}{2\pi c} \right)^2 \quad (II-38)$$

Avec n_0 la densité d'atome au niveau fondamental (en m^{-3}), g_f et g_r les dégénérescences des niveaux fondamental et résonnant et f_r la force d'oscillateur au niveau résonnant [118].

c2- Effet Van der Waals

L'effet Van der Waals apparait lorsque l'émetteur interagit avec des atomes neutres différents ou identiques si la transition n'est pas couplée au niveau fondamental. L'élargissement à mi-hauteur γ_v (en m) et le déplacement δ_v (en m) de la raie causés par cet effet sont donnés par les expressions suivantes:

$$\gamma_v = 8,16. C_6^{2/5} \bar{V}_0^{3/5} n_0 \frac{\lambda_0^2}{2\pi c} \quad (II-39)$$

$$\delta_v = 2,94. C_6^{2/5} \bar{V}_0^{3/5} n_0 \frac{\lambda_0^2}{2\pi c} \quad (II-40)$$

Avec C_6 la constante de Van der Waals (en m^6/s), c la célérité de la lumière, n_0 la densité de perturbateurs neutres (en m^{-3}) et \bar{V}_0 la vitesse relative moyenne entre les deux atomes (en $m.s^{-1}$) :

$$\bar{V}_0 = \sqrt{8k_B T \frac{m_{em} + m_{per}}{m_{em} m_{per}}} \quad (II-41)$$

où m_{em} et m_{per} sont respectivement les masses (en kg) de l'atome émetteur et de l'atome perturbateur.

c3- Effet Stark

Lorsque la particule émettrice est en interaction avec une particule chargée, nous avons l'effet Stark, dit quadratique si l'interaction est élastique et quadropolaire si inélastique.

- Effet Stark quadratique : les élargissements provoqués par une interaction élastique entre particules neutres et chargées sont différents de ceux provoqués entre particules chargées.

Pour une collision e-neutres, l'élargissement à mi-hauteur $\gamma_{s_quadra}^{en}$ (en m) est donné par la relation :

$$\gamma_{s_quadra}^{en} = 11,37 \cdot C_4^{2/3} \bar{V}_e^{1/3} n_e \frac{\lambda_0^2}{2\pi c} \quad (II-42)$$

Pour une collision e-ions, il est donné par l'expression :

$$\gamma_{s_quadra}^{ei} = 0,318 \cdot C_4^{2/5} \frac{n_e z^{4/5}}{T^{1/2}} \frac{\lambda_0^2}{2\pi c} \quad (II-43)$$

Le déplacement δ_s^e (en m) reste le même pour une interaction entre un électron et une particule émettrice neutre ou chargée :

$$\delta_s^e = 9,94 \cdot C_4^{2/3} \bar{V}_e^{1/3} n_e \frac{\lambda_0^2}{2\pi c} \quad (II-44)$$

$$\bar{V}_e = \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi m_e}} \quad (\text{en } m \cdot s^{-1}) \quad (II-45)$$

C_4 est la constante d'élargissement Stark (en m^4/s), n_e et m_e a densité (en m^{-3}) et la masse de l'électron (en kg).

Les relations (II-42) et (II-43) prennent en compte seulement les perturbations créées par les électrons. Pour introduire celles provoquées par les ions, Griem [200] propose une correction des élargissements et déplacement de l'effet Stark quadratique e-neutres et e-ions (en m). Les élargissements à mi-hauteur corrigés $\gamma_{s_quadra}^{corr}$ et le déplacement corrigé δ_s^{corr} s'expriment par :

$$\gamma_{s_quadra}^{corr} = \gamma_{s_quadra}^{en/ei} (1 + 1,75 A(1 - \alpha R)) \quad (II-46)$$

$$\delta_s^{e-corr} = \delta_s^e + 2A(1 - 0,75R)\gamma_{s_quadra}^e \quad (II-47)$$

$\alpha = 0,75$ dans le cas d'une interaction e-neutres et $\alpha = 1,2$ dans le cas d'une interaction e-ions. R et α sont des grandeurs sans unité.

$$R = \frac{\rho_m}{\rho_D} \quad (II-48)$$

$$\rho_m = \left(\frac{3}{4\pi \sum_i^{N_{pert}} n_i} \right)^{1/3} \quad (II-49)$$

$$\rho_D = \left(\frac{k_B T}{4\pi e^2 (n_e + \sum_i^{N_{pert}} n_i z_i^2)} \right)^2 \quad (II-50)$$

Avec n_i et z_i sont la densité et la charge du perturbateur i de nombre total N_{pert} , n_e la densité des électrons et A le paramètre d'élargissement ionique tel que :

$$A = \frac{4\pi}{3} \sum_i^{N_{pert}} n_i \left(\frac{C_4 z_i^2}{\delta_s^e} \right)^{3/4} \quad (II-51)$$

$$\bar{z} = \frac{\sum_i^{N_{pert}} n_i z_i}{\sum_i^{N_{pert}} n_i} \quad (II-52)$$

• Effet Stark quadrupolaire : l'interaction inélastique avec une particule émettrice neutre ou une particule chargée conduit aux élargissements (en m) suivants :

- Pour les émetteurs neutres :

$$\gamma_{quadrupole}^{neutre} = 6,05 \times 10^{-8} (\beta_{haut} - \beta_{bas}) \cdot n_e \frac{\lambda_0^2}{2\pi c} \quad (II-53)$$

- Pour les émetteurs ionisés :

$$\gamma_{quadrupole}^{ion} = 4,96 \times 10^{-5} (\beta_{haut} - \beta_{bas})^{2/3} \cdot n_e T^{-1/2} \frac{\lambda_0^2}{2\pi c} \quad (II-54)$$

Avec
$$\beta_j = \left(\frac{4}{15} (2L + 1) C_{L2L} \right)^{1/2} r_j^2 \quad (II-55)$$

$$r_j^2 = \frac{n^{*2}}{2Z} [5 n^{*2} + 1 - 3L(L + 1)] \quad (II-56)$$

$$n^* = z \left(\frac{hc E_{Ryd}}{E_\infty - E_j} \right) \quad (II-57)$$

Où E_{Ryd} est l'énergie de Rydberg, E_∞ l'énergie d'ionisation de l'émetteur, E_j son énergie au niveau j (haut ou bas), L le nombre quantique orbital et C_{L2L} un coefficient qui prend des valeurs en fonction de L données dans le tableau suivant :

Tableau II - 5 : Valeur de L et C_{L2L}

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

2.1.2.2- Profil de raie

Selon l'importance des effets d'élargissement et de déplacement, le profil de la raie peut être purement Gaussien, purement Lorentzien, ou convolué conduisant à un profil de Voigt.

a- Profil Gaussien :

Le profil gaussien d'une raie est donné par l'expression :

$$P_D(\lambda) = \frac{1}{\Delta\lambda_D\sqrt{\pi}} \exp\left[-\left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D}\right)^2\right] \quad (II-58)$$

Où $\Delta\lambda_D$ est la largeur Doppler définie en (II-37).

b- Profil Lorentzien :

Le profil Lorentzien d'une raie est donnée par l'expression :

$$P_L(\lambda) = \frac{\gamma_L}{\pi(\gamma_L^2 + (\lambda - \lambda_0 - \delta_L)^2)} \quad (II-59)$$

γ_L et δ_L sont respectivement l'élargissement à mi-hauteur et le déplacement Lorentziens obtenu en additionnant tous les élargissements et les déplacements causés par les effets de pression.

c- Profil de Voigt :

Le profil de Voigt [201][202] d'une raie est fonction des élargissements et déplacements Gaussien et Lorentzien.

$$P(\lambda) = \frac{a}{\Delta\lambda_D\pi\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp\left[-\left(\frac{y}{\Delta\lambda_D}\right)^2\right]}{a^2 + (y - \lambda + \lambda_0 + \delta_L)^2} dy \quad (II-60)$$

$$a = \frac{\gamma_L}{2} \quad \text{et} \quad \Delta\lambda_D = \frac{\gamma_D}{2\sqrt{\ln 2}} \quad (II-61) \quad (II-62)$$

Où γ_D et γ_L sont respectivement les largeurs à mi-hauteur Gaussienne et Lorentzienne et δ_L est le déplacement total (Lorentzien) de la raie.

2.1.3- Contribution moléculaire

Les molécules jouent un rôle sur le transfert radiatif seulement à basse température, car à mesure que la température augmente, elles se dissocient, leurs densités diminuent et leurs émissions deviennent de plus en plus négligeables. Ce rayonnement moléculaire est émis de façon continue (continua moléculaires) ou discrète (raies moléculaires).

Les continua moléculaires sont similaires aux continua atomiques et sont principalement la conséquence des phénomènes de photodissociation et de photoionisation :

- La photodissociation simple : $AB + h\nu \rightleftharpoons A + B$
- La photoionisation simple : $AB + h\nu \rightleftharpoons AB^+ + e^-$
- La photoionisation dissociative : $AB + h\nu \rightleftharpoons A + B^+ + e^-$

Les contributions des niveaux d'énergie électroniques, rotationnels et vibrationnels sur ces processus doivent être, théoriquement, prises en compte lors des calculs des coefficients spectraux d'absorption des continua moléculaires, les rendant très complexes [123]. Nous avons alors décidé d'utiliser l'approximation suivante [84][203]:

$$K'_{cont Mol}(\lambda, T) = n_{Mol}(T) \cdot \sigma_{Mol}(\lambda, 300K) \quad (II-63)$$

$K'_{cont Mol}(\lambda, T)$, $n_{Mol}(T)$ et $\sigma_{Mol}(\lambda, 300K)$ sont respectivement le coefficient spectral d'absorption des continua de la molécule, sa densité à la température T et sa section efficace totale de photoabsorption à 300K [84].

Les raies moléculaires ou bandes moléculaires résultent des transitions entre niveaux électroniques discrets de la molécule. Les différentes étapes permettant d'estimer leur contribution ($K'_{raie Mol}(\lambda, T)$) sont détaillées dans les travaux de Billoux [123]. Pour notre cas, nous nous sommes limités aux molécules diatomiques N_2 , O_2 , NO et N_2^+ pour le calcul des coefficients spectraux d'absorption issus des raies moléculaires.

2.2- Calcul du coefficient spectral d'absorption

2.2.1-Méthode de calcul « line by line »

Le coefficient spectral d'absorption est calculé par la méthode « line-by-line » ou LBL dans la littérature. Cette méthode consiste à calculer, pour une longueur, une température et une pression données, la somme des contributions du continuum atomique, du continuum moléculaire et des raies en prenant en compte le chevauchement spectral (à la différence du facteur de fuite [204] qui simplifie le calcul sans tenir compte de ce chevauchement). Ayant présenté précédemment les expressions des coefficients spectraux d'émission pour les différents mécanismes radiatifs, les coefficients spectraux d'absorption des continua atomiques sont obtenus par la loi de Kirchhoff :

$$[K'_{cont at}(\lambda, T)]^{phénomène} = [\varepsilon_\lambda(T)]^{phénomène} / L_\lambda^0(T) \quad (II-64)$$

Où $[\varepsilon_\lambda(T)]^{phénomène}$ représente le coefficient spectral d'émission du phénomène radiatif et $L_\lambda^0(T)$ la fonction de Planck.

La démarche consiste alors à calculer séparément les coefficients d'absorption des continua et des raies et les additionner. Ainsi, pour chaque longueur d'onde λ du spectre, le coefficient spectral d'absorption $K'(\lambda, T)$ est obtenu par :

$$K'(\lambda, T) = [K'_{cont at}(\lambda, T)]^{rec} + [K'_{cont at}(\lambda, T)]^{att} + [K'_{cont at}(\lambda, T)]^{fre} + K'_{cont Mol}(\lambda, T) + K'_{raie at}(\lambda, T) + K'_{raie Mol}(\lambda, T) \quad (II-65)$$

Nos données de base sont alors constituées des valeurs de ce coefficient spectral d'absorption pour toutes les longueurs d'onde du spectre, pour des températures allant de 300K à 30 000K avec un pas de 100K et pour des pressions de 1 bar et 10 bars.

2.2.2-Résultats et discussions

D'abord, nous comparons nos coefficients spectraux d'absorption du continuum pour l'air et le cuivre pur à P = 1 bar avec la littérature. Ensuite, nous présentons nos résultats à P= 1 bar pour chaque mélange et discutons de l'influence de la proportion de cuivre. Nous nous limitons aux températures : 5000K, 10000K, 20000K et 30000K pour représenter les différentes gammes de températures (basses, moyennes et hautes). Nous présentons également les résultats à haute pression (10 bars) pour visualiser l'influence de la pression. Enfin, nous discutons du rôle de chaque phénomène radiatif sur les coefficients spectraux d'absorption des continua atomiques.

2.2.2.1- Validation des résultats

Avant de discuter des phénomènes radiatifs et de l'influence de la proportion de cuivre sur le coefficient spectral d'absorption, nous validons nos coefficients spectraux d'absorption du continuum avec ceux issus de la littérature.

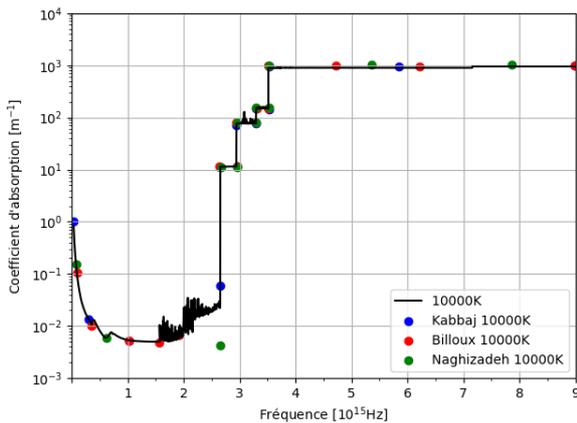


Figure II - 12 : Coefficient spectral d'absorption des continua d'un plasma thermique d'air pur à 10000K et P=1bar. Comparaison avec les résultats de Billoux [123], Kabbaj [83] et Naghizadeh [206]

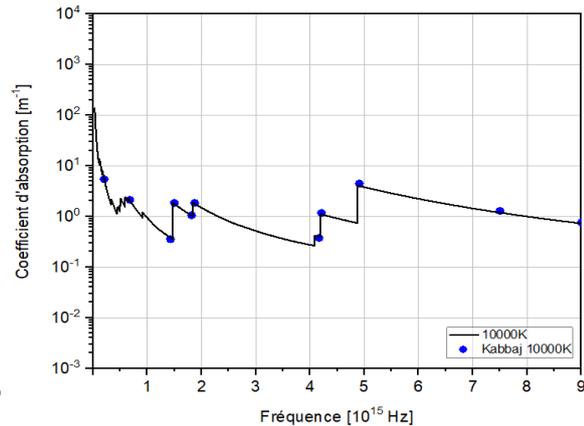


Figure II - 13 : Coefficient spectral d'absorption des continua d'un plasma thermique de cuivre pur à 10000K et P=1bar. Comparaison avec les résultats de Kabbaj [83]

Nous avons choisi les travaux de Billoux [123], Kabbaj [83] et Naghizadeh [205] pour valider le coefficient spectral d'absorption d'un plasma d'air pur. Ces trois auteurs fournissent des données similaires à 10000K et à 1 bar. Comme le montre la *figure II-12*, notre résultat pour un plasma d'air pur est en accord avec la littérature bien que Naghizadeh montre une petite différence aux alentours de $2.6.10^{15} \text{ Hz}$ qui s'explique par la non prise en compte du continuum moléculaire dans son cas.

Pour le cas du plasma de cuivre pur, nous avons choisi les travaux de Kabbaj [83] pour la même raison afin de valider notre coefficient spectral d'absorption. La *figure II-13* montre également que notre résultat pour le cas d'un plasma de cuivre à 10000K et à 1 bar est en accord avec la littérature. Nous restons sur ces deux plasmas purs car la littérature ne fournit pas de résultats sur les coefficients spectraux d'absorption des mélanges ayant les mêmes compositions que les nôtres (*Tableau II - 1*).

2.2.2.2- Coefficient spectral d'absorption à P=1bar

Les résultats issus des calculs du coefficient spectral d'absorption des mélanges que nous avons choisis (*Tableau II - 1*) pour les températures 5000K, 10000K, 20000K et 30000K à P= 1 bar sont représentés sur les figures *II-14* à *II-18*. Nous pouvons constater que ces derniers varient à la fois suivant la fréquence, la température et le mélange.

Suivant la fréquence, les courbes (*figures II-14* à *II-18*) sont, dans leur ensemble, séparées en deux gammes de fréquences : les basses fréquences ($< 5.10^{15} \text{ Hz}$) dominées par les raies et les hautes fréquences ($>5.10^{15} \text{ Hz}$) dominées par les fonds continus. Cette bipartition est surtout remarquée dans les basses et moyennes températures car les processus radiatifs à l'origine des continua deviennent de moins en moins importants à hautes températures.

Lorsque la température augmente, les valeurs du coefficient diminuent progressivement hormis dans les très basses fréquences ($<1.10^{15} \text{ Hz}$) où les coefficients d'absorption à 5000K sont très faibles par rapport à ceux des autres températures. Ces différences s'expliquent principalement par la diminution de la densité des espèces présentes au sein du plasma suivant l'augmentation de la température (*figures II-1* à *II-5*). La présentation détaillée des différents phénomènes radiatifs dans la section 2.2.2.4 de ce chapitre nous permettra de mieux comprendre ces valeurs des coefficients spectraux d'absorption.

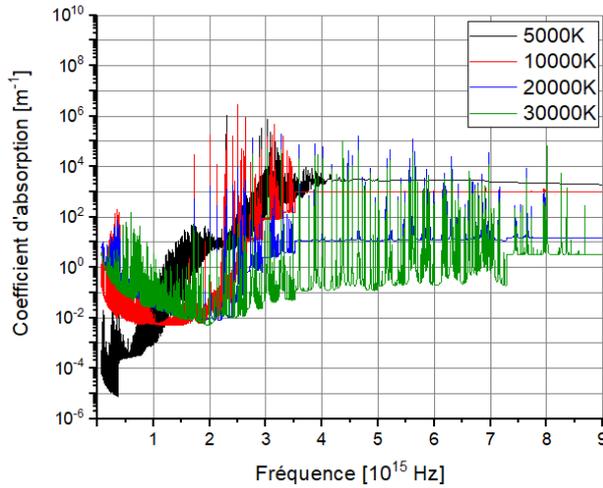


Figure II - 14 : Coefficient spectral d'absorption pour un plasma thermique d'air pur à $P=1\text{bar}$

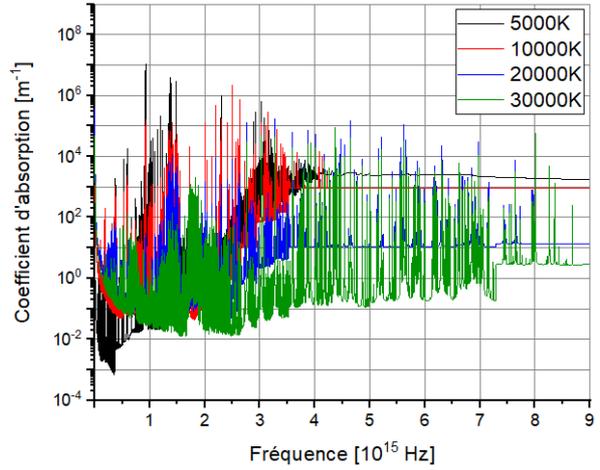


Figure II - 15 : Coefficient spectral d'absorption pour un mélange [75%] air - [25%] Cu à $P=1\text{bar}$

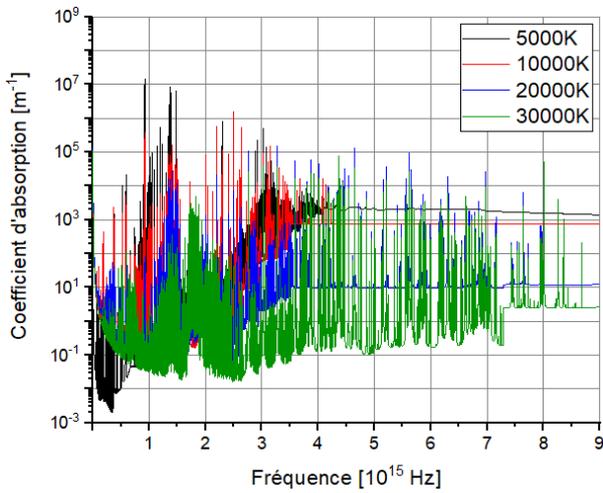


Figure II - 16 : Coefficient spectral d'absorption pour un mélange [50%] air - [50%] Cu à $P=1\text{bar}$

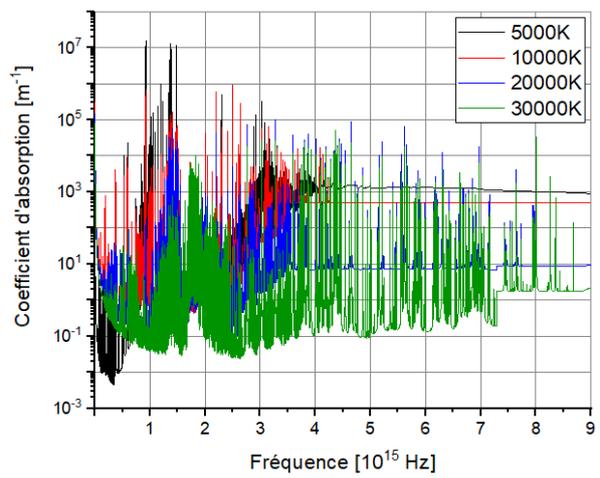


Figure II - 17 : Coefficient spectral d'absorption pour un mélange [25%] air - [75%] Cu à $P=1\text{bar}$

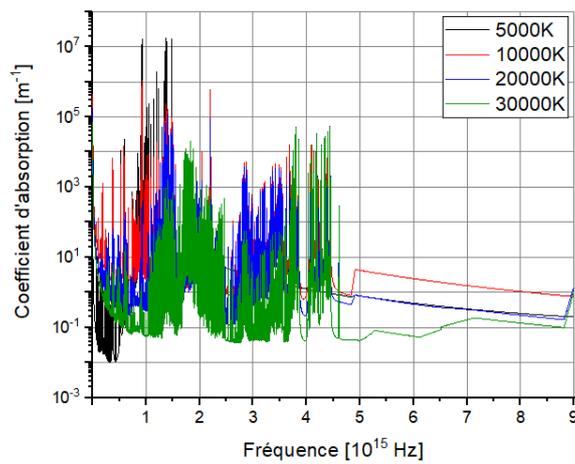


Figure II - 18 : Coefficient spectral d'absorption pour un plasma thermique de cuivre pur à $P=1\text{bar}$

2.2.2.3- Influence de la proportion de cuivre

Les figures II-19 à II-22 comparent les coefficients spectraux d'absorption des différents mélanges air-cuivre (*Tableau II - 1*) pour les températures $T=5000K$, $10000K$, $20000K$ et $30000K$ à 1 bar afin de visualiser l'influence de la proportion de cuivre. La présence des plasmas thermiques d'air pur et de cuivre pur rendent également ses comparaisons très intéressantes car tous les pics en noir représentent les raies de l'air et ceux en rouge les raies du cuivre. Ce qui nous amène à une première constatation : les raies de cuivre sont seulement présentes dans les fréquences inférieures à $5 \cdot 10^{15} Hz$ tandis que ceux de l'air recouvrent presque toute la bande spectrale.

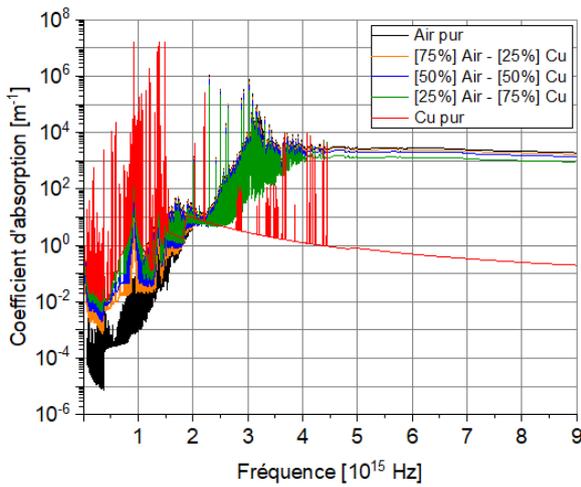


Figure II - 19 : Coefficients spectraux d'absorption pour différents mélanges air-cuivre à $T=5000K$ et $P=1bar$

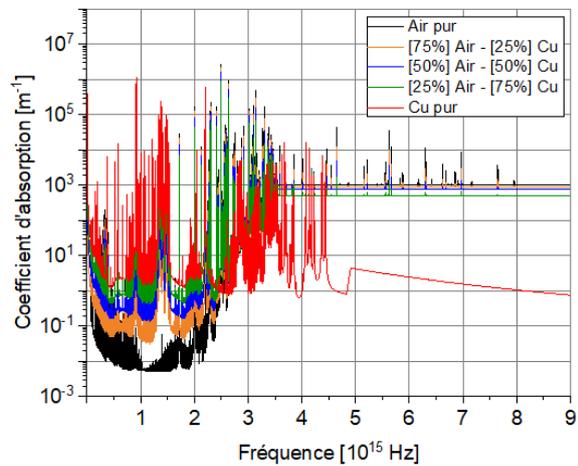


Figure II - 20 : Coefficients spectraux d'absorption pour différents mélanges air-cuivre à $T=10000K$ et $P=1bar$

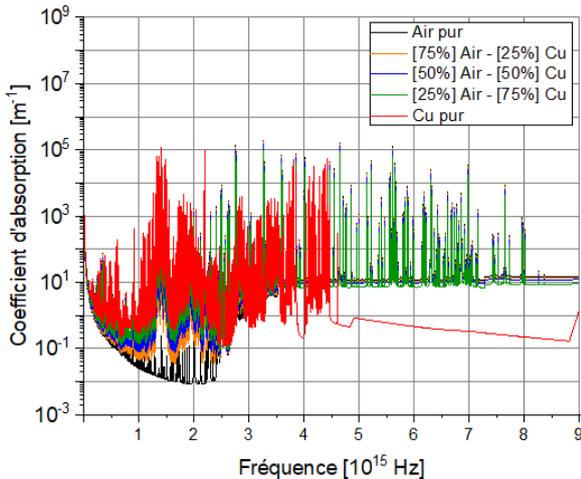


Figure II - 21 : Coefficients spectraux d'absorption pour différents mélanges air-cuivre à $T=20000K$ et $P=1bar$

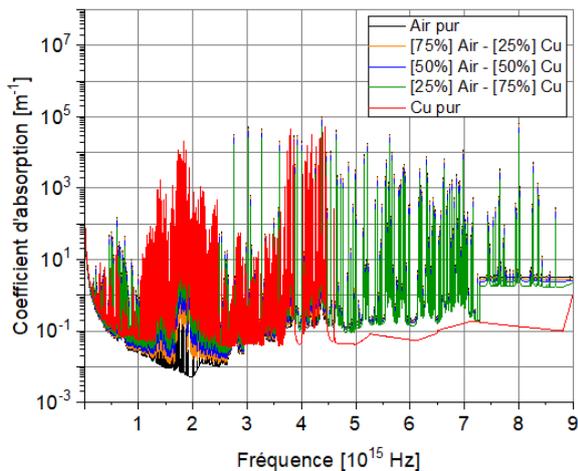


Figure II - 22 : Coefficients spectraux d'absorption pour différents mélanges air-cuivre à $T=30000K$ et $P=1bar$

Les figures II-19 à II-22 montrent qu'à mesure que la proportion de cuivre dans le mélange augmente, le coefficient spectral d'absorption s'accroît dans les basses fréquences ($< 2.3 \cdot 10^{15}$ Hz à 5000K et jusqu'à $3 \cdot 10^{15}$ Hz à 30000K) et inversement dans les hautes fréquences. Ceci s'explique par l'importante présence des raies de cuivre qui sont fortement émissives et absorbées dans ces régions de basses fréquences et la diminution des proportions d'air (majoritairement à l'origine du rayonnement émis et absorbé dans les hautes fréquences).

Ces figures permettent également de visualiser les phénomènes d'élargissement et de déplacement des raies suivant l'accroissement de la température. A titre d'exemple, la raie de cuivre qui se trouve à $0.9 \cdot 10^{15}$ Hz à 5000K (*figure II-19*) s'élargit et se déplace sur la fréquence $1.4 \cdot 10^{15}$ Hz à 20000K (*figure II-21*).

2.2.2.4- Contribution des phénomènes radiatifs relatif au continuum

Dans cette section, nous présentons, pour les différents mélanges (*Tableau II-1*) à $T=5000$ K, 10000 K, 20000 K, 30000 K et $P=1$ bar, les contributions des différents phénomènes radiatifs au continuum qui sont : la recombinaison radiative, l'attachement radiatif, le rayonnement de freinage (bremsstrahlung) et le continuum moléculaire afin de visualiser en détails leur importance sur le coefficient spectral d'absorption.

Pour mieux interpréter les figures (*figures II-27 à II-42*), nous allons subdiviser le spectre en trois régions en fonction de leur fréquence : les basses, les moyennes et les hautes fréquences.

Nous appelons « basses fréquences » ici la région où la fréquence est inférieure à $0.5 \cdot 10^{15}$ Hz. Cette région est dominée par le rayonnement de freinage : en passant au voisinage des autres espèces, les électrons perdent une partie de leur énergie cinétique sous forme de rayonnement. Dans cette zone, les énergies des photons émis ne sont pas suffisante pour arracher un électron d'un atome ou d'une molécule à l'état fondamental. L'importance de ce phénomène augmente avec la température à cause de l'augmentation de la densité des électrons. Prenons par exemple les figures II-31 et II-32, correspondant au mélange [50%] air - [50%] Cu : les valeurs du coefficient spectral d'absorption issues du rayonnement de freinage sont 10 fois plus élevées à 10000K par rapport à celles à 5000K. En revanche, le rayonnement de freinage perd de l'ampleur avec l'augmentation de la fréquence à cause de la photoionisation et de la photodissociation.

Pour les « moyennes fréquences » ($0.5 \cdot 10^{15} \text{ Hz} < \nu < 2.65 \cdot 10^{15} \text{ Hz}$), la prépondérance des phénomènes dépend de la température et du mélange :

- A 5000K, le continuum est dominé par la contribution moléculaire, en raison de la forte présence des molécules (Cu_2 , CuO , N_2 , O_2 , NO , etc...) et les phénomènes associés sont la photodissociation et la photoionisation. Nous apercevons également que, pour le cas de l'air pur, l'attachement radiatif est prédominant entre $0.5 \cdot 10^{15} \text{ Hz}$ et $1.65 \cdot 10^{15} \text{ Hz}$ (*figure II-23*) prouvé par la présence (même très faible) d'ion O^- , ce qui n'est pas le cas pour les autres mélanges (*figures II-27, II-31, II-35, II-39*) à cause de l'augmentation des coefficients spectraux d'absorption des continua moléculaires, associées notamment aux molécules de CuO et Cu_2 .

- A 10000K, la contribution moléculaire devient moins importante à cause de la diminution de la présence moléculaire, mais elle reste considérable à côté de l'attachement radiatif pour le cas de l'air pur. Pour le cas des mélanges air-cuivre, le coefficient spectral d'absorption est quasi dominé par l'attachement radiatif, prouvé par l'augmentation des densités des ions O^- et la présence d'ion Cu^- . Pour le cas du cuivre pur, l'attachement radiatif existe encore mais surpassé par la recombinaison du cuivre.

- Au-delà de 20000K, les molécules sont quasiment disparues et la densité des atomes neutres très électronégatifs est excédée par celles des ions positifs et des électrons libres. La recombinaison radiative est alors prédominante.

A « haute fréquence », ici supérieure à $2.65 \cdot 10^{15} \text{ Hz}$, on observe une variation notable avec la température des coefficients spectraux d'absorption. A 5000K, le continuum est toujours dominé par la contribution des molécules. Puis, l'importance de la recombinaison radiative prend de l'ampleur avec la température (à partir de 10000K). Pour l'air pur et les mélanges air-cuivre, cette région est délimitée par un brusque saut de la recombinaison radiative à $2.65 \cdot 10^{15} \text{ Hz}$, correspondant à l'excitation de l'atome d'azote (passage de la configuration électronique $2s^2 2p^2 4s$ au $2s 2p^4$), suivi d'un plateau qui diminue avec la température. Les photons ayant une énergie supérieure à cette fréquence sont fortement absorbés par le phénomène de la recombinaison radiative. Le plateau diminue avec la température car, suivant l'augmentation de la température, les espèces deviennent de plus en plus émissives et de moins en moins absorbantes. Puis un autre saut est observé à 30 000K sur la fréquence $7.15 \cdot 10^{15} \text{ Hz}$ correspondant à la deuxième ionisation de l'azote. Pour le cas du cuivre pur, le saut sur $1.65 \cdot 10^{15}$

Hz correspondant à la première ionisation du Cu qui disparaît à 30000K car l'atome neutre de cuivre laisse rapidement la place aux ions Cu^+ , Cu^{2+} et Cu^{3+} à cette température.

Les autres variations brusques des coefficients spectraux d'absorption représentent des photodétachements, des photodissociations ou des photoionisations des espèces présentes au sein du plasma : première ionisation de l'oxygène à $3.29 \cdot 10^{15}$ Hz, première ionisation de l'azote à $3.51 \cdot 10^{15}$ Hz, deuxième ionisation du cuivre à $4.9 \cdot 10^{15}$ Hz, etc... Les différents pics du continuum moléculaire proviennent des variations des sections efficaces de la photoabsorption des espèces moléculaires [84].

• Cas d'un plasma d'air pur

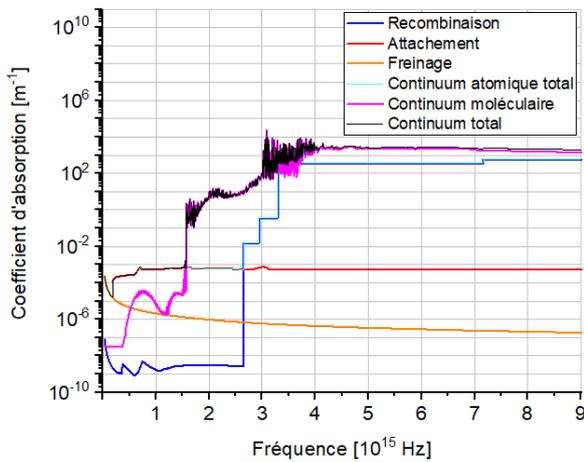


Figure II - 23 : Coefficients spectraux d'absorption des différents phénomènes radiatifs d'un plasma thermique d'air pur à $T=5000\text{K}$ et $P=1\text{bar}$

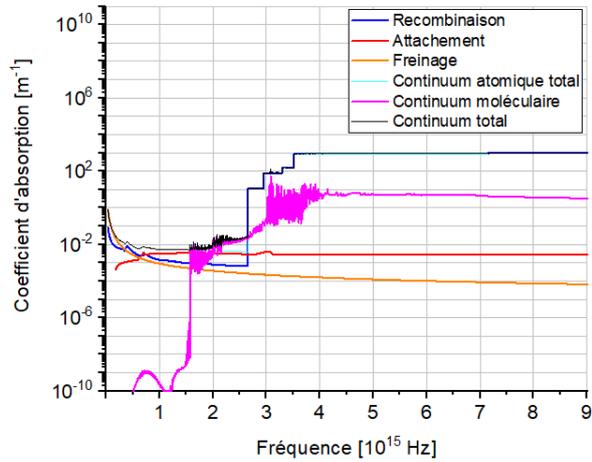


Figure II - 24 : Coefficients spectraux d'absorption des différents phénomènes radiatifs d'un plasma thermique d'air pur à $T=10000\text{K}$ et $P=1\text{bar}$

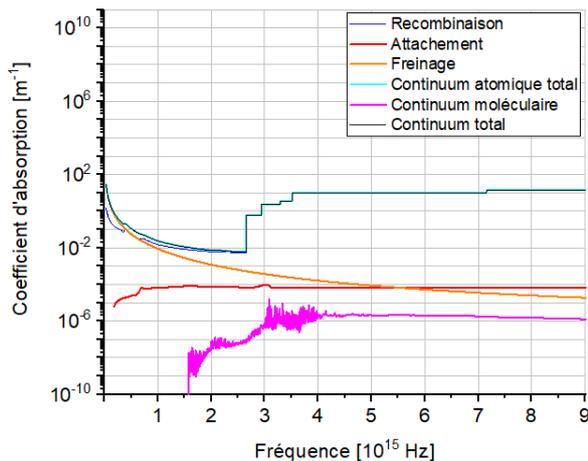


Figure II - 25 : Coefficients spectraux d'absorption des différents phénomènes radiatifs d'un plasma thermique d'air pur à $T=20000\text{K}$ et $P=1\text{bar}$

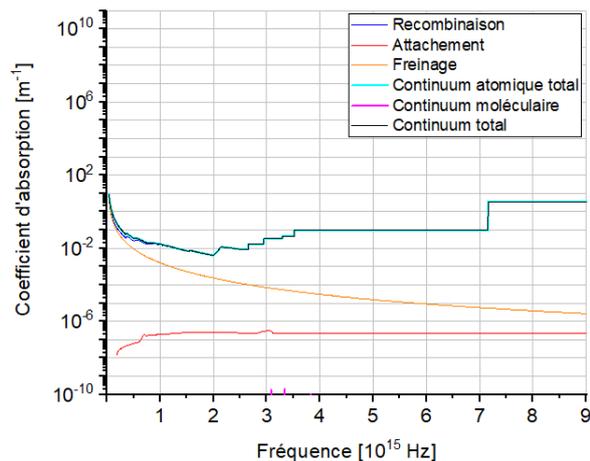


Figure II - 26 : Coefficients spectraux d'absorption des différents phénomènes radiatifs d'un plasma thermique d'air pur à $T=30000\text{K}$ et $P=1\text{bar}$

• Cas d'un plasma de [75%] air - [25%] Cu

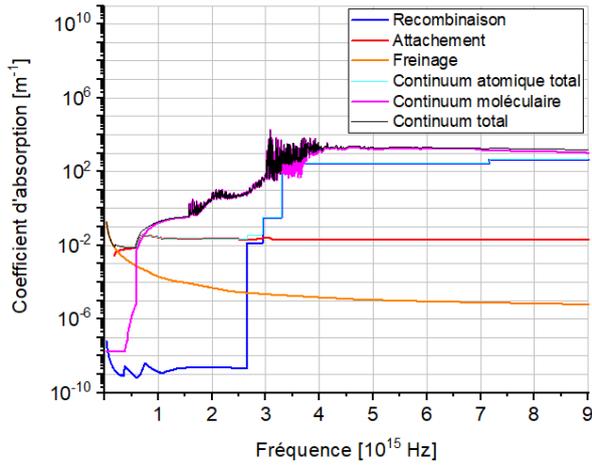


Figure II - 27 : Coefficients spectraux d'absorption des différents phénomènes radiatifs d'un mélange [75%] air - [25%] Cu à $T=5000K$ et $P=1bar$

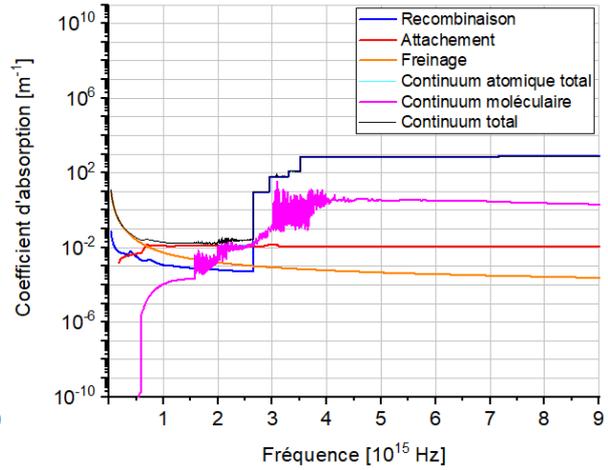


Figure II - 28 : Coefficients spectraux d'absorption des différents phénomènes radiatifs d'un mélange [75%] air - [25%] Cu à $T=10000K$ et $P=1bar$

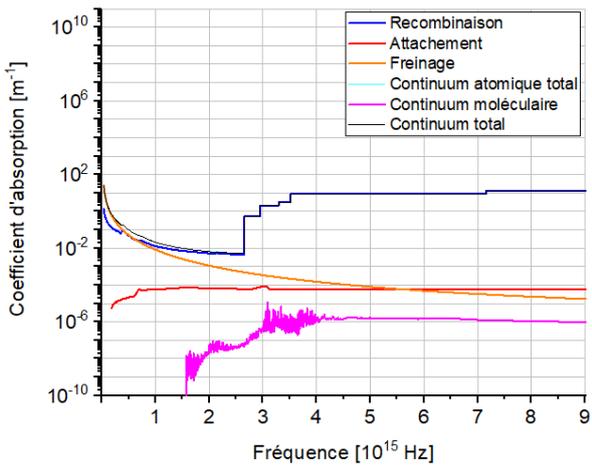


Figure II - 29 : Coefficients spectraux d'absorption des différents phénomènes radiatifs d'un mélange [75%] air - [25%] Cu à $T=20000K$ et $P=1bar$

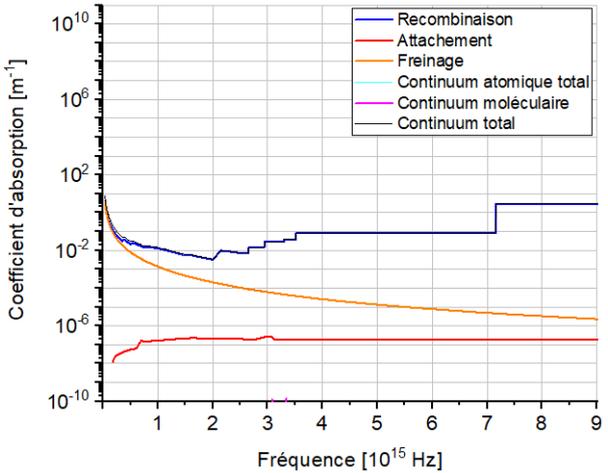


Figure II - 30 : Coefficients spectraux d'absorption des différents phénomènes radiatifs d'un mélange [75%] air - [25%] Cu à $T=30000K$ et $P=1bar$

• Cas d'un plasma de [50%] air - [50%] Cu

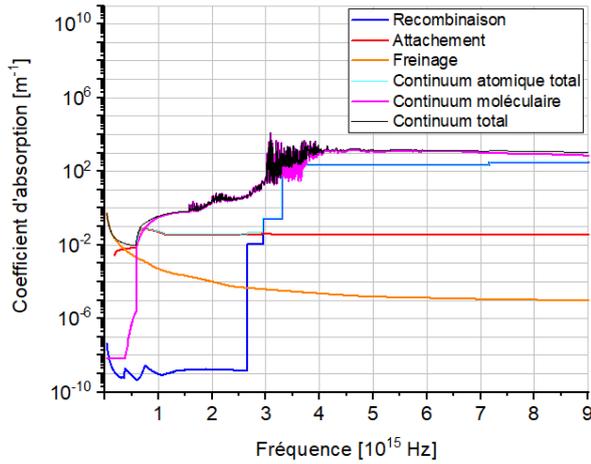


Figure II - 31 : Coefficients spectraux d'absorption des différents phénomènes radiatifs d'un mélange [50%] air - [50%] Cu à $T=5000K$ et $P=1bar$

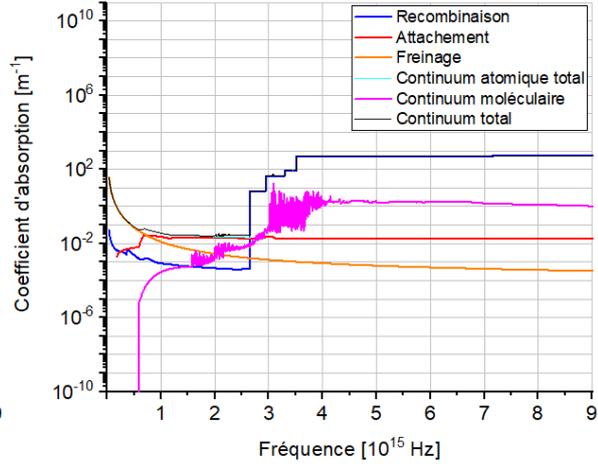


Figure II - 32 : Coefficients spectraux d'absorption des différents phénomènes radiatifs d'un mélange [50%] air - [50%] Cu à $T=10000K$ et $P=1bar$

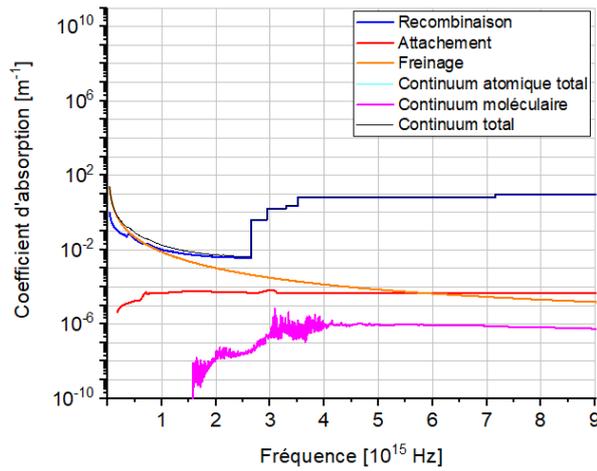


Figure II - 33 : Coefficients spectraux d'absorption des différents phénomènes radiatifs d'un mélange [50%] air - [50%] Cu à $T=20000K$ et $P=1bar$

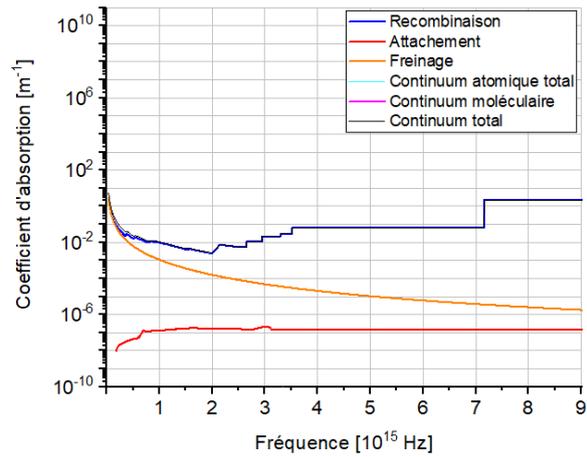


Figure II - 34 : Coefficients spectraux d'absorption des différents phénomènes radiatifs d'un mélange [50%] air - [50%] Cu à $T=30000K$ et $P=1bar$

• Cas d'un plasma de [25%] air - [75%] Cu

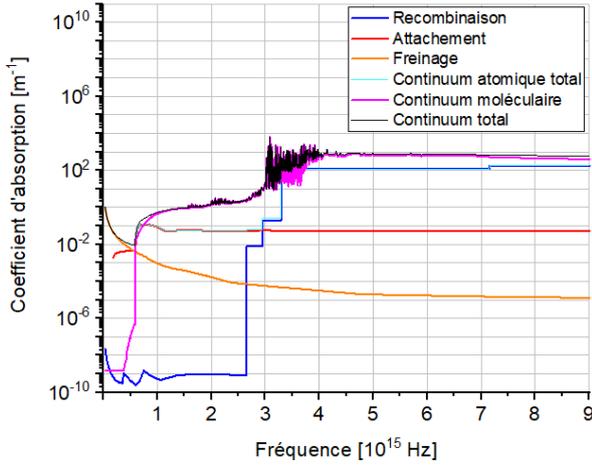


Figure II - 35 : Coefficients spectraux d'absorption des différents phénomènes radiatifs d'un mélange [25%] air - [75%] Cu à $T=5000K$ et $P=1bar$

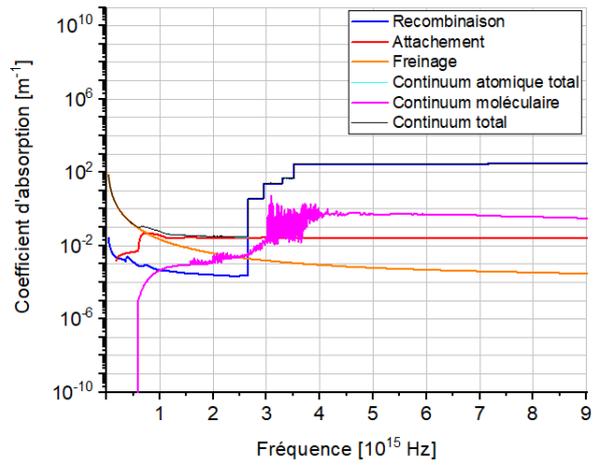


Figure II - 36 : Coefficients spectraux d'absorption des différents phénomènes radiatifs d'un mélange [25%] air - [75%] Cu à $T=10000K$ et $P=1bar$

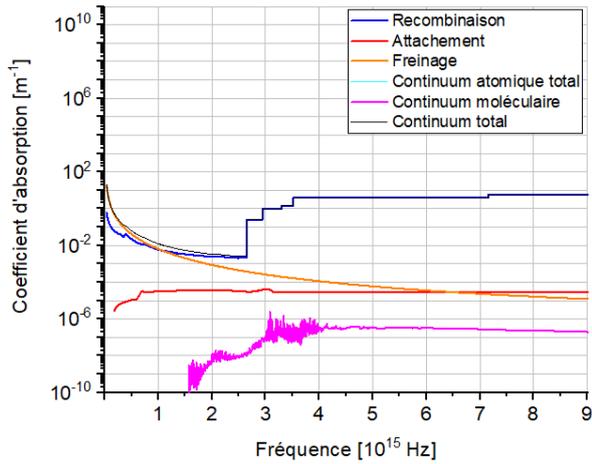


Figure II - 37 : Coefficients spectraux d'absorption des différents phénomènes radiatifs d'un mélange [25%] air - [75%] Cu à $T=20000K$ et $P=1bar$

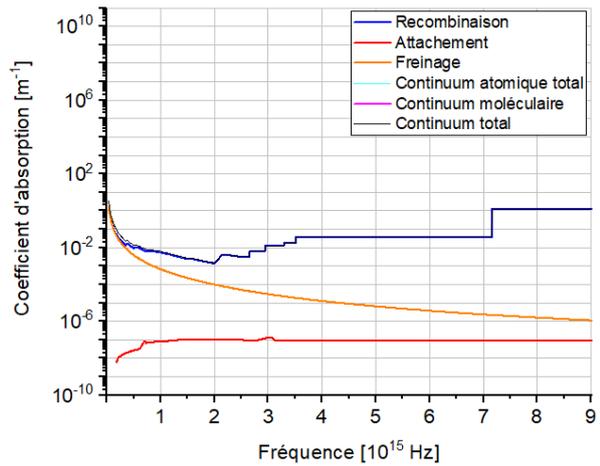


Figure II - 38 : Coefficients spectraux d'absorption des différents phénomènes radiatifs d'un mélange [25%] air - [75%] Cu à $T=30000K$ et $P=1bar$

• Cas d'un plasma de cuivre pur

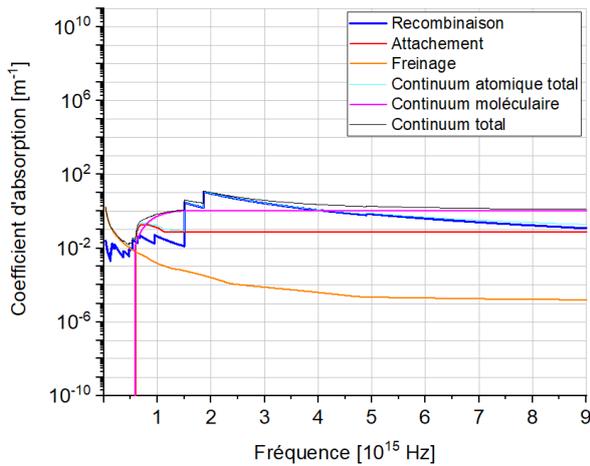


Figure II - 39 : Coefficients spectraux d'absorption des différents phénomènes radiatifs d'un plasma thermique de cuivre pur à $T=5000K$ et $P=1bar$

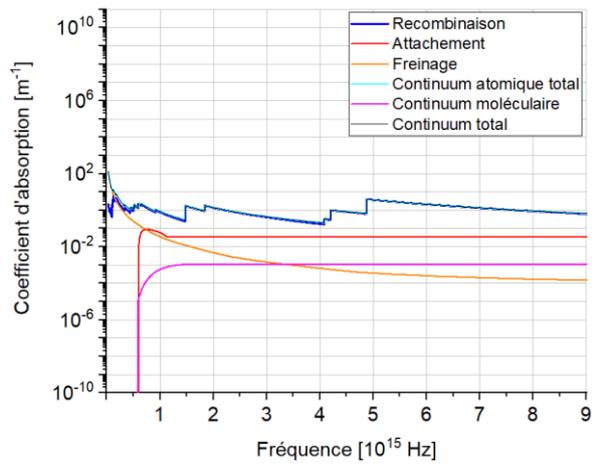


Figure II - 40 : Coefficients spectraux d'absorption des différents phénomènes radiatifs d'un plasma thermique de cuivre pur à $T=10000K$ et $P=1bar$

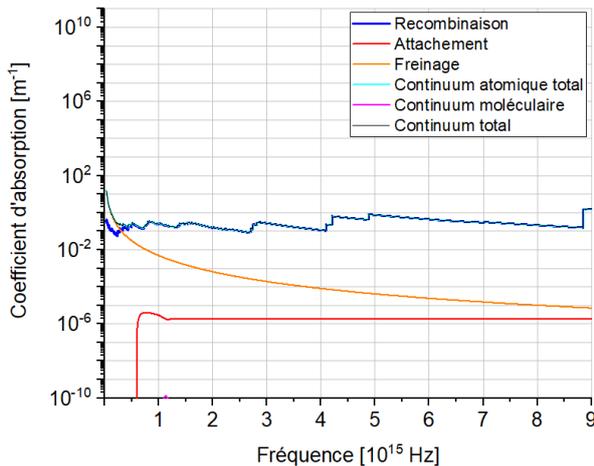


Figure II - 41 : Coefficients spectraux d'absorption des différents phénomènes radiatifs d'un plasma thermique de cuivre pur à $T=20000K$ et $P=1bar$

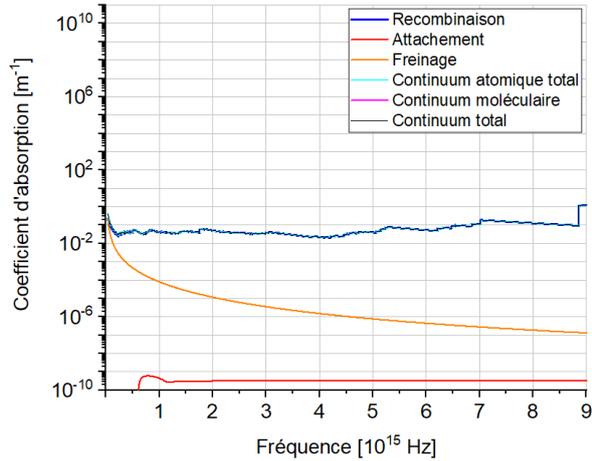


Figure II - 42 : Coefficients spectraux d'absorption des différents phénomènes radiatifs d'un plasma thermique de cuivre pur à $T=30000K$ et $P=1bar$

2.2.2.5- Coefficient spectral d'absorption à 10 bars

Les figures II-43 à II-47 représentent les coefficients spectraux d'absorption à 10 bars. L'allure générale des courbes ne change pas par rapport à celles à 1 bar. Nous constatons toutefois une augmentation considérable des valeurs des coefficients spectraux d'absorption et des élargissements des raies qui sont dues à l'augmentation des densités des espèces présentes au sein du plasma. A titre d'exemple, pour le mélange [75%] air - [25%] Cu à 30000K, l'élargissement des raies observé sur la figure II-44 pour des fréquences voisines de $1.5 \cdot 10^{15} Hz$ à une pression de 10 bars n'est pas si accentué sur la figure II-15 pour une pression de 1bar.

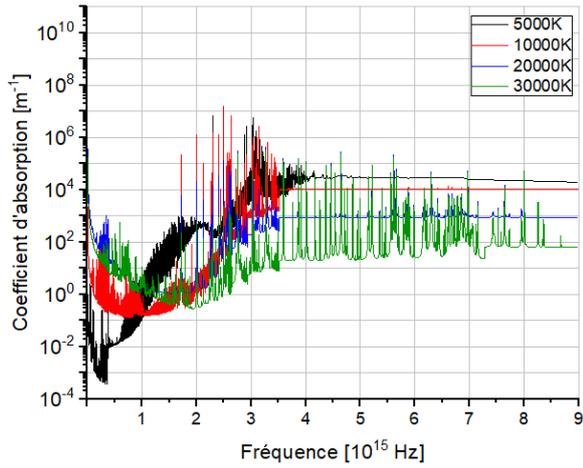


Figure II - 44 : Coefficient spectral d'absorption pour un plasma thermique d'air pur à $P=10$ bars

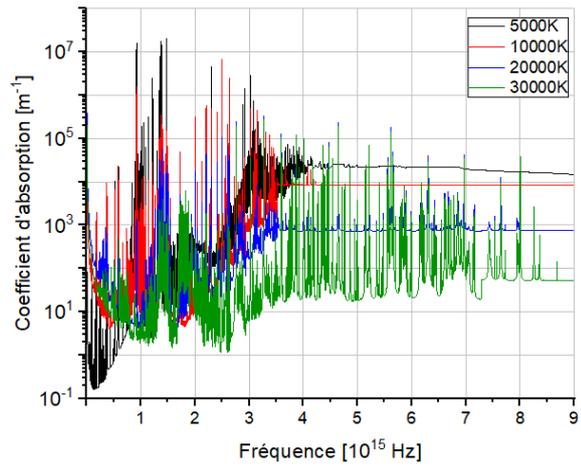


Figure II - 43 : Coefficient spectral d'absorption pour un mélange [75%] air - [25%] Cu à $P=10$ bars

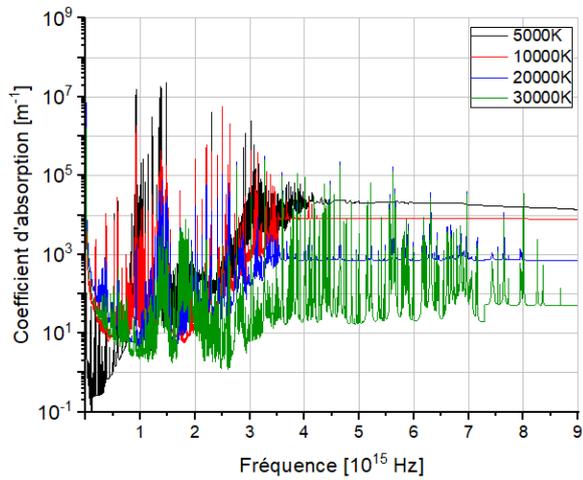


Figure II - 46 : Coefficients spectral d'absorption pour un mélange [50%] air - [50%] Cu à $P=10$ bars

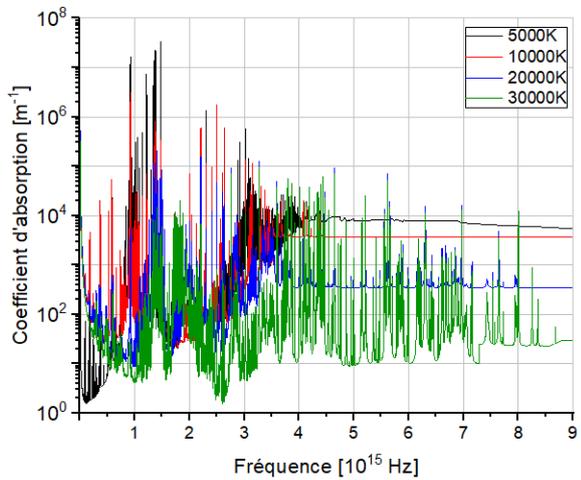


Figure II - 45 : Coefficients spectral d'absorption pour un mélange [25%] air - [75%] Cu à $P=10$ bars

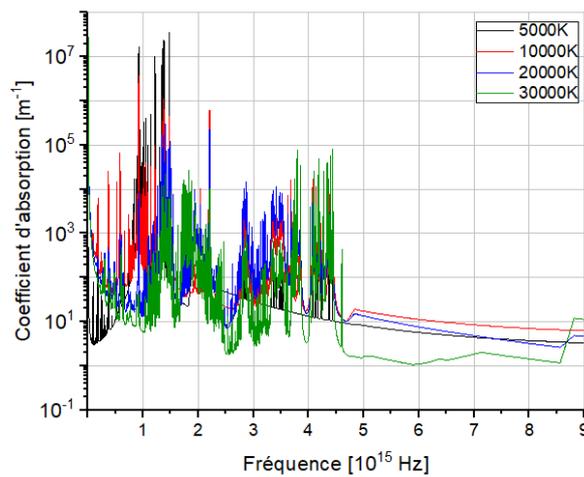


Figure II - 47 : Coefficients spectral d'absorption pour un plasma thermique de cuivre pur à $P=10$ bars

Conclusion du chapitre 2

La composition chimique et les coefficients spectraux d'absorption sont les principales bases de données à établir pour pouvoir évaluer le transfert radiatif d'un plasma thermique. Facile à mettre en place et adapté au cas d'un plasma à l'ETL, notre équipe a choisi la méthode de la loi d'action de masse pour obtenir les compositions chimiques de nos mélanges air-cuivre pour des températures allant de 300K à 30000K et des pressions de 1 bar à 10 bars. Les résultats nous ont permis de constater que, suivant la proportion d'air-cuivre, la température et la pression, les espèces dominantes au sein du plasma changent à cause des différentes photodissociations et photoionisations :

- A 1 bar :
 - Sur l'air pur et le mélange [75%] air - [25%] Cu : le plasma est dominé par les molécules pour les températures inférieures à 6500K, par les atomes pour les températures comprises entre 6500K et 14000K et par les ions au-delà de 14000K;
 - Sur le mélange [50%] air - [50%] Cu : les espèces dominantes sont les molécules pour les températures au dessous de 2000K, les atomes pour les températures entre 2000K et 14000K et les ions au-delà de 14000K;
 - Sur le cuivre pur et le mélange [25%] air - [75%] Cu : les espèces majoritaires sont les molécules pour les températures inférieures à 2000K, les atomes pour les températures entre 2000K et 10000K et les ions au-delà de 10000K.
- A 10 bars :
 - Sur l'air pur et le mélange [75%] air - [25%] Cu : le plasma est dominé par les molécules pour les températures inférieures à 7500K, par les atomes pour les températures entre 7500K et 17500K et par les ions au-delà de 17500K;
 - Sur le mélange [50%] air - [50%] Cu : les espèces prépondérantes sont les molécules pour les températures au dessous de 2500K, les atomes pour les températures entre 2500K et 17000K et les ions au-delà de 17000K;
 - Sur le cuivre pur et le mélange [25%] air - [75%] Cu : les espèces les plus répandues sont les molécules pour les températures inférieures à 2500K, les atomes pour les températures entre 2500K et 12000K et les ions au-delà de 12000K.

Pour le calcul des coefficients spectraux d'absorption, nous avons utilisé la méthode « line by line » pour des longueurs d'onde comprises entre 30nm ($\sim 10^{16}$ Hz) et 4500nm (~ 6.66

10^{13} Hz) en considérant chaque mécanisme de rayonnement ainsi que chaque phénomène d'élargissement et de déplacement des raies présents au sein du plasma. L'étude de ces coefficients nous a permis de mieux comprendre les contributions des différents phénomènes radiatifs suivant la variation de la longueur d'onde (ou fréquence), de la température et de la pression pour chaque mélange :

- A 1bar :

- Pour les plasmas d'air pur et de mélanges air-cuivre :

Le coefficient spectral d'absorption du continuum est dominé par les rayonnements de freinage dans les très basses fréquences ($<0.5 \cdot 10^{15}$ Hz) sur toutes les températures. Dans les moyennes fréquences ($0.5 \cdot 10^{15}$ Hz à $2.65 \cdot 10^{15}$ Hz), il est régné par l'attachement radiatif et la contribution moléculaire pour les températures inférieures à 10000K et par la recombinaison radiative dans les hautes températures. Pour les fréquences supérieures à $2.65 \cdot 10^{15}$ Hz, il est prédominé par la contribution moléculaire à 5000K, et par la recombinaison radiative pour les températures supérieurs à 10000K.

- Pour le plasma de cuivre pur :

Le coefficient spectral d'absorption du continuum est dominé par les rayonnements de freinage dans les très basses fréquences ($<0.5 \cdot 10^{15}$ Hz) sur toutes les températures. Pour les fréquences supérieures à $0.5 \cdot 10^{15}$ Hz, il est régi par la contribution moléculaire à 5000K et par la recombinaison radiative pour les températures supérieures à 10000K.

- A 10 bars : les différentes variations des phénomènes radiatifs et leur contribution sur le coefficient spectral d'absorption du continuum ne changent pas car l'énergie du rayonnement émis et absorbé est indépendante de la pression. En revanche, ce coefficient augmente par rapport à 1 bar à cause de l'accroissement des densités des espèces présentes au sein du plasma.

L'augmentation de la densité du cuivre, plus émissif par rapport à l'azote et l'oxygène, a accru le coefficient spectral d'absorption dans les basses fréquences où les raies de cuivre sont présentes et l'a réduit dans les hautes fréquences à cause de la diminution des densités de l'azote et de l'oxygène.

Chapitre III-
RESOLUTION APPROCHEE DE
L'EQUATION DU TRANSFERT
RADIATIF

Chapitre III- RESOLUTION APPROCHEE DE L'EQUATION DU TRANSFERT RADIATIF

L'évaluation du transfert radiatif au sein d'un plasma thermique tient compte de l'absorption et de l'émission spectrales suivant la direction de propagation du rayonnement, les longueurs d'onde considérées, la composition chimique, la température et la pression. De plus, chaque unité de volume le constituant émet du rayonnement, absorbe celui-ci et celui provenant des cellules voisines qui émettent/absorbent à leur tour et ainsi de suite créant une dépendance entre ces cellules. La résolution directe de l'ETR tenant compte de tous ces paramètres est alors très complexe et coûteuse en temps de calcul incitant les chercheurs à recourir à des approches approximatives.

Dans ce travail, nous utilisons deux méthodes approximatives : la méthode du Coefficient d'Emission Nette (CEN) et la méthode basée sur les Coefficients Moyens d'Absorption (CMAs). La méthode du CEN est une méthode dégénérative basée sur une simplification géométrique qui suppose le plasma comme une sphère isotherme et homogène permettant d'obtenir une Divergence du Flux Radiatif (DFR) proportionnelle au CEN. La méthode basée sur les CMAs est une méthode dégénérative basée sur une simplification spectrale : à une température et une pression données, le coefficient spectral d'absorption d'une cellule de volume du plasma est supposé constant, indépendant de la longueur d'onde et égal au Coefficient Moyen d'Absorption sur un intervalle spectral. Cette approche permet de calculer la luminance et d'en déduire la DFR.

I- METHODE DU COEFFICIENT D'EMISSION NETTE

1.1- Méthode de calcul

Dans le cas réel d'un plasma, cette méthode permet d'évaluer le rayonnement émis dans les zones les plus émissives du plasma correspondant le plus souvent au centre du plasma. Elle a été testée et présentée par de nombreux auteurs dans la littérature [83][123][204][205][206] sur plusieurs mélanges et nous l'utilisons ici pour nos plasmas thermiques air-cuivre. Dans cette méthode, le profil de température du plasma est supposé rectangulaire (*Figure III-1*), le plasma quant à lui peut être cylindrique ou sphérique selon les études de Liebermann et Lowke [207].

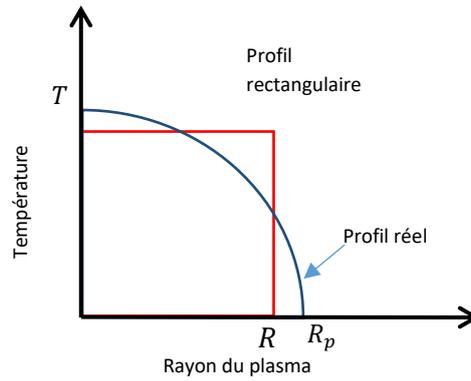


Figure III - 1 : Profil de température pour la méthode du CEN

Le CEN (exprimé $W \cdot m^{-3} \cdot sr^{-1}$) d'un plasma sphérique de rayon R_p et de température T est donné par la relation [208] :

$$\varepsilon_n = \int K'(\lambda, T) \cdot L_\lambda^0(T) \exp(-K'(\lambda, T) \cdot R) d\lambda \quad (III-1)$$

Où $K'(\lambda, T)$ est le coefficient spectral d'absorption (cf. Chapitre II), $L_\lambda^0(T)$ est la fonction de Planck (équation I-2) et R le rayon caractéristique du CEN.

Selon la littérature, le CEN surestime la DFR du rayonnement émis par les zones chaudes du plasma lorsque le rayon caractéristique R est égal au rayon réel R_p du plasma. L'équivalence est obtenue pour des valeurs de R correspondant aux alentours de 80% de la température maximale au centre du plasma étudié [83][209].

Pour cette méthode, la DFR est directement obtenue du CEN (ε_n) par la relation proposée par Lowke [210] :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{F}_R = 4\pi\varepsilon_n \quad (III-2)$$

1.2- Résultats

1.2.1- Validation des résultats

Nous comparons ici nos résultats avec ceux de Billoux [123] et Kabbaj [83] pour une pression $P= 1$ bar et un rayon caractéristique du CEN $R= 0$ mm.

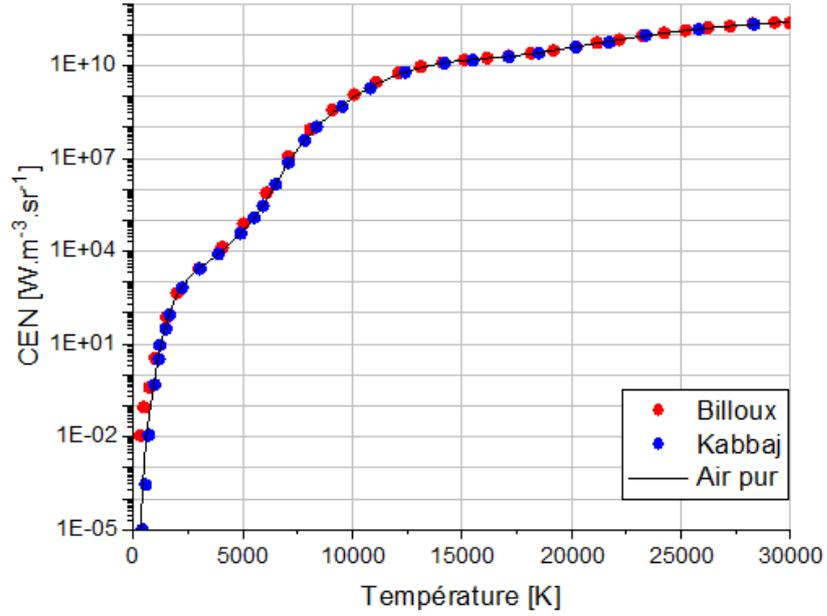


Figure III - 2 : Comparaison du CEN d'un plasma d'air pur à $P=1$ bar et $R=0$ mm avec les résultats de Billoux [123] et Kabbaj [83]

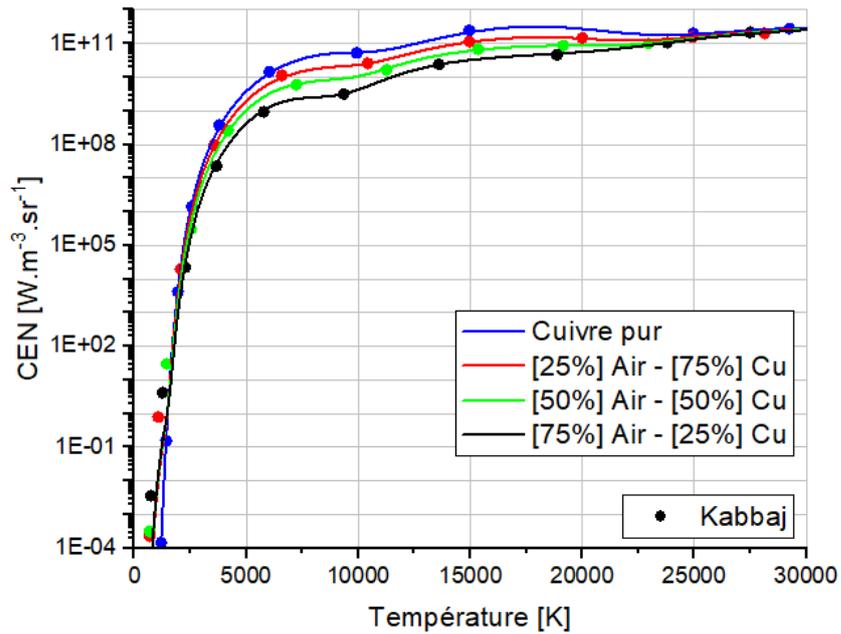


Figure III - 3 : Comparaison du CEN d'un plasma de cuivre pur et des mélanges air-cuivre à $P=1$ bar et $R=0$ mm avec les résultats de Kabbaj [83]

Les figures III-2 et III-3 montrent un bon accord avec ceux de la littérature avec toutefois de légères différences qui proviennent principalement des données utilisées car la composition de l'air utilisé par Billoux est de 79.5% N_2 – 20.5% O_2 , celle de Kabbaj est de 78.85 % N_2 – 21.15% O_2 et la nôtre est de 78.112% N_2 – 20.954% O_2 – 0.934% d'argon que nous négligeons.

1.2.2-CEN à P= 1 bar et P= 10 bars

Nous présentons ici les CENs des différents mélanges considérés (*Tableau II-1*) pour les températures allant de 300K à 30000K, les longueurs d'ondes comprises entre 30nm ($\sim 10^{16}$ Hz) et 4500nm ($\sim 6.66 \cdot 10^{13}$ Hz), les rayons caractéristiques R = 0 mm, 1 mm, 10 mm et 20 mm et pour les pressions P= 1 bar et P= 10 bars.

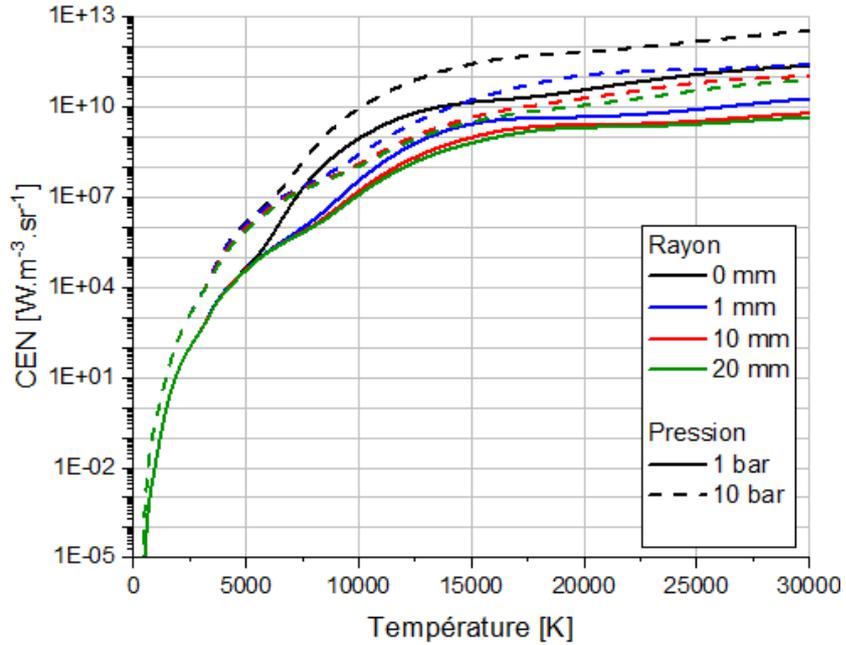


Figure III - 4 : CENs d'un plasma d'air pur pour différents rayons R à P=1bar et P=10bars

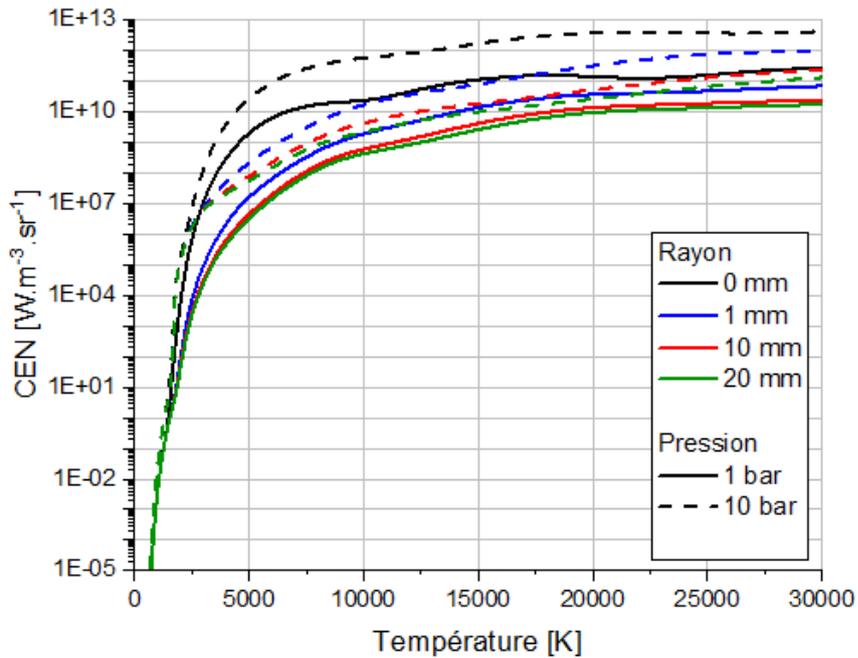


Figure III - 5 : CENs d'un mélange [75%] air - [25%] Cu pour différents rayons R à P=1bar et P=10bars

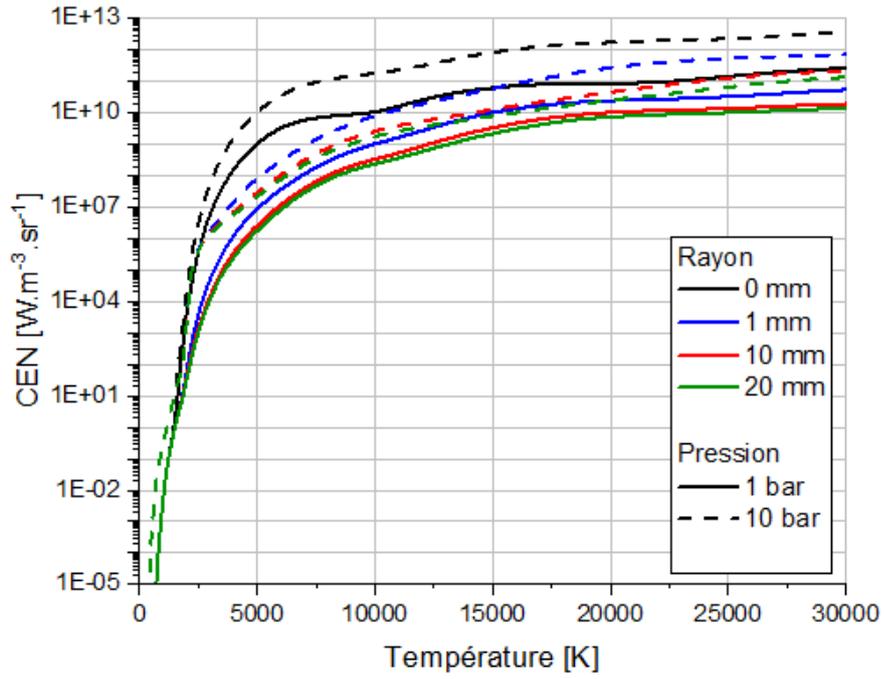


Figure III - 6 : CENs d'un mélange [50%] air - [50%] Cu pour différents rayons R à $P=1\text{bar}$ et $P=10\text{bars}$

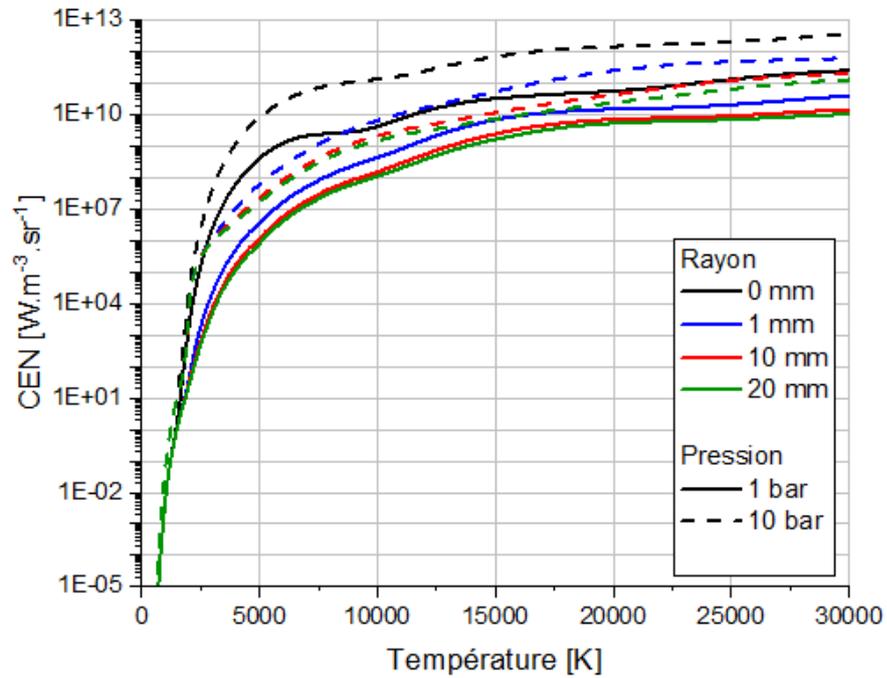


Figure III - 7 : CENs d'un mélange [25%] air - [75%] Cu pour différents rayons R à $P=1\text{bar}$ et $P=10\text{bars}$

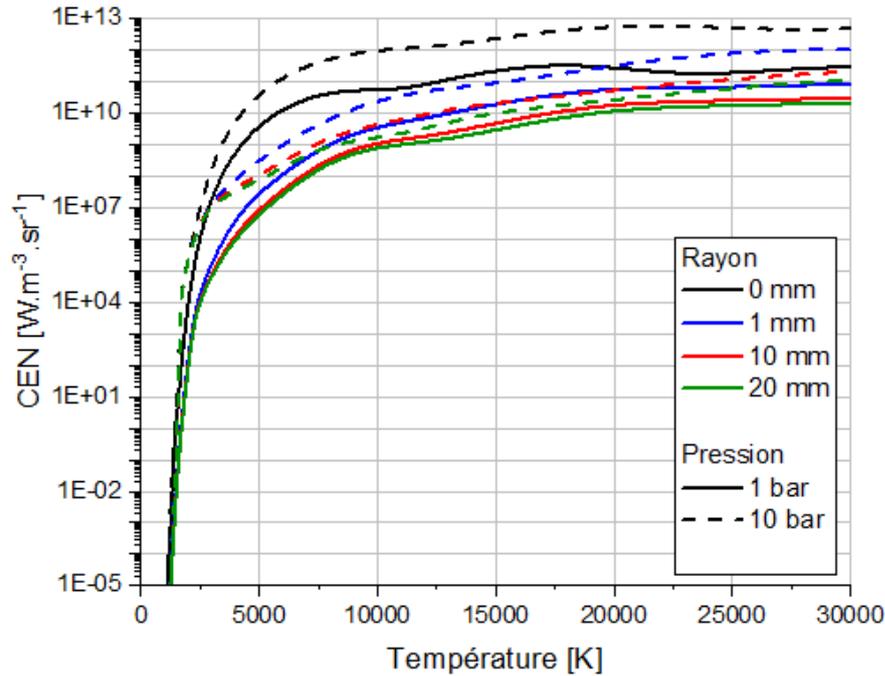


Figure III - 8 : CENs du plasma thermique de cuivre pur pour différents rayons R à $P=1\text{bar}$ et $P=10\text{bars}$

Les figures III-4 à III-8 montrent à la fois l'influence du rayon caractéristique R et de la pression sur les CENs. Un plasma de rayon $R = 0\text{ mm}$ représente un plasma fictif extrêmement fin assimilé à son centre où la puissance du rayonnement émis est au maximum et l'absorption est considérée comme nulle [84]. D'ailleurs, sur toutes ces figures, à mesure que le rayon caractéristique augmente, le CEN diminue signifiant que le rayonnement émis est absorbé dès le premier millimètre et que l'absorption augmente suivant l'épaisseur optique. Pour les basses températures, $T < 6000\text{K}$ pour l'air pur et $T < 2000\text{K}$ pour les autres mélanges, à $P=1\text{bar}$, la variation du CEN suivant le rayon caractéristique est très faible et les courbes semblent se superposer. Ceci s'explique par la présence majoritaire des molécules dont l'émission des continua moléculaires et des bandes moléculaires y est faiblement absorbée [118]. A mesure que la température augmente, les molécules se dissocient, leurs émissions diminuent laissant place petit à petit à l'émission des atomes neutres et des atomes ionisés avec un rayonnement plus important.

L'augmentation de la pression augmente également les CENs puisque les processus radiatifs sont dépendants des densités des espèces qui augmentent également. Ainsi, les superpositions à basse température, les diminutions suivant l'agrandissement du rayon et les différents changements des CENs selon les sources d'émission dominantes au sein du plasma

sont toujours constatés à $P= 10$ bars mais pour des températures supérieures par rapport à celles à $P= 1$ bar.

1.2.3-Influence du mélange air-cuivre

Nous observons sur les figures III-9 à III-12 l'influence de la proportion de cuivre sur les CENs pour une pression $P= 1$ bar et pour les rayons caractéristiques $R = 0, 1, 10$ et 20 mm.

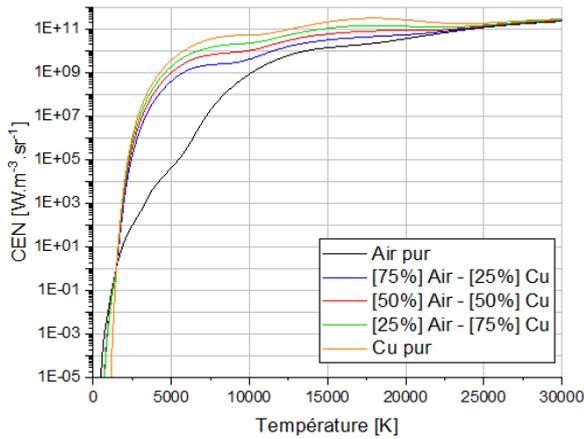


Figure III - 9 : CEN pour des mélanges air-cuivre à $P = 1$ bar et $R = 0$ mm

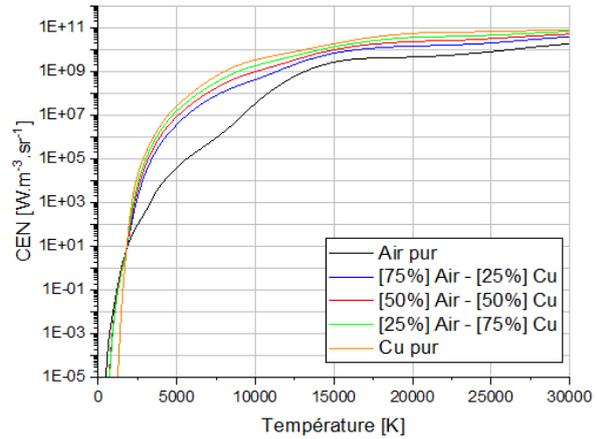


Figure III - 10 : CEN pour des mélanges air-cuivre à $P = 1$ bar et $R = 1$ mm

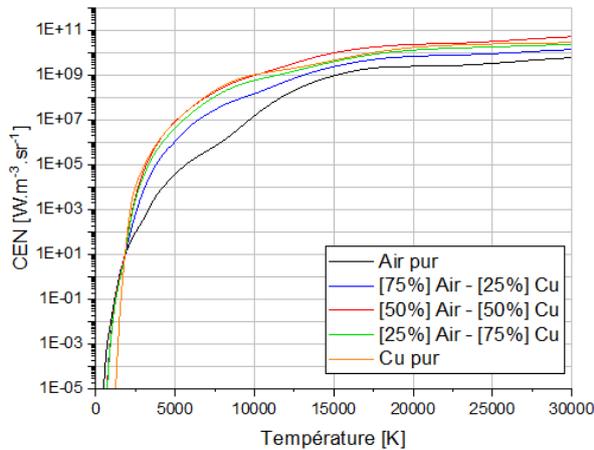


Figure III - 11 : CEN pour des mélanges air-cuivre à $P = 1$ bar et $R = 10$ mm

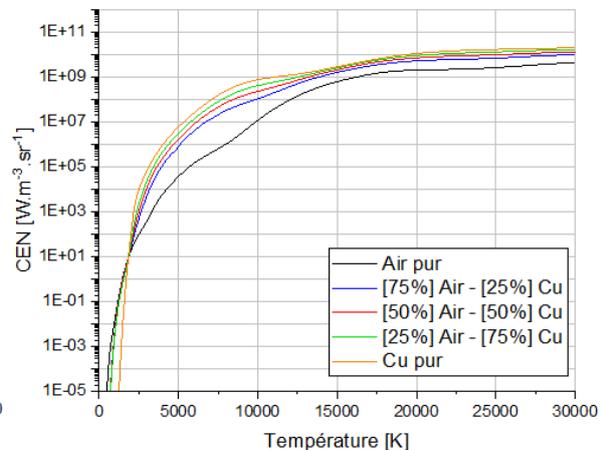


Figure III - 12 : CEN pour des mélanges air-cuivre à $P = 1$ bar et $R = 20$ mm

Pour les températures $T < 2000K$ (figures III-9 à III-12), les CENs les plus élevés correspondent au cas d'un plasma d'air pur. L'augmentation des vapeurs métalliques de cuivre diminue ces CENs, ce que l'on peut expliquer par une diminution de l'émission des molécules composées uniquement d'azote et/ou d'oxygène (N_2 , O_2 , NO , NO_2 , etc...) [119][205] et par la non prise en compte du rayonnement des molécules à base de cuivre (Cu_2 et CuO).

Pour les températures $T > 2000K$, les CENs les plus faibles sont ceux d'un plasma d'air pur. L'ajout de vapeurs métalliques de cuivre a pour effet d'augmenter la puissance rayonnée dans cette zone de température. En effet, ce comportement s'explique par l'importante progression de la densité des atomes de cuivre à partir de 2000K qui s'ionisent très facilement et qui sont à l'origine de nombreuses raies fortement émissives.

II- METHODE BASEE SUR LES COEFFICIENTS MOYENS D'ABSORPTION

Les Coefficients Moyens d'Absorption (CMAs) sont souvent utilisés dans les modélisations industrielles et dans les modèles P_N [211] pour résoudre l'ETR car ils permettent d'obtenir de bons résultats dans les zones chaudes (comparables à ceux du CEN) et permettent de mieux évaluer l'absorption du rayonnement dans les zones tièdes et froides environnantes du plasma.

Le principe des méthodes utilisant les CMAs pour résoudre l'ETR consiste à remplacer les coefficients spectraux d'absorption par une moyenne. Cela permet de diminuer considérablement le nombre de longueurs d'onde utilisé et réduire ainsi le temps de calcul. Cependant, en raison d'importantes variations des coefficients spectraux d'absorption sur le spectre (cf. Chapitre II), utiliser une seule moyenne peut conduire à une surestimation ou une sous-estimation du flux radiatif ou de sa divergence. Il est alors de plus en plus coutumier de diviser le spectre en plusieurs intervalles spectraux bien définis et en nombre limité, et de calculer différentes moyennes dans chacun d'eux.

Parmi les moyennes qui existent dans la littérature pour calculer les CMAs, quatre sont souvent citées : la moyenne classique, la moyenne de Planck, la moyenne de Planck modifiée et la moyenne de Rosseland. De celles-ci, deux autres sont aujourd'hui étudiées : la moyenne mixte [212] et la moyenne hybride Planck-Rosseland [213], mais nous n'utilisons dans ce travail que la moyenne hybride Planck-Rosseland. Dans cette partie, nous allons donc définir et justifier les intervalles spectraux que nous avons considérés dans cette étude, puis nous présenterons les moyennes et calculerons les CMAs avant de les comparer les uns aux autres.

2.1- Intervalles spectraux

Rappelons que notre but est de découper le spectre en un certain nombre d'intervalles et que dans chacun d'eux, l'hypothèse du corps gris est adopté. Les intervalles spectraux sont définis à partir des variations des coefficients spectraux d'absorption qui diffèrent selon la température, la pression et la composition du milieu. Pour obtenir un bon accord avec leur moyenne, l'idéal serait d'avoir un nombre élevé d'intervalles au détriment du temps de calcul. Malheureusement, les modèles numériques étant de plus en plus complexes, un maximum de 10-12 intervalles est généralement utilisé. Dans ce travail, nous nous sommes inspirés des travaux de plusieurs auteurs ([83][84][122][214]) ayant travaillé sur des mélanges incluant l'air ou le cuivre. Les spectres d'air et de cuivre purs peuvent être alors discrétisés correctement avec 6 intervalles spectraux, tandis que les mélanges air-cuivre en requièrent 7. Etant donnée la variation de la proportion de cuivre de 0 et 100%, notre étude s'est donc faite sur 7 intervalles spectraux. Néanmoins, nous donnons également les 6 intervalles pouvant être utilisés pour les gaz purs.

Les tableaux *III-1* à *III-3* présentent respectivement les intervalles spectraux choisis pour les cas de l'air pur, du cuivre pur et des mélanges air-cuivre. Nous les présentons graphiquement sur les figures *III-13* à *III-15* avec les coefficients spectraux d'absorption du continuum calculés à $T=5000K$, $10000K$, $20000K$ et $30000K$ pour une pression de $P=1$ bar. Les premiers intervalles (intervalles 1 à 3 pour l'air pur, 1 à 4 pour le cuivre pur et les mélanges sur les figures *III-13* à *III-15*) correspondent au région de la forte absorption du rayonnement par le phénomène de recombinaison ou à une forte absorption due au passage d'un niveau d'énergie à un autre. Ils sont limités par des brusques sauts du coefficient spectral d'absorption du continuum. Cependant, certains de ces sauts ne sont pas pris comme bornes, tels sont les cas pour l'ionisation de l'atome O à $3.29 \cdot 10^{15} Hz$ (ou $91.05 nm$) ou l'ionisation de l'ion N^+ à $7.15 \cdot 10^{15} Hz$ (ou $41.88 nm$) car ils sont très faibles sur presque toutes les températures. Nous avons ensuite les intervalles représentant la forte absorption des molécules (intervalle 4 pour l'air pur, 5 pour le cuivre pur et 6 pour les mélanges) et enfin les intervalles de très faibles énergies où l'énergie des photons n'est pas suffisante pour dissocier les molécules ou ioniser les atomes. Les énergies d'ionisation ou de dissociation ne varient pas avec la pression, nous avons conservé les mêmes intervalles spectraux quelque soit la pression.

- **Cas de l'air pur**

Tableau III - 1 : Intervalles spectraux pour un plasma d'air pur

Intervalle	1	2	3	4	5	6
Longueur d'onde (nm)	30-85.3	85.3-101.9	101.9-113	113-194.6	194.6-856.5	856.5-4500
Fréquence (10^{15} Hz)	10-3.52	3.52-2.94	2.94-2.65	2.65-1.54	1.54-0.35	0.35-0.06

Signification :

- Intervalle 1 : région des hautes fréquences, limitée par la fréquence maximale que nous avons prise en compte ($10 \cdot 10^{15}$ Hz) et la fréquence de la première ionisation de l'azote ($3.52 \cdot 10^{15}$ Hz).
- Intervalle 2 : zone limitée par la fréquence d'ionisation de l'atome d'azote N en N^+ ($3.52 \cdot 10^{15}$ Hz) et le niveau d'excitation de ce même atome ($2.94 \cdot 10^{15}$ Hz) correspond au passage de sa configuration électronique de $2s^2 2p^2 3s$ en $2s^2 2p^2 5d$ (NIST [193]) .
- Intervalle 3 : zone limitée par deux niveaux d'excitation de l'atome d'azote, qui correspondent respectivement au passage de sa configuration électronique de $2s^2 2p^2 3s$ en $2s^2 2p^2 5d$ ($2.94 \cdot 10^{15}$ Hz) et de $2s^2 2p^2 4s$ en $2s^2 2p^4$ ($2.65 \cdot 10^{15}$ Hz) (NIST [193]).
- Intervalle 4 : zone limitée par le niveau d'excitation de l'atome d'azote ($2.65 \cdot 10^{15}$ Hz) et la photodissociation de la molécule de dioxygène ($1.54 \cdot 10^{15}$ Hz).
- Intervalle 5 : région caractérisée par des faibles excitations (*figure III-13*).
- Intervalle 6 : région des très basses fréquences ($<0.35 \cdot 10^{15}$ Hz).

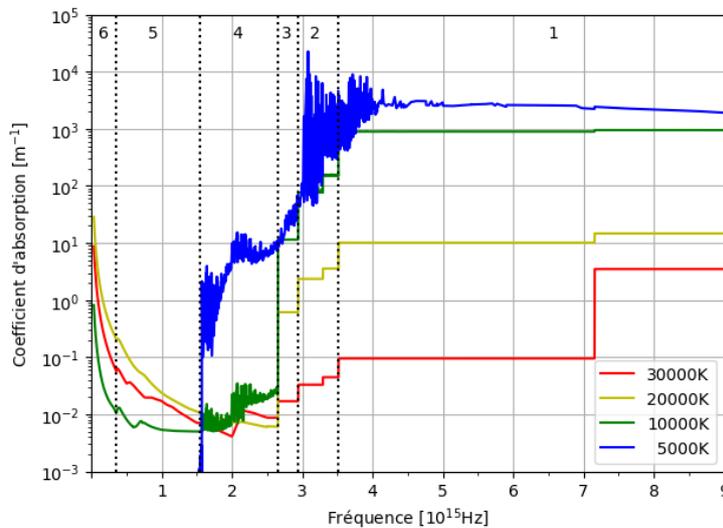


Figure III - 13 : Intervalles spectraux du plasma d'air pur à P=1bar

- **Cas du cuivre pur**

Tableau III - 2 : Intervalles spectraux pour un plasma de cuivre pur

Intervalle	1	2	3	4	5	6
Longueur d'onde (nm)	30-61.1	61.1-71.37	71.37-160.47	160.47-189.3	189.3-576.52	576.52-4500
Fréquence (10^{15} Hz)	10-4.9	4.9-4.2	4.2-1.87	1.87-1.48	1.48-0.57	0.57-0.06

Signification :

- Intervalle 1 : région des hautes fréquences, limitée par la fréquence maximale que nous avons prise en compte ($10 \cdot 10^{15}$ Hz) et la fréquence de la deuxième ionisation du cuivre ($4.9 \cdot 10^{15}$ Hz).
- Intervalle 2 : zone limitée par la fréquence d'ionisation de l'ion Cu^+ en Cu^{2+} ($4.9 \cdot 10^{15}$ Hz) et l'excitation de cet ion Cu^+ sur sa configuration $3d^9 6p$ à la fréquence $4.2 \cdot 10^{15}$ Hz (NIST [193]).
- Intervalle 3 : zone limitée par l'excitation de l'ion Cu^+ sur sa configuration $3d^9 6p$ à la fréquence $4.2 \cdot 10^{15}$ Hz et la fréquence de la première ionisation du cuivre ($1.87 \cdot 10^{15}$ Hz).
- Intervalle 4 : zone limitée par la fréquence d'ionisation du Cu en ion Cu^+ ($1.87 \cdot 10^{15}$ Hz) et l'excitation de l'atome de cuivre sur $1.48 \cdot 10^{15}$ Hz correspondant au passage de sa configuration électronique $3d^{10} 8f$ en $3d^{10} 5p$ (NIST [193]).
- Intervalle 5 : région caractérisée par des faibles excitations (*figure III-14*).
- Intervalle 6 : région des très basses fréquences ($<0.57 \cdot 10^{15}$ Hz).

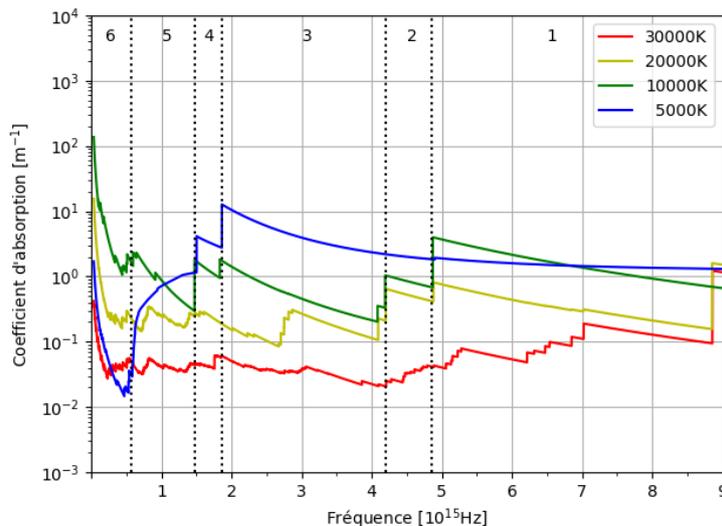


Figure III - 14 : Intervalles spectraux du plasma de cuivre pur à P=1bar

- **Cas des mélanges air-cuivre**

Tableau III - 3 : Intervalles spectraux pour les mélanges air-cuivre

Intervalle	1	2	3	4	5	6	7
Longueur d'onde (nm)	30-85.3	85.3-101.9	101.9-113	113-160.4	160.4-194.6	194.6-856.5	856.5-4500
Fréquence (10^{15} Hz)	10-3.52	3.52-2.94	2.94-2.65	2.65-1.87	1.87-1.5	1.5-0.35	0.35-0.06

Ces intervalles sont définis et correspondent aux différentes valeurs et phénomènes issus des gaz purs (tableaux III-1 et III-2).

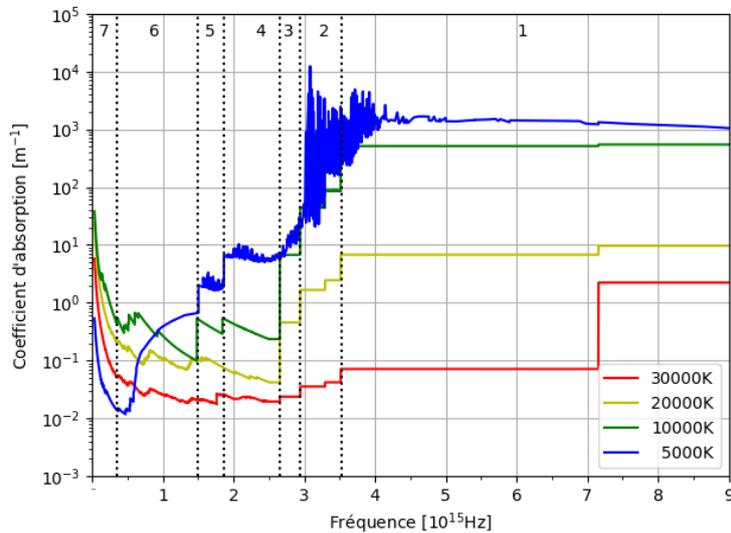


Figure III - 15 : Intervalles spectraux pour les mélange air-cuivre à P=1bar

2.2- Moyennes

Dans la littérature, les CMA sont souvent calculés à partir de la moyenne classique, la moyenne de Planck, la moyenne de Planck modifiée et la moyenne Rosseland. De ces quatre moyennes usuelles, la moyenne hybride Planck-Rosseland est, depuis peu, utilisée [213].

2.2.1-Moyenne classique

La moyenne classique est directement obtenue du quotient entre la somme des coefficients spectraux d'absorption $K'(\lambda, T)$ et des longueurs d'onde. Selon la littérature [83][169], cette moyenne n'est pas considérée comme une bonne approche dans un milieu où les raies constituent une part importante du spectre. Dans un tel cas, pour bien les décrire et

éviter les erreurs, le spectre doit être finement divisé. Par conséquent, cette moyenne est souvent utilisée pour caractériser l'absorption dans les régions froides du plasma, c'est-à-dire, à faible température. Pour un intervalle spectral compris entre les longueurs d'onde λ_i et λ_j , la moyenne classique est donnée par la relation :

$$\overline{K'}_c = \frac{\int_{\lambda_i}^{\lambda_j} K'(\lambda, T) d\lambda}{\int_{\lambda_i}^{\lambda_j} d\lambda} \quad (III-3)$$

2.2.2-Moyenne de Planck

Selon plusieurs études, cette moyenne est surtout considérée comme une bonne approximation pour les plasmas optiquement minces et lorsque le coefficient spectral d'absorption est faible [83][204]. La présence des raies complique alors son utilisation. Entre les longueurs d'onde λ_i et λ_j , la moyenne de Planck s'exprime par :

$$\overline{K'}_P = \frac{\int_{\lambda_i}^{\lambda_j} K'(\lambda, T) \cdot L_{\lambda}^0(T) d\lambda}{\int_{\lambda_i}^{\lambda_j} L_{\lambda}^0(T) d\lambda} \quad (III-4)$$

Où $K'(\lambda, T)$ et $L_{\lambda}^0(T)$ représentent respectivement le coefficient spectral d'absorption et la fonction de Planck à la longueur d'onde λ et à la température T.

2.2.3-Moyenne de Planck modifiée (PM)

La moyenne de Planck modifiée (PM) est aussi appelée « la moyenne de Planck avec atténuation des raies » [169]. Elle permet de réduire les défauts de la moyenne de Planck face aux raies en introduisant le terme $\exp(-K'(\lambda, T) \cdot R)$ dans son expression pour atténuer la contribution des raies. Cependant, à basse température, $K'(\lambda, T)$ peut être très élevé à cause des bandes moléculaires ou des continua induisant des erreurs sur les résultats et rendant cette méthode dangereuse. Par conséquent, il est recommandé d'utiliser le paramètre R uniquement pour les raies atomiques et de prendre une valeur $R=0$ lorsqu'il s'agit des continua ou des bandes moléculaires [212]. Toute la difficulté réside plus dans la détermination de R pour caractériser au mieux le spectre par cette moyenne.

Entre les longueurs d'onde λ_i et λ_j , cette moyenne est exprimée par la relation :

$$\overline{K'}_{PM} = \frac{\int_{\lambda_i}^{\lambda_j} K'(\lambda, T) \cdot L_{\lambda}^0(T) \exp(-K'(\lambda, T) \cdot R) d\lambda}{\int_{\lambda_i}^{\lambda_j} L_{\lambda}^0(T) d\lambda} \quad (III-5)$$

Où R le rayon caractéristique de la moyenne PM du plasma.

2.2.4-Moyenne de Rosseland

Dans la littérature, la moyenne de Rosseland est souvent utilisée en complémentarité avec la moyenne de Planck [122][204] [212]. En effet, cette moyenne est spécialement utilisée pour les plasmas optiquement épais et pour les intervalles où le coefficient spectral d'absorption est très élevé [83][204]. Pour un intervalle spectral compris entre les longueurs d'onde λ_i et λ_j , la moyenne de Rosseland est donnée par :

$$\overline{K}_R = \frac{\int_{\lambda_i}^{\lambda_j} \frac{dL_{\lambda}^0(T)}{dT} d\lambda}{\int_{\lambda_i}^{\lambda_j} \frac{dL_{\lambda}^0(T)}{dT} \cdot \frac{1}{K'(\lambda,T)} d\lambda} \quad (III-6)$$

Où $\frac{dL_{\lambda}^0(T)}{dT}$ est la dérivée de la fonction de Planck par rapport à la température.

2.2.5-Moyenne hybride Planck-Rosseland (P-R)

Cette moyenne est une combinaison entre la moyenne de Planck et la moyenne de Rosseland [213]. Elle permet de tenir compte à la fois des faibles et des fortes valeurs du coefficient spectral d'absorption. Entre les longueurs d'onde λ_i et λ_j , la moyenne hybride P-R s'exprime par :

$$\overline{K}_{HPR} = (1 - \gamma) \cdot \overline{K}_P + \gamma \cdot \overline{K}_R \quad (III-7)$$

$$\text{Avec } \gamma = \frac{(\overline{K}_P - \overline{K}_R)}{\overline{K}_P} \quad (III-8)$$

Où \overline{K}_P et \overline{K}_R sont respectivement les moyennes de Planck et de Rosseland dans l'intervalle $[\lambda_i; \lambda_j]$.

2.3- Résultats

2.3.1-Validation des résultats

Afin de valider nos résultats pour les mélanges étudiés, nous comparons nos calculs avec d'autres travaux publiés pour le cas d'un plasma d'air pur et les mêmes intervalles spectraux que leurs auteurs. La littérature ne fournit pas encore des résultats pour le cas du plasma de cuivre pur et des mélanges air-cuivre. Pour les CMAs obtenus selon les moyennes de Planck et de Rosseland, nous avons pris comme référence les résultats de Kabbaj [83] et de Bogatyreva et al [122], ceux de Nadhizadeh [118] pour les CMAs obtenus selon la moyenne de Planck modifiée. Pour la moyenne hybride, nous ne présentons pas de comparaison avec la

littérature car en dehors de nos travaux [215], cette moyenne n'a pas encore été utilisée pour un plasma d'air, de cuivre ou de mélange air-cuivre.

Les intervalles spectraux de Kabbaj [83] sont identiques aux nôtres (*Tableau III-1*) pour le plasma d'air pur à $P = 1$ bar. Nous présentons sur la figure *III-16* la comparaison de nos CMA obtenus avec la moyenne de Planck et sur la figure *III-17* celle de nos CMA obtenus avec la moyenne de Rosseland dans ces intervalles pour les température allant de 300K à 30000K. Nous pouvons observer sur ces figures qu'avec les mêmes intervalles spectraux, nos CMA sont très proches : ils sont en bon accord avec de légères différences à basse température due aux données utilisées que nous avons expliquées dans la section 1.2.1 de ce chapitre.

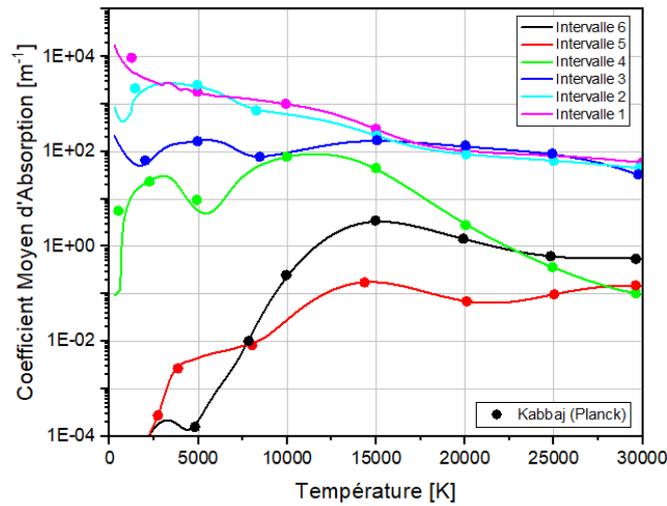


Figure III - 16 : Comparaison de la moyenne de Planck pour un plasma d'air pur à $P = 1$ bar avec Kabbaj [83]

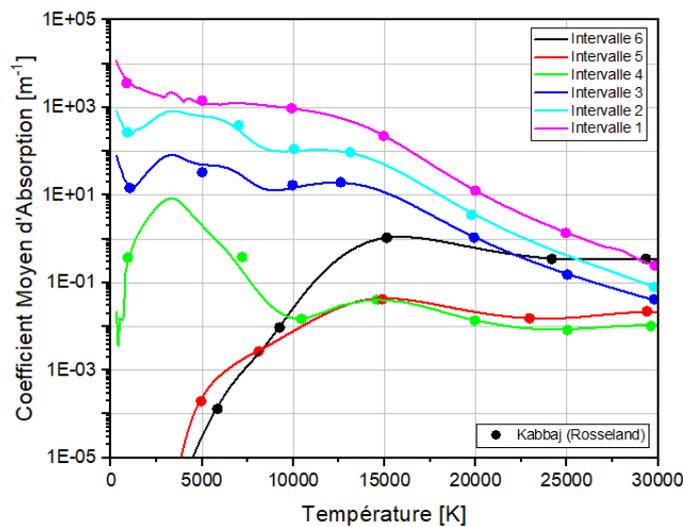


Figure III - 17 : Comparaison de la moyenne de Rosseland pour un plasma d'air pur à $P = 1$ bar avec Kabbaj [83]

Naghizadeh [118] a utilisé 6 intervalles spectraux pour un plasma d'air pur à $P= 1$ bar. Ils sont reportés dans le tableau III-4. Cet auteur a présenté dans ses travaux les CMA obtenus avec la moyenne de Planck modifiée de ce plasma pour les températures allant de 300K à 30000K et $R= 5$ mm. Nous avons calculé nos CMA à partir de cette moyenne avec ces mêmes paramètres (intervalles spectraux, rayon caractéristique R et températures) et nous les avons comparés à ceux de Naghizadeh [118] sur la figure III-18. Nous constatons que nos résultats sont presque en accord. Les différences s'explique par l'utilisation de la méthode line-by-line dans notre cas et le facteur de fuite dans le cas de Naghizadeh [118] pour calculer les coefficients spectraux d'absorption.

Tableau III - 4 : Intervalles spectraux utilisés par Naghizadeh [118] pour un plasma thermique d'air pur à $P=1$ bar

Intervalle	1	2	3	4	5	6
Naghizadeh (10^{15} Hz)	[10-3.52]	[3.52-2.94]	[2.94-2.65]	[2.65-1.67]	[1.67-0.25]	[0.25-0.067]

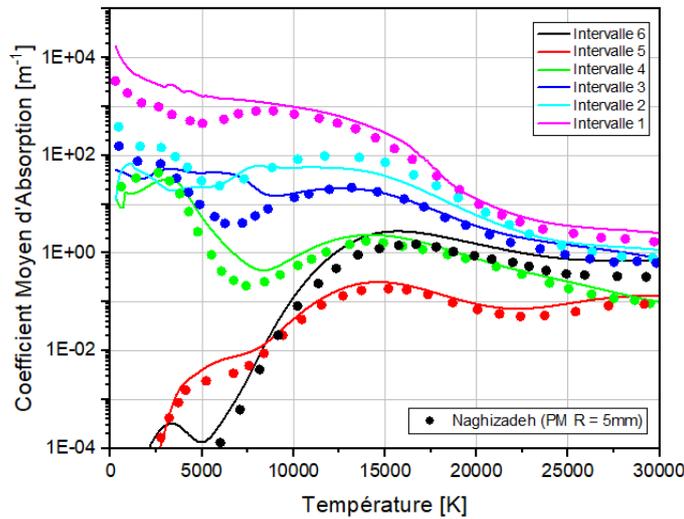


Figure III - 18 : Comparaison de la moyenne de Planck modifiée (PM) pour un plasma d'air pur à $P=1$ bar et $R = 5$ mm avec Naghizadeh [118]

Bogatyreva et al [122] ont divisé la totalité de leur spectre en 12 intervalles dont 10 (reportés dans le tableau III-5) sont inclus dans celui considéré par notre étude : entre 30nm et 4500nm (10^{16} Hz – $0.06 \cdot 10^{15}$ Hz). Nos CMA obtenus avec la moyenne de Planck pour un plasma d'air pur à 1 bar dans ces intervalles sont comparés sur la figure III-19 et ceux obtenus avec celle de Rosseland sur la figure III-20. Les différences sont légères à hautes températures

et sont plus prononcées à basses températures surtout dans le cas de la moyenne Rosseland. Elles s'expliquent principalement par deux raisons :

- Les espèces considérées : Bogatyreva et al [122] ont intégré de l'argon et du carbone dans la composition de leur plasma d'air. Leur proportion n'a pas été mentionné dans leur travail mais l'ajout de ces éléments modifie les résultats sur la composition chimique et les coefficients spectraux d'absorption qui sont plus importants à basse température par la présence notamment des molécules de CO, CO⁺ et CN.
- La méthode utilisée : Pour calculer les coefficients spectraux d'absorption $K'_{cont\ espèce}(\lambda, T)$ des continua, Bogatyreva et al [122] ont utilisé cette formulation :

$$K'_{cont\ espèce}(\lambda, T) = n_{espèce}(T) \cdot \sigma_{espèce}(\lambda, T) \quad (III-9)$$

Où $n_{espèce}(T)$ et $\sigma_{espèce}(\lambda, T)$ sont la densité et la section efficace de l'espèce.

Dans notre cas, nous avons utilisés la loi de Kirchhoff (équation II-64).

Les différences observées entre les resultats pour les intervalles [0.296-0.057] et [0.296-0.06] 10¹⁵ Hz (intervalle 10) ne sont visibles qu'à très basses températures, intervalles spectraux ayant un faible rôle dans le transfert radiatif.

Tableau III - 5 : Intervalles spectraux utilisés par Bogatyreva et al [122] pour un plasma un thermique d'air pur à P=1bar

Intervalle	1	2	3	4	5
Bogatyreva (10 ¹⁵ Hz)	[6-4.49]	[4.49-2.997]	[2.997-2.64]	[2.64-2.098]	[2.098-1.71]
Intervalle	6	7	8	9	10
Bogatyreva (10 ¹⁵ Hz)	[1.71-0.986]	[0.986-0.746]	[0.746-0.386]	[0.386-0.296]	[0.296-0.057]

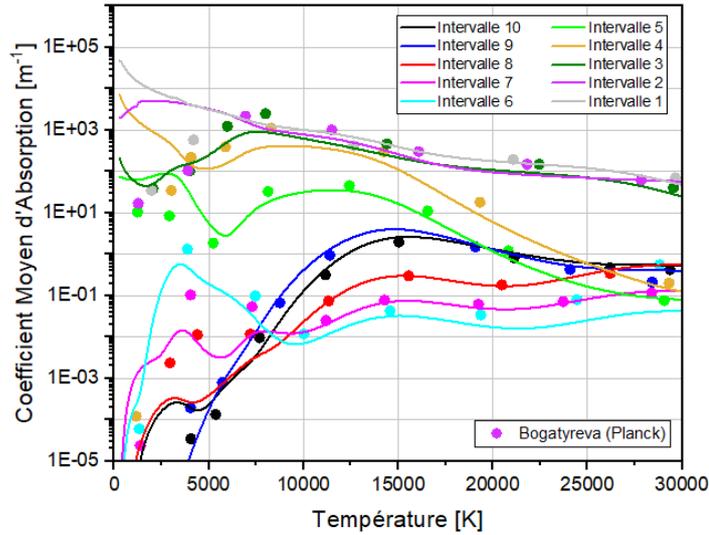


Figure III - 19 : Comparaison de la moyenne de Planck pour un plasma d'air pur à $P = 1\text{bar}$ avec Bogatyreva et al [122]

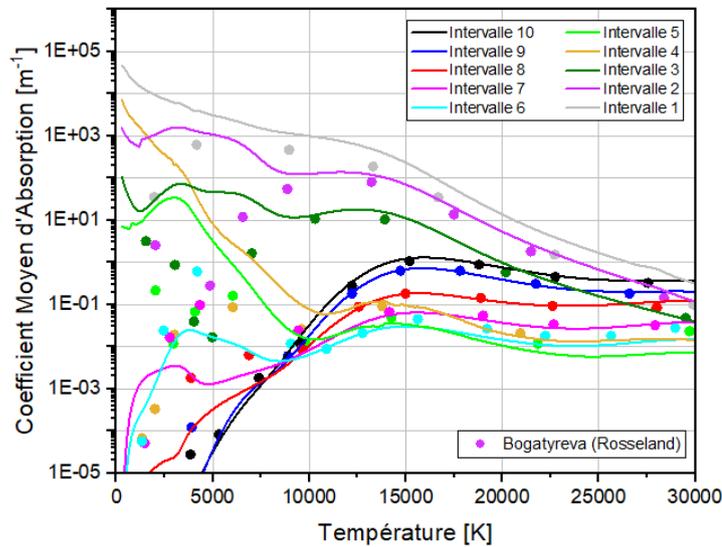


Figure III - 20 : Comparaison de la moyenne de Rosseland pour un plasma d'air pur à $P = 1\text{bar}$ avec Bogatyreva et al [122]

2.3.2-Variation des CMA's

Dans cette partie, nous superposons les coefficients spectraux d'absorption pour les différents mélanges, quelques températures (5000K, 10000K, 20000K et 30000K) et la pression $P= 1\text{ bar}$, avec leurs CMA's déduits des différentes moyennes présentées précédemment sur les intervalles spectraux du tableau III-3. Les moyennes PM ($R = 1\text{mm}$) et PM ($R= 10\text{mm}$) représentent les moyennes de Planck modifiée pour ces deux rayons caractéristiques.

• Coefficients spectraux d'absorption et CMA à $T = 5000K$

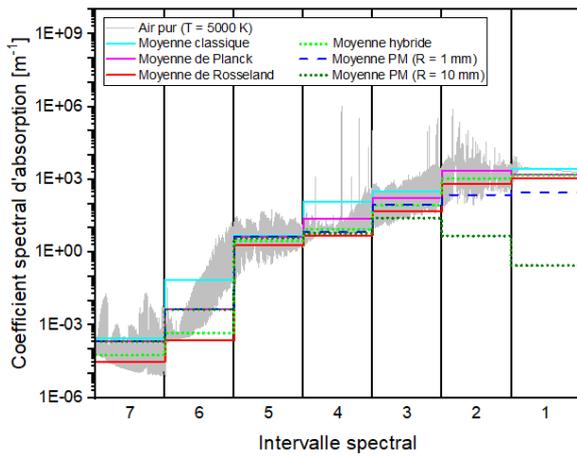


Figure III - 21 : CMA sur 7 intervalles spectraux pour un plasma d'air pur à $T=5000K$ et $P=1bar$

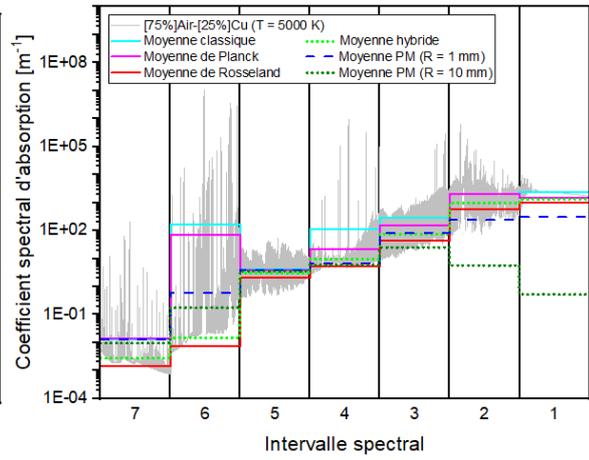


Figure III - 22 : CMA sur 7 intervalles spectraux pour un mélange [75%] air - [25%] Cu à $T=5000K$ et $P=1bar$

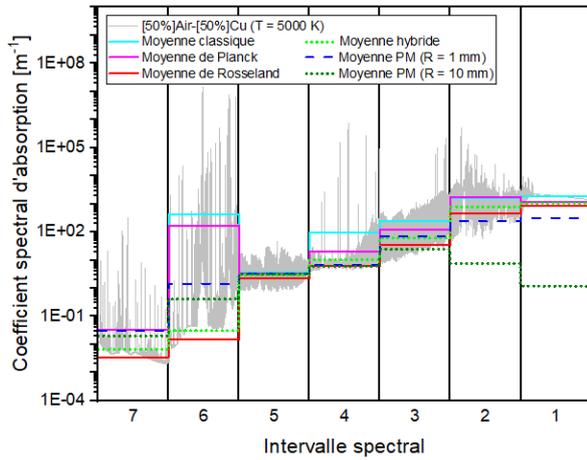


Figure III - 23 : CMA sur 7 intervalles spectraux pour un mélange [50%] air - [50%] Cu à $T=5000K$ et $P=1bar$

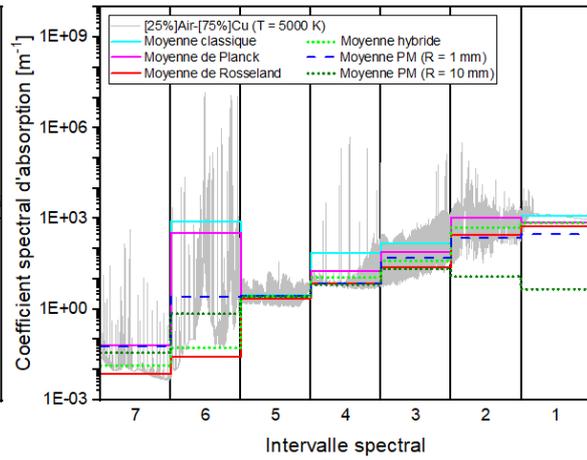


Figure III - 24 : CMA sur 7 intervalles spectraux pour un mélange [25%] air - [75%] Cu à $T=5000K$ et $P=1bar$

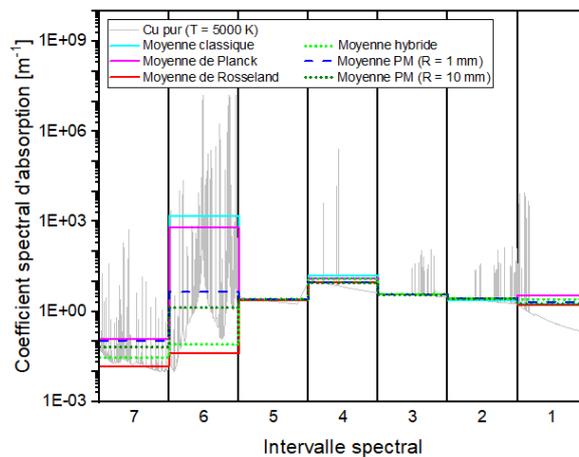


Figure III - 25 : CMA sur 7 intervalles spectraux pour un plasma de cuivre pur à $T=5000K$ et $P=1bar$

• Coefficients spectraux d'absorption et CMA à $T=10000K$

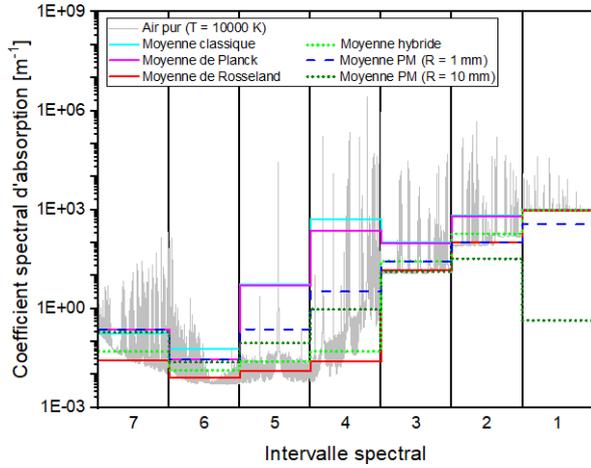


Figure III - 26 : CMA sur 7 intervalles spectraux pour un plasma d'air pur à $T=10000K$ et $P=1bar$

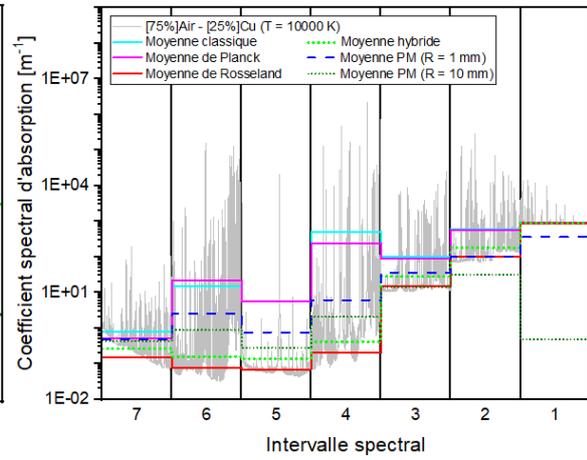


Figure III - 27 : CMA sur 7 intervalles spectraux pour un mélange [75%] air - [25%] Cu à $T=10000K$ et $P=1bar$

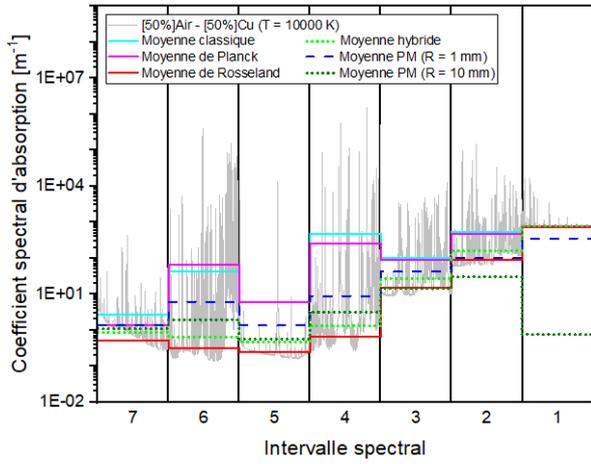


Figure III - 28 : CMA sur 7 intervalles spectraux pour un mélange [50%] air - [50%] Cu à $T=10000K$ et $P=1bar$

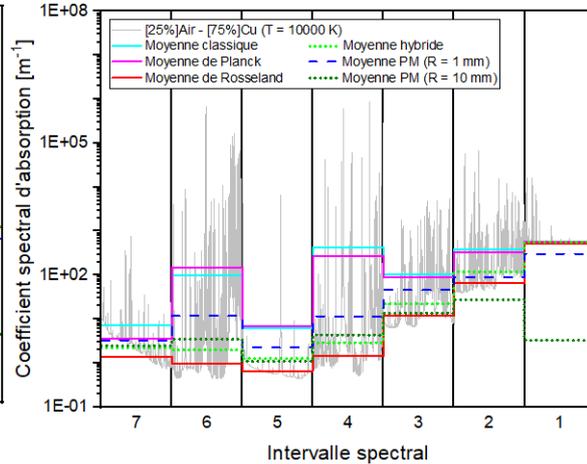


Figure III - 29 : CMA sur 7 intervalles spectraux pour un mélange [25%] air - [75%] Cu à $T=10000K$ et $P=1bar$

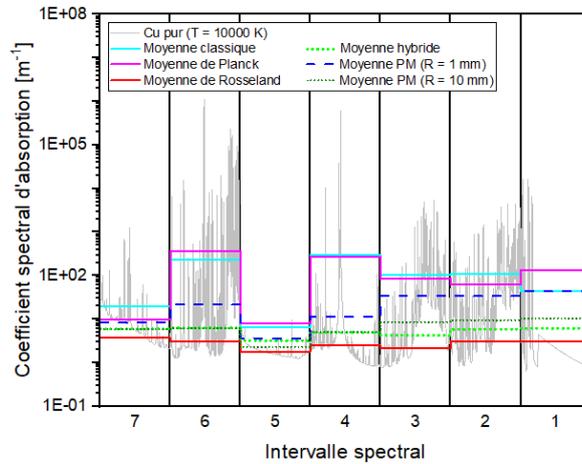


Figure III - 30 : CMA sur 7 intervalles spectraux pour un plasma de cuivre pur à $T=10000K$ et $P=1bar$

• Coefficients spectraux d'absorption et CMA's à $T=20000K$

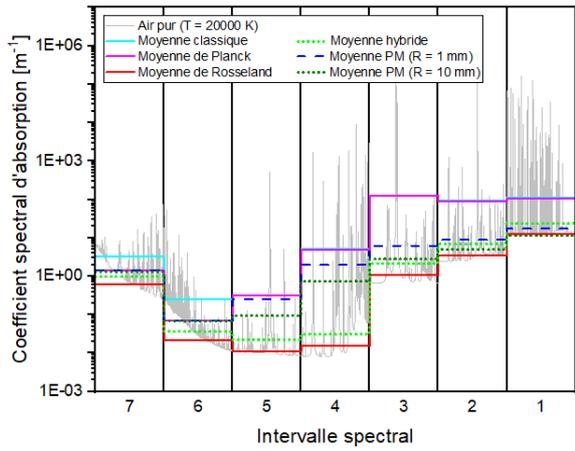


Figure III - 31 : CMA's sur 7 intervalles spectraux pour un plasma d'air pur à $T=20000K$ et $P=1bar$

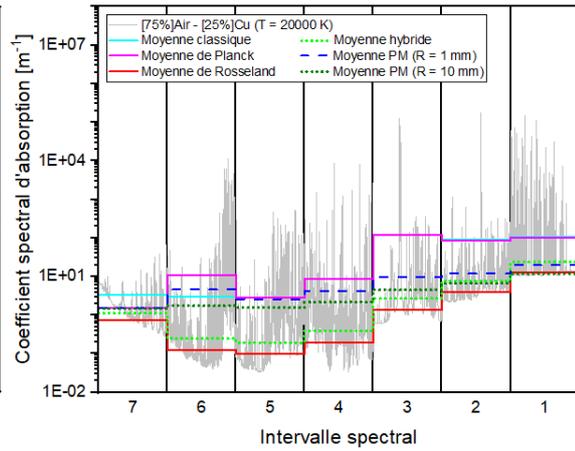


Figure III - 32 : CMA's sur 7 intervalles spectraux pour un mélange [75%] air - [25%] Cu à $T=20000K$ et $P=1bar$

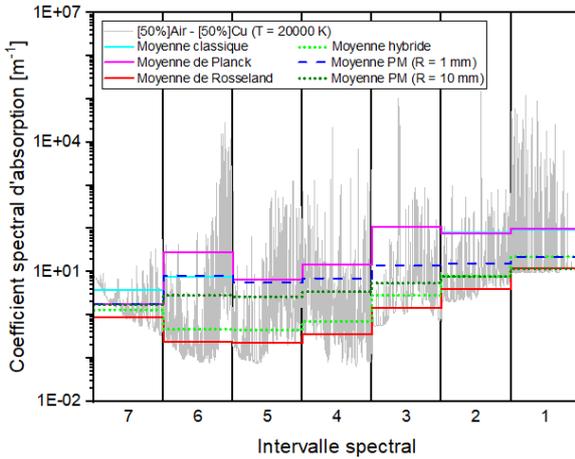


Figure III - 33 : CMA's sur 7 intervalles spectraux pour un mélange [50%] air - [50%] Cu à $T=20000K$ et $P=1bar$

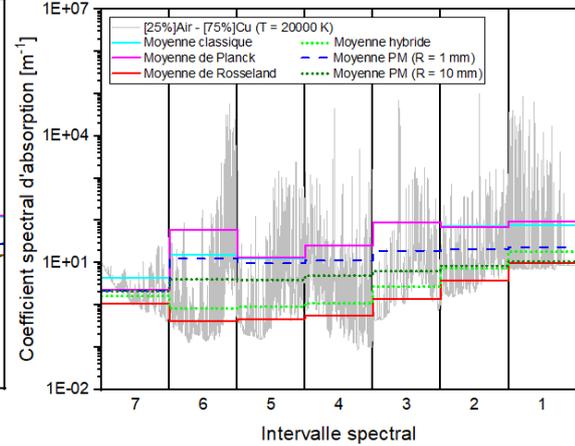


Figure III - 34 : CMA's sur 7 intervalles spectraux pour un mélange [25%] air - [75%] Cu à $T=20000K$ et $P=1bar$

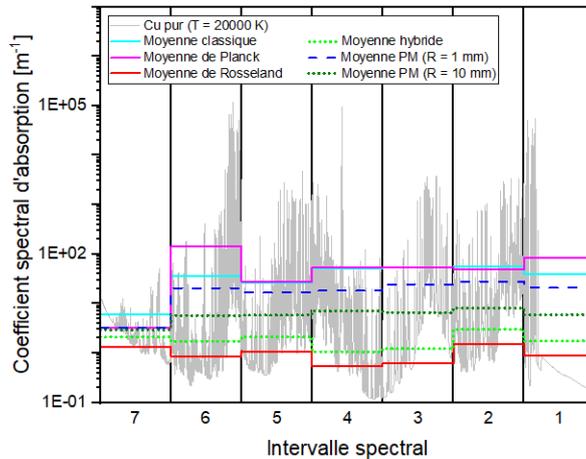


Figure III - 35 : CMA's sur 7 intervalles spectraux pour un plasma de cuivre pur à $T=20000K$ et $P=1bar$

• Coefficients spectraux d'absorption et CMA à $T=30000K$

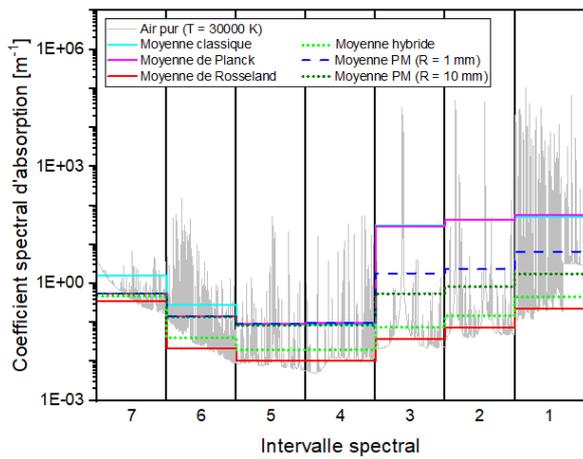


Figure III - 36 : CMA sur 7 intervalles spectraux pour un plasma d'air pur à $T=30000K$ et $P=1bar$

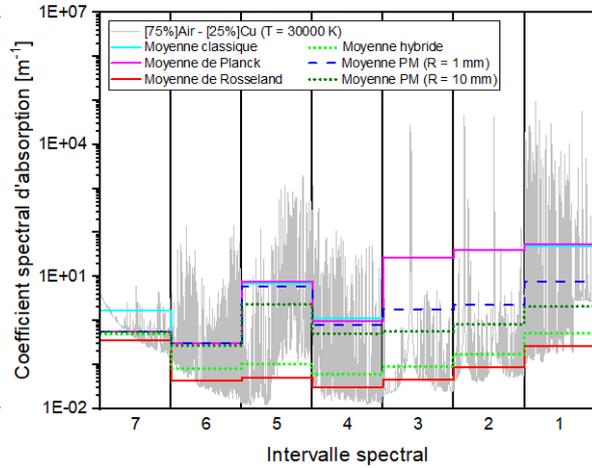


Figure III - 37 : CMA sur 7 intervalles spectraux pour un mélange [75%] air - [25%] Cu à $T=30000K$ et $P=1bar$

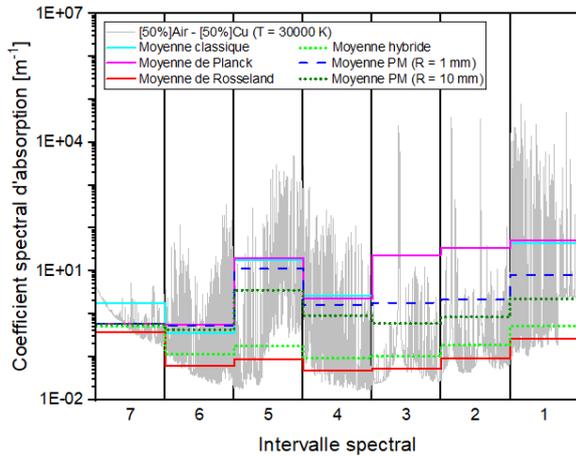


Figure III - 38 : CMA sur 7 intervalles spectraux pour un mélange [50%] air - [50%] Cu à $T=30000K$ et $P=1bar$

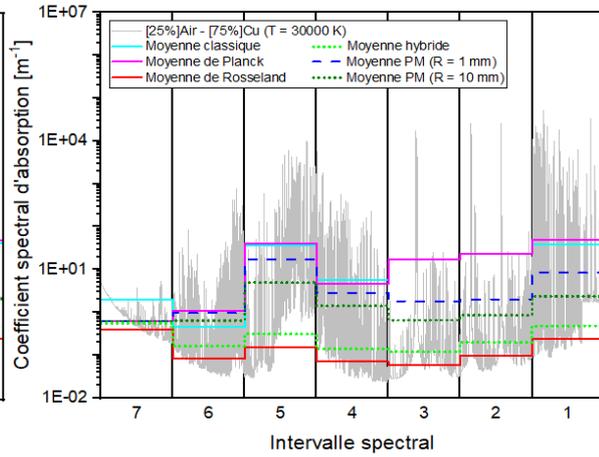


Figure III - 39 : CMA sur 7 intervalles spectraux pour un mélange [25%] air - [75%] Cu à $T=30000K$ et $P=1bar$

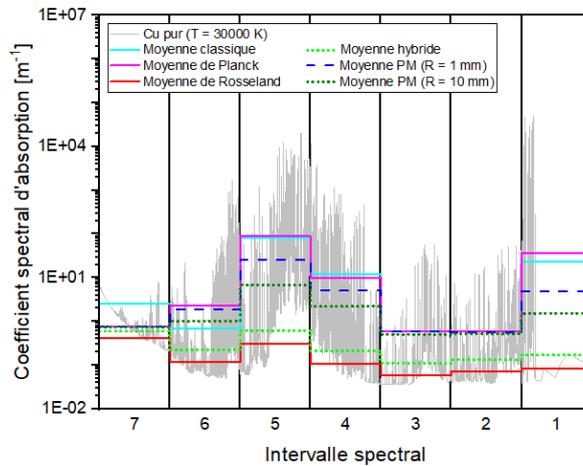


Figure III - 40 : CMA sur 7 intervalles spectraux pour un plasma de cuivre pur à $T=30000K$ et $P=1bar$

Par rapport aux moyennes classique, hybride et de Planck, celle de Rosseland a toujours les valeurs les plus faibles. Ses valeurs sur chaque intervalle montrent que cette moyenne a tendance à sous-estimer les raies. En revanche, les moyennes classique et de Planck sont toujours les plus élevées. Elles ont tendance à se rapprocher des coefficients spectraux d'absorption des raies et surestiment donc ceux des continua. La moyenne hybride n'est ni trop élevée ni trop basse, tenant compte à la fois des valeurs élevées des coefficients spectraux d'absorption des raies et des valeurs faibles de celles des continua. Nous pouvons faire le même constat pour la moyenne de Planck modifiée (PM) pour la quasi-totalité des figures sauf pour l'intervalle 1 à 5000K et 10000K, $R=1$ mm et surtout pour $R=10$ mm, de l'air pur et des mélanges air-cuivre où les valeurs correspondantes sont très basses par rapport aux coefficients spectraux d'absorption. Cette moyenne peut donc être une bonne approche si R est bien défini.

Conclusion du chapitre 3

Dans ce chapitre, nous avons présenté deux méthodes approchées permettant la résolution de l'Equation du Transfert Radiatif (ETR). La première méthode, le Coefficient d'Emission Nette (CEN), permettra de traiter correctement la Divergence du Flux Radiatif (DFR) dans les régions chaudes du plasma. Son calcul nous a permis de mettre en évidence l'influence de la température, de la pression, des vapeurs métalliques et du rayon du plasma sur ce coefficient : la valeur du CEN augmente avec la température et la pression à cause de l'augmentation de la densité des espèces plus émissives, elle augmente également avec la proportion du cuivre pour les mélanges car le cuivre est plus émissif que l'azote et l'oxygène, mais en revanche, elle diminue avec le rayon du plasma à cause du phénomène d'absorption. A l'issue de ce chapitre, nous avons obtenu une base de données sur les CENs de chaque mélange pour les températures allant de 300K à 30000K, le rayon R de 0 à 50mm et la pression de 1 et 10 bars.

La seconde méthode, les Coefficients Moyens d'Absorption (CMAs), nous permettra d'évaluer la DFR dans les régions tièdes et froides du milieu. Pour les mélanges air-cuivre étudiés, nous avons subdivisé le spectre en 7 intervalles spectraux suivant les différentes variations du coefficient spectral d'absorption du continuum. Pour chaque intervalle, nous avons calculé différentes moyennes du coefficient spectral d'absorption : la moyenne classique, la moyenne de Planck, la moyenne de Planck Modifiée, la moyenne de Rosseland, et la

moyenne hybride. Une comparaison des CMAs obtenus nous a permis de montrer que les moyennes classique et de Planck conduisent à des CMAs plus élevés par rapport aux autres et qu'en revanche, celle de Rosseland conduit à des CMAs de valeurs plus faibles. Les moyennes hybride et Planck modifiée semblent fournir un meilleur compromis même si la moyenne de Planck modifiée peut s'avérer dangereuse selon le choix de son rayon caractéristique R .

Chapitre IV –
RESOLUTION DE L'EQUATION DU
TRANSFERT RADIATIF

Chapitre IV - RESOLUTION DE L'EQUATION DU TRANSFERT RADIATIF

La résolution directe de l'Equation du Transfert Radiatif permet de remonter à la luminance et d'en déduire la Divergence du Flux Radiatif. La résolution est faite sur deux millions de longueurs d'onde et pour différentes configurations géométriques. Cette méthode est certes plus complexe et plus couteuse en temps de calcul par rapport aux méthodes approchées mais elle a pour principal avantage d'être précise et de servir de « référence » pour juger de la validité des autres méthodes.

Dans ce chapitre, l'ETR est résolue pour trois types de géométries du plasma : à une dimension (1D), deux dimensions (2D) et trois dimensions (3D). La résolution en 1D est la plus souvent utilisée dans la littérature pour comparer les résultats avec ceux obtenus avec des méthodes approchées [83][123]. Nous effectuons nos calculs pour un plasma cylindrique dans lequel la pression est supposée constante et uniforme et dont la température ne varie qu'en fonction du rayon. Le calcul en 1D consiste à effectuer la résolution de l'ETR sur une seule direction; nous avons choisi la direction suivant le diamètre. Les calculs en 2D et en 3D consistent à considérer toutes les directions contenues respectivement dans une section et dans tout le volume du plasma. Pour estimer le rayonnement atteignant un point du plasma, nous avons discrétisé l'angle solide en N directions indépendantes. Chaque direction est alors considérée comme une succession de points (ou mailles) isothermes. Une étude paramétrique est réalisée pour juger de l'influence du nombre de points, du nombre de directions sur la précision pour ces configurations 1D, 2D et 3D.

Nous considérons dans cette partie les mélanges définis dans le *Tableau II-1*, des rayons de 5 mm, 20 mm et 50 mm, différents profils symétriques de température définis par une température maximale au centre T_{\max} de 15000K, 20000K ou 25000K et une température minimale sur les bords du plasma T_{\min} de 300K, la pression étant de 1bar.

I- METHODE DE CALCUL

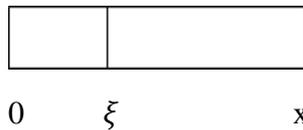
L'expression de l'ETR en un point s suivant la direction \vec{s} est donnée par la relation (I-13) que nous rappelons ici :

$$\frac{dL_\lambda(s,T)}{ds} = K'(\lambda, T). L_\lambda^0(T) - K'(\lambda, T). L_\lambda(s, T) \tag{I-13}$$

Suivant une direction \vec{x} , la solution analytique en un point x de cette équation est donnée par l'expression de la luminance $L_\lambda(x)$:

$$L_\lambda(x) = L_\lambda(0). \exp(-\tau') + \int_0^x L_\lambda^0(\xi). K'(\lambda, \xi). \exp(-\tau'') d\xi \tag{IV-1}$$

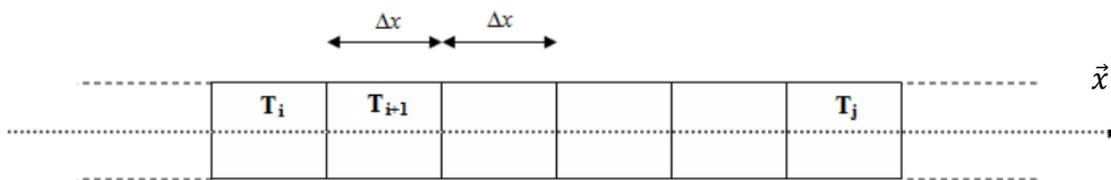
Avec $\tau' = \int_0^x K'(\lambda, \xi) d\xi$ et $\tau'' = \int_\xi^x K'(\lambda, \eta) d\eta$ (IV-2) (IV-3)



ξ et η représentent respectivement la variation entre 0 et x et la distance x- ξ

Dans l'équation (IV-1), $L_\lambda(x)$ représente le rayonnement sortant. Dans le second membre, le premier terme représente l'atténuation du rayonnement venant de l'extérieur tandis que le second terme représente l'émission corrigée de l'autoabsorption de l'élément de volume. Considérant que chaque direction est constituée d'une succession de mailles isothermes et identiques d'épaisseur Δx , l'équation (IV-1) peut être écrite sous une forme itérative de la luminance spectrale. Pour la maille i de température T_i , nous avons :

$$L_\lambda(i) = L_\lambda(i - 1). \exp(-K'(\lambda, T_i) . \Delta x) + L_\lambda^0(T_i). (1 - \exp(-K'(\lambda, T_i) . \Delta x)) \tag{IV-4}$$



L'équation (IV-4) est similaire à l'équation (IV-1). Elle stipule que, suivant une direction donnée, le rayonnement sortant de la maille i est obtenu en faisant la somme du rayonnement incident, subissant l'atténuation et de l'émission propre de la maille. Concrètement, elle permet de calculer numériquement la luminance spectrale suivant une direction, pour un profil de

température donné et en supposant que la luminance venant de l'extérieur du plasma est nulle. La Divergence du Flux Radiatif est obtenue en faisant la dérivée numérique (pente à partir du point courant et du point précédent ou suivant) de la luminance spectrale suivant la direction considérée.

II-PROFIL DE TEMPERATURE

Le profil de température peut varier selon le plasma étudié [84][123][216]. Pour ce travail, nous avons repris le profil de température de Billoux [123] utilisé dans le cas d'un plasma d'air pur et que nous avons adapté à notre étude.

La *figure IV-1* représente ce profil de température pour un plasma thermique de rayon $R_p = 20\text{mm}$ avec une température maximale au centre $T_{\text{max}} = 20000\text{K}$. Les profils pour les températures maximales $T_{\text{max}} = 15000\text{K}$ et $T_{\text{max}} = 25000\text{K}$ avec les rayons plasma $R_p = 5\text{mm}$ et $R_p = 50\text{mm}$ seront déduits de ce dernier. Les températures aux bords sont fixées à $T_{\text{min}} = 300\text{K}$.

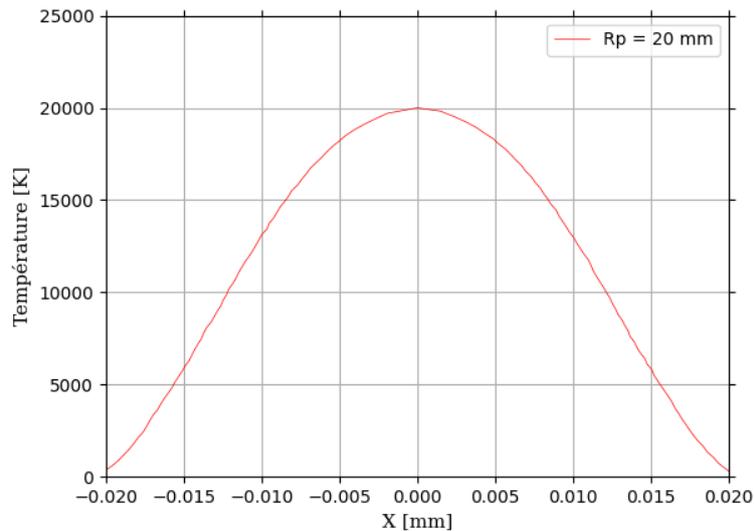


Figure IV - 1 : Profil symétrique de température pour un plasma de rayon $R_p = 20\text{ mm}$ suivant la distance X à partir de son centre

III- PRESENTATION DES CALCULS EN 1D, 2D ET 3D

3.1- Calcul en 1D

A une dimension, nous calculons le rayonnement le long d'une direction ; nous avons choisi la direction suivant le diamètre du plasma cylindrique. Nous avons donc un segment de longueur $2R_p$ où R_p représente le rayon du plasma (*Figure IV-2*). En posant X la distance suivant son axe, au centre du plasma ($X=0$) la température est égale à T_{\max} et sur les bords ($X=-R_p$ et $X=R_p$), la température du plasma est égale à $T_{\min}=300K$. Ce segment est subdivisé en une série de mailles identiques et isothermes et le calcul du rayonnement sera effectué sur chacune d'elles. Une étude paramétrique est effectuée sur le nombre de mailles nécessaires pour bien décrire notre gradient de température.

Etant donné que la luminance est une grandeur directionnelle, deux luminances devraient être calculées pour un segment, c'est-à-dire, une luminance calculée de gauche à droite et une autre de droite à gauche. Cependant, notre profil de température est symétrique par rapport au centre, ces deux luminances seront donc identiques. Ainsi, nous ne calculerons et présenterons que la luminance suivant un sens : **celui de la gauche vers la droite** (*figure IV-2*). Tel est aussi le cas pour tous les calculs en 2D et 3D.

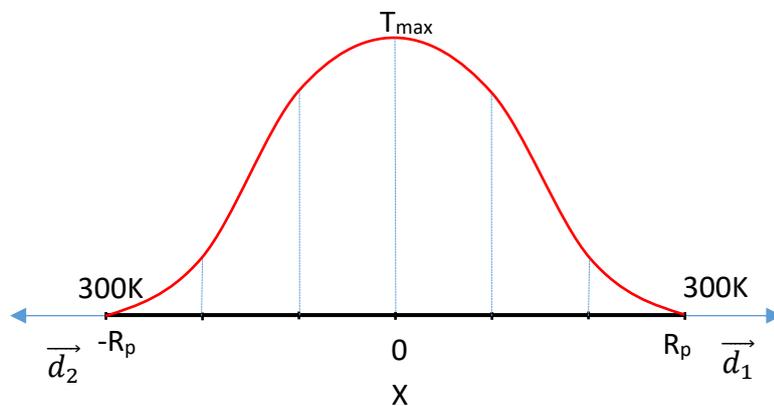


Figure IV - 2 : Illustration du profil de température et des directions en 1D

3.2- Calcul en 2D

En deux dimensions, le calcul sera effectué en tenant compte du rayonnement provenant d'une section droite du plasma, c'est-à-dire, d'un disque de rayon R_p . Le profil de température est distribué radialement comme le montre la *Figure IV-3*.

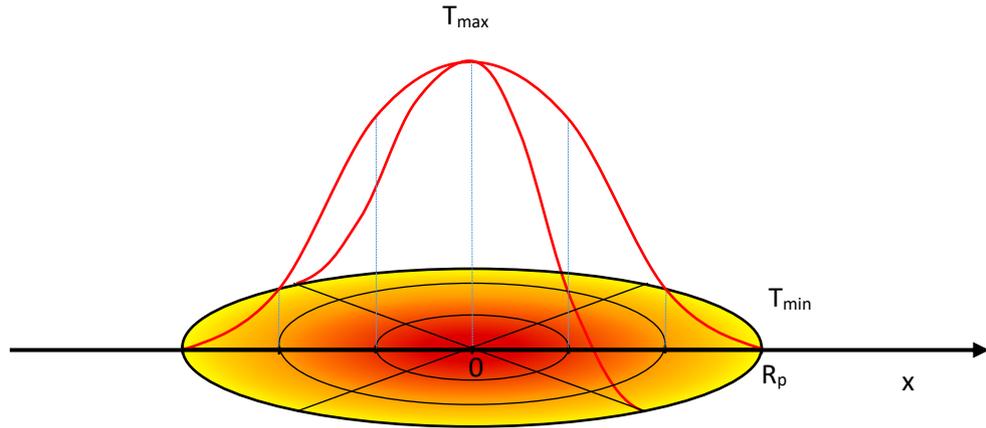


Figure IV - 3 : Représentation du plasma en 2D

Par analogie au calcul 1D, le calcul en 2D revient à calculer le rayonnement, sur tous les points (ou mailles) isothermes constituant le diamètre du plasma, tout en prenant en compte les contributions venant de la section entière. Pour cela, en un point donné, les rayonnements entrants sont discrétisés en un nombre fini de directions. Selon les travaux de Randrianandraina [169] sur un plasma SF₆, 12 directions sont nécessaires et suffisantes pour avoir une bonne description du rayonnement en 2D (Figure IV-4). Nous avons donc réalisé une étude paramétrique similaire pour déterminer le nombre de directions nécessaires pour un plasma air-cuivre.

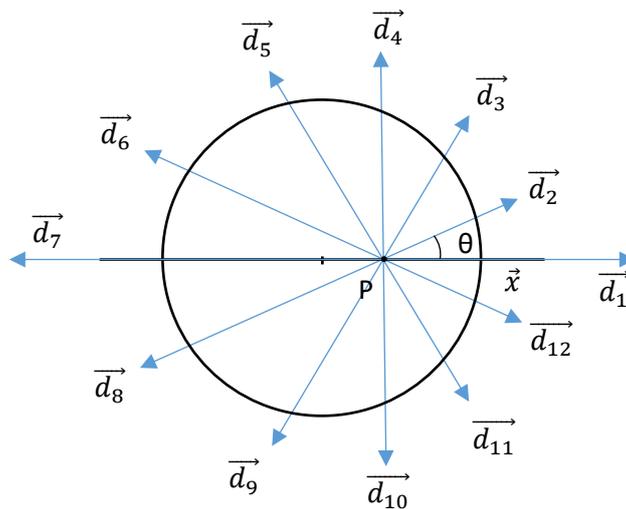


Figure IV - 4 : Illustration des 12 directions utilisées pour le calcul de la DFR en 2D.

3.3- Calcul en 3D

Pour les calculs en 3D, le plasma est assimilé à un cylindre de rayon R_p et d'une hauteur h suffisamment longue (nous avons pris un cylindre dix fois plus long que large). Notre profil de température est toujours symétrique et ne varie qu'en fonction du rayon (figure IV-5).

Le calcul en 3D prend en compte tous les rayonnements provenant du cylindre entier. Et par analogie au calcul en 2D, nous avons discrétisé l'angle solide en un nombre fini de directions. Si nous nous basons sur le fait que 12 directions sont suffisantes pour bien décrire le rayonnement sur une section droite, 12 directions seraient aussi nécessaires pour les rayonnements provenant d'un plan parallèle par l'axe du cylindre (figure IV-5). Ainsi, 62 directions seront obtenues autour de chaque point pour le calcul en 3D.

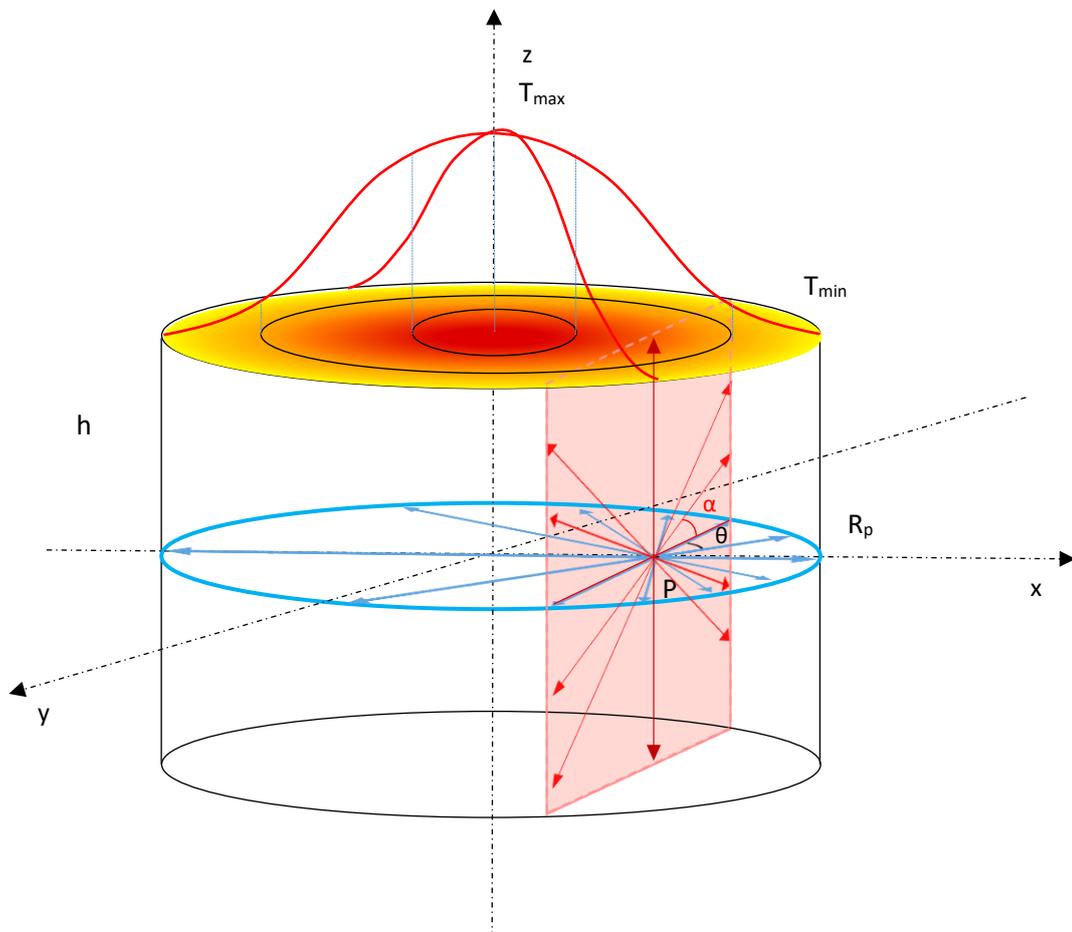


Figure IV - 5 : Représentation d'un plasma en 3D

IV- RESULTATS ET DISCUSSIONS

4.1- Validation des résultats

Nous comparons ici nos résultats avec ceux de Kabbaj [83] pour une géométrie 1D puisqu'aucun autre travail n'a encore été réalisé sur la résolution directe de l'ETR en 2D et 3D pour un mélange air-cuivre. Nous avons utilisé le profil de température proposé par l'auteur divisé en 100 points : $T_{\min}= 500\text{K}$, $T_{\max}= 20000\text{K}$, $R_p= 20\text{mm}$, et $P= 1$ bar sur les plasmas d'air pur, de [75%] air - [25%] Cu, de [50%] air - [50%] Cu, de [25%] air - [75%] Cu et de cuivre pur.

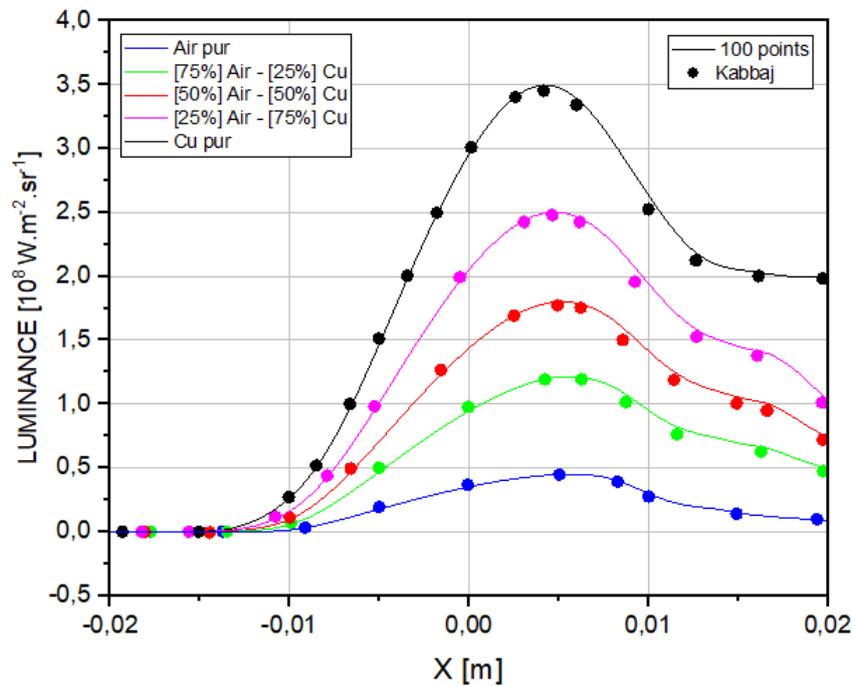


Figure IV - 6 : Comparaison des luminances en 1D avec celles de Kabbaj [83] pour chaque mélange avec $T_{\min}=500\text{K}$, $T_{\max}=20000\text{K}$, $R_p=20\text{mm}$ et $P=1\text{bar}$

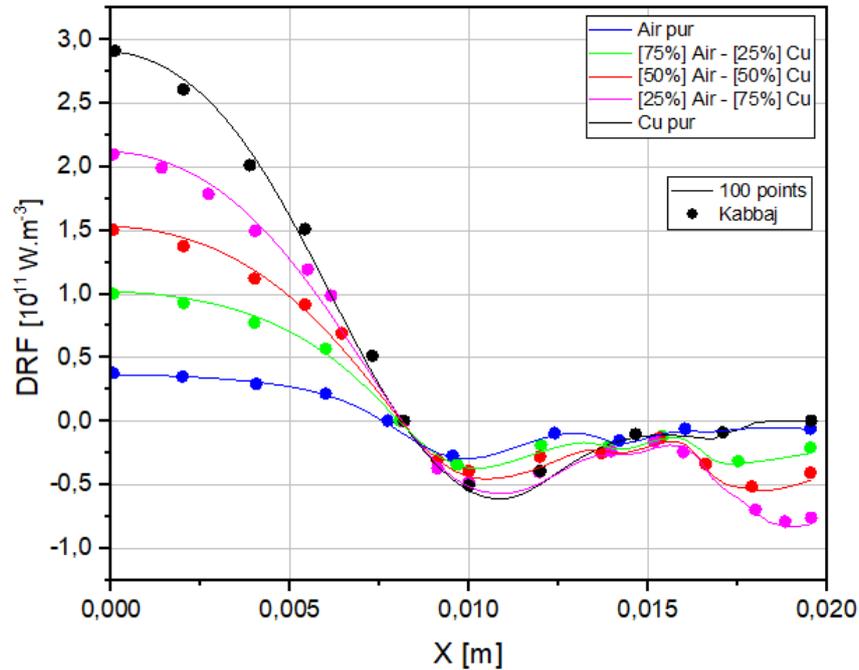


Figure IV - 7 : Comparaison des DFRs avec celles Kabbaj [83] en 1D pour chaque mélange avec $T_{min}=500K$, $T_{max}=20000K$, $R_p=20mm$ et $P=1bar$

Les figures IV - 6 et IV - 7 montrent que nos luminances et nos DFRs sont en accord avec la littérature. Des légères différences sont cependant constatées qui s'explique principalement par deux raisons : la différence entre nos données que nous avons expliquée dans la section 1.2.1 du Chapitre III et l'erreur systématique lorsque nous avons relevé et interpolé le profil de température de Kabbaj [83], ce qui prouve également que la luminance et la DFR dépendent fortement du profil de température utilisé.

Deux faits sont constatés sur ces deux figures (IV-6 et IV-7) :

- Le rayonnement augmente avec la proportion de la vapeur métallique qui est dû au pouvoir très émissif du cuivre. Ce constat est également observé sur le calcul du CEN (cf. Chapitre III).

- Les régions centrales du plasma sont plus émissives et les périphériques sont plus absorbants :

- Sur la courbe IV-6 de la luminance calculée de gauche à droite : La luminance est nulle pour $X=-0.02m$ car nous avons supposé qu'il n'y a pas de rayonnement venant de l'extérieur. Elle augmente jusqu'à atteindre un maximum où l'émission l'emporte sur l'absorption et le compense. Puis, elle diminue dans les régions où c'est l'absorption qui l'emporte. La valeur de la luminance pour $X=+0.02m$

correspond au rayonnement total qui s'échappe du plasma pour la direction considérée.

- Sur la figure *IV-7*, pour les DFRs, elles présentent leur maximum au centre du plasma et restent positive jusqu'à un certain point car ces régions émettent plus de rayonnement qu'elles en absorbent. Elle est nulle dans les régions où l'émission et l'absorption se compensent et négative près du bord où c'est l'absorption qui l'emporte.

On remarque également que l'évolution globale est conservée pour les luminances et les DFR. Cependant, des différences sur les courbures sont observées. Elles sont dues aux différences sur les espèces et les phénomènes prédominants dans chaque région du plasma. Si nous prenons les courbes sur la DFR (figure *IV-7*):

- Pour l'air pur (cf. figure *II-1*) :
 - $X= 0m$ (20000K) à $X= 0.075m$ (16000K) : régions centrales caractérisées par la forte présence des ions N^+ et O^+ qui sont très émissifs.
 - $X= 0.0075m$ (16000K) à $X= 0.0125m$ (10000K) : forte absorption du rayonnement par les atomes N et O par le phénomène de photoionisation.
 - $X= 0.0125m$ (10000K) à $X= 0.02m$ (500K) : absorption par les molécules N_2 et O_2 , principalement, par le phénomène de photodissociation.
- Pour le cuivre pur (cf. figure *II-5*) :
 - $X= 0m$ (20000K) à $X= 0.008m$ (15500K) : Régions centrales caractérisées par la forte présence des ions Cu^+ qui est très émissif.
 - $X= 0.008m$ (15500K) à $X= 0.016m$ (4500K) : Forte absorption du rayonnement par l'atome Cu par le phénomène de photoionisation.
 - $X= 0.016m$ (4500K) à $X= 0.02m$ (500K) : Absorption par la molécule Cu_2 , principalement, par le phénomène de photodissociation.
- Pour les mélanges : les différentes variations correspondent à celles rencontrées dans les plasmas d'air pur et de cuivre pur.

4.2- Influence du nombre de points

Selon les auteurs comme Randrianandraina [169] et Kabbaj [83], le nombre de points (mailles) choisi pour décrire une direction influe sur la précision des résultats mais aussi sur le temps de calcul. Randrianandraina [169] a étudié l'influence du nombre de points pour le cas

d'un plasma SF₆ de rayon R_p= 2 mm et 5mm en comparant les DFR en 1D sur 100 à 400 points pour opter finalement pour 200 points. Pour le cas d'un plasma d'air pur, Kabbaj [83] a calculé la luminance et la DFR pour les nombres de points allant de 10 à 60 dans le cas d'un plasma à T_{max}=20000K et de rayon R_p= 20mm et a opté finalement pour 50 points. Dans notre cas, nous avons réalisé différents tests pour un nombre de points allant de 50 à 2000 sur les plasmas d'air pur, de cuivre pur et un mélange de [50%] air – [50%] Cu, à T_{max}= 20000K et R_p= 20mm à 1 bar. Nous avons présenté les résultats obtenus en 1D pour le cas de l'air pur sur les figures IV-8 et IV-9.

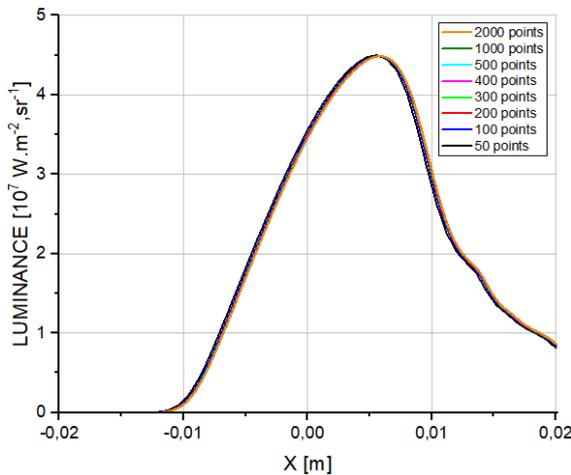


Figure IV - 8 : Influence du nombre de points sur la luminance d'un plasma d'air pur avec T_{max}= 20000K, R_p=20mm et P=1bar

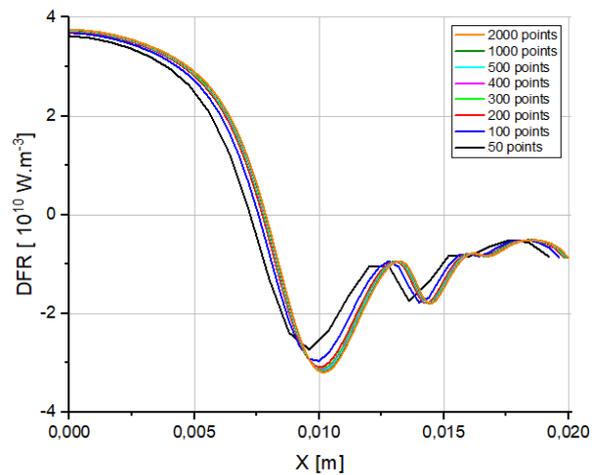


Figure IV - 9 : Influence du nombre de points sur la DFR en 1D d'un plasma d'air pur avec T_{max}= 20000K, R_p=20mm et P=1bar

Les différences ne sont pas très marquées sur les luminances. En revanche, sur les DFRs, les courbes se superposent à partir de 200 points où les écarts entre elles sont inférieurs à 1%. Les mêmes conclusions ont été constatées pour le cas d'un plasma de cuivre pur et du mélange [50%] air – [50%] Cu. Pour garder une bonne précision tout en gardant un temps de calcul raisonnable, nous décidons par la suite de faire les calculs sur 400 points pour tous les cas de plasma et pour chaque géométrie.

4.3- Influence du rayon du plasma

Afin d'étudier l'influence du rayon du plasma, nous avons calculé les luminances (figures IV-10 à IV-14) et les DFRs (figures IV-15 à IV-19) en 1D de chaque mélange pour les rayons plasma R_p= 5, 20 et 50mm avec une température au centre T_{max}= 20000K à P=1bar.

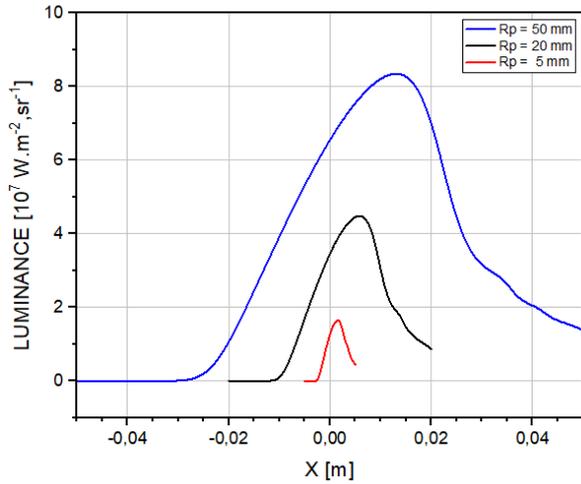


Figure IV - 10 : Luminances d'un plasma d'air pur pour différents rayon, $T_{max}=20000K$ et $P=1bar$

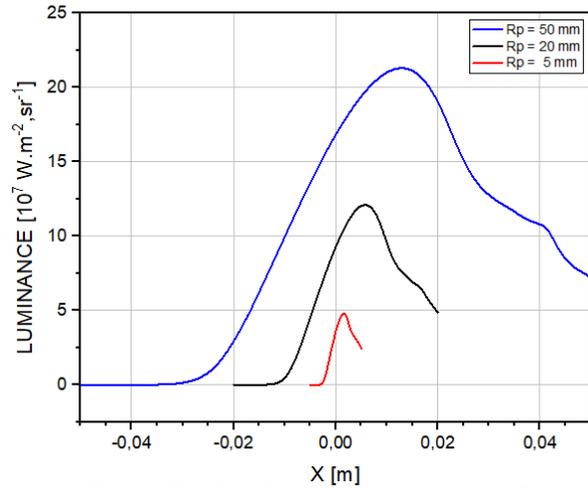


Figure IV - 11 : Luminances pour un mélange [75%] air – [25%] Cu pour différents rayon, $T_{max}=20000K$ et $P=1bar$

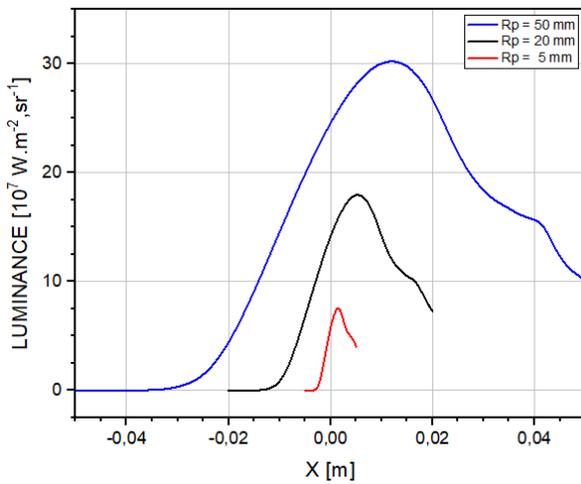


Figure IV - 12 : Luminances pour un mélange [50%] air – [50%] Cu pour différents rayon, $T_{max}=20000K$ et $P=1bar$

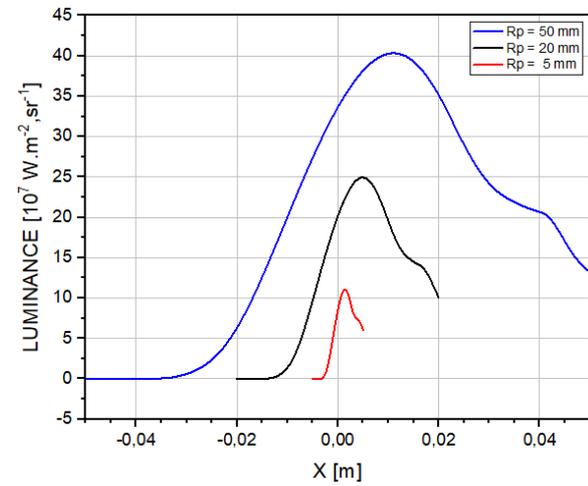


Figure IV - 13 : Luminances pour un mélange [25%] air – [75%] Cu pour différents rayons, $T_{max}=20000K$ et $P=1bar$

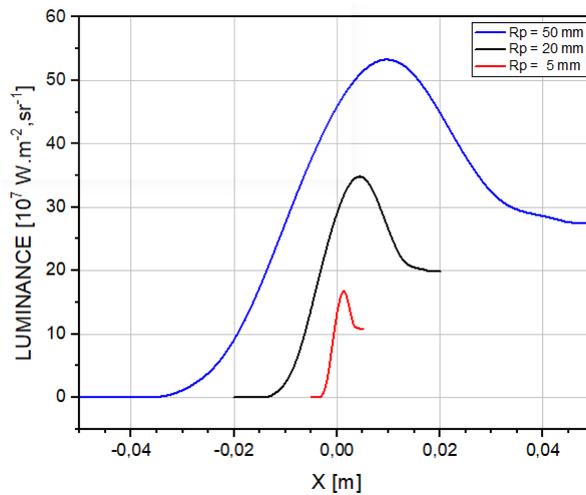


Figure IV - 14 : Luminances pour un plasma de cuivre pur pour différents rayons, $T_{max}=20000K$ et $P=1bar$

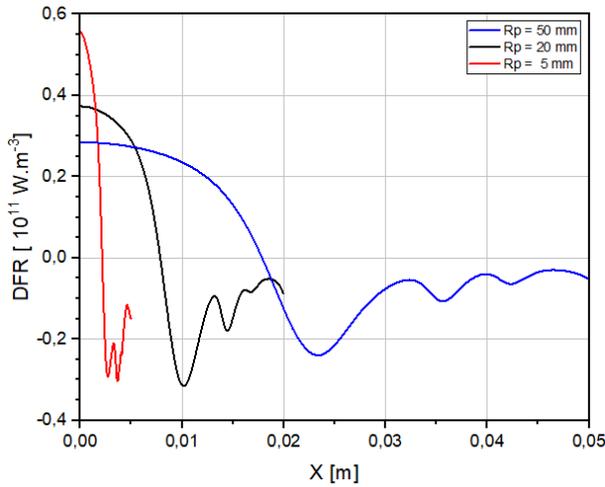


Figure IV - 15 : DFR en 1D pour un plasma d'air pur pour différents rayons, $T_{max}=20000K$ et $P=1bar$

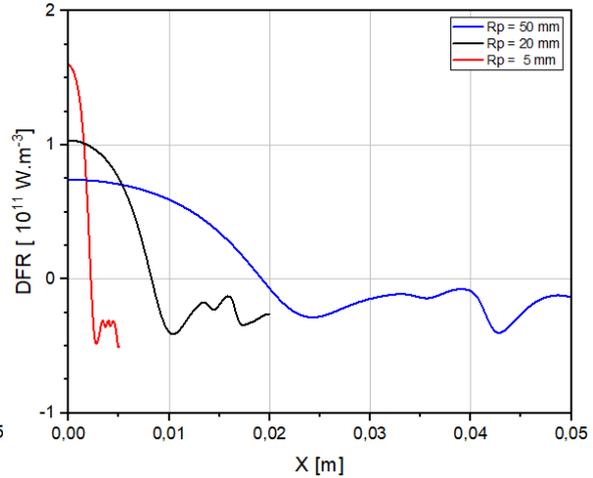


Figure IV - 16 : DFR en 1D pour un mélange [75%] air - [25%] Cu pour différents rayons, $T_{max}=20000K$ et $P=1bar$

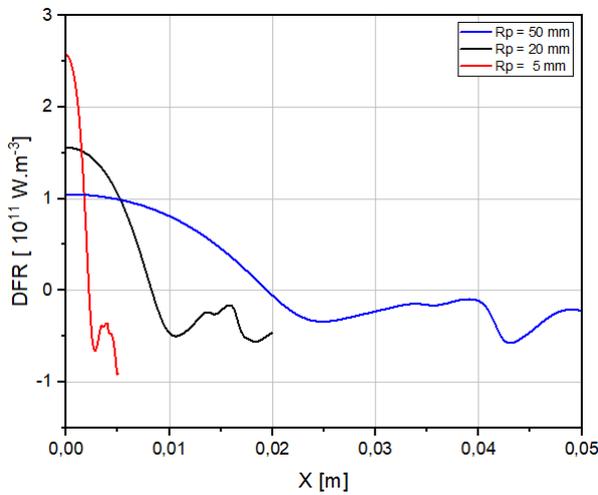


Figure IV - 17 : DFR en 1D pour un mélange [50%] air - [50%] Cu pour différents rayons, $T_{max}=20000K$ et $P=1bar$

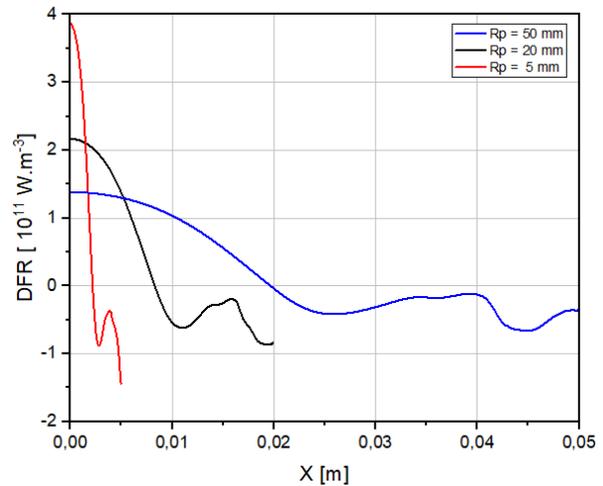


Figure IV - 18 : DFR en 1D pour un mélange [25%] air - [75%] Cu pour différents rayons, $T_{max}=20000K$ et $P=1bar$

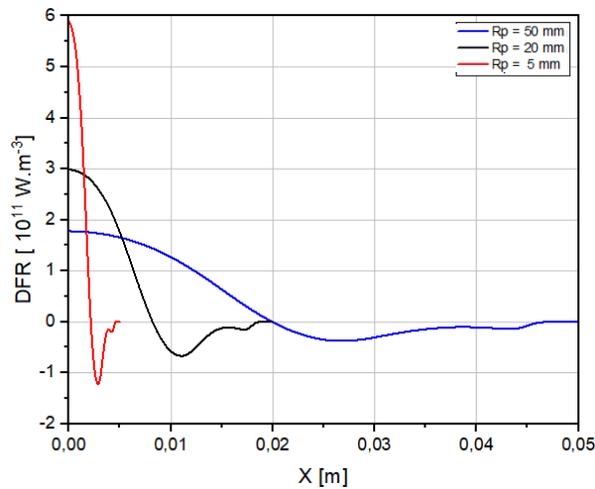


Figure IV - 19 : DFR en 1D pour un plasma de cuivre pur pour différents rayons, $T_{max}=20000K$ et $P=1bar$

L'augmentation du rayon plasma augmente logiquement sa luminance. En effet, le fait d'augmenter le volume du plasma tout en gardant la pression implique une augmentation du nombre totale de particules et accentue donc les phénomènes radiatifs : plus d'émission mais aussi plus d'absorption. Inversement, la DFR est plus élevée quand le rayon du plasma est réduit car la variation de la luminance est beaucoup plus importante. Cependant, leur allure générale ne change pas suivant le rayon car les espèces prédominantes et les phénomènes présents au sein du plasma restent à la même température pour une même pression.

4.4- Influence de la température maximale

Nous présentons ici les luminances et les DFRs en 1D de différents mélanges pour les températures maximales au centre du plasma : 15000K, 20000K et 25000K avec $R_p=20\text{mm}$ et $P=1\text{bar}$.

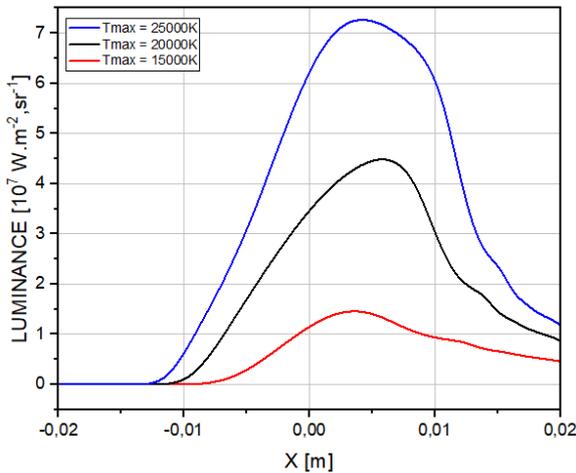


Figure IV - 20 : Luminances pour un plasma d'air pour différentes T_{max} , $R_p=20\text{mm}$ et $P=1\text{bar}$

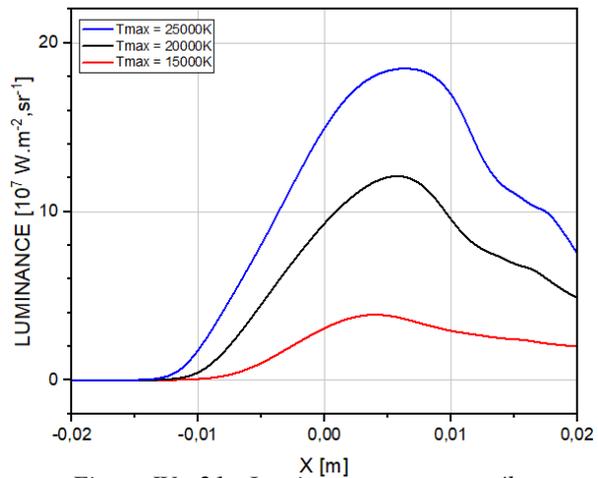


Figure IV - 21 : Luminances pour un mélange [75%] air – [25%] Cu pour différentes T_{max} , $R_p=20\text{mm}$ et $P=1\text{bar}$

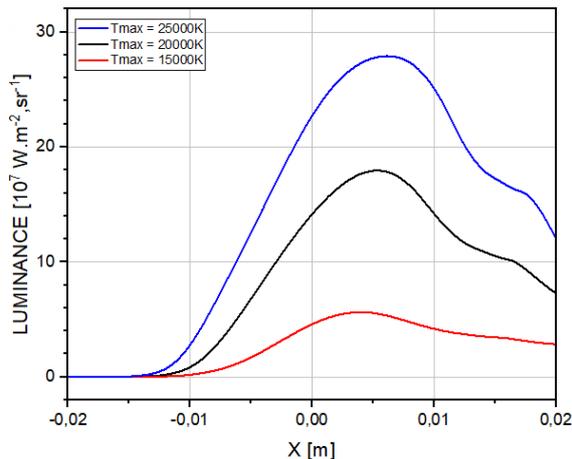


Figure IV - 22 : Luminances pour un mélange [50%] air – [50%] Cu pour différentes T_{max} , $R_p=20\text{mm}$ et $P=1\text{bar}$

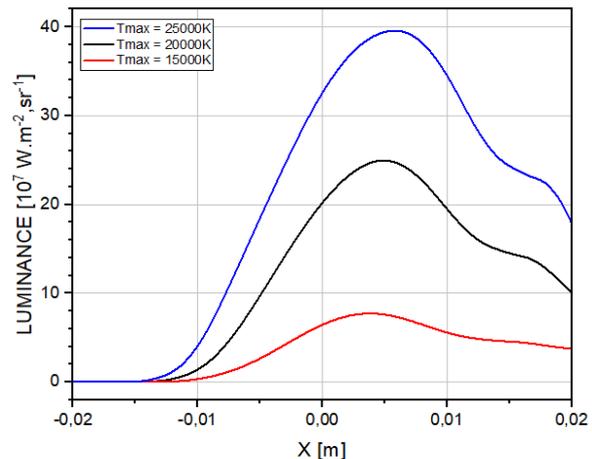


Figure IV - 23 : Luminances pour un mélange [25%] air – [75%] Cu pour différentes T_{max} , $R_p=20\text{mm}$ et $P=1\text{bar}$

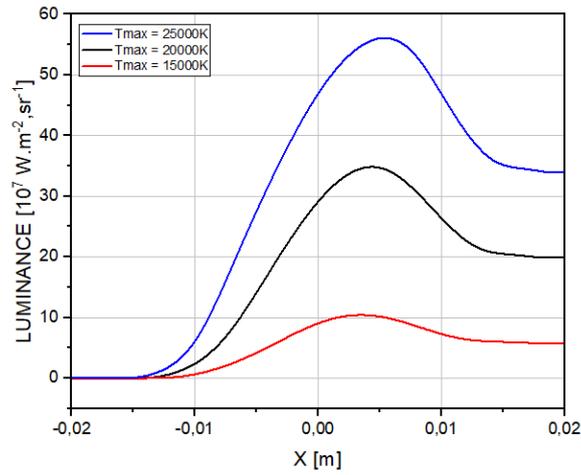


Figure IV - 24 : Luminances pour un plasma de cuivre pur pour différentes T_{max} , $R_p=20mm$ et $P=1bar$

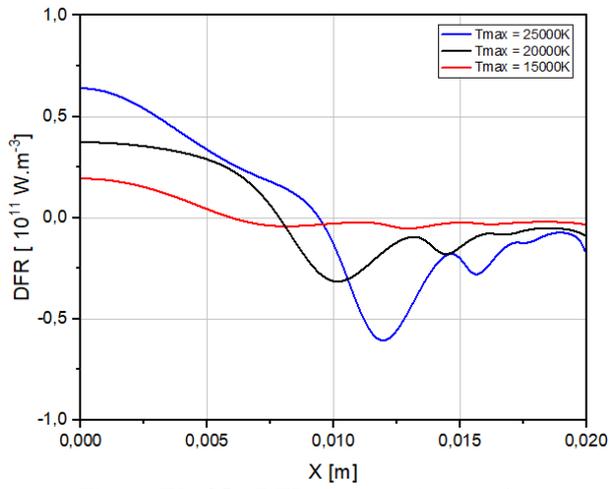


Figure IV - 25 : DFR pour un plasma d'air pur pour différentes T_{max} , $R_p=20mm$ et $P=1bar$

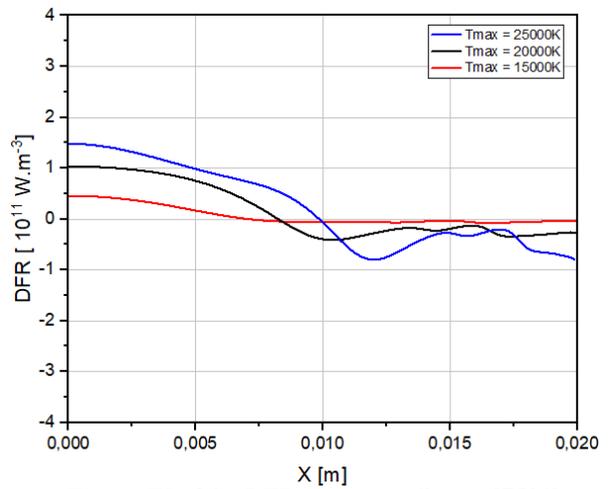


Figure IV - 26 : DFR pour un mélange [75%] air – [25%] Cu pour différentes T_{max} , $R_p=20mm$ et $P=1bar$

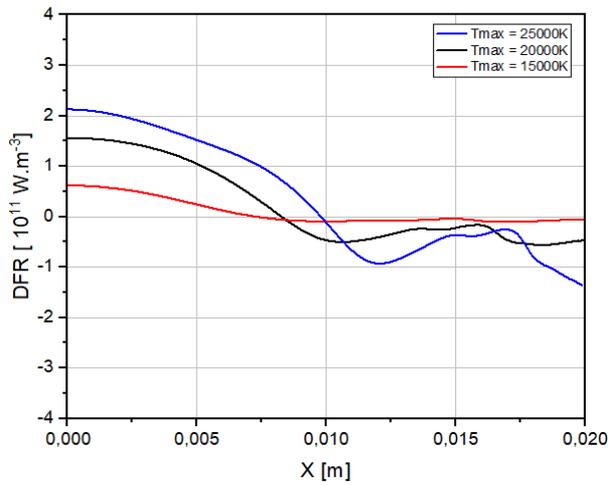


Figure IV - 27 : DFR pour un mélange [50%] air – [50%] Cu pour différentes T_{max} , $R_p=20mm$ et $P=1bar$

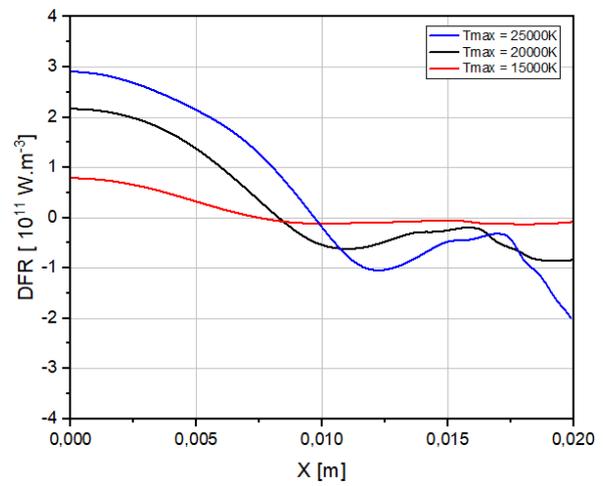


Figure IV - 28 : DFR pour un mélange [25%] air – [75%] Cu pour différentes T_{max} , $R_p=20mm$ et $P=1bar$

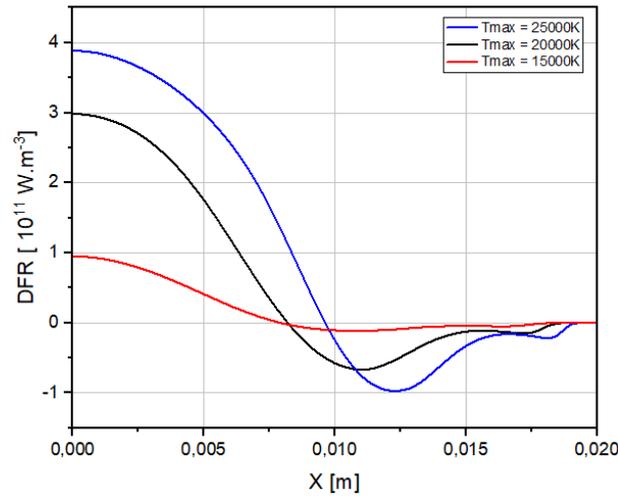


Figure IV - 29 : DFR pour un plasma de cuivre pour différentes T_{max} , $R_p=20mm$ et $P=1bar$

La variation de la température affecte les espèces présentes au sein du plasma. Plus elle augmente, plus les espèces plus émissives dominent. Ce qui explique l'augmentation de la luminance sur les figures IV-20 à IV-24. A titre d'exemple, le cas d'un plasma de mélange [50%] air – [50%] Cu, à mesure que X s'approche de 0 (centre du plasma), la température s'accroît et les espèces plus émissives occupent de plus en plus le plasma (le tableau IV-1) augmentant ainsi la luminance.

Tableau IV - 1 : Espèces dominantes et non-négligeables au sein d'un plasma de [50%] air – [50%] Cu à $P=1bar$

Température	15000K	20000K	25000K
Espèces dominantes	N, O, N ⁺ , O ⁺ , Cu ⁺	N ⁺ , Cu ⁺ , Cu ²⁺ , O ⁺	N ⁺ , Cu ²⁺ , O ⁺
Espèces non négligeables	Cu, Cu ²⁺	N, O	N ²⁺ , Cu ⁺

Pour les figures IV-25 à IV-29, les plasmas ont le même rayon. Avec une température maximale plus élevée au centre, la variation de la température et de la luminance entre les mailles voisines sont importantes entraînant une DFR plus élevée dans les régions centrales et plus basse sur les bords.

4.5- Influence du nombre de directions

Pour mettre en évidence l'influence du nombre de directions sur la DFR, nous avons pris l'exemple d'un plasma d'air pur en 2D, avec 8, 12 et 20 directions autour de chaque point,

$T_{\max} = 20000\text{K}$, $R_p = 20\text{mm}$ et $P = 1\text{ bar}$. Nous pouvons constater, sur la figure IV-30, une convergence des DFRs à partir de 12 directions où l'écart entre les courbes est inférieur à 1%. Randrianandraina [169] a également trouvé la même conclusion en faisant des tests sur un plasma de SF6 avec une température au centre $T_{\max} = 15000\text{K}$ et $T_{\max} = 20000\text{K}$ à 1 bar. Nous décidons alors d'utiliser 12 directions pour tous nos calculs en 2D. Ce qui implique 62 directions pour les calculs en 3D.

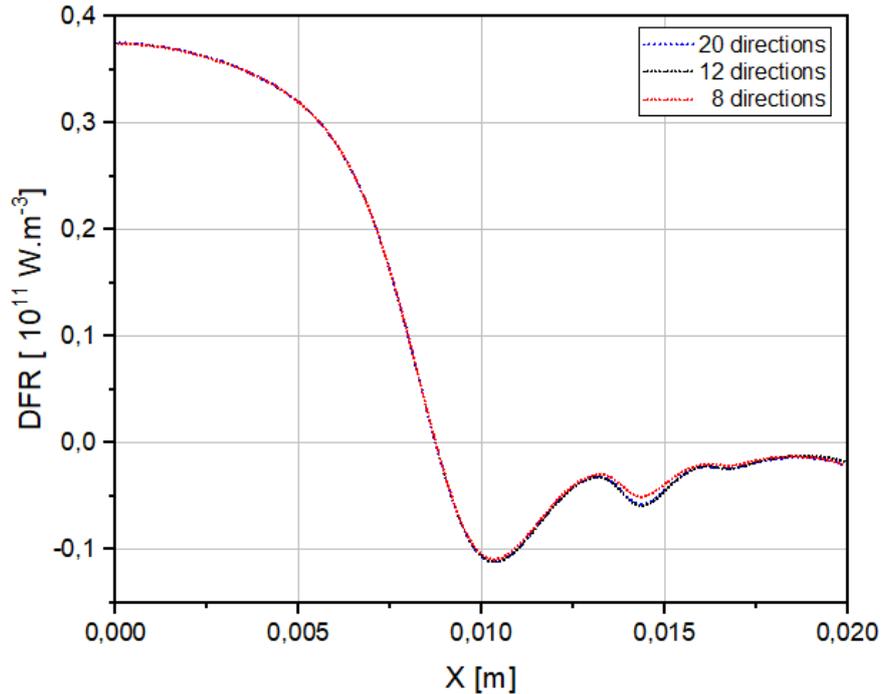


Figure IV - 30 : Influence du nombre de directions sur la DFR d'un plasma d'air pur en 2D,
 $T_{\max} = 20000\text{K}$, $R_p = 20\text{mm}$ et $P = 1\text{bar}$

4.6- Comparaison des résultats en 1D, 2D et 3D

Nous comparons sur les figures IV-31 à IV-35 les DFRs obtenues pour des géométries en 1D, 2D et 3D en supposant une température maximale au centre du plasma $T_{\max} = 20000\text{K}$, $R_p = 20\text{mm}$ et $P = 1\text{bar}$.

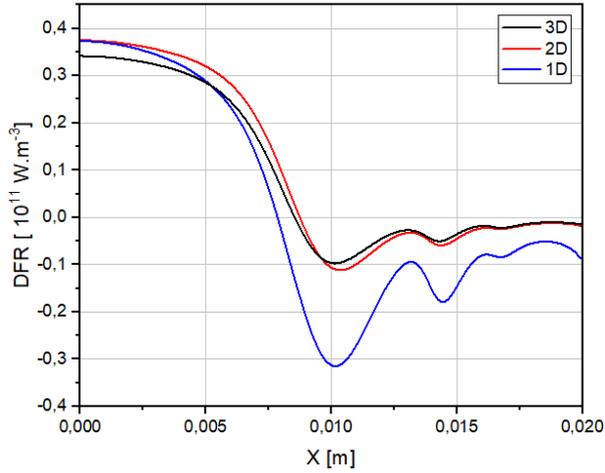


Figure IV - 31 : DFR d'un plasma d'air pur en 1D, 2D et 3D, pour $T_{max}=20000K$, $R_p=20mm$ et $P=1bar$

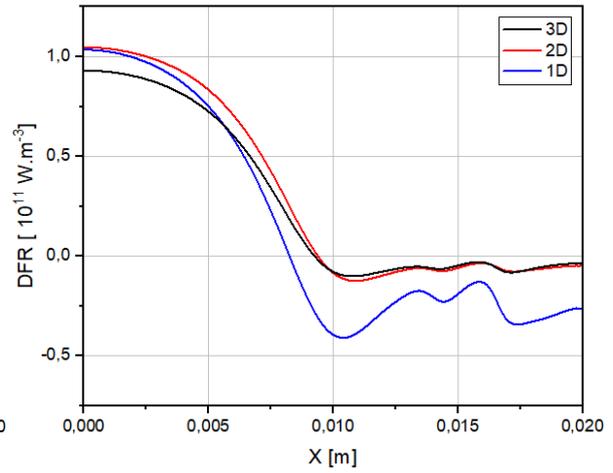


Figure IV - 32 : DFR d'un mélange [75%] air - [25%] Cu en 1D, 2D et 3D, pour $T_{max}=20000K$, $R_p=20mm$ et $P=1bar$

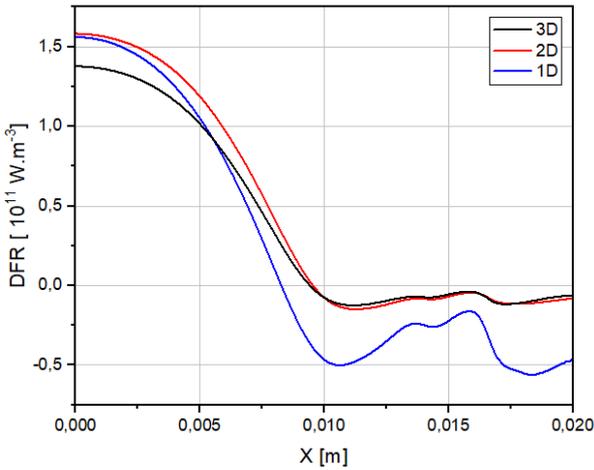


Figure IV - 33 : DFR d'un mélange [50%] air - [50%] Cu en 1D, 2D et 3D, pour $T_{max}=20000K$, $R_p=20mm$ et $P=1bar$

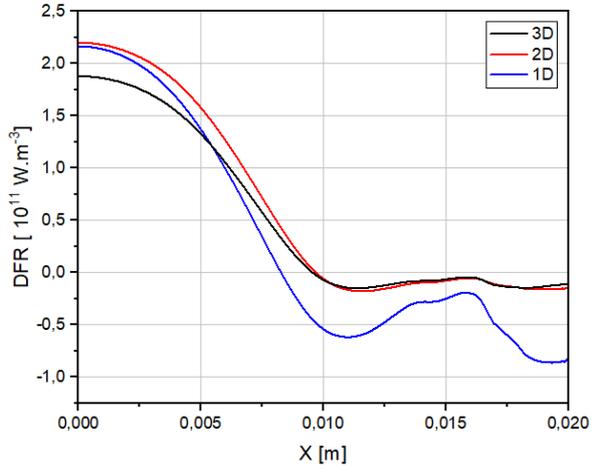


Figure IV - 34 : DFR d'un mélange [25%] air - [75%] Cu en 1D, 2D et 3D, pour $T_{max}=20000K$, $R_p=20mm$ et $P=1bar$

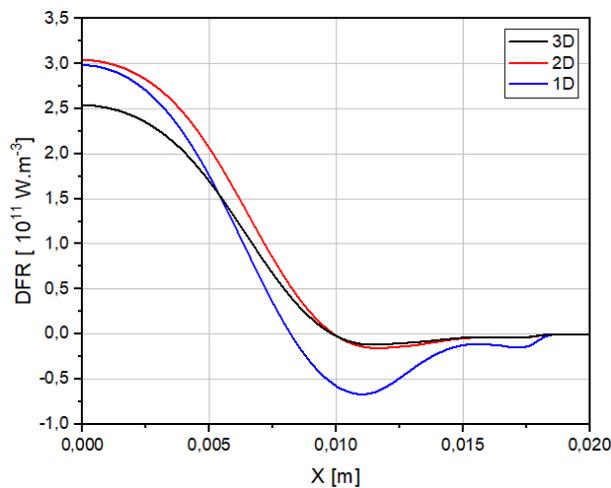


Figure IV - 35 : DFR d'un plasma de cuivre pur, en 1D, 2D et 3D, pour $T_{max}=20000K$, $R_p=20mm$ et $P=1bar$

Sur les figures (IV-31 à IV-35), nous apercevons que l'allure globale des courbes est gardée : forte émission au centre, suivie d'un passage à zéro, puis une absorption sur les bords. Ces différentes variations de la DFR sont déjà interprétées dans la section 4.1 de ce chapitre. Nous observons également, au centre du plasma, une surestimation de la DFR de la 3D par celles de la 1D et 2D, et une surestimation de l'absorption des DFRs en 2D et 3D par celle en 1D vers les bords. En effet, la configuration 1D calcule le rayonnement venant du diamètre de la section droite du plasma qui tend à maximiser le rayonnement venant de la région centrale et donc l'absorption sur les bords. De la même manière pour la configuration 2D qui maximise également le rayonnement calculé sur une section droite du plasma mais l'absorption est atténuée vers les bords comme pour la 3D où nous prenons aussi en compte de l'absorption des autres mailles et les rayonnements venants de la section ou du volume entier du plasma. Ces conclusions sont aussi observées dans la littérature pour le cas du plasma SF6.

4.7- Validité du Coefficient d'Emission Nette

Dans le chapitre III, nous avons calculé le CEN pour différentes valeurs du rayon, de température et de pression. Rappelons que pour la méthode de CEN, le plasma est supposé isotherme et isotrope pour un certain rayon caractéristique R, dont la valeur reste à préciser pour chaque plasma. Dans cette partie, nous cherchons à déterminer la valeur appropriée de ce rayon. L'idée est de faire varier le rayon caractéristique R pour le calcul du CEN jusqu'à ce le minimum d'écart, avec les DFR calculées en configuration 1D, 2D et 3D, sur l'axe central du plasma est obtenu [83]. Bien que la résolution en 3D semble la plus approprié pour servir de référence, nous présentons également les comparaisons avec les résolutions 1D et 2D. Notons que la confrontation avec la configuration 1D est la plus rependue dans la littérature [83][123][208].

Dans la pratique, nous avons mis en place une base de données sur les DFRs issues du CEN pour chacun de nos cas (*Tableau II-1*) pour des températures allant de 300K à 30000K, à 1bar et pour des rayons R allant de 0 à 50mm par pas de 0.1mm. Nous avons pris ensuite la valeur sur l'axe des DFRs calculées en 1D, 2D et 3D, et nous nous référons à notre base de données pour avoir le rayon correspondant sur la température sur l'axe que nous appelons rayon optimum R_{opt} . A titre d'exemple, pour le cas d'un plasma de mélange [50%] air – [50%] Cu ($T_{max} = 20000K$, $R_p = 20$ mm, et $P=1bar$), nous avons obtenu les DFRs sur l'axe central égales à $1.377 \cdot 10^{11} \text{ W.m}^{-3}$ en 3D, $1.58 \cdot 10^{11} \text{ W.m}^{-3}$ en 2D et $1.56 \cdot 10^{11} \text{ W.m}^{-3}$ en 1D qui correspondent respectivement aux rayons caractéristiques $R_{opt} = 8.3$ mm, 6 mm et 6.2mm (*figure IV-36*).

Nous récapitulons dans le tableau IV-2, les résultats obtenus pour tous nos mélanges et pour chaque configuration. Nous y avons également mis le pourcentage $P_{R_{opt}}$. En effet, le rayon optimal R_{opt} que nous venons d'obtenir abouti à une valeur de la température sur notre profil. Il serait intéressant de connaître le pourcentage de la température que représente cette valeur par rapport à la température maximal T_{max} sur l'axe. Nous avons appelé $P_{R_{opt}}$ ce pourcentage et il est défini par la relation suivante :

$$P_{R_{opt}} = \frac{T(X=R_p)}{T_{max}} * 100 \quad (IV-5)$$

$P_{R_{opt}}$ est 100% lorsque $X=0$ et le CEN est à son maximum, c'est-à-dire, un plasma fictif extrêmement fin assimilé à son centre où la puissance du rayonnement émis est au maximum et l'absorption est considérée comme nulle. Dans le tableau IV-2, les valeurs du rayon caractéristique du CEN correspondant à la résolution en 2D ont les valeurs de $P_{R_{opt}}$ les plus élevées. Cette méthode de résolution est par conséquent celle qui permet d'obtenir le maximum d'émission au centre du plasma pour notre profil de température. Ceci est dû au fait que les mailles et les directions ne sont pas suffisantes en 1D pour bien caractériser le rayonnement et qu'en 3D, leur nombre élevé a contribué à l'augmentation de l'atténuation du rayonnement au centre du plasma.

Tableau IV - 2 : Les rayons caractéristiques du CEN correspondant à chaque géométrie du plasma de la résolution directe de l'ETR pour $T_{max}=20000K$ et $R_p= 20mm$

Mélanges	1D	2D	3D
Air pur	5.5 mm [88.8% T_{max}]	5.4 mm [89.2% T_{max}]	7.6 mm [79% T_{max}]
[75%] air - [25%] Cu	6.5 mm [84.5% T_{max}]	6.3 mm [85.4% T_{max}]	8.7 mm [72.8% T_{max}]
[50%] air - [50%] Cu	6.2 mm [85.8% T_{max}]	6 mm [86.7% T_{max}]	8.3 mm [75.1% T_{max}]
[25%] air - [75%] Cu	6.1 mm [86.3% T_{max}]	5.8 mm [87.6% T_{max}]	8.1 mm [76.3% T_{max}]
Cuivre pur	5.9 mm [87.2% T_{max}]	5.7 mm [88% T_{max}]	7.9 mm [77.4% T_{max}]

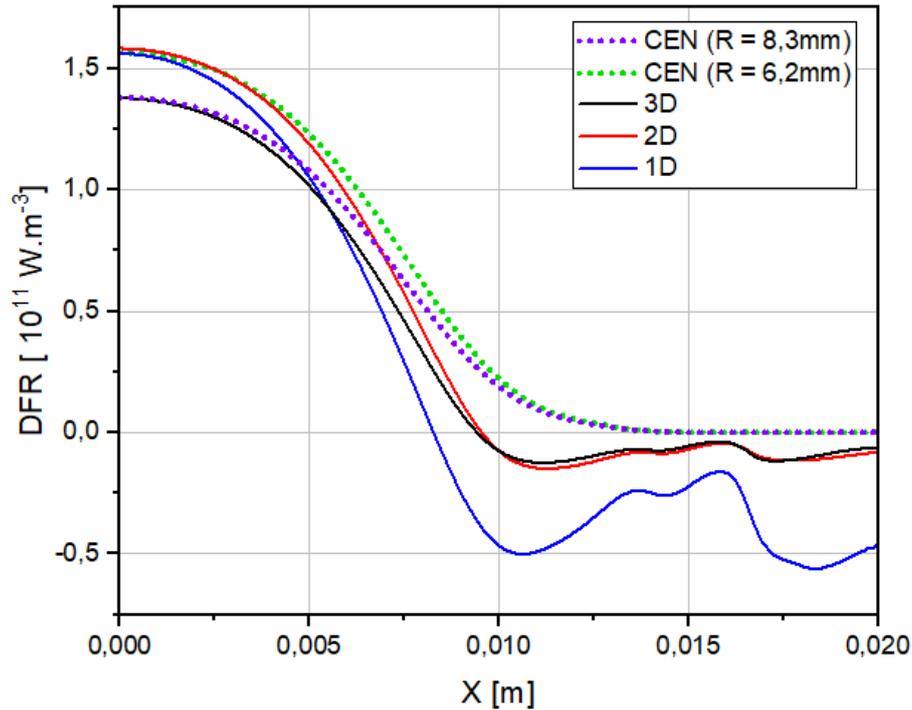


Figure IV - 36 : DFR d'un plasma de [50%] air – [50%] Cu en 1D comparée avec le CEN, pour $T_{max}=20000K$, $R_p=20mm$ et $P=1bar$

La figure IV-36 montre également deux caractéristiques de la méthode du CEN. Premièrement, la valeur de la DFR du CEN diminue suivant l'augmentation du rayon R : le CEN à $R=6.2mm$ est plus élevée par rapport à celle où $R=8.3mm$. Cette diminution est due à l'abaissement du CEN suivant l'augmentation de R (cf. Chapitre III) car plus l'épaisseur optique augmente, plus l'absorption augmente également. Deuxièmement, la DFR issue du CEN est toujours positif, il suppose que le plasma émet toujours plus de rayonnement qu'il en absorbe, ce qui n'est pas le cas sur les bords où nous avons une forte absorption du rayonnement venant de la région centrale.

La méthode du CEN, facile à mettre en place, est bien connue pour avoir une bonne estimation du rayonnement globale s'échappant du plasma mais ne permet pas la prise en compte de l'absorption sur les bords, ni de la quantité de rayonnement arrivée sur les parois.

4.8- Validité des CMAs

Nous comparons ici les différentes luminances (figure IV-37) et DFRs (figure IV-38) obtenues à partir des CMAs et de la résolution directe. Nous prenons à titre d'exemple le mélange [50%] air – [50%] Cu avec notre profil de température (figure IV-1) où $T_{max} = 20000K$, $R_p = 20 mm$, et $P = 1 bar$. Pour le cas de la moyenne de Planck modifiée (PM), nous présentons

les résultats obtenus avec les rayons caractéristiques $R=1\text{ mm}$ et 10 mm mais nous détaillerons plus bas les valeurs de ces rayons caractéristiques correspondant à chaque géométrie du plasma et pour chaque mélange.

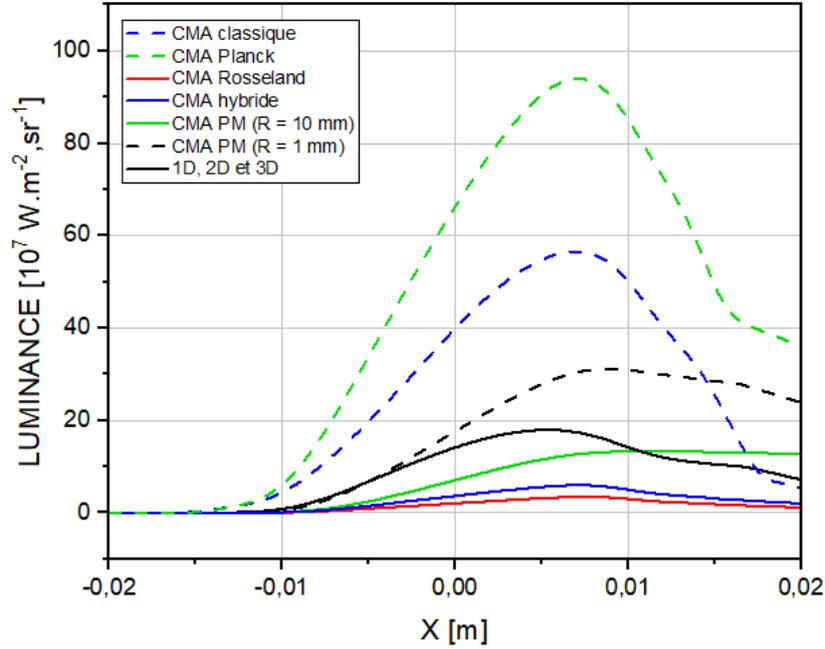


Figure IV - 37 : Luminances d'un plasma de [50%] air – [50%] Cu obtenues avec la résolution directe et les CMA pour $T_{max}=20000K$, $R_p=20mm$ et $P=1bar$

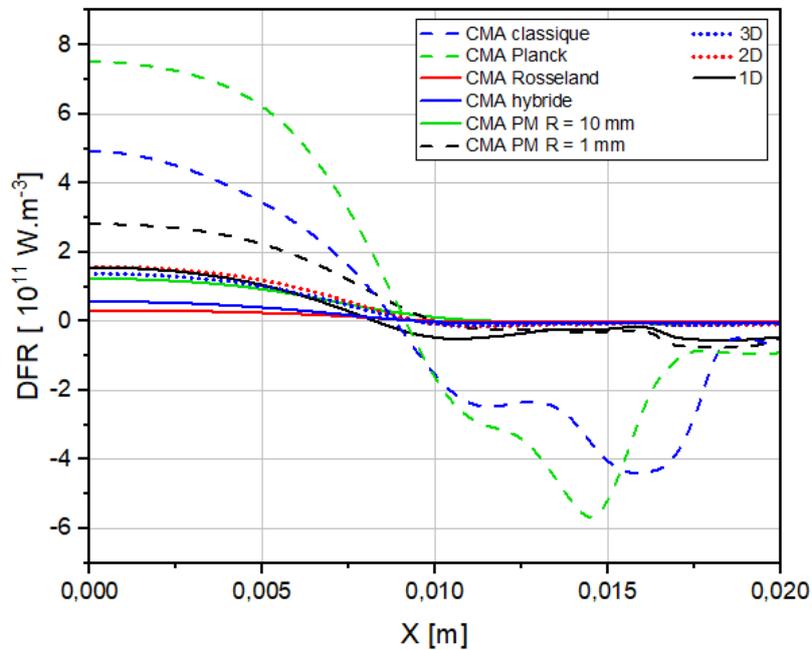


Figure IV - 38 : DFRs d'un plasma de [50%] air – [50%] Cu obtenues avec la résolution directe et les CMA pour $T_{max}=20000K$, $R_p=20mm$ et $P=1bar$

La figure IV-37 des luminances d'un plasma de [50%] air – [50%] Cu obtenues avec la résolution directe et les CMAs pour $T_{\max} = 20000\text{K}$, $R_p = 20\text{mm}$ et $P = 1\text{ bar}$ est d'abord caractérisée par les luminances très élevées issues des moyennes classique et de Planck par rapport à celle issue de la résolution directe 1D, 2D et 3D. Elles sont causées par les valeurs très hautes des CMAs obtenues avec ces moyennes. En faisant les mêmes comparaisons sur les cas de plasma (*Tableau II-1*), leurs luminances sont aussi très importantes sur chacun d'eux surtout dans les régions centrales où la température est très élevée et les raies sont très répandues sur tout le spectre, augmentant les valeurs de ces moyennes (cf. Chapitre III). L'utilisation des CMAs provenant de ces deux moyennes (classique et de Planck) surestime donc la luminance du plasma.

Nous remarquons ensuite sur cette figure IV-37 que la luminance issue de la moyenne de Rosseland est très faible par rapport à celle de la résolution directe. Cette luminance très faible est également constatée sur tous les autres plasmas (*Tableau II-1*). Comme les deux moyennes précédentes, elle est causée par les valeurs des CMAs obtenus avec cette moyenne, qui sont très faibles et qui ne négligent les raies même dans les régions à haute température (cf. Chapitre III). La luminance issue de cette moyenne de Rosseland sous-estime alors celle obtenue avec la résolution exacte.

En ce qui concerne la moyenne hybride, la position de sa luminance par rapport à celle de la résolution exacte dépend du mélange étudié : pour les mélanges [50%] air – [50%] Cu (figure IV-37), [75%] air – [25%] Cu, [25%] air – [75%] Cu et le cuivre pur, elle est très basse; en revanche pour l'air pur, elle est très proche de la luminance issue de la résolution directe [215]. Cette moyenne dépend énormément de la moyenne de Rosseland et lorsque cette dernière est trop faible elle est également très basse comme nous l'avons constaté dans le chapitre précédent. La luminance issue de la moyenne hybride sous-estime donc, dans notre cas, la luminance pour les mélanges air-cuivre et le cuivre pur, mais elle reste une excellente moyenne pour l'air pur [215].

Pour les luminances provenant de la moyenne de Planck modifiée (PM), nous remarquons sur la figure IV-37 que lorsque son rayon caractéristique R est égale à 10mm, la luminance est en dessous de celle de la résolution exacte et lorsque $R = 1\text{mm}$, elle est au dessus. Cela montre, d'un côté, que si R augmente, sa luminance diminue comme les CMAs obtenus avec cette moyenne (cf. Chapitre III) ; d'un autre côté, sa luminance peut très bien se rapprocher de celle de la résolution exacte si R est bien définie.

La figure IV-38 des DFRs issus des CMAs et de la résolution directe reflète les différentes variations des luminances de la figure IV-37 du plasma de mélange [50%] air – [50%] Cu. Sur cette figure, les DFRs provenant des moyennes classique et de Planck sont très élevées à cause de l'importante variation de leurs luminances. Ainsi, leurs DFRs surestiment également la DFR issue de la résolution exacte. Inversement, les DFRs des moyennes hybride et de Rosseland sont très basses à cause de la faible variation de leurs luminances et elles sous-estiment alors celle de la résolution exacte. La même constatation que pour leurs luminances est tirée des DFRs provenant des moyennes de Planck modifiées avec $R=10\text{mm}$ et $R=1\text{mm}$. La variation de leurs luminances n'est ni trop importante ni trop faible, engendrant des DFRs proches de celle de la résolution exacte, mais une bonne définition de la valeur de son rayon caractéristique R permet de s'en rapprocher encore plus. En faisant les mêmes comparaisons sur les autres plasmas que nous étudions, l'allure et la position globales de chaque DFR issue des CMAs restent les mêmes sauf pour le cas de la moyenne hybride sur le plasma d'air pur où sa DFR est très proche de celle de la résolution exacte [215].

Sur la figure IV-39, nous présentons les DFRs issues des CMAs avec la moyenne de Planck modifiée (PM) ayant les mêmes valeurs que celles avec la résolution directe sur l'axe central du plasma pour un plasma de [50%] air – [50%] Cu à $T_{\text{max}}=20000\text{K}$, $R_p=20\text{mm}$ et à la pression $P=1\text{bar}$. Par analogie à ce que nous faisons pour le CEN (paragraphe 4-7 de ce chapitre), les valeurs de R sont obtenues en les faisant varier jusqu'à ce que les DFRs soient le plus proches possibles au centre du plasma. Nous remarquons qu'en plus des régions centrales du plasma ($X=0\text{m}$ à $X=0.005\text{m}$), les DFRs provenant de la moyenne PM se rapprochent également de celles issues de la 2D et de la 3D vers les bords ($X=0.014\text{m}$ à $X=0.02\text{m}$) qui s'explique par la similarité entre les méthodes de résolution. En effet, les valeurs faibles des DFRs obtenues à partir de la résolution directe en 2D et 3D vers les bords peuvent être considérées comme une atténuation de l'émission dans ces régions et rappelons que la moyenne PM est également appelée « la moyenne de Planck avec atténuation des raies » par l'ajout du terme « $\exp(-K'(\lambda, T) \cdot R)$ ». Ces deux approches atténuent donc les émissions notamment vers les bords, ce qui explique ce rapprochement. Nous avons également déterminé les valeurs du rayon caractéristique R de la moyenne PM pour les autres cas de plasma que nous regroupons dans le tableau IV-3.

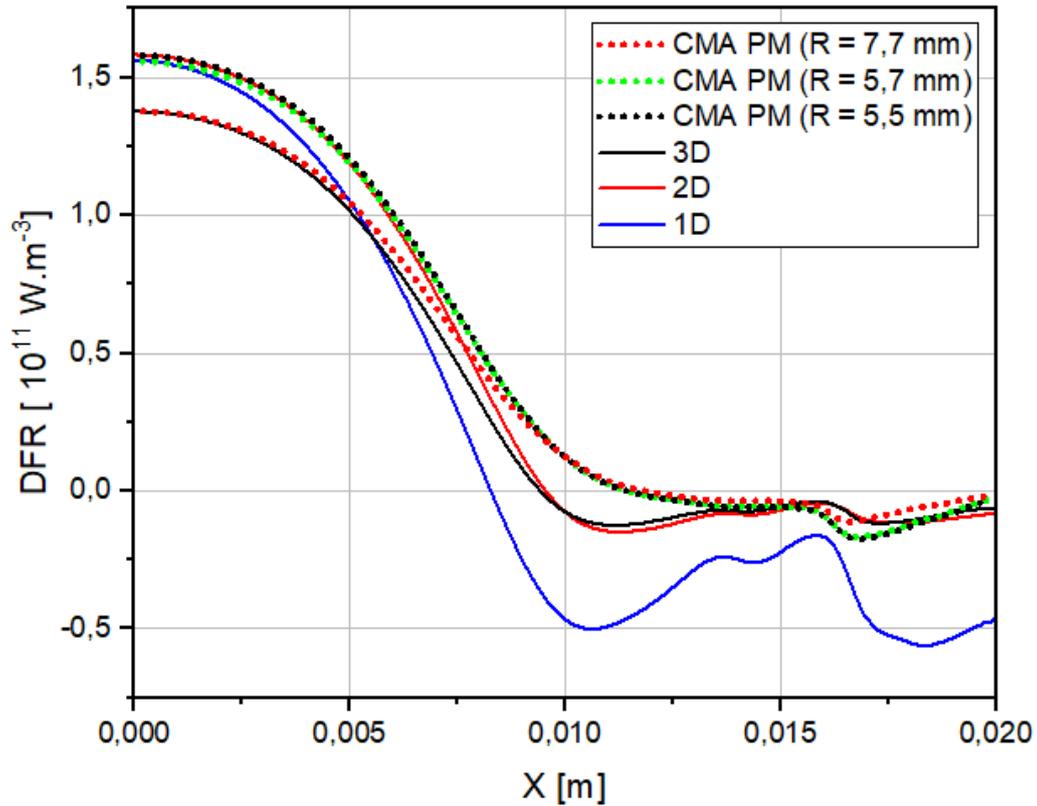


Figure IV - 39 : DFRs d'un plasma de [50%] air – [50%] Cu obtenues avec la résolution directe et les CMAs pour $R=7.7\text{mm}$, 5.7mm et 5.5mm à $T_{\text{max}}=20000\text{K}$, $R_p=20\text{mm}$ et $P=1\text{bar}$

Tableau IV - 3 : Les rayons caractéristiques de la moyenne de Planck modifiée permettant d'obtenir une DFR égale à celle de la résolution directe au centre du plasma à $T_{\text{max}}=20000\text{K}$, $R_p= 20\text{mm}$ et $P=1\text{bar}$

Mélanges	1D	2D	3D
Air pur	4.9 mm	4.8 mm	7 mm
[75%] air - [25%] Cu	5.5 mm	5.3 mm	7.4 mm
[50%] air - [50%] Cu	5.7 mm	5.5 mm	7.7 mm
[25%] air - [75%] Cu	5.9 mm	5.7 mm	8.1 mm
Cuivre pur	5.3 mm	5.1 mm	7.2 mm

Conclusion du chapitre 4

La résolution directe sert de référence pour les méthodes de résolution approchée de l'Equation du Transfert Radiatif. Habituellement, la littérature se base sur la simplification en un segment 1D du plasma mais dans notre cas, nous avons également assimilé le plasma en un disque 2D et un cylindre 3D. Après avoir étudié l'impact du nombre de points et de directions, nous avons opté pour la division de notre profil de température symétrique en 400 points et la résolution de l'ETR sur 12 directions autour de chaque maille en 2D et sur 62 directions pour la 3D. Les études paramétriques nous a permis de constater que la luminance et la DFR augmentent suivant l'accroissement de la température maximale au centre du plasma et de la proportion de cuivre à cause de l'augmentation des densités des espèces les plus émissifs. En revanche, suivant l'agrandissement de son rayon, seule la luminance s'accroît mais la DFR diminue car la variation de la température et de la luminance est plus importante lorsque le rayon est plus faible. En considérant la résolution directe en 3D comme la méthode la plus précise, la comparaison de ses résultats avec ceux issus des autres géométries ont montré qu'au centre du plasma, la 1D et 2D surestiment la DFR et vers les bords, la 1D la sous-estime, qui s'explique par l'insuffisance du nombre de direction choisi dans ses deux approches pour bien caractériser le plasma.

Pour valider notre base de données sur le CEN, nous avons cherché les DFRs déduites de cette dernière qui se rapprochent de celles de la résolution directe 1D, 2D et 3D. Pour cela, nous avons déterminé les différentes valeurs de son rayon caractéristique qui permettent d'obtenir l'équivalence de ces DFRs au centre du plasma de chaque mélange selon chaque géométrie. Nous avons également établi une base de données sur les DFRs du CEN en plus de celle sur le CEN pour chaque mélange afin de faciliter la détermination de ce rayon caractéristique en cas de changement du profil de température dans les travaux futurs.

La comparaison avec des DFRs provenant de la résolution directe avec celles des CMAs nous a permis de conclure que la moyenne classique et la moyenne de Planck surestiment le transfert radiatif tandis que celle de Rosseland le sous-estime. La DFR issue de la moyenne hybride est très proche de celle de Rosseland, ce qui rend cette moyenne inefficace pour notre étude car elle sous-estime également le transfert radiatif des plasmas de mélange air-cuivre et de cuivre pur, mais elle reste une très bonne moyenne pour le cas du plasma d'air pur. La moyenne de Planck modifiée permet de s'approcher des résultats obtenus des trois géométries 1D, 2D et 3D après une bonne définition de son rayon caractéristique.

CONCLUSION GENERALE

Conclusion générale

Dans le cadre de la collaboration entre le LAPLACE de l'Université Paul Sabatier Toulouse et de l'IME de l'Université d'Antananarivo, ce travail en cotutelle avait pour objectif l'étude du transfert radiatif d'un plasma thermique de mélange air-cuivre suite à l'apparition d'arcs électriques sur le réseau électrique à Madagascar et les différentes applications possibles de ce plasma. Pour l'atteindre, nous avons résolu son Equation de Transfert Radiatif (ETR) à partir de trois méthodes différentes : la méthode du Coefficient d'Emission Nette (CEN), la méthode basée sur les Coefficients Moyen d'Absorption (CMAs) et la résolution directe. Cette étude n'a pas pour objectif de trouver des solutions pour empêcher l'apparition d'arcs électriques sur le réseau électrique malgache, mais elle constituera des données pouvant être utilisées dans le futur pour limiter ses effets néfastes; et pour réduire ses apparitions, nous recommandons de faire de la maintenance et remplacer les parties affectées par la viellese sur le réseau électrique.

Avant la résolution de l'ETR, une base de données sur la composition du plasma et sur les coefficients d'absorption a été établie. L'équipe a déjà mis au point dans le passé les programmes permettant de calculer la composition chimique des plasmas thermiques composés d'air et de cuivre pour toutes valeurs de la température et de la pression. Dans notre cas, nous les avons utilisés sur cinq plasmas thermiques supposés à l'Equilibre Thermodynamique Local (ETL) : air pur, cuivre pur, [75%] air - [25%] Cu, [50%] air - [50%] Cu et [25%] air - [75%] Cu pour des températures allant de 300K à 30000K et des pressions de 1bar et 10bars afin de mieux appréhender l'influence des vapeurs de cuivre.

Concernant les coefficients d'absorption, nous avons pris en considération des longueurs d'ondes comprises entre 30nm ($\sim 10^{16}$ Hz) et 4500nm ($\sim 6.66 \cdot 10^{13}$ Hz) et quatre températures (5000K, 10000K, 20000K et 30000K) pour détailler les différents phénomènes radiatifs au sein de chaque plasma thermique. Les résultats ont montré l'importante participation des continua moléculaires pour les basses fréquences et les basses températures, celle de la recombinaison radiative sur le reste du domaine (hautes fréquences et basses températures – toutes les fréquences et les hautes températures).

La résolution de l'ETR à partir du CEN et des CMAs s'explique par la simplicité et la complémentarité de ces deux méthodes : la première permet d'évaluer le transfert radiatif dans les régions chaudes (le cœur du plasma) et la deuxième se focalise plus sur les régions tièdes et

froides (les bords du plasma). Pour le cas du CEN, nous avons pris les valeurs de son rayon caractéristique R allant de 0 mm à 50 mm. Le CEN augmente avec la température et la pression et diminue lorsque le rayon augmente, signifiant une absorption du rayonnement dès les premiers millimètres du plasma. Les analyses des CENs ont également montré l'influence des vapeurs métalliques de cuivre à partir de 2000K par une augmentation forte du CEN, phénomène justifié par une ionisation rapide du cuivre et par des raies cuivrées fortement émissives. En présence d'air et pour des températures inférieures à 2000K, les molécules composées d'azote et d'oxygène sont les plus émissives.

Pour utiliser la méthode basée sur les CMAs, nous avons divisé le spectre en sept intervalles spectraux qui sont à la fois adaptés aux plasmas purs et aux mélanges. Nous avons calculé les quatre moyennes usuelles dans chaque intervalle : la moyenne classique, la moyenne de Planck, la moyenne de Planck modifiée et la moyenne de Rosseland auxquelles nous avons ajouté la moyenne hybride Planck-Rosseland. En les comparant avec les coefficients d'absorption dans chaque intervalle, nous avons constaté que :

- la moyenne classique et la moyenne de Planck donnent des valeurs surestimées : elles sont très influencées par les raies;
- la moyenne de Rosseland donne des valeurs sous-estimées : elle tend à ignorer les raies ;
- la moyenne de Planck modifiée PM peut être un bon compromis à condition de bien choisir son rayon caractéristique ;
- la moyenne hybrid Planck-Rosseland est également une bonne approche même si elle se rapproche plus de celle de Rosseland que de celle de Planck.

Pour la résolution directe de l'ETR, nous avons fait les calculs sur trois géométries du plasma : un segment en 1D, un disque en 2D et un cylindre en 3D en les divisant en plusieurs mailles assimilées à des points et sur un profil de température symétrique. La complexité de cette résolution nous a conduit à réaliser de premières études des luminances et Divergences du Flux Radiatif (DFR) sur un plasma d'air pur pour un nombre de points allant de 50 à 2000 points, en 1D, et pour des directions d'émission de rayonnement comprises entre 8 et 20 en 2D. Nous avons finalement opté pour 400 mailles et 12 directions conduisant néanmoins à quelques différences :

- Au centre : les résultats 1D et 2D donnent des valeurs très proches. Ceux en 3D sont légèrement inférieurs ;

- Proche des bords : les résultats en 2D et 3D sont quasi équivalents mais ceux en 1D sont très inférieurs

Pour valider les CENs, nous avons comparé leur DFR avec celles obtenues avec la résolution directe et avons déterminé les valeurs de son rayon caractéristique R correspondant à chaque géométrie du plasma. Afin de faciliter la détermination de ce rayon caractéristique surtout pour les travaux futurs, nous avons établi une base de donnée sur le CEN et ses DFRs. Les valeurs de R que nous avons trouvés pour tous les cas de plasma et pour chaque géométrie du plasma offrent des DFRs non loin des 80% par rapport à la température maximale au centre du plasma généralement trouvé dans la littérature, ce qui a permis également de valider nos résultats ainsi que les données que nous avons utilisées.

La comparaison des luminances et des DFR obtenues avec les CMAs et avec la résolution directe ont également montré qu'elles sont proches et sont en accord avec les conclusions dans la littérature. Elle a aussi montré l'efficacité de chaque moyenne :

- La moyenne classique et la moyenne de Planck donnent des résultats très éloignés de ceux avec la résolution directe : elles surestiment le rayonnement et ne sont donc pas adaptés à l'évaluation du transfert radiatif
- La moyenne de Rosseland donne des résultats qui se rapproche plus de zéro : elle sous-estime donc le rayonnement
- La moyenne hybride Planck-Rosseland donne des résultats variables selon le plasma : ils sont proches de ceux obtenus avec la résolution directe pour l'air pur mais en sont très bas pour les autres mélanges.
- La moyenne de Planck modifiée permet d'obtenir des résultats les plus proches de ceux obtenus avec la résolution directe en 1D, 2D et 3D si son rayon caractéristique est bien défini.

Les perspectives de poursuite des travaux dans les équipes SCIPRA du LAPLACE et IME seraient :

- de modéliser un arc entre deux électrodes en cuivre dans l'air
- de recalculer les données radiatives sur plusieurs cas de profil de température
- d'ajouter des molécules de H₂O dans les compositions afin de considérer l'humidité de l'air

ANNEXES

ANNEXES

A.1- Cartes des centrales thermiques et hydrauliques de Madagascar

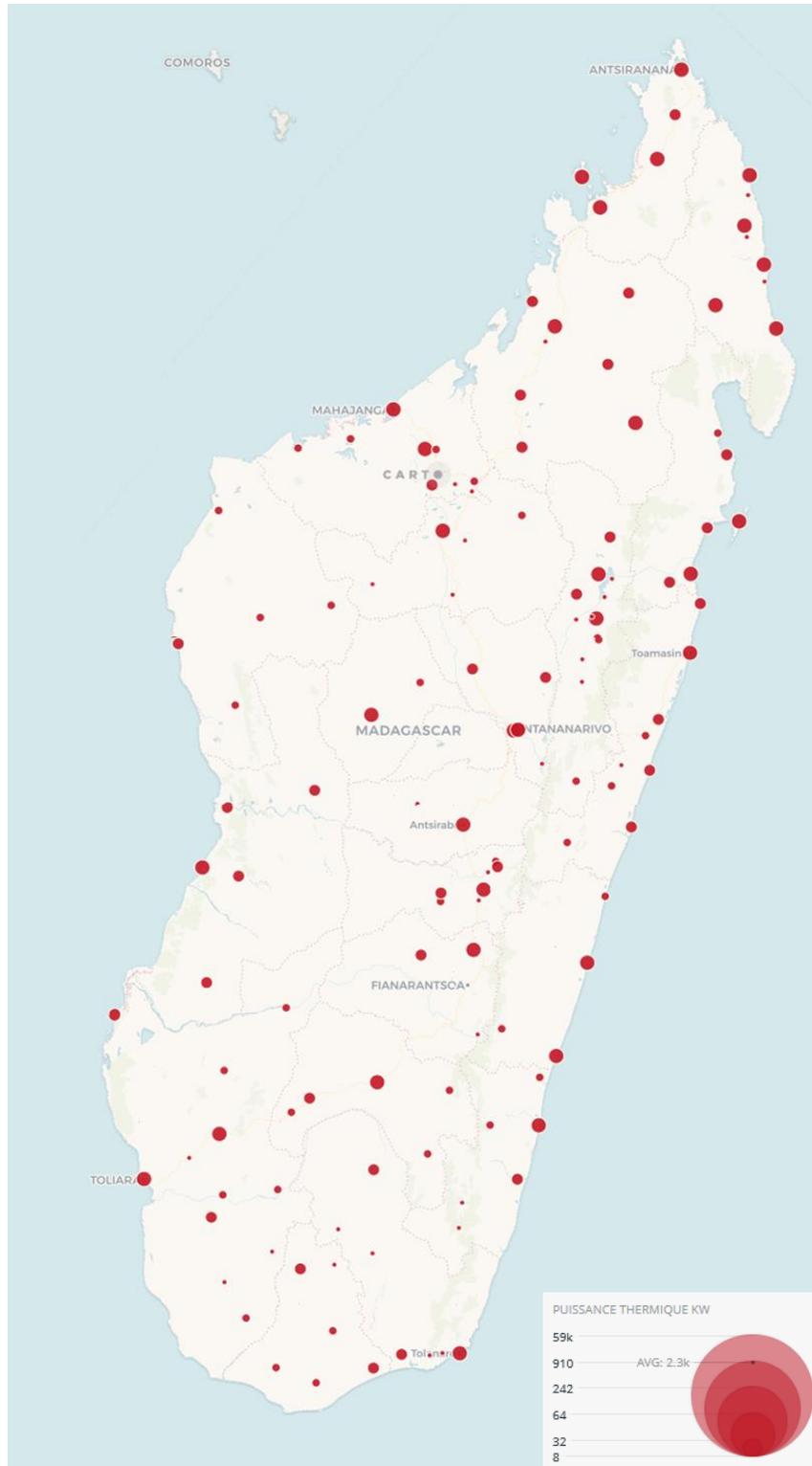


Figure A- 1 : Carte des centrales thermiques à Madagascar[217]



Figure A- 2 : Carte des centrales hydrauliques à Madagascar[217]

A.2- Variations des CMA dans chaque intervalle spectral et pour chaque mélange

- Cas d'un plasma d'air pur

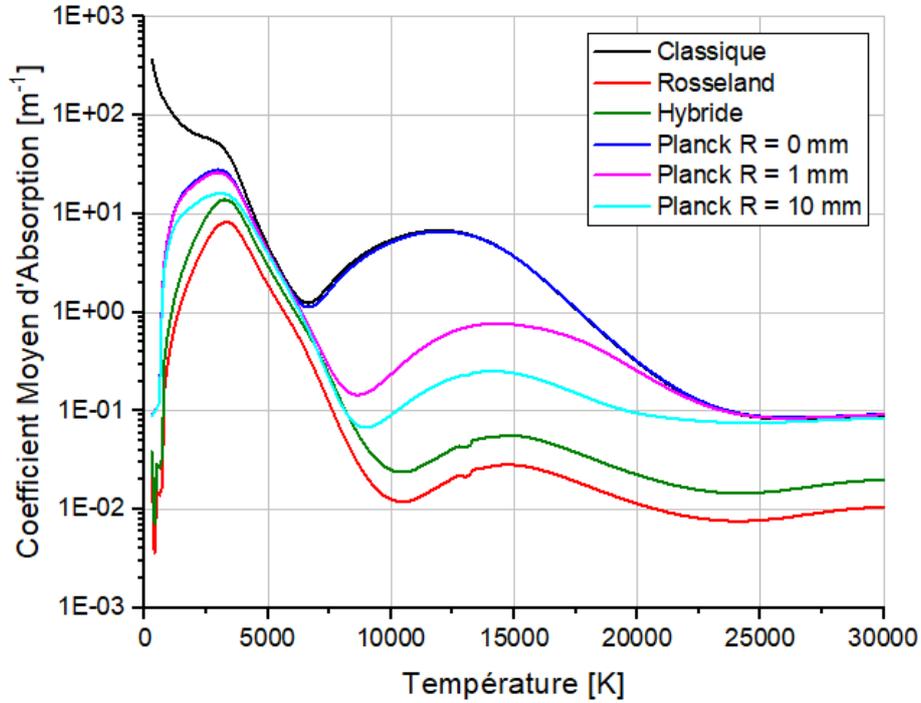


Figure A- 3 : CMA pour un plasma d'air pur à 1bar dans l'intervalle 3 [101.9-113nm]

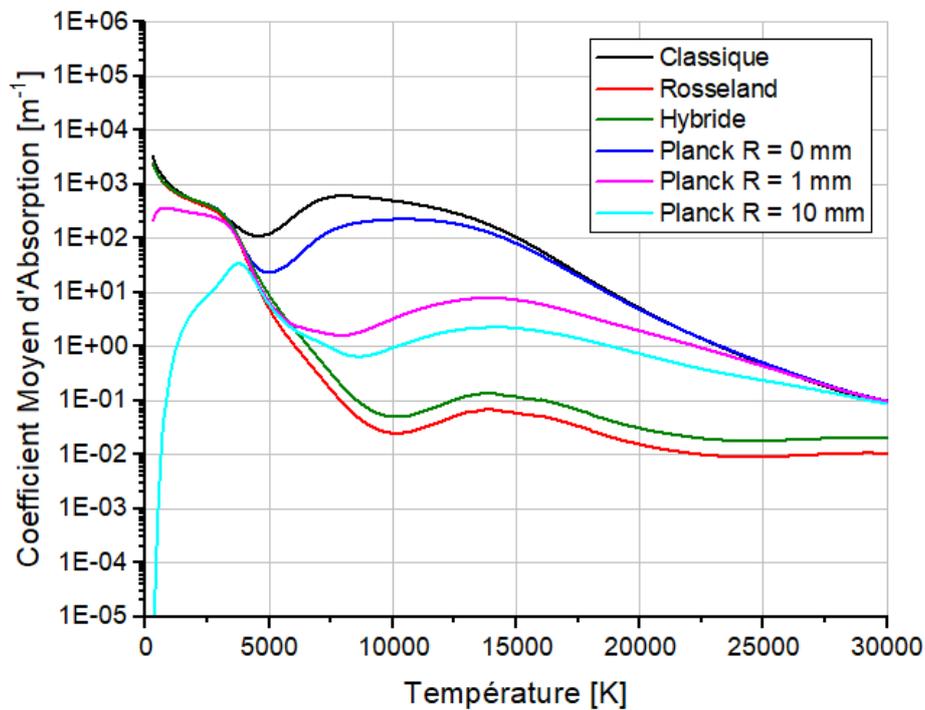


Figure A- 4 : CMA pour un plasma d'air pur à 1bar dans l'intervalle 4 [113-160.4nm]

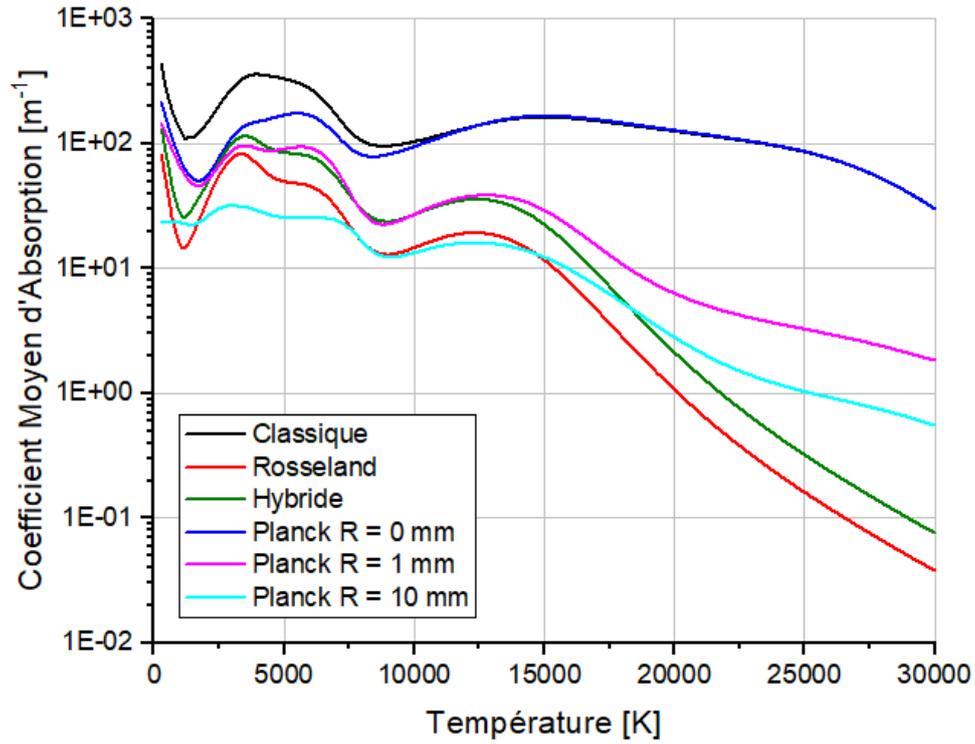


Figure A- 5 : CMAs pour un plasma d'air pur à 1bar dans l'intervalle 5 [160.4-194.6nm]

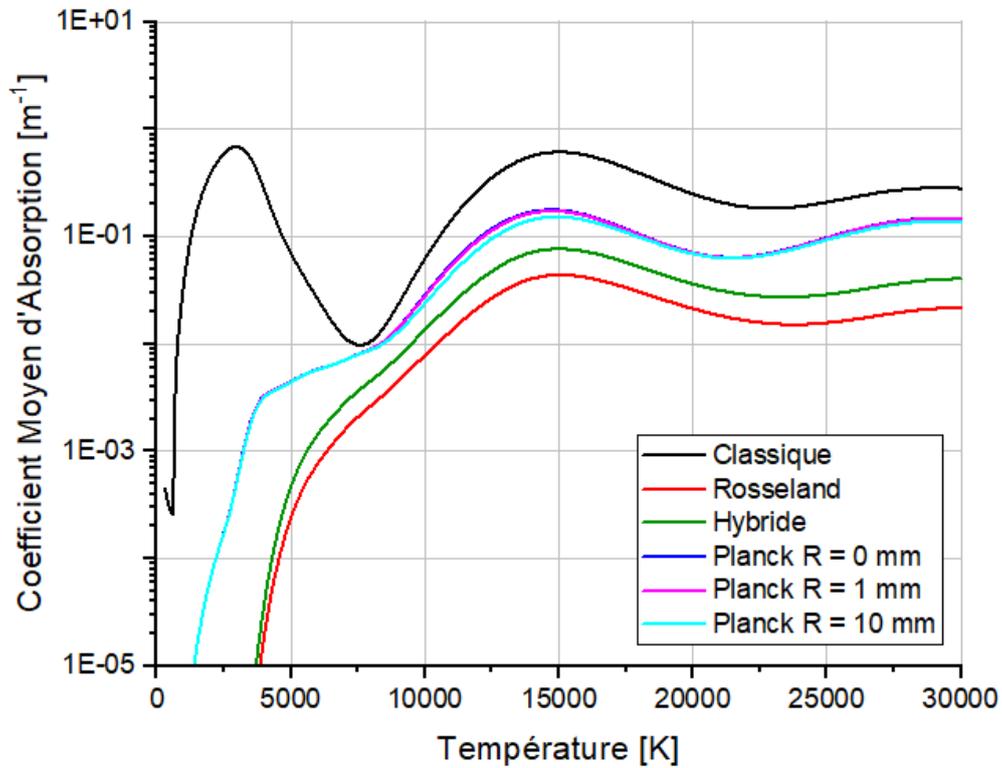


Figure A- 6 : CMAs pour un plasma d'air pur à 1bar dans l'intervalle 6 [194.6-856.5nm]

- Cas d'un mélange [75%] air - [25%] Cu

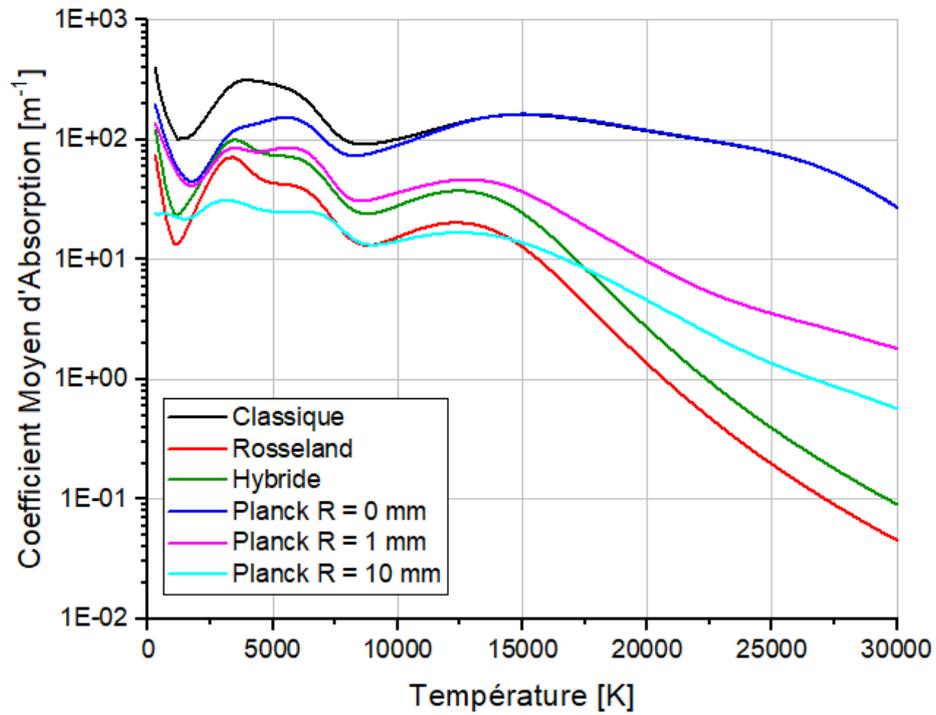


Figure A- 7 : CMAs pour un mélange [75%] air - [25%] Cu à 1bar dans l'intervalle 3 [101.9-113nm]

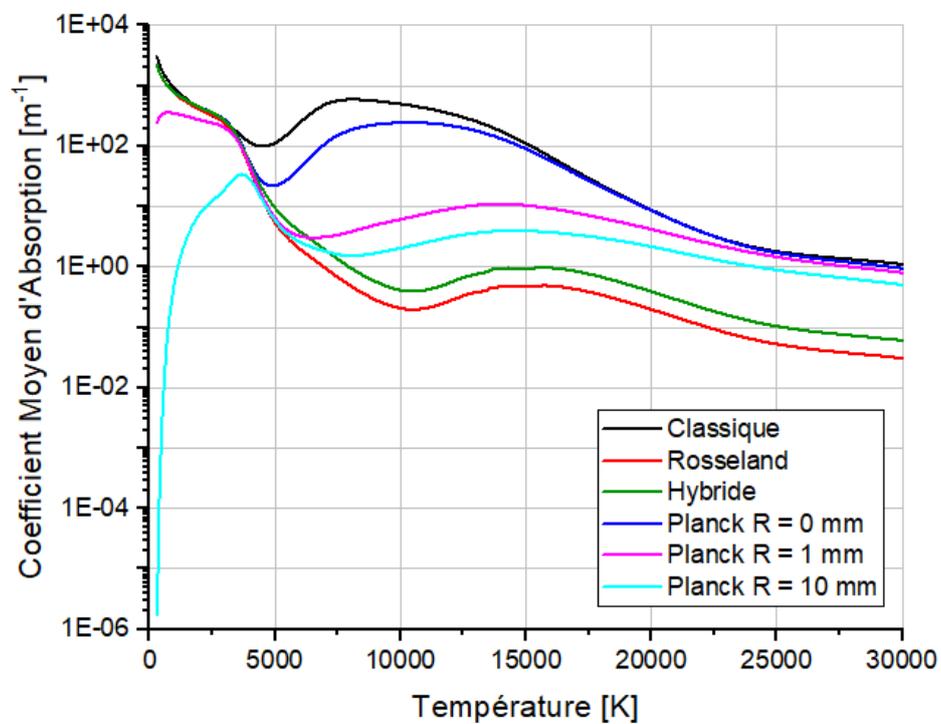


Figure A- 8 : CMAs pour un mélange [75%] air - [25%] Cu à 1bar dans l'intervalle 4 [113-160.4nm]

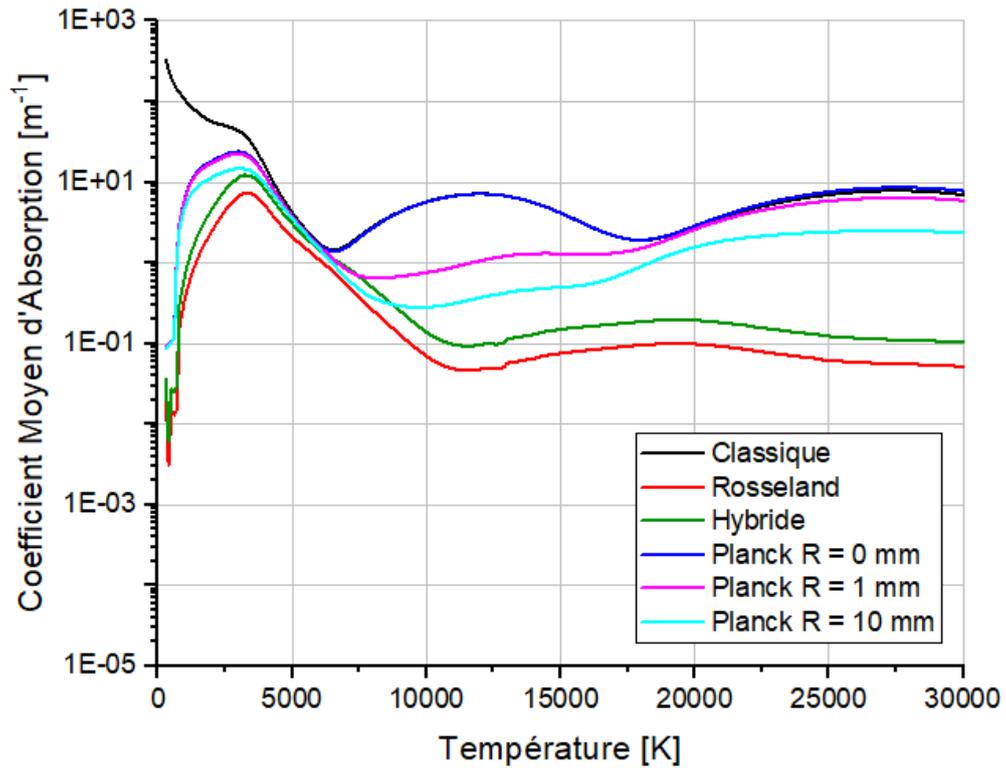


Figure A- 9 : CMAs pour un mélange [75%] air - [25%] Cu à 1bar dans l'intervalle 5 [160.4-194.6nm]

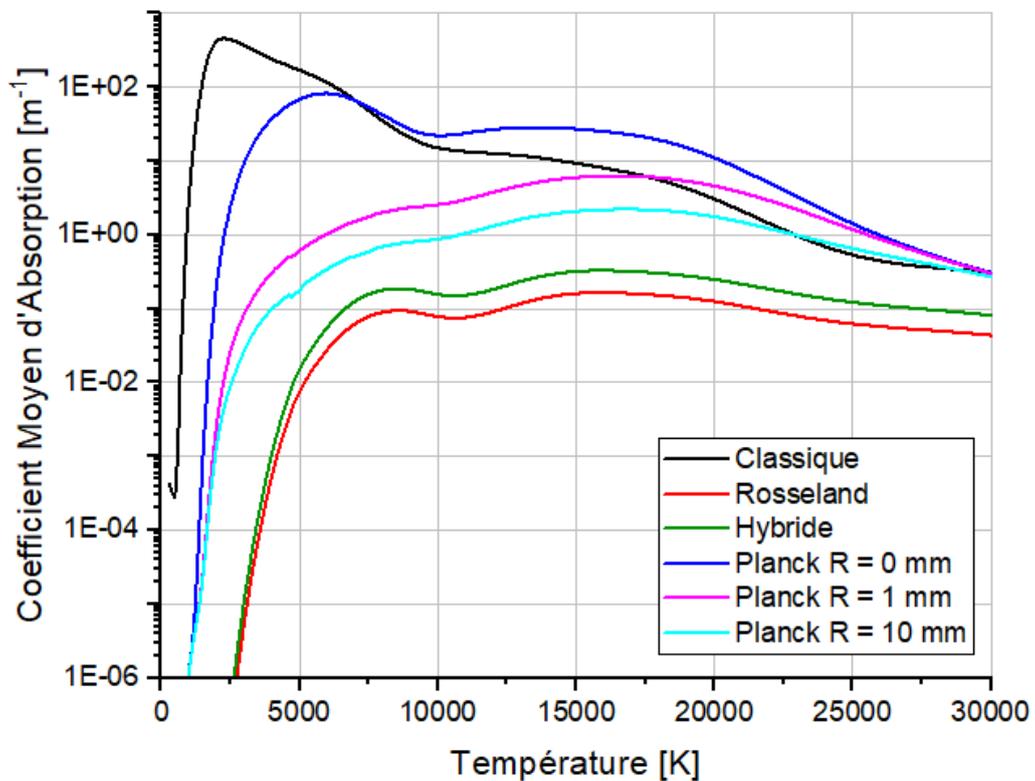


Figure A- 10 : CMAs pour un mélange [75%] air - [25%] Cu à 1bar dans l'intervalle 6 [194.6-856.5nm]

- Cas d'un mélange [50%] air - [50%] Cu

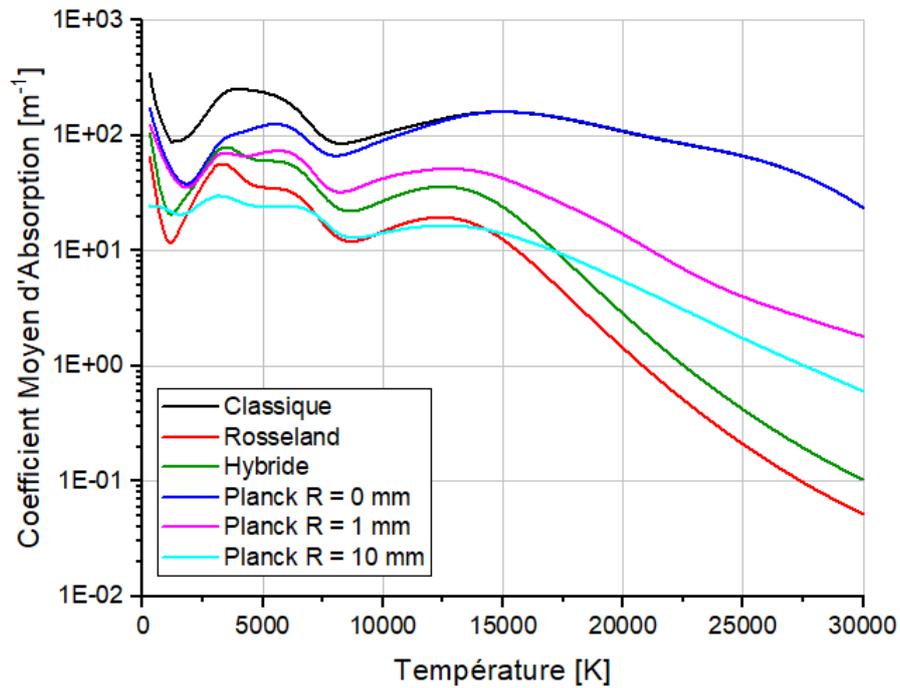


Figure A- 11 : CMAs pour un mélange [50%] air - [50%] Cu à 1bar dans l'intervalle 3 [101.9-113nm]

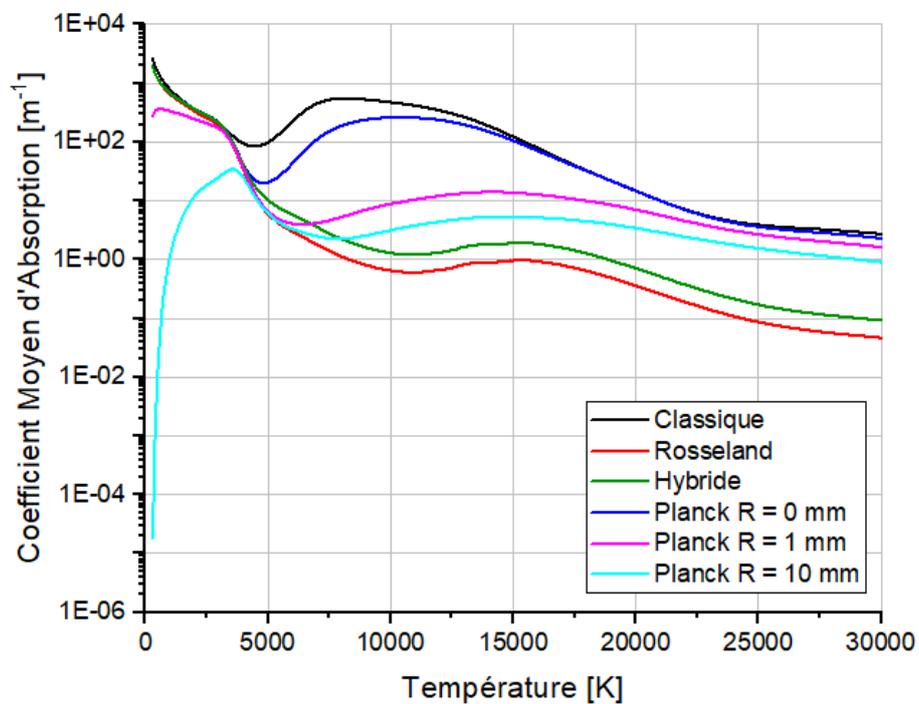


Figure A- 12 : CMAs pour un mélange [50%] air - [50%] Cu à 1bar dans l'intervalle 4 [113-160.4nm]

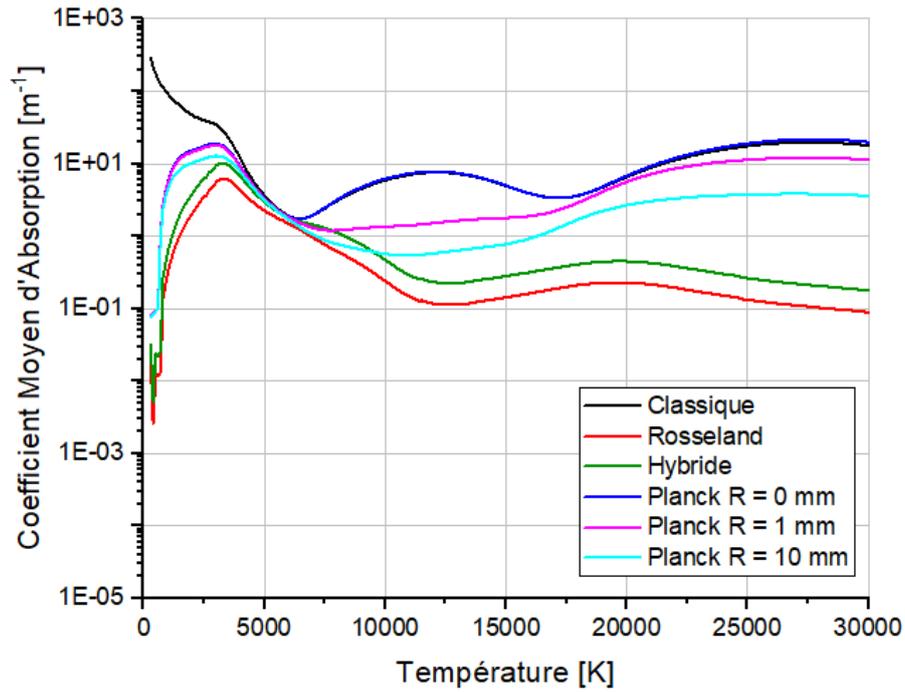


Figure A- 13 : CMAs pour un mélange [50%] air - [50%] Cu à 1bar dans l'intervalle 5 [160.4-194.6nm]

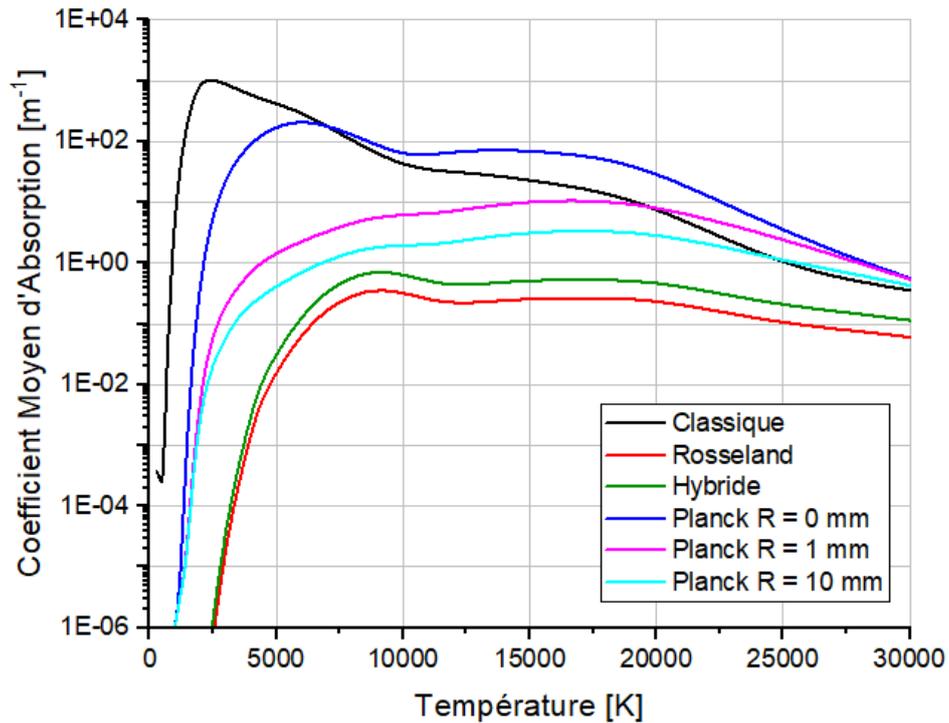


Figure A- 14 : CMAs pour un mélange [50%] air - [50%] Cu à 1bar dans l'intervalle 6 [194.6-856.5nm]

- Cas d'un mélange [25%] air - [75%] Cu

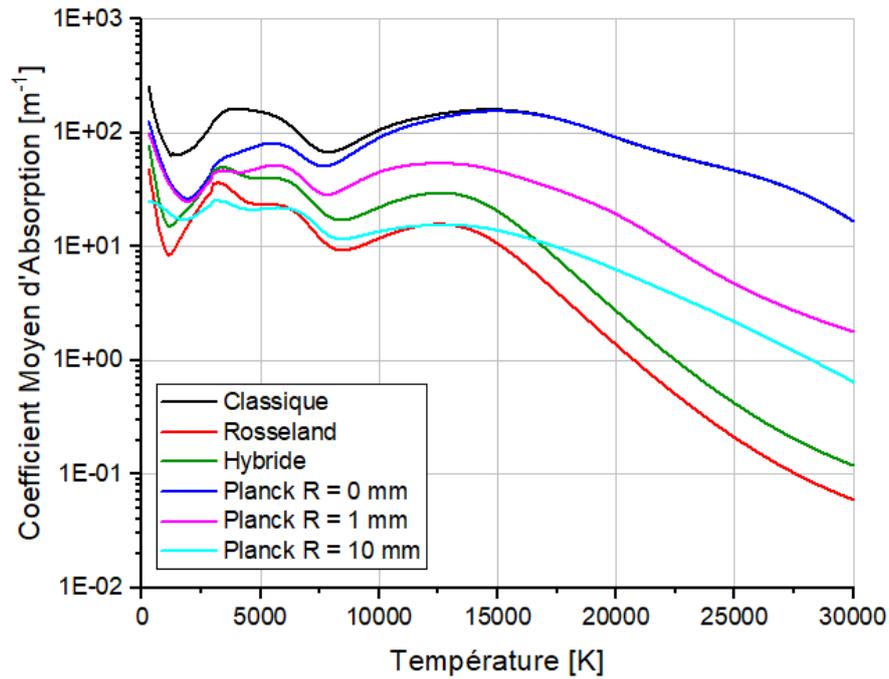


Figure A- 15 : CMAs pour un mélange [25%] air - [75%] Cu à 1bar dans l'intervalle 3 [101.9-113nm]

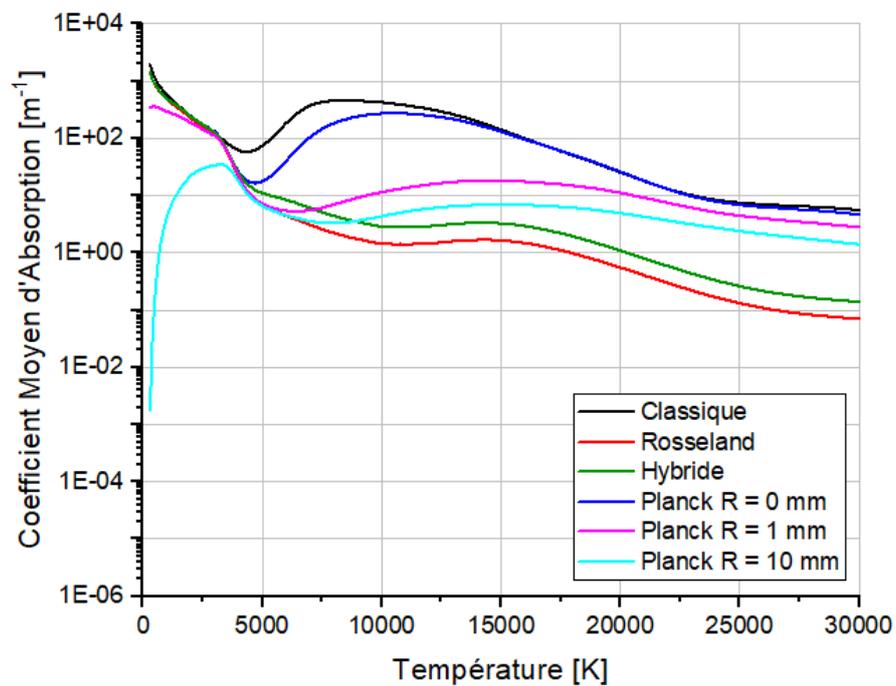


Figure A- 16 : CMAs pour un mélange [25%] air - [75%] Cu à 1bar dans l'intervalle 4 [113-160.4nm]

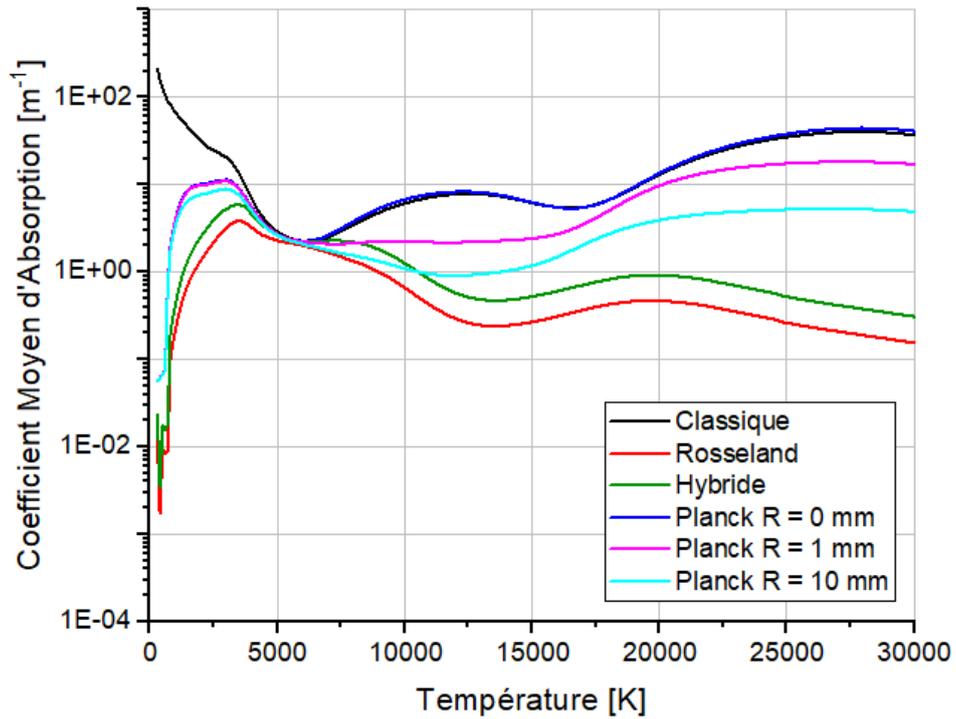


Figure A- 17 : CMAs pour un mélange [25%] air - [75%] Cu à 1bar dans l'intervalle 5 [160.4-194.6nm]

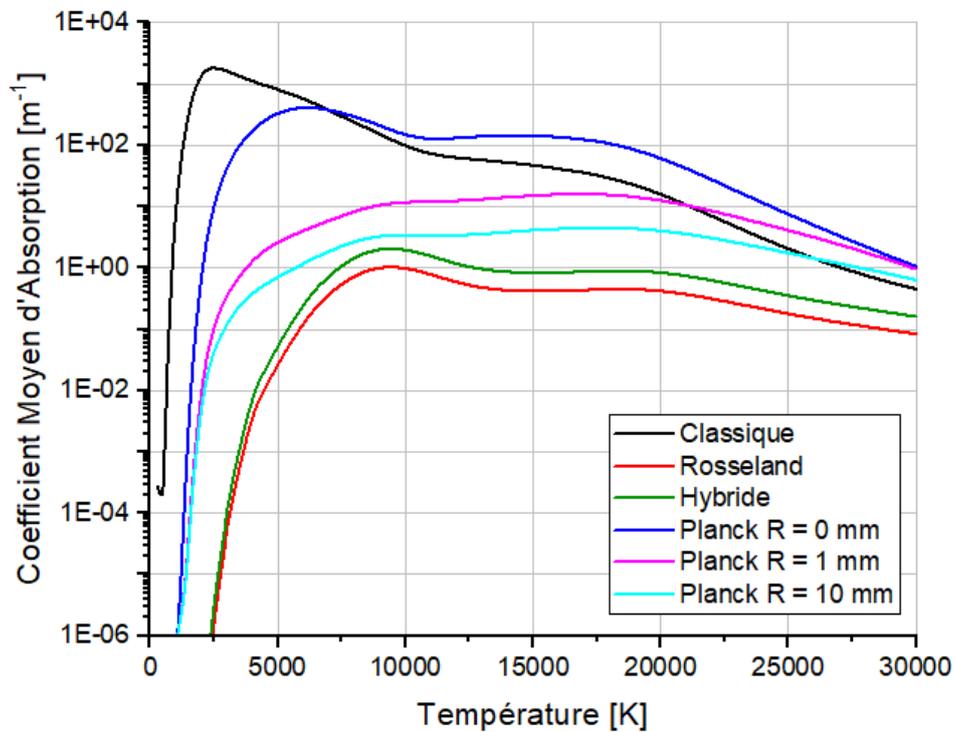


Figure A- 18 : CMAs pour un mélange [25%] air - [75%] Cu à 1bar dans l'intervalle 6 [194.6-856.5nm]

- Cas d'un plasma de cuivre pur

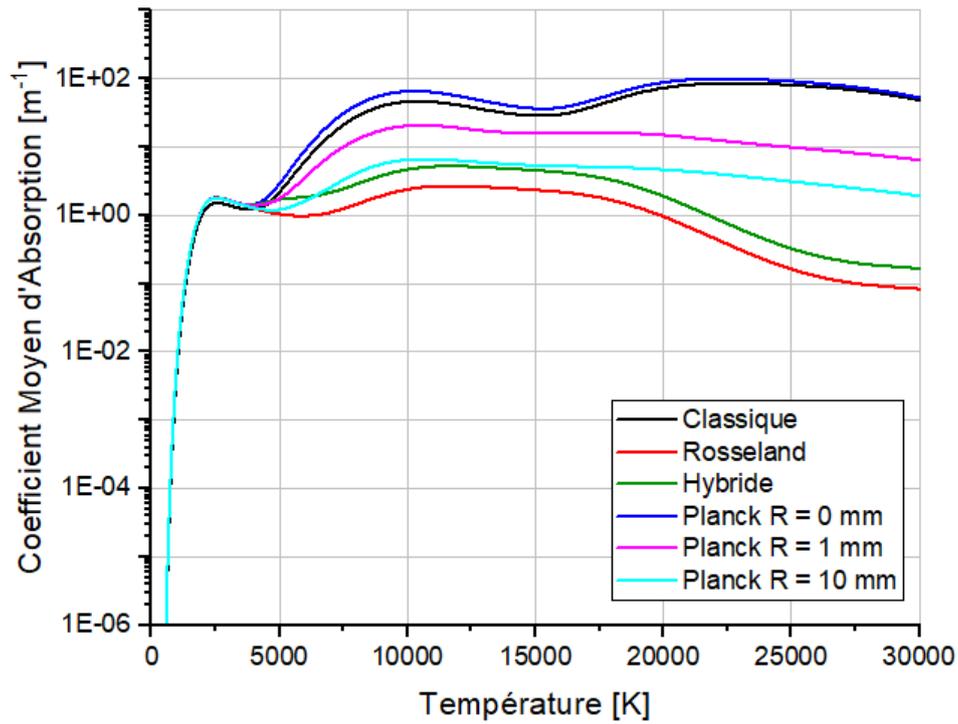


Figure A- 19 : CMA pour un plasma de cuivre pur à 1bar dans l'intervalle 3 [101.9-113nm]

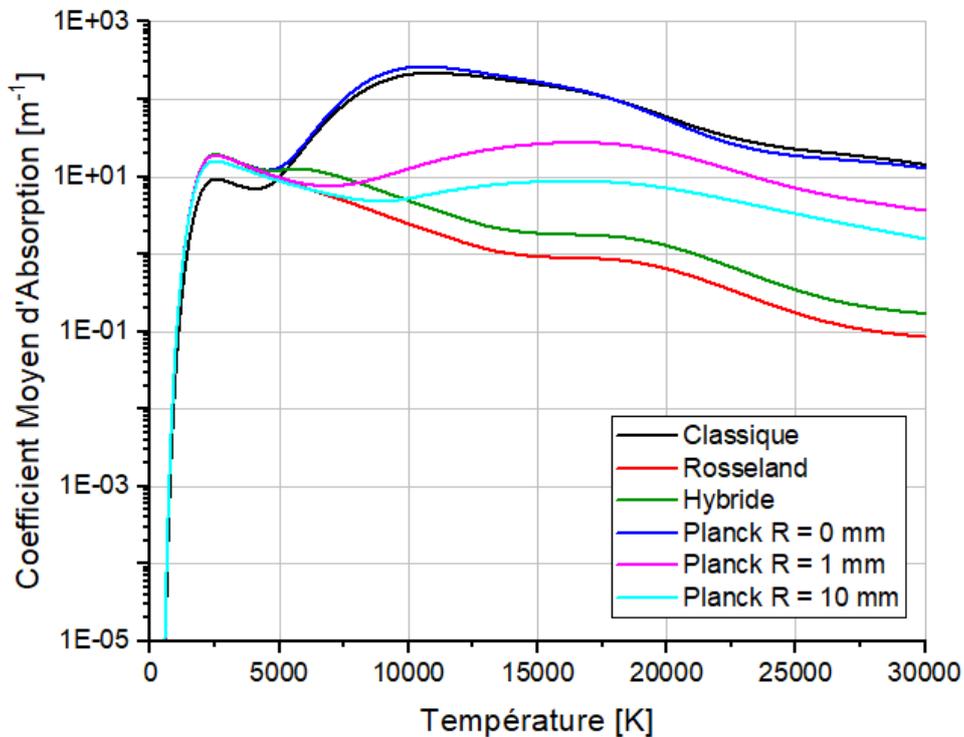


Figure A- 20 : CMA pour un plasma de cuivre pur à 1bar dans l'intervalle 4 [113-160.4nm]

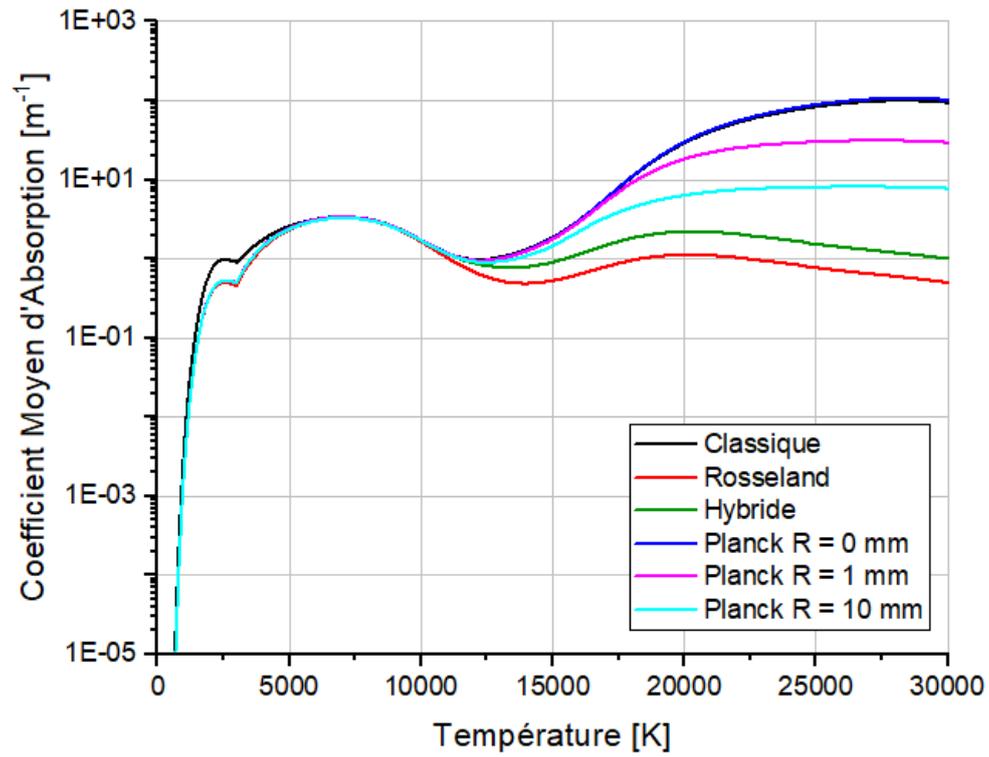


Figure A- 21 : CMA pour un plasma de cuivre pur à 1bar dans l'intervalle 5 [160.4-194.6nm]

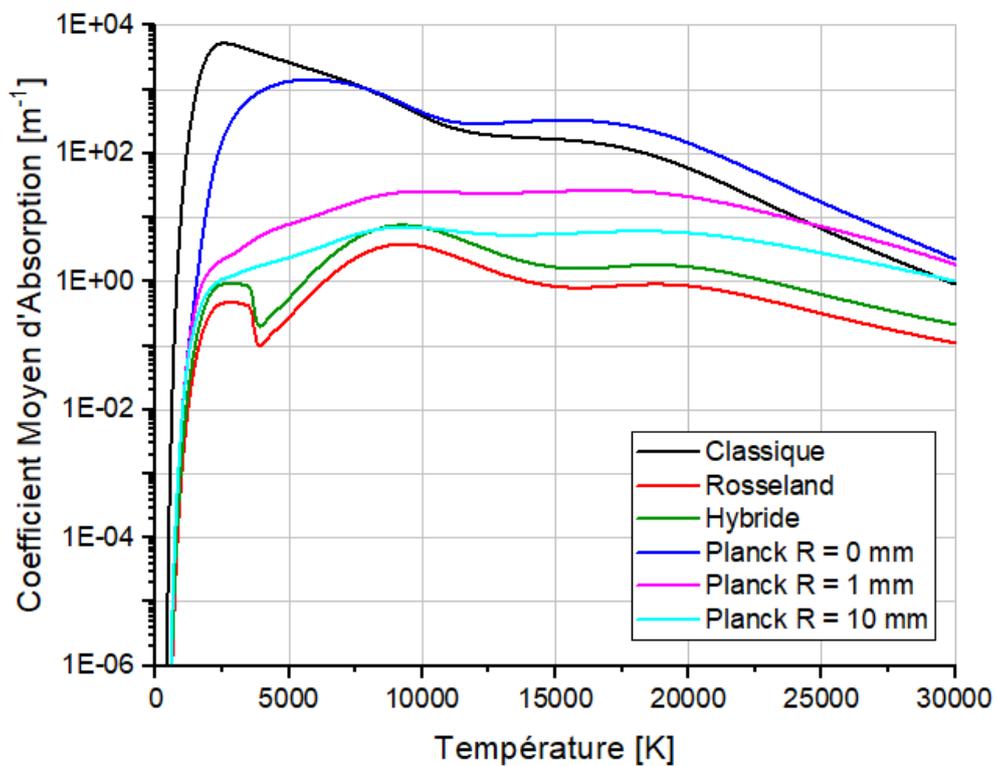


Figure A- 22 : CMA pour un plasma de cuivre pur à 1bar dans l'intervalle 6 [194.6-856.5nm]

Références bibliographiques

- [1] H. Davy, « Additional experiments on galvanic electricity », *J. Nat. Philos. Chem. arts*, vol. 4, p. 326-328, 1801.
- [2] S. Vacquié, *L'arc électrique*. Eyrolles, France, 2000.
- [3] R. Friedel et P. Israel, *Edison's Electric Light. The Art of Invention*. The Johns Hopkins university Press, Baltimore, Maryland, USA, 2010.
- [4] L. Figuier, *Les nouvelles conquêtes de la science. L'électricité*. Librairie Illustrée, Marpon & Flammarion, Paris, France, 1880.
- [5] G. Daveau, T. Martire, J. J. Huselstein, et P. Enrici, « Applications des arcs électriques », *J3eA*, vol. 7, n° 1010, p. 1-6, 2008.
- [6] M. Berthelot, « Synthèse de l'acétylène par la combinaison directe du carbone avec l'hydrogène », *Comptes rendus académie des Sci.*, vol. 54, p. 640-644, 1862.
- [7] F. Paschen, « Über die zum Funkenübergang in Luft, Wasserstoff and Kohlensäure bei verschiedenen Drucken erforderliche Potentialdifferenz », *Ann. Phys.*, vol. 273, p. 69-96, 1889.
- [8] E. Badareu et I. Popescu, *Gaz ionisé*, Dunod, Par. 1965.
- [9] Z. Laforest, « Etude expérimentale et numérique d'un arc électrique dans un liquide », Thèse de l'Université Paul Sabatier, Toulouse, 2018.
- [10] M. V. Antisari, R. Marazzi, et R. Krsmanovic, « Synthesis of multiwall carbon nanotubes by electric arc discharge in liquid environments », *Carbon N. Y.*, vol. 41, n° 12, p. 2393-2401, 2003.
- [11] P. Picot, *La coupure du courant électrique dans le vide*. Cahier Technique Schneider Electric n°198, 2000.
- [12] J. Quéméneur, « Etude des forces à l'origine du déplacement d'un arc électrique dans un disjoncteur à basse tension », Thèse de l'Université Paul Sabatier, Toulouse, 2016.
- [13] H. El Bayda, « Étude du transfert d'énergie entre un arc de court-circuit et son environnement : application à l'Arc Tracking », Thèse de l'Université Paul Sabatier, Toulouse, 2012.
- [14] T. Andre, « Etude des mécanismes d'entretien et de propagation d'un arc électrique de court-circuit entre câbles endommagés dans les réseaux électriques d'aéronefs », Thèse de l'Université Paul Sabatier, Toulouse, 2018.
- [15] J. Koprnicky, « Electric conductivity model of discharge lamps », Thèse de l'Université Paul Sabatier, Toulouse, 2008.
- [16] A. Toumi *et al.*, « Acoustic resonance characterization and numerical model including acoustic streaming in an HPS lamp », *IEEE Trans. Ind. Appl.*, vol. 49, n° 3, p. 1154-1160, 2013.
- [17] M. Benmouffok, « Caractérisation théorique du plasma lors de l'application d'un courant impulsif : application à l'allumage des moteurs », Thèse de l'Université Paul Sabatier, Toulouse, 2016.

- [18] G. Geneste, « Une application de l'arc électrique : les fours à arcs de fusion en courant alternatif », Thèse de l'Université René-Descartes, Paris, 1989.
- [19] F. Valensi, « Synthèse de nanoparticules par arc électrique », *Journées du Réseau Plasma Froid, La Rochelle, Fr.*, 2016.
- [20] M. Monthioux *et al.*, « Carbon Nanotubes », in *Handbook of Nanotechnology*, Springer-Verlag, 2017, p. 193-247.
- [21] D. E. Gourari, F. Valensi, M. Razafinimanana, M. Monthioux, S. Joulie, et R. Arenal, « Synthesis of (B- and/or N-) substituted carbon nanoforms », *IEEE Nanotechnol. Mater. Devices Conf. NMDC, Toulouse*, p. 1-2, 2016.
- [22] D. E. Gourari, « Synthèse par arc électrique de nanotubes de carbone hybrides incorporant de l'azote et/ou du bore », Thèse de l'Université Paul Sabatier, Toulouse, 2018.
- [23] A. J. Mansour, « Caractérisation expérimentale d'un plasma d'arc électrique en vue du contrôle de la synthèse des nanotubes de carbone monoparois », Thèse de l'Université Paul Sabatier, Toulouse, 2007.
- [24] V. Ramarozatovo, « Elaboration in-situ et caractérisation de nanotubes hétérogènes par plasma d'arc électrique », Thèse de l'Université Paul Sabatier, Toulouse, 2011.
- [25] F. Sambou, « Caractérisation théorique de la cathode creuse d'une torche industrielle à plasma thermique (300 kW) », Thèse de l'Université Paul Sabatier, Toulouse, 2021.
- [26] R. Cozzolino, « Etude de couches minces organométalliques déposées par procédé plasma basse pression à partir de Zirconium Tert Butoxide: application aux traitements antireflets », Thèse de l'Université Paul Sabatier, Toulouse, 2012.
- [27] P. Freton, « Etude d'un arc de découpe par plasma d'oxygène : modélisation - expérience », Thèse de l'Université Paul Sabatier, Toulouse, 2002.
- [28] L. Girard, « Caractérisation expérimentale d'une torche de découpe dans l'oxygène : étude du jet de plasma et de l'interaction arc-matériau », Thèse de l'Université Paul Sabatier, Toulouse, 2004.
- [29] J. Mougenot, « Modélisation de l'interaction entre un arc électrique et matériau : application au soudage TIG », Thèse de l'Université Paul Sabatier, Toulouse, 2013.
- [30] J. Chauvin, « Etude des mécanismes anti-cancéreux induits par milieux activés par jet de plasma froid : vers une nouvelle approche thérapeutique », Thèse de l'Université Paul Sabatier, Toulouse, 2018.
- [31] G. Berthout, « Développement industriel d'une plate-forme prototype : applications au traitement de surfaces et à la stérilisation par plasmas froids », Thèse de l'Université d'Orléans, Orléans, 2002.
- [32] N. RAELINERA, *Le Changement climatique à Madagascar*. Direction Générale de la Météorologie, Madagascar, 2008.
- [33] Ministère de l'Énergie et des Hydrocarbures de Madagascar, « Bilan Énergétique National 2017 », *JIRAMA*, 2019.
- [34] JIRAMA et ADER, « Taux d'accès à l'électricité ».

- <http://www.energie.mg/electricite/taux-d'accès.html> (consulté le avr. 01, 2022).
- [35] Le Monde avec AFP, « A Madagascar, l'électricité reste un produit de luxe », 2019. https://www.lemonde.fr/afrique/article/2019/10/15/a-madagascar-l-electricite-reste-un-produit-de-luxe_6015553_3212.html (consulté le déc. 12, 2021).
- [36] Enedis, « Madagascar : la future centrale hydroélectrique d'Onive produira 1 500 GWh par an », 2019. <https://afrique.latribune.fr/entreprises/la-tribune-afrique-de-l-energie-by-enedis/2019-09-02/madagascar-la-future-centrale-hydroelectrique-d-onive-produira-1-500-gwh-par-an-826739.html> (consulté le mars 01, 2022).
- [37] RFI, « Madagascar: l'incendie de la centrale d'Andekaleka provoque des délestages et la colère des habitants de la capitale », 2022. <https://www.rfi.fr/fr/afrique/20220111-madagascar-incendie-centrale-andekaleka-delestages-tana-colere-habitants> (consulté le mars 01, 2022).
- [38] Ministère de l'Energie et des Hydrocarbures de Madagascar, « Lahatenin'Andriamatoa Minisitra RAMAROSON Andry omaly 06 Janoary 2022 », 2022. <https://www.facebook.com/100066609704556/videos/392408435994214> (consulté le mars 01, 2022).
- [39] J. Mouy, « L'électricité à Madagascar des origines à 1974 », *Bull. Hist. Electr.*, vol. 16, p. 37-49, 1990.
- [40] P. Ossoucah, « Rapport d'évaluation de projet. Projet de Renforcement et d'Interconnexion des Réseaux de Transport d'Énergie Électrique de Madagascar », Groupe de la banque africaine de developpement, 2019.
- [41] Elman, « Jirama : c'est la faute à la vieillesse, au vent, à la pluie, à pas de chance », 2018. <https://www.actutana.com/depeche/jirama-cest-la-faute-a-la-vieillesse-au-vent-a-la-pluie-a-pas-de-chance/> (consulté le juin 29, 2021).
- [42] C. Angéline, « Tanambao Tsena : les câbles de la JIRAMA prennent feu », 2016. <https://latribune.cyber-diego.com/breves/2001-tanambao-tsena-les-cables-de-la-jirama-prennent-feu.html> (consulté le juin 29, 2021).
- [43] T. Nary, « Mirehatrs poteau jirama 67 akaiky coum », 2021. <https://www.facebook.com/100001805044150/videos/pcb.4093627100676571/5387526427984139> (consulté le juin 29, 2021).
- [44] Matvonline, « 04 Pompiers », *Le journal de 19h, 04/01/2020, MATV, Madagascar*, 2020.
- [45] M. Rong, Q. Ma, Y. Wu, T. Xu, et A. B. Murphy, « The influence of electrode erosion on the air arc in a low-voltage circuit breaker », *J. Appl. Phys.*, vol. 106, n° 2, p. 023308/1-10, 2009.
- [46] Y. Cressault, V. Connord, H. Hingana, P. Teulet, et A. Gleizes, « Transport properties of CF3I thermal plasmas mixed with CO₂, air or N₂ as an alternative to SF₆ plasmas in high-voltage circuit breakers », *J. Phys. D. Appl. Phys.*, vol. 44, n° 49, p. 1-22, 2011.
- [47] 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, Toulouse, 2015.
- [48] P. André *et al.*, « Calcul de la composition chimique dans un plasma issu de mélanges

- de PTFE, d'air, de cuivre et de vapeur d'eau dans le cadre d'appareillages de coupure électrique à air », *J. Int. Technol. l'Innovation, la Phys. l'Energie l'Environnement*, vol. 2, n° 1-3, p. 1-18, 2016.
- [49] F. Baudoin, Y. Cressault, C. Brdys, P. Checchin, et A. Laurent, « Une méthodologie pour la modélisation d'un arc dans un disjoncteur basse tension », *6ème Journée d'études sur les fluctuations des arcs, Clermont-Ferrand*, vol. 2, p. 1-11, 2003.
- [50] F. Baudon, « Contribution à la modélisation d'un arc électrique dans les appareils de coupure basse tension », Thèse de l'Université Blaise Pascal, Clermont, 2004.
- [51] L. Reynard, « Modélisation tridimensionnelle de l'amorçage de l'arc électrique dans un disjoncteur basse-tension », Thèse de l'Ecole Centrale de Lyon, Lyon, 2006.
- [52] Y. Langlois, « Modélisation de l'arc électrique dans un disjoncteur à vide », Thèse de l'Institut National Polytechnique de Lorraine, Nancy, 2010.
- [53] S. Nichele, « Modélisation physique et simulations numériques des écoulements dans les disjoncteurs électriques à haute tension », Thèse de l'Université de Provence, Aix-Marseille, 2011.
- [54] S. Guillot *et al.*, « Metallic atoms concentrations measurements in an industrial low voltage circuit breaker using broad band absorption spectroscopy », *26th International Conf. Phenom. Ioniz. Gases, Greifswald, Allemagne*, vol. 4, p. 95-96, 2003.
- [55] D. Hong, G. Sandolache, J. M. Bauchire, F. Gentils, et C. Fleurier, « A new optical technique for investigations of low-voltage circuit breakers », *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 33, n° 2-III, p. 976-981, 2005.
- [56] S. S. Ciobanu, D. Hong, J. M. Bauchire, et F. Gentils, « Experimental study of a low-voltage circuit breaker, by analysis of complex spectra, including the self-reversed profiles of copper resonance lines », *28th ICPIG, Prague, Repub. Tchèque*, p. 1754-1757, 2007.
- [57] R. Roder, « Intégration et fiabilité d'un disjoncteur statique silicium intelligent haute température pour application DC basse et moyenne tensions », Thèse de l'Université de Bordeaux, Bordeaux, 2018.
- [58] M. Kubler-riedinger, J.-M. Bauchire, D. Hong, G. Déplaudé, et P. Joyeux, « Electrical and morphological investigations of electrical contacts used in low-voltage circuit-breakers », *IEEE 66th Holm Conf. Electr. Contacts, HLM 2020*, p. 115-122, 2020.
- [59] DaRa Switchboards, « How Air Circuit Breaker Works », 2018. <https://electricalswitchboards.com.au/air-circuit-breaker-works/>.
- [60] P. Freton, A. Gleizes, J. Gonzalez, et M. Razafinimanana, « Plasma characteristics in a cutting plasma torch », *High Temp. Mater. Process.*, vol. 7, n° 3, p. 247-252, 2003.
- [61] P. Teulet *et al.*, « Experimental study of an oxygen plasma cutting torch: II. Arc-material interaction, energy transfer and anode attachment », *J. Phys. D. Appl. Phys.*, vol. 39, n° 8, p. 1557-1573, 2006.
- [62] V. Nemchinsky, « Heat Transfer in Plasma Arc Cutting », in *Handbook of Thermal Science and Engineering*, 2017, p. 1-62.
- [63] P. Freton, J. J. Gonzalez, A. Gleizes, F. C. Peyret, G. Caillibotte, et M. Delzenne,

- « Numerical and experimental study of a plasma cutting torch », *J. Phys. D. Appl. Phys.*, vol. 35, n° 2, p. 115-131, 2002.
- [64] A. Esteban-Cubillo, C. Pecharromán, E. Aguilar, J. Santarén, et J. S. Moya, « Antibacterial activity of copper monodispersed nanoparticles into sepiolite », *J. Mater. Sci.*, vol. 41, n° 16, p. 5208-5212, 2006.
- [65] L. Esteban-Tejeda, F. Malpartida, A. Esteban-Cubillo, C. Pecharromn, et J. S. Moya, « Antibacterial and antifungal activity of a soda-lime glass containing copper nanoparticles », *Nanotechnology*, vol. 20, n° 50, p. 1-6, 2009.
- [66] C. Barriere, « Synthèse de nanoparticules de cuivre pour la réalisation d'interconnexions en microélectronique », Thèse de l'Université Paul Sabatier, Toulouse, 2008.
- [67] A. S. Zoolfakar, R. A. Rani, A. J. Morfa, A. P. O'Mullane, et K. Kalantar-Zadeh, « Nanostructured copper oxide semiconductors: A perspective on materials, synthesis methods and applications », *J. Mater. Chem. C*, vol. 2, n° 27, p. 5247-5270, 2014.
- [68] D. Vollath, « Plasma synthesis of nanopowders », *J. Nanoparticle Res.*, vol. 10, p. 39-57, 2008.
- [69] M. Grouchko, A. Kamyshny, et S. Magdassi, « Formation of air-stable copper-silver core-shell nanoparticles for inkjet printing », *J. Mater. Chem.*, n° 19, p. 3057-3062, 2009.
- [70] G. Filipič et U. Cvelbar, « Copper oxide nanowires: A review of growth », *Nanotechnology*, vol. 23, n° 19, p. 1-16, 2012.
- [71] S. B. Tharchanaa, K. Priyanka, K. Preethi, et G. Shanmugavelayutham, « Facile synthesis of Cu and CuO nanoparticles from copper scrap using plasma arc discharge method and evaluation of antibacterial activity », *Mater. Technol.*, vol. 36, n° 2, p. 97-104, 2020.
- [72] T. Tmenova, « Experimental characterization of the underwater pulsed electric discharge », Thèse de l'Université Paul Sabatier de Toulouse (France) en cotutelle avec l'Université Nationale Taras-Chevtchenko de Kiev (Ukraine).
- [73] J. Bacri et S. Raffanel, « Calculation of some thermodynamic properties of air plasmas: Internal partition functions, plasma composition, and thermodynamic functions », *Plasma Chem. Plasma Process.*, vol. 7, n° 1, p. 53-87, 1987.
- [74] M. Boulos, P. Fauchais, et E. Plendre, *Thermal Plasmas Fundamentals and Applications. Vol. I.* New York, 1994.
- [75] P. André, « Numerical method and composition at and out of chemical equilibrium in a multitemperature plasma. Application to a pure nitrogen plasma », *Contrib. to Plasma Phys.*, vol. 37, n° 1, p. 23-40, 1997.
- [76] P. Andre, M. Abbaoui, R. Bessege, et A. Lefort, « Comparison between Gibbs free energy minimization and mass action law for a multitemperature plasma with application to nitrogen », *Plasma Chem. Plasma Process.*, vol. 17, n° 2, p. 207-217, 1997.
- [77] D. Godin, « Calcul de compositions chimiques de plasmas à l'équilibre thermodynamique : application à la modélisation de l'ablation dans les disjoncteurs », Thèse de l'Université de Montreal, Montreal, 1998.
- [78] P. Teulet, « Etude des écarts à l'équilibre radiatif et thermique dans les plasmas air et

- airsodium. Application au diagnostic spectroscopique », Thèse de l'Université Paul Sabatier, Toulouse, 1998.
- [79] P. Teulet, J. P. Sarrette, et A. M. Gomes, « Influence of heavy particles collisions on departures from equilibrium in pure nitrogen and pure oxygen molecular plasmas », *14th Int. Symposium Plasma Chem. ISPC14, Prague, République Tchèque*, vol. 1, n° PC 28, p. 445-450, 1999.
- [80] Z. Koalaga, « Composition d'équilibre des plasmas de H₂, O₂ et N₂ hors équilibre thermique », *Can. J. Phys.*, vol. 81, n° 9, p. 1095-1108, 2003.
- [81] H. Hingana, « Contribution à l'étude des propriétés des plasmas à deux températures - application à l'argon et à l'air », Thèse de l'Université Paul Sabatier Toulouse, 2011.
- [82] A. K. Kagoné, Z. Koalaga, et F. Zougmore, « Calcul de composition de plasmas thermiques d'arc électrique de mélanges d'air et de vapeur d'eau », *Can. J. Phys.*, vol. 90, n° 3, p. 211-221, 2012.
- [83] N. Kabbaj, « Etude du transfert d'un plasma thermique d'air : Influence des propriétés radiatives dans la modélisation d'un arc libre », Thèse de l'Université Paul Sabatier, Toulouse, 2019.
- [84] Y. Cressault, « Propriétés des plasmas thermiques dans des mélanges argon-hydrogène-cuivre », Thèse de l'Université Paul Sabatier, Toulouse, 2001.
- [85] M. S. Benilov et L. G. Benilova, « The double sheath on cathodes of discharges burning in cathode vapour », *J. Phys. D. Appl. Phys.*, vol. 43, n° 34, p. 1-11, 2010.
- [86] T. Billoux, Y. Cressault, V. F. Boretskij, A. N. Veklich, et A. Gleizes, « Net emission coefficient of CO₂-Cu thermal plasmas: Role of copper and molecules », *J. Phys. Conf. Ser.*, vol. 406, n° 1, p. 1-10, 2012.
- [87] 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 », *J. Phys. D. Appl. Phys.*, vol. 46, n° 41, p. 1-16, 2013.
- [88] M. Rong *et al.*, « Thermophysical properties of SF₆-Cu mixtures at temperatures of 300-30 000 K and pressures of 0.01-1.0 MPa: Part 1. Equilibrium compositions and thermodynamic properties considering condensed phases », *J. Phys. D. Appl. Phys.*, vol. 47, n° 49, p. 1-18, 2014.
- [89] C. H. Corliss, « Ionization in the plasma of a copper arc », *J. Res. Natl. Bur. Stand. Sect. A Phys. Chem.*, vol. 66A, n° 2, p. 169-175, 1962.
- [90] H. Ouajji, B. Cheminat, et P. Andanson, « Composition et conductivité d'un plasma air-cuivre », *J. Phys. D. Appl. Phys.*, vol. 19, p. 1903-1916, 1986.
- [91] 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: II. Study of the interruption ability », *J. Phys. D. Appl. Phys.*, vol. 42, n° 18, p. 1-10, 2009.
- [92] 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 Sci. Technol.*, vol. 17, n° 3, p. 1-9, 2008.

- [93] O. Coufal, M. Bartlova, I. Babich, V. Boretskij, et A. Veklich, « Composition of electric arc plasma with copper vapours », *18th Symp. Phys. Switch. Arc, FSO 2009*, n° January, p. 142-145, 2009.
- [94] A. Gleizes, Y. Cressault, et P. Teulet, « Mixing rules for thermal plasma properties in mixtures of argon, air and metallic vapours », *Plasma Sources Sci. Technol.*, vol. 19, n° 5, p. 1-13, 2010.
- [95] V. Aubrecht, M. Bartlova, et O. Coufal, « Radiative emission from air thermal plasmas with vapour of Cu or W », *J. Phys. D. Appl. Phys.*, vol. 43, n° 43:434007, p. 1-19, 2010.
- [96] V. Boretskij, A. Veklich, Y. Cressault, A. Gleizes, et P. Teulet, « Non-equilibrium plasma properties of electric arc discharge in air between copper electrodes », *Probl. At. Sci. Technol.*, n° 6, p. 181-183, 2012.
- [97] S. Fesenko, A. Veklich, V. Boretskij, Y. Cressault, A. Gleizes, et P. Teulet, « Properties of thermal air plasma with admixing of copper and carbon », *13th High-Tech Plasma Process. Conf. J. Phys. Conf. Ser.*, vol. 550, n° 1, p. 1-8, 2014.
- [98] P. Kloc, V. Aubrecht, O. Coufal, et M. Bartlova, « Influence of Copper Vapours on the Radiative Transfer in Thermal Air Plasma », *Proc. 20th Int. Conf. Gas Discharges Their Appl.*, p. 2-5, 2014.
- [99] N. Kohio, A. K. Kagoné, Y. Wèpari Charles, Z. Koalaga, et F. Zougmoré, « Influence of Metallic Copper Vapors on the Chemical Composition of a Mixture of Air and Water Vapor Thermal Plasmas in the Temperature Range 1000 K to 20000K », *Am. J. Nano Res. Appl.*, vol. 8, n° 3, p. 50-57, 2020.
- [100] I. A. Kossyi, A. Y. Kostinsky, A. A. Matveyev, et V. P. Silakov, « Kinetic scheme of the non-equilibrium discharge in nitrogen-oxygen mixtures », *Plasma Sources Sci. Technol.*, vol. 1, n° 3, p. 207-220, 1992.
- [101] J. Aubreton, M. F. Elchinger, et P. Fauchais, « New method to calculate thermodynamic and transport properties of a multi-temperature plasma: Application to N₂ plasma », *Plasma Chem. Plasma Process.*, vol. 18, n° 1, p. 1-27, 1998.
- [102] K. H. Becker, U. Kogelschatz, K. H. Schoenbach, et R. J. Barker, *Non-equilibrium air plasmas at atmospheric pressure*. Institute Of Physics Publishing, UK, 2005.
- [103] 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 », *Eur. Phys. J. D*, vol. 46, n° 1, p. 129-150, 2008.
- [104] A. K. Kagoné, N. Kohio, W. C. Yaguibou, Z. Koalaga, et F. Zougmoré, « Thermodynamic properties calculation of air – water vapor mixtures thermal plasmas », *Glob. J. Pure Appl. Sci.*, vol. 24, n° 1, p. 37-49, 2018.
- [105] A. Yang *et al.*, « Thermodynamic Properties and Transport Coefficients of CO₂-Cu Thermal Plasmas », *Plasma Chem. Plasma Process.*, vol. 36, n° 4, p. 1141-1160, 2016.
- [106] S. B. Combadière, « Etude d'un plasma d'airensemencé de vapeurs de cuivre : propriétés de transport, diagnostic et interaction avec des matériaux », Thèse de l'Université de Limoges, Limoges, 1995.
- [107] M. Capitelli, G. Colonna, C. Gorse, et A. D'angola, « THE EUROPEAN PHYSICAL

- JOURNAL D Transport properties of high temperature air in local thermodynamic equilibrium », *Eur. Phys. J. D*, vol. 11, p. 279-289, 2000.
- [108] B. Swierczynski, J. J. Gonzalez, P. Teulet, P. Freton, et A. Gleizes, « Advances in low-voltage circuit breaker modelling », *J. Phys. D. Appl. Phys.*, vol. 37, n° 4, p. 595-609, 2004.
- [109] Y. Cressault, A. Gleizes, et G. Riquel, « Properties of air aluminum thermal plasmas », *J. Phys. D. Appl. Phys.*, vol. 45, n° 26, p. 1-12, 2012.
- [110] A. K. Kagoné, Z. Koalaga, et F. Zougmore, « Calculation of air-water vapor mixtures thermal plasmas transport coefficients », *IOP Conf. Ser. Mater. Sci. Eng.*, vol. 29, n° 1, p. 1-15, 2012.
- [111] H. Abdelhakim, J. P. Dinguirard, et S. Vacquie, « The influence of copper vapour on the transport coefficients in a nitrogen arc plasma », *J. Phys. D. Appl. Phys.*, vol. 13, n° 8, p. 1427-1438, 1980.
- [112] B. Chervy, O. Dupont, A. Gleizes, et P. Krenek, « The influence of the cross section of the electron-copper atom collision on the electrical conductivity of Ar-Cu and SF6-Cu plasmas », *J. Phys. D. Appl. Phys.*, vol. 28, n° 10, p. 2060-2066, 1995.
- [113] B. Chervy, « Calcul des propriétés de transport et étude du pouvoir de coupure des mélanges hexafluorure de soufre - fluorure de carbone et hexafluorure de soufre - vapeur de cuivre », Thèse de l'Université Paul Sabatier, Toulouse, 1995.
- [114] X. Wang, L. Zhong, Y. Cressault, A. Gleizes, et M. Rong, « Thermophysical properties of SF6-Cu mixtures at temperatures of 300-30,000 K and pressures of 0.01-1.0 MPa: Part 2. Collision integrals and transport coefficients », *J. Phys. D. Appl. Phys.*, vol. 47, n° 49, p. 1-16, 2014.
- [115] Y. Cressault et A. Gleizes, « Calculation of diffusion coefficients in air-metal thermal plasmas », *J. Phys. D. Appl. Phys.*, vol. 43, n° 43, p. 1-15, 2010.
- [116] G. Raynal, « Calcul du transfert radiatif dans les plasmas thermique : Application aux arcs dans les mélanges de SF6-Cu », Thèse de l'Université Paul Sabatier, Toulouse, 1994.
- [117] B. Liani, M. Rahmouni, A. H. Belbachir, H. Riad, et A. Gleizes, « Computation of net emission of CH4-H2 thermal plasmas », *J. Phys. D. Appl. Phys.*, vol. 30, n° 21, p. 2964-2971, 1997.
- [118] Y. Naghizadeh, « Calcul du transfert radiatif dans un plasma d'air », Thèse de l'Université Paul Sabatier, Toulouse, 1999.
- [119] S. Chauveau, « Constitution de bases de données spectroscopiques relatives à un plasma d'air. Application au calcul de transferts radiatifs. », Thèse de l'École Centrale de Paris, Paris, 2001.
- [120] S. Chauveau, C. Deron, M. Y. Perrin, P. Rivière, et A. Soufiani, « Radiative transfer in LTE air plasmas for temperatures up to 15,000 K », *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.*, vol. 77, n° 2, p. 113-130, 2003.
- [121] Y. Babou, P. Rivière, M. Y. Perrin, et A. Soufiani, « Spectroscopic data for the prediction of radiative transfer in CO2-N2 plasmas », *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.*, vol. 110,

n° 1-2, p. 89-108, 2009.

- [122] N. Bogatyreva, M. Bartlova, et V. Aubrecht, « Mean absorption coefficients of air plasmas », *J. Phys. Conf. Ser.*, vol. 275, n° 012009, p. 1-10, 2011.
- [123] T. Billoux, « Elaboration d'une base de données radiatives pour des plasmas de type $CwHxOyNz$ et application au transfert radiatif pour des mélanges air, CO_2 , $CO-H_2$ », Thèse de l'Université Paul Sabatier, Toulouse, 2013.
- [124] B. Peyrou *et al.*, « Radiative properties and radiative transfer in high pressure thermal air plasmas », *J. Phys. D. Appl. Phys.*, vol. 45, n° 45, p. 1-12, 2012.
- [125] P. Kloc, V. Aubrecht, et M. Bartlova, « Numerically optimized band boundaries of Planck mean absorption coefficients in air plasma », *J. Phys. D. Appl. Phys.*, vol. 50, n° 30, p. 1-18, 2017.
- [126] P. André, A. K. Kagoné, Z. Koalaga, et N. Kohio, « Contribution à l'étude de la conductivité thermique d'un plasma d'air », *J. Int. Technol. l'Innovation, la Phys. l'Energie l'Environnement*, vol. 5, n° 2(3), p. 1-13, 2019.
- [127] A. Gleizes et Y. Cressault, « Effect of Metal Vapours on the Radiation Properties of Thermal Plasmas », *Plasma Chem. Plasma Process.*, vol. 37, n° 3, p. 581-600, 2017.
- [128] A. Medani, « Modélisation d'un plasma d'azote hors ETLC », Thèse de l'Université Paul Sabatier, Toulouse, 1981.
- [129] P. Rivière, A. Soufiani, M. Y. Perrin, H. Riad, et A. Gleizes, « Air mixture radiative property modelling in the temperature range 10,00-40,000 K », *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.*, vol. 56, n° 1, p. 29-45, 1996.
- [130] F. Lago, « Modélisation de l'interaction entre un arc électrique et une surface : application au foudroiement d'un avion », Thèse de l'Université Paul Sabatier, Toulouse, 2004.
- [131] J. Xing, « Modélisation numérique d'un actionneur plasma de type décharge à barrière par la méthode de dérive-diffusion », Thèse de l'Université de Montréal, Montréal, 2016.
- [132] A. M. Kassir, « Spectres radiatifs de plasmas d'air, N_2 , $Ar-N_2-H_2$ à l'équilibre et en déséquilibre thermique : étude théorique et caractérisation d'une décharge micro-ondes », Thèse de l'Université Paul Sabatier, Toulouse, 2020.
- [133] G. Y. Zhao, M. Dassanayake, et K. Etemadi, « Numerical simulation of a free-burning argon arc with copper evaporation from the anode », *Plasma Chem. Plasma Process.*, vol. 10, n° 1, p. 87-98, 1990.
- [134] A. Vertes, R. W. Dreyfus, et D. E. Platt, « Modeling the thermal-to-plasma transitions for Cu photoablation », *IBM J. Res. Dev.*, vol. 38, n° 1, p. 3-10, 1994.
- [135] P. Zhu, J. J. Lowke, R. Morrow, et J. Haidar, « Prediction of anode temperatures of free burning arcs », *J. Phys. D. Appl. Phys.*, vol. 28, n° 7, p. 1369-1376, 1995.
- [136] J. Menart et L. Lin, « Numerical Study of a Free-burning Argon Arc with Anode Melting », *Plasma Chem. Plasma Process.*, vol. 19, n° 2, p. 153-170, 1999.
- [137] M. S. Benilov, M. D. Cunha, W. Hartmann, S. Kosse, A. Lawall, et N. Wenzel, « Space-resolved modeling of stationary spots on copper vacuum arc cathodes and on composite

- cucr cathodes with large grains », *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 41, n° 8, p. 1950-1958, 2013.
- [138] N. A. Almeida, M. S. Benilov, L. G. Benilova, W. Hartmann, et N. Wenzel, « Near-cathode plasma layer on CuCr contacts of vacuum arcs », *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 41, n° 8, p. 1938-1949, 2013.
- [139] B. T. Du Montcel, « Etude expérimentale et modélisation d'un plasma de vapeurs métalliques dans une ampoule à vide pour le développement de disjoncteurs Haute-Tension », Thèse de l'Université de Lorraine, Lorraine, 2018.
- [140] H. Ouajji, B. Cheminat, et P. Andanson, « Modélisation de la colonne d'un arc électrique en présence de vapeurs de cuivre », *J. Phys. D. Appl. Phys.*, vol. 20, n° 5, p. 635-638, 1987.
- [141] A. B. Murphy, « The effects of metal vapour in arc welding », *J. Phys. D. Appl. Phys.*, vol. 43, n° 43, p. 1-31, 2010.
- [142] V. R. T. Narayanan, « Numerical modeling of post current-zero dielectric breakdown in a low voltage circuit breaker », University of Minnesota Ph.D. dissertation, Minnesota, 2014.
- [143] W. Hu, Y. C. Shin, et G. King, « Characteristics of plume plasma and its effects on ablation depth during ultrashort laser ablation of copper in air », *J. Phys. D. Appl. Phys.*, vol. 45, n° 35, p. 1-8, 2012.
- [144] C. Rümpler et V. R. T. Narayanan, « Arc modeling challenges », *Plasma Phys. Technol.*, vol. 2, n° 3, p. 261-270, 2015.
- [145] S. Ono, H. Kato, et S. Teii, « Simulation and experiment of low-pressure oxygen - nitrogen mixture gas glow discharge plasma », *Combust. Sci. Technol.*, vol. 133, n° 1-3, p. 151-160, 1998.
- [146] M. Nagulapally, D. Kolman, G. V. Candler, C. O. Laux, R. J. Gessman, et C. H. Kruger, « Numerical simulation of nonequilibrium nitrogen and air plasma experiments », *29th AIAA, Plasmadynamics Lasers Conf. Albuquerque, USA*, n° 2665, p. 1-7, 1998.
- [147] C. O. Laux, T. G. Spence, C. H. Kruger, et R. N. Zare, « Optical diagnostics of atmospheric pressure air plasmas », *Plasma Sources Sci. Technol.*, vol. 12, n° 2, p. 125-138, 2003.
- [148] L. M. Girard, P. Teulet, M. Razafinimanana, A. Gleizes, et F. Camy-Peyret, « Experimental determination of temperature electronic density and air pumping in an oxygen plasma cutting arc », *26th Int. Conf. Phenom. Ioniz. Gases, Greifswald, Allemagne*, vol. 4, p. 93-94, 2003.
- [149] Q. Xiong *et al.*, « Experimental investigations on the propagation of the plasma jet in the open air », *J. Appl. Phys.*, vol. 107, n° 7, p. 1-6, 2010.
- [150] H. S. Uhm, S. H. Ki, K. Y. Baik, et E. H. Choi, « Influence of oxygen on generation of reactive chemicals from nitrogen plasma jet », *Sci. Rep.*, vol. 8, n° 1, p. 1-12, 2018.
- [151] J. C. Sherman, R. Webster, J. E. Jenkins, et R. Holmes, « Cathode spot motion in high current vacuum arcs on copper electrodes », *J. Phys. D. Appl. Phys.*, vol. 8, n° 6, p. 696-702, 1975.

- [152] J. E. Daalder, « Components of cathode erosion in vacuum arcs », *J. Phys. D. Appl. Phys.*, vol. 9, n° 16, p. 2379-2395, 1976.
- [153] P. Andanson et B. Cheminat, « Contamination d'un plasma d'argon par des vapeurs anodiques de cuivre », *Rev. Phys. appliquée*, vol. 14, p. 775-782, 1979.
- [154] M. A. Hafez, M. A. Khedr, F. F. Elaksher, et Y. E. Gamal, « Characteristics of Cu plasma produced by a laser interaction with a solid target », *Plasma Sources Sci. Technol.*, vol. 18, p. 185-198, 2003.
- [155] I. L. Babich, F. Viacheslav, F. Boretskij, et A. N. Veklich, « Shapes of spectral lines of nonuniform plasma of electric arc discharge between copper electrode », *VI Serbian Conf. Spectr. Line Shapes Astrophys. AIP Conf. Proc.*, vol. 1, n° 938, p. 252-257, 2007.
- [156] V. F. Boretskij, Y. Cressault, P. Teulet, et A. N. Veklich, « Plasma of electric arc discharge in carbon dioxide with copper vapours », *19th Symp. Phys. Switch. Arc 2011, FSO 2011, Nové Město na Moravě, République Tchèque*, p. 121-124, 2011.
- [157] I. L. Babich, V. F. Boretskij, A. N. Veklich, et R. V. Semenyshyn, « Spectroscopic data and Stark broadening of Cu I and Ag I spectral lines: Selection and analysis », *Adv. Sp. Res.*, vol. 54, n° 7, p. 1254-1263, 2014.
- [158] M. Park, S. Baek, S. Kim, et S. E. Kim, « Argon plasma treatment on Cu surface for Cu bonding in 3D integration and their characteristics », *Appl. Surf. Sci.*, vol. 324, p. 168-173, 2015.
- [159] R. Venger, T. Tmenova, F. Valensi, A. Veklich, Y. Cressault, et V. Boretskij, « Detailed investigation of the electric discharge plasma between copper electrodes immersed into water », *Atoms*, vol. 5, n° 40, p. 1-17, 2017.
- [160] D. T. Tuma, C. L. Chen, et D. K. Davies, « Erosion products from the cathode spot region of a copper vacuum arc », *J. Appl. Phys.*, vol. 49, n° 7, p. 3821-3831, 1978.
- [161] A. E. Guile et A. H. Hitchcock, « The erosion of copper cathodes from vacuum to atmospheric-pressure arcs », *J. Appl. Phys.*, vol. 49, n° 7, p. 4275-4276, 1978.
- [162] N. Vogel, « The cathode spot plasma in low-current air and vacuum break arcs », *J. Phys. D. Appl. Phys.*, vol. 26, n° 10, p. 1655-1661, 1993.
- [163] V. Prysiashnyi et M. Cernak, « Air plasma treatment of copper sheets using Diffuse Coplanar Surface Barrier Discharge », *Thin Solid Films*, vol. 520, n° 21, p. 6561-6565, 2012.
- [164] A. A. Lapeshev *et al.*, « Particularities of the Magnetic State of CuO Nanoparticles Produced by Low-Pressure Plasma Arc Discharge », *J. Supercond. Nov. Magn.*, vol. 30, n° 4, p. 931-936, 2017.
- [165] Q. Wang *et al.*, « Non-thermal plasma oxidation of Cu(II)-EDTA and simultaneous Cu(II) elimination by chemical precipitation », *J. Environ. Manage.*, vol. 248, n° 109237, p. 1-8, 2019.
- [166] H. Park et S. E. Kim, « Two-Step Plasma Treatment on Copper Surface for Low-Temperature Cu Thermo-Compression Bonding », *IEEE Trans. Components, Packag. Manuf. Technol.*, vol. 10, n° 2, p. 332-338, 2020.
- [167] Z. A. Ranarijaona, « Etudes des écrats d'équilibres thermiques dans les plasmas d'arc »,

- Thèse de l'Université Paul Sabatier, Toulouse, 2011.
- [168] R. Ramanantsoa, « Caractérisation expérimentale d'un plasma d'arc et de son interaction avec les électrodes », Thèse de l'Université Paul Sabatier, Toulouse, 2011.
- [169] H. Z. Randrianandrana, « Améliorations des méthodes de calcul du transfert radiatif dans des plasmas thermiques : application au SF6. », Thèse de l'Université Paul Sabatier Toulouse, 2011.
- [170] D. Randrianarivao, « Modélisation des écoulements dans un disjoncteur haute tension », Thèse de l'Université Paul Sabatier, Toulouse, 2012.
- [171] P. L. Ratovoson, « Caractérisation expérimentale d'un arc impulsif », Thèse de l'Université Paul Sabatier, Toulouse, 2015.
- [172] A. Solo Harry, « Étude théorique d'un plasma dans la phase de transition allumage / combustion d'un moteur à gaz », 2020.
- [173] H. R. Griem, « High-density corrections in plasma spectroscopy », *Phys. Rev.*, vol. 128, n° 3, p. 997-1003, 1962.
- [174] J. J. Lowke, « A relaxation method of calculating arc temperature profiles applied to discharges in sodium vapor », *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.*, vol. 9, n° 6, p. 839-854, 1969.
- [175] S. Rosseland, « Theoretical Astrophysics: Atomic Theory and the Analysis of Stellar Atmospheres and Envelopes », *Clarendon Press Oxford*, 1936.
- [176] M. Ozisik, *Radiative Transfer and Interactions with Conduction and Convection*, Wiley-Inte. New York, 1973.
- [177] C. Jan, « Etude du transfert radiatif dans des plasmas thermiques de mélange SF6-C2F4 : Application à la simulation de disjoncteurs haute tension », Thèse de l'Université Paul Sabatier, Toulouse, 2013.
- [178] G. Guilbert, « Étude des caractéristiques optiques de milieux poreux semi-transparents », Thèse de l'Université de Nancy, Nancy, 1985.
- [179] H. Q. NGuyen, « Modélisation et simulation du remplissage de moules verriers : « Prise en compte du transfert radiatif » », Thèse de l'Institut National Polytechnique de Lorraine, Nancy, 2009.
- [180] H. C. Hottel et E. S. Cohen, « Radiant heat exchange in a gas-filled enclosure: Allowance for nonuniformity of gas temperature », *AIChE J.*, vol. 4, n° 1, p. 3-14, 1958.
- [181] L. Tessé, F. Dupoirieux, B. Zamuner, et J. Taine, « Radiative transfer in real gases using reciprocal and forward Monte Carlo methods and a correlated-k approach », *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 45, n° 13, p. 2797-2814, 2002.
- [182] J. Jeans, « The equations of radiative transfer of energy », *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, vol. 78, n° 1, p. 28-36, 1917.
- [183] M. F. Modest, *Radiative heat transfer, 2nd edition*, Academic p. 2003.
- [184] S. Patankar, *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, McGRAW-HIL. New York: Hemisphere Publishing Corporation, 1980.

- [185] L. Trovalet, « Résolution numérique des transferts par rayonnement et conduction au sein d'un milieu semi-transparent pour une géométrie 3D de forme complexe », Thèse de l'Université Henri Poincaré, Nancy, 2011.
- [186] P. André, « Etude de la composition et des propriétés thermodynamiques des plasmas thermique à l'équilibre et hors d'équilibre thermodynamique », Thèse de l'Université Blaise-Pascal, Clermont-Ferrand, 1995.
- [187] 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, n° 3, p. 447-473, 2004.
- [188] X. Baumann, « Étude de la composition chimique et des propriétés thermodynamiques et radiatives d'un plasma de SF₆-C₂F₄ en condition de déséquilibre thermique. », Thèse de l'Université Paul Sabatier Toulouse, 2019.
- [189] P. Teulet, J. P. Sarrette, et A. M. Gomes, « Collisional-radiative modelling of one-and two-temperature air and air-sodium plasmas at atmospheric pressure with temperatures of 2000-12 000 K », *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.*, vol. 70, n° 2, p. 159-187, 2001.
- [190] V. Rat, A. B. Murphy, J. Aubreton, M. F. Elchinger, et P. Fauchais, « Treatment of non-equilibrium phenomena in thermal plasma flows », *J. Phys. D. Appl. Phys.*, vol. 41, n° 18/183001, p. 1-28, 2008.
- [191] A. Hleli, « Etude de la cinétique chimique et des propriétés radiatives d'un plasma d'arc dédié à la synthèse de nanoparticules de carbone », Thèse de l'Université Paul Sabatier, Toulouse, 2020.
- [192] P. Debye et E. Hückel, « De La Theorie Des Electrolytes. I. Abaissement Du Point De Congelation Et Phenomenes Associes. », *SpringerReference*, vol. 24, n° 9, p. 185-206, 1923.
- [193] « NIST ». <https://physics.nist.gov/>.
- [194] S. Okuda, Y. Ueda, Y. Murai, Y. Doi, et C. Uenosono, « Spectroscopic approach to the analysis of high current arcs in SF₆ », *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 8, n° 4, p. 395-399, 1980.
- [195] F. Cabannes et J. Chapelle, « Spectroscopic plasma diagnostic », *Reactions Under Plasma Conditions*, Venugopalan, John Wiley and Sons, vol. 3, n° 07, p.367-469, 1971.
- [196] P. Ranson, O. Vallée, et J. Chapelle, « Étude expérimentale de l'émission de bremsstrahlung électron atome dans un jet de plasma d'argon », *Rev. Phys. Appliquée, Société française Phys.*, vol. 12, n° 12, p. 1829-1834, 1977.
- [197] M. Gongassian, « Etude théorique du rayonnement émis par un plasma d'hexafluorure de soufre », Thèse de l'Université Paul Sabatier, Toulouse, 1986.
- [198] J.-M. Lévy-Leblond, « Answer to Question #62. When did the indeterminacy principle become the uncertainty principle? », *Am. J. Phys.*, vol. 66, n° 4, p. 279-280, 1998.
- [199] P. M. Schuster, *Moving the Stars. Christian Doppler, His Life, His Works and Principle, and the World After*. Living Edition Publishers, Austria, UK, USA, 2005.
- [200] H. Griem, *Spectral Line Broadening by Plasmas*. Academic Press, New York, London, 1974.

- [201] B. H. Armstrong, « Spectrum line profiles: The Voigt uncton », *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.*, vol. 7, n° 1, p. 61-88, 1967.
- [202] S. S. Penner, *Quantitative molecular spectroscopy and gas emissivities*. Reading, Mass., Addison-Wesley Pub. Co, Boston, USA, 1959.
- [203] G. R. Cook et P. H. Metzger, « Photoionization and Absorption Cross Sections of H2 and D2 in the Vacuum Ultraviolet Region », *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 54, n° 8, p. 968-972, 1964.
- [204] H. Z. Randrianandraina, Y. Cressault, et A. Gleizes, « Improvements of radiative transfer calculation for SF6 thermal plasmas », *J. Phys. D. Appl. Phys.*, vol. 44, n° 19, p. 1-24, 2011.
- [205] Y. Naghizadeh-Kashani, Y. Cressault, et A. Gleizes, « Net emission coefficient of air thermal plasmas », *J. Phys. D. Appl. Phys.*, vol. 35, n° 22, p. 2925-2934, 2002.
- [206] R. Hannachi, Y. Cressault, et A. Gleizes, « Propriétés radiatives d'un plasma de vapeur d'eau créé par impact laser. », in *Congrès Français de Thermique, SFT 2006*, Ile de Ré, 2006.
- [207] R. W. Liebermann et J. J. Lowke, « Radiation emission coefficients for sulfur hexafluoride arc plasmas », *Pergamon Press. Gt. Britain*, vol. 16, n° 2, p. 253-264, 1976.
- [208] A. Erraki, Y. Naghizadeh-Kashani, Y. Cressault, et A. Gleizes, « Determination of radiative transfer in thermal plasmas: application to various gases or mixtures of gas and vapor (Air, Al, and Ar-Fe) », *XIVth Int. Symp. Plasma Chem.*, vol. 1, p. 337-342, 1999.
- [209] Y. Cressault *et al.*, « Calculation of radiative properties for thermal plasmas: state of art and outlooks », *IDCOMPU, Xian, Chine*, 2019.
- [210] J. J. Lowke, « Predictions of arc temperature profiles using approximate emission coefficients for radiation losses », *Pergamon Press. Gt. Britain*, vol. 14, p. 111-122, 1974.
- [211] Y. Cressault et A. Gleizes, « Mean absorption coefficient for CO2 thermal plasmas », *High Temp. Mater. Process.*, vol. 10, n° 1, p. 47-54, 2006.
- [212] C. Jan, Y. Cressault, A. Gleizes, et K. Bousoltane, « Calculation of radiative properties of SF6-C2F4 thermal plasmas - Application to radiative transfer in high-voltage circuit breakers modelling », *J. Phys. D. Appl. Phys.*, vol. 47, n° 015204, p. 1-14, 2014.
- [213] S. Kozu, T. Fujino, T. Yoshino, et T. Mori, « Radiative transfer calculation of CO2 thermal plasma using a hybrid Planck-Rosseland mean absorption coefficient », in *Proceedings of 22nd International Conference on Gas Discharges and Their Applications*, Novi Sad - Serbie, 2018, p. 127-130.
- [214] R. Hannachi, Y. Cressault, D. Salem, P. Teulet, L. Béji, et Z. Ben Lakhdar, « Mean absorption coefficient of H2O-air-MgCl2/ CaCl2/NaCl thermal plasmas », *J. Phys. D. Appl. Phys.*, vol. 45, n° 485206, p. 1-10, 2012.
- [215] E. M. Raveloharinjaka, Y. Cressault, H. Z. Randrianandraina, et M. Rakotomalala, « Mean Absorption Coefficient of Air-Copper thermal Plasma », in *Proceedings of the PlasmaTech/SICT 2021 International Joint Conference*, Paris, 2021.
- [216] P. Clavin, P. Fauchais, et N. Manson, « Détermination de la température dans un jet de

plasma d'azote », *Le J. Phys. Colloq.*, vol. 29, n° C3, p. 35-39, 1968.

- [217] JIRAMA et ADER, « Cartographie dynamique des centrales hydroélectriques et thermiques recensées par la JIRAMA ». <http://www.energie.mg/electricite/centrales-eletriques-tab/jirama.html#hydroelectrique> (consulté le mars 01, 2020).