Université de Toulouse

THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par :
Université Toulouse III Paul Sabatier (UT3 Paul Sabatier)

Discipline ou spécialité :

Ingénierie des Plasmas

Présentée et soutenue par :
Loïc Deva HERMETTE

le : mercredi 25 novembre 2015

Titre :

Étude de l'impact des vapeurs métalliques et organiques sur les propriétés d'un arc de disjoncteur haute-tension

---

Ecole doctorale :
Génie Electrique, Electronique et Télécommunications (GEET)

Unité de recherche :
LAPLACE, UMR 5213

Directeur(s) de Thèse :

Yann CRESSAULT, Maître de Conférences, Université Paul Sabatier, Toulouse

Rapporteurs :
Pascal ANDRE, Professeur, Université Blaise Pascal, Clermont Ferrand
Laurent FULCHERI, Professeur, MINES ParisTech Sophia Antipolis / PERSEE

Membre(s) du jury :

Olivier EICHWALD, Professeur, Université Paul Sabatier, Toulouse
Dunpin HONG, Professeur, Université d'Orléans, Orléans

À mes parents,
À mon frère,
À ma famille,
À Angélique,

Ti lamp, ti lamp na arrivé

Remerciements

Ce travail est l'aboutissement de trois ans de travail au sein de l'équipe « Arc Électrique et Procédé Plasma Thermique » du Laboratoire Plasma et Conversion d'Énergie de Toulouse et de l'entreprise Siemens SAS. Cette thèse n'aurait sans doute pas été possible sans la participation et le soutien d'un grand nombre de personnes que je tiens à remercier ici.

Je tiens d'abord à exprimer toute ma reconnaissance à Monsieur Yann Cressault, sans qui cette étude et surtout ce manuscrit n'auraient pu voir le jour. Je lui témoigne toute ma reconnaissance pour la confiance et de la grande liberté qu'il a su m'accorder au cours de ces trois années de thèse, mais aussi au cours de mon stage de M2. Malgré un emploi du temps digne d'un ministre, il a su répondre présent aux étapes clés de ce long périple.

Je tiens à exprimer aussi l'expression de ma profonde gratitude à Monsieur Alain Gleizes et Monsieur Philippe Teulet, qui ont suivis mes travaux d'un œil bienveillant et qui ont su rendre ces années de thèse inoubliable grâce à leur bonne humeur et leurs conseils avisés.

J'adresse tous mes remerciements et ma gratitude à Monsieur Pascal André, Professeur à l'Université Blaise Pascal, et à Monsieur Laurent Fulcheri, professeur aux MINES ParisTech Sophia Antipolis (mais aussi ami de conférences), pour avoir accepté d'être les rapporteurs de mes travaux, et d'avoir examiné avec soin mon manuscrit.

Je remercie Monsieur Olivier EICHWALD, professeur à l'Université Paul Sabatier, pour avoir accepté de présider le jury de cette soutenance et Monsieur Dunpin HONG, Professeur à l'Université d'Orléans, pour avoir pris part à cette aventure. Un grand merci également à Monsieur Éric Durhône, Responsable Modélisation chez Siemens SAS Grenoble, pour avoir accepté au pied levé d'être un invité du jury et pour son accueil au sein de Siemens Grenoble.

Mes remerciements vont également aux membres de l'équipe AEPPT : Messieurs M. RAZAFINIMANANA, J.J. GONZALEZ, P. FRETON, M. MASQUERE, F. VALENSI et P. FORT, pour m'avoir conseillé et aidé à chaque sollicitation. J'ai pu découvrir grâce à eux que la recherche pouvait être amusante et passionnante, surtout quand on visite Madagascar.

Je remercie chaleureusement mes compagnons de route qui ont partagé avec moi cette expérience. Tout d'abord je voudrais saluer le courage de ceux qui m'ont accompagné pendant ces 3 ans au sein du laboratoire : Jone Bones John, Tommy le briseur de glaçon et le meilleur docteur du monde, le tyran Jan, Dannet matavy, Hadi, Raja, Pascal et Ravo les survivants malgaches, Marine et Nico (mais je vous aime bien quand même), Romain et Nina (M et Mme Baude) plus le meilleur bébé du monde (Sasha), Malyk Monsieur voiture, Jean le breton nantais, Djamel, Maman Karina, Gaëtan et son fabuleux pc, Marc,

Estelle persévérante à tout prix, Thibault et sa connaissance illimitée (;)), les chinois : Song, Fei, Linlin, et les petit nouveaux : Zoé, Maëva, Gabriel, Xavier, ….. La liste est longue et si j'oublie quelques personnes veuillez m'en excuser. J'adresse aussi mes remerciements à toute l'équipe grenobloise de Siemens SAS: Teddy, Riadh, Laetitia, Nesnes, Vincent et sa bonne humeur, Marc ni vu ni connu je t'embobine, Jeremy, Raymond de son vrai nom Jérôme, Niston, Rosette, Florine, Fabrice, Djomice, Romain, Pascal², Fabien, Benoît, Aurélie, Gérard², … Je tenais aussi à remercier personnellement Karim Bousoltane qui a su être durant ces trois années un « chef » exemplaire et une personne avec de très grandes qualités humaines, sans toi cette thèse n'aurait pas était la même, merci pour tout « chef ».

Au-delà de la thèse et de la science, il y a les bons moments et pour cette raison je souhaite faire un clin d'œil aux personnes qui m'ont aidé à garder la tête hors de l'eau. De Movida (David, Gianni, Christelle, Laetitia et Valérie) au Boxing-Factory (Erwan, Deva, Henry, Frank, Igor, Vincent, Badre, …) en passant par le Honbu-Dojo mais aussi Fight and Fitness (G.G) je tenais à vous remercier les gens pour ces moments de détente autours du sport. Après le sport, le réconfort : Lulu, Alex, Malika, Naema, la Team ICT et Lucas je tenais à vous remercier pour ces bons moments.

Enfin je garde le meilleur pour la fin, tout d'abord on est rien sans une famille pour cela je tenais à exprimer toute mon affection à mes parents Lucie et Elien, mon frère Thomas et ma famille (trop nombreux pour tous les citer), mes amis de l'île (Laurent, Seb, Val, Grego …), mais aussi à ceux qui m'ont accueilli ici Kawel, Hone, les petits Ramin, Manu, Vincent, Cindy, la famille VMK et la famille Delmas-Barbaria. Mes derniers mots vont à toi Angélique et à notre petite « Ninja » (le meilleur nom de chat de tous les temps), vous êtes à la fin mais vous prenez une place importante pour moi, merci pour tout.

AUTEUR : Loïc HERMETTE

TITRE : Études de l'impact des vapeurs métalliques et organiques sur les propriétés radiatives d'un arc de disjoncteur haute-tension

DIRECTEURS DE THESE : Yann CRESSAULT

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

Résumé

Les disjoncteurs haute-tension sont des dispositifs permettant d'établir, supporter et couper le courant, dans le but de protéger les installations du réseau électrique. L'efficacité de la coupure du courant s'obtient par l'ouverture des contacts du disjoncteur et par la création d'un arc électrique entre ces derniers afin de dissiper l'énergie stockée par le dispositif. Le plasma ainsi créé est partiellement constitué de vapeurs métalliques et organiques respectivement issues de l'érosion des contacts (Cu ou W dans notre cas) et de l'ablation des parois (PTFE). Une fois l'arc établi, un gaz froid (généralement du SF_6) vient souffler l'arc pour le refroidir et faciliter son extinction. Durant ce processus de refroidissement, le plasma vient éroder des parois (buses à base de téflon, monomère de base C_2F_4) dont la géométrie augmente l'efficacité du soufflage. Nous sommes alors en présence d'un plasma thermique SF_6-C_2F_4-Cu (ou SF_6-C_2F_4-W) caractérisé par sa composition, sa température et sa pression. Pour caractériser ces transferts d'énergie dans le milieu ou de l'arc vers les matériaux (effets thermiques plutôt que chimiques), nous avons alors recours à la modélisation afin de réduire les essais expérimentaux qui s'avèrent très coûteux. Pour mieux maîtriser ces échanges et optimiser ces dispositifs, il est donc primordial de bien connaître les propriétés chimiques, radiatives, thermodynamiques et de transport du gaz qui varient rapidement avec la pression, la température et la nature (composition) du milieu. Cette thèse porte sur l'étude des propriétés radiatives et des propriétés transport d'un plasma de SF_6 contaminé par des vapeurs organiques (C_2F_4) et métalliques (Cu ou W), dans le but d'améliorer les modèles numériques par la prise en considération de ces vapeurs dans le milieu. Actuellement, l'implémentation de telles données (pour des mélanges ternaires) dans les modèles s'avère très difficile et conduit à des temps de calcul extrêmement long. Afin de réduire ces temps de calcul nous avons réalisé une étude sur les lois de mélange, dans le but de reconstituer les propriétés radiatives et de transport pour tout type de mélanges ternaires SF_6-C_2F_4-Cu et SF_6-C_2F_4-W.

AUTHOR: Loïc HERMETTE

TITLE: Study of the influence of organics and metallic vapours in High Voltage Circuit Breakers thermal plasma.

THESIS DIRECTORS: Yann CRESSAULT

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

Summary:

The High Voltage Circuit Breaker (HVCB) represents one of the most important and complex components in the energy transmission, it must be there to isolate faulted section of a network, interrupt fault and abnormal currents: due to non-linear loads (for example arc furnace) or other load variation. Nowadays, to reduce the cost of HVCB development, the numerical model based on physical considerations is used for designing circuit-breakers. However, whatever the operating conditions, the arc does not establish in pure SF_6, which is currently the dielectric gas used in the HVCB. In fact, during the interrupting phase the electrical arc is established between metallic electrodes (Cu) and quenched inside a nozzle composed by PTFE (C_2F_4), this electrical arc is an energetic environment which ablates the PTFE issue from wall and erodes copper issue from electrode. How it has been reported by several authors, the presence of organic and/or metallic vapours in the plasma modifies the properties of this one. Recent works have proved the impact of the PTFE vapour on the rise of pressure and the arc blown. Furthermore, the presence of metallic vapours has an important impact on the electrical conductivity and radiation emission. The calculation of the electrical arc properties composed by SF_6-C_2F_4-Cu and SF_6-C_2F_4-W has been performed for pressures up to 250 bars, temperatures between 300K and 30 000K and various mass concentrations with the assumption of Local Thermodynamic Equilibrium (LTE). The first part of this thesis give a presentation of the High-Voltage Circuit Breaker. The second part of this thesis is devoted to the calculation of the total atomic and molecular radiation. The third part is dedicated to the calculations of the transport, which have been calculated according to the Chapman-Enskog theory with the following approximations: third for electrical conductivity and for electron translational thermal conductivity, second for heavy species translational thermal conductivity, and first for reactional thermal and viscosity. Finally, we focus on the elaboration of mixing for our ternary mixture. Currently, calculating the plasma properties at each time and for all composition, pressure and temperature in a numerical model necessitate consequential calculation time. For these reasons, we have studied different mixing rules for the mixture SF_6-C_2F_4-Cu and SF_6-C_2F_4-W.

INTRODUCTION **1**

CHAPITRE I. DU DISJONCTEUR HAUTE-TENSION A L'ARC ELECTRIQUE **7**

I. INTRODUCTION 7
II. GENERALITE SUR LE DISJONCTEUR HAUTE TENSION 7
II.1. Les réseaux électriques *7*
II.2. Le disjoncteur haute-tension *8*
II.2.i. Le disjoncteur à huile 9
II.2.ii. Le disjoncteur à air comprimé 10
II.2.iii. Le disjoncteur à vide 10
II.2.iv. Les disjoncteurs au SF_6 11
II.3. Le fonctionnement des DHT au SF_6 ..... *11*
II.4. Modélisation ou essais réels *13*
III. LES PLASMAS THERMIQUES 14
III.1. Généralités sur les plasmas thermiques *15*
III.1.i. Equilibre thermodynamique complet 15
III.1.ii. Équilibre Thermodynamique Local (ETL) 16
III.1.iii. Les fonctions de partition 17
III.2. Propriétés thermodynamiques *18*
III.2.i. La densité de masse 18
III.2.ii. Densité de particules par kg 18
III.2.iii. Chaleur spécifique à pression constant 18
III.3. Base du rayonnement thermique *18*
III.3.i. Le corps noir et la loi de Planck 19
III.3.ii. 1ère loi de Wien 20
III.3.iii. 2ème loi de Wien 20
III.3.iv. Loi de Stefan – Boltzmann 20
III.3.v. Équation du transfert radiatif 20

CHAPITRE II. CALCUL DU SPECTRE D'EMISSION ET COEFFICIENT D'ÉMISSION NETTE **23**

I. INTRODUCTION 23
II. PROCESSUS D'EMISSION DU CONTINUUM 24
II.1. La recombinaison radiative *24*
II.2. L'attachement radiatif *26*
II.3. Rayonnement de freinage électron-ion *26*
II.4. Rayonnement de freinage électron-atome neutre *28*
II.5. Processus de rayonnement du continuum moléculaire *28*
II.6. Contribution des phénomènes sur le continuum des gaz purs *29*
III. PROCESSUS D'EMISSION DU RAYONNEMENT DES RAIES ET PHENOMENES D'ELARGISSEMENT 33
III.1. Élargissement naturel *34*
III.2. Elargissement Doppler *34*
III.3. Elargissement de pression *35*
III.3.i. Elargissement de Van der Waals 36
III.3.ii. Elargissement de résonance 37
III.3.iii. Elargissement Stark 38
1) Effet Stark quadratique 38
2) Correction de Griem : interaction avec les ions 39
3) Effet Stark quadrupolaire 39
III.4. Profil de Voigt *40*
IV. DESCRIPTION DU SPECTRE D'ABSORPTION 41
IV.1. La méthode du facteur de fuite. *41*
IV.2. La description fine du spectre d'absorption *42*
V. LE COEFFICIENT D'ÉMISSION NETTE 44
V.1. Méthode de calcul du Coefficient d'Émission Nette *45*
V.1.i. Emission nette du continuum 45
V.1.ii. Emission nette des raies 46
V.2. Impact de la méthode de traitement des raies sur le Coefficient d'Émission Nette *46*

V.3. Influence des vapeurs organiques ... *50*
V.4. Influence des vapeurs métalliques ... *51*

CHAPITRE III. CALCUL DES COEFFICIENTS DE TRANSPORT ... 55

I. INTRODUCTION ... 55
II. METHODE DE CHAPMAN-ENSKOG ... 56
III. LES INTEGRALES DE COLLISION ... 57
III.1. Les intégrales de collision effectives ... *57*
III.2. Relation de récurrence ... *58*
III.3. Les intégrales « sphères rigides » ... *58*
III.4. Les potentiels d'interaction ... *58*
III.4.i. Les interactions neutre-neutre ... 58
1) Méthode du potentiel de Lennard-Jones ... 59
III.4.ii. Les interactions électron-neutre ... 59
III.4.iii. Les interactions ion-neutre ... 61
1) Les collisions élastiques ... 62
2) Le transfert de charge ... 62
III.4.iv. Les interactions chargé-chargé ... 63
III.5. Les intégrales de collision du mélange SF_6-Cu ... *64*
III.5.i. Potentiel d'interaction neutre-neutre ... 64
IV. METHODE DE CALCUL DES COEFFICIENTS DE TRANSPORT ... 65
IV.1. La conductivité électrique ... *65*
IV.2. La conductivité thermique ... *66*
IV.2.i. La conductivité thermique de translation ... 67
1) La Conductivité thermique de translation des électrons ... 67
2) La conductivité thermique de translation des particules lourdes ... 67
IV.2.ii. La conductivité thermique interne ... 68
IV.2.iii. La conductivité thermique de réaction ... 69
IV.3. La viscosité ... *70*
V. INFLUENCE DES VAPEURS ORGANIQUES ET METALLIQUES SUR LES COEFFICIENTS DE TRANSPORT ... 71
V.1. La conductivité électrique ... *71*
V.2. La conductivité thermique ... *74*
V.3. La viscosité ... *78*

CHAPITRE IV. ETUDE DES LOIS DE MELANGE ... 83

I. INTRODUCTION ... 83
II. LES LOIS DE MELANGE ... 84
II.1. Proportion massique ou proportion volumique ... *84*
II.2. Lois de mélange simples ... *84*
II.3. Loi de Wilke ... *85*
II.4. Lois de mélanges issues des travaux de « Weissman -Vanderslice - Yun - Masson » ... *86*
II.5. Loi de mélange spécifique à la conductivité électrique ... *87*
II.6. Loi de mélange spécifique aux cas SF_6-C_2F_4-Cu ... *88*
II.6.i. Loi massique ternaire « 99% SF_6-1% Cu » ... 88
II.6.ii. Loi massique binaire « SF_6-Cu »-C_2F_4 ... 88
III. LA CONDUCTIVITE ELECTRIQUE ... 88
III.1. SF_6-C_2F_4-Cu ... *88*
III.2. SF_6-C_2F_4-W ... *97*
IV. LA CONDUCTIVITE THERMIQUE ... 104
IV.1. SF_6-C_2F_4-Cu ... *104*
IV.2. SF_6-C_2F_4-W ... *113*
V. VISCOSITE ... 120
V.1. SF_6-C_2F_4-Cu ... *120*
V.2. SF_6-C_2F_4-W ... *125*
VI. LE COEFFICIENT D'ÉMISSION NETTE ... 130
VI.1. SF_6-C_2F_4-Cu ... *130*
VI.2. SF_6-C_2F_4-W ... *137*
VII. CONCLUSION ... 144

CONCLUSION **149**

RÉFÉRENCES **153**

ANNEXE **163**

I. ECART TYPE ENTRE LES LOIS DE MELANGE ET LE CALCUL EXACT A 32 BAR POUR UN PLASMA DE SF_6-C_2F_4-CU 163
II. ECART TYPE ENTRE LES LOIS DE MELANGE ET LE CALCUL EXACT A 32 BAR POUR UN PLASMA DE SF_6-C_2F_4-W 169

Introduction

Ce travail porte sur l'étude de l'arc électrique se formant dans les disjoncteurs haute-tension lors de la phase de coupure, l'objectif principal est de créer une base de données des propriétés de l'arc électrique utilisable ensuite dans un modèle numérique. Dans le cas de la société Siemens SAS, cette banque sera utilisée dans modèle numérique « maison » dédié au développement et à l'optimisation d'un disjoncteur haute-tension.

L'arc électrique est un constituant important dans de nombreux domaines d'applications, parmi lesquelles nous pouvons citer la soudure, les fours métallurgiques ou le traitement de déchet. Même si, dans beaucoup d'applications cet arc est voulu, dans le cas des disjoncteurs haute-tension, il est d'abord voulu puis il faut le faire disparaître. En effet, lorsqu'un défaut apparait sur le réseau électrique haute-tension, le disjoncteur qui se trouve en amont du défaut va s'ouvrir afin d'empêcher la propagation du défaut. Cette ouverture est caractérisée par la formation d'un arc électrique dans une chambre de coupure entre deux électrodes. La formation de cet arc est problématique, car celui-ci est conducteur et le disjoncteur, qui est un dispositif de sécurité, doit empêcher le courant de continuer à circuler après la détection d'un défaut. Depuis le début des années 1900, les fabricants jouent d'ingéniosité pour éteindre l'arc formé lors de la phase de coupure. Les premiers dispositifs imaginés consister à séparer deux contacts métalliques dans un grand volume d'huile. De nos jours l'extinction de l'arc est basée sur un soufflage violent de cet arc et un recouvrement rapide des propriétés diélectriques du milieu lorsque le courant passe naturellement par zéro. Ce principe de fonctionnement existe depuis les années 70, et pour réaliser ce type de coupure, les fabricants ont recours au SF_6. L'intérêt du SF_6 est multiple:

- c'est un gaz qui possède une température de liquéfaction suffisamment basse à une pression de quelques bars pour être utilisé lorsque les températures sont faibles, homologué jusqu'à -50°C.
- c'est un gaz très électronégatif (il capte beaucoup d'électron), donc un bon isolant à température ambiante.
- c'est un gaz avec une bonne conductivité thermique à basse température.

Cependant ce gaz possède un défaut majeur, il possède un fort pouvoir de réchauffement climatique. Pour cette raison, de nombreux industriels réalisent des recherches sur un gaz de remplacement au SF_6. Actuellement les dispositifs utilisant un gaz de remplaçant à très fort courant ne sont qu'au stade de prototype, parmi les gaz prometteur nous retrouvons le CF_3I [CCHT11] ou le G^3 [Alst15] d'Alstom Grid. Cependant, en 2015, les appareils au SF_6 restent les leaders incontestés dans le domaine de la haute-tension.

Notre étude s'inscrit dans la cadre d'un projet de développement de disjoncteur haute-tension initié par l'entreprise Siemens SAS en collaboration avec l'équipe Arc Electrique et Procédé Plasma Thermique (AEPPT). Depuis quelques années Siemens et le groupe AEPPT travaillent conjointement sur plusieurs travaux de recherche autours des arcs électriques. Un des points essentiels dans l'étude des disjoncteurs haute-tension est la coupure de l'arc qui se caractérise dans un disjoncteur au SF_6 par le soufflage d'un arc formé entre des électrodes. Dans le but d'optimiser les performances et de maîtriser les coûts de fabrication des disjoncteurs, les fabricants ont de plus en plus recours au dimensionnement et à la compréhension des phénomènes physiques existants notamment par le développement de modèles numériques. La modélisation leurs permet de mieux comprendre l'impact des changements de géométrie, de gaz, de tension, de courant, de matériaux… sur le comportement du disjoncteur haute-tension. Durant ces dernières années, de nombreux travaux de modélisation [BiBS11] ont permis d'expliquer le phénomène d'auto-soufflage de l'arc. Cet auto-soufflage a été utilisé depuis les années 80 par les concepteurs de disjoncteur haute-tension. Son principe réside dans une forte augmentation de la pression dans le volume d'auto-expansion due à un effet de « bouchon » créé par l'ablation des parois en téflon. La surpression créée va ensuite venir souffler violement l'arc et créer de la turbulence lors du passage du courant par zéro, ce qui aura pour effet de refroidir le milieu et lui rendre ses propriétés diélectriques. Cependant d'autres phénomènes physiques tels que l'impact des vapeurs métalliques, l'érosion des électrodes, la formation de dépôt, les pertes de pouvoir de coupure, le comportement proche du zéro de courant … nécessitent encore d'être étudiés dans le but de mieux les comprendre. Cette compréhension requiert le développement de modèles numériques plus complexes. Les premiers travaux [GFRR12] de l'équipe sur cette thématique ont permis d'élaborer un modèle numérique de disjoncteur haute-tension, ce modèle permet de prendre en compte l'évaporation des parois en téflon et permet une meilleure prise en compte des phénomènes radiatifs dans la simulation. Les seconds travaux [JCGB14] ont permis de mettre en place une description fine du spectre d'absorption d'un plasma de SF_6-C_2F_4, mettant en évidence l'influence du continuum sur l'absorption dans les zones froides et le rôle d'un découpage précis du spectre d'absorption dans le calcul du coefficient moyen d'absorption.

Nos travaux font aujourd'hui suite aux travaux antérieurs, notre objectif étant la mise en place d'une base de donnée de propriétés de transport et de propriétés radiatives pour un plasma de SF_6 contaminé par de vapeurs de téflon issues de l'ablation des parois et de vapeurs de cuivre ou de tungstène issues de l'érosion des contacts. L'étude de l'impact des vapeurs sur les propriétés de l'arc permettra aux modélisations de mieux définir les profils de température, mais aussi la capacité d'interruption des disjoncteurs. Une autre problématique est apparue avec le développement des modèles numériques : le besoin de grandes capacités de calculs et de stockage pour réduire les temps de simulation, et c'est également sur cette problématique que porte ce travail thèse. Une

grande partie de nos travaux traitent des lois de mélange, car l'élaboration d'une base de données pour deux mélanges ternaires SF_6-C_2F_4-Cu et SF_6-C_2F_4-W en fonction des proportions, de la température et de la pression, constitue une quantité non exhaustive de données à élaborer et à charger dans le modèle numérique. L'utilisation des lois de mélange permettent aussi aux modélisateurs en charge du développement des disjoncteurs haute-tension d'augmenter leurs nombres d'essais numériques et de réduire leurs temps de calcul, tout en ayant des résultats suffisamment proches de la réalité pour réaliser des prototypes. Dans la littérature, quelques auteurs traitent des mélanges binaires SF_6-Cu ou SF_6-C_2F_4 mais actuellement aucune publication ne traite du mélange ternaire SF_6-C_2F_4-Cu ou SF_6-C_2F_4-W. De même il existe beaucoup de travaux sur l'étude des lois de mélange pour des mélanges binaires mais peu à notre connaissance sur les mélanges ternaires [RCGH08].

Cette thèse se présente sous la forme de quatre chapitres regroupant deux aspects : la mise en place d'une méthode de calcul des données de base et la simplification de la base de données.

Le *premier chapitre* présente les disjoncteurs haute-tension et rappelle quelques propriétés générales des plasmas thermiques. Nous retraçons l'historique des disjoncteurs haute-tension, de leur création à l'invention du disjoncteur à auto-soufflage. À la suite de cet historique, nous décrivons le fonctionnement des disjoncteurs modernes et les mécanismes responsables de l'ablation des parois et de l'érosion des contacts. Ceci nous permet d'établir un lien entre un disjoncteur haute-tension et le sujet de cette thèse. Nous terminons ce premier chapitre par l'introduction de quelques propriétés des plasmas thermiques nécessaires aux calculs des propriétés de transport et radiatives.

Le *chapitre II* est dédié à l'étude des propriétés radiatives. Nous commençons par une description des phénomènes physiques responsables de l'émission et de l'absorption dans les plasmas thermiques. Ces phénomènes sont ensuite scindés en deux parties : la première traite des phénomènes continus d'émission tandis que la seconde traite des phénomènes discrets (raies et leurs élargissements). Le traitement des raies est abordé selon deux méthodes : celle du facteur de fuite décrit par Lowke [Lowk74] et celle qui consiste à décrire finement le spectre d'absorption dite « line by line », comme ce fut le cas dans la thèse à Randrianandraina [RaCG11] et Jan [Jan13]. Nous terminons le *chapitre II* par le calcul du coefficient d'émission nette, c'est à dire la puissance émise par le plasma corrigée de l'autoabsorption du rayonnement dans le plasma lui-même (divergence du flux radiatif). Le calcul pratique de ce coefficient est effectué pour un milieu homogène et isotherme. Le coefficient d'émission nette a été choisi pour mettre en évidence l'impact des vapeurs métalliques et organiques sur les propriétés radiatives d'un arc de disjoncteur haute-tension.

La détermination des propriétés de transport fait l'objet du *chapitre III*. Le début du chapitre est consacré à une succincte présentation de la méthode de Chapman-

Enskog [Kuma67] utilisée pour le calcul des coefficients de transport. Cette méthode nécessitant le calcul des intégrales de collision qui sont elles-mêmes fonction des potentiels d'interaction entre particules, nous présentons brièvement les relations utiles au calcul des intégrales de collision en fonction des différentes interactions. Par la suite nous abordons le calcul des coefficients de transport via ces intégrales de collisions. Nous terminons par une étude de l'impact des vapeurs organiques et métalliques sur les différents coefficients de transport, nous réalisons une étude critique afin de mettre en évidence les différents mécanismes qui modifient les propriétés de transport d'un plasma de SF_6 - C_2F_4 - Cu/W.

Enfin, le chapitre IV aborde la problématique des lois de mélange. Nous rappelons dans un premier temps leur utilité dans la modélisation d'un DHT. Puis nous recensons les différents lois de mélange [GlCT10] disponibles dans la littérature et présentons de nouvelles lois établies et testées dans le cas d'un mélange ternaire SF_6-C_2F_4-Cu et SF_6-C_2F_4-W. Leur comparaison avec les résultats obtenus par un calcul « exact » permet, in fine, d'isoler les lois qui permettent d'obtenir les meilleurs résultats en fonction de la propriété étudiée (coefficient d'émission nette, viscosité, conductivité thermique et électrique), du mélange, de la température et de la pression. Cette étude approfondie a permis de mettre en relief les défauts et les atouts des différentes lois de mélange pour notre application.

Chapitre I. Du disjoncteur haute-tension à l'arc électrique

I. Introduction

Cette thèse fait l'objet d'une étude sur les propriétés radiatives et les coefficients de transport d'un plasma thermique établi lors de la phase de coupure d'un Disjoncteur Haute-Tension (DHT). L'objectif de ce chapitre est d'introduire les notions utiles à la compréhension des phénomènes de coupure intrinsèques aux DHT et de montrer l'interaction qui existe entre les DHT et les arcs électriques. Nous commencerons par situer le disjoncteur dans notre quotidien, ses évolutions au fil du temps ainsi que le fonctionnement des appareillages modernes. Puis, après avoir expliqué les phénomènes conduisant à la création d'un arc dans les DHT, nous introduirons les notions de bases utiles au calcul des propriétés de transport et radiatives d'un plasma d'arc.

II. Généralité sur le Disjoncteur Haute Tension

II.1. Les réseaux électriques

Les réseaux électriques peuvent être assimilés aux artères du corps humain, dont l'objectif est de transporter l'oxygène dans l'organisme. Dans le cas des réseaux électrique, c'est n'est pas de l'oxygène qu'on véhicule mais de l'électricité. Pour transporter cette énergie du lieu de production (centrale hydroélectrique, éolienne, parc photovoltaïque, centrale nucléaire…) aux installations de consommation, il faut passer par un réseau de transport composé de lignes aériennes, lignes sous-terraines, transformateurs, jeux de barres… Ce réseau maillé constitue une gigantesque toile d'araignée interconnectée, composée de beaucoup d'éléments interconnectés. D'après RTE en 2014 [Rte15] le réseau électrique français était constitué de :

- 769 494 postes de transformation HTA/BT
- 325 234 sites de production raccordés au réseau
- 2 247 postes sources ERDF
- 35 millions de clients desservis (particuliers et professionnels confondus)

Pour des raisons techniques et économiques, ces réseaux sont exploités à des niveaux de tension différents. La norme *NF C 18-510* se charge de classifier ces différents domaines de tension afin d'exploiter au mieux les réseaux, mais aussi permettre une classification des différents appareillages utilisés:

		courant alternatif	courant continu
Très Basse Tension	TBT	U<50V	V_c<120V
Basse Tension	BT	50 V < U <= 1 000V	120 V < V_c <= 1 500V
Haute Tension	HTA	1 000 V < U <= 50 000V	1 500 V < V_c <= 75 000V
Haute Tension	HTB	U > 50 000V	V_c > 75 000V

Tableau 1 : classification des niveaux de tension norme NF C 18-510

En plus des différents éléments mentionnés plus haut, à l'intérieur de ce maillage se trouve des postes électriques pour chaque nœud de maillage ou au niveau d'arborescence de conducteurs dont le rôle est d'assurer l'adaptation en tension. RTE présente sur son site une figure simplificatrice du réseau électrique qui nous permet de mieux appréhender/comprendre la complexité de ce réseau.

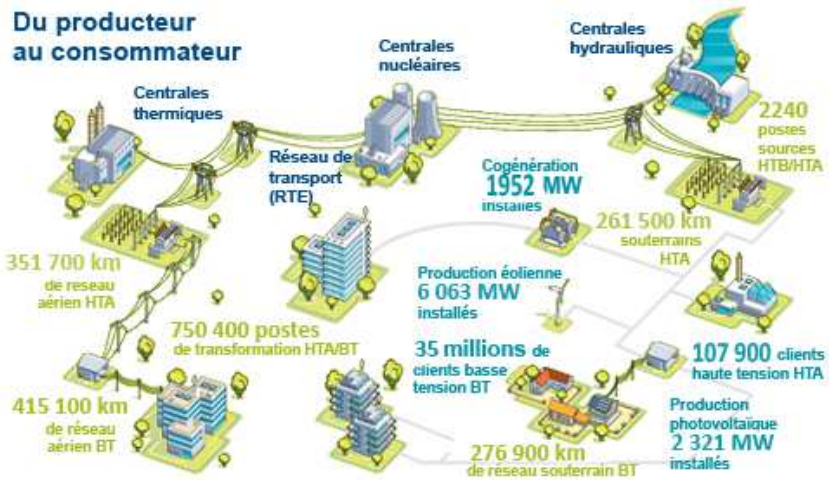


Figure 1 : schéma de description du réseau électrique par RTE [Rte15]

C'est dans cette architecture complexe que prend place le disjoncteur haute-tension.

II.2. Le disjoncteur haute-tension

Le DHT est un appareillage clé dans la sécurisation du réseau électrique. Son rôle est de protéger le réseau contre les différentes agressions qu'il peut subir (foudroiement, rupture de ligne, surcharge…). Dans la plus grande partie de sa vie, le DHT est en position fermée laissant passer le courant électrique (rôle de conducteur) tout en étant prêt à interrompre le courant en cas de défaut détecté. Son objectif est d'isoler et de protéger les dispositifs parfois couteux et sensibles aux perturbations électriques importantes, mais aussi les personnes contre un défaut survenu en amont. Le DHT permet d'assurer la protection de ces appareillages et de faire des économies non

négligeables. Dispositif majeur des réseaux électriques actuels, les disjoncteurs sont des appareillages qui existent depuis le début du 20ème siècle. En effet, en 1907, J.N. Kelman déposa un brevet sur des travaux portant sur deux contacts dans une cuve d'huile [Kelm07]. L'invention des DHT récents, c'est-à-dire au SF6, remonte à 1957 avec le brevet de T.E. Browne [Brow57].

Il n'existe pas à l'heure actuelle un seul et unique format de DHT. Selon la gamme de puissance et l'emplacement, assignés au disjoncteur, les fabricants proposent différentes types d'enveloppes. Nous avons ainsi deux grandes catégories :

- le matériel non protégé ou conventionnel (Air Insulator Switchgear AIS), dit ouvert (sans boitier de protection externe), dont l'isolation externe est faite dans l'air. Ces appareils se trouvent essentiellement dans les installations électriques de plein air ou rurales afin de profiter d'un volume d'air important, utile à la réalisation de l'isolation.
- le matériel sous enveloppe métallique ou blindée (Gas Insulator Switchgear GIS), muni d'une enveloppe métallique reliée à la terre, qui permet d'éviter tout contact accidentel avec les pièces sous tension. Ce type d'appareillage est de plus en plus répandu dans les villes ou à proximité de personnes, et présente un gain de place important par rapport aux AIS.

Nous pouvons également trouver des disjoncteurs hybrides, dits "Dead Tank" ou HIS (Hybrid Insulator Switchgear), dont l'isolation des parties actives se fait dans le SF6 au sein d'une cuve métallique isolée et portée à la masse et dont le raccordement au réseau se fait par l'intermédiaire de traversées isolantes dans l'air. Ce type de disjoncteur permet de raccorder le réseau directement aux traversées.

Dans les paragraphes suivants, nous allons faire un descriptif des différents types de technologies de DHT existantes ou qui ont existées, leurs domaines d'application, leurs avantages et leurs faiblesses.

II.2.i. Le disjoncteur à huile

Le disjoncteur à huile est une technologie ancienne dont la commercialisation a débuté au début du vingtième siècle (cf brevet de Kelman [Kelm07]). L'arc électrique est créé dans de l'huile qui se vaporise créant principalement de l'hydrogène et de l'acétylène [Dufo12]. A l'époque, l'huile était considérée comme efficace grâce à sa bonne rigidité diélectrique et sa forte conductivité thermique. Jugée trop dangereuse (inflammable et explosive [Bern93]), cette technologie fut abandonnée dans les années 40, car elle présentait également d'autres inconvénients comme leur taille volumineuse (il fallait les mettre en série pour tenir des tensions fortes), ou leur entretien régulier et couteux pour

supprimer les fuites notamment. Cependant leur architecture est toujours utilisée de nos jours pour concevoir les dead-tanks (ou HIS).

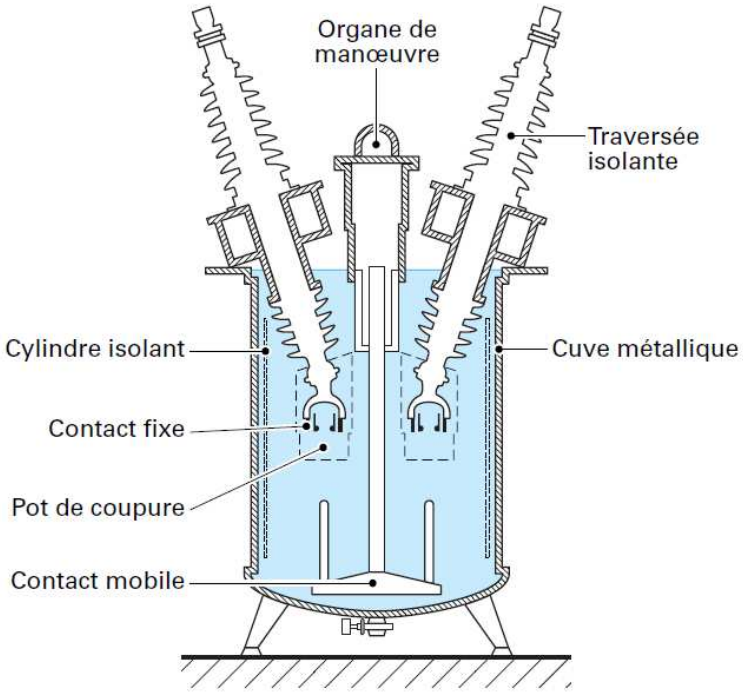


Figure 2 : schéma d'un disjoncteur à gros volume d'huile

II.2.ii. Le disjoncteur à air comprimé

Mise au point dans les années 1940, la coupure dans les disjoncteurs à air comprimé consiste en un soufflage de l'arc électrique à l'aide d'un flux d'air sous forte pression allant de 20 à 40 bar [Dufo12]. Grâce à cette augmentation en pression, la capacité diélectrique de l'air est augmentée. Ce système de soufflage constitue les prémices du fonctionnement des DHT modernes. En effet, comme dans les disjoncteurs à auto-soufflage, on vient remplacer le gaz dans lequel brûle l'arc par un gaz « tout neuf » avec une forte rigidité diélectrique. Les disjoncteurs à air comprimé permettent d'obtenir des coupures performantes et très rapides. Néanmoins, ils ont l'inconvénient d'être très bruyants (détonation) et nécessitent un entretien important en raison de leur pression de remplissage. De plus, le pouvoir de coupure des disjoncteurs à air comprimé est beaucoup plus faible que celui des disjoncteurs au SF_6.

II.2.iii. Le disjoncteur à vide

Les disjoncteurs à vide [Pico00] ont été développés dans les années 1960. C'est actuellement l'une des meilleurs alternatives au SF6 à moyenne tension (tensions comprises entre 12 et 24 kV) et pour des tensions plus faibles. Ce que l'on entend par disjoncteur à vide est en réalité un disjoncteur dans lequel on réalise un vide poussé avec une pression de remplissage comprise entre 10^{-1} et 10^{-5} Pa [Nich11]. Dans ce type de

disjoncteur, nous avons le plus souvent un arc diffus plutôt qu'un seul spot. On exploite le fait que la tenue diélectrique entre deux électrodes croît de manière quasi-linéaire avec la racine carrée de la distance qui les sépare. L'extinction se fait plus par soufflage électromagnétique que par soufflage « physique ». Précisons enfin que la régénération diélectrique des disjoncteurs à vide est supérieure à celle des disjoncteurs au SF6, ce qui représente un gros avantage dans le cas de normalisation pour la TTR (Tension Transitoire de Rétablissement). La TTR est une résultante de la différence de tension qui existe entre le DHT et le réseau à la fin de la phase de coupure. La réadaptation de la tension causée entraine un dV/dt important qui peut être de l'ordre du kV/µs. Le champ résultant peut alors faciliter le réamorçage de l'arc à l'intérieur du DHT.

II.2.iv. Les disjoncteurs au SF_6

Les disjoncteurs au SF6 sont actuellement les plus répandus et constituent le cœur de notre étude. Nous détaillerons son fonctionnement dans le paragraphe suivant. Il faut savoir que le SF6 est un gaz à effet de serre qui a un impact 22 800 fois plus important que le CO_2 selon l'IPCC Fourth Assessment Report de 2007 [Team07]. Actuellement de nombreuses recherches sont en cours pour remplacer le SF_6 et trouver un gaz ou un mélange qui présentera des caractéristiques meilleurs ou à défaut similaires au SF6 : une conductivité thermique importante à basse température pour évacuer l'énergie de l'arc ; une tenue diélectrique importante à basse température pour tenir la TTR et empêcher le reclaquage de l'arc ; une température de liquéfaction faible afin de pouvoir utiliser le DHT aussi bien dans les pays au climat aride que dans des pays aux conditions hivernales extrêmes, typiquement les fabricants de disjoncteurs haute-tension certifient leurs appareillages de -50°C à +50°C.

II.3. Le fonctionnement des DHT au SF_6

Dans la conception d'un disjoncteur à auto-expansion, les fabricants tentent de profiter au maximum des propriétés de l'arc électrique qui se forme entre les deux électrodes au moment de la coupure pour pouvoir en dissiper l'énergie. Ainsi, les DHT sont conçus de façon à optimiser l'écoulement qui viendra souffler l'arc lors de la phase passage par du zéro du courant. Cependant, il faut noter que la technologie de soufflage pneumatique (mécanique) n'a pas totalement disparu des DHT modernes. Lorsque l'on a un arc de faible puissance qui n'a pas suffisamment d'énergie pour être auto-soufflé, on utilisera alors des pistons afin de fournir une pression suffisante pour souffler cet arc. Une chambre de coupure moderne ou ampoule est constituée de plusieurs pièces représentées sur la figure 3 suivante:

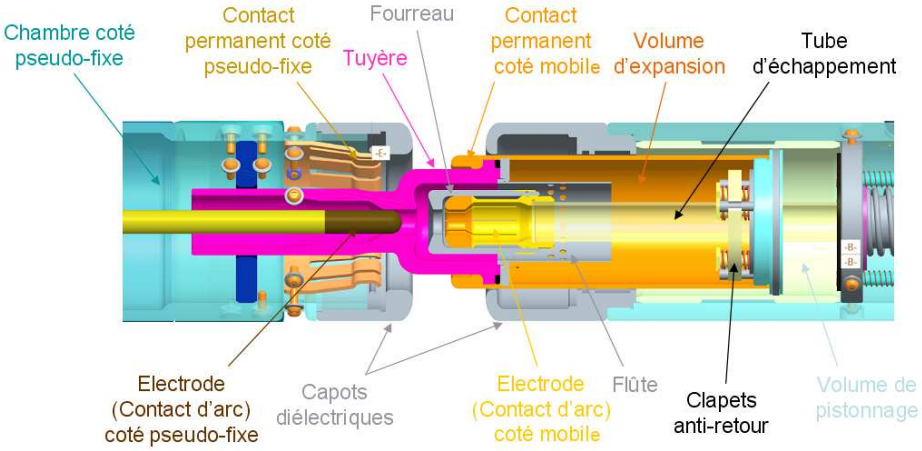


Figure 3 : Schéma descriptif du DHT Thèse Sylvain Nichèle [Nich11]

Durant plus de 99% de sa vie, le DHT est en position fermée, c'est-à-dire que le courant circule par l'extérieur en passant des doigts (contact permanent côté pseudo-fixe) vers les contacts permanents côté mobile.

La figure 4 présente les différentes phases de la détection d'un défaut à l'extinction d'un arc dans un disjoncteur 8DQ1 [Siem15], dans le but de mieux comprendre le fonctionnement de ce type de disjoncteur pendant la phase de coupure. Le 8DQ1 a comme particularité d'être un disjoncteur à double mouvement, caractérisé par une partie censée être fixe mais finalement actionnée par la partie mobile pour augmenter la vitesse de déplacement de l'ensemble. Les vitesses de déplacement sont ainsi doublées, passant de ~4-5 m/s à ~ 8-10 m/s.

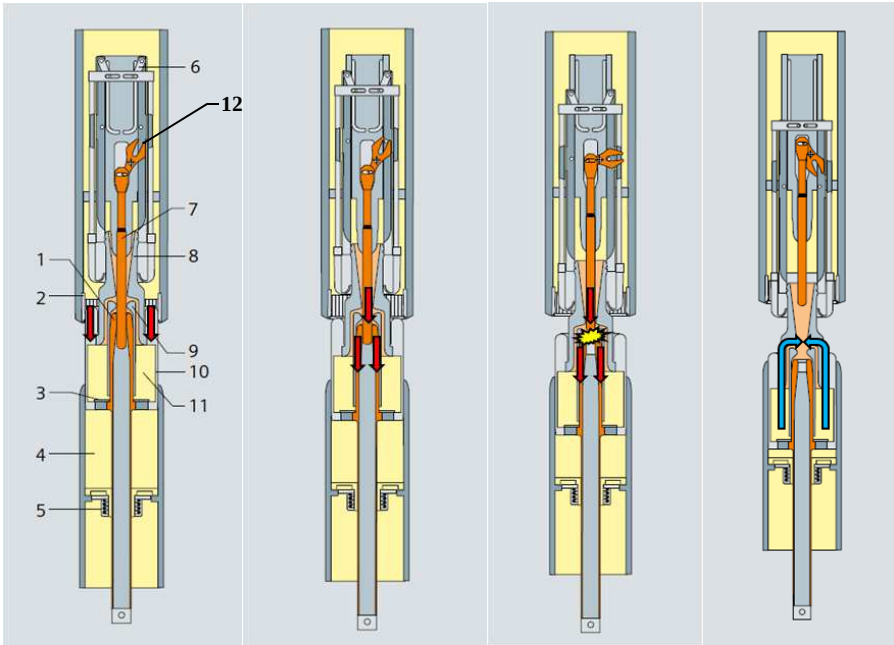


Figure 4 : fonctionnement d'un DHT lors d'un défaut

1 - Contact d'arc mobile, 2 - Doigts de contact, 3 - Valve, 4 - Volume de compression, 5 - Valve, 6 -Equipement de guidage, 7 - Compteur, 8 - Buse isolante, 9 - Buse auxiliaire, 10 - Contact cylindrique, 11 - Volume d'expansion, 12 - fourchette

La première image correspond à un disjoncteur fermé. Une fois le défaut détecté, on passe à l'image 2, avec une mise en mouvement de la partie basse grâce à un ressort déclenché par un dispositif électronique. La fourchette, élément numéro 12, va alors actionner la partie haute. Ce fonctionnement est typique des disjoncteurs à double mouvement que l'on ne retrouve pas dans un disjoncteur simple mouvement dont la partie basse est la seule à bouger.

Une fois les contacts permanents séparés, le courant circule dans la tulipe électrode côté mobile et la corne d'arc électrode côté fixe. Pendant la séparation des contacts centraux, la section dans laquelle circule le courant devient de plus en plus petite. La diminution de cette section entraine une augmentation de l'effet joule et la formation d'un pont fondu correspondant à la liquéfaction des électrodes. D'après les travaux de Tepper [TSVB06], les deux électrodes de la chambre de coupure étant constituées de cuivre et tungstène, le pont fondu est principalement constitué de cuivre qui circule par capillarité au travers de l'électrode en cuivre-tungstène. C'est à cet instant que l'arc apparaît, formé dans du SF6, et fortement contaminé par des vapeurs métalliques issues de l'érosion des contacts [ZhYF04]. L'arc ainsi créé ablate par rayonnement la tuyère en téflon (C_2F_4) dont l'objectif est de confiner l'arc et d'empêcher son accrochage ailleurs que sur les électrodes. Le milieu initialement composé de SF6 se retrouve alors composé de SF6 contaminé par des vapeurs à la fois métalliques et organiques. Pendant ces phases d'ensemencement de l'arc, celui-ci brûle librement jusqu'au zéro de courant où commence la phase dite de coupure.

Pendant la phase d'extinction, les récents disjoncteurs utilisent l'énergie de l'arc pour le souffler : on parle d'auto-soufflage ou d'auto-expansion, car ils utilisent l'énergie de l'arc pour le souffler. Lors de la phase du zéro de courant, la zone d'arc perd beaucoup d'énergie. Ce gradient d'énergie a pour effet de créer un fort gradient de pression entre la zone d'arc et le volume d'expansion. Le gaz se trouvant alors dans le volume vient remplacer le gaz dans la zone d'arc : on parle alors de « soufflage ». Ce gaz est plus froid et possède des propriétés diélectriques plus importantes afin d'empêcher tout réamorçage de l'arc. De récents travaux [GFRR12] ont montré l'importance des vapeurs de C_2F_4 dans la montée en pression lors de la simulation du DHT. Actuellement aucune étude n'a été réalisée sur l'impact combiné des vapeurs métalliques et organiques sur la simulation du DHT.

II.4. Modélisation ou essais réels

Pour répondre aux besoins de leurs clients, les fabricants de DHT doivent modifier, perfectionner, renouveler leurs produits existant pour tenir des tensions et des courants toujours plus élevés, tout en gardant une taille adaptée aux lieux de stockage de plus en plus petits. Par exemple, pour un DHT supportant une tension de 170kV, un courant nominal de 4 kA et un défaut de 63 kA, l'espace nécessaire au stockage de ce type de DHT a diminué de plus de 70% en 40 ans d'après la documentation du 8DN8. Il est clair

qu'à l'heure actuelle, entre des problématiques de coût, de puissance, de taille et le remplacement du SF6, le développement des DHT restent une problématique d'avenir.

Mais la question du coût se pose. Pour développer un DHT, deux options s'offrent à nous. La première consiste à réaliser un prototype et des essais d'échauffement, de coupure, de TTR… dans des laboratoires adaptés. Ces essais demandent de la main d'œuvre, sont très longs et très onéreux avec des coûts pouvant atteindre les 30 k€/jours [Bous08]. Les constructeurs privilégient alors la seconde option, celle de la modélisation numérique. La modélisation a pour avantage de tester plusieurs géométries à moindre coût et dans des temps beaucoup plus courts (souvent de l'ordre de la semaine). Malgré ces avantages, la modélisation ne peut pas supplanter les essais réels car les modèles numériques bien que performants n'intègrent pas encore toutes les subtilités physiques du fonctionnement d'un DHT. Par conséquent, les essais réels continuent d'être indispensables et sont toujours d'actualité pour l'homologation des appareillages.

III. Les plasmas thermiques

Nous aborderons dans cette partie la notion « d'arc électrique » qui nécessite au préalable de définir l'état de plasma. Le plasma est un état de la matière au même titre que l'état solide, liquide et gazeux. Cet état pourtant méconnu du grand public, constitue à 99.9% notre univers. Nous le retrouvons dans certains phénomènes terrestres, tels que les aurores boréales ou la foudre. Sous sa forme générale, le plasma peut s'apparenter à un gaz, composé d'ions, d'électrons, d'atomes et de molécules, qui lui confèrent des propriétés légèrement différentes de celle d'un gaz [Vacq00], comme celle d'être conducteur.

Ces propriétés ont mené à une différenciation des plasmas en deux catégories : les plasmas chauds dits de fusion qui sont totalement ionisés avec des températures de l'ordre de 10^7 K; et les plasmas froids séparés en deux sous-catégories. La première correspond aux plasmas froids hors équilibre caractérisés pour une température électronique de l'ordre de 10^4 K et une température des lourds proche de la température ambiante. La seconde est celle des plasmas froids thermiques caractérisés par une pression assez élevée supérieure à 0.1 atmosphère, une température entre les électrons et les éléments lourds quasi-identique, et un nombre important de collisions. La figure 5, ci-dessous, issue du site du LPP [Lpp15], montre une classification des différents types de plasmas en fonction de leurs densités électroniques et de leurs températures électroniques.

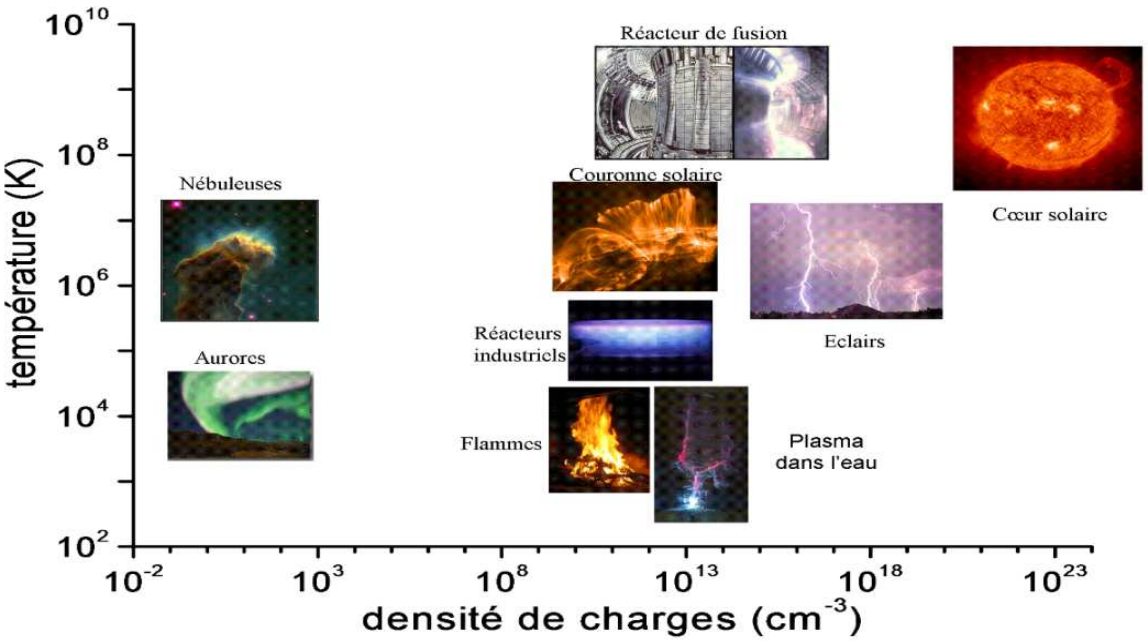


Figure 5 : classification des plasmas

Selon leurs propriétés, nous retrouvons les plasmas dans de nombreuses applications industrielles dont voici quelques exemples :

- la fusion pour les plasmas chauds, avec pour exemple le projet ITER,
- le traitement de surface, ou la gravure en micro-électronique pour les plasmas hors équilibre,
- la synthèse de nanomatériaux, le traitement de déchets, la coupure du courant ou la métallurgie pour les plasmas thermiques.

Notre étude se place dans la problématique de la coupure de courant et la simulation d'un arc de défaut dans les DHT.

III.1. Généralités sur les plasmas thermiques

III.1.i. Equilibre thermodynamique complet

On caractérise les milieux à l'Équilibre Thermodynamique Complet (ETC), comme un milieu où toutes les particules ont la même énergie cinétique moyenne et où l'on peut définir une température unique pour l'ensemble des espèces chimiques présentes dans le mélange. Dans ces conditions, la composition du plasma ne peut évoluer librement puisqu'elle doit respecter les lois imposées par l'ETC :

- loi de Maxwell pour la distribution des vitesses des particules
- loi de Boltzmann pour la distribution des états excités

- loi de Saha pour régir l'équilibre entre les processus d'ionisation et de recombinaison
- loi de Guldberg-Waage pour définir l'équilibre entre la dissociation et la recombinaison moléculaire
- loi de Planck qui nous donne la distribution spectrale du rayonnement

Cependant l'existence d'un tel état est totalement utopique, seules certaines étoiles pourraient remplir ce type de critère en leur centre. Afin de se rapprocher au plus près du comportement des plasmas thermiques, on définit L'Équilibre Thermodynamique Local.

III.1.ii. Équilibre Thermodynamique Local (ETL)

Dans le cas d'un arc créé à l'intérieur d'un disjoncteur, on ne peut pas considérer l'ETC. Il existe au sein du plasma des gradients de densité d'espèces, de températures et de pressions, ainsi que des phénomènes de transport de masse et d'énergie non réversibles. L'équilibre rayonnement-matière ne peut être réalisé, car nous n'avons pas une réabsorption complète du rayonnement produit au sein du plasma. L'entretien du plasma est donc dû à un champ électrique externe. Les raisons des écarts à l'équilibre nous sont rappelées dans la thèse de B.Rahmani [Rahm89].

Néanmoins, on peut supposer l'Équilibre Thermodynamique Local (ETL) sous certaines conditions. Il faut avoir un milieu dense, une pression élevée, dans lequel nous avons des phénomènes collisionnels importants, avec des densités électroniques élevées ($n_e \geq 10^{17}$ e-/cm^3) [Grie64]. Dans ce cas, nous pouvons considérer que les processus collisionnels sont prépondérants devant les processus radiatifs. La loi de Planck qui régissait le rayonnement n'est alors plus valable et doit être remplacée par celle de Kirchhoff *équation [I-13]*. Cependant, dans cette configuration, nous pouvons considérer l'existence de faibles gradients locaux, car le plasma est dense et la distance parcourue par les électrons entre chaque collision est faible. A l'ETL, les lois de Maxwell, Boltzmann, Saha et Guldberg-Waage restent valables. De ce fait, nous avons un milieu dans lequel les particules ont le temps de ce « thermaliser ». Nous considèrerons dans la suite de ce manuscrit notre plasma à l'ETL.

L'ETL n'est pas toujours respecté dans les DHT, par exemple lors de la phase du zéro de courant. On peut observer à ce moment-là de forts gradients de température [Seeg15]. Ces forts gradients créent des déséquilibres thermodynamiques qui induisent des écarts entre la température des électrons et celle des lourds. Actuellement, de nombreux travaux traitent du calcul de la composition d'un plasma à deux températures [Anna13] [WRWS12]. Cependant, selon les théories utilisées, les résultats obtenus divergent. L'étude d'un plasma à deux températures au sein des DHT représente sans conteste un axe de recherche majeur et d'actualité, que ce soit sur le calcul des propriétés

ou le développement de modèles numériques. Néanmoins cette étude ne sera possible qu'après une clarification sur la validité des différentes théories existantes.

III.1.iii. Les fonctions de partition

La détermination des densités et le calcul des propriétés thermodynamiques, de transport et radiatives nécessitent la connaissance des fonctions de partition. Elles interviennent sous forme de dérivées premières ou secondes dans le calcul des propriétés du plasma, il est donc utile de les définir de façon précise. Supposons alors un ensemble de particules N_j (j le type de particules) identiques en interaction faible contenues dans un volume V constant. Ces particules sont réparties sur un ensemble de niveaux *i* d'énergie totale $E_{i,j}^{tot}$ et de dégénérescence totale $g_{i,j}^{tot}$, ces particules ont pour énergie interne U(J) :

$$U = \sum_i N_j E_{i,j}^{tot} \qquad [I\text{-}1]$$

Ce nombre N_j de particules occupant un niveau *i* d'énergie totale $E_{i,j}^{tot}$ s'écrit suivant la distribution de Maxwell-Boltzmann :

$$N_j = \frac{N_{tot}}{Q_j^{tot}(T)} . g_{i,j}^{tot} . exp\left(-\frac{E_{i,j}^{tot}}{k_b T}\right) \qquad [I\text{-}2]$$

Où N_{tot} est le nombre total de particules et Q_j^{tot} la fonction de partition totale de l'espèce *j* à une température T. La fonction de partition totale se définit de la façon suivante :

$$Q_j^{tot}(T) = \sum_i g_{i,j}^{tot} . exp\left(-\frac{E_{i,j}^{tot}}{k_b T}\right) \qquad [I\text{-}3]$$

Si l'on suppose que l'énergie totale $E_{i,j}^{tot}$ d'une espèce *j* peut se décomposer comme la somme de son énergie de translation $E_{i,j}^{tr}$ et de son énergie interne $E_{i,j}^{int}$, nous pouvons écrire que :

$$E_{i,j}^{tot} = E_{i,j}^{tr} + E_{i,j}^{int} \qquad [I\text{-}4]$$

Dans sa thèse, Philippe Teulet [Teul98], qui est en charge des calculs de compositions dans l'équipe AEPPT, détaille le calcul des énergies internes et de translations dans un plasma de d'air et un plasma d'air-sodium. Nous avons appliqué cette méthode de calcul pour déterminer toutes les compositions SF_6-C_2F_4-Cu/W à différentes pressions et différentes températures, en tenant compte des corrections de Debye-Hückel et de Viriel [BoFP94].

III.2. Propriétés thermodynamiques

Nous allons définir dans cette partie les propriétés thermodynamiques nécessaires au calcul des coefficients de transport et à la simulation des DHT

III.2.i. La densité de masse

La densité de masse ou densité volumique (kg/m^3) détermine la quantité de masse contenue dans un m^3 de mélange étudié. Cette quantité est importante puisqu'elle intervient dans les équations de conservation de masse, d'énergie et de mouvement définies pour la simulation. Pour un gaz à l'équilibre thermodynamique constitué de différentes espèces j, de masse m_j (kg), et de densité n_j, nous avons :

$$\rho = \sum_i n_j m_j \qquad \text{[I-5]}$$

III.2.ii. Densité de particules par kg

La densité N_j de particules par kg de mélange d'une espèce j représente le nombre de particules de cette espèce présentes dans 1 kg de mélange étudié. Cette grandeur intervient dans le calcul des autres propriétés de transport et des propriétés radiatives:

$$N_j = \frac{n_j}{\rho} = \frac{n_j}{\rho \sum_j n_j m_j} \qquad \text{[I-6]}$$

III.2.iii. Chaleur spécifique à pression constant

La chaleur spécifique à pression constante détermine la quantité d'énergie qu'il faut apporter à notre plasma pour élever sa température d'un degré. Cette fonction permet de mesurer le taux de variation de l'enthalpie H suivant la température à une pression constante :

$$C_p = \left(\frac{\delta H}{\delta T}\right)_p \qquad \text{[I-7]}$$

III.3. Base du rayonnement thermique

Le rayonnement est une résultante de l'émission de photons par la matière sous diverses excitations. En effet nous avons, suite à la désexcitation d'un atome, émission d'un photon considéré comme une pseudo-particule, caractérisée par une fréquence v ou une longueur d'onde λ (λ=c/v avec c la vitesse de la lumière dans le milieu définie par $c=c_0/n$ où c_0 = 2,997 924 58.10^8 m.s^{-1} vitesse de la lumière dans le vide et n l'indice de réfraction du milieu). Chacun de ces photons qui composent la lumière rayonnée est caractérisé par une énergie E=hv (avec h = 6,626068.10^{-34} m^2.kg.s^{-1} la constante de

Planck). Le spectre d'émission est une représentation de tous les photons générés par le plasma pour toutes les longueurs d'onde. Celui-ci se décompose en deux : parties d'une part les raies d'émission qui représentent le rayonnement dit « discret » et d'autre part le continuum qui représente le rayonnement dit continu. Le calcul et la représentation du spectre feront l'objet du chapitre II.

III.3.i. Le corps noir et la loi de Planck

Le corps noir sert souvent d'étalon quand nous parlons de rayonnement. Ce corps est défini par un équilibre thermodynamique parfait entre le rayonnement et la matière, dans une cavité isotherme. C'est un corps opaque, c'est-à-dire qu'il absorbe totalement le rayonnement qu'il produit et n'absorbe aucun rayonnement provenant de l'extérieur. Sa distribution spectrale est régie par la loi de Planck et dépend de sa température. La fonction de Planck décrit la luminance L_λ^0 d'un corps noir à une température T et à la longueur d'onde λ:

$$L_\lambda^0(T) = \frac{2hc_0^2}{\lambda^5}\left(e^{\left(\frac{hc}{\lambda k_B T}\right)} - 1\right)^{-1} \qquad [I\text{-}8]$$

Les variations de la fonction de Planck en fonction de la température et de la longueur d'onde sont représentées sur la figure 6 suivante :

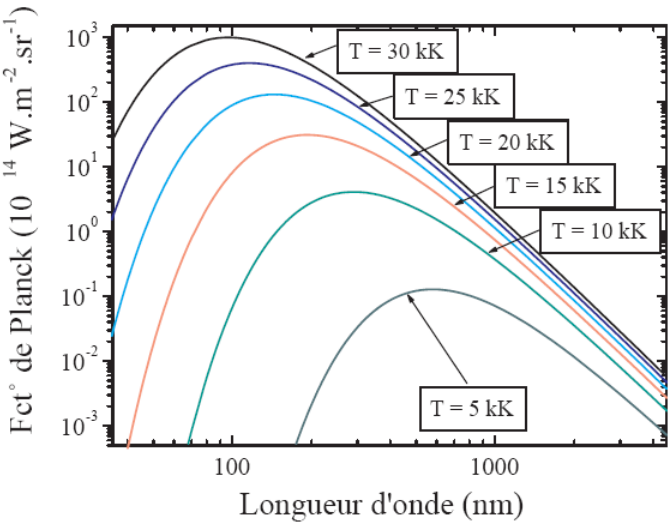


Figure 6 : fonction de Planck pour différentes températures et longueurs d'onde.

De la loi de Planck sont dérivées les deux lois de Wien et la loi de Stefan – Boltzmann.

III.3.ii. 1ère loi de Wien

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

$$\lambda_{max}T = 2{,}898.10^{-3} \qquad \text{[I-9]}$$

III.3.iii. 2ème loi de Wien

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

$$M^0_{\lambda_{max}}(T) = B.T^5 \qquad \text{[I-10]}$$

avec B=1,287.10^{-11} W.m^{-2}.µm^{-1}.K^{-1}

III.3.iv. Loi de Stefan – Boltzmann

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

$$M^0(T) = \int_0^\infty M^0_\lambda(T)d\lambda = \int_0^\infty \pi\, L^0_\lambda(T)d\lambda = \frac{2\pi^5 {k_B}^4}{15c_0^2h^3}T^4 \;;\; soit\; L^0(T) = \frac{\sigma_s}{\pi}T^4 \qquad \text{[I-11]}$$

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

III.3.v. Équation du transfert radiatif

L'Équation du Transfert Radiatif (ETR) permet de caractériser l'évolution de la luminance [Cres01], flux d'énergie radiative dans un plasma considéré à l'ETL. Dans un plasma, les particules issues d'un volume élémentaire dV émettent vers d'autres éléments de volume, mais ce volume élémentaire reçoit également un rayonnement provenant de ces volumes élémentaires extérieurs. L'équation régissant l'évolution de la luminance s'écrit sous la forme suivante :

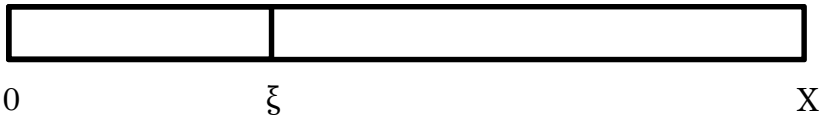
$$\frac{\partial \mathrm{L}_\lambda}{\partial \mathrm{x}} = \varepsilon_\lambda - \mathrm{K}'_\lambda \mathrm{L}_\lambda \qquad \text{[I-12]}$$

Où, pour une température et une pression fixées, K'_λ représente le coefficient d'absorption corrigé de l'émission induite, et ε_λ l'émission propre du milieu régie par la loi de Kirchhoff :

$$\varepsilon_\lambda(\mathrm{T}) = \mathrm{K}'_\lambda(\mathrm{T}).\mathrm{L}^0_\lambda(\mathrm{T}) \qquad \text{[I-13]}$$

$$K'_\lambda(T) = K_\lambda(T).\left(1 - exp\left(-\frac{hc}{\lambda k_B T}\right)\right) \qquad \text{[I-14]}$$

En considérant un plasma isotrope, on peut ramener notre problème 3D à un problème 1D. Considérons un trajet rectiligne [0, X], comme ci-dessous, nous obtenons la luminance spectrique par intégration de l'équation [I-13] :



$$L_\lambda(X) = L_\lambda(0)exp\left(-\int_0^X K'_\lambda(\xi)d\xi\right) + \int_0^X L^0_\lambda(\xi)K'_\lambda(\xi)exp\left(-\int_\xi^X K'_\lambda(\eta)d\eta\right)d\xi \qquad \text{[I-15]}$$

- Le terme **1** représente la luminance initiale, c'est-à-dire la solution homogène de l'équation [I-13] au point 0, provenant de l'extérieur du segment [0, X] dans la direction considérée et absorbée dans le milieu d'épaisseur X.
- Le terme **2** constitue une solution particulière de l'équation [I-13] et correspond à l'émission propre du milieu représentant le rayonnement émis en dξ et absorbé par le milieu d'épaisseur (X – ξ).

En supposant que l'extérieur n'émet aucune énergie radiative vers le milieu ($L_\lambda(0) = 0$), la luminance totale en X dépend seulement de l'émission propre du milieu :

$$L(X) = \int_0^\infty \int_0^X L^0_\lambda(\xi)K'_\lambda(\xi)exp\left(-\int_\xi^X K'_\lambda(\eta)d\eta\right)d\xi\, d\lambda \qquad \text{[I-16]}$$

Chapitre II. Calcul du spectre d'émission et Coefficient d'Émission Nette

I. Introduction

Ce chapitre traite des différents processus responsables du rayonnement dans un plasma thermique ainsi que de la résolution de l'équation de transfert radiatif par utilisation de la méthode du Coefficient d'Émission Nette (CEN). Le spectre d'émission d'un plasma thermique, à une température donnée, est la concaténation d'un spectre continu et d'un spectre discret, comme nous pouvons le voir sur la figure 7. Le spectre continu ou continuum est la résultante des transitions libre-libre et libre-lié. Nous aborderons ces phénomènes dans la première partie de ce chapitre et présenterons quelques résultats de continuum pour des gaz purs. Nous présenterons ensuite les mécanismes à l'origine du rayonnement discret. Ce rayonnement discret étant sujet à des élargissements, nous décrirons dans la seconde partie les relations permettant de prendre en compte ces élargissements dans le calcul du spectre d'émission. La dernière partie sera consacrée au calcul du CEN qui permet de résoudre l'équation de transfert radiatif en réalisant une simplification géométrique. Dans la littérature, il existe deux méthodes pour décrire une raie d'absorption, le facteur de fuite ou la description fine d'un spectre d'absorption. Dans ce manuscrit nous aborderons l'impact de ces méthodes sur la valeur du CEN. Nous terminerons en présentant l'impact des différentes vapeurs (C_2F_4, Cu, W) sur le CEN du SF_6.

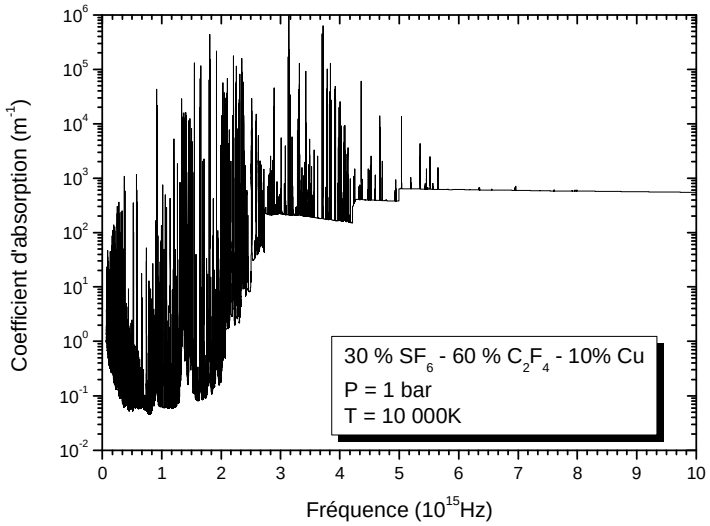


Figure 7 : Coefficient d'absorption d'un plasma de 30 % SF_6 - 60% C_2F_4 - 10% Cu à 1 bar et une température de 10 000 K

II. Processus d'émission du continuum

Le spectre d'émission du continuum a largement été étudié dans la littérature. Il se décompose en deux parties : le spectre continu atomique et le spectre continu moléculaire. Le continuum atomique est la somme de plusieurs phénomènes: le rayonnement de freinage, la recombinaison radiative et l'attachement radiatif. Le continuum moléculaire provient quant à lui essentiellement des transitions libre-liée correspondant aux processus de photoionisation et de photodissociation des molécules. Le calcul du continuum moléculaire nécessite la connaissance des sections efficaces de photoabsorption totale de chacune des molécules étudiées. Ces sections efficaces n'étant pas disponibles dans la littérature pour des molécules à base de Cu et de W, nous nous sommes basés sur les travaux de Christopher Jan [JCGB14] pour les évaluer. Nous présenterons dans cette partie les expressions permettant d'obtenir l'émission du rayonnement continu, dont la sommation constitue le coefficient total d'émission du continuum $\varepsilon_\nu^{\text{continuum}}(T)$. À partir de la loi de Kirchhoff *équation [I-13]*, il est alors possible de remonter au coefficient d'absorption du continuum $K_\nu^{\text{continuum}}(T)$.

II.1. La recombinaison radiative

La recombinaison radiative d'un ion de charge z+, est le phénomène créé par l'attachement d'un électron avec l'ion de charge z+ pour créer un atome neutre ou un ion de charge (z-1)+. Il est régi par l'équation suivante :

$$A^{z+} + e^- \leftrightarrow A_i^{(z-1)+} + h\nu \text{ tel que } h\nu = E_{lim}^{(z-1)+} - \Delta E_z - E_i^{(z-1)+} + E_e \qquad \text{[II-1]}$$

avec i le niveau d'énergie E_i de l'atome ou de l'ion de charge (z-1)+, $E_{lim}^{(z-1)+}$ l'énergie limite d'ionisation de l'ion $A_i^{(z-1)+}$, $E_i^{(z-1)+}$ l'énergie d'excitation de l'ion $A_i^{(z-1)+}$ créé, ΔE_z l'abaissement du potentiel d'ionisation, et E_e l'énergie de l'électron. Ce type de phénomène a une distribution en fréquence continue sur tout le spectre d'émission et est souvent prépondérant dans l'émission continue d'un plasma thermique. Le coefficient d'émission qui résulte de la recombinaison radiative s'écrit [Gong86] :

$$\varepsilon_\nu^{\text{rec}}(T) = C_1 . \frac{N_e . N^{z+}}{Q_{z+}^{\text{int}}(T)} \frac{z^2}{\sqrt{T}} \left[1 - \exp\left(-\frac{h\nu}{k_b T}\right)\right] g_1^{z+} \xi_\nu^{(z-1)+}(T) \qquad \text{[II-2]}$$

Avec ε_ν^{rec} le coefficient d'émission dû à la recombinaison radiative qui s'exprime en (J/m3/ster) ; et $\xi_\nu^{(z-1)+}(T)$ le facteur de Biberman-Schluter de l'espèce $X^{(Z-1)+}$ que l'on obtient grâce à la relation suivante [BiNU61] [BiNo60]:

$$\xi_\nu^{(z-1)+}(T) = \frac{\left(\frac{c}{\nu}\right)^3 e^{\frac{E_\infty^{(z-1)+} - \Delta E_Z}{k_B T}} \left(\sum_i g_i^{(z-1)+} e^{-\frac{h\nu}{k_B T}} \sigma_i(\nu)\right)}{C_2 Z^2 g_1^{Z+} T \left(e^{h\nu/k_B T} - 1\right)} \qquad \text{[II-3]}$$

Ne : densité électronique (m^{-3}),

Nz+ : densité de l'ion A^{z+} (m^{-3}),

Q_{z+}^{int} : fonction de partition interne de l'ion A^{z+},

g_1^{z+}: poids statistique du niveau fondamental de A^{z+};

$E_\infty^{(Z-1)+}$ la première limite d'ionisation de l'espèce de charge (z-1)+,

$\sigma_i(\nu)$ la section efficace de photo-ionisation du niveau excité i (m^2),

C_1 et C_2 sont les constantes données par les expressions :

$$C_1 = \frac{16\pi\left(\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0}\right)}{3c^3\sqrt{6k_B\pi m_e^3}} \qquad C_2 = \frac{32k_B\pi^2\left(\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0}\right)^2}{3\sqrt{3}\hbar c^4} \qquad \text{[II-4]}$$

Le terme ξ_ν (T), qui correspond au facteur de Biberman-Schluter de $A^{(z-1)+}$, caractérise sa structure électronique et s'obtient à partir des sections efficaces de photoionisation. Celui-ci représente les corrections quantiques à un modèle "classique hydrogénoïde simplifié", dans l'hypothèse de l'E.T.L. Cette méthode est utilisée lorsque les données du facteur de Bibermann de l'espèce étudiée sont disponibles dans la littérature. Dans le cadre de notre étude, les facteurs de Bibermann des espèces S, S^+, S^{2+}, F, F^+ et F^{2+} ont été calculés par Gongassian [Gong86]. Pour les espèces S^{3+}, S^{4+}, S^{5+}, F^{3+}, F^{4+}, C^{3+}, C^{4+}, Cu^+, Cu^{2+}, Cu^{3+}, W^+, W^{2+} et W^{3+} ce facteur n'est pas disponible. Nous avons alors utilisé l'approximation hydrogénoïde [OUMM80] décrite par l'équation suivante :

$$\varepsilon_\nu^{rec}(T) = C_3 . N_e . N^{z+} . \frac{z^4}{c\sqrt{T^3}} \exp\left(-\frac{h\nu}{k_B T} - \frac{z\Delta E_z}{k_B T}\right) . S \qquad \text{[II-5]}$$

Avec

$$S = \sum_i \frac{g_i^{(z-1)+}}{n_i^5} \cdot \exp\left(\frac{E_{lim}^{(z-1)+} - E_i^{(z-1)+}}{k_B T}\right) + \frac{1}{g_0^{(z-1)+}} \cdot \sum_{n=n_1}^{n_2} \frac{1}{n^3} \cdot \exp\left(\frac{z^2 E_{Ryd}}{n^2 k_B T}\right) \qquad \text{[II-6]}$$

où :

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

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

$g_0^{(z-1)+}$ et $g_i^{(Z-1)+}$ sont respectivement le poids statistique du niveau fondamental et du niveau i de $A^{(z-1)+}$,

C_3 = 5.15.10^{-38} ($J.m^4.K^{3/2}.sr^{-1}.s^{-1}$) est une constante.

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

$$E_i^{(Z-1)+} \geq E_\infty^{(Z-1)+} - \Delta E_{Z^+} - \frac{hc}{\lambda} \qquad \text{[II-7]}$$

Dans le second terme, les valeurs de n_1 et n_2 sont définies par les relations de Gongassian [Gong86]:

$$n_1 = Z^+ \sqrt{\frac{E_{Ryd}}{h\nu + Z^+ \Delta E_{Z^+}}} \qquad n_2 = Z^+ \sqrt{\frac{E_{Ryd}}{Z^+ \Delta E_{Z^+}}} \qquad \text{[II-8]}$$

II.2. L'attachement radiatif

L'attachement radiatif est dû à la présence d'atomes électronégatifs dans le plasma, qui vont venir capturer un ou plusieurs électrons pour venir compléter leur couche électronique supérieure. De cette capture résulte l'émission d'un photon. Bien que ce phénomène soit souvent minoritaire dans l'émission du continuum, il devient important en présence de fluor ou de souffre, qui sont des espèces électronégatives. Cette capacité à capturer un électron peut s'évaluer au travers de leur affinité électronique (F = 328 kJ/mol, S = 200.4 kJ/mol, C = 121.9 kJ/mol, W = 78.6 kJ/mol et Cu = 118.5 kJ/mol). L'équation suivante décrit ce phénomène :

$$A + e^- \leftrightarrow A^- + h\nu \text{ tel que } h\nu = E_a + E_e \qquad \text{[II-9]}$$

Le coefficient spectral d'émission se met sous la forme :

$$\varepsilon_\nu^{att} = \left(\frac{2h\nu^3}{c^2}\right) \cdot \exp\left(-\frac{h\nu}{k_B T}\right) \cdot N_A^-(T) \cdot \sigma_{det}^-(\nu) \qquad \text{[II-10]}$$

avec

ε_ν^{att} : coefficient d'émission dû à la recombinaison radiative (J/m^3/sr),

Ee : énergie cinétique de l'électron (J),

Ea : affinité électronique de l'atome A (J),

N_A^- : densité d'ion négatif A- (m^{-3}),

$\sigma_{det}^-(\nu)$: section efficace de photo-détachement (m^2).

II.3. Rayonnement de freinage électron-ion

Le rayonnement continu de freinage électron-ion, aussi appelé Bremsstrahlung électron-ion, correspond à l'émission d'un photon dû à la décélération d'un électron sous

l'effet d'un champ électrique produit par un ion. Dans notre cas, nous considérons des collisions binaires, c'est-à-dire que le champ électrique n'est produit que par un seul et unique ion :

$$A^{z+}+[e^-]_{vi} \leftrightarrow A^{z+}+[e^-]_{vf} \text{ tel que } h\nu = \frac{1}{2}m_e\left|v_f^2 - v_i^2\right| \qquad \text{[II-11]}$$

où v_i et v_f représentent les vitesses initiale et finale de l'électron.

Le coefficient d'émission dû au rayonnement de freinage électron-ion s'écrit:

$$\varepsilon_\nu^{ei,z+} = C_5 \cdot z^2 \cdot \frac{N_e . N^{Z+}}{T^{1/2}} \cdot \exp\left(-\frac{h\nu}{k_B T}\right) \cdot G^{z+}(\nu, T) \qquad \text{[II-12]}$$

C5 = 5.44 .10^{-52} (J.m^3.$K^{1/2}$/sr),

$\varepsilon_\nu^{ei,z+}$ coefficient d'émission dû au Bremsstrahlung électron-ion (J/m^3/sr),

Ne : densité électronique (m^{-3}),

N^{z+} : densité de l'ion A^{z+} (m^{-3}).

$G^{z+}(\nu, T)$ représente le facteur correctif de Gaunt qui joue un rôle comparable au facteur de Biberman-Schluter dans l'équation du coefficient d'émission de la recombinaison radiative. Ce facteur est obtenu grâce aux expressions des sections de transition libre-libre et des sections efficaces classiques des transitions libre-libre de Kramers [KaLa61]. En nous basant sur les travaux de Gongassian [Gong86] nous pouvons définir le facteur de Gaunt libre-libre par l'intégrale suivante :

$$G^{Z+} = \int g_{ff}(y, \lambda, T) e^{-y} dy \qquad \text{[II-13]}$$

où

$$y = \frac{1}{2}\frac{m_e v_f^2}{k_B T} = \frac{1}{2}\frac{m_e v_i^2}{k_B T} - \frac{hc}{\lambda k_B T} \qquad \text{[II-14]}$$

Avec

$$g_{ff}(v_i, v_f) = \frac{\sigma_{ff}(v_i,\lambda)}{\sigma_{ff}^K(v_i,\lambda)} \quad \text{et} \quad \sigma_{ff}^K = \frac{64\pi^4 m_e}{3h^6 c\sqrt{3}}\left(\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0}\right)^5 \frac{z^4\lambda^3}{c^3 n^5} \qquad \text{[II-15]}$$

σ_{ff} la section efficace de la transition libre-libre (m^2),

σ_{ff}^K la section efficace de la transition libre-libre de Kramers (m^2),

g_{ff} le facteur de Gaunt libre-libre hydrogénoïde [Gong86].

Dans l'étude de notre plasma, le facteur de Gaunt est obtenu par la méthode quadratique de Cabanne et Chapelle [CaCh71] en utilisant les tables de g_{ff} données par Grant [Gran58].

II.4. Rayonnement de freinage électron-atome neutre

Le rayonnement continu de freinage électron-atome, aussi appelé Bremsstrahlung électron-atome, est un phénomène analogue au Bremsstrahlung électron-ion.

$$A^{z+}+[e^-]_{vi} \leftrightarrow A^{z+}+[e^-]_{vf} \text{ tel que } h\nu = \frac{1}{2}m_e\left|v_f^2 - v_i^2\right| \qquad \text{[II-16]}$$

Où v_i et v_f représentent les vitesses initiale et finale de l'électron.

Pour calculer son coefficient spectral d'émission, nous utilisons la théorie semi-classique, ce qui nous donne l'équation suivante :

$$\varepsilon_\nu^{ea}(T) = C_7 . N_a . N_e . T^{3/2} . \exp\left(-\frac{h\nu}{k_B T}\right) . G(\nu, T) \qquad \text{[II-17]}$$

C7 = 5.44 10^{-52} ($J.m^3.K^{1/2}/sr$),

ε_ν^{ea} : coefficient d'émission dû au Bremsstrahlung électron-ion (J/m3/sr),

Ne : densité électronique (m^{-3}),

Na : densité de neutre (m^{-3}).

Avec le facteur $G(\nu, T)$ calculé par une procédure de Gauss-Laguerre intégrant la section efficace élastique totale sur une distribution maxwellienne des vitesses électroniques. Les sections efficaces de collision électron-neutre des atomes de soufre et de carbone sont issues des travaux de Robinson et Geltmann [RoGe67], celle du fluor des travaux de Vacquié et al [VaGS87] et celle du cuivre des travaux de Scheibner et al [ScHa88]. Finalement, pour les sections efficaces du tungstène, nous avons compilé les données provenant d'un article de Felfli-Msezane et Sokolovski [FeMS14] et celles fournies par Mme M-C Bordage issues des travaux de Perkins et al [PeCS91].

II.5. Processus de rayonnement du continuum moléculaire

Le coefficient d'absorption moléculaire d'un plasma est la résultante des processus de photodissociation, photoinisation et de photoionisation dissociative d'une molécule. Ce coefficient est calculé en multipliant la section efficace totale de photoabsorption d'une molécule par sa densité dans le plasma :

$$K_{moléculaire_{A_xB_y}}(\nu, T) = \sigma_{tot_{A_xB_y}}(\nu, T) . n_{A_xB_y}(T) \qquad \text{[II-18]}$$

A_xB_y étant une molécule quelconque.

En toute rigueur, considérer la section efficace du continuum d'une molécule constante avec la température n'est pas une hypothèse valable. La structure électronique d'une molécule et le peuplement de ces niveaux excités en fonction de la température entraîne des variations de section efficace. Cependant ces variations peuvent être considérées comme faibles étant donnée la variation de la densité de la molécule $n_{A_xB_y}$ en (m^{-3}) et fonction de la température. Nous pouvons donc estimer la variation du coefficient d'absorption du continuum moléculaire avec la température par l'évolution de la densité d'espèce $n_{A_xB_y}(T)$. En considérant, la section efficace d'une molécule dans un gaz à 300 K (qui est souvent l'une des seules données disponibles dans la littérature), nous pouvons calculer l'absorption du continuum moléculaire avec la relation suivante :

$$K_{moléculaire_{A_xB_y}}(\nu, T) = \sigma_{tot_{A_xB_y}}(\nu, 300\ K) \cdot n_{A_xB_y}(T) \qquad \text{[II-19]}$$

En effectuant la somme des coefficients d'absorption du continuum moléculaire de chaque espèce présente dans le plasma, nous pouvons déterminer le coefficient total d'absorption du continuum moléculaire. Dans l'expression suivante, la somme est effectuée sur toutes les molécules *i* considérées dans le plasma.

$$K_{moléculaire}(\nu, T) = \sum_{i=1}^{molécules} \sigma_{tot_i}(\nu, 300\ K) \cdot n_i(T) \qquad \text{[II- 20]}$$

Les sections efficaces de photo-absorption totales des molécules issues du mélange SF_6-C_2F_4 ont déjà été étudiées précédemment par Jan [JCGB14]. Dans le cas des molécules issues des mélanges ternaires SF_6-C_2F_4-Cu et SF_6-C_2F_4-W à bases de Cu et W il n'y a pas de donnée disponible dans la littérature. Afin de prendre en compte ces molécules dans le calcul du continuum moléculaire, nous nous sommes basé sur l'approximation mise en place par Jan [JCGB14] qui nous a permis de calculer les sections efficaces de photo-absorption totale des molécules suivantes : CuF, CuF_2, Cu_2, WF, WF_2, WF_3, WF_4, WF_5 et WF_6.

II.6. Contribution des phénomènes sur le continuum des gaz purs

Nous représentons ici les contributions des coefficients d'absorption des processus collisionnels pour quelques températures, le but étant de montrer l'importance de chacun des processus en fonction de la gamme de température ou de la gamme de fréquence sur le coefficient total d'absorption du continuum.

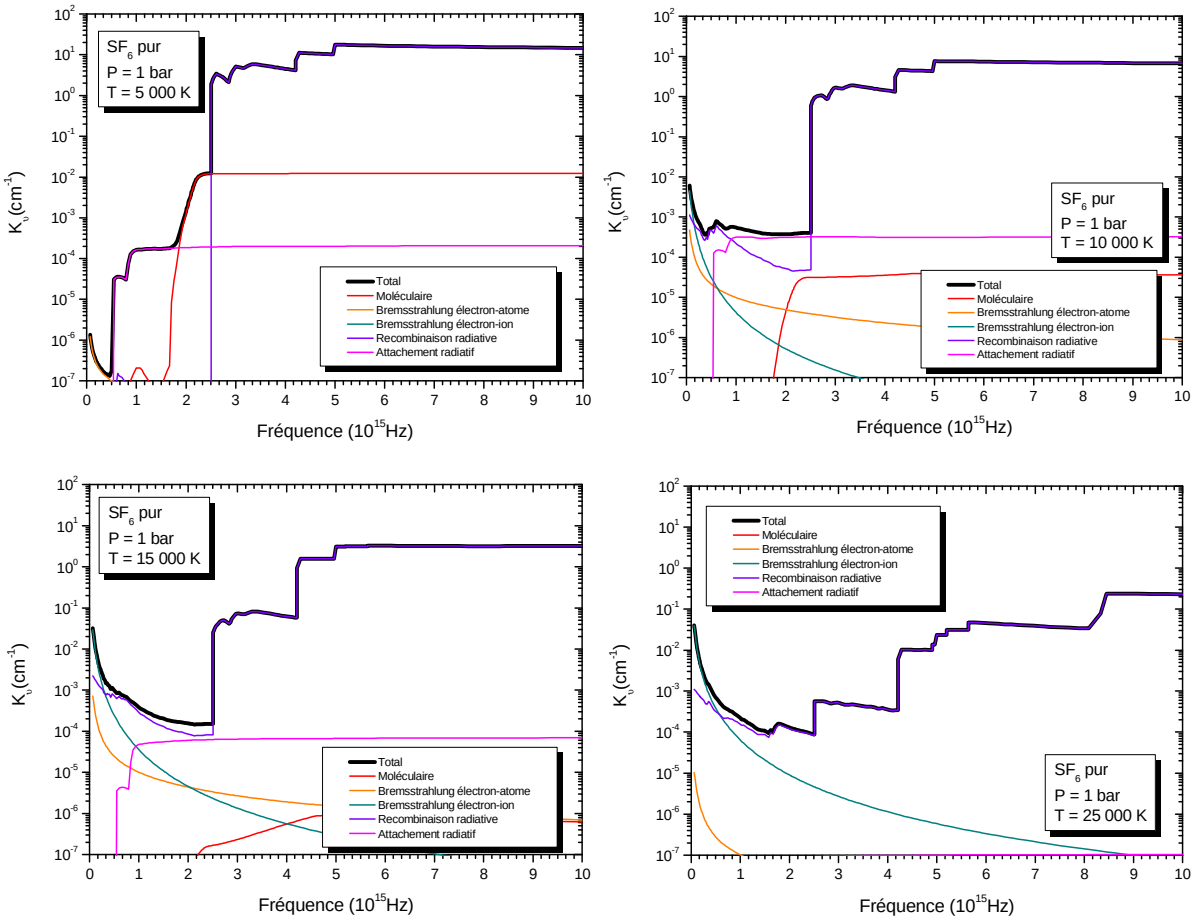
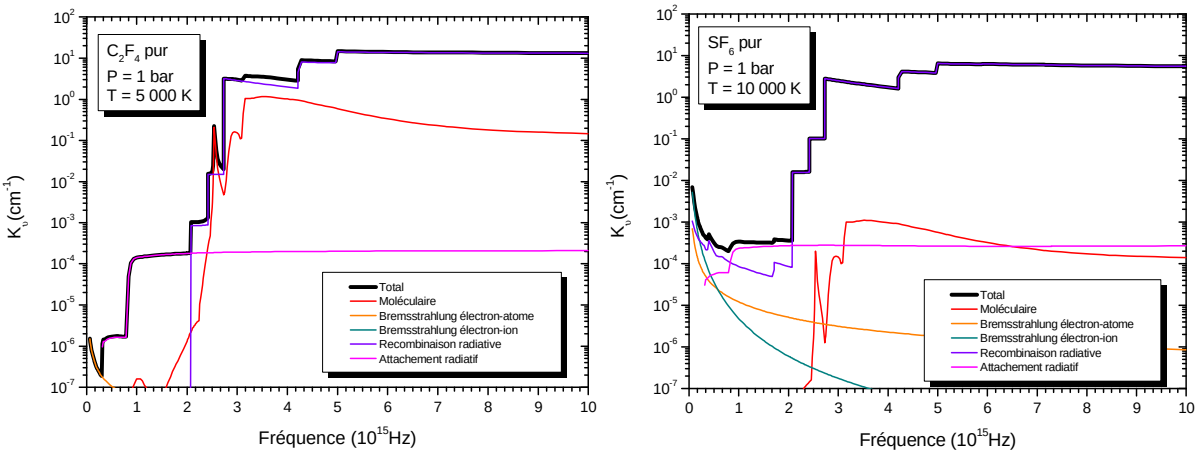


Figure 8 : Coefficient d'absorption du continuum d'un plasma de SF_6 à 1 bar



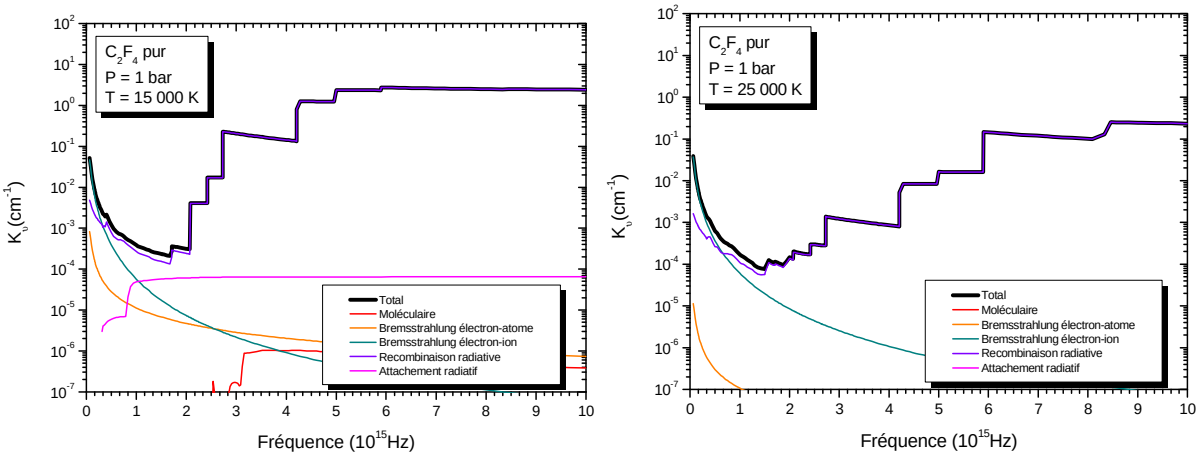


Figure 9 : Coefficient d'absorption du continuum d'un plasma de C_2F_4 à 1 bar

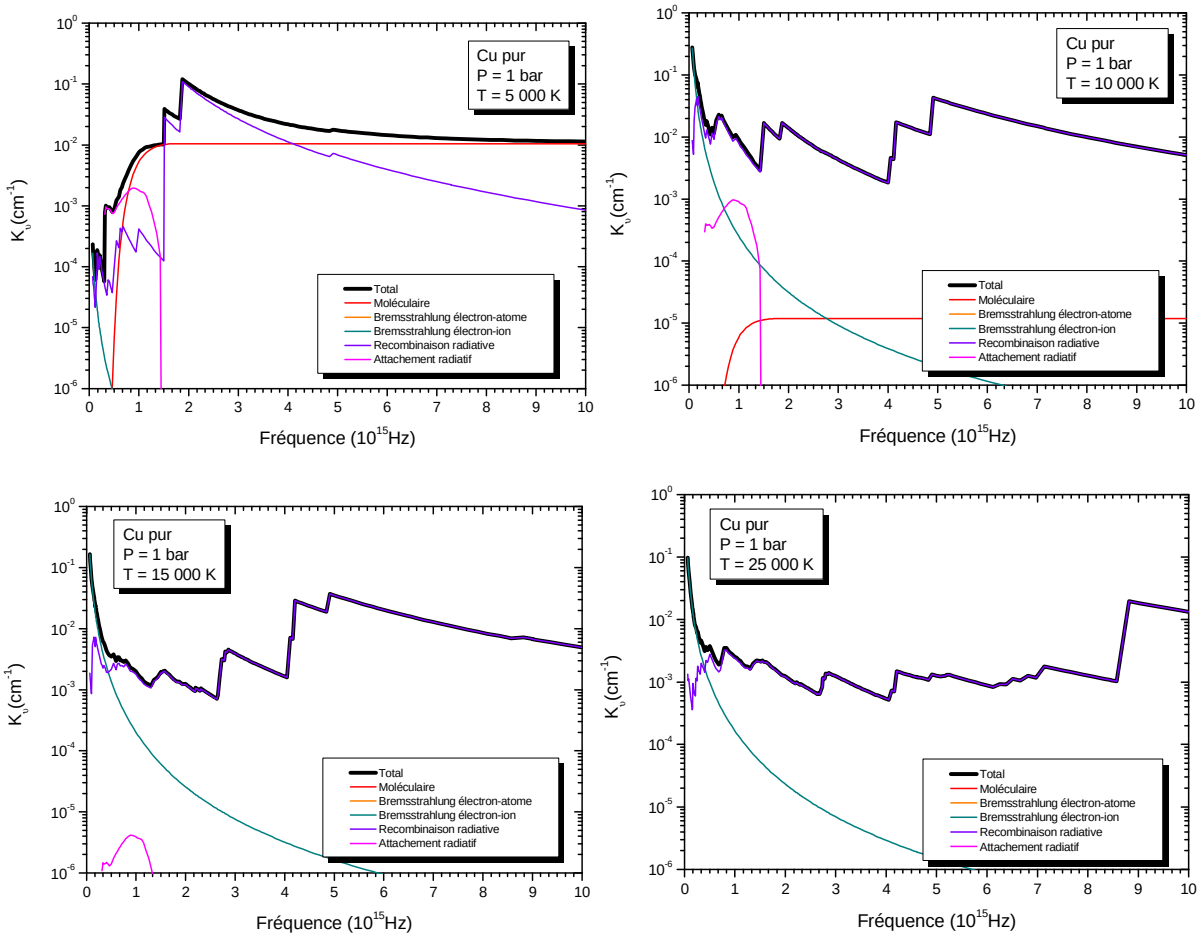


Figure 10 : Coefficient d'absorption du continuum d'un plasma de Cu à 1 bar

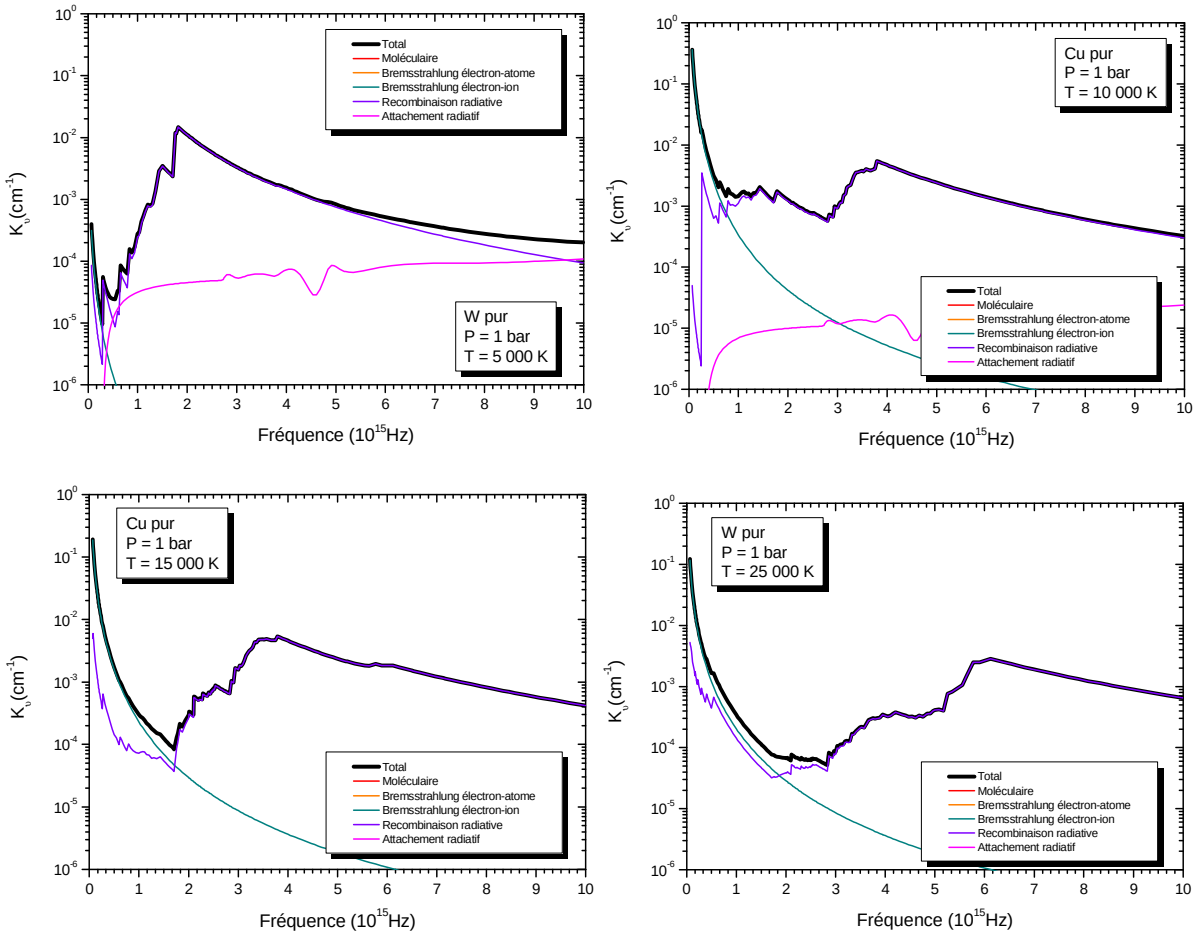


Figure 11 : Coefficient d'absorption du continuum d'un plasma de Cu à 1 bar

À basse fréquence (en dessous de 10^{15} Hz), le phénomène prépondérant est le rayonnement de freinage. À faible température pour les plasmas de SF_6 et de C_2F_4 pur, c'est le Bremsstrahlung électron-atome qui est prépondérant. Cependant pour les plasmas métalliques (cuivre et tungstène), à faible température c'est le Bremsstrahlung électron-ion qui est le phénomène dominant. Ce comportement s'explique par la faible énergie d'ionisation des espèces métalliques. L'importance du continuum moléculaire quant à lui varie avec la concentration des espèces moléculaires. À faible température ce processus d'émission est non négligeable tandis qu'à très haute température, lorsque le plasma est totalement dissocié, sa valeur est quasi-nulle. Notons que le continuum moléculaire d'un plasma de tungstène pur est nul, car les molécules à base de tungstène dans notre composition sont toutes associées à un ou plusieurs atomes de fluor. Pour les températures intermédiaires, la contribution de chacun des phénomènes est fonction de la température. Pour des températures inférieures à 10 000 K, dans les plasmas de SF_6 et de C_2F_4, les processus prépondérant sont l'attachement radiatif et la recombinaison radiative auxquelles viennent s'ajouter les phénomènes d'émissions continues moléculaires, pour des fréquences supérieures à 10^{15} Hz. Ce comportement n'est pas applicable aux plasmas de Cu et de W, car leur attachement radiatif est plus faible. Cela s'explique par le fait que dans les plasmas de SF_6 et C_2F_4, la présence du fluor, fortement

électronégatif donne plus d'importance à l'attachement radiatif. De plus, les espèces neutres des plasmas métalliques se dissocient rapidement et sans espèces neutres nous ne pouvons pas avoir d'attachement radiatif. Par contre le comportement dû à la recombinaison radiative est commun à tous les plasmas et se caractérisée par des « sauts » correspondant aux énergies d'ionisation des espèces présentes dans le plasma. Lorsque la température augmente les densités des espèces neutres et négatives diminuent faisant par la même occasion diminuer l'attachement radiatif et le rayonnement de freinage électron-atome. La recombinaison radiative représente alors le phénomène majoritaire à haute température. À haute fréquence le comportement est commun à tous les plasmas et pour toutes les températures. Le coefficient total d'absorption du continuum résulte essentiellement de la recombinaison radiative.

III. Processus d'émission du rayonnement des raies et phénomènes d'élargissement

Lorsqu'un électron excité transite d'un niveau d'énergie E_h supérieur vers un niveau inférieur E_b, nous avons émission d'un photon d'énergie $h\nu$. L'ensemble des photons émis pour cette transition constitue une raie d'émission. Alors qu'il est coutumier d'utiliser la fréquence pour représenter l'émission ou l'absorption du continuum, on préfère utiliser la longueur d'onde lorsqu'il s'agit d'étudier le spectre discret.Pour une pression donnée, le coefficient d'émission d'une raie spectrale s'écrit en fonction de sa longueur d'onde d'émission de la façon suivante :

$$\varepsilon_{hb} = \frac{hc}{4\pi\lambda_{hb}} A_{hb}.N_h(T).P_{hb}(\lambda,T) \qquad \text{[II- 21]}$$

Avec N_h la densité d'atome du niveau émetteur, A_{hb} la probabilité de transition spontanée de la transition et P_{hb} le profil de la raie qui, pour une température T, vérifie :

$$\int_0^{+\infty} P_{hb}(\lambda).d\lambda = 1 \qquad \text{[II-22]}$$

Dans le plasma, la particule émettrice est entourée d'atomes, d'ions et d'électrons qui vont créer des perturbations affectant ainsi le profil de raie. Ce profil supposé symétrique va être élargi et déplacé. La figure 12 nous montre la différence entre le profil théorique et expérimental, avec Δ son déplacement et δ sa largeur à mi-hauteur totale:

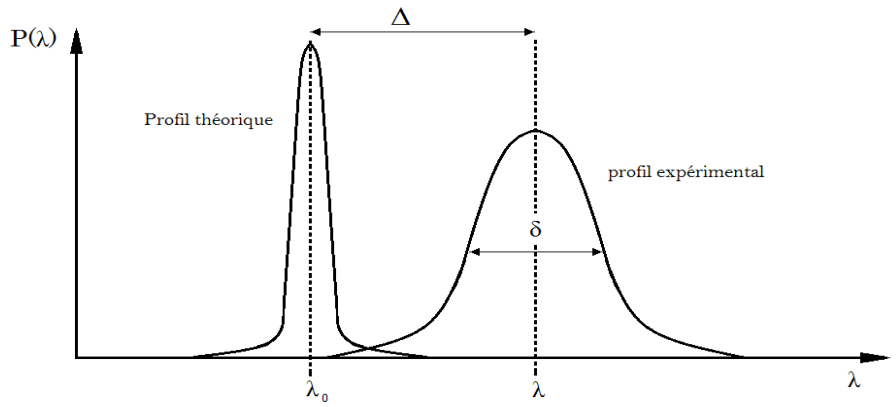


Figure 12 : Déplacement et élargissement d'une raie

La forme du profil de raie ayant un impact important sur le transfert radiatif, nous devons porter une attention toute particulière aux différents élargissements que peut subir une raie.

III.1. Élargissement naturel

L'élargissement naturel correspond à l'élargissement minimal que subit une raie en l'absence de perturbation extérieure. D'après le principe d'Heisenberg, l'énergie d'un niveau électronique ayant une durée de vie finie ne peut être connue de manière exacte. Il en résulte donc une distribution Lorentzienne des niveaux possibles autours du dit niveau. Dans notre calcul, nous n'avons pas considéré cet élargissement jugé négligeable devant les élargissements dus aux effets de pression et à l'effet Doppler dans les plasmas d'arc.

III.2. Elargissement Doppler

L'effet Doppler est la résultante de l'écart existant entre la vitesse relative des atomes émetteurs et un observateur.

Si le rayonnement est émis à une longueur λ_0 (longueur d'onde au centre de la raie), l'observateur reçoit la raie avec une longueur d'onde déplacée de la quantité $\Delta\lambda$ telle que :

$$\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0 = \pm \frac{V_s}{c} \cdot \lambda_0 \qquad \text{[II-23]}$$

V_s : vitesses atomes émetteurs (m/s),

c : vitesse de la lumière (m/s).

La fonction de distribution est obtenue à partir de la distribution maxwellienne des vitesses en fonction des longueurs d'onde. Le profil de raie obtenu est alors caractérisé par une gaussienne [Rahm89] :

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

avec [II-24]

$$\lambda_D = \lambda_0 \sqrt{\left(\frac{2k_B T}{mc^2}\right)}$$

où T est la température du plasma, m la masse de l'atome émetteur (en kg), et $\Delta\lambda_D$ la largeur Doppler (en m). Cette largeur est reliée à la demi-largeur à mi-hauteur par l'équation suivante :

$$\delta^d_{1/2} = \sqrt{\ln(2)}.\Delta\lambda_D \quad [II-25]$$

III.3. Elargissement de pression

Les élargissements de pression sont dus à l'interaction d'un atome avec les particules environnantes appelées perturbateurs (atomes, ions ou électrons). Son profil de type Lorentzien se définit selon l'équation suivante :

$$P_L(\lambda) = \frac{1}{\pi} \cdot \frac{\delta^L_{1/2}}{\left(\delta^L_{1/2}\right)^2 + (\lambda - \lambda_0 + \Delta L)^2} \quad [II-26]$$

Cette interaction provoque un élargissement et un déplacement des raies. L'interprétation de l'élargissement de pression se base sur deux théories distinctes selon la nature et la densité des perturbateurs : l'approximation des impacts et l'approximation quasi-statique. Si les perturbateurs sont des électrons, nous considérons en générale que la durée des collisions t_1 est petite par rapport à l'intervalle de temps t_2 entre deux collisions et que les collisions sont séparées dans le temps.

Les temps t_1 et t_2 sont donnés par [Lian92]:

$$t_1 = \frac{b}{\bar{V}} \quad \text{et} \quad t_2 = \frac{1}{N\sigma\bar{V}} \quad [II-27]$$

b : paramètre d'impact de la collision (m),

$\bar{V}$: vitesse moyenne du perturbateur (m/s),

N : densité du perturbateur (en m^{-3}),

σ : section efficace de la collision (m^2).

Dans le cas où les perturbateurs sont des atomes neutres, malgré leur vitesse moyenne faible par rapport à celle des électrons, nous pouvons considérer que l'approximation des impacts est encore valable si la densité des neutres ne dépasse pas

celle des électrons, car le paramètre d'impact de cette collision est beaucoup plus petit (interaction à faible champ d'action). Pour les ions, dont la vitesse est faible et le paramètre d'impact important, la perturbation peut être considérée constante dans le temps. Nous utilisons alors l'approximation quasi-statique [Grie74]. Dans notre étude, nous avons pris en considération trois types d'élargissement de pression : l'élargissement de Van der Waals, l'élargissement de résonance et l'élargissement Stark.

III.3.i. Elargissement de Van der Waals

L'élargissement de Van der Waals existe lorsque l'atome émetteur est perturbé par un atome neutre de nature différente ou par un atome identique dont le niveau supérieur de la raie n'est pas couplé au niveau fondamental. Le potentiel d'interaction est de la forme $1/r^6$. L'élargissement $\delta_{1/2}^{vdw}$ (demi-largeur à mi-hauteur) et le déplacement Δ_{vdw} sont donnés dans l'approximation des impacts par [Grie74]:

$$\delta_{1/2}^{vdw} = 4{,}08 C_6^{2/5} (\overline{V_0})^{3/5} N_0 \frac{\lambda_0^2}{2\pi c} \qquad [II\text{-}28]$$

$$\Delta_{vdw} = 2{,}94 C_6^{2/5} C_6^{2/5} (\overline{V_0})^{3/5} N_0 \frac{\lambda_0^2}{2\pi c}$$

où N_0 est la densité des perturbateurs neutres, $\overline{V_0}$ la vitesse relative moyenne des deux particules (en $m.s^{-1}$). C_6 la constante d'interaction de Van der Waals (en $C^2.s.kg^{-1}$) donnée par la relation :

$$C_6 = C_{6h} - C_{6b} = \alpha_P \frac{e^2}{\hbar} \left(\overline{r_h^2} - \overline{r_B^2}\right) \qquad [II\text{-}29]$$

Où

$$\alpha_p = p^{1/2} \frac{\Gamma\left(\frac{p-1}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{p}{2}\right)} \qquad [II\text{-}30]$$

avec:

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

$\overline{V_0}$ la vitesse relative moyenne entre les deux atomes (en $m.s^{-1}$),

α_p la polarisabilité de l'atome émetteur (S = 2,9 A^{-3}, F = 0,557 A^{-3}, C = 1,76 A^{-3}, Cu = 7,31 A^{-3}, W = 11,1 A^{-3})

$$\overline{V_0} = \sqrt{8 k_B T \frac{m_{em} + m_{per}}{m_{em} m_{per}}} \qquad [II\text{-}31]$$

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

Les rayons moyens de l'atome émetteur du niveau haut (h) vers le niveau bas (b), $\bar{r}_h$ et $\bar{r}_b$, sont donnés par [OmMe68] :

$$\overline{r_b^2} = \frac{1}{2z^2} a_0^2 \left(n_b^2\right)^2 \left(5(n_b^*)^2 + 1 - 3l_b(l_b+1)\right) \qquad \text{[II-32]}$$

Avec a_0 le rayon de Bohr, l_b le nombre quantique orbital et n_b^* le nombre quantique effectif qui prend la valeur suivante :

$$n_b^* = z\left(\frac{E_{Ryd}}{E_\infty - E_n}\right)^{1/2} \qquad \text{[II-33]}$$

E_∞ et E_n sont respectivement l'énergie d'ionisation et l'énergie de l'état (n) de l'atome,E_{Ryd} l'énergie de Rydberg et z la charge de l'atome émetteur.

Dans le cas de l'approximation quasi-statique, l'élargissement de Van Der Waals correspond à un profil de Holtzmark [Hann07]:

$$P(\lambda) = \frac{1}{2}\frac{\Delta\lambda_0^{1/2}}{(\lambda-\lambda_0)^{3/2}} \exp\left(-\frac{\pi\Delta\lambda_0}{4\,(\lambda-\lambda_0)}\right)$$

avec [II-34]

$$\Delta\lambda_0 = C_6\left(\frac{4\pi N_0}{3}\right)^2 \frac{\lambda_0^2}{2\pi c}$$

III.3.ii. Elargissement de résonance

L'élargissement de résonance est dû à l'interaction de l'atome émetteur avec un atome de même nature, lorsque le niveau supérieur de la raie est couplé au fondamental. Il fait intervenir un potentiel d'interaction en $1/r^3$. Selon la théorie des impacts la demi-largeur à mi-hauteur s'exprime de la manière suivante [Grie74] :

$$\delta_{1/2}^r = 5{,}48 \cdot \pi \left(\frac{g_f}{g_r}\right)^2 N_0 \left(\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0}\right)\frac{f_r}{m_e}\left(\frac{\lambda_0^2}{2\pi c}\right)\lambda_0 \qquad \text{[II-35]}$$

Avec

g_f, g_r : les poids statistiques du fondamental et du niveau de résonance,

N_0 : densité du niveau fondamental (m^{-3}),

f_r : force d'oscillateur du niveau résonnant.

Ce type d'élargissement n'engendre pas de déplacement $\Delta_r = 0$. Le profil de la raie émise est Lorentzien.

III.3.iii. Elargissement Stark

L'interaction entre une particule chargée et un atome émetteur induit un élargissement de type Stark qui résulte de la levée de la dégénérescence des niveaux d'énergie des atomes sous l'influence d'un champ électrique. La nature des élargissements varie en fonction des types d'atomes qui interagissent. Dans le cadre de notre étude, les potentiels d'interaction de type Stark seront séparés en deux formes : quadripolaire en $1/r^3$ et/ou dipolaire quadratique en $1/r^4$, induisant un élargissement Stark quadratique et/ou quadripolaire de la raie émise. Le profil de raie résultant est alors de type Lorentzien pour toutes les espèces considérées dans notre calcul.

1) Effet Stark quadratique

Cet effet a pour origine l'interaction entres les atomes ou ions avec des particules chargées lorsque l'on considère un potentiel de type $1/r^4$. Il est responsable d'une dégénérescence partielle des niveaux suite à une interaction élastique. L'élargissement s'écrit dans le cadre de l'approximation des impacts sous la forme [Saha69] :

Pour les neutres

$$\delta_{1/2}^{qd,e} = 5{,}685\ C_4^{2/3} V_e^{1/3} N_e \frac{\lambda_0^2}{2\pi c} \qquad \text{[II-36]}$$

Pour les ions

$$\delta_{1/2}^{qd,e} = 100{,}4\ C_4^{2/5} N_e \frac{z^{4/5}}{T^{1/2}} \frac{\lambda_0^2}{2\pi c} \qquad \text{[II-37]}$$

Et le déplacement :

$$\Delta_{qd,e} = 9{,}94\ C_4^{2/3} V_e^{1/3} N_e \frac{\lambda_0^2}{2\pi c} \qquad \text{[II-38]}$$

Où C_4 est la constante d'effet Stark, comparable à C_6 pour l'effet Van Der Waals. Cette constante d'élargissement Stark donnée (en $m^4.s^{-1}$) par :

$$C_4 = C_{4,h} - C_{4,b} \qquad \text{[II-39]}$$

et

$$C_{4,i} = \frac{e^2}{8\pi^2 \hbar m_e c^2} \sum_n f_{hb} \lambda_{hb}^2 \qquad \text{[II-40]}$$

V_e la vitesse moyenne des électrons est donnée par :

$$V_e = \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi m_e}} \qquad \text{[II-41]}$$

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

F_{hb} la force d'oscillateur de la transition entre les niveaux h et b,

Λ_{hb} la longueur d'onde de la transition entre les niveaux h etb (en m).

2) Correction de Griem : interaction avec les ions

D'après les travaux de Griem [Grie64], les électrons ont une forte influence sur le déplacement des raies et leurs élargissements, tandis que les ions ont un plus fort impact sur les ailes des raies. Afin de prendre en compte l'interaction des ions, Griem propose une correction des élargissements Stark quadratiques. Celle–ci est donnée par l'équation suivante :

$$\delta_{1/2}^{G} = \frac{1}{2}\delta_{1/2}^{qd,e}[1 + 1{,}75 \times A(1 - \alpha R)]$$
$$\Delta_G = \Delta_{qd,e} + A(1 - \alpha R) \times 2\delta_{1/2}^{qd,e} \qquad \text{[II-42]}$$

Avec R est le terme de corrélation ionique et A est le paramètre d'élargissement ionique défini :

$$R = \left(\frac{3}{4\pi \sum_j N_{Z_j^+}}\right)^{1/3} \left[\frac{e^2}{\varepsilon_0 k_B T}\left(\sum_j Z_{Z_j^+}^2 N_{Z_j^+} + N_e\right)\right]^{1/2}$$
$$A = \left(\frac{4\pi}{3}\sum_j N_{Z_j^+}\right)\left(\frac{C_4}{\pi c\, \delta_{1/2}^{qd,e,n/i}}\right)^{3/4}\left(\lambda \frac{\sum_j Z_{Z_j^+} N_{Z_j^+}}{\sum_j N_{Z_j^+}}\right)^{3/2} \qquad \text{[II-43]}$$

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

3) Effet Stark quadrupolaire

L'effet Stark quadrupolaire provient d'un potentiel d'interaction de type $1/r^3$ entre un émetteur, chargé ou neutre, avec un électron. Cet élargissement est défini par Saha-Bréchot et Van Régemorter [BrRe64] selon les équations suivantes :

Pour les neutres

$$\delta_{1/2}^{qp,e} = 3{,}025.10^{-8} \times (\beta_i - \beta_f) N_e \frac{\lambda_0^2}{2\pi c} \qquad \text{[II-44]}$$

Pour les ions

$$\delta_{1/2}^{qp,e} = 2{,}48.10^{-5} \times (\beta_i - \beta_f)^{2/3} N_e T^{-1/2} \frac{\lambda_0^2}{2\pi c} \qquad \text{[II-45]}$$

avec :

$$\beta_j = \left[\frac{4}{15}(2L+1)C_{L2L}\right]^{1/2} \overline{r_j^2} \qquad \text{[II-46]}$$

L est le nombre quantique orbital,

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

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

Le rayon quadratique moyen défini par Sahal–Brechot [Saha69] est donné (en m²) par :

$$\overline{r_j^2} = \frac{n^{*2}}{2Z}[5n^{*2} + 1 - 3L(L+1)] \qquad \text{[II-47]}$$

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

$$n^* = Z\left(\frac{hcE_{Ryd}}{E_{lim} - E_n}\right) \qquad \text{[II-48]}$$

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

E_n et E_{lim} sont respectivement l'énergie du niveau (n) et l'énergie de la limite d'ionisation.

Le déplacement des raies provoqué par l'interaction quadrupolaire et quadratique sont les mêmes. L'expression de ce déplacement est donnée par la relation [II-38].

III.4. Profil de Voigt

Comme nous venons de le voir, chaque type d'élargissement donne lieu à un profil particulier. Les élargissements issus des effets de pression sont définis par un profil Lorentzien, tandis que l'élargissement Doppler est défini par un profil gaussien. La convolution de ces deux types de profils conduit à un profil de Voigt décrit par l'équation suivante :

$$P_v(\lambda) = \frac{a}{\pi^{3/2}\Delta\lambda_D} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{exp\left(-\left(\frac{y}{\Delta\lambda_D}\right)^2\right)}{a + (y - \Delta\lambda)^2} dy \qquad \text{[II-49]}$$

avec

$$a = \frac{\delta_L}{a} \; ; \Delta\lambda = \lambda - \lambda_o - \Delta_{tot} \;\text{ et }\; \Delta\lambda_D = \frac{\delta_D}{2\sqrt{\ln(2)}} \qquad \text{[II-50]}$$

où δ_L est la largeur à mi-hauteur de l'ensemble des élargissements de type Lorentzien, δ_D la largeur Doppler et Δ_{tot} le déplacement du centre de la raie.

IV. Description du spectre d'absorption

La résolution de l'ETR passe par la description d'un spectre d'absorption, qui se définit comme étant la somme d'une absorption continue et d'une absorption discrète, comme présenté sur la Figure 7 : Coefficient d'absorption d'un plasma de 30 % SF_6 - 60% C_2F_4 - 10% Cu à 1 bar et une température de 10 000 K. D'après le chapitre précédent, le continuum est la somme de processus libre –libre et libre-lié qui ne nécessitent pas une discrétisation fine de leur spectre d'absorption, à l'inverse des raies qui peuvent être nombreuse et proches. Dans cette partie, nous proposons deux méthodes pour traiter les raies, en précisant leurs avantages et leurs inconvénients, ainsi que leur validité dans le cas de notre étude.

IV.1. La méthode du facteur de fuite.

Le facteur de fuite détermine l'absorption d'une raie dans le plasma. Il représente le rapport entre le flux sortant dans les conditions réelles et le flux sortant s'il y n'avait pas eu d'absorption, pour une raie. Ce facteur de fuite vient pondérer une raie, alors considéré comme un Dirac, afin de prendre en compte l'absorption que subit celle-ci durant la traversée d'un plasma. Sa valeur est comprise entre 0 et 1 : 0 si la raie est totalement absorbée dans le volume et 1 si elle ne subit aucune atténuation. Dans le cas d'un plasma isotherme, Drawin [DrEm73] définit le facteur de fuite par:

$$\Lambda_r = \int_0^\infty P(\lambda).\exp\big(-n_b.P(\lambda)\big).\sigma_{hb}.R_p).d\lambda \qquad \text{[II-51]}$$

Où n_b est la densité des atomes du niveau bas de transition, σ_{hb} est la section efficace d'absorption. Dans la littérature, le facteur de fuite est souvent exprimé en fonction de l'épaisseur optique. Cette épaisseur optique représente l'atténuation du rayonnement par unité de longueur. Pour un plasma homogène et isotrope, l'épaisseur optique [Cres01] est définie par:

$$\tau_\lambda = \kappa_\lambda * R \qquad \text{[II-52]}$$

K_λ étant le coefficient spectral d'absorption à la longueur d'onde λ et R le chemin optique. Si les photons émis à une longueur d'onde λ donnée sont très peu absorbés, on dit que le plasma est optiquement mince à la longueur d'onde λ. A l'inverse si l'absorption est très grande, le plasma est dit optiquement épais.

En considérant une raie d'émission à une longueur d'onde λ_0, τ_{λ_0} et $P_{hb}(\lambda_0)$ représentent l'épaisseur optique et la valeur du profil de raie au centre de la raie. Le facteur de fuite de cette raie Λ_r s'exprime alors sous la forme :

$$\Lambda_r(T) = \int_0^{\infty} P_{hb}(T) exp\left(-\frac{\tau_{\lambda_0} P_{hb}(T)}{P_{hb}(\lambda_0)}\right) d\lambda \qquad \text{[II-53]}$$

L'introduction de ce facteur de fuite entraine une forte diminution du temps de calcul. Cependant, l'utilisation de ce facteur de fuite introduit dans certain cas une surestimation du rayonnement, car celui-ci ne prend pas en compte le chevauchement des raies et de fait sous-estime l'absorption. Nous verrons dans la *partie VI-2*, l'impact de l'utilisation du facteur de fuite sur les valeurs du Coefficient d'Émission Nette.

IV.2. La description fine du spectre d'absorption

La méthode la plus rigoureuse pour décrire les raies d'absorption consiste à décrire chaque raie longueur d'onde par longueur d'onde sur tout le domaine spectrale. Cette méthode, dite « line by line », permet de prendre en compte leurs chevauchements. Toutefois, l'intégration de chaque raie sur tout le domaine spectral est extrêmement chronophage. Afin de réduire ces temps de calcul, nous pouvons jouer sur un paramètre « Xlim » qui définit la largeur fréquentielle sur laquelle nous considérons l'intégration de notre raie. La figure ci-dessous nous permet de mieux comprendre ce facteur « Xlim ».

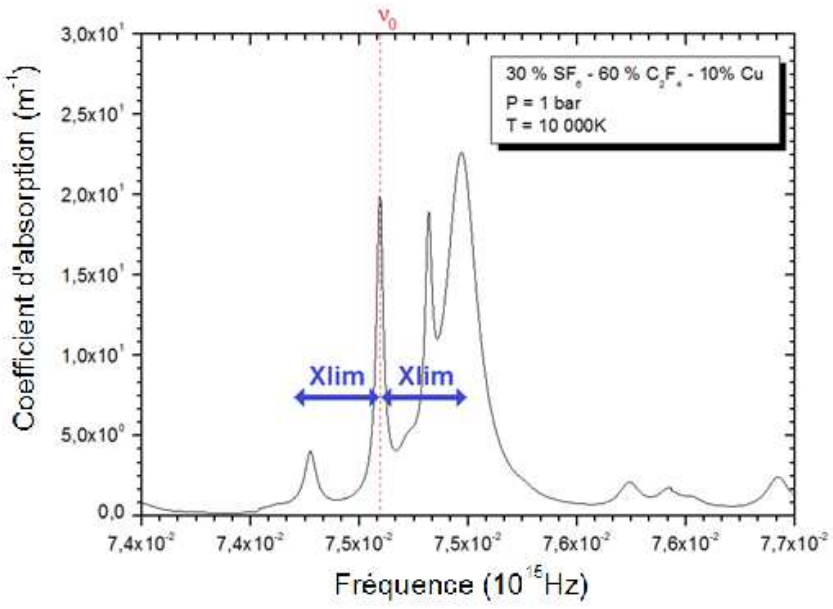


Figure 13 : schéma d'intégration d'une raie en fonction de Xlim

Sur cette figure, ν_0 représente la fréquence d'émission du centre de la raie et 2*Xlim correspond à la largeur fréquentielle sur laquelle nous considérons la raie. Lors du calcul de l'absorption de la raie de centre ν_0, la raie est définie sur l'intervalle de centre ν_0 et de la largeur 2*Xlim et toutes les raies possédant leurs centres dans cet intervalle sont prises en compte. Dans les travaux de Randrianandraina [Rand11] et

Jan [Jan13], qui portaient sur le calcul du rayonnement respectivement d'un plasma de SF_6 et un plasma de SF_6-C_2F_4, le paramètre Xlim avait été fixé à 50nm. Cependant, prendre une valeur fixe pour Xlim introduit des erreurs à forte pression, car pour des pressions élevées les raies sont fortement absorbées en leurs centres, donnant alors plus d'importance au rôle joué par leurs ailes sur l'émission. Afin de définir au mieux notre rayonnement, nous avons décidé de faire varier Xlim en fonction de la pression. Pour cela, nous avons relevé pour un plasma 60% SF_6- 30% C_2F_4 -10% Cu à différentes pressions les valeurs de Xlim les plus faibles permettant d'avoir moins de 20% entre le Coefficient d'Émission Nette issue de ce Xlim et le Coefficient d'Émission Nette d'un Xlim balayant tout le spectre (c'est-à-dire 4 500 nm). Ce relevé nous a permis de dresser le tableau suivant :

pression	Xlim (nm)
1	25
8	50
32	500
64	1500
250	4500

Tableau 2 : Xlim fonction de la pression

À partir de ces résultats, il nous est possible de calculer rapidement Xlim en fonction de la pression, grâce à l'expression suivante :

$$Xlim\ [nm] = 18 * pression\ [bar] + 25[nm] \qquad [II\text{-}54]$$

Cependant, l'augmentation de la valeur de Xlim en fonction de la pression entraine une augmentation du temps de calcul. Nous avons alors relevé les temps de calcul du Coefficient d'Émission Nette à chaque pas de température en fonction de Xlim.

Xlim (nm)	temps (s)	temps (min)
10	67	1,11666667
50	207	3,45
500	801	13,35
1500	1196	19,9333333
4500	1555	25,9166667

Tableau 3 : temps de calcul nécessaire par température en fontion de Xlim

Là encore, ces résultats nous permettent d'estimer rapidement les temps de calcul par température selon la loi suivante :

$$temps\ de\ calcul\ par\ température\ [min] = 4.16 \ln(Xlim[nm]) - 10.67 \qquad [II\text{-}55]$$

Si l'on considère le calcul du Coefficient d'Émission Nette d'un plasma à 250 bar, pour une gamme de température comprise entre 300 et 30 000 K, avec un pas de discrétisation de 100 K, il nous faut approximativement 7248 minutes soit 5 jours de

calcul avec un processeur cadencé à 4.2 Ghz pour réaliser le calcul complet du CEN d'un seul mélange à 250 bar. Afin de tenir compte à la fois des variations du coefficient d'absorption du continuum et de la présence en quantité importante des raies dans certaines régions spectrales bien localisées, la distance spectrale entre deux points ou pas de longueur d'onde n'est pas constante sur tout le spectre. Pour définir ce pas de longueur d'onde, nous nous sommes appuyés sur les travaux de Randrianandraina [Rand11]. Dans un premier temps nous avons repris les mêmes hypothèses de découpage spectral, à savoir :

lambda (nm)	30 - 100	100 - 200	200 - 850	850 - 1020	1020 - 4500
Pas (nm)	1,00E-03	1,00E-03	1,00E-02	1,00E-02	1,00E-01

Tableau 4 : découpage spectrale de Randrianandraina

Cette discrétisation permet de décrire correctement un plasma de SF_6 - C_2F_4 avec un nombre de points égal à 286 802. Cependant dans notre cas, les espèces métalliques ont plus de raies dans l'UV que le souffre, le carbone ou le fluor. De façon à prendre en compte cette spécificité dans notre calcul, nous avons revu le découpage de Randrianandraina [Rand11] en utilisant sa méthode de sélection. Nous aboutissons alors au :

lambda (nm)	30 - 200	200 - 1020	1020 - 4500
Pas (nm)	1,00E-03	1,00E-02	5,00E-02

Tableau 5 : découpage spectrale pour les mélanges SF_6-C_2F_4-Cu et SF_6-C_2F_4-W

Cette nouvelle distribution du pas spectral donne lieu à une meilleure description des spectres d'absorption des plasmas de SF_6-C_2F_4-Cu et SF_6-C_2F_4-W sur un nombre de points égal à 321 603.

V. Le Coefficient d'Émission Nette

La résolution de l'équation du transfert radiatif sous sa forme [I-12] ne peut être effectuée que par des modèles numériques où le nombre d'itération est élevé. La dépendance spectrale et géométrique de cette équation complexifie sa résolution. Pour s'en affranchir, il est d'usage d'utiliser des méthodes approximatives basées soit sur une simplification spectrale, soit sur une simplification géométrique du plasma. Dans notre étude, l'objectif est de quantifier l'impact des vapeurs organiques et/ou métalliques sur les propriétés radiatives d'un plasma de SF_6. Pour ce faire nous nous proposons d'utiliser la méthode du Coefficient d'Émission Nette (CEN) qui consiste en une simplification géométrique de l'ETR.

Le coefficient d'émission nette, exprimé en $W/m^3/sr$, représente la puissance émise par le centre d'une sphère de rayon Rp et sortant de cette sphère après avoir été

partiellement absorbé. La résolution de l'ETR via le CEN conserve la dépendance spectrale du rayonnement. Nous confronterons dans nos résultats les deux méthodes de traitement des raies d'absorption et présenterons leurs avantages et leurs inconvénients.

V.1. Méthode de calcul du Coefficient d'Émission Nette

La méthode de calcul du CEN est basée sur une simplification géométrique du plasma : nous supposons que le plasma est isotherme et homogène. Le profil réel de la température est alors assimilé à un profil rectangulaire :

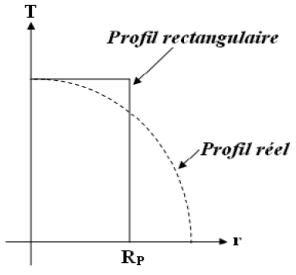


Figure 14 Profil de température simplifié pour le CEN

On peut ainsi définir une sphère de rayon Rp autour d'un point émetteur. Cette sphère est supposée isotherme, de même nature que le point émetteur. On suppose que le rayonnement est émis en un point quelconque du plasma et qu'il sort du milieu après avoir été partiellement absorbé dans une sphère entourant ce point. En première approximation et dans l'hypothèse de l'ETL, le CEN s'écrit:

$$\varepsilon_N(T, R_p) = \int_0^{\infty} L_\lambda^0 \kappa'_\lambda \exp\left(-\kappa'_\lambda R_p\right) d\lambda \qquad [II\text{-}56]$$

Où L_ν^0 est la fonction de Planck et κ'_ν est le coefficient d'absorption monochromatique corrigé de l'émission induit et R_p est le rayon de la sphère de plasma. Le choix du paramètre Rp, est fonction du profil de température du dispositif étudié. Dans le cadre de l'étude d'un plasma de DHT, il est difficile de trouver des valeurs de Rp dans la littérature, car l'étude des DHT est souvent soumise au secret industriel [DiYF04]. Afin de choisir une valeur de Rp cohérente, nous nous sommes appuyés sur l'hypothèse que les gradients de température sont importants lorsque nous nous approchons des parois et sur le fait que les tulipes de DHT ont un diamètre compris entre 1.5 et 3.5 cm. Ces hypothèses nous ont conduits à choisir un Rp compris entre 0.5 mm et 1 cm pour présenter nos résultats de CEN.

V.1.i. Emission nette du continuum

Le CEN est la somme de deux contributions : celle du continuum et celle des raies. Dans la suite de ce chapitre, nous allons décrire succinctement ces deux contributions.

Le coefficient d'émission nette du continuum a été calculé à partir de l'expression suivante :

$$\varepsilon_N^c(T, R_p) = \int_0^\infty \mathrm{L}_\lambda^0 \kappa_c' \exp(-\kappa_c' \mathrm{R_p}) \mathrm{d}\lambda \qquad \text{[II-57]}$$

Où κ_c' est le coefficient d'absorption continu, corrigé de l'émission induite, que nous avons calculé auparavant, pour une température et une pression données, sur un domaine spectral allant de 30 à 4500 nm..

V.1.ii. Emission nette des raies

Le calcul du coefficient d'émission nette des raies peut être réalisé en introduisant le facteur de fuite, décrit précédemment (*chap.II.IV.i*). Le CEN s'écrit alors :

$$\varepsilon_N^{raie}(T, R_p) = \mathrm{L}_{\lambda_0}^0(T) \kappa_{\lambda_0}' \left[1 - exp\left(\frac{hc}{\lambda_0 kT}\right)\right] \exp(-\kappa_c' R_p) \Lambda(\alpha, \tau_0) \qquad \text{[II-58]}$$

κ_c' est le coefficient d'absorption corrigé du continuum adjacent à la raie.

En prenant en compte la description fine du spectre, le calcul du CEN se fait en résolvant l'équation [II-56]. Dans la suite de ce chapitre nous montrons les différences induites par le choix de la méthode de traitement des raies.

V.2. Impact de la méthode de traitement des raies sur le Coefficient d'Émission Nette

Les figures 15 à 18 représentent les CEN des plasmas de gaz ou vapeurs purs calculés en utilisant soit une description fine du spectre total, soit le facteur de fuite pour le traitement particulier des raies. Les pressions choisies sont 1 et 8 bar et les rayons de plasma étudiés sont 0, 0.5 mm et 1 cm. L'objectif de ces courbes est de mettre en évidence l'impact du choix de la méthode de détermination des raies d'absorption sur le CEN. Tout d'abord, notons que plus de 90% du rayonnement est absorbé dès les premiers millimètres quels que soient la méthode de calcul utilisée, la pression ou le mélange étudié. Ce comportement est bien connu dans la littérature et a été de nombreuses fois constatés [CMTG13].

Maintenant, intéressons-nous à l'impact du choix de la méthode de calcul sur la valeur du CEN. Pour Rp = 0 cm les courbes en pointillées (calcul avec facteur de fuite) et les courbes en trait plein (description fine du spectre) sont quasiment confondues. En effet pour un Rp = 0 cm, il n'y a pas d'absorption, donc les élargissements et les déplacements n'ont aucun impact sur le CEN. Les faibles écarts constatés entre les deux courbes à Rp = 0 cm proviennent de l'intégration et plus particulièrement du choix de la variable Xlim, qui selon sa valeur, conditionne la prise en compte de l'émissivité des ailes de la raie.

Pour une valeur supérieure de Rp, la différence entre les deux courbes augmente, due à une absorption plus importante. Puisque la méthode décrivant finement le spectre d'absorption tient compte du chevauchement des raies d'absorption, cela provoque une augmentation du coefficient d'absorption et une diminution de l'émission de ces raies. C'est la raison pour laquelle le CEN issu du calcul avec le facteur de fuite donne des valeurs supérieures. Le facteur de fuite prend uniquement en compte l'absorption individuelle de chaque raie, ce qui conduit à une surestimation de l'émission. D'après les travaux d'Aubrecht [AuBa09] et de Randrianandraina [RaCG11], ces écarts sont dus aux raies mais surtout aux multiplets du spectre d'absorption qui possèdent des longueurs d'onde très proches favorisant ainsi le chevauchement. Sur les figures 15(b) à 18(b), nous présentons l'impact de la pression sur le choix de la méthode de calcul. Lorsque la pression augmente, les raies sont beaucoup plus élargies, suite aux élargissements dits de pression (effets Stark, résonance et Van Der Waal). Les raies les plus élargies, entraînent un chevauchement plus important et contribuent ainsi à une augmentation plus importante de l'absorption. Nous retrouvons à 8 bar un comportement analogue à 1 bar lorsque le paramètre R_p augmente.

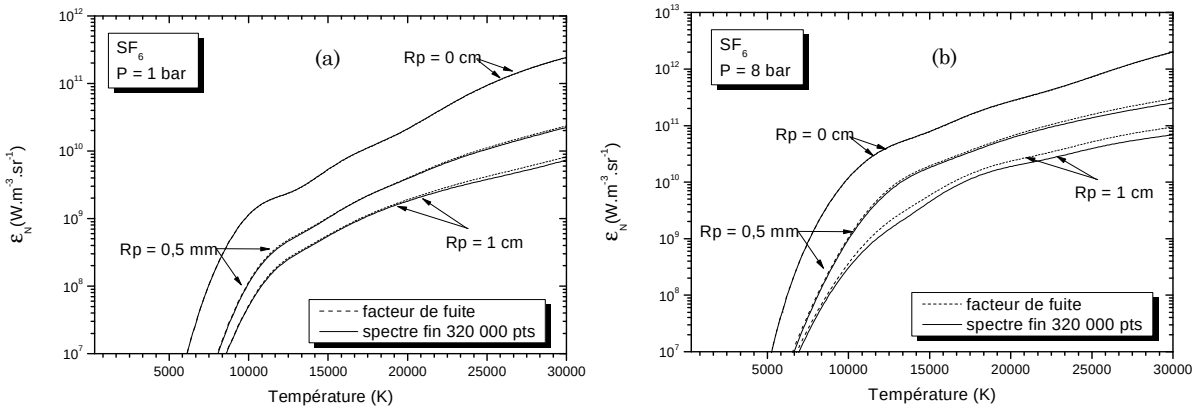


Figure 15 : Influence du facteur de fuite sur le CEN d'un plasma de SF_6 à 1 et 8 bar

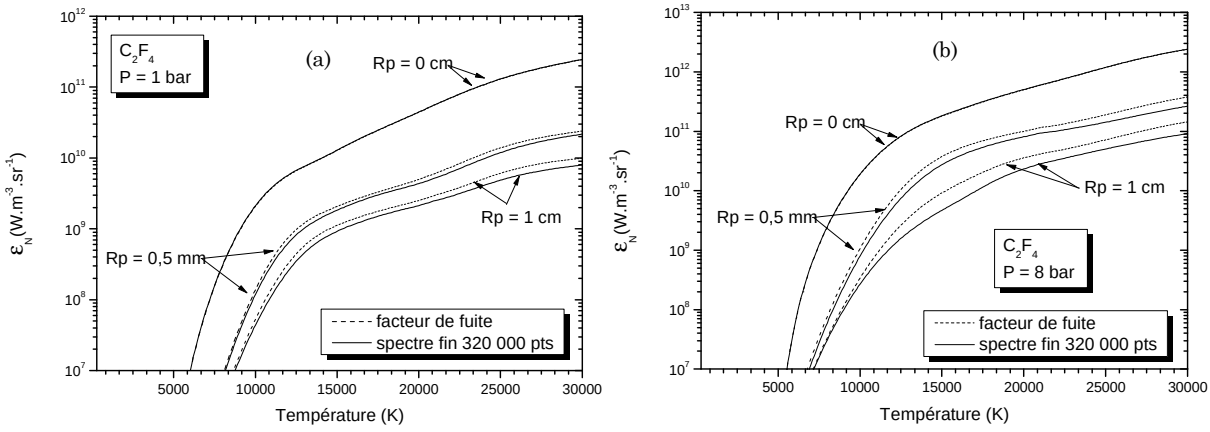


Figure 16 : Influence du facteur de fuite sur le CEN d'un plasma de SF_6 à 1 et 8 bar

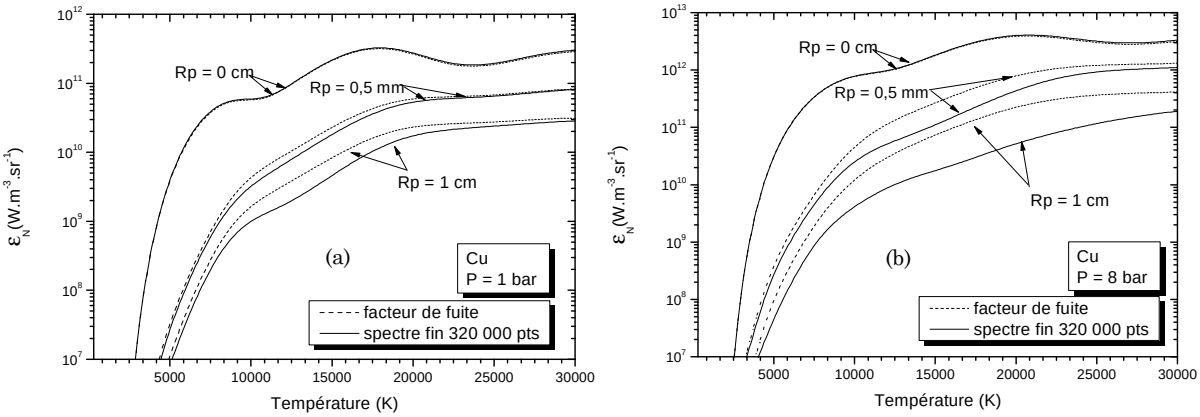


Figure 17 : Influence du facteur de fuite sur le CEN d'un plasma de Cu à 1 et 8 bar

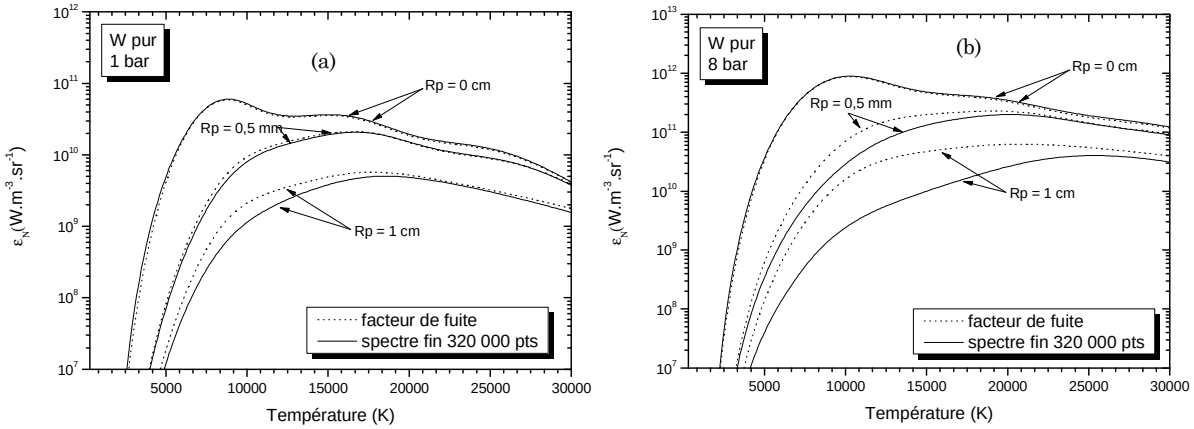


Figure 18 : Influence du facteur de fuite sur le CEN d'un plasma de W à 1 et 8 bar

Pour les plasmas de cuivre et de tungstène à 8 bar et Rp = 1 cm, l'écart est plus important que pour les plasmas de SF_6 et C_2F_4. On atteint une erreur relative maximum voisine 80% pour le Cu et de 90% pour le tungstène. Pour expliquer cet écart il faut se focaliser sur les raies et les élargissements dans ces plasmas métalliques. Le tableau ci-dessous présente le nombre de raies en fonction des espèces contenues dans notre code de calcul du CEN :

Espèce	Nombre de raies
S	700
S^{+}	707
S^{2+}	194
S^{3+}	72
F	1 445
F^{+}	738
F^{2+}	3 535
F^{3+}	624
C	5 154
C^{+}	432
C^{2+}	832
C^{3+}	254
Cu	242
Cu^{+}	4 367
Cu^{2+}	571
W	1 166
W^{+}	256
W^{2+}	37

Tableau 6 : Nombre de raies en fonction des espèces

Nous remarquons que les raies issues de l'espèce Cu^{+} sont plus nombreuses que celles de toutes les autres espèces ionisées de notre code de calcul, même si le nombre de raies ne conditionne pas obligatoirement la puissance émise. Pour une température voisine de 15 000 K, correspondant à notre erreur relative maximum, les espèces les plus importantes sont les espèces une à deux fois ionisées. Cependant, si l'on regarde le nombre de raies du tungstène W^{+} et W^{++}, elles sont beaucoup moins importantes que celles du fluor par exemple. Se baser sur le nombre de raies ne suffit donc pas à expliquer pourquoi le CEN des plasmas métalliques présentent un si grand écart avec et sans facteur de fuite, mais cela nous donne une première indication. Une autre raison est liée aux élargissements et plus particulièrement à l'élargissement Stark, proportionnel à la densité électronique et qui s'avère plus élevé dans le cas d'un plasma composé de vapeurs métalliques. Cet élargissement Stark peut aider à justifier de tels écarts, puisqu'il peut provoquer de fort chevauchement, notamment en présence de nombreux multiplets comme c'est le cas pour les espèces W, W^{+}, W^{2+}, Cu^{+} et Cu^{2+}. Aubrecht [AuBa09], dans ses travaux, avait déjà mentionné le rôle des multiplet sur les différences obtenues par l'utilisation des deux méthodes.

V.3. Influence des vapeurs organiques

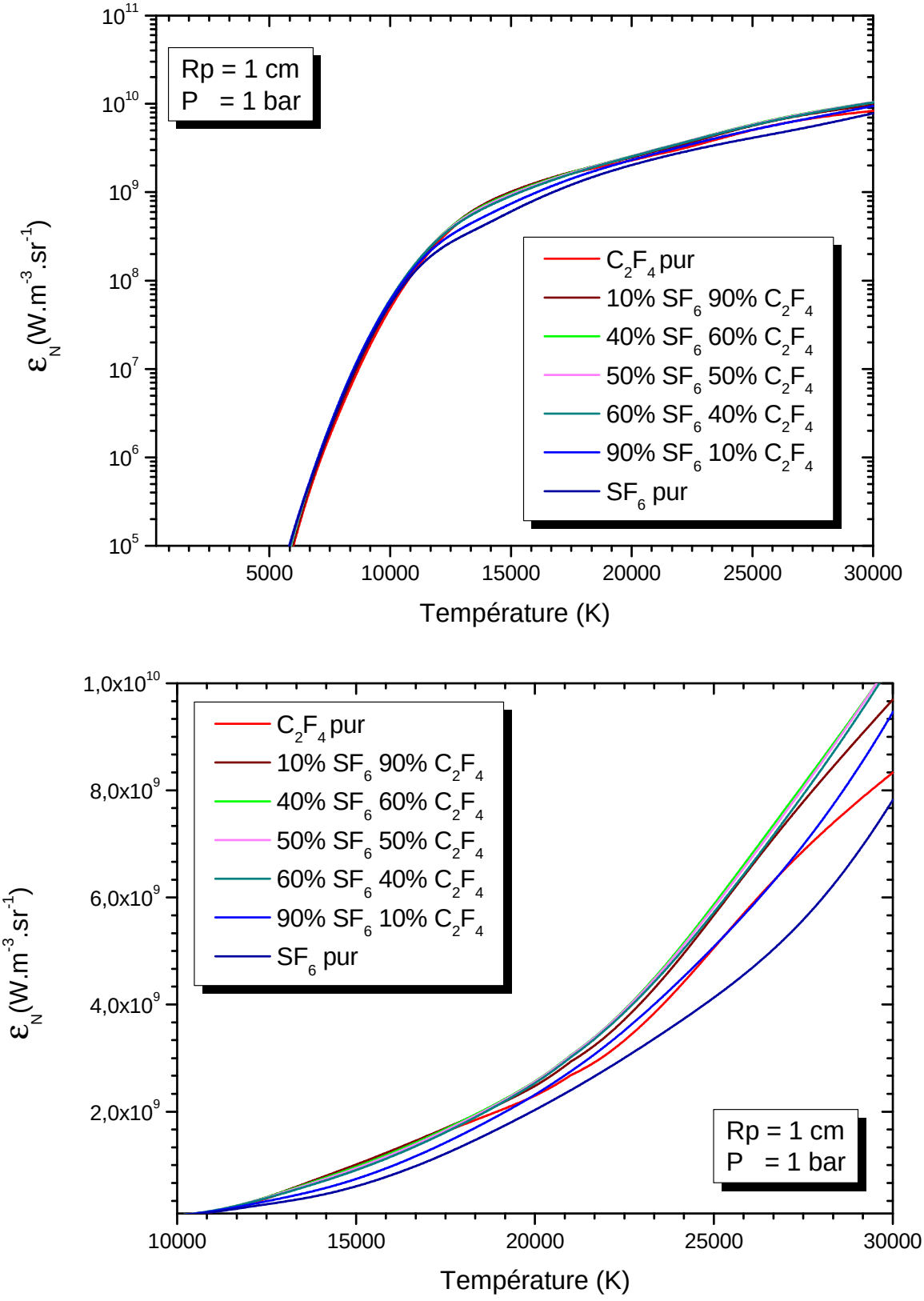


Figure 19 : CEN d'un plasma de SF6 contaminé par des vapeurs de C2F4 à 1 bar

La figure 19 représente le CEN pour des mélanges SF_6-C_2F_4 avec des pourcentages d'hexafluorure de soufre et de PTFE variant de 0% à 100%, pour une pression de 1 bar et un Rp de 1 cm. Le premier constat que l'on peut faire, c'est que le C_2F_4 rayonne plus que le SF_6 et que certains mélanges de SF_6 et C_2F_4 rayonnent plus que les gaz purs. Ce constat avait déjà été réalisé par Hassan Riad [ChRG96], qui montrait que le rayonnement des espèces issues du carbone étaient plus important que celles issues du soufre dans un plasma thermique de SF_6-CF_4 et SF_6-C_2F_6. Le second point important est que pour des températures inférieures à 10 000 K, il n'y pas de réel différence entre les CEN des différents mélanges. Au-dessus de 10 000 K, il y a quelques différences mais l'écart maximal entre le CEN du mélange équimassique SF_6-C_2F_4 (le mélange le plus émissif), et le CEN du SF6 pur (mélange le moins émissif), ne dépasse pas un facteur 2, facteur souvent considéré comme l'écart maximum tolérable pour cette grandeur. Nous garderons en mémoire ce comportement qui constitue une hypothèse majeure dans l'établissement de certaines lois de mélange traitées au chapitre IV.

V.4. Influence des vapeurs métalliques

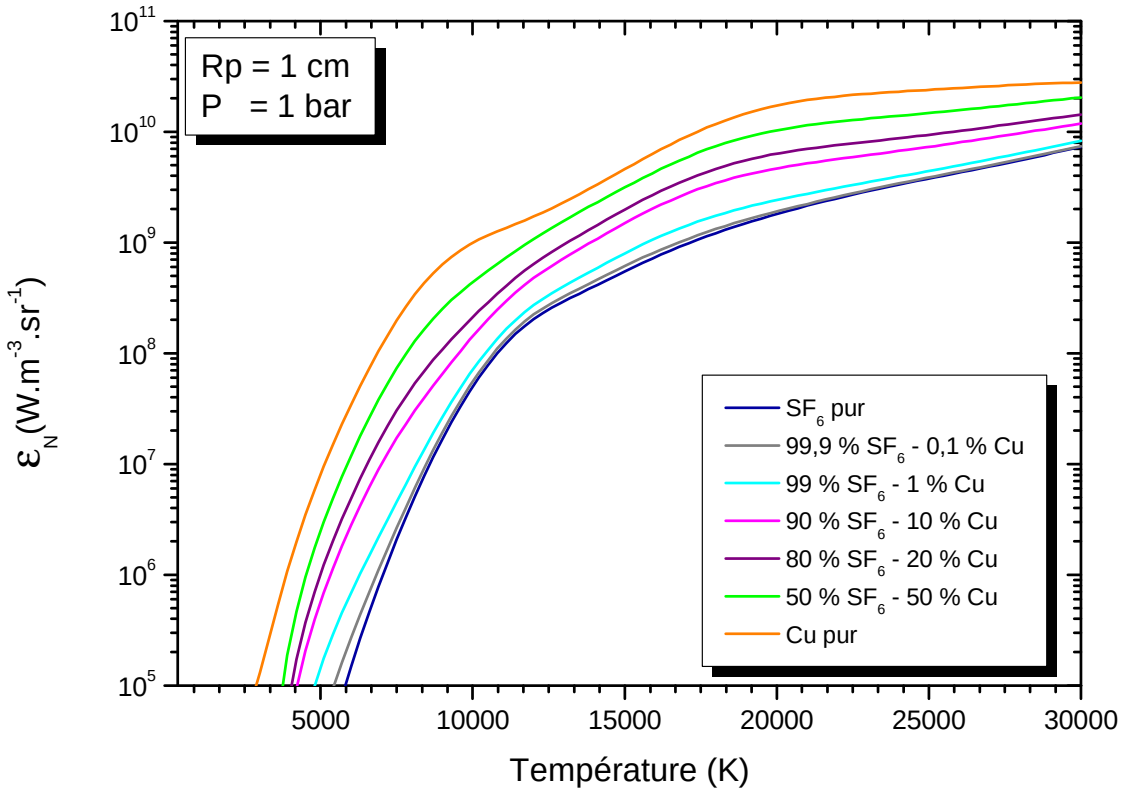


Figure 20 : CEN d'un plasma de SF6 contaminé par des vapeurs de Cu à 1 bar

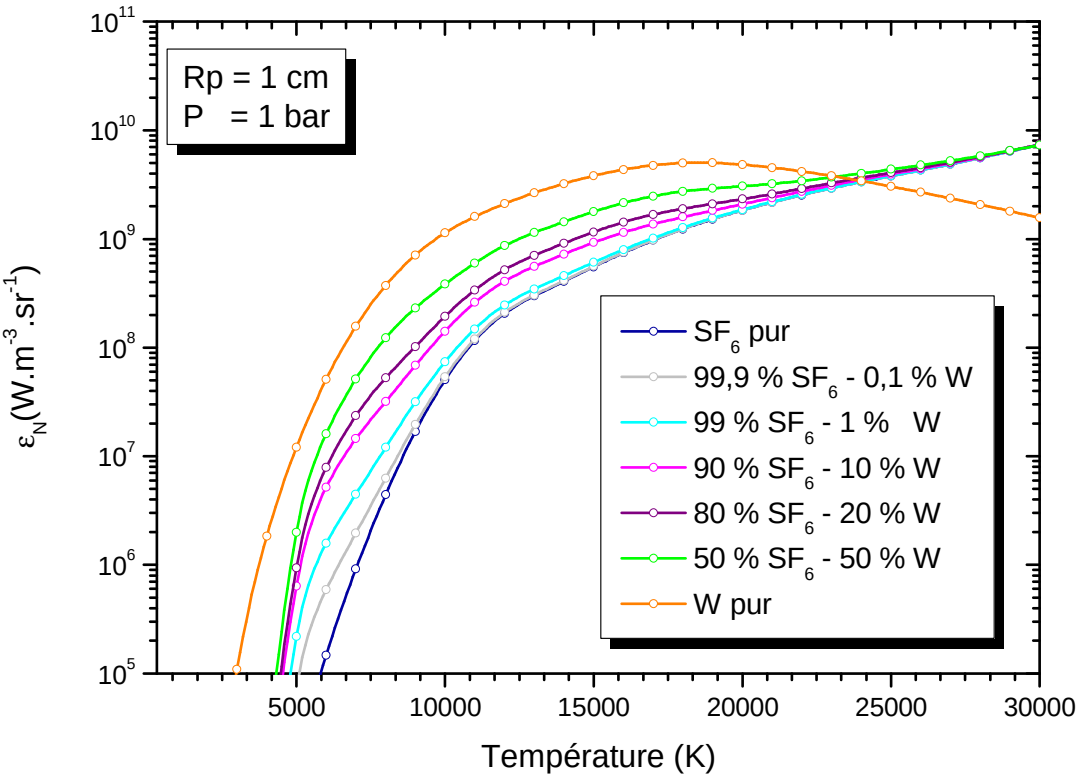


Figure 21 : CEN d'un plasma de SF6 contaminé par des vapeurs de W à 1 bar

L'influence des vapeurs métallique sur le CEN est illustrée par les figures 20 et 21 pour des mélanges de SF_6-Cu et SF_6-W à 1 bar et un Rp égal à 1 cm. Pour ces deux mélanges, nous constatons qu'une faible proportion de vapeurs métalliques augmente considérablement le CEN à faible température. Ce phénomène s'explique par une forte augmentation de la densité électronique couplée à l'ionisation du cuivre ou du tungstène dont les potentiels d'ionisation sont plus faibles que ceux du soufre ou du fluor. Le tableau suivant rappelle les énergies d'ionisation des différentes espèces présentes dans les mélanges SF_6-C_2F_4-Cu et SF_6-C_2F_4-W :

Espèce	Énergie d'ionisation (kJ/mol)	Énergie d'ionisation (eV)	Énergie d'ionisation (cm^{-1})
Cu	745.5	7.72657	62318.9
W	770	7.98	64370
S	999.6	10.3601	83560
C	1086.5	11.26078	90824.29
F	1681	17.422	140520

Tableau 7 : Énergie d'ionisation des espèces

Pour les hautes températures, le CEN du tungstène pur est plus faible que celui du SF_6, suite au faible nombre de raies pour les espèces W^+ et W^{2+} qui composent majoritairement notre plasma dans cette gamme température. Dans la littérature, les données utiles au calcul des propriétés radiatives d'un plasma de tungstène sont difficiles à trouver, car le tungstène possédant une température de liquéfaction et de vaporisation élevée, on considère souvent que la contamination d'un milieu par du

tungstène peut être négligée. Cependant dans le cas des DHT, les niveaux de tension et de courant sont de l'ordre du kV et du kA, l'énergie de l'arc formé lors de la phase de coupure d'un courant de défaut est alors suffisante pour éroder plus d'un centimètre de l'électrode. Sous ces conditions, on ne peut omettre l'impact du tungstène dans la modélisation de l'arc de coupure et de ce fait dans le calcul de ces propriétés radiatives. Il faudrait alors considérer des mélanges SF_6-C_2F_4-Cu-W, mais il n'est pas possible actuellement de quantifier correctement les concentrations de cuivre et tungstène érodées lors d'un claquage.

Chapitre III. Calcul des coefficients de transport

I. Introduction

La formation de l'arc électrique, issue du processus de coupure d'un DHT, ne se fait pas dans un milieu constitué uniquement de SF_6 pur. En effet, différents processus tels que l'érosion des électrodes ou l'ablation des parois viennent contaminer le milieu avec des vapeurs métalliques (Cu, W) et organiques (C_2F_4). La présence de ces impuretés doit être prise en compte dans la modélisation des DHT, car elles modifient les propriétés de transport de notre plasma : par exemple la présence de cuivre tend à augmenter la conductivité électrique et de ce fait diminuer la résistance électrique du milieu. Cette partie est donc consacrée à l'étude des propriétés de transport d'un arc de disjoncteur contaminé par des vapeurs métalliques et organiques.

L'étude théorique des coefficients de transport est basée sur la résolution de l'équation intégro-différentielle de Boltzmann par la méthode de Chapman-Enskog [ChCo58]. L'équation de Boltzmann n'est valable que pour des densités suffisamment basses de façon à ce que les collisions à trois corps ou plus soient négligeables. La méthode de Chapman-Enskog [ChCo58] est une méthode éprouvée dans le calcul de nombreux coefficients de transport des plasmas thermiques [Murp00][ABBC04][Cres01]. De plus, les coefficients de transport issus de cette méthode ont permis de réaliser de nombreux modèles de simulations de DHT [FrSe06][GoTR00][Jinl12] et d'arcs électriques [MGFM13]. Les modèles issus des travaux de Seeger [FrSe06] sont utilisés dans le développement des chambres de coupure d'ABB et les modèles issus des travaux de Freton [RaCG11] dans le développement des ampoules de disjoncteur de Siemens. Nous pouvons donc considérer que le choix de la méthode de Chapman-Enskog plutôt qu'une autre méthode, par exemple la Grad Methode [PKDR13], est un choix pertinent et suffisant dans cette étude.

La redéfinition de certains concepts est nécessaire pour mieux appréhender les coefficients de transport. Considérons un plasma, milieu gazeux électriquement neutre, constitué de molécules, d'atomes, d'ions et d'électrons. Toutes ces particules sont en déplacement et en interaction entre elles, ce qui fait varier des grandeurs telles que la masse, la quantité de mouvement, la température ou le potentiel électrique. Ces phénomènes qui correspondent à la diffusion, la viscosité, la conductivité thermique et la conductivité électrique sont appelés phénomènes de transport. Dans le cadre de la théorie cinétique linéaire des gaz, la réaction d'un milieu est proportionnelle à son excitation, les facteurs de proportionnalité entre les gradients et les propriétés sont appelés « coefficient de transport ». Dans notre étude, nous nous sommes attachés au calcul de la conductivité électrique, de la conductivité thermique et de la viscosité qui

correspondent respectivement aux gradients de potentiel électrique, de température et de vitesse.

II. Méthode de Chapman-Enskog

Afin de quantifier l'apparition d'un courant de particules, d'une pression, d'un flux de chaleur ou d'un courant électrique, il est nécessaire de définir les fonctions de distribution $f_i(\vec{r},\vec{v},t)$ d'une espèce i. Ces fonctions sont définies pour une espèce i, à un instant t et dans un espace des phases $(\vec{r},\vec{v})$. À l'équilibre thermodynamique, on définit alors la fonction de distribution par :

$$f_i^0(\vec{r},\vec{v},t) = \left(\frac{m_i}{2\pi k_b T}\right)^{3/2} n_i \left(-\frac{m_i.(v_i - v_0)^2}{2k_b T}\right) \qquad \text{[III-1]}$$

Cependant, l'état d'équilibre ne permet pas de définir des gradients. Pour quantifier les gradients il faut considérer l'équation [III-1] dans le cas d'une distribution hors équilibre :

$$\frac{\partial f_i(\vec{r},\vec{v},t)}{\partial t} + \left(\overrightarrow{v_i}\frac{\partial f_i(\vec{r},\vec{v},t)}{\partial \vec{r}}\right) + \frac{1}{m_i}\left(\overrightarrow{X_i}\frac{\partial f_i(\vec{r},\vec{v},t)}{\partial \vec{v}}\right) = \sum_j \left(\frac{\partial f_i(\vec{r},\vec{v},t)}{\partial t}\right)_{col,j} \qquad \text{[III-2]}$$

Xi représente la force totale exercée sur la particule i de masse m_i et j est l'indice associé à la particule i après collision.

Dans notre étude, nous avons choisi de la méthode de Chapman-Enskog pour résoudre l'équation intégro-différentielle de Boltzmann. Cette méthode fait apparaitre un paramètre de perturbation ξ qui vient diviser le second membre de l'équation [III-2]. Ce second terme fut introduit par Enskog [ChCo58] de façon à faire varier la fréquence de collision sans affecter pour autant le nombre de collision d'un type particulier de particule :

$$\frac{\partial f_i(\vec{r},\vec{v},t)}{\partial t} + \left(\overrightarrow{v_i}\frac{\partial f_i(\vec{r},\vec{v},t)}{\partial \vec{r}}\right) + \frac{1}{m_i}\left(\overrightarrow{X_i}\frac{\partial f_i(\vec{r},\vec{v},t)}{\partial \vec{v}}\right) = \frac{1}{\xi}\sum_j \left(\frac{\partial f_i(\vec{r},\vec{v},t)}{\partial t}\right)_{col,j} \qquad \text{[III-3]}$$

1/ξ représente la fréquence des collisions. Si les perturbations ξ sont très petites, les collisions deviennent plus fréquentes, on tend alors vers le comportement d'un milieu à l'équilibre. Dans ces conditions, la fonction de distribution peut être assimilée à une fonction maxwellienne perturbée qui s'exprime en série de ξ sous la forme:

$$f_i = f_i^{(0)} + \xi f_i^{(1)} + \xi^2 f_i^{(2)} + \xi^3 f_i^{(3)} + \cdots + \xi^n f_i^{(n)} \qquad \text{[III-4]}$$

n représente l'ordre d'approximation de la fonction. À l'ordre 0, la fonction de distribution correspond à la fonction de distribution maxwellienne. Aux ordres

supérieurs, Chapman et Cowling [Kuma67] ont montré que l'équation de Boltzmann conduisait à une série d'équations devant vérifier :

- La conservation de la densité de masse

$$\int f_i^{(n)}(\vec{r},\vec{v},t).dv_i = 0$$

- La conservation de la quantité de mouvement

$$\sum_i m_i \int f_i^{(n)}(\vec{r},\vec{v},t).v_i dv_i = 0 \qquad \text{[III-5]}$$

- La conservation de l'énergie

$$\frac{1}{2}\sum_i m_i \int f_i^{(n)}(\vec{r},\vec{v},t).(v_i - \langle v_i\rangle)^2 dv_i = 0$$

Si nous considérons une approximation au premier ordre, la fonction de distribution peut s'écrire à partir d'une fonction perturbatrice quelconque ϕ_i sous la forme $f_i = f_i^{(0)}(1+\phi_i)$. Hirschfelder et al [HiCB64] démontre que cette fonction de perturbation dépend de trois termes Ai, Bi et Ci qui sont solutions des intégrales précédentes. On montre aussi que ces solutions peuvent être exprimées sous la forme de combinaisons linéaires finies de polynôme de Sonine $S_n^m(x)$ d'ordre n égal à 3/2 :

$$S_n^m(x) = \sum_{j=0}^{m} \frac{(-1)^j.\Gamma(m+n+1).x^j}{\Gamma(n+j+1)j!\,(m-j)!} \qquad \text{[III-6]}$$

Ces solutions correspondent à la détermination d'un jeu de termes que l'on nomme intégrales de collision.

III. Les intégrales de collision

Le calcul de ces intégrales constitue une étape essentielle dans la détermination des coefficients de transport. Elles sont caractérisées par quatre types d'interactions binaires : les interactions neutre-neutre, électron-neutre, chargé-neutre et chargé-chargé. A chacune de ces interactions correspondent un ou plusieurs potentiels que nous allons brièvement rappeler dans les paragraphes suivant après avoir fait quelques rappels sur les intégrales de collision.

III.1. Les intégrales de collision effectives

Les propriétés de transport sont donc gouvernées par les collisions inter-particulaires qui sont représentées (moyennant un certain nombre d'hypothèses [HiCB64]) au travers des intégrales de collisions effectives. La *formule [III-7]* nous donne l'intégrale de collision effective pour un développement du polynôme de Sonine, un couple (l,s) et en fonction de la section efficace de transport $Q_{ij}^{(l)}(\varepsilon_r)$:

$$\Omega_{ij}^{(l,s)} = \left(\frac{k_b T}{2\pi\mu_{ij}}\right)^{\frac{1}{2}} \int_0^{\infty} \exp(-\gamma_{ij}^2)\, \gamma_{ij}^{2s+3}.\, Q_{ij}^{(l)}(\varepsilon_r).\, d\gamma_{ij} \qquad \text{[III-7]}$$

Avec $\gamma_{ij} = (\varepsilon_r/k_b T)^{1/2}$, μ_{ij} la masse réduite, ε_r l'énergie cinétique du mobile fictif $(\mu_{ij} g_{ij}^2/2)$, g_{ij} la vitesse initiale réduite du mobile.

III.2. Relation de récurrence

Hirschfelder et al [HiCB64] donnent une relation de récurrence très utile qui porte sur l'indice s de $\Omega^{(l,s)}$:

$$\Omega^{(l,s+1)} = T\,\frac{\partial\Omega^{(l,s)}}{\partial T} + \left(s + \frac{3}{2}\right)\Omega^{(l,s)} \qquad \text{[III-8]}$$

Cette relation, qui ne dépend que de la température, est applicable quelle que soit la nature des particules i et j, mais elle n'est rigoureusement exacte que si les sections efficaces de transport $Q^{(l)}$ sont indépendantes de g. On peut cependant utiliser cette équation lorsque $Q^{(l)}$ varie très peu en fonction de g.

III.3. Les intégrales « sphères rigides »

Ce type d'intégrale est utilisé lorsque les données pour calculer les potentiels d'interaction entre deux particules sont indisponibles dans la littérature. Cette méthode consiste à prendre un potentiel nul en dehors de la particule et infini à l'intérieur. Les intégrales « sphère rigide » s'expriment simplement en fonction des rayons des constituants :

$$\Omega_{ij\ Sphère\ Rigide}^{(l,s)} = (R_i + R_j)^2 \qquad \text{[III-9]}$$

Pour les molécules complexes type A_nB_m, le rayon peut se calculer en première approximation à partir de la formule suivante [HiCB64] :

$$R_{A_nB_m} = (n.R_A^3 + m.R_B^3)^{\frac{1}{3}} \qquad \text{[III-10]}$$

III.4. Les potentiels d'interaction

III.4.i. Les interactions neutre-neutre

Ce type d'interaction regroupe les collisions entre deux éléments non chargés, qui peuvent être des atomes ou des molécules. Nous distinguons différents potentiels nous permettant d'obtenir les intégrales correspondantes.

1) Méthode du potentiel de Lennard-Jones

Le potentiel de Lennard-Jones définit le fait que les particules n'engendrent pas de champ coulombien autours d'elles. La force d'interaction qui en résulte correspond à une force de Van der Waals attractive, c'est-à-dire un potentiel [HiCB64] attractif à grande distance qui devient rapidement répulsif à courte distance.

$$V(r) = 4\varepsilon\left[\left(\frac{\sigma}{r}\right)^{12} - \left(\frac{\sigma}{r}\right)^{6}\right] \qquad \text{[III-11]}$$

σ représente la distance à laquelle le potentiel inter-particulaire est nul et ε l'énergie maximale d'interaction. Ces deux paramètres dits « paramètre de Lennard-Jones » sont des constantes caractéristiques des particules considérées, souvent disponibles dans la littérature, ou facilement déduits à partir des lois empiriques suivantes [HiCB64] :

$$\begin{cases} \varepsilon_{ij} = \left(\varepsilon_i.\varepsilon_j\right)^{1/2} \\ \sigma_{ij} = \frac{1}{2}\left(\sigma_i + \sigma_j\right) \end{cases} \quad \text{ou} \quad \varepsilon_{ij}.{\sigma_{ij}}^6 = \left(\varepsilon_i.{\sigma_i}^6.\varepsilon_j.{\sigma_j}^6\right) \qquad \text{[III-12]}$$

À partir des valeurs de ε_{ij} et σ_{ij}, la formule empirique de Neufeld [Neuf72] permet de calculer directement les intégrales de collision :

$$\Omega_{ij}^{(l,s)} = r_0^2\left[\frac{A}{T^{*B}} + \frac{C}{\exp(DT^*)} + \frac{E}{\exp(FT^*)} + \frac{G}{\exp(HT^*)} + RT^{*B}sin(ST^{*W} - P)\right] \qquad \text{[III-13]}$$

Les valeurs de A à W sont tabulées en fonction des couples (l,s), et de T* qui représente la température réduite définie par:

$$T^* = \frac{k_b T}{\varepsilon_{ij}} \qquad \text{[III-14]}$$

Donc, plus la température augmente, plus la valeur des intégrales de collision diminue.

III.4.ii. Les interactions électron-neutre

Les intégrales de collision électron-neutre sont calculées à partir des sections efficaces de collision élastique différentielles lorsqu'elles sont disponibles dans la littérature. Ce calcul suppose une diffusion isotrope, c'est-à-dire une section efficace différentielle $\sigma_{diff}(\chi, \varepsilon)$ indépendante de χ :

$$\sigma_{diff}(\chi, \varepsilon) \cong \sigma_{diff}(\varepsilon) = \frac{\sigma_{total}}{4\pi} \qquad \text{[III-15]}$$

La section efficace de transport dans le cas l=1 correspond à la section efficace de transfert de quantité de mouvement qui, sous cette hypothèse, est égale à la section efficace totale de collision élastique :

$$Q^{(1)}(\varepsilon) = \sigma_{total}(\varepsilon) = 4\pi\sigma_{diff}(\varepsilon) \qquad \text{[III-16]}$$

De la même façon, pour l=2 nous avons :

$$Q^{(2)}(\varepsilon) = \frac{8}{3}\,\pi\,\sigma_{diff}(\varepsilon) = \frac{2}{3}Q^{(1)}(\varepsilon) \qquad \text{[III-17]}$$

Par conséquent, les valeurs de $Q^{(2)}$ se déduisent de celle de $Q^{(1)}$. En appliquant ce résultat, l'hypothèse d'une diffusion isotrope implique que :

$$\Omega^{(1,s)} = \Omega^{(2,s)} \qquad \text{[III-18]}$$

Pour intégrer la *relation [III-7]* nous avons utilisé la méthode d'intégration de Laguerre. Une attention particulière a été portée au calcul des interactions électron-atome, qui impactent fortement la conductivité électrique. En effet, dans ses travaux, Chervy [CDGK95] a mis en évidence l'impact de la résonnance de forme de la section efficace de collision e-Cu sur la conductivité électrique. Ce constat nous a conduit à mettre jour notre base de données d'intégrales de collision e-S, e-C, e-F et e-Cu et e-W allant jusqu'aux énergies faibles. Les sections efficaces pour le soufre, le fluor et le carbone sont issues des travaux de Robinson et Geltmann [RoGe67]. Pour la section efficace différentielle du cuivre, nous avons utilisé les travaux de Scheibner et al [ScHH87] pour les énergies inférieures à 7 eV et les travaux de Cartwright [CCSW77] pour les énergies supérieures**.** La section efficace différentielle du tungstène est quant à elle issue des travaux de Devaney [Deva90]. Nous représentons ces sections efficaces sur la figure suivante.

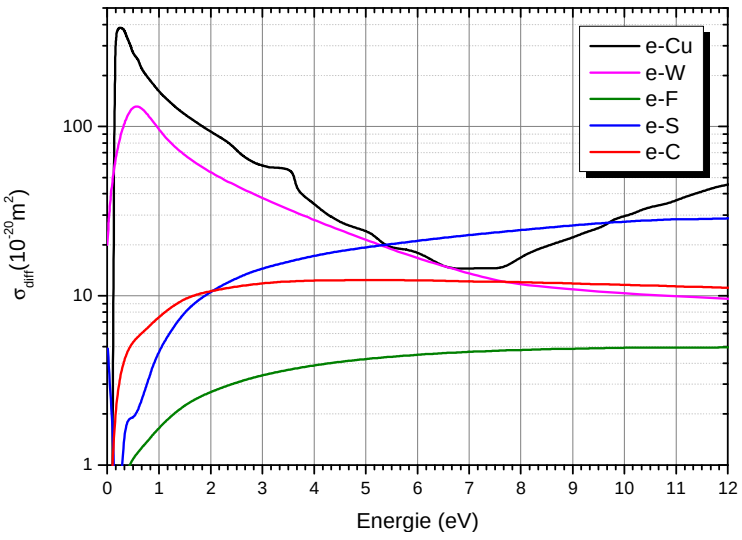


Figure 22 : Sections efficaces différentielles de collision élastique électron-atome

La figure 22 nous montre qu'il existe aussi pour la section efficace différentielle de collision élastique du tungstène une résonnance de forme. D'après les travaux de Chervy [CDGK95], cette résonnance de forme a pour effet d'augmenter fortement la valeur de σ à faible température. Les sections efficaces possédant une résonnance de forme engendrent des intégrales de collision plus élevées. Sur la figure suivante, nous présentons les intégrales de collision électron-atome pour un couple (l,s) égal à (1,1) :

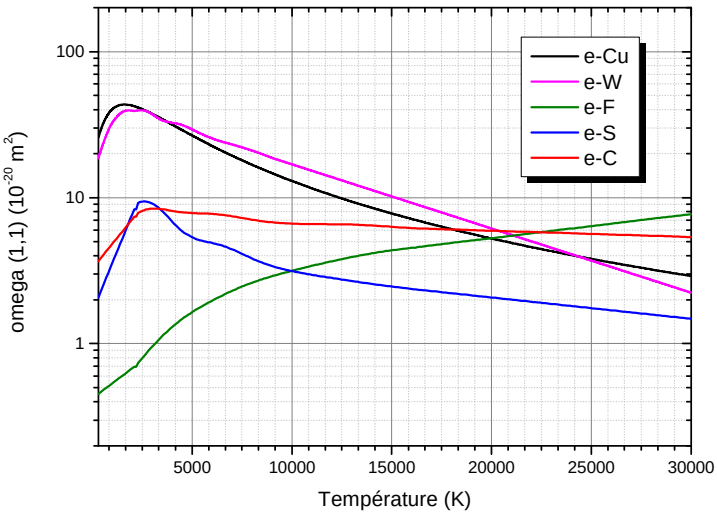


Figure 23 : intégrale de collision effective (1,1) pour les collisions électron-neutre

Pour les interactions de type électron-molécule, les données dans la littérature sont beaucoup plus rares. Cependant, en 2013, Weizong [WMRL13] a publié un article avec les sections efficaces de quantité de mouvement e-CF_4 et e-SF_6 que nous avons utilisées pour mettre à jour notre base de données d'intégrales de collision.

III.4.iii. Les interactions ion-neutre

Pour ce type d'interaction, il faut considérer deux processus : les collisions purement élastiques et le transfert de charge. Nous allons voir que les collisions du type (A-A^+), c'est-à-dire entre un ion et un atome ou une molécule de la même espèce, ne sont pas systématiquement traitées comme les collisions de type (A-B^+). En effet, considérons la réaction suivante :

$$A + A^+ \rightarrow A^+ + A$$

Il s'agit plutôt d'un transfert de charge que d'une collision élastique, bien que l'état final laisse supposer uniquement un transfert d'énergie cinétique, signature d'une collision élastique. On peut considérer alors qu'il s'agit d'une collision « pseudo-élastique ». D'une façon générale, pour une interaction de type $A^+ + A$, on considère que les collisions élastiques dominent quand **l** est pair, alors que les transferts de charge sont majoritaires lorsque **l** est impair.

1) Les collisions élastiques

Dans le cas d'une collision purement élastique de la forme $A^+ + B$, l'ion crée un champ polarisant la particule neutre B dont le champ électrique de polarisation va interagir avec l'ion suivant un potentiel de polarisation de type Maxwellien et de la forme :

$$V_{AB}(r) = -\frac{\xi_B(Z_A e^2)}{2r^4} \qquad \text{[III-19]}$$

où ξ_B est la polarisabilité de l'espèce neutre B, Z_A le nombre de charge de l'espèce ionique A. Les intégrales de collisions sont obtenues à partir des coefficients $A_{(s)}^{(l)}$ et des expressions tabulés par Kihara et al [KiTH60].

$$\Omega_{ij}^{(l,s)} = \left(\frac{z^2 e^2 \xi}{2\pi\varepsilon_0 k_b T}\right)^{1/2} \left[\frac{\Gamma\left(s+\frac{3}{2}\right)}{\frac{(s+1)!}{2}} \cdot \frac{A_4^{(l)}}{\frac{[2l+1-(-1)^l]}{2(l+1)}}\right] \qquad \text{[III-20]}$$

Cette formule montre qu'à une température donnée, les intégrales de collision ne sont fonction que de la polarisabilité de l'atome et de la charge de l'ion ; et indépendantes de la nature de l'ion et du neutre. Elle montre aussi que lorsque la température augmente la valeur de l'intégrale de collision diminue. Lorsque la polarisabilité d'une espèce neutre est indisponible dans la littérature, on peut la déduire en première approximation à partir de la relation empirique suivante [ABBC04]:

$$\xi_{ij} = \xi_i + \xi_j \qquad \text{[III-21]}$$

Donc, plus la valeur de ξ_{ij} est grande plus la valeur de l'intégrale de collision sera importante. Les données des polarisabilités des espèces ionisées étant peu disponibles dans la littérature, nous les calculons à partir de *l'équation [III-21]*, ce qui engendre des valeurs d'intégrales de collisions croissantes avec le degré d'ionisation des différentes espèces présentes dans notre plasma.

2) Le transfert de charge

Les collisions de type $A\text{-}A^+$, durant lesquelles s'effectue un transfert de charge, ont des sections efficaces plus élevées que les sections efficaces des collisions élastiques. Le transfert de charge a pour effet de dévier la particule d'un angle (π-χ) avec χ l'angle de déviation de l'ion dans une collision élastique. D'après Maecker [MaFi56], la valeur de l du couple (l,s) conditionne la valeur de la section efficace de transfert, qui est la somme de la section efficace de transfert de charge et de la section efficace de collision élastique :

-pour l pair (pour nous l=2) : la section efficace s'obtient comme dans le cas de collision purement élastique,

-pour impair (pour nous l=1) : la section efficace est uniquement déterminée par la contribution de transfert de charge.

Dalgarno [Dalg58] a relié la section efficace de transfert de charge pour un état n à la vitesse relative des particules g telle que:

$$Q_{tr}^{n} = \frac{1}{2}(A_n - B_n \ln(g))^2 \qquad \text{[III-22]}$$

avec An et Bn des coefficients (en Å²) que l'on détermine théoriquement ou expérimentalement. Les intégrales de collision s'écrivent sous la forme suivante [Devo67]:

$$\Omega_n^{(l,s)} = \frac{1}{\pi}\left[A_n^2 - A_n B_n x + \left(\frac{B_n x}{2}\right)^2 + \frac{B_n \zeta}{2}(B_n x - 2A_n) + \frac{B_n^2}{4}\left(\frac{\pi^2}{6} - \sum_{n=1}^{s+1}\frac{1}{n^2} + \zeta^2\right) + \frac{B_n}{2}[B_n(x+\zeta) - 2A_n] ln\left(\frac{T}{M}\right) + \left(\frac{B_n}{2} ln\left(\frac{T}{M}\right)\right)^2\right] \qquad \text{[III-23]}$$

Avec : x=ln(4R) et $\zeta = \sum_{n=1}^{s+1} \frac{1}{n} - \bar{\gamma}$, avec $\bar{\gamma}$ la constante d'Euler, M la masse molaire, R la constante des gaz parfaits en (erg/mol/K).

Donc, lorsque la température augmente, les intégrales de collision de transfert de charge augmentent. De même, lorsque B_n augmente, les intégrales de collision de transfert de charge augmentent. A contrario, lorsque A_n augmente, les intégrales de collision de transfert de charge diminuent.

III.4.iv. Les interactions chargé-chargé

Les interactions entre particules chargées sont décrites par un potentiel de Coulomb écranté à la longueur d'onde de Debye. Cet écrantage est la résultante de la présence de particules chargées dans le plasma :

$$V = \pm V_0 \, exp\left(-\frac{r}{\rho}\right) \quad \text{avec} \quad \rho = \lambda_D \quad \text{et} \quad V_0 = \frac{Z_i Z_j e^2}{4\pi\varepsilon_0 \lambda_D} = \frac{k_b T}{T^*} \qquad \text{[III-24]}$$

λ_D est la longueur de Debye, Zi et Zj les nombres de charge des particules i et j. D'après Murphy [Murp00], les valeurs de coefficients de transport sont plus cohérentes lorsque l'on exclut les ions dans le calcul de la longueur de debye. Nous avons donc suivi les recommandations de Murphy en calculant la longueur de debye à partir de la densité électronique seule :

$$\lambda_d = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k_b T}{e^2 n_e}} \qquad \text{[III-25]}$$

Nous avons utilisé les formules issues des travaux de Liboff [Libo59] et Devoto [Devo73] pour calculer les intégrales de collision de notre plasma:

$$\begin{cases} \Omega_{ij}^{(1,s)} = \dfrac{4b_0^2\left(\ln(\Lambda) - \dfrac{1}{2} - 2\bar{\gamma} + \Psi(s)\right)}{s(s+1)} \\ \Omega_{ij}^{(2,s)} = \dfrac{12b_0^2(\ln(\Lambda) - 1 - 2\bar{\gamma} + \Psi(s))}{s(s+1)} \end{cases}$$

Avec [III-26]

$$\begin{cases} b_0 = \dfrac{Z_i Z_j e^2}{2\, k_b T} \\ \Psi(s) \approx \displaystyle\sum_{n=1}^{s-1} \frac{1}{n} \;;\; avec\;\; \Psi(1) = 0 \\ \bar{\gamma} = 0{,}5772\,;\ \text{constante d'Euler} \end{cases}$$

III.5. Les intégrales de collision du mélange SF_6-Cu

Les intégrales de collision pour le mélange SF_6-Cu ont été obtenues à partir des relations précédentes, complétées (voire remplacées) par les récents travaux développés en collaboration avec l'équipe du professeur Xiaohua Wang de l'université de Xi'an Jiaotong (République populaire de Chine). Ces intégrales de collision ont été calculées à partir d'un potentiel de Lennard Jones phénoménologique [RZCG14] que nous décrivons dans le paragraphe suivant.

III.5.i. Potentiel d'interaction neutre-neutre

Les travaux de Laricchiuta et al [LBCC09] propose d'utiliser un potentiel de Lennard-Jones phénoménologique pour caractériser les interactions entre neutres. D'après Laricchiuta, ce potentiel permet de décrire les interactions neutre-neutre sur une plage d'énergie plus importante que les potentiels de type Lennard-Jones, Morse exponentiel répulsif ou d'Hulburt-Hirschfelder. Ce potentiel est caractérisé par la formule suivante :

$$V(x) = \varepsilon_b \left[\frac{m}{n(x) - m} \left(\frac{1}{x}\right)^{n(x)} - \frac{n(x)}{n(x) - m} \left(\frac{1}{x}\right)^{m} \right] \qquad \text{[III-27]}$$

Où $x = r / r_e$, $n(x) = \beta + 4x^2$, r_e est la distance d'équilibre, ε_b est l'énergie de liaison, m prends la valeur de 6 pour les interactions neutre-neutre. Le paramètre ß est quant à lui calculé à partir de la formule suivante [LBCC09] :

$$\beta = 6 + \frac{5}{s_i + s_j} \qquad \text{[III-28]}$$

où s_i et s_j représentent les racines cubiques des polarisabilités des espèces i et j.

IV. Méthode de calcul des coefficients de transport

IV.1. La conductivité électrique

La conductivité électrique, noté σ, quantifie la capacité d'un plasma à conduire le courant. On considère dans un plasma thermique que la conductivité électrique est essentiellement transférée par les électrons. Cette approximation se justifie par une densité d'électron élevée avec une mobilité toujours plus importante que celles des ions. Elle peut cependant être mise en défaut en présence d'ions négatifs en quantité importante. En effet, lorsque ces derniers ont capturé l'ensemble des électrons par attachement, les ions négatifs et les ions positifs assurent le transport de charge. Dans notre cas qui contient du fluor fortement électronégatif, nos résultats sont alors discutables pour des températures inférieures à 3 000 K.

La convergence de la méthode de résolution est moins bonne pour les électrons en raison de leur faible masse. Par conséquent, la conductivité s'écrit à partir d'ordre 3 de la méthode de Chapman-Enskog sous la forme [Devo66] [Devo67]:

$$\sigma = \frac{3}{2} e^2 n_e^2 \left[\frac{2\pi}{m_e k_b T}\right]^{1/2} \cdot \frac{\begin{vmatrix} q_{ej}^{11} & q_{ej}^{12} \\ q_{ej}^{21} & q_{ej}^{22} \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} q_{ej}^{00} & q_{ej}^{01} & q_{ej}^{02} \\ q_{ej}^{10} & q_{ej}^{11} & q_{ej}^{12} \\ q_{ej}^{20} & q_{ej}^{21} & q_{ej}^{22} \end{vmatrix}} \qquad \text{[III-29]}$$

Avec n_e et m_e, la densité et la masse des électrons, et $q_{ej}^{(l,s)}$ les fonctions d'intégrales de collisions données par Devoto [Devo66] ou Bonnefoi [Bonn83] :

$q_{ej}^{00} = 8\pi n_e \sum_{\substack{j=1 \\ j\neq ie}}^{\mu} n_j \Omega_{ej}^{(1,1)}$
$q_{ej}^{01} = 8\pi n_e \sum_{\substack{j=1 \\ j\neq ie}}^{\mu} n_j \left(\frac{5}{2}\Omega_{ej}^{(1,1)} - 3\Omega_{ej}^{(1,2)}\right)$
$q_{ej}^{02} = 8\pi n_e \sum_{\substack{j=1 \\ j\neq ie}}^{\mu} n_j \left(\frac{35}{8}\Omega_{ej}^{(1,1)} - \frac{21}{2}\Omega_{ej}^{(1,2)} + 6\Omega_{ej}^{(1,3)}\right)$
$q_{ej}^{11} = 8\pi\sqrt{2}\, n_e^2 \Omega_{ee}^{(2,2)} + 8\pi n_e \sum_{\substack{j=1 \\ j\neq ie}}^{\mu} n_j \left(\frac{35}{8}\Omega_{ej}^{(1,1)} - 15\Omega_{ej}^{(1,2)} + 12\Omega_{ej}^{(1,3)}\right)$
$q_{ej}^{12} = 8\pi\sqrt{2}\, n_e^2 \left(\frac{7}{4}\Omega_{ee}^{(2,2)} - 2\,\Omega_{ee}^{(2,3)}\right) + 8\pi n_e \sum_{\substack{j=1 \\ j\neq ie}}^{\mu} n_j \left(\frac{175}{16}\Omega_{ej}^{(1,1)} - \frac{315}{8}\Omega_{ej}^{(1,2)} + 57\,\Omega_{ej}^{(1,3)} - 30\,\Omega_{ej}^{(1,4)}\right)$
$q_{ej}^{12} = 8\pi\sqrt{2}\, n_e^2 \left(\frac{77}{16}\Omega_{ee}^{(2,2)} - 7\,\Omega_{ee}^{(2,3)} + 5\,\Omega_{ee}^{(2,4)}\right) + 8\pi n_e \sum_{\substack{j=1 \\ j\neq ie}}^{\mu} n_j \left(\frac{1225}{64}\Omega_{ej}^{(1,1)} - \frac{735}{8}\Omega_{ej}^{(1,2)} + \frac{399}{2}\Omega_{ej}^{(1,3)} - 210\,\Omega_{ej}^{(1,4)} - 90\,\Omega_{ej}^{(1,5)}\right)$

Équation des fonctions d'intégrales de collisions [III-30]

Où n_j représente la densité de l'espèce j, i_e l'indice de l'électron et $\Omega_{ej}^{(l,s)}$ l'intégrale de collision entre l'électron et une espèce j.

IV.2. La conductivité thermique

La conductivité thermique totale d'un plasma notée κ est définie par la loi de Fourier $\vec{q} = -\kappa\vec{\nabla}T$ [BuBr57] , avec $\vec{q}$ le flux de chaleur et $\vec{\nabla}T$ le gradient de température. Par définition, cette conductivité thermique représente la capacité des matériaux ou des gaz à conduire la chaleur. Elle peut être exprimée comme la somme de quatre termes :

- κ_{tr}^{e} la conductivité thermique de translation des électrons,
- κ_{tr}^{h} la conductivité thermique de translation des particules lourdes,
- κ_{react} la conductivité thermique due aux réactions chimiques,
- κ_{int} la conductivité thermique due aux énergies moléculaire interne.

$$\kappa\,(T) = \kappa_{tr}^{e} + \kappa_{tr}^{h} + \kappa_{react} + \kappa_{int} \qquad \text{[III-31]}$$

IV.2.i. La conductivité thermique de translation

Cette composante peut être séparée en deux termes [Devo73][Devo67][Devo66], que sont κ_{tr}^{e} et κ_{tr}^{h}, représentant respectivement la contribution du mouvement de translation des électrons et des particules lourdes à la conductivité thermique.

1) La Conductivité thermique de translation des électrons

La conductivité thermique de translation des électrons κ_{tr}^{e} est obtenue par approximation à l'ordre 3 de la méthode de Chapman-Enskog, car comme pour la conductivité électrique la convergence de la méthode de résolution est moins bonne pour les électrons en raison de leur faible masse. La conductivité thermique de translation des électrons est définie par l'équation suivante :

$$\kappa_{tr}^{e} = \frac{75}{8}\, n_e^2 k_b \left(\frac{2\pi k_b T}{m_e}\right)^2 . \frac{q_{ej}^{22}}{q_{ej}^{11}.q_{ej}^{22} - \left(q_{ej}^{12}\right)^2} \qquad \text{[III-32]}$$

Les termes $q_{ej}^{(l,s)}$ correspondent aux fonctions d'intégrales de collisions données précédemment pour la conductivité électrique (système d'*équations [III-30]*).

2) La conductivité thermique de translation des particules lourdes

Dans le cas des particules lourdes, le mouvement de translation est indépendant des propriétés électroniques. En effet, lors d'une collision binaire entre une particule lourde et un électron, la quantité de mouvement et la vitesse de la particule lourde après collision est quasiment la même qu'avant la collision, contrairement à l'électron. Par conséquence, les collisions électron-lourds ont peu d'influence sur la fonction de distribution des particules lourdes, mais beaucoup d'influence sur la fonction de distribution des électrons.

L'expression de la conductivité thermique de translation des particules lourdes est obtenue par une approximation à l'ordre 2 de la méthode de Chapman-Enskog [MuCu58] :

$$\kappa_{tr}^{h} = 4.\frac{\begin{vmatrix} L_{11} & \cdots & L_{1\mu} & X_1 \\ \cdots & L_{ii} & L_{ii} & \cdots \\ L_{\mu 1} & \cdots & L_{\mu\mu} & X_\mu \\ X_1 & \cdots & X_\mu & 0 \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} L_{11} & \cdots & L_{1\mu} \\ \cdots & L_{ii} & L_{ii} \\ L_{\mu 1} & \cdots & L_{\mu\mu} \end{vmatrix}} \qquad \text{[III-33]}$$

Les coefficients L_{ij} sont donnés par Muckenfuss [MuCu58] pour une milieu composé de μ espèces tels que :

$$L_{ii} = -4\,\frac{X_i^2}{K_{ii}} - \sum_{\substack{k=1 \\ k\neq i}}^{\mu}\left(\frac{2X_iX_k}{K_{ik}}\cdot\frac{1}{(M_i+M_k)^2}\cdot\frac{1}{A_{ik}^*}\cdot\left[\frac{15}{2}M_i^2+\frac{25}{4}M_k^2-3M_k^2B_{ik}^*+4M_iM_kA_{ik}^*\right]\right) \quad \text{[III-34]}$$

$$L_{ij} = \frac{2X_iX_j}{K_{ij}}\cdot\frac{M_iM_j}{(M_i+M_j)^2}\cdot\frac{1}{A_{ij}^*}\cdot\left[\frac{55}{4}-3B_{ij}^*-4A_{ij}^*\right]$$

Avec K_{ii} et K_{ij} respectivement la conductivité thermique d'un gaz et celle d'un mélange binaire [HiCB64] définies selon les expressions suivantes :

$$K_{ij} = 8{,}3224.10^{-2}\,\frac{\sqrt{T}}{\overline{\Omega}_{ij}^{(2,2)}}\left(\frac{M_i+M_j}{2M_iM_j}\right)^{1/2} \quad \text{et} \quad K_{ii}\,\frac{8{,}3224.10^{-2}}{\overline{\Omega}_{ij}^{(2,2)}}\sqrt{\frac{T}{M_i}} \quad \text{[III-35]}$$

B_{ij}^*, A_{ij}^* et X_i se définissent de la façon suivante :

$$A_{ij}^* = \frac{\overline{\Omega}_{ij}^{(2,2)}}{\overline{\Omega}_{ij}^{(1,1)}} \quad ; \quad B_{ij}^* = \frac{5\overline{\Omega}_{ij}^{(1,2)}-4\overline{\Omega}_{ij}^{(1,3)}}{\overline{\Omega}_{ij}^{(1,1)}} \quad ; \quad X_i = \frac{n_i}{\sum_{j=1}^{\mu} n_j} \quad \text{[III-36]}$$

IV.2.ii. La conductivité thermique interne

La conductivité thermique interne est due à la présence de degré de liberté interne électronique, de vibration et de rotation de molécule constituant le plasma. Elle représente la libération ou le stockage d'énergie potentielle, le transport par excitation ou désexcitation des molécules sur des niveaux de rotation et de vibration liées à l'existence de degré interne de vibration et de rotation des particules constituant le plasma. Elle est nulle dans le cas d'un mélange ne contenant pas de molécule. L'extension de la théorie d'Eucken [Euck13] formulée pour un gaz pur nous permet d'exprimer la conductivité thermique interne du mélange à partir de la conductivité interne de chaque constituant $(\kappa_{int})_i$. Au premier ordre d'approximation de la méthode de Chapman-Enskog, elle s'écrit sous la forme [VWMF62] :

$$\kappa_{int} = \sum_{i=1}^{\mu}\frac{(\kappa_{int})_i}{1+\sum_{\substack{j=1 \\ j\neq i}}^{\mu}\frac{D_{ii}}{D_{ij}}*\frac{X_j}{X_i}} \quad \text{[III-37]}$$

Avec D_{ii} et D_{ij} les coefficients de diffusion binaires et $(\kappa_{int})_i$ la conductivité interne de chaque constituant définie par Vanderslice [VWMF62] :

$$(\kappa_{int})_i = \frac{P.D_{ii}}{RT}\cdot\left(C_{p_i}-\frac{5}{2}R\right) = P.D_{ii}\left[2\frac{\delta log\left(Q_i^{int}\right)}{\delta T}+T\frac{\delta^2 log\left(Q_i^{int}\right)}{\delta T^2}\right] \quad \text{[III-38]}$$

$$C_{p_i} = \frac{\delta\Delta H_i}{\delta T} = \frac{\delta}{\delta T}\left(\frac{5}{2}RT++RT^2\frac{\delta log\left(Q_i^{int}\right)}{\delta T}\right)$$

où

R : la constante des gaz parfaits (J/K/mol),

μ : le nombre d'espèces considérées dans le milieu,

X_i : la fraction molaire de l'espèce définie précédemment,

ΔH_i : la variation de l'enthalpie de réaction de l'espèce i que l'on définira dans le calcul de la conductivité thermique de réaction,

Q_i^{int} : la fonction de partition interne de l'espèce i.

IV.2.iii. La conductivité thermique de réaction

Cette composante essentielle de la conductivité thermique totale représente le transport d'énergie par dissociation et recombinaison des molécules ou par ionisation des espèces. Elle n'est pas calculée dans la théorie originelle de Chapman-Enskog qui ne tient compte que de collisions élastiques. Elle joue un rôle important dans le transfert d'énergie des gaz réactifs, qui sont sujets à de nombreuses dissociations. Pour une température et une pression convenable, une molécule peut se dissocier en deux constituants. Les deux éléments de la réaction diffusent et peuvent se recombiner dans des zones plus froides du plasma, en libérant ainsi leurs enthalpies de recombinaison. Réciproquement les molécules ainsi obtenues vont diffuser de la zone froide vers la zone chaude de l'arc. Pour des températures suffisamment élevées, les atomes et les molécules vont aussi subir des phénomènes d'ionisation qu'il faut prendre en compte dans la variation d'enthalpie du plasma. On peut résumer tout ceci en disant que les produits d'une réaction endothermique, telle que la dissociation ou l'ionisation, peuvent diffuser et se recombiner par la réaction inverse qui est exothermique, contribuant ainsi à la diffusion de l'énergie dans le plasma.

Pour un plasma constitué de μ réaction, la conductivité thermique de réaction s'obtient d'après les travaux de Butler et Brokaw [BuBr57] étendus au cas d'un gaz partiellement ionisé :

$$\kappa_{réact} = -\frac{1}{RT^2}\frac{\begin{vmatrix} A_{11} & \cdots & A_{1\mu} & \Delta H_1 \\ \cdots & A_{ii} & A_{ij} & \cdots \\ A_{\mu 1} & \cdots & A_{\mu\mu} & \Delta H_\mu \\ \Delta H_1 & \cdots & \Delta H_\mu & 0 \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} A_{11} & \cdots & A_{1\mu} \\ \cdots & A_{ii} & A_{ij} \\ A_{\mu 1} & \cdots & A_{\mu\mu} \end{vmatrix}} \qquad \text{[III-39]}$$

avec

$$A_{ij} = A_{ji} = \sum_{k=1}^{\mu-1} \sum_{l=k+1}^{\mu} \left(\frac{RT}{PD_{kl}}\right) X_l X_k \left[\frac{a_{ik}}{X_k} - \frac{a_{il}}{X_l}\right]\left[\frac{a_{jk}}{X_k} - \frac{a_{jl}}{X_l}\right]$$

$$D_{ij} = D_{ji} = \frac{2{,}628.10^{-2}}{P} . \frac{T^{3/2}}{\overline{\Omega}_{ij}^{(1,1)}} \left(\frac{M_i + M_j}{2M_i * M_j}\right)^{1/2} \qquad \text{[III-40]}$$

où

R : la constante des gaz parfaits (J/K/mol),

P : la pression du milieu (bar)

μ : le nombre d'espèces considérées dans le milieu,

a_{ik} : les coefficients stœchiométriques de l'espèce k dans la j^{ème} réaction,

X_i : la fraction molaire de l'espèce définie précédemment,

ΔH_i : la variation de l'enthalpie de réaction de l'espèce i,

D_{ij} : coefficient de diffusion binaire (espèce k et l)

La variation d'enthalpie pour une réaction de type nA + mB → νC + μD est définie par :

$$\Delta H_R = \nu \Delta H_C + \mu \Delta H_D - n\Delta H_A - m\Delta H_B \qquad \text{[III-41]}$$

Le tableau suivant résume le calcul des enthalpies pour des réactions de dissociation et d'ionisation :

Réaction de dissociation	**Réaction d'ionisation**
AB → A+B $\Delta H_d = E_d + (U_A + U_B - U_{AB}).RT$ Avec E_d l'énergie de dissociation	A → A^++e $\Delta H_i = E_i + (U_{A^+} - U_A).RT + \frac{5}{2}RT$ Avec E_d l'énergie de dissociation
$U_k = \frac{\partial ln(Q_k^{tot})}{\partial ln(T)} = \frac{\partial ln(Q_k^{int})}{\partial ln(T)} + \frac{5}{2}$	

Tableau 8 : Enthalpie de formation

IV.3. La viscosité

La viscosité est le coefficient de transport lié à la quantité de mouvement des espèces. La masse des électrons étant négligeable face à celle des lourds, seule la contribution des lourds est prise en compte, soit $\eta_{tot} = \eta_e + \eta_h \cong \eta_h$. Elle est donc déterminée à partir des collisions entre particules lourdes.

Au premier ordre d'approximation de la méthode de Chapman-Enskog, la viscosité s'écrit sous la forme [HiCB64] :

$$\eta = \frac{\begin{vmatrix} H_{11} & \cdots & H_{1\mu} & X_1 \\ \cdots & H_{ii} & \cdots & \cdots \\ H_{\mu 1} & \cdots & H_{\mu\mu} & X_\mu \\ X_1 & \cdots & X_\mu & 0 \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} H_{11} & \cdots & H_{1\mu} \\ \cdots & H_{ii} & \cdots \\ H_{\mu 1} & \cdots & H_{\mu\mu} \end{vmatrix}} \qquad \text{[III-42]}$$

Le calcul de la viscosité nécessite la connaissance des viscosités des gaz purs η_i, celles des gaz binaires η_{ij} et des éléments matriciels H_{ii} et H_{ij} qui s'expriment selon les formules suivantes :

$$H_{ii} = \frac{X_i^2}{\eta_i} - \sum_{\substack{k=1 \\ k\neq i}}^{\mu} \left(\frac{2X_i X_k}{\eta_i} . \frac{M_i * M_k}{(M_i + M_k)^2} . \left[\frac{5}{3A_{ik}^*} + \frac{M_k}{M_i} \right] \right)$$

$$H_{ij} = \frac{2X_i X_j}{\eta_{ij}} . \frac{M_i * M_j}{\left(M_i + M_j\right)^2} . \left[\frac{5}{3A_{ij}^*} - 1 \right] \qquad \text{[III-43]}$$

$$\eta_i = 2{,}6693.10^{-6} \frac{\sqrt{M_i T}}{\bar{\Omega}_{ii}^{(2,2)}}$$

$$\eta_{ij} = 2{,}6693.10^{-6} \frac{\sqrt{2\left(\frac{M_i M_j}{M_i + M_j}\right) T}}{\bar{\Omega}_{ij}^{(2,2)}}$$

V. Influence des vapeurs organiques et métalliques sur les coefficients de transport

V.1. La conductivité électrique

Les figures 24 à 26 représentent l'impact des vapeurs organiques (C_2F_4) et métalliques (Cu et W) sur la conductivité électrique d'un plasma de SF_6.

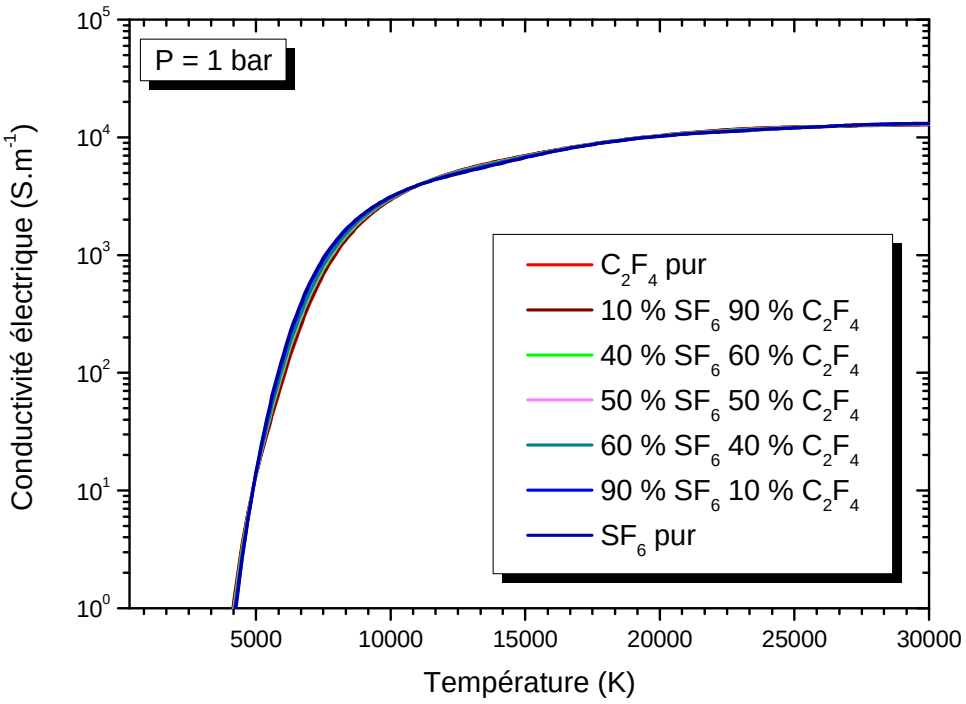


Figure 24 : Conductivité électrique d'un plasma de SF_6 contaminé par des vapeurs de C_2F_4 à 1 bar

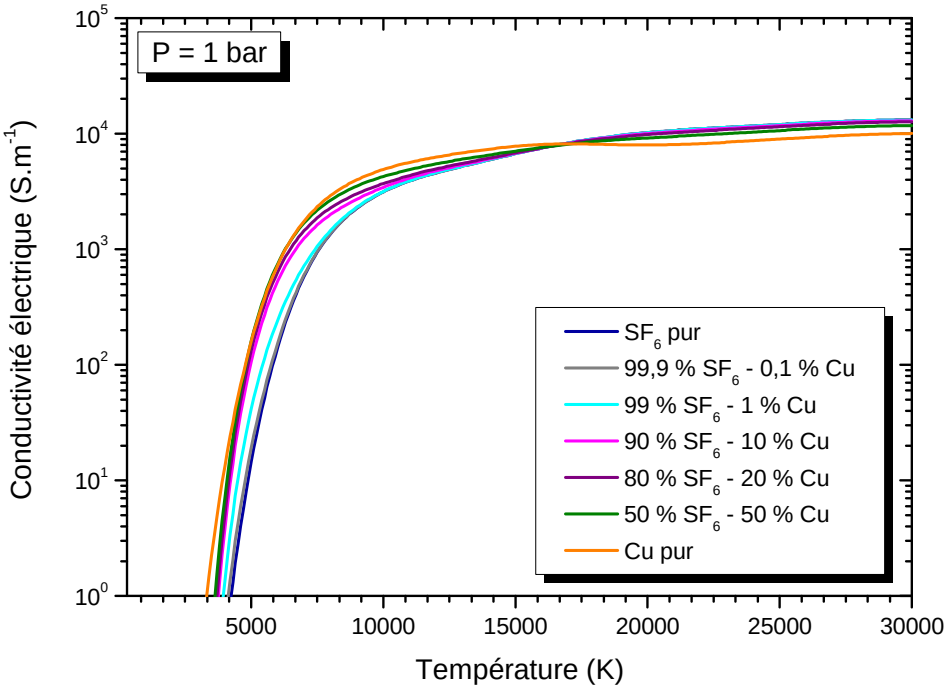


Figure 25 : Conductivité électrique d'un plasma de SF_6 contaminé par des vapeurs de Cu à 1 bar

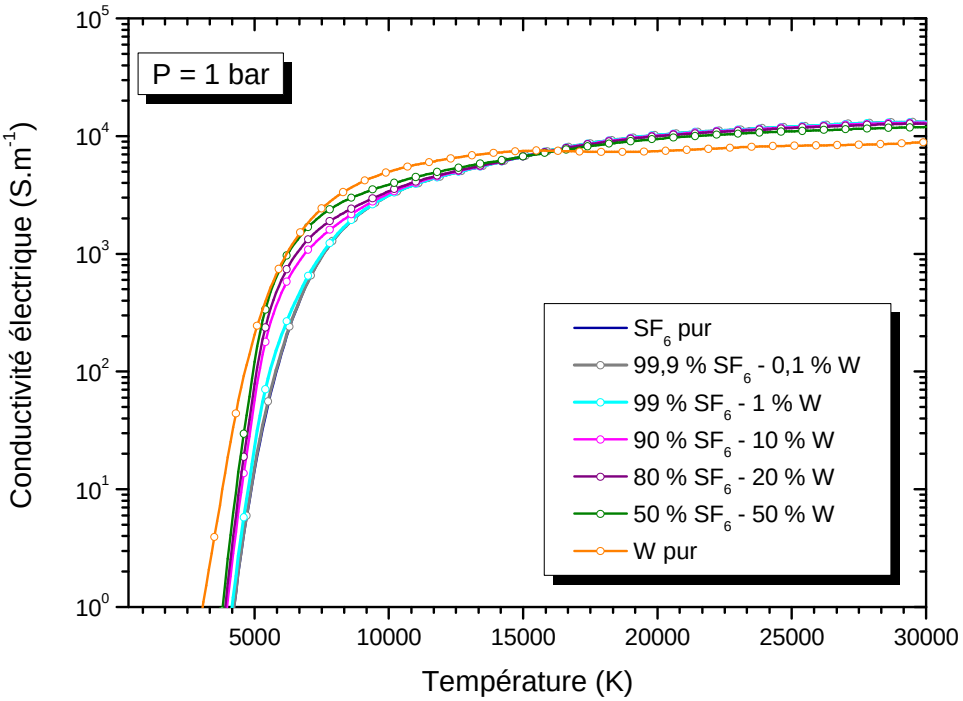


Figure 26 Conductivité électrique d'un plasma de SF_6 contaminé par des vapeurs de W à 1 bar

L'ajout de vapeur de téflon dans un plasma de SF_6 n'entraine que de faibles variations de la valeur de conductivité électrique. Ce comportement s'explique à faible température par le caractère électronégatif du gaz. En effet, le fluor présent dans les deux gaz est un atome fortement électronégatif, ainsi les densités électroniques du SF_6 et du C_2F_4 en dessous de 3 000 K sont sensiblement égales. Lorsque l'on augmente la température, les énergies de d'ionisation du C et du S étant proches *(tableau 7)*, les densités électroniques des deux gaz sont voisines. Ce comportement était déjà observé dans les travaux de Chervy [ChGR94] et les travaux expérimentaux de Schlenk et Schulz-Gude [ScSc90]. La faible variation de la valeur de la conductivité électrique du mélange SF_6- C_2F_4 représente un point important dans l'élaboration des lois de mélange du chapitre V.

A contrario, la conductivité électrique est fortement influencée par la présence de vapeurs métalliques, cuivre ou tungstène, dans la zone de 2500- 17000 K, comme nous pouvons le voir sur les figures 25 et 26. On constate que σ augmente avec la proportion de Cu ou de W. Ce résultat était attendu, car σ est liée à la densité électronique et à la mobilité. En présence d'espèces métalliques, leur faible énergie d'ionisation (voir *tableau 4*) entraine une forte augmentation de la densité électronique pour les faibles températures, voilà pourquoi la forte augmentation est commune au tungstène et au cuivre. Cependant, la conductivité électrique à forte température est plus faible pour les gaz contaminés par les vapeurs métalliques. Cela n'est pas dû à une plus faible densité électronique des plasmas métalliques, mais plutôt à une plus faible mobilité électronique des plasmas métalliques.

L'augmentation de la conductivité électrique a une influence non négligeable dans notre application, les disjoncteurs haute-tension, car elle vient modifier le profil de température de l'arc en régime quasi-stationnaire et vient impacter la conductance du plasma dans la phase de post-arc.

V.2. La conductivité thermique

Les figures 27 à 29 représentent l'impact des vapeurs organiques (C_2F_4) et métalliques (Cu et W) sur la conductivité thermique d'un plasma de SF_6.

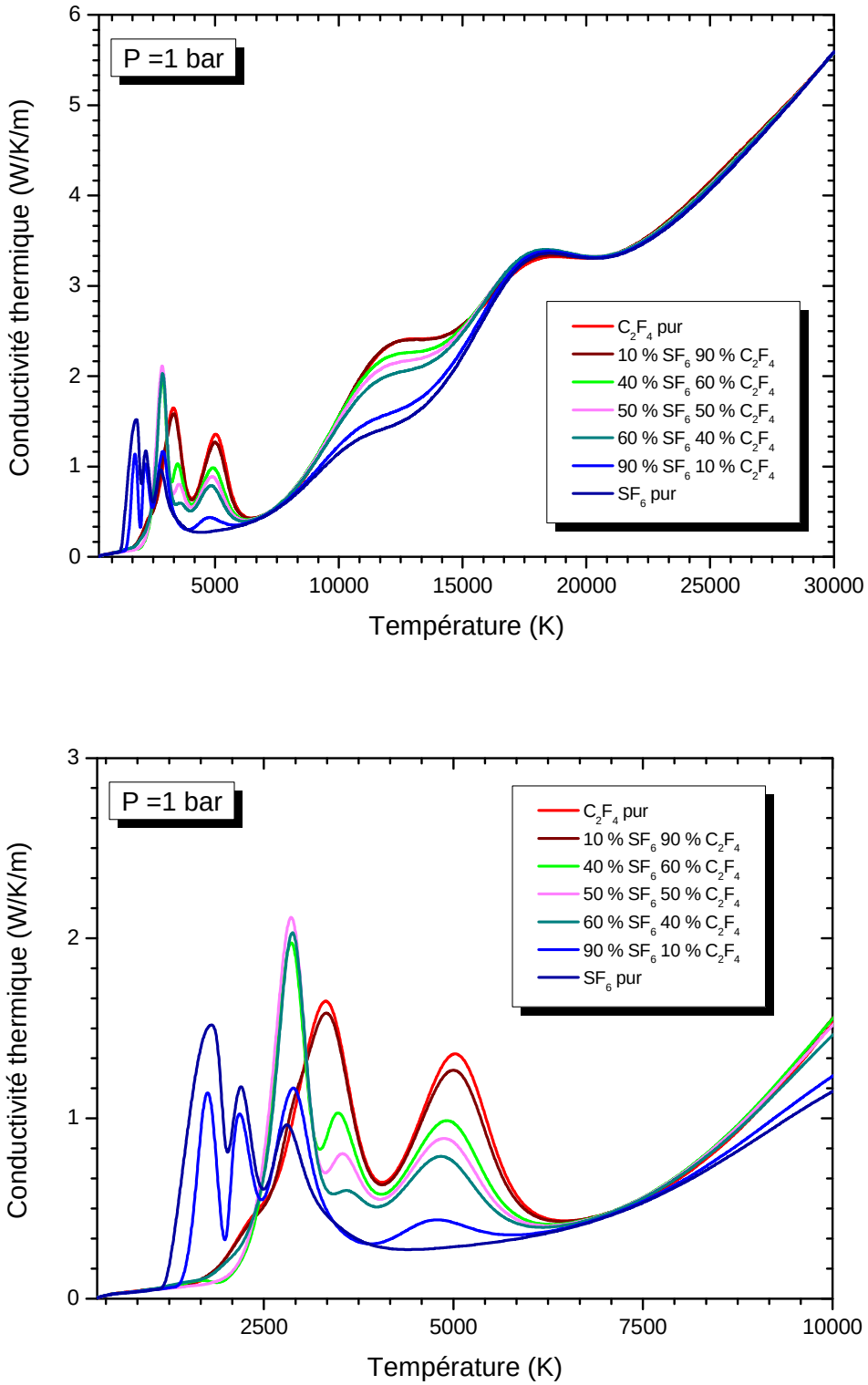


Figure 27 : Conductivité thermique d'un plasma de SF_6 contaminé par des vapeurs de C_2F_4 à 1 bar

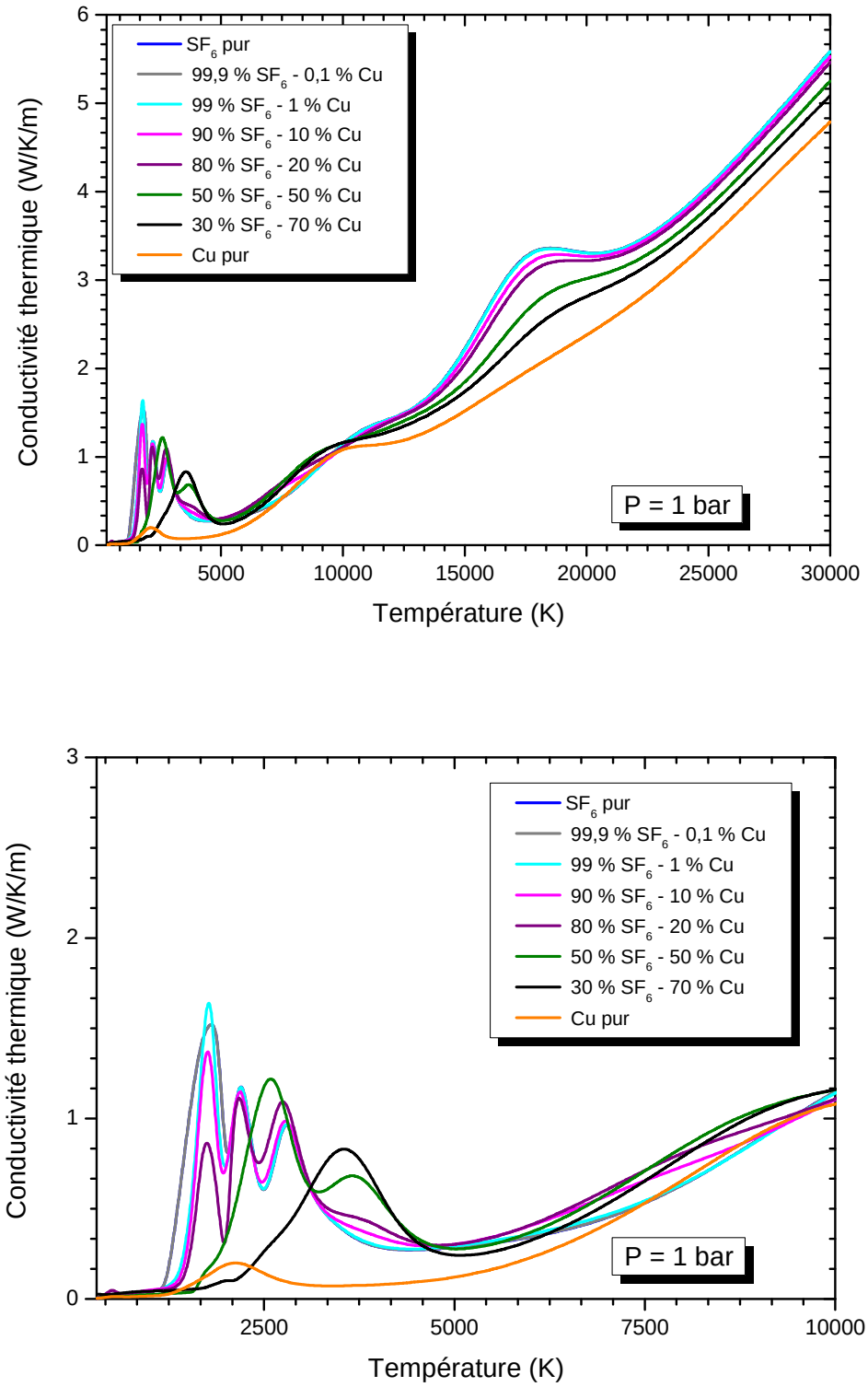


Figure 28 Conductivité thermique d'un plasma de SF_6 contaminé par des vapeurs de Cu à 1 bar

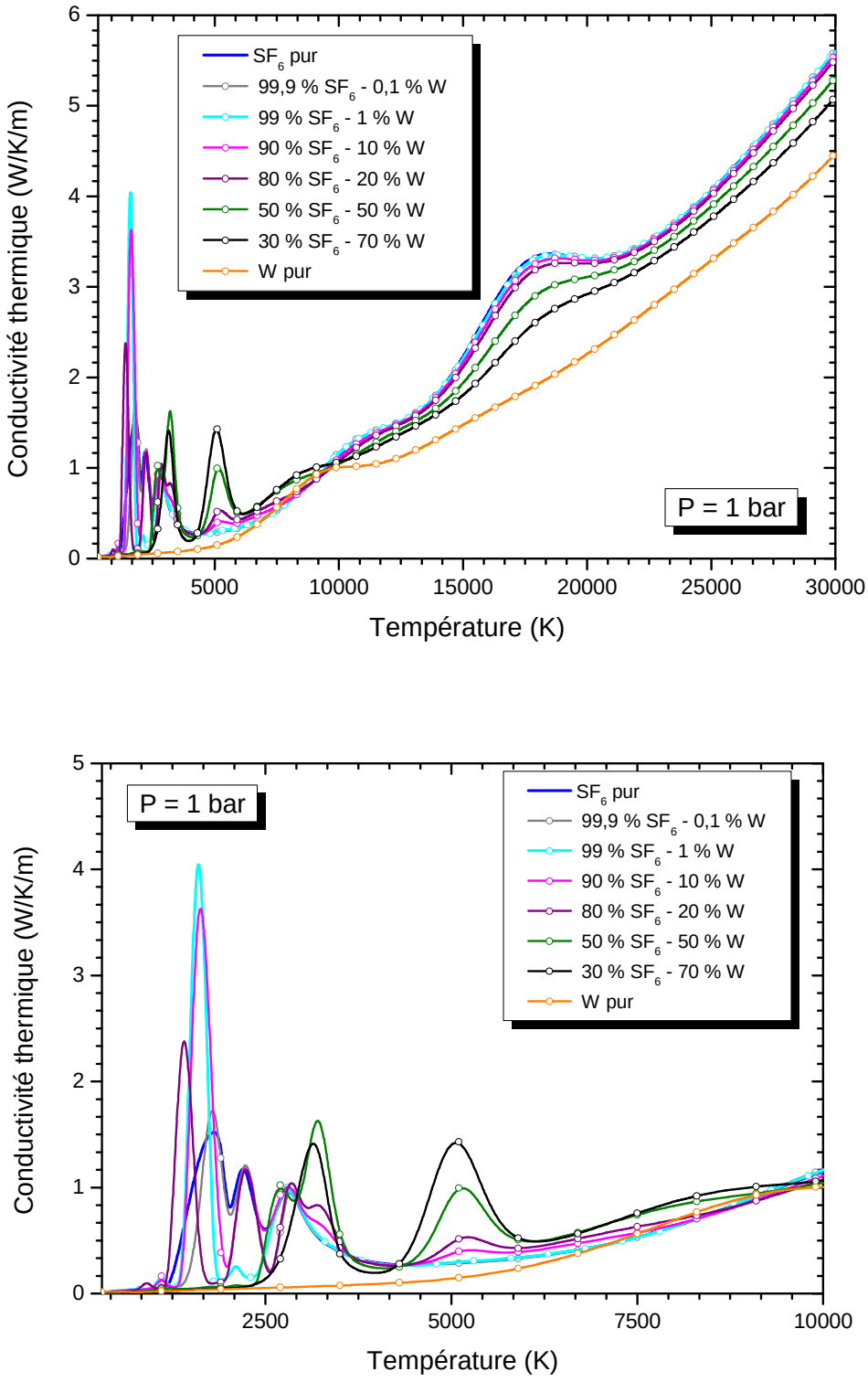


Figure 29 Conductivité thermique d'un plasma de SF_6 contaminé par des vapeurs de W à 1 bar

En comparant les différents résultats présentés sur la figure 27, on constate qu'au-dessus de 18 000 K, la conductivité thermique est sensiblement la même quelles que soient les proportions de C_2F_4 dans le mélange. Pour des températures inférieures, les variations lorsqu'elles existent, sont principalement dues à la conductivité thermique de réaction, la conductivité thermique de translation interne n'ayant que des variations

mineures. Les variations entre 10 000 et 15 000 K correspondent à l'ionisation des espèces atomiques des deux mélanges. L'énergie d'ionisation du soufre étant proche mais plus faible que celle du carbone, ajouter du C_2F_4 revient à déplacer le pic d'ionisation vers les plus hautes températures et à augmenter son amplitude. Cette augmentation est principalement due aux interactions C-X comparées aux interactions S-X. Les pics de conductivité thermique de réaction à basse température pour des mélanges SF_6-C_2F_4 peuvent être décomposés de la façon suivante :

- pour le SF_6 pur, 3 pics centrés à 1 700 K, 2 200 K et 2 800 K, correspondant principalement à la dissociation du SF_6, du SF_4 et du SF_2.
- pour le C_2F_4 pur, 2 pics centrés à 3 300 K et 5 000 K, correspondant principalement à la dissociation du CF_4 et du CF.
- pour le mélange SF_6-C_2F_4, la chimie est un peu différente : le pic à 3 000 K est dû à la dissociation de CF_4, le pic à 3 500 K à la dissociation de CF et le pic à 5 000 K à la dissociation de CS.

La présence de vapeurs métalliques a tendance à augmenter la conductivité thermique de translation des électrons à faible température et à amoindrir le pic d'ionisation de la conductivité thermique de réaction entre 15 000 K et 25 000 K. Pour un mélange SF_6-Cu à basse température, les pics présents dans le cas du SF_6 subsistent, à ces pics viennent s'ajouter un pic de dissociation du Cu_2 autour de 2 400 K et un pic de dissociation du CuF_2 autour de 2 800 K.

Pour un plasma de tungstène pur, il n'y a pas de pic de dissociation à basse température, puisque notre composition ne tient compte que des espèces moléculaires à base de tungstène et de fluor. Cependant, dès que nous avons une faible présence de W dans un plasma de SF_6 (supérieure à 2 %), la chimie se trouve modifié par l'apparition des pics de dissociation suivants : dissociation du SF_4 à 1 300 K, dissociation du S_2F_2 à 1 500 K, dissociation du SF_2 2 500 K, dissociation du WF_5 à 3 500 K et dissociation de WF_2 et WF à 5 100 K.

V.3. La viscosité

Les figures 30 à 32 représentent l'impact des vapeurs organiques (C_2F_4) et métalliques (Cu et W) sur la viscosité d'un plasma de SF_6.

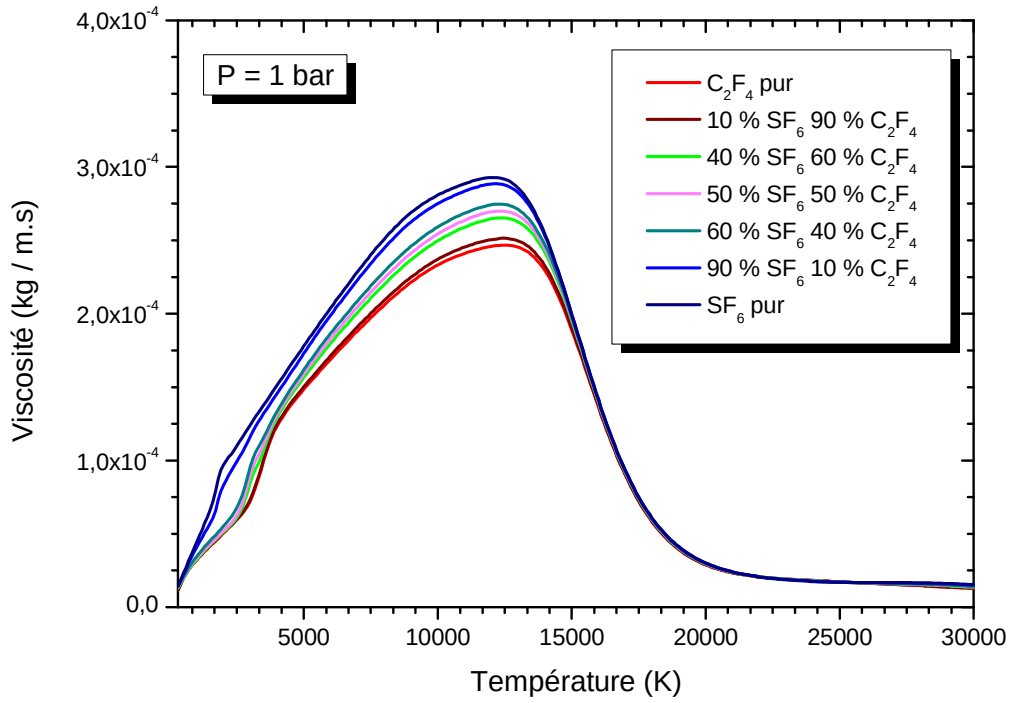


Figure 30 : Viscosité d'un plasma de SF_6 contaminé par des vapeurs de C_2F_4 à 1 bar

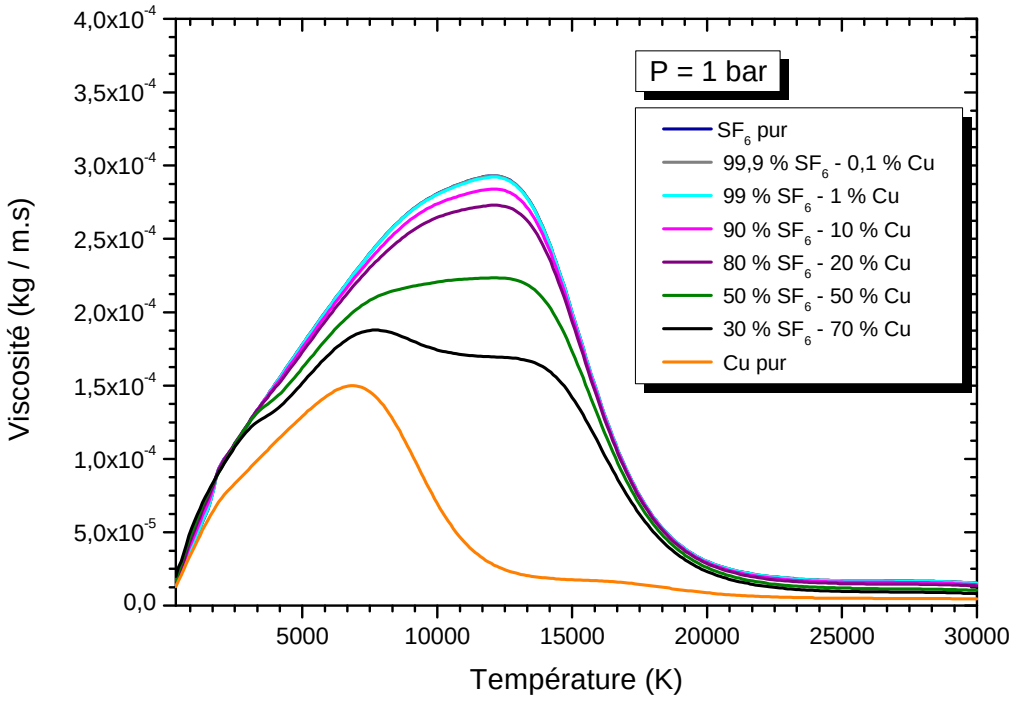


Figure 31 : Viscosité d'un plasma de SF_6 contaminé par des vapeurs de Cu à 1 bar

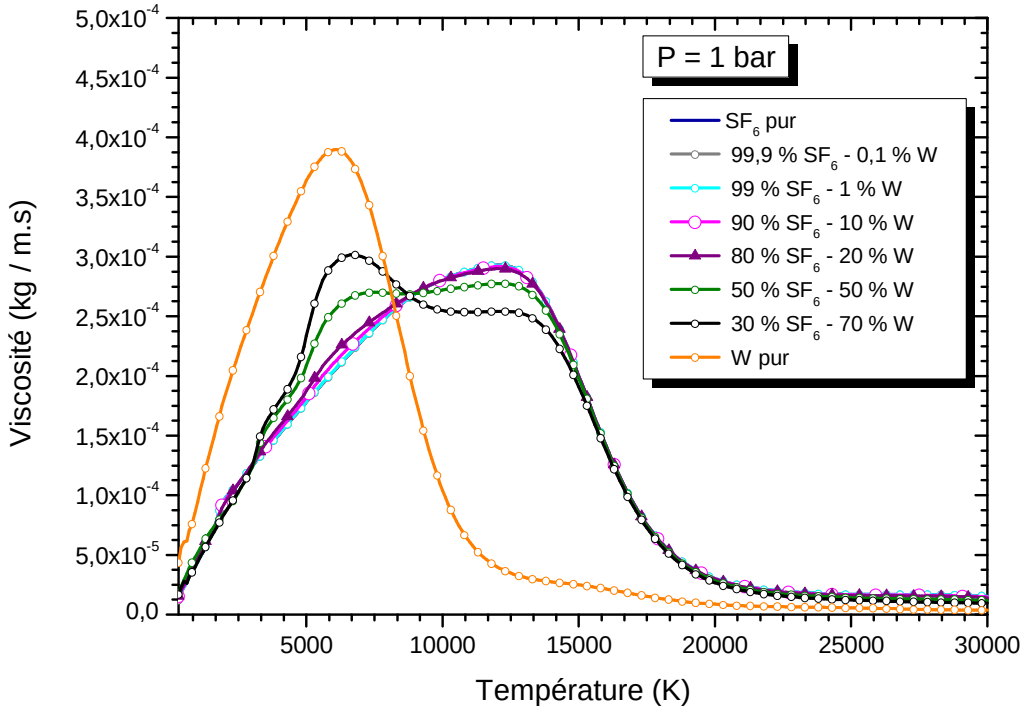


Figure 32 : Viscosité d'un plasma de SF_6 contaminé par des vapeurs de W à 1 bar

La viscosité dépend des interactions entre les particules lourdes du plasma. Sa forme caractéristique pour un gaz pur est dite « en cloche ». Cette cloche reflète la transition d'un plasma neutre vers un plasma totalement ionisé. À faible température, son calcul est gouverné par les interactions entre les atomes et les molécules. Quand la température augmente, les interactions entre les atomes deviennent prédominantes. Finalement à très haute température, notre milieu est totalement ionisé. Nous pouvons alors considérer que notre plasma est régi par les interactions entre particules chargées. Lorsque nous ajoutons des vapeurs métalliques dans notre plasma avec des concentrations supérieures à 50%, un second pic apparaît qui s'explique par un plus faible potentiel d'ionisation des espèces métalliques. Dans les plasmas métalliques, la transition entre un milieu neutre et un milieu ionisé se produit donc pour des températures plus faibles que pour un plasma de SF_6.

L'ajout de vapeurs organiques et métalliques dans un plasma de SF_6 modifie également la valeur du maximum de la viscosité qui dépend des fonctions de partition, des énergies d'ionisation mais aussi la masse molaire du gaz. Le tableau 9 répertorie les masses molaires [Webq15] des différents gaz :

Gaz	**Masse molaire (g/mol)**
SF_6	146,0554
C_2F_4	100,015
Cu	63,546
W	183,84

Tableau 9 : Masse molaire des différents gaz

À partir de ce tableau, il nous est possible d'évaluer l'impact de chaque vapeur sur le maximum de la viscosité. Par conséquent, la présence de vapeur de C_2F_4 diminue la valeur maximum du pic de viscosité, mais beaucoup moins que l'ajout de vapeur de Cu, tandis que l'ajout de vapeur de tungstène augmente cette valeur. La présence de vapeurs de PTFE ne modifiera que très peu la température à laquelle se produit ce maximum tandis que l'ajout de vapeurs métalliques aura tendance à déplacer ce maximum vers de plus basses températures.

Chapitre IV. Etude des lois de mélange

I. Introduction

Lorsque l'on veut modéliser l'arc créé lors de la phase de coupure d'un DHT, il est nécessaire de connaître les propriétés de l'arc à chaque instant et pour toutes les configurations possibles (pression, température, composition …). Pour ce faire, il existe trois types de méthodologie.

Calculer en chaque point les valeurs exactes des propriétés directement dans le modèle à chaque instant et pour toutes les configurations (pression, température et composition). Cette méthode reste complexe, car il faut, à chaque itération et chaque cellule, calculer les propriétés du plasma (rayonnement, propriétés thermodynamiques et coefficients de transport) et résoudre les équations classiques intrinsèques à la simulation (conservation d'énergie, conservation de mouvement, Navier-Stokes…). La réalisation ce type de modèle exige des puissances de calcul et des temps de calcul importants. D'un point de vue industriel, ces contraintes ne sont pas acceptables en termes de coût et de temps.

Utiliser une base de données pré-calculée contenant les propriétés thermodynamiques, coefficients de transport et propriétés radiatives pour toutes les pressions, températures et compositions possibles. Cette méthode nécessite l'élaboration et le stockage d'une base de données gigantesques. En effet dans le cas de mélanges à trois corps comme le nôtre (SF_6-C_2F_4-Cu et SF_6-C_2F_4-W), il faut balayer toutes les combinaisons possibles : gaz purs, mélanges binaires et mélanges ternaires, pour des pressions variant de 1 à 250 bar et des températures comprises entre 300 et 30 000 K. Cette méthode est moins chronophage que la première, mais demande des ressources en mémoire vive considérables.

Calculer les propriétés du plasma en chaque point à partir de lois simplifiées dites « lois de mélange », permettant de déduire rapidement et simplement les propriétés d'un mélange à partir des propriétés des gaz purs ou de mélanges spécifiques. Cette méthode n'est pas la plus précise, mais elle présente des avantages intéressants. Les données nécessaires à sa mise en place, c'est-à-dire celles des gaz purs ou mélanges spécifiques, sont courantes dans la littérature ou peuvent être simplement calculées. Elle est rapide d'exécution, car elle se base sur une équation de proportionnalité entre des propriétés connues. L'intégration des lois de mélange dans le modèle numérique est relativement simple. Ces avantages sont largement appréciés dans le milieu industriel car les lois de mélange conduisent à des résultats jugés suffisamment corrects [Bous08] pour un temps de calcul plus court.

Les premier chapitres de ce manuscrit de thèse nous ont permis de mettre en place les méthodes de calcul pour les coefficients de transport et le CEN dans le cas de mélanges ternaires SF_6-C_2F_4-Cu et SF_6-C_2F_4-W. Nous allons utiliser ces méthodes pour calculer les propriétés exactes de quelques mélanges ternaires et les comparer aux résultats obtenus grâce aux différentes lois de mélanges déjà publiées dans la littérature ou nouvellement élaborées pour ce travail. Nous pourrons ainsi isoler, si possible, le ou les lois qui sont les plus adaptées à nos mélanges ternaires.

II. Les lois de mélange

II.1. Proportion massique ou proportion volumique

Il existe deux types de proportions lorsque l'on veut caractériser un mélange : les proportions massiques et les proportions molaires (volumiques). Les proportions molaires ou volumiques sont souvent utilisées dans le cas d'un mélange ayant des proportions fixes, comme ce fut le cas dans les travaux de Jonathan Mougenot [MGFC13] sur l'étude d'une torche de soudage TIG dans de l'ARCAL 37, c'est-à-dire un gaz constitué de 70% d'Hélium et de 30% d'Argon. La proportion massique est la plupart du temps utilisée dans les cas où nous avons un gaz initial auquel viennent s'ajouter des vapeurs ou un autre gaz. Cette définition correspond parfaitement à notre cas. L'utilisation de la proportion massique pour le cas précédent se justifie par la résolution de l'équation de conservation de la masse dans un modèle numérique.

Il est néanmoins simple et rapide de convertir un mélange en proportions massiques en un mélange en proportions molaires et vice versa. Considérons un mélange de deux gaz ou vapeurs, d'indice 1 et 2, ayant respectivement comme masse molaire M_1 et M_2. Notons **w_1 et w_2, les proportions massiques** et **x_1 et x_2 les proportions molaires (ou volumiques)**. Nous pouvons alors écrire les relations suivantes:

$$x_1 = \frac{\frac{w_1}{M_1}}{\left(\frac{w_1}{M_1}\right)+\left(\frac{w_2}{M_2}\right)} \qquad x_2 = \frac{\frac{w_2}{M_2}}{\left(\frac{w_1}{M_1}\right)+\left(\frac{w_2}{M_2}\right)} \qquad \text{[IV-1]}$$

$$w_1 = \frac{M_1 x_1}{M_1 x_1 + M_2 x_2} \qquad w_2 = \frac{M_2 x_2}{M_1 x_1 + M_2 x_2}$$

Dans ce manuscrit, nous étudierons les lois de mélanges pour les deux types de proportions.

II.2. Lois de mélange simples

La loi de mélange la plus utilisée lorsque l'on étudie les propriétés d'un plasma composé de plusieurs espèces est celle qui consiste à pondérer les valeurs des propriétés des gaz purs par leurs proportions respectives dans le mélange. Dans le cas du mélange SF_6-C_2F_4-Cu, l'équation peut s'écrire de la façon suivante :

$$X_{x_1 SF_6 - x_2 C_2F_4 - x_3 Cu} = x_1 * X_{SF_6} + x_2 * X_{C_2F_4} + x_3 * X_{Cu} \quad \text{[IV-2]}$$

où X est une propriété quelconque et x_1, x_2, x_3 sont les proportions massiques ou molaires du mélange considéré, avec $x_1 + x_2 + x_3 = 1$. Cette loi peut être étendue au mélange SF_6-C_2F_4-W en remplaçant le cuivre par le tungstène dans *l'équation [IV- 2]*. Nous définirons donc les lois de mélange massiques ternaires et les lois de mélange molaires ternaires.

Lorsque l'on étudie le mélange SF_6-C_2F_4, certaines propriétés telles que la conductivité électrique ou le rayonnement sont très proches, quelles que soient les proportions du mélange. En considérant que les vapeurs métalliques ont plus d'impact que les vapeurs organiques, on peut assimiler la propriété d'un mélange ternaire SF_6-C_2F_4-Cu/W à celle d'un mélange binaire « 50% SF_6 – 50% C_2F_4 »-Cu/W. En nous basant sur cette observation, nous avons alors défini une loi de mélange simple, spécifique à tous mélanges ternaires, basée sur les données équimolaires ou équimassiques du mélange binaire SF_6-C_2F_4 :

$$X_{x_1 SF_6 - x_2 C_2F_4 - x_3 Cu} = (x_1 + x_2) * X_{50\%SF_6 - 50\%C_2F_4} + x_3 * X_{Cu} \quad \text{[IV-3]}$$

L'équation [IV- 3] écrite pour le mélange SF_6-C_2F_4-Cu peut être transposée au cas d'un mélange SF_6-C_2F_4-W. Ces lois de mélange seront nommées lois de mélange simples massiques binaire « SF_6-C_2F_4»-Cu et les lois de mélange simples molaires binaire « SF_6-C_2F_4»-Cu, dans la suite de ce manuscrit.

II.3. Loi de Wilke

Les lois de mélange simples fonctionnement très bien lorsque nous avons des variations linéaires ou logarithmes simples comme celles de la conductivité électrique ou du coefficient d'émission nette. Par contre, en présence d'un ou plusieurs pics tels que ceux présents dans la viscosité ou la conductivité thermique, il est nécessaire de mettre en place des lois de mélanges plus complexes.

La première de ces lois est celle basée sur les travaux de Wilke [Wilk50], dite « loi de Wilke ». Il propose de déduire les propriétés d'un mélange quelconque à partir des relations suivantes:

$$X_{mix} = \sum_{i=1}^{n} \frac{X_i}{1 + \frac{1}{x_i} \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^{n} x_j \varphi_{ij}} \quad \text{[IV-4]}$$

$$\varphi_{ij} = \frac{1}{2\sqrt{2}} \left(\frac{m_j}{m_j + m_i} \right)^{1/2} \left[\left(\frac{X_i}{X_j} \right)^{1/2} \left(\frac{m_j}{m_i} \right)^{1/4} + 1 \right]^2 \quad \text{[IV-5]}$$

où X est une propriété quelconque, x_i la proportion molaire de l'espèce i, n le nombre de gaz présents dans le mélange et m_j, m_i la masse molaire du gaz considéré.

II.4. Lois de mélanges issues des travaux de « Weissman - Vanderslice - Yun - Masson »

Dans la littérature, certains auteurs utilisent les lois simples massiques ou molaires [PaST97] ou celle de Wilke [BiSt92] afin d'évaluer les propriétés d'un arc, même si, dans certains cas, ces lois ne fournissent pas de résultats satisfaisants. Dans leur article sur les lois de mélange, Gleizes et al [GlCT10] proposent d'utiliser les travaux de Vanderslice [VWMF62] et Yun [YuWM62] [MaVo60]. Ces travaux aboutissent à une loi de mélange bien plus satisfaisante, qui permet de mieux prendre en compte les phénomènes dus aux collisions élastiques dans un mélange binaire :

$$X_{mix} = \frac{X_1}{1 + \frac{x_2}{x_1}\frac{15}{4}\frac{R}{\Delta}\frac{X_1}{m_1}} + \frac{X_2}{1 + \frac{x_1}{x_2}\frac{15}{4}\frac{R}{\Delta}\frac{X_2}{m_2}} \qquad \text{[IV-6]}$$

L'astuce mise en place est l'insertion d'un paramètre R/Δ dans la loi de Wilke. Ce paramètre R/Δ est calculé à la fois en fonction des propriétés des gaz purs et aussi celle du mélange équimolaire. Sa valeur est donnée par l'équation du second ordre suivante :

$$ax^2 + bx + c = 0 \qquad \text{[IV-7]}$$

Avec :

$$a = \left(\frac{15}{4}\right)^2 \left(\frac{X_1 X_2 X_{equi}}{m_1 m_2}\right)$$

$$b = \frac{15}{4}\left(X_1\left(\frac{X_{equi} - X_2}{m_1}\right) + \alpha_2\left(\frac{X_{equi} - \alpha X_1}{m_2}\right)\right) \qquad \text{[IV-8]}$$

$$c = X_{equi} - X_1 - X_2$$

Néanmoins Vanderslice, Yun et Mason [MaVo60] ne proposent pas de loi de mélange pour les mélanges à 3 corps. En nous basant sur les travaux de Wilke [Wilk50], Vanderslice [VWMF62], Yun [YuWM62] et Mason [MaVo60], nous avons mis au point une loi de mélange pour les mélanges ternaire. L'équation obtenue est la suivante :

$$X_{mix} = \frac{X_1}{1 + \frac{x_2}{x_1}\frac{15}{4}\frac{R}{\Delta}\frac{X_1}{m_1} + \frac{x_3}{x_1}\frac{15}{4}\frac{R}{\Delta}\frac{X_1}{m_1}} + \frac{X_2}{1 + \frac{x_1}{x_2}\frac{15}{4}\frac{R}{\Delta}\frac{X_2}{m_2} + \frac{x_3}{x_2}\frac{15}{4}\frac{R}{\Delta}\frac{X_2}{m_2}} + \frac{X_3}{1 + \frac{x_1}{x_3}\frac{15}{4}\frac{R}{\Delta}\frac{X_3}{m_3} + \frac{x_2}{x_3}\frac{15}{4}\frac{R}{\Delta}\frac{X_3}{m_3}} \qquad \text{[IV-9]}$$

Nous avons émis l'hypothèse que le paramètre R/Δ dépend toujours d'un mélange équimolaire, c'est-à-dire 1/3, 1/3 et 1/3. La valeur de R/Δ dans le cas d'un mélange ternaire est obtenue en résolvant l'équation d'ordre 3 suivante :

$$ax^3 + bx^2 + cx + d = 0 \qquad \text{[IV-10]}$$

Avec

$$a = \left(\frac{15}{4}\right)^3 \alpha_{equi} \left(\frac{X_1 X_2 X_3}{m_1 m_2 m_3}\right)$$

$$b = \left(\frac{15}{2}\right)^2 (X_{equi} \left(\frac{X_1 X_2}{m_1 m_2} + \frac{X_1 X_3}{m_1 m_3} + \frac{X_2 X_3}{m_2 m_3}\right) - X_1 \left(\frac{X_2 X_3}{m_2 m_3}\right) - X_2 \left(\frac{X_1 X_3}{m_1 m_3}\right) - X_3 \left(\frac{X_1 X_2}{m_1 m_2}\right))$$

$$c = \frac{15}{2} (X_{equi} \left(\frac{X_1}{m_1} + \frac{X_2}{m_2} + \frac{X_3}{m_3}\right) - X_1 \left(\frac{X_2}{m_2} + \frac{X_3}{m_3}\right) - X_2 \left(\frac{X_1}{m_1} + \frac{X_3}{m_3}\right) - X_3 \left(\frac{X_1}{m_1} + \frac{X_2}{m_2}\right)) \qquad \text{[IV-11]}$$

$$d = X_{equi} - X_1 - X_2 - X_3$$

Pour trouver la valeur du paramètre R/Δ, nous avons développé un algorithme basé sur la méthode de Cardan et la dichotomie. Afin de ne pas alourdir le manuscrit en nommant cette loi « Vanserslice-Yun-Weissman-Masson », nous l'abrégerons par la suite en « loi de Vanderslice-Yun ».

II.5. Loi de mélange spécifique à la conductivité électrique

Outre les lois précédentes, Gleizes et al [GlCT10] nous alertent sur le cas de la conductivité électrique. Ils nous rappellent que la conductivité électrique d'un arc est fonction du produit de la densité électronique du plasma et de sa mobilité électronique, comme suit :

$$\sigma = -e\,\mu_e\,n_e \qquad \text{[IV-12]}$$

Avec n_e la densité électronique et μ_e la mobilité électronique. La mobilité électronique est fonction de l'énergie des électrons et des collisions élastiques entre les électrons et les particules lourdes. De plus, la mobilité est inversement proportionnelle aux fréquences de collision élastique. En s'appuyant sur ce comportement, Gleizes et al [GlCT10] proposent alors l'équation suivante pour les mélanges binaires:

$$\frac{1}{\mu_{mélange}} = \frac{x_1}{\mu_1} + \frac{x_2}{\mu_2} \qquad \text{[IV-13]}$$

Que nous avons étendu aux mélanges à plusieurs éléments :

$$\frac{1}{\mu_{mélange}} = \sum_{i}^{n} \frac{x_i}{\mu_i} \qquad \text{[IV-14]}$$

La loi issue de ces équations sera nommée loi de « mobilité électronique » dans ce manuscrit. Cette loi permet de prendre en compte la physique régissant la conductivité électrique. Cependant sa mise en place nécessite de connaître la valeur de la densité électronique pour chaque température, pression et composition, ce qui représente un nombre non négligeable de données à charger dans le modèle.

II.6. Loi de mélange spécifique aux cas SF_6-C_2F_4-Cu

II.6.i. Loi massique ternaire « 99% SF_6-1% Cu »

D'après les travaux de Gleizes et al [GlCT10] la loi la mieux adaptée pour de faibles pourcentages de vapeurs métalliques et de faibles températures, est celle basée sur la mobilité électronique. Afin d'offrir une alternative à cette loi, nous avons élaboré une autre loi de mélange appelée loi sur les proportions massique ternaire « 99% SF_6-1% Cu », et basée sur la loi de mélange simple massique ternaire. Dans cette loi, nous avons remplacé le SF_6 pur par un mélange massique 99% SF_6-1% Cu. L'augmentation de la densité électronique due à la présence de vapeurs métalliques est alors mieux prise en compte. Cette astuce nous a permis de trouver une loi de mélange, qui à partir des données d'un mélange et non d'un gaz pur fournit à faible température et à faible pourcentage de vapeurs métalliques de meilleurs résultats.

II.6.ii. Loi massique binaire « SF_6-Cu »-C_2F_4

Pour tenter de palier aux problèmes des pics de conductivité thermique de réaction à basse température, nous proposons une nouvelle loi de mélange. Celle-ci est basée sur la loi de Vanderslice-Yun binaire de type « SF_6-C_2F_4 »-Cu où nous remplaçons le mélange binaire équimolaire SF_6-C_2F_4 par un mélange équimolaire SF_6-Cu, le Cu est remplacé par le C_2F_4. Cette loi permet de mettre en évidence l'importance du C_2F_4 sur le nombre de réactions de dissociation car R/Δ est calculé à partir du mélange molaire 25%SF_6 - 25%Cu -50%C_2F_4.

III. La conductivité électrique

III.1. SF_6-C_2F_4-Cu

Lors de la phase de coupure dans un DHT, la conductivité électrique conditionne la capacité d'interruption du disjoncteur et impacte directement le profil de température de l'arc, au travers de l'effet Joule [ChGR94], [ChRG96]. Dans le cas de la conductivité électrique, en plus de balayer l'ensemble des températures, les lois de mélange choisies doivent être valides pour des pourcentages de cuivre variant de 0 à 100%. En effet,

comme nous l'avons vu dans le chapitre I, les concentrations de cuivre dans un DHT sont loin d'être homogènes. Ils sont, par exemple, plus importants si l'on se trouve proche de la corne d'arc lors de phase de fort courant que dans le volume d'expansion après la phase de soufflage.

Nous avons fait le choix des mélanges suivants pour exposer nos résultats :

- 79%SF_6-20%C_2F_4-1%Cu
- 30%SF_6-60%C_2F_4-10%Cu
- 40%SF_6-30%C_2F_4-30%Cu
- 20%SF_6-10%C_2F_4-70%Cu

Ces mélanges permettent de balayer correctement l'ensemble des comportements des propriétés étudiées lorsque l'on vient polluer un plasma initialement constitué de SF_6 avec des vapeurs de C_2F_4 et de Cu.

Les figures 33 à 36, ci-dessous, représentent une estimation de la conductivité électrique par différentes lois de mélange pour des mélanges ternaires de SF_6-C_2F_4-Cu. Elles permettent de mettre en évidence que :

- aucune loi de mélange ne permet d'estimer convenablement la conductivité sur l'ensemble des températures et proportions étudiées,
- la loi de Vanderslice Yun semble être la loi qui fournit les meilleurs résultats sur l'ensemble des configurations étudiées,
- les résultats issus de la loi de Vanderslice-Yun ternaire SF_6-C_2F_4-Cu et de la loi de Vanderslice-Yun binaire « SF_6-C_2F_4 »-Cu fournissent des résultats sensiblement égaux, ce qui se justifie par des conductivités électriques proches proche pour les mélanges SF_6-C_2F_4 (cf *chapitre III-V-i*). Pour cette raison, nous avons décidé de remplacer la loi de Vanderslice-Yun ternaire SF_6-C_2F_4-Cu par la loi de Vanderslice-Yun binaire « SF_6-C_2F_4 »-Cu, beaucoup plus simple à mettre en place.

Nos résultats sont présentés avec des pourcentages massiques, sauf contre-indication. Nous avons représenté la conductivité électrique, la conductivité thermique et le coefficient d'émission nette sur deux figures, une à basse température et une autre à haute température, afin de mettre en évidence les écarts entre le calcul « exact » et l'estimation par loi de mélange.

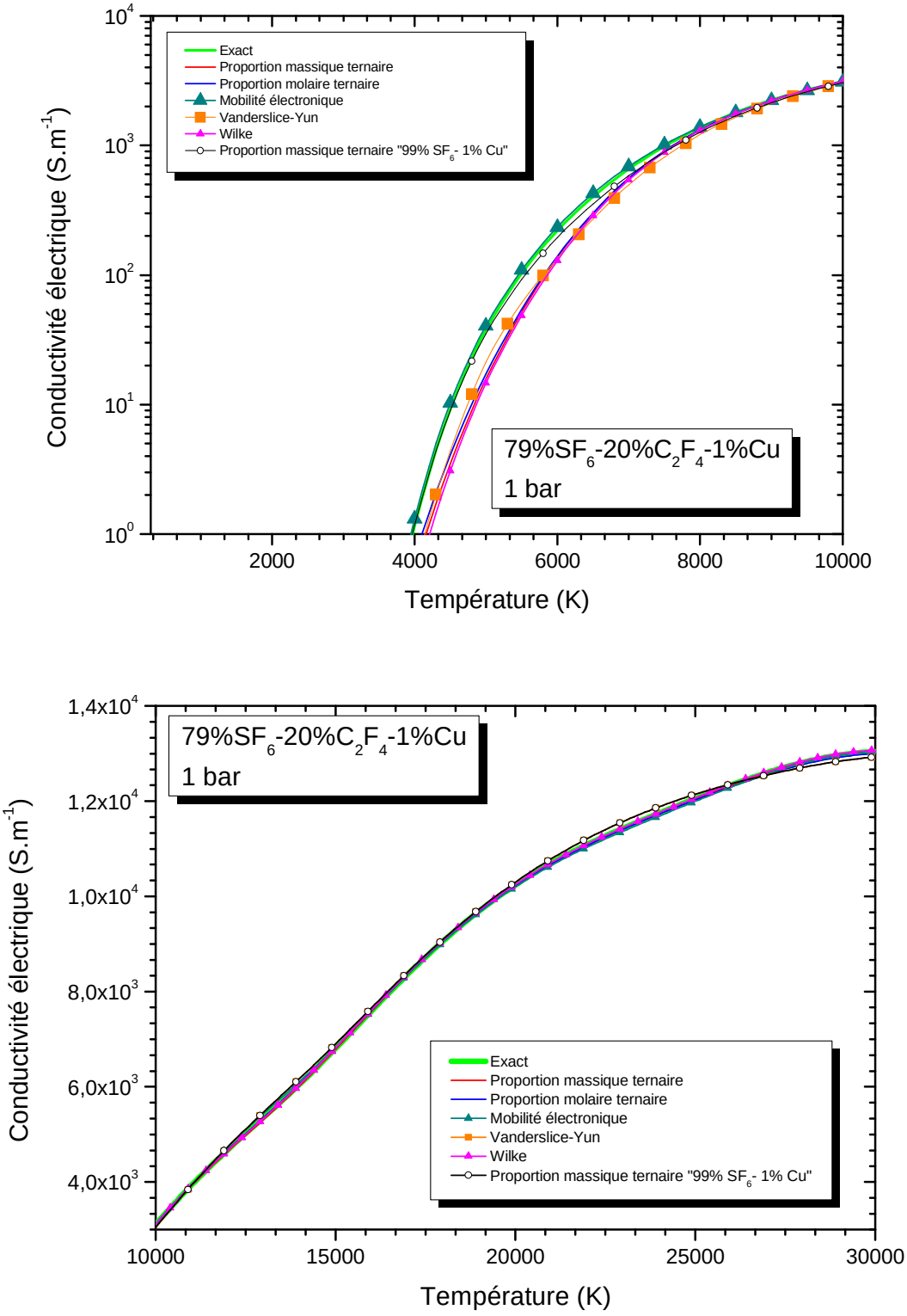


Figure 33 : comparaison des différentes lois de mélange pour le calcul de la conductivité électrique d'un mélange 79% SF_6-20% C_2F_4-1% Cu à 1 bar

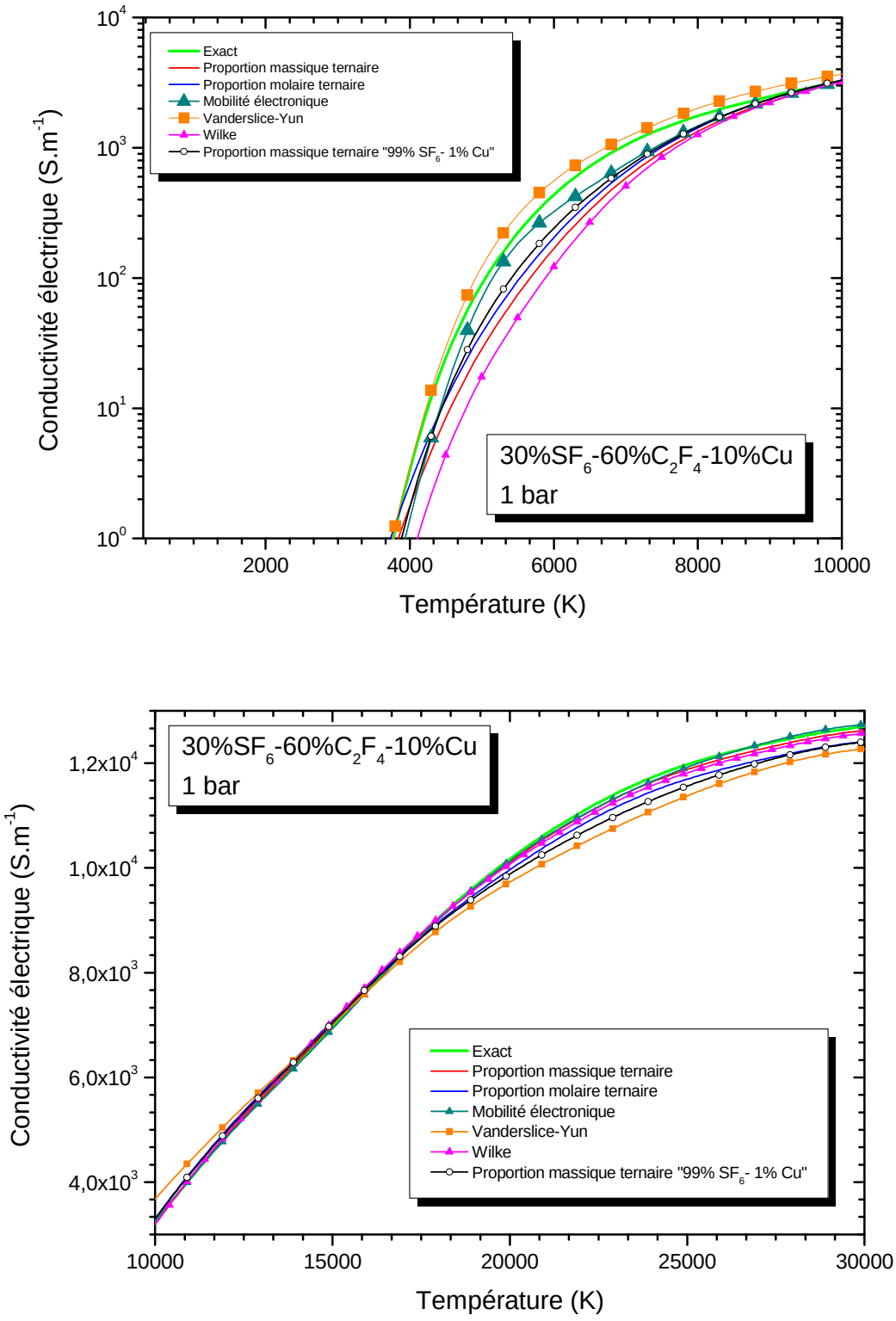


Figure 34 : comparaison des différentes lois de mélange pour le calcul de la conductivité électrique d'un mélange 30% SF_6 - 60% C_2F_4 - 10% Cu à 1 bar

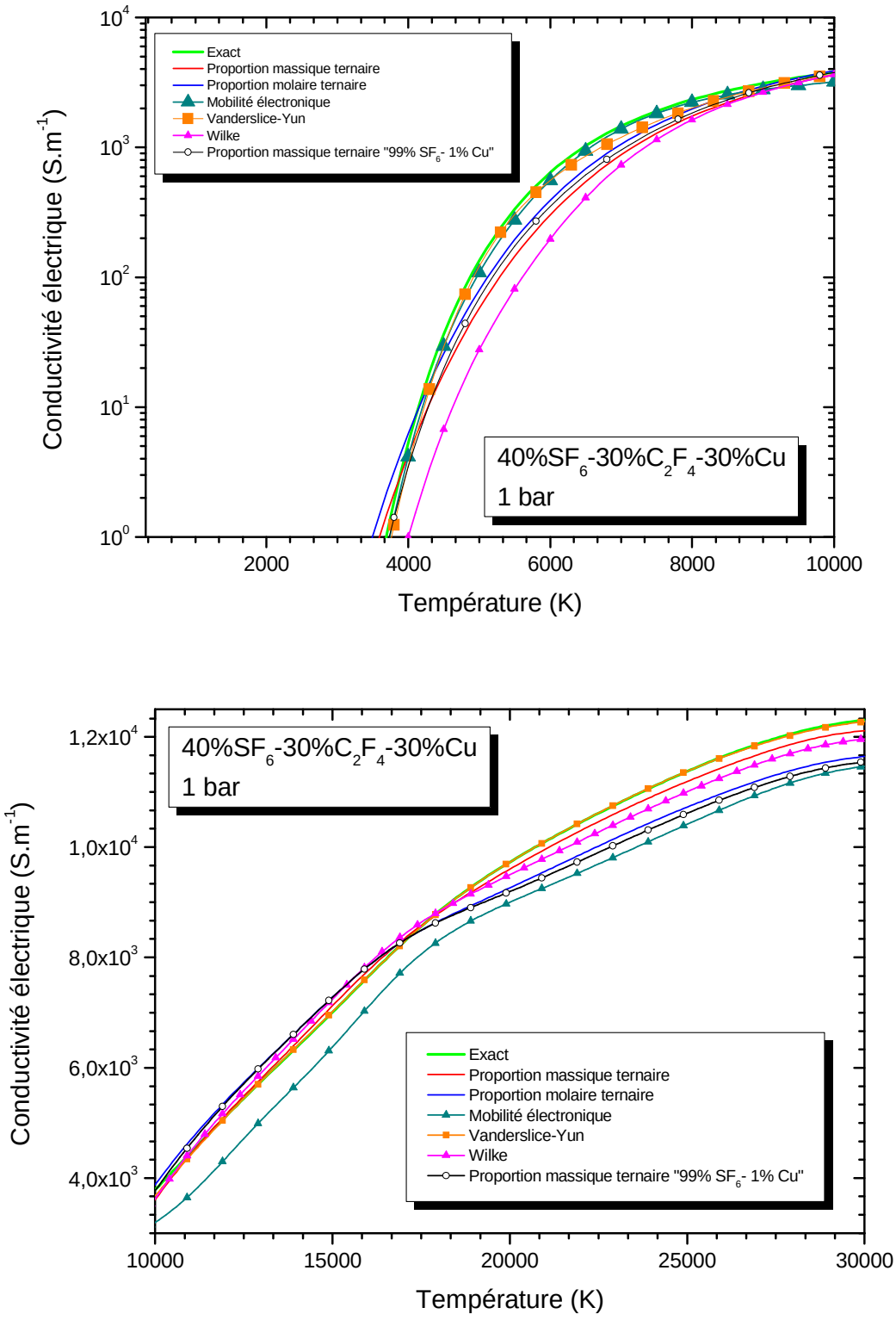


Figure 35 : comparaison des différentes lois de mélange pour le calcul de la conductivité électrique d'un mélange 40% SF_6 - 30% C_2F_4 - 30% Cu à 1 bar

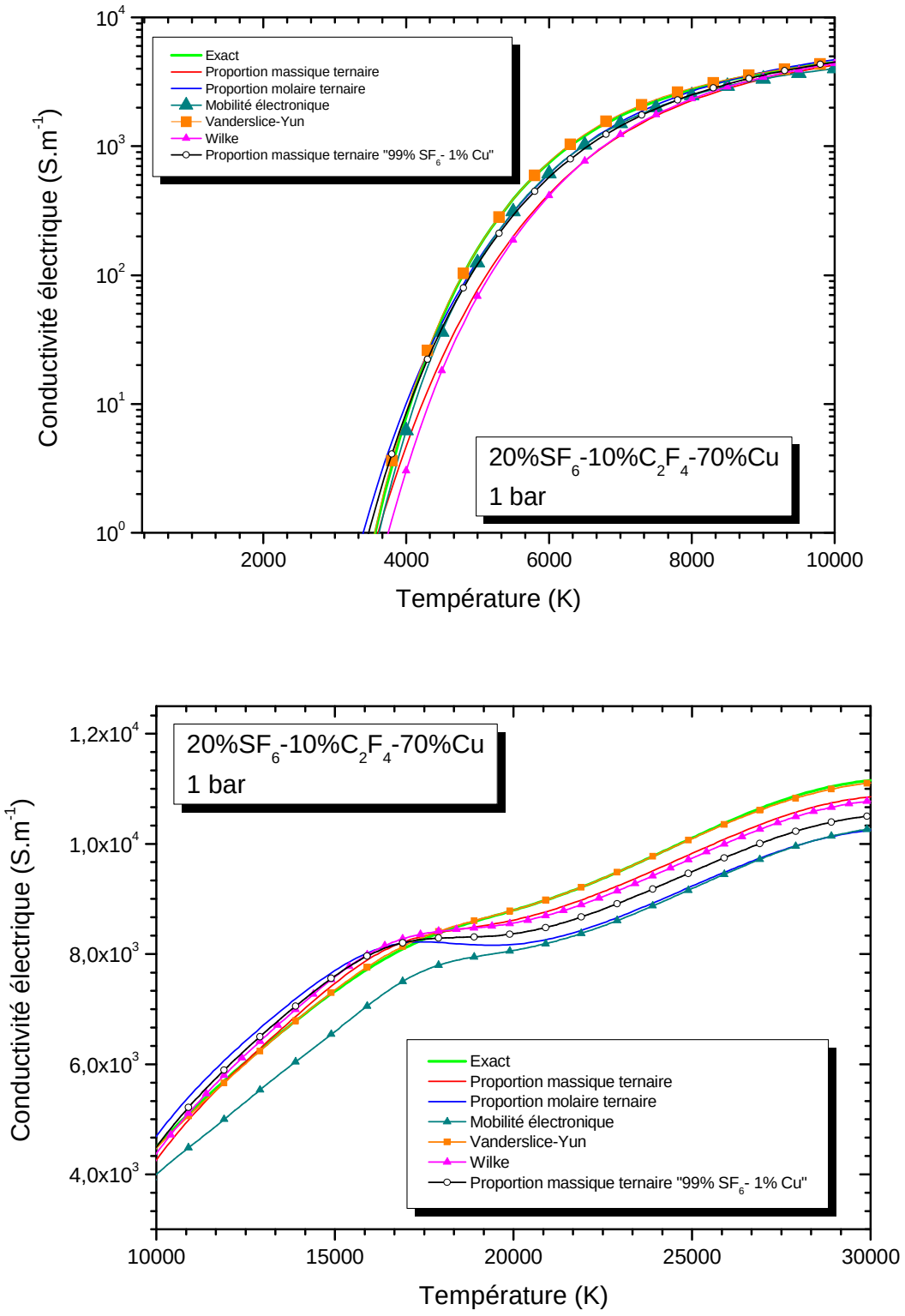


Figure 36 : comparaison des différentes lois de mélange pour le calcul de la conductivité électrique d'un mélange de 20% SF_6 - 10% C_2F_4 - 70% Cu à 1 bar

Comme nous pouvons le voir sur les figures précédentes, les lois simples massiques ou molaires fournissent des résultats corrects pour des températures élevées. En revanche, elles sont très éloignées du calcul exact entre 4 000 K et 10 000 K. Ces résultats mettent en relief le manque de précision des lois de mélange « classiques » lors

de l'estimation de la conductivité électrique entre 4 000 K et 10 000 K pour des arcs contaminés par des vapeurs métalliques de cuivre.

Tout d'abord intéressons-nous au problème entre 4 000 K et 10 000 K, la loi de mélange « mobilité électronique » est celle qui estime le mieux la conductivité électrique pour des températures inférieures à 10 000 K. Toutefois, comme nous l'avons déjà rappelé dans le chapitre précédent, cette méthode pose le même problème que le pré-calcul de toutes les propriétés de l'arc, c'est-à-dire le stockage important de données. Cependant la loi de mélange massique ternaire « 99% SF_6-1% Cu » représente une bonne alternative pour de faibles températures et de faibles pourcentages de cuivre (1% à 10%) à la « loi mobilité électronique ». Pour des pourcentages de cuivre plus élevés, la loi de Vanderslice-Yun semble se rapprocher le plus du calcul exact. Cependant une analyse plus fine est nécessaire afin de conclure sur ce comportement. Pour des températures élevées (T > 10 000 K), nous observons une cohérence entre les différentes lois pour des pourcentages plus importants. Afin d'évaluer plus finement la validité de chacune des lois de mélange dans différents intervalles de température et pour différents pourcentage, nous avons tracé sur les figure 37 à 40 les écarts relatifs qui permettent d'écarter rapidement certaines lois.

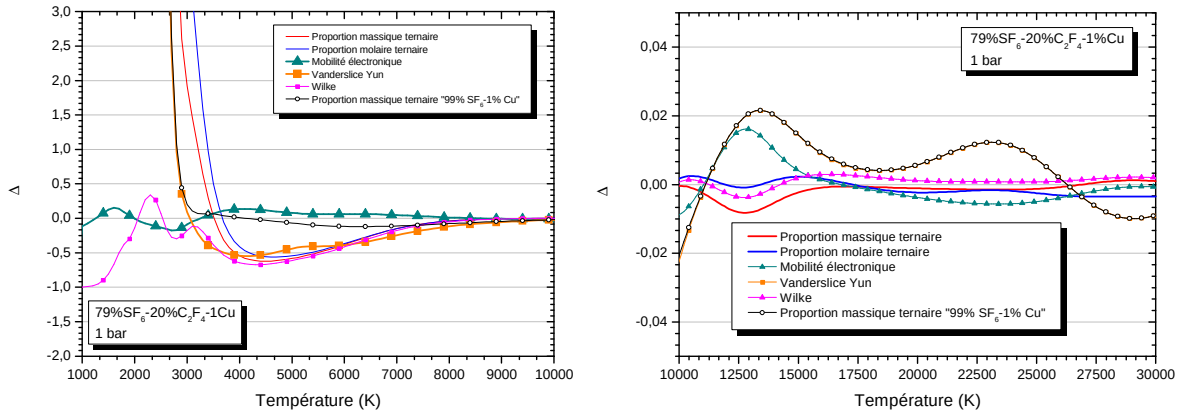


Figure 37 : écart relatif entre les lois de mélange et le calcul exact pour la conductivité électrique d'un mélange 79% SF_6 - 20% C_2F_4 - 1% Cu à 1 bar

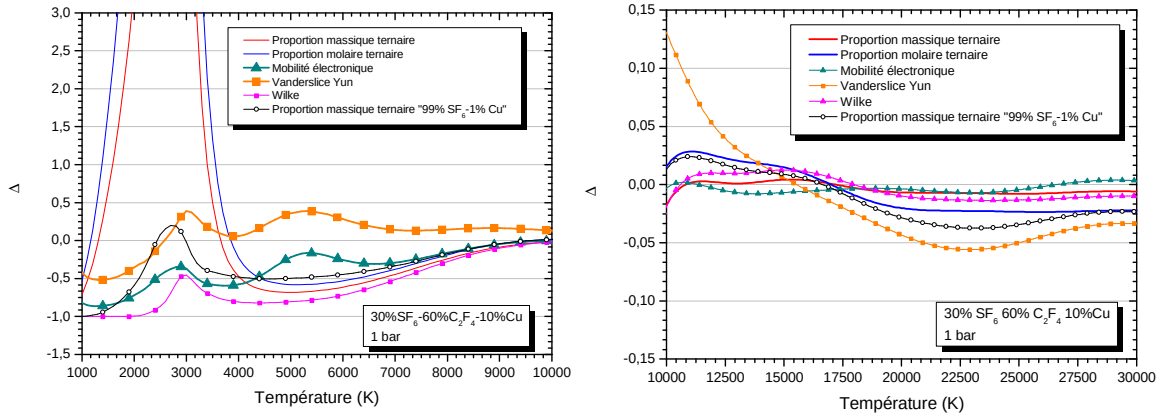


Figure 38 : écart relatif entre les lois de mélange et le calcul exact pour la conductivité électrique d'un mélange 30% SF_6 - 60% C_2F_4 - 10% Cu à 1 bar

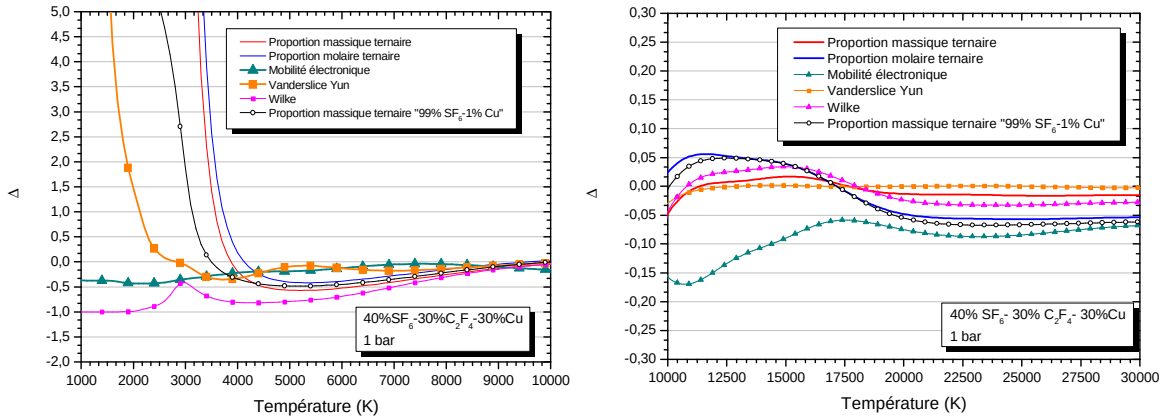


Figure 39 : écart relatif entre les lois de mélange et le calcul exact pour la conductivité électrique d'un mélange 40% SF_6 - 30% C_2F_4 - 30% Cu à 1 bar

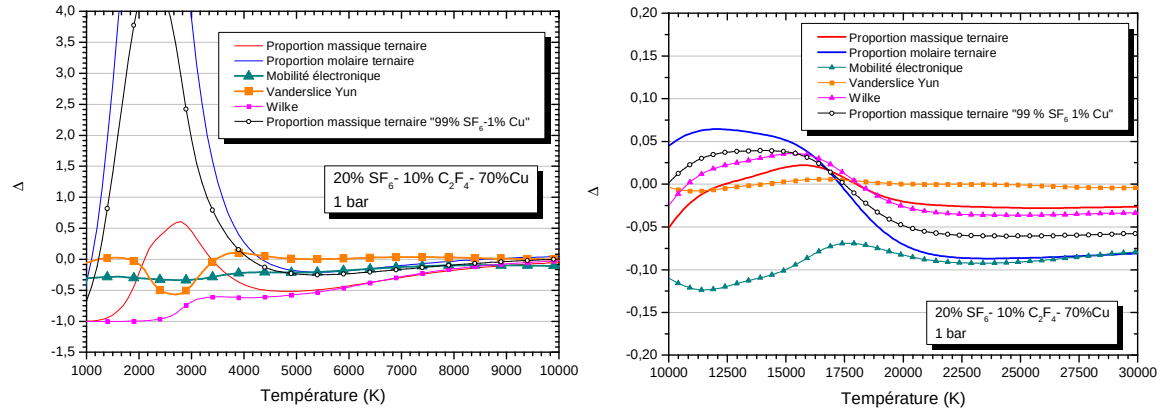


Figure 40 : écart relatif entre les lois de mélange et le calcul exact de la conductivité électrique d'un mélange 20% SF_6 - 10% C_2F_4 - 70% Cu à 1 bar

À faible température (T < 10 000 K), il existe de forts écarts entre les différentes approximations et le calcul exact. Ces écarts sont liés aux faibles valeurs prises par σ pour des températures inférieures à 3 000 K. Par exemple, une valeur de 0.1 $S.m^{-1}$ pour la conductivité électrique exacte peut correspondre à 1 $S.m^{-1}$ par une loi de mélange, ce qui engendre un écart relatif 9 fois plus important. Pour trancher sur l'impact de ces écarts, il faudrait tester ces valeurs dans un modèle numérique. Cependant d'après Seeger [Seeg15], les valeurs atteintes pendant la phase dite de post-arc sont comprises entre 5 000K et 12 000K, en fonction du niveau de courant et de tension. Nous sommes en dehors de la zone qui nous pose problème. Pour éviter tout problème de convergence, on conseillera toutefois l'utilisation de la loi de Wilke à très basse température (T < 4 000 K), qui donne les meilleurs résultats.

En nous basant sur les écarts relatifs présentés sur les figures 37 à 40, d'autres conclusions peuvent être faites. Aucune loi ne semble fonctionner pour tous les pourcentages de cuivre. Il faut différencier les compositions avec un pourcentage de cuivre supérieur à 10% de celles avec un pourcentage inférieur à 10%. De même, aucune loi ne permet d'approximer correctement la conductivité électrique à la fois à basse et à haute température. Il faut alors appliquer une loi différente en fonction de la température et du pourcentage de vapeurs de cuivre :

- pour des pourcentages de cuivre supérieurs à 10% et des températures inférieures à 10 000 K, la loi Vanderslice et Yun offre la meilleure approximation avec un écart maximum inférieur à 50% et un écart moyen inférieur à 20%.
- pour des températures supérieures à 10 000 K, la loi simple basée sur les pourcentages massiques est la plus proche du calcul exact.
- lorsque les pourcentages de cuivre dépassent 30% et la température est inférieures à 10 000 K, c'est la loi Vanderslice Yun qui est la plus adaptée.
- pour des pourcentages de cuivre inférieurs à 10 % et une température inférieure à 10 000 K, la loi simple massique avec 99% SF_6 1% Cu permet de prendre en compte la forte augmentation de la densité électronique due la contamination du plasma par les vapeurs de cuivre à basse température.

De ces observations, nous pouvons dresser le tableau suivant permettant aux modélisateurs d'estimer la conductivité électrique d'un mélange ternaire SF_6 -C_2F_4 – Cu selon les concentrations et la gamme de température.

pourcentage de Cu	température ≤ 4 000 K	température ≤ 10 000 K	température ≥ 10 000 K
≤ 10%	Wilke	proportions massique ternaires « 99% SF_6 – 1% Cu »	proportions massique ternaires
10% - 30%		Vanderslice Yun	proportions massique ternaires
≥ 30%		Vanderslice Yun	

Tableau 10 : choix des lois de mélange pour la conductivité électrique d'un mélange ternaire SF_6-C_2F_4-Cu.

Les écarts relatifs fournis en annexe nous prouvent que ce découpage est aussi valable à une pression de 32 bar. Dans les travaux de simulation de DHT de Dannet Randrianarivao [Rand11], la pression maximale atteinte dans le DHT est d'environ 40 bar. En nous basant sur ces observations, nous pouvons étendre notre tableau dédié à la conductivité électrique à l'ensemble des configurations utiles à la simulation d'un DHT.

III.2. SF_6-C_2F_4-W

Le comportement de la conductivité électrique d'un plasma contaminé par des vapeurs de tungstène est très proche de celui d'un plasma contaminé par des vapeurs de cuivre. Il est alors tout à fait normal de retrouver les mêmes tendances et les remarques concernant les lois de mélange. Tout d'abord, il n'existe pas de loi de mélange « unique » permettant d'approximer correctement le mélange SF_6-C_2F_4-W pour toutes les gammes de températures et toutes les compositions étudiées. Comme dans le cas du mélange SF_6-C_2F_4-Cu, il nous faut réaliser un découpage en fonction de la température et du pourcentage de tungstène pour identifier au mieux les lois de mélange les plus efficaces.

Les figures 41 à 44, présentées ci-dessous, représentent la conductivité électrique d'un plasma de SF_6-C_2F_4-W pour différentes proportions et températures à la pression 1 bar. Les proportions ont volontairement été choisies équivalentes à celle étudiées pour le mélange *SF_6-C_2F_4-Cu*, car elles permettent d'avoir une vision globale des différents comportements que l'on peut avoir dans les mélanges ternaire SF_6-C_2F_4-W et SF_6-C_2F_4-Cu. Nous avons réutilisé la loi de mélange avec les proportions massiques et un mélange de 99% SF6 - 1% de vapeurs métalliques afin d'offrir une alternative à la loi basée sur la mobilité électronique. Les valeurs obtenues, à partir des lois de mélange de Van-Yun binaire « SF_6-C_2F_4»-W et ternaire SF_6-C_2F_4-W, sont aussi dans le cas du mélange ternaire SF_6-C_2F_4-W très proches. Comme dans le cas du mélange SF_6-C_2F_4-Cu, nous avons décidé de ne présenter que les valeurs du Van-Yun binaire qui s'implémente plus facilement dans un modèle numérique.

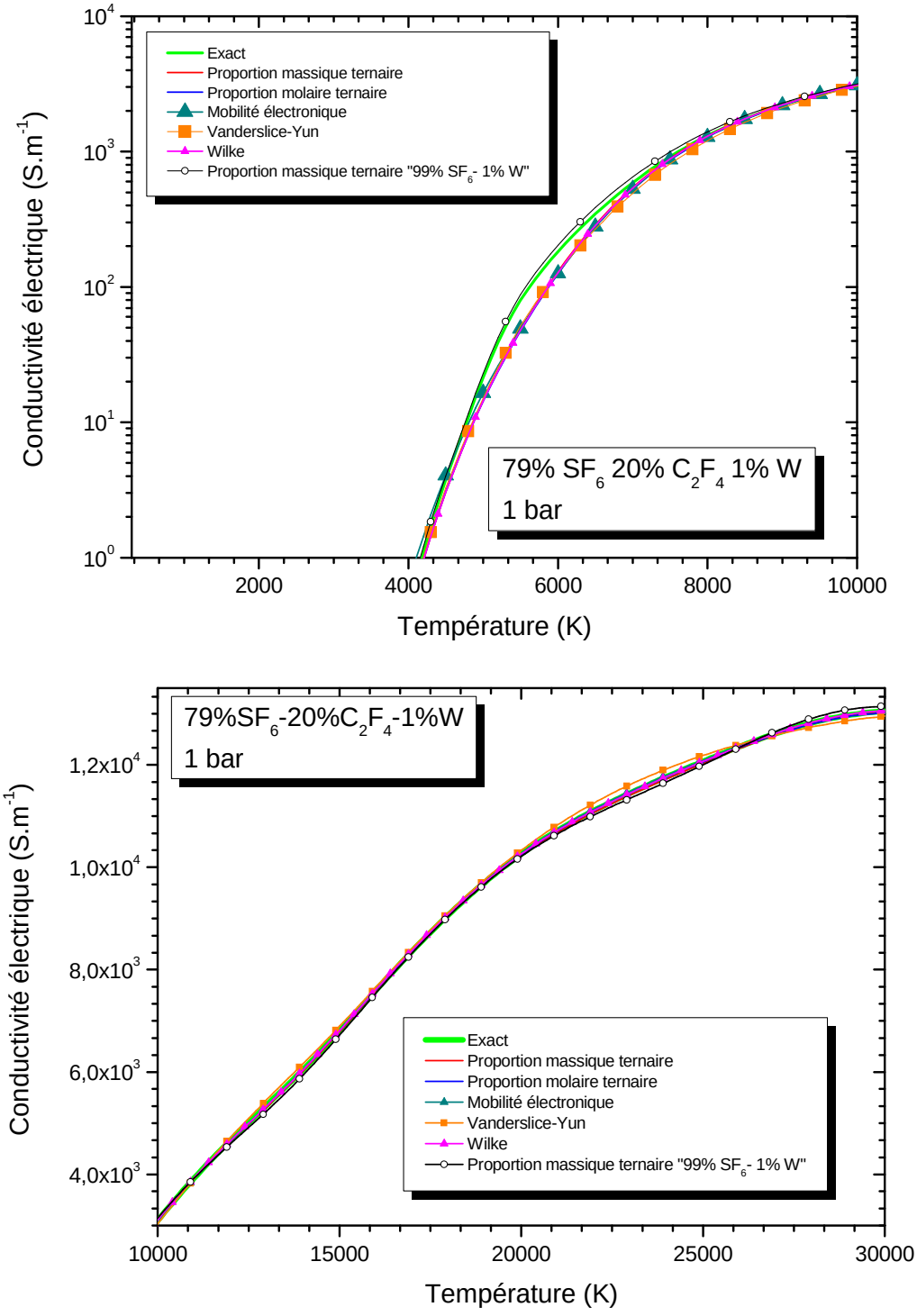


Figure 41 : comparaison des différentes lois de mélange pour le calcul de la conductivité électrique d'un mélange 79% SF_6 - 20% C_2F_4 -1% W à 1 bar

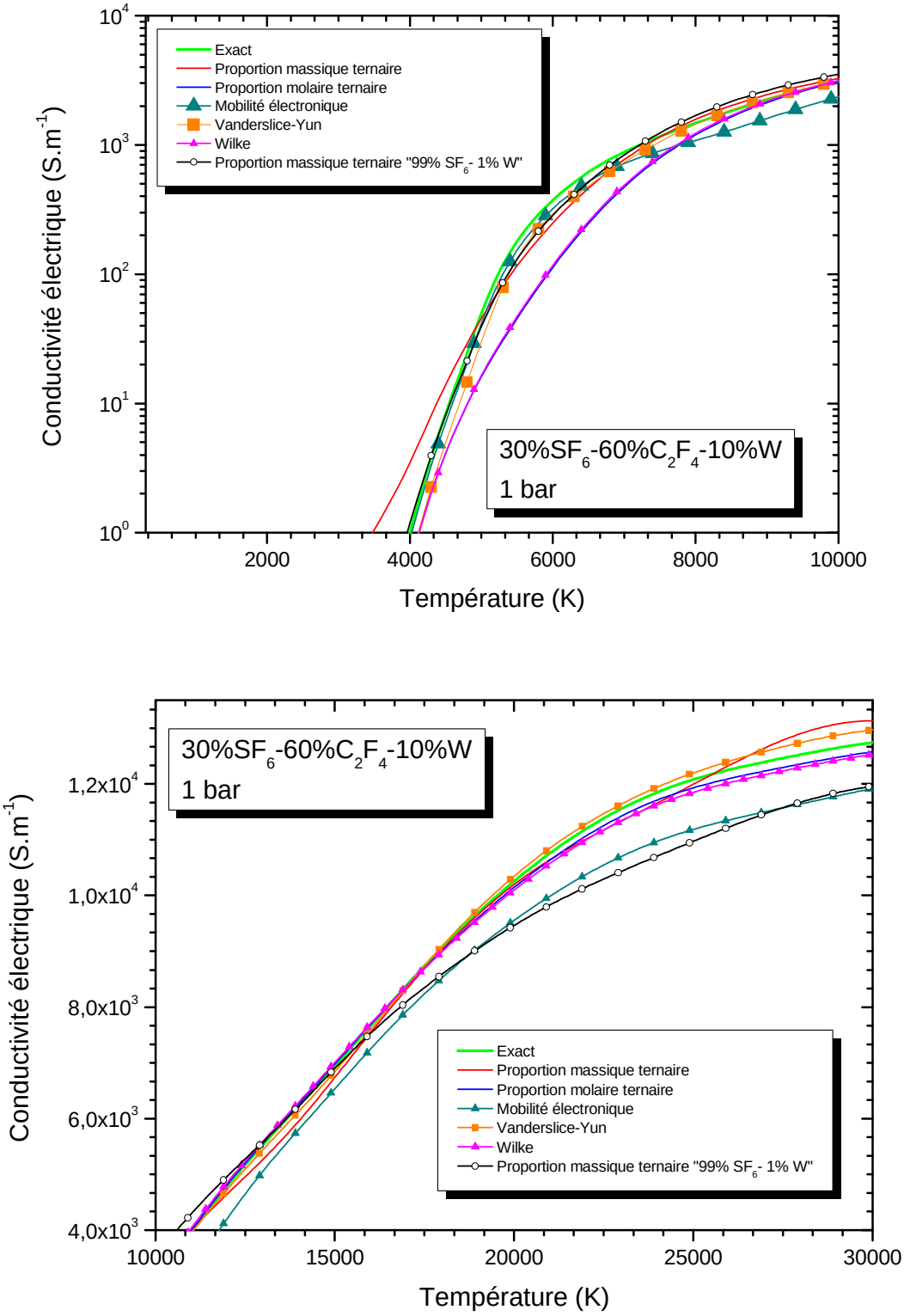


Figure 42 : comparaison des différentes lois de mélange pour le calcul de la conductivité électrique d'un mélange 30% SF_6 - 60% C_2F_4 -10% W à 1 bar

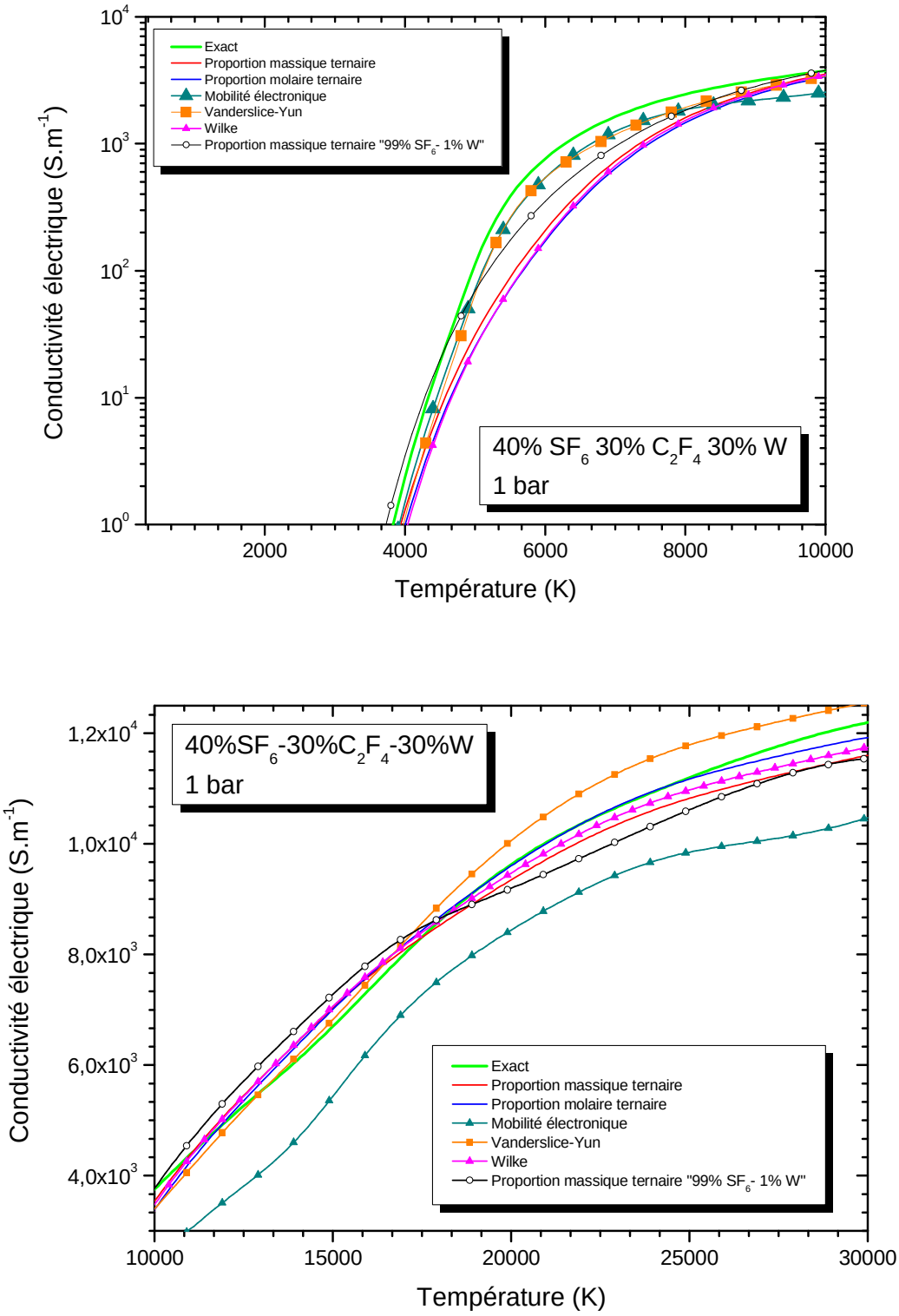


Figure 43 : comparaison des différentes lois de mélange pour le calcul de la conductivité électrique d'un mélange 40% SF_6 - 30% C_2F_4 -30% W à 1 bar

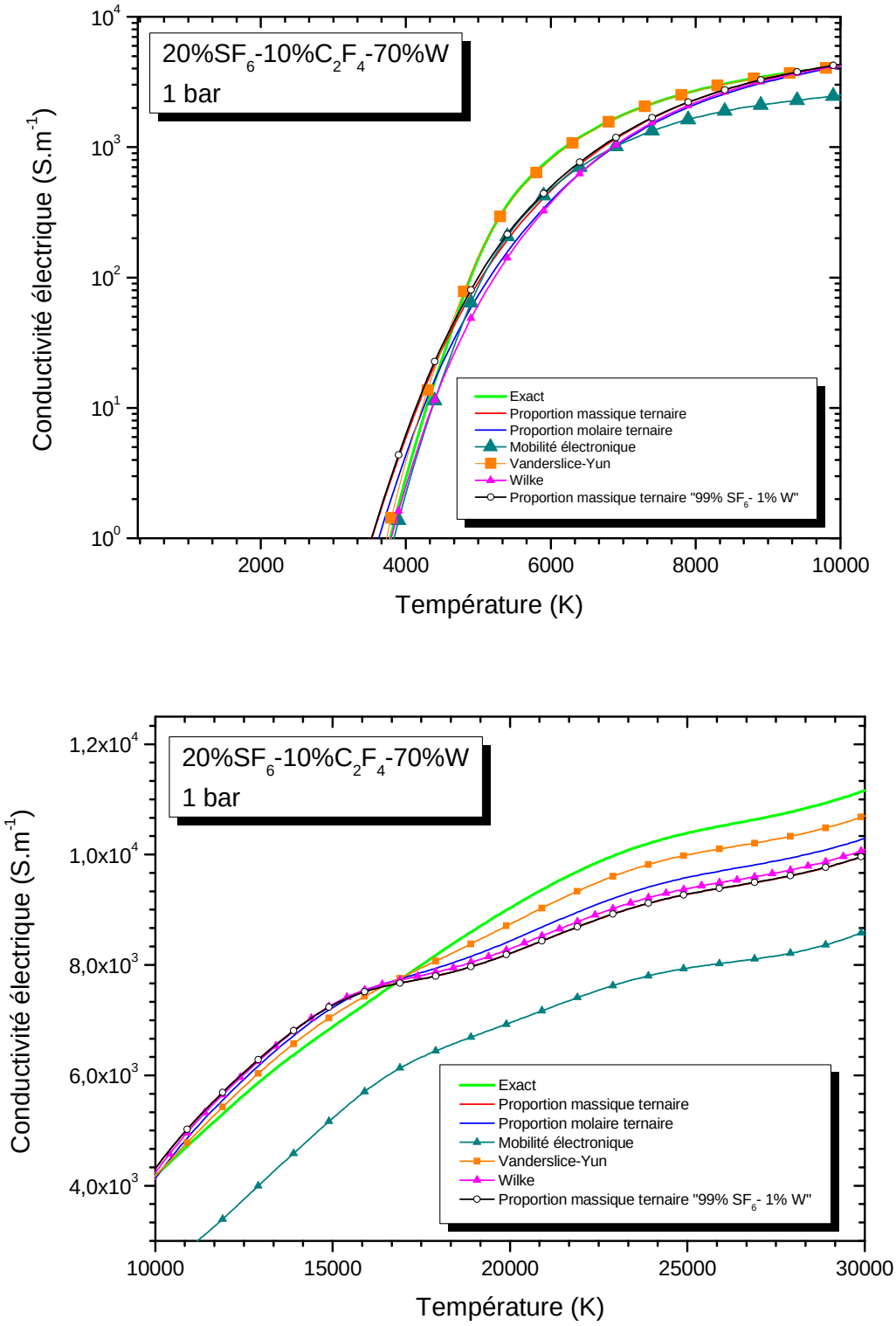


Figure 44: comparaison des différentes lois de mélange pour le calcul de la conductivité électrique d'un mélange 20% SF_6 - 10% C_2F_4 -70% W à 1 bar

Les figures 43 à 46, montrent des résultats assez proches pour des températures élevées et des tendances générales difficiles à donner dans le cas d'un mélange SF_6-C_2F_4-W. Nous ne pourrons donc pas réutiliser le découpage réalisé pour le mélange SF_6-C_2F_4-Cu, même si l'impact des vapeurs de tungstène est proche de celui des vapeurs de cuivre.

Dans le cas d'un mélange SF_6-C_2F_4-W, la loi de mélange « mobilité électronique » offre toujours de bons résultats à basse température, mais s'éloigne considérablement des valeurs exactes au-dessus de 10 000 K. Il vaut mieux utiliser la loi de mélange massique ternaire « 99% SF6 1 W », qui reste valable pour des faibles pourcentages de tungstène et pour de faibles températures. La loi issue des travaux de Vanderslice et Yun offre toujours des résultats plus que satisfaisants pour l'ensemble des pourcentages et des températures étudiés. Comme dans le cas du mélange SF_6-C_2F_4-Cu, nous présentons sur les figures 45 à 48 les écarts relatifs pour les différentes lois par rapport aux calculs exacts, résultats qui nous permettent de sélectionner les lois les plus efficaces en fonction des proportions de tungstène et de la température.

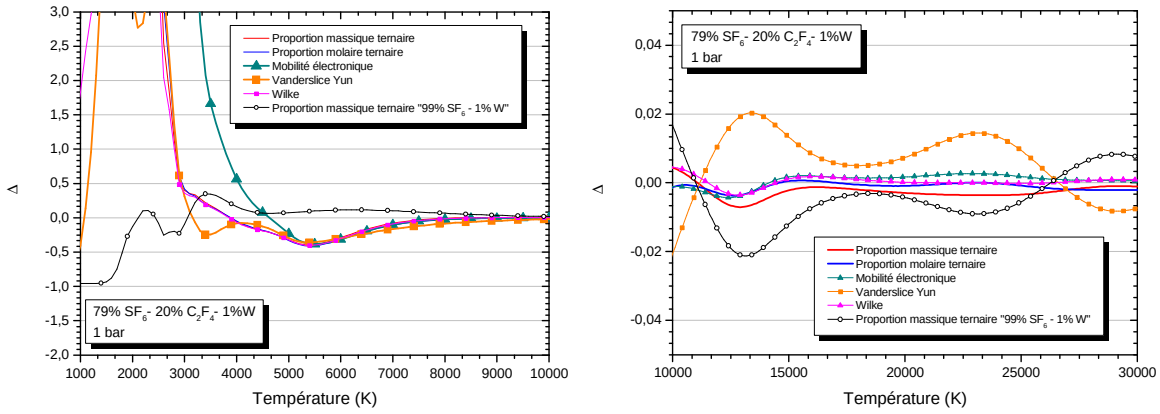


Figure 45 : écart relatif entre les lois de mélange et le calcul exact de la conductivité électrique d'un mélange de 79% SF_6 - 20% C_2F_4 - 1% W à 1 bar

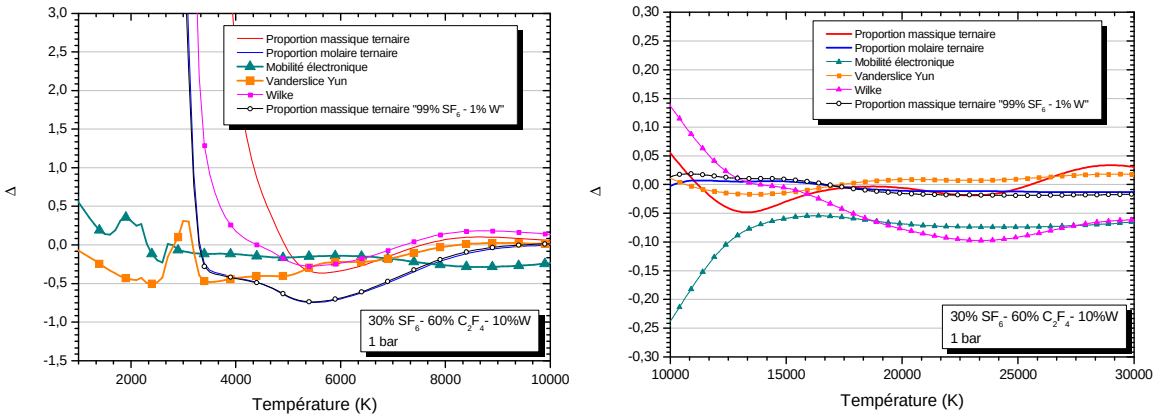


Figure 46: écart relatif entre les lois de mélange et le calcul exact de la conductivité électrique d'un mélange de 30% SF_6 - 60% C_2F_4 - 10% W à 1 bar

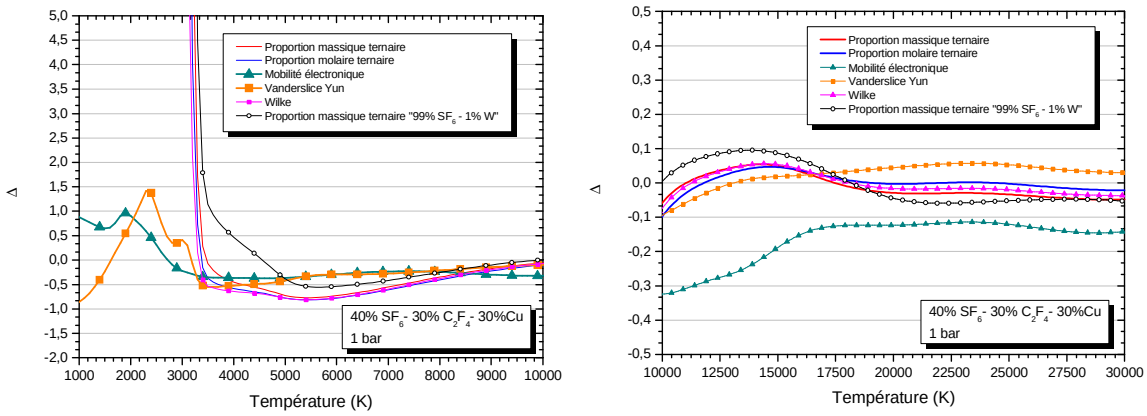


Figure 47 : écart relatif entre les lois de mélange et le calcul exact de la conductivité électrique d'un mélange de 40% SF_6 - 30% C_2F_4 - 30% W à 1 bar

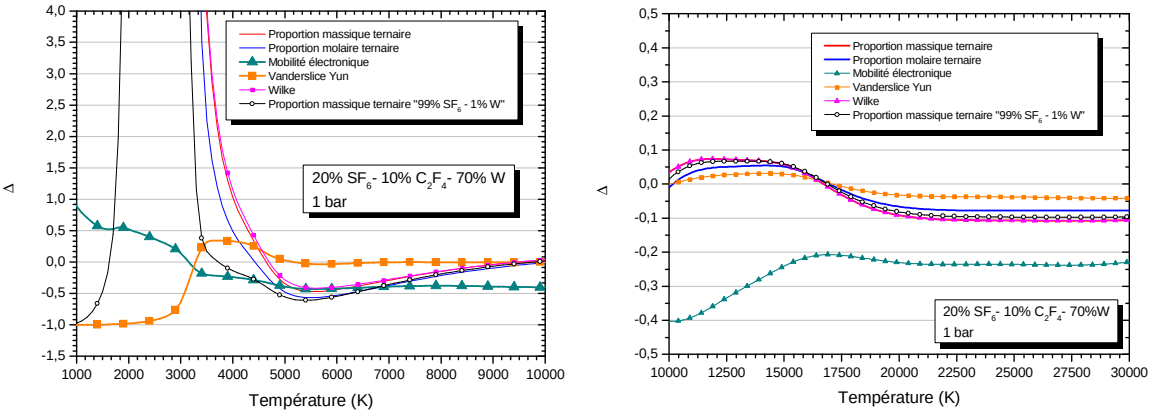


Figure 48: écart relatif entre les lois de mélange et le calcul exact de la conductivité électrique d'un mélange de 20% SF_6 - 10% C_2F_4 - 70% W à 1 bar

Globalement les comportements constatés avec les différentes lois sur la conductivité électrique des mélanges SF_6-C_2F_4-Cu et SF_6-C_2F_4-W sont les mêmes. On retrouve trois découpages en fonction de la proportion de tungstène. Dans le cas d'un mélange constitué de tungstène, la césure ce fera plutôt à 50 % contre 30 % pour le cuivre.

À faible température, la loi de mélange ternaire « 99 % SF_6 -1 % W » reste efficace alors que pour les plus fortes températures c'est la loi molaire ternaire qui est plus efficace. Pour les plus fortes concentrations de tungstène, à faibles températures nous adopterons la loi Vanderslice-Yun binaire « SF_6-C_2F_4 »-W. Tandis que pour les plus fortes températures nous garderons la loi molaire ternaire SF_6-C_2F_4-W et basculerons sur une loi de Vanderslice-Yun binaire « SF_6-C_2F_4 »-W lorsque le pourcentage de tungstène excèdera les 50%.

On notera une différence par rapport au cas du cuivre pour les températures inférieures à 4 000 K. Dans le cas du mélange SF_6-C_2F_4-W, la loi de Wilke ne donne plus les meilleurs résultats. La Vanderslice-Yun est plus efficaces et simplifie grandement le choix de la loi de mélange à utiliser en fonction des différents paramètres du plasma.

Nous avons dressé en conclusion le tableau 11 qui nous renseigne sur les lois de mélange les plus efficaces pour estimer la conductivité électrique d'un mélange SF_6-C_2F_4-W:

Pourcentage de W	Température ≤ 10 000 K	Température ≥ 10 000 K
<10 %	proportions massiques ternaires « 99% SF_6 – 1% W »	Proportions massiques ternaires
10% - 50%	Vanderslice Yun	Proportions massiques ternaires
> 50 %		Vanderslice Yun

Tableau 11 : choix des lois de mélange pour la conductivité électrique d'un mélange ternaire SF_6-C_2F_4-W.

Les écarts relatifs calculés en annexe, pour une pression de 32 bar, permettent d'étendre le découpage aux pressions utiles lors de la modélisation d'un DHT.

IV. La conductivité thermique

IV.1. SF_6-C_2F_4-Cu

La conductivité thermique joue un rôle important dans le refroidissement de l'arc. L'une des raisons qui pousse toujours les industriels à utiliser le SF_6 dans les récents DHT est la forte conductivité thermique à basse température de ce gaz. Cette forte conductivité thermique permet d'évacuer rapidement l'énergie de l'arc lors de la phase de soufflage et du zéro de courant. A faible température, elle dépend de sa composante réactionnelle, c'est-à-dire des réactions chimiques qui se produisent au sein de notre plasma. L'ajout de vapeurs métalliques et organiques modifie la chimie du plasma et peut impacter fortement sa conductivité thermique à basse température. Les vapeurs de cuivre ont tendance à réduire la valeur de la conductivité thermique à basse température (inférieure à 7 000 K) et à diminuer voire supprimer certains pics, représentatifs des réactions de dissociation existants dans le plasma. À l'inverse, la présence de vapeur de C_2F_4 tend à augmenter le nombre de pics (résultants d'un grand nombre de réactions identifié au *chapitre III-V-ii*), leurs positionnement selon la température et leurs amplitudes. Sur les figures suivantes, nous voyons apparaître une loi nommée « proportion massique avec « SF_6-C_2F_4 » exact », cette loi est basée sur la connaissance des valeurs exactes des mélanges binaires SF_6-C_2F_4 auxquelles nous venons ajouter des vapeurs de cuivre par l'intermédiaire d'une loi de mélange massique binaire.

Cette partie a pour objectif d'identifier la ou les lois de mélange les plus adaptées à l'approximation de la conductivité thermique d'un mélange ternaire SF_6-C_2F_4-Cu/W. Les figures 49 à 52 présentent les résultats obtenus à partir des différentes lois de mélanges présentées précédemment.

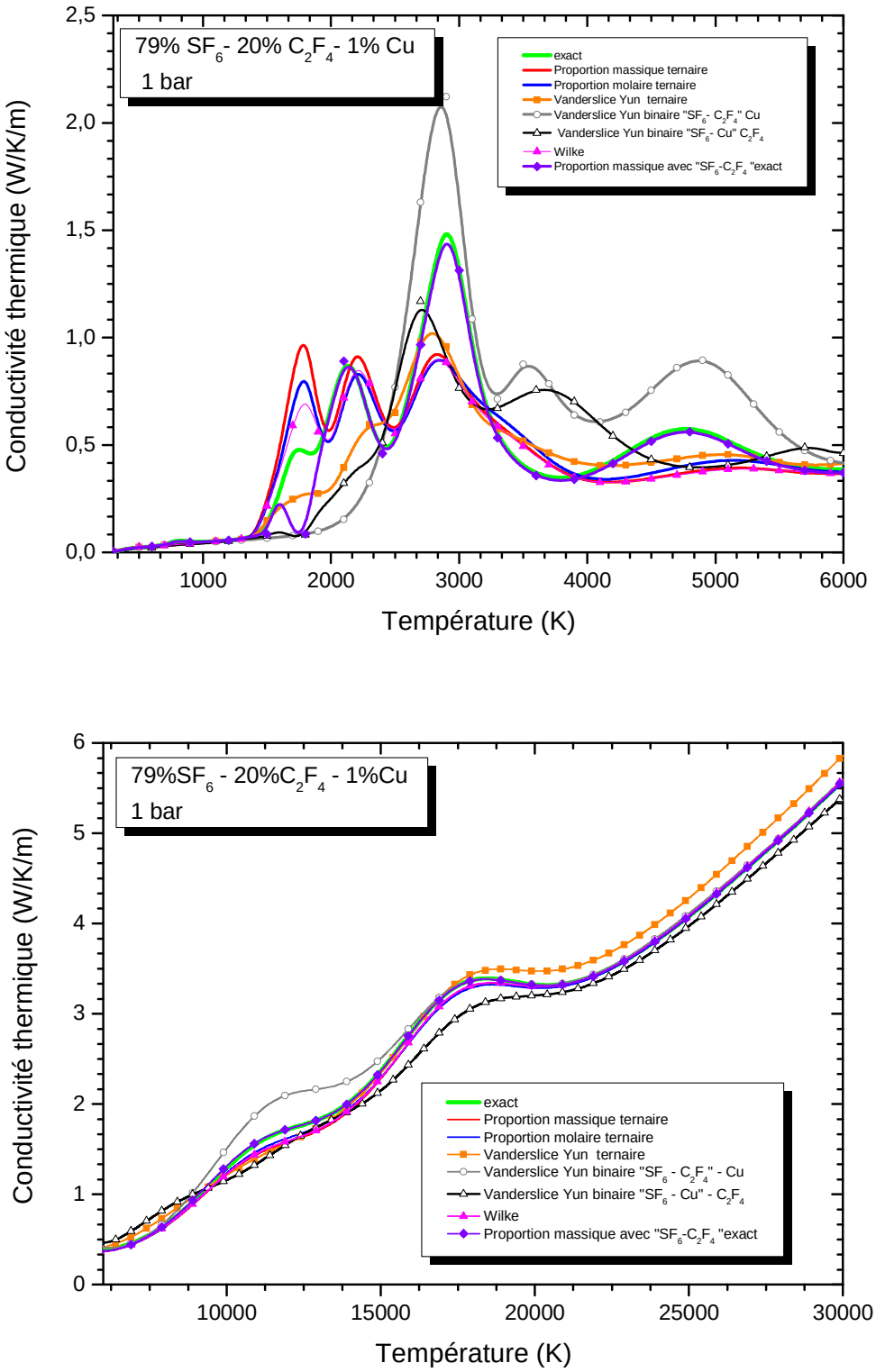


Figure 49 : comparaison des différentes lois de mélange pour le calcul de la conductivité thermique d'un mélange 79% SF_6 - 20% C_2F_4 - 1% Cu à 1 bar

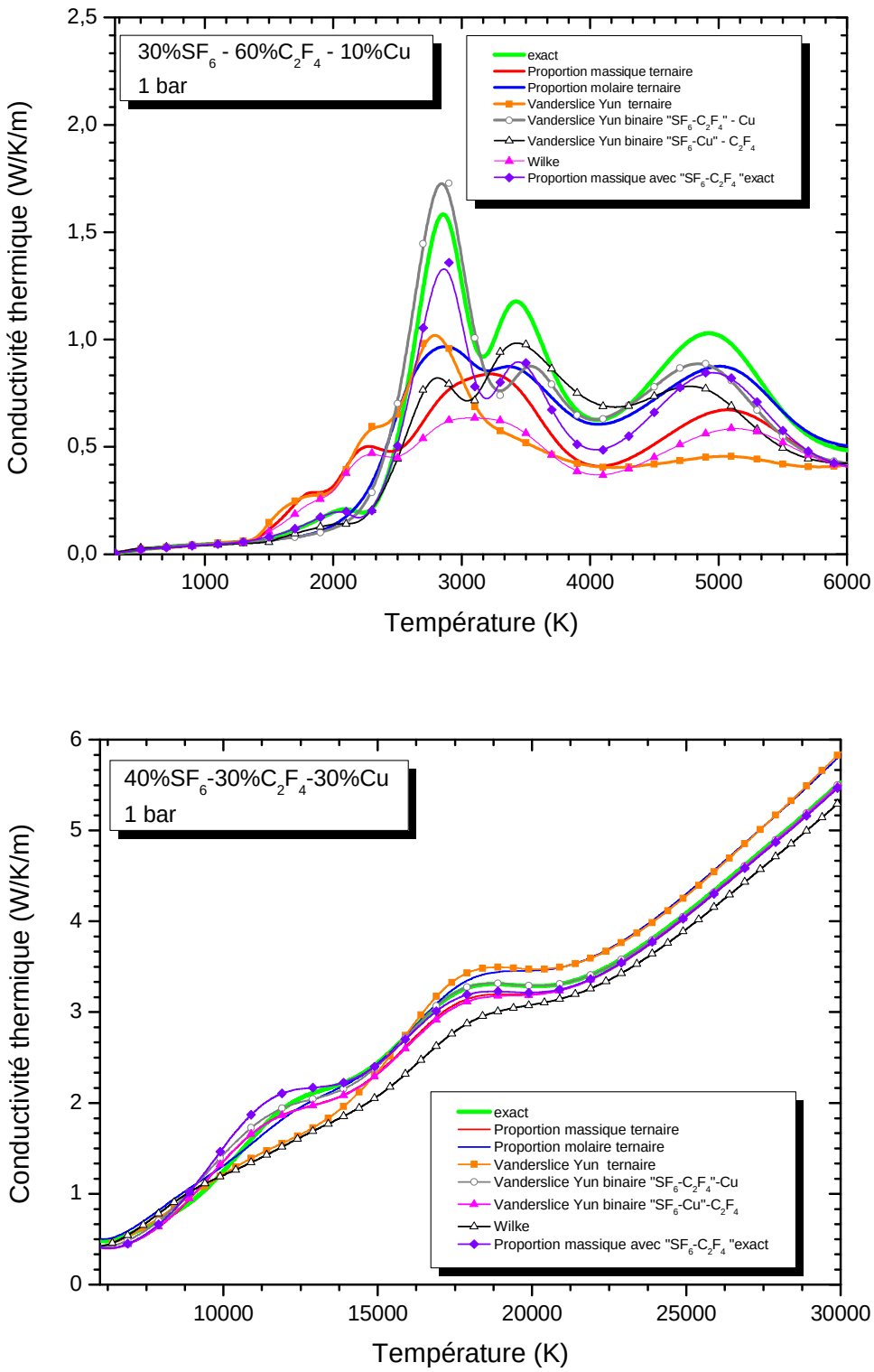


Figure 50 : comparaison des différentes lois de mélange pour le calcul de la conductivité thermique d'un mélange 30% SF_6 - 60% C_2F_4 - 10% Cu à 1 bar

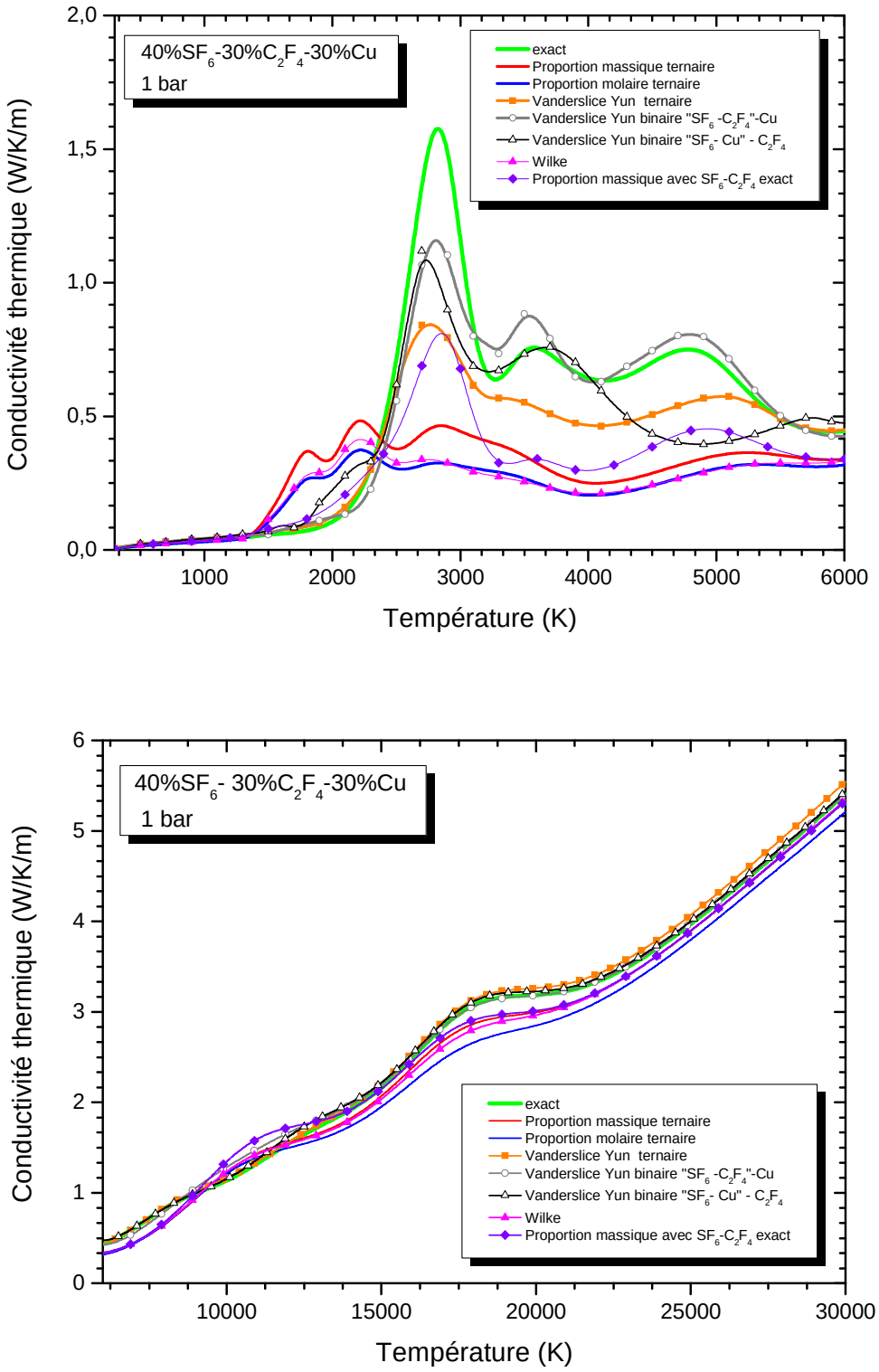


Figure 51 : comparaison des différentes lois de mélange pour le calcul de la conductivité thermique d'un mélange 40% SF_6 - 30% C_2F_4 - 30% Cu à 1 bar

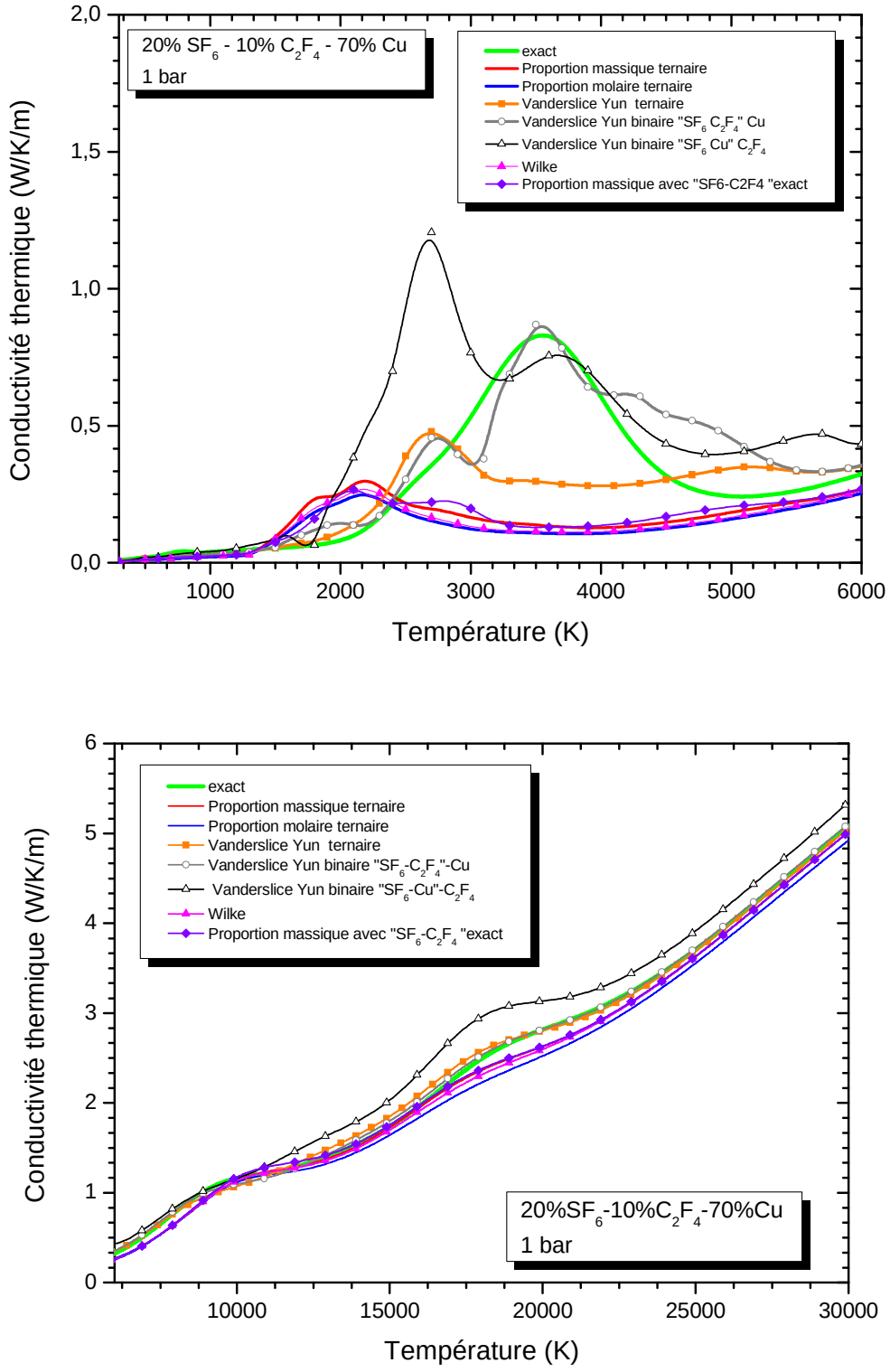


Figure 52 : comparaison des différentes lois de mélange pour le calcul de la conductivité thermique d'un mélange 20% SF_6 - 10% C_2F_4 - 70% Cu à 1 bar

L'analyse des résultats obtenus pour la conductivité thermique peut se faire en deux parties : une première pour les températures inférieures à 8 000K et une seconde pour les températures supérieures à 8 000 K. La deuxième partie est celle qui pose le moins de problème, car elle ne possède pas de pics marqués. Il est donc plus simple de

proposer des lois de mélange adaptées aux hautes températures plutôt qu'aux faibles dans le cas de la conductivité thermique. Comme pour la conductivité électrique, il n'y a pas de loi de mélange qui soit valable pour toutes les températures et toutes les compositions. Nous avons par conséquent réalisé un découpage dans le but de calculer au mieux la conductivité thermique en fonction de la configuration choisie.

Pour des températures inférieures à 8 000 K, la conductivité thermique κ est composée de pics dont la nature et la présence dépendent du mélange étudié. En effet, la conductivité thermique de réaction, qui est le terme prépondérant dans cette gamme de température, est fonction des réactions chimiques qui sont elles-mêmes fonction du mélange étudié. Pour les faibles températures, aucune des lois que nous avons étudiées n'arrive à reproduire correctement l'amplitude, le positionnement et le nombre de pics. Il est clair ici que nous soulevons un des problèmes les plus importants des lois de mélange, à savoir qu'elles ne peuvent pas reproduire correctement les phénomènes liés à la chimie d'un plasma. Par exemple si l'on prend un mélange de 79% SF_6 - 20% C_2F_4 -1% Cu et un mélange de 20% SF_6 - 10% C_2F_4 - 70% Cu, nous avons dans les deux cas la présence de cuivre sauf que dans le mélange avec 70% de cuivre nous allons former du CuF_2 et pas dans l'autre. La conductivité thermique de réaction étant fonction des réactions chimiques au sein du plasma, il est logique de ne pas pouvoir reproduire son comportement avec une seule équation de proportionnalité.

Nous avons représenté sur les graphiques suivants l'erreur relative obtenue entre les lois de mélange et le calcul exact.

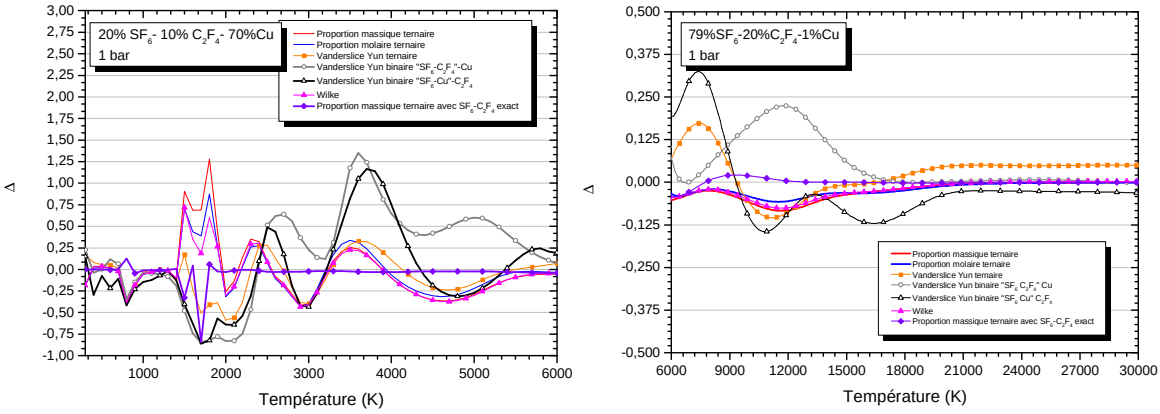


Figure 53: écart relatif entre les lois de mélange et le calcul exact de la conductivité thermique d'un mélange 79% SF_6 - 20% C_2F_4 - 1% Cu à 1 bar

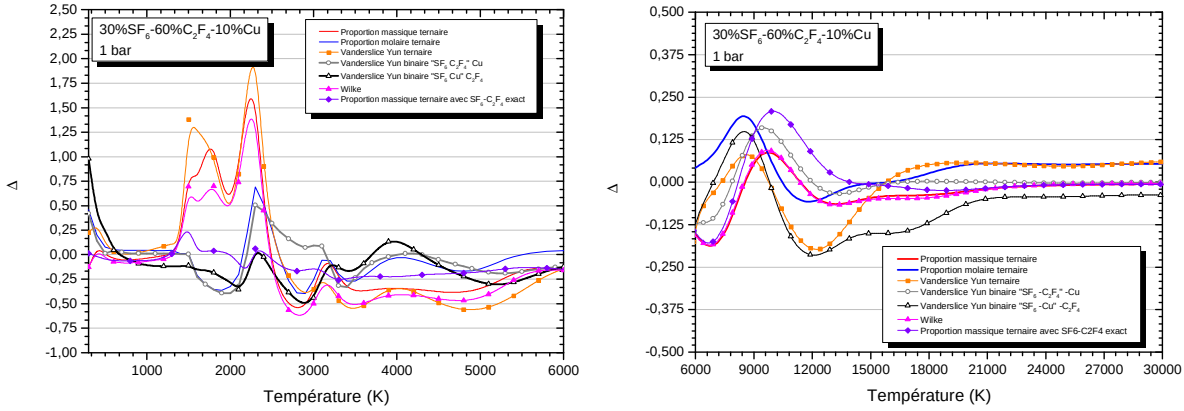


Figure 54: écart relatif entre les lois de mélange et le calcul exact de la conductivité thermique d'un mélange de 30% SF_6 - 60% C_2F_4 - 10% Cu à 1 bar

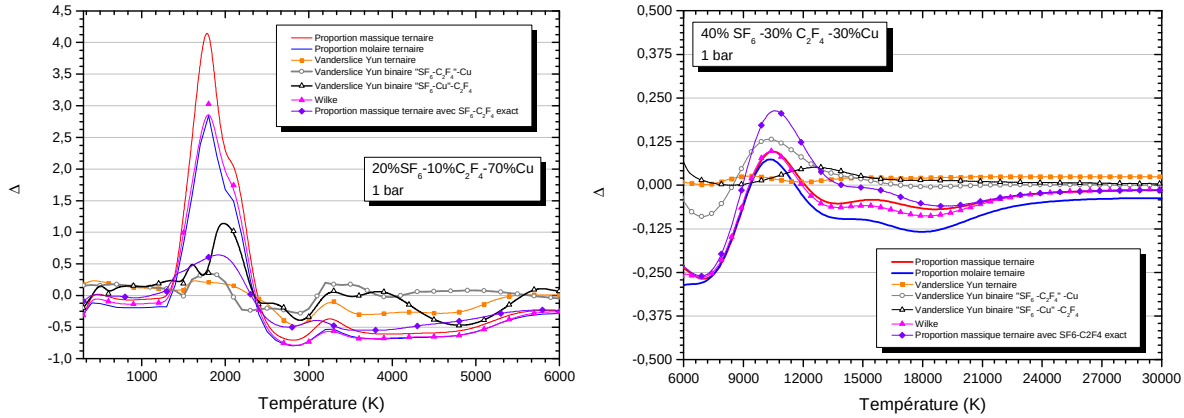


Figure 55: écart relatif entre les lois de mélange et le calcul exact de la conductivité thermique d'un mélange de 40% SF_6 - 30% C_2F_4 - 30% Cu à 1 bar

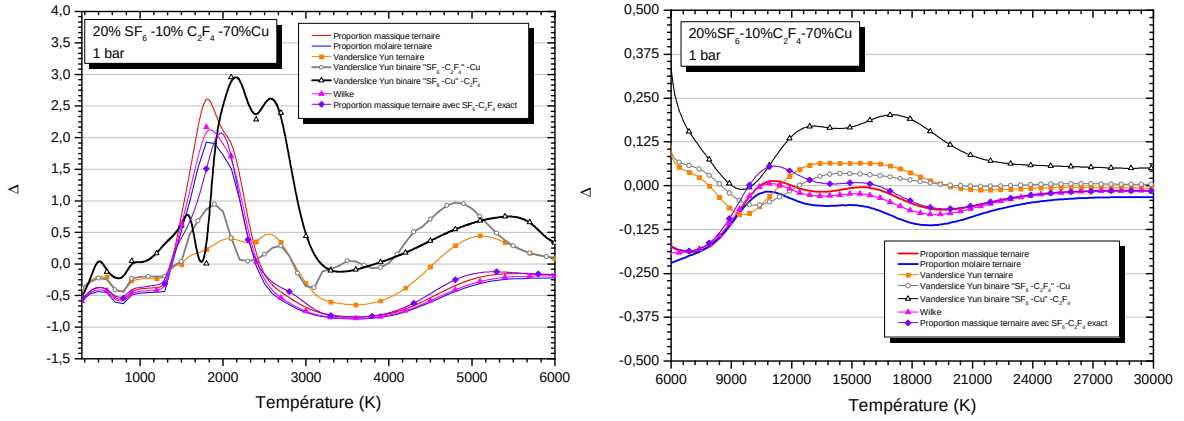


Figure 56: écart relatif entre les lois de mélange et le calcul exact de la conductivité thermique d'un mélange de 20% SF_6 - 10% C_2F_4 - 70% Cu à 1 bar

Les écarts relatifs peuvent être conséquent en-dessous de 8 000 K, avec pour certaines lois de mélange des résultats quatre fois plus importants que la valeur exacte. L'utilisation des lois de mélange sur la conductivité thermique du mélange SF_6-C_2F_4-Cu tend à sous-estimer la valeur des pics dans la gamme comprise entre 5 000 K et 12 000 K, gamme qui est selon Seeger [Seeg15], la gamme la plus représentative de l'arc lors de la phase de soufflage. La sous-estimation de la conductivité thermique dans cette gamme peut donc influencer l'extinction de l'arc dans la simulation.

Certains logiciels de modélisation fluide tels qu'ANSYS® Fluent utilisent κ/Cp (diffusivité thermique) dans la résolution de l'équation de conservation d'énergie. En nous basant sur cette observation, nous avons testé les lois de mélange sur cette diffusivité. Ainsi nous espérions nous affranchir des pics à basse température, puisque le positionnement des pics est semblable pour le Cp et $\kappa_{réact}$. Les pics du Cp sont dus à la variation d'enthalpie que produit la réaction chimique, les pics de $\kappa_{réact}$ sont la résultante du transport de chaleur par collisions élastiques ou par enthalpie chimique. Le problème lorsque l'on fait une loi de mélange sur le κ/Cp c'est que nous devons connaitre le Cp pour toutes les compositions, pressions et températures envisageables dans une simulation de DHT. On se retrouve donc avec les mêmes problèmes identifiés avec la loi « mobilité électronique », qui nécessitait de connaitre la densité électronique.

Les figures 57 et 58 présentées ci-dessous, représentent l'approximation par loi de mélange de la diffusivité pour deux compositions ternaires à une pression de 1 bar:

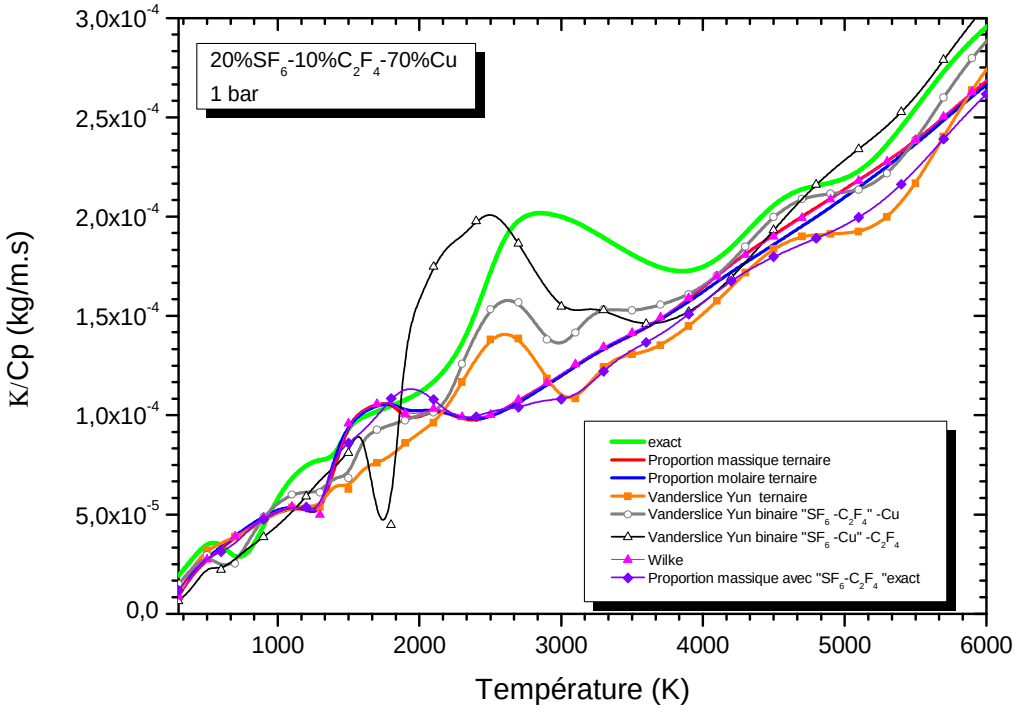


Figure 57 : comparaison des différentes lois de mélange pour le calcul de la diffusivité d'un mélange 20% SF_6 - 10% C_2F_4 - 70% Cu à 1 bar

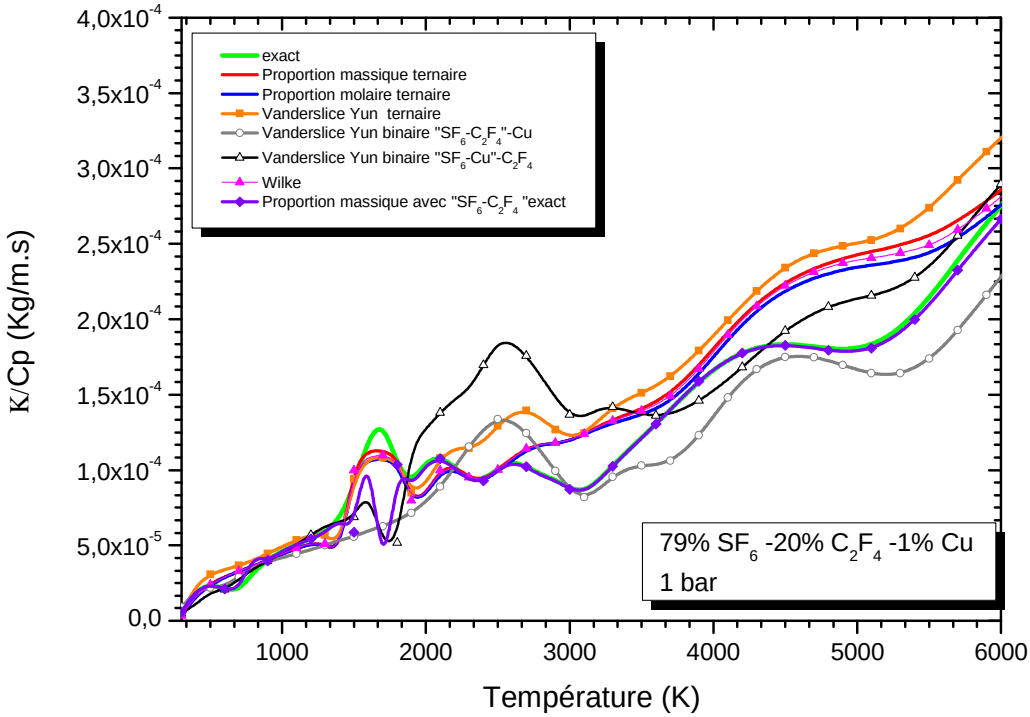


Figure 58: comparaison des différentes lois de mélange pour le calcul de la diffusivité d'un mélange 79% SF_6 - 20% C_2F_4 - 1% Cu à 1 bar

Nous pouvons voir que l'utilisation de la diffusivité ne fait pas disparaître totalement les pics à basse température. Certes, les pics de Cp sont situés aux mêmes températures que les pics de κ à basse température, mais le ratio entre ces pics n'est ni constant ni linéaire. Par conséquent nous aboutissons à la conclusion que l'utilisation de cette propriété n'est pas la solution pour approximer la conductivité thermique.

Dans le tableau suivant, nous avons sélectionné la loi de mélange la plus adaptée en fonction de la température et du pourcentage des espèces présentes. Les pourcentages dans le tableau suivant sont présentés en proportion molaire, car la prépondérance d'une espèce en volume a un impact plus important sur la composition.

	Pourcentage de SF_6 dans le mélange binaire SF_6 C_2F_4	
Pourcentage de Cu	< 50%	> 50 %
<50 %	Proportion molaire binaire avec le calcul exact du mélange SF_6-C_2F_4	
>50 %	Vanderslice-Yun ternaire	Vanderslice-Yun binaire « SF_6-C_2F_4 » – Cu

Tableau 12 : choix des lois de mélange pour la conductivité thermique d'un mélange ternaire SF_6-C_2F_4-Cu

L'annexe nous présente les résultats à 32 bar. Lorsque la pression augmente l'intensité des pics a tendance à diminuer et les pics se décalent vers les plus hautes

températures. Ce comportement est bénéfique, car il augmente la précision des lois de mélange présentes dans le tableau ci-dessus à plus haute pression.

IV.2. SF_6-C_2F_4-W

La présence de vapeurs de tungstène, contrairement à la présence de vapeurs de cuivre, a un impact positif sur la conductivité thermique de l'arc dans le cas d'une application de type DHT. En effet, après évaporation de l'électrode en tungstène lors de la phase d'extinction de l'arc, nous avons préférentiellement la formation de molécules de type WF_x plutôt que la formation de tungstène solide. Les espèces ainsi formées contribuent à l'évacuation de l'énergie sous forme thermique. Cette évacuation d'énergie se traduit par des pics de conductivité thermique à faible température. Ces pics contribuent à l'amélioration du refroidissement de l'arc et donc à sa capacité à recouvrir un comportement diélectrique. Malgré ce comportement bénéfique pour les DHT, la présence de ces pics pose véritablement problème dans l'étude des lois de mélange.

Dans la *partie IV.1*, nous avons vu que les lois de mélange ne reproduisent pas fidélement les comportements issus des collisions inélastique tels que les pics de conductivité thermique de réaction à basse température. Ces pics ont pour origine la dissociation d'espèces moléculaires dans un plasma. Dans le cas d'un mélange de type SF_6-C_2F_4-Cu, il nous a été difficile de reproduire les pics à basse température malgré le faible nombre d'espèces moléculaire à base de cuivre. Dans cette partie dédiée au mélange SF_6-C_2F_4-W, la présence de plusieurs molécules engendrent plus de pic dans la conductivité thermique de réaction. En plus des réactions liées au mélange SF_6-C_2F_4 viennent s'ajouter les molécules WF_x susceptibles de faire varier le nombre, le positionnement et l'intensité des pics de conductivité thermique de réaction. Ce comportement est illustré par les figures 59 à 62, qui mettent en évidence la formation de ces pics à différentes températures selon la composition étudiée et qui représentent la conductivité thermique déduite par les lois de mélange et comparée au calcul exact. Elles illustrent la difficulté qu'ont ces lois de mélange à estimer la conductivité thermique à basse température.

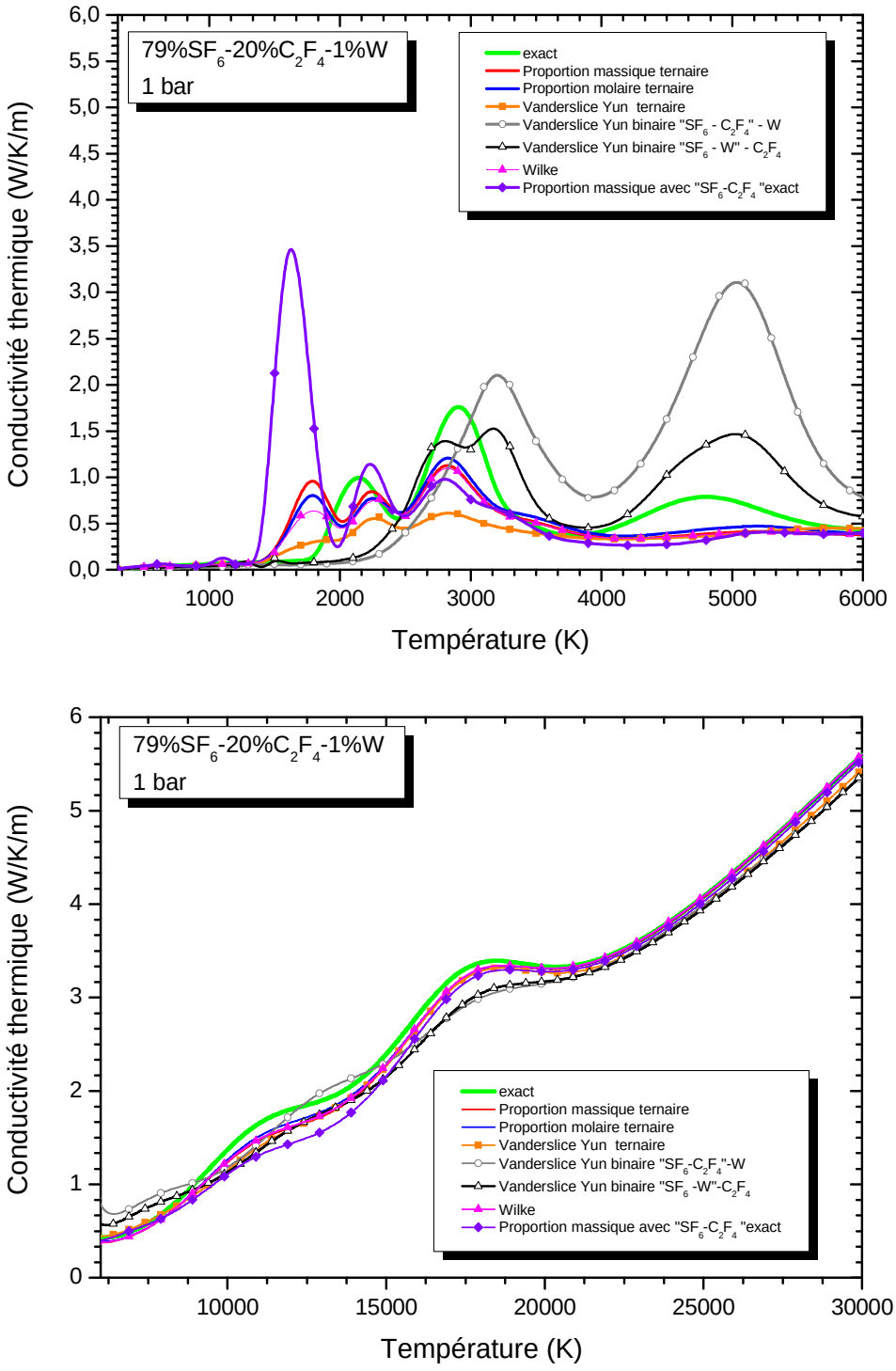


Figure 59 : comparaison des différentes lois de mélange pour le calcul de la conductivité thermique d'un mélange 79% SF_6 - 20% C_2F_4 - 1% W à 1 bar

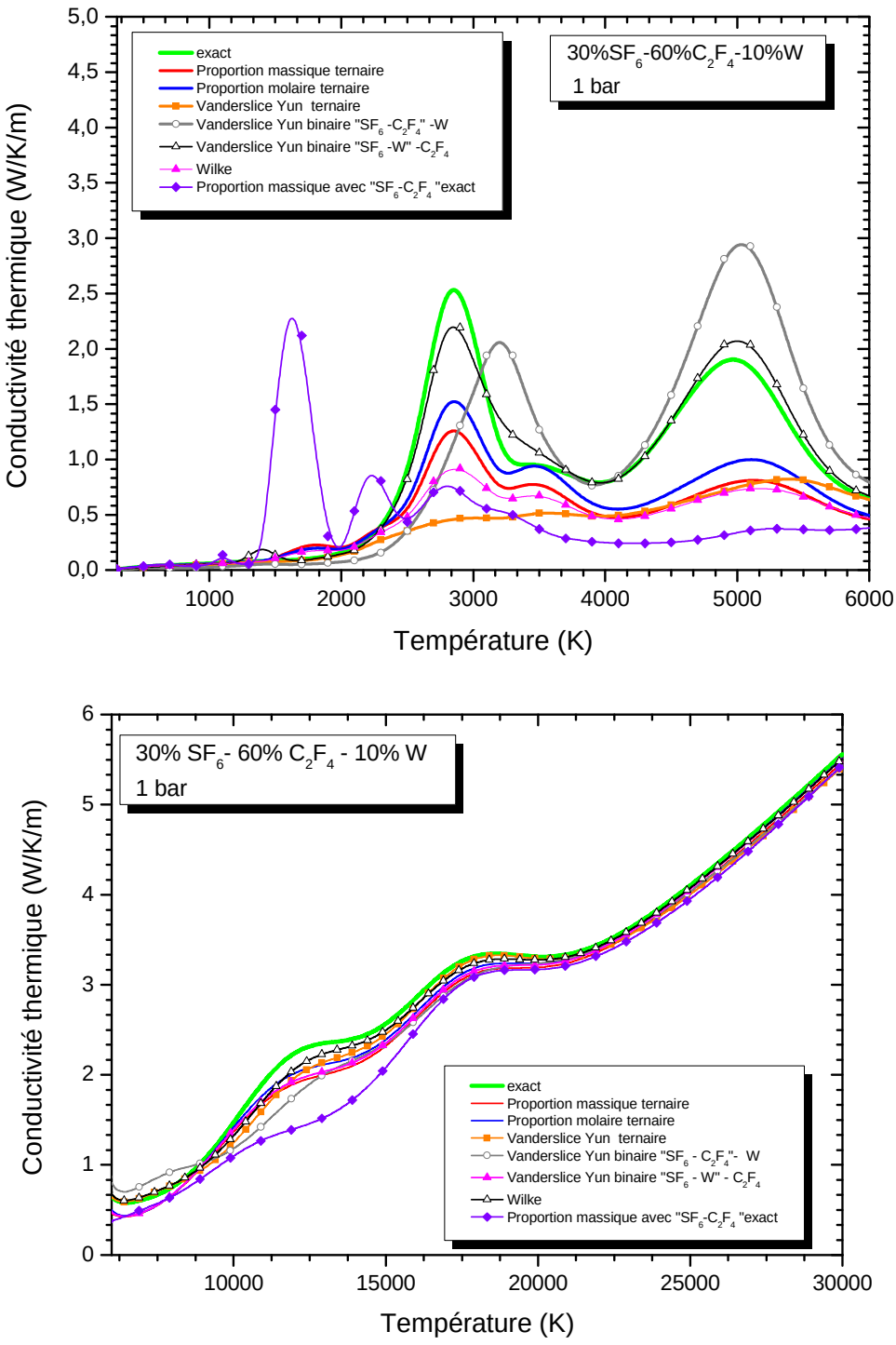


Figure 60: comparaison des différentes lois de mélange pour le calcul de la conductivité thermique d'un mélange 30% SF_6 - 60% C_2F_4 - 10% W à 1 bar

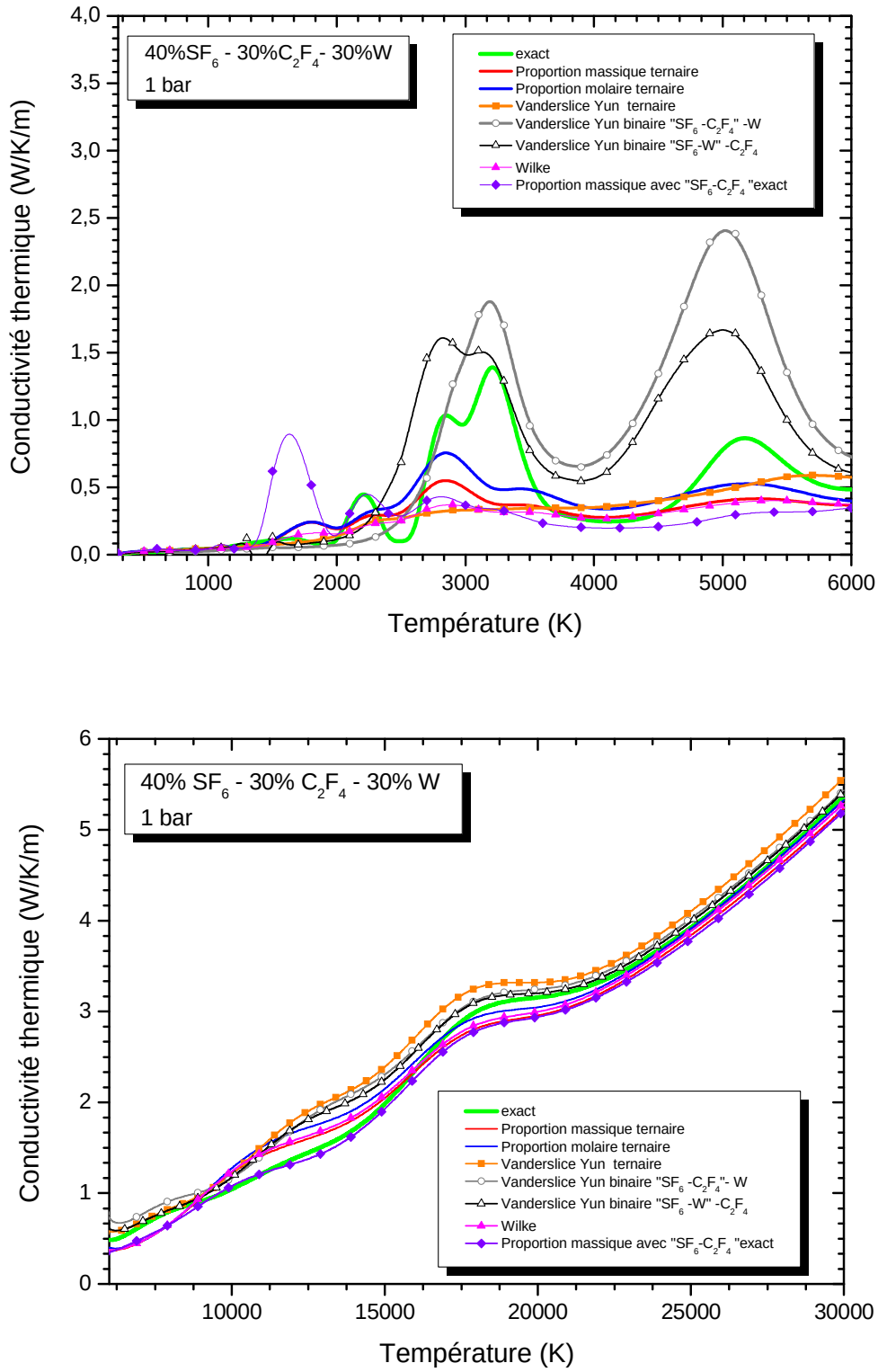


Figure 61 : comparaison des différentes lois de mélange pour le calcul de la conductivité thermique d'un mélange de 40% SF_6 - 30% C_2F_4 - 30% W à 1 bar

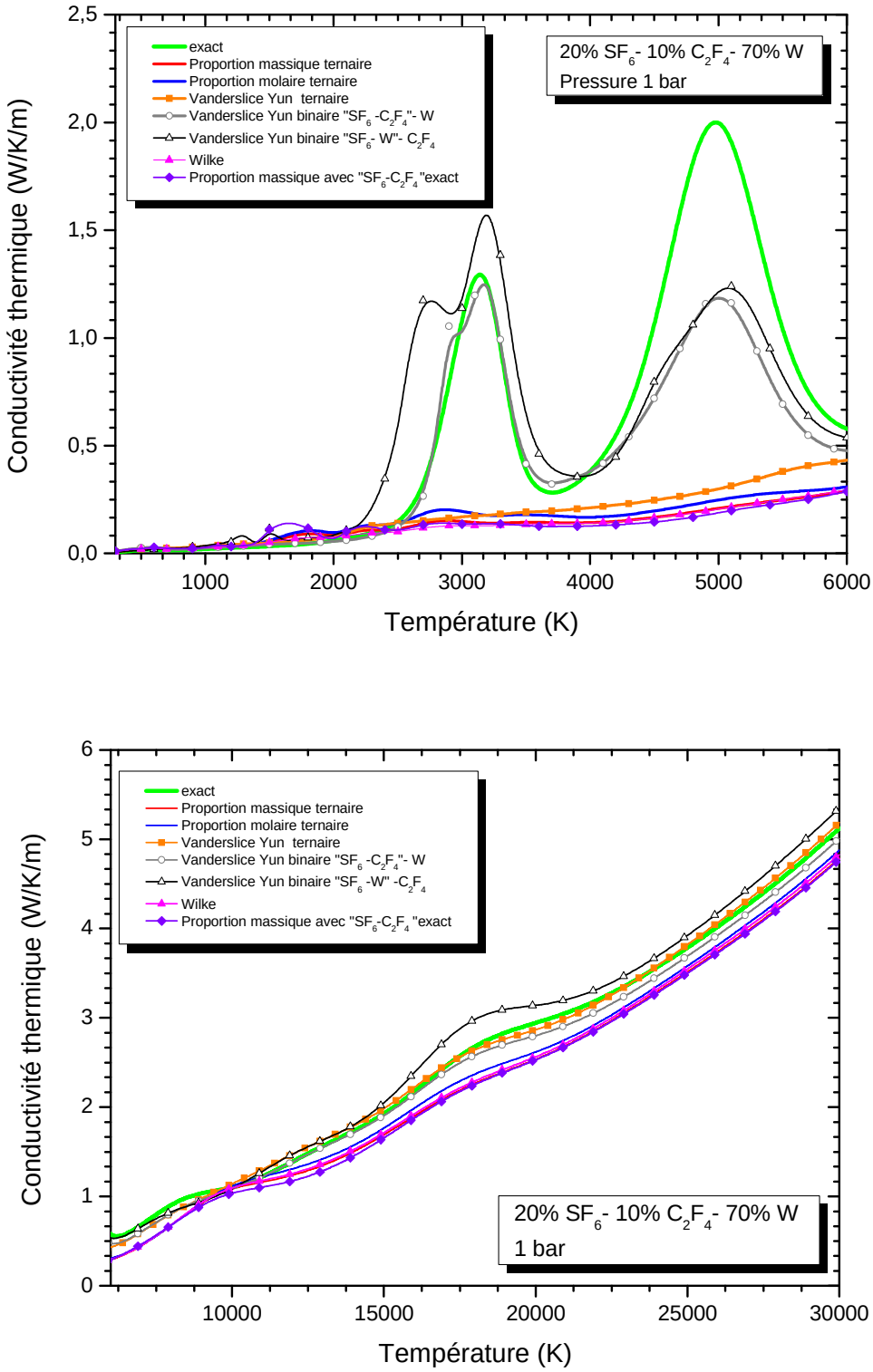


Figure 62 : comparaison des différentes lois de mélange pour le calcul de la conductivité thermique d'un mélange de 20% SF_6 - 10% C_2F_4 - 70% W à 1 bar

Dans le cas du mélange SF_6-C_2F_4-W, une nouvelle problématique se pose : les lois peuvent surestimer et/ou sous-estimer les pics à basse température. Dans cette configuration, il est légitime de se poser la question suivante : est-il préférable de choisir la loi de mélange avec l'écart le moins important ou celle reproduisant au mieux les

pics ? Les pics contribuent au refroidissement de l'arc par conduction thermique, les prendre en compte impliquerait d'avoir une meilleure description des phénomènes de conduction thermique à basse température. Cependant, si les pics approximés sont beaucoup plus grands que les pics réels lors de développement numérique du DHT, nous pourrions avoir un sous dimensionnement du DHT et donc des risques de ne pas couper l'arc. A contrario, la non prise en compte des pics entraînerait une sous-évaluation de la conductivité thermique à basse température et par conséquent un surdimensionnement des DHT. Dans notre étude nous avons décidé de privilégier les lois qui permettent d'approximer les pics à basse température plutôt que celles qui possèdent les erreurs relatives les plus faibles à basse température.

À haute-température, les lois de mélange fournissent des résultats corrects, voire quasiment superposés comme dans le cas 79%SF_6-20%C_2F_4-1%W (cf figures 65 à 69). Les figures suivantes présentent l'écart relatif entre les lois de mélange et le calcul exact.

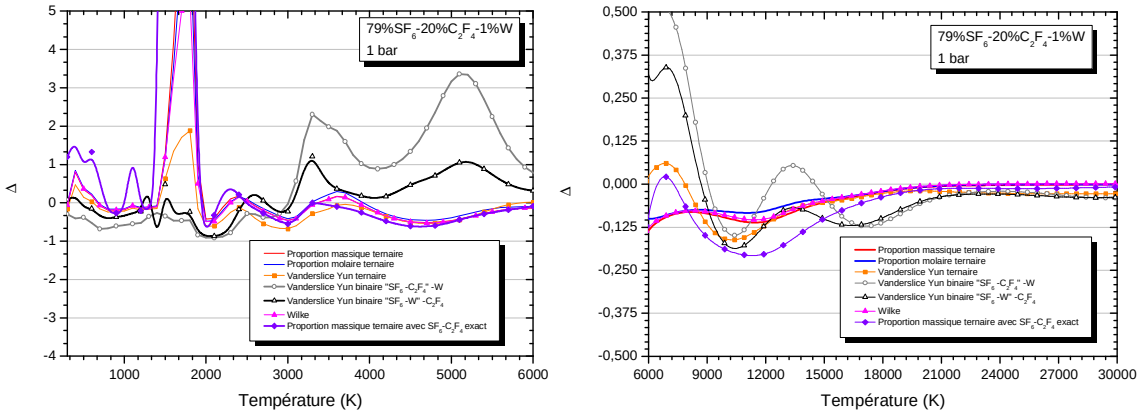


Figure 63 : écart relatif entre les lois de mélange et le calcul exact de la conductivité thermique d'un mélange 79% SF_6 - 20% C_2F_4 - 1% W à 1 bar

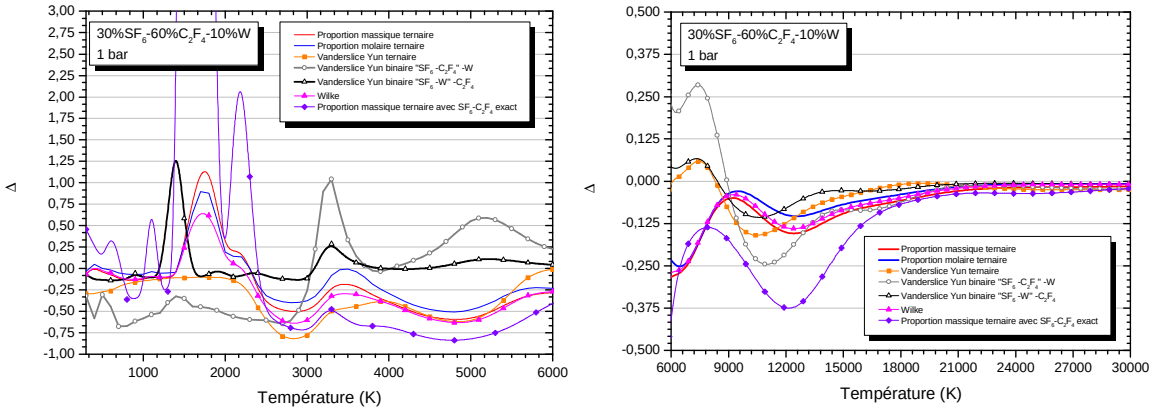


Figure 64 : écart relatif entre les lois de mélange et le calcul exact de la conductivité thermique d'un mélange 30% SF_6 - 60% C_2F_4 - 10% W à 1 bar

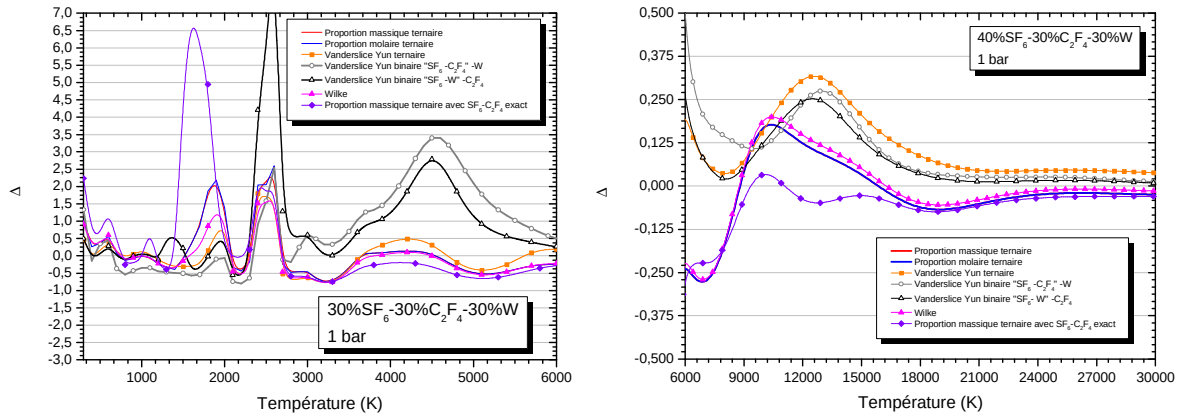


Figure 65 : écart relatif entre les lois de mélange et le calcul exact de la conductivité thermique d'un mélange 40% SF_6 - 30% C_2F_4 - 30% W à 1 bar

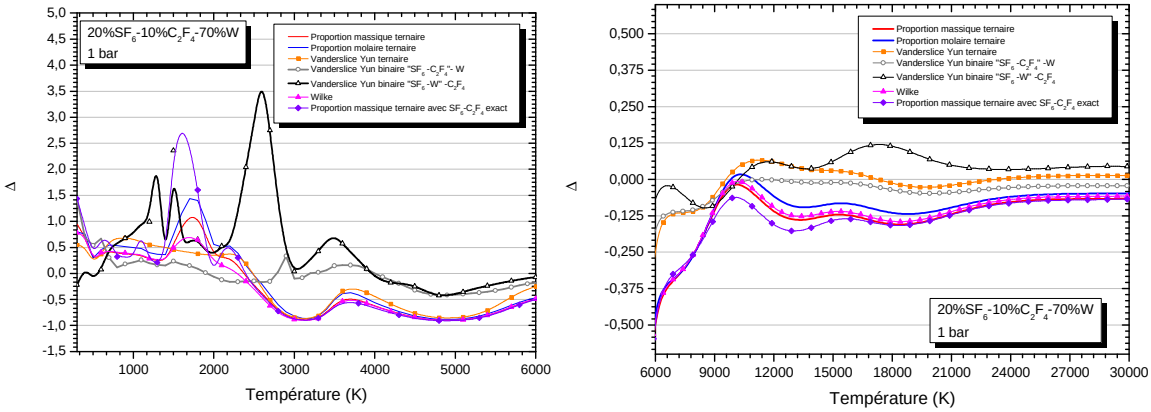


Figure 66 : écart relatif entre les lois de mélange et le calcul exact de la conductivité thermique d'un mélange 20% SF_6 - 10% C_2F_4 - 70% W à 1 bar

À basse température les écarts relatifs prennent des valeurs importantes avec des valeurs qui peuvent atteindre un facteur 10. Cependant, en nous basant sur les hypothèses énumérées précédemment et sur les figures 63 à 66 quelques lois de mélange semblent mieux adaptées à l'estimation de la conductivité thermique pour des températures inférieures à 10 000 K. À faible température, nous séparons les mélanges avec un pourcentage molaire de tungstène inférieur à 50% et ceux supérieurs à 50%. À faible pourcentage, la loi de mélange de type Vanderslice-Yun binaire « SF_6-W » - C_2F_4 est efficace alors que la loi de mélange Vanderslice-Yun binaire « SF_6-C_2F_4 » - W l'est pour les pourcentages supérieurs. Pour les températures supérieures à 10 000K, les tendances sont beaucoup plus claires. En conservant le même découpage en pourcentage effectué à basse température, la loi sur les proportions molaires ternaires est efficace pour des pourcentages inférieurs à 50% et Vanderslice-Yun binaire « SF_6-C_2F_4 » - W pour les pourcentages supérieurs. Le tableau ci-dessous résume ces remarques.

Pourcentage de W	Température < 10 000 K	Température > 10 000 K
< 50 %	Vanderslice-Yun binaire « SF_6 -W » - C_2F_4	Proportions molaires ternaires
> 50 %	Vanderslice-Yun binaire « SF_6- C_2F_4 » – W	

Tableau 13 : choix des lois de mélange pour la conductivité thermique d'un mélange ternaire SF_6-C_2F_4-W

Il est clair que la meilleure simulation est celle qui utilise les valeurs exactes. Mais cela requiert des moyens de calcul conséquent. À l'heure actuelle, le tableau ci-dessus permettra d'avoir une première évaluation de l'impact des vapeurs de C_2F_4 et de W sur la conductivité thermique. Il faudra raffiner ces valeurs dans le futur.

V. Viscosité

V.1. SF_6-C_2F_4-Cu

La viscosité caractérise la résistance à l'écoulement d'un plasma. C'est une caractéristique d'un fluide qui résulte des forces s'opposant à la mise en mouvement d'un plasma. Dans la simulation de DHT, ce terme est souvent masqué par la turbulence provoquée par l'arc dans le DHT [BiBS11]. Cependant, celle-ci est fortement impactée lorsque les proportion de vapeurs métalliques dépassent 10%, comme nous avons pu le voir dans le chapitre III, et que l'on retrouve dans les travaux de Murphy [Murp10] et Cressault [CMTG13]. Dans le cas de vapeurs de cuivre, on observe une diminution de la valeur de la viscosité et un dédoublement du pic de viscosité. Nous avons retrouvé ce comportement dans le *chapitre III-V-ii*, que nous avons expliqué principalement par la faible masse du cuivre comparée à celle du SF_6 et du C_2F_4, et par la faible énergie d'ionisation du cuivre comparée à celle des autres espèces.

Dans cette partie, nous nous consacrons à l'étude des lois de mélange permettant d'approximer le comportement de la viscosité du SF_6 lorsque celle-ci est contaminée par des vapeurs de C_2F_4 et des vapeurs de Cu. Dans le chapitre III, nous avons vu que la viscosité du mélange SF_6-C_2F_4 variait peu, comparée à la viscosité du mélange SF_6-Cu. Pour cette raison, nous avons décidé d'utiliser des lois de mélange binaire du type « SF_6 - C_2F_4 » pour voir si les fortes variations dues à la pollution par des vapeurs métalliques étaient prépondérantes devant les variations dues à la pollution par vapeurs organiques. Les figures suivantes représentent les résultats obtenus par les différentes lois de mélange lors du calcul de la viscosité pour un mélange ternaire de SF_6-C_2F_4-Cu. Nous nous baserons sur ces courbes afin de choisir la ou les lois qui correspondent le mieux à l'approximation de la viscosité.

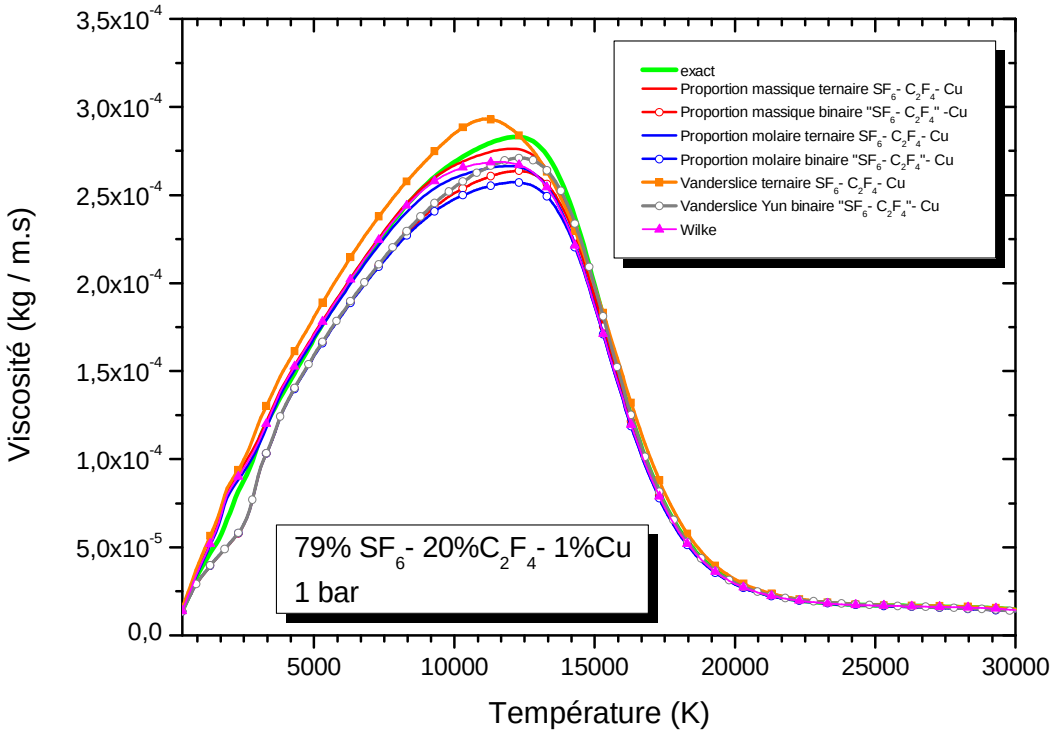


Figure 67 : comparaison des différentes lois de mélange pour le calcul de la viscosité d'un mélange de 79% SF_6 - 20% C_2F_4 - 1% Cu à 1 bar

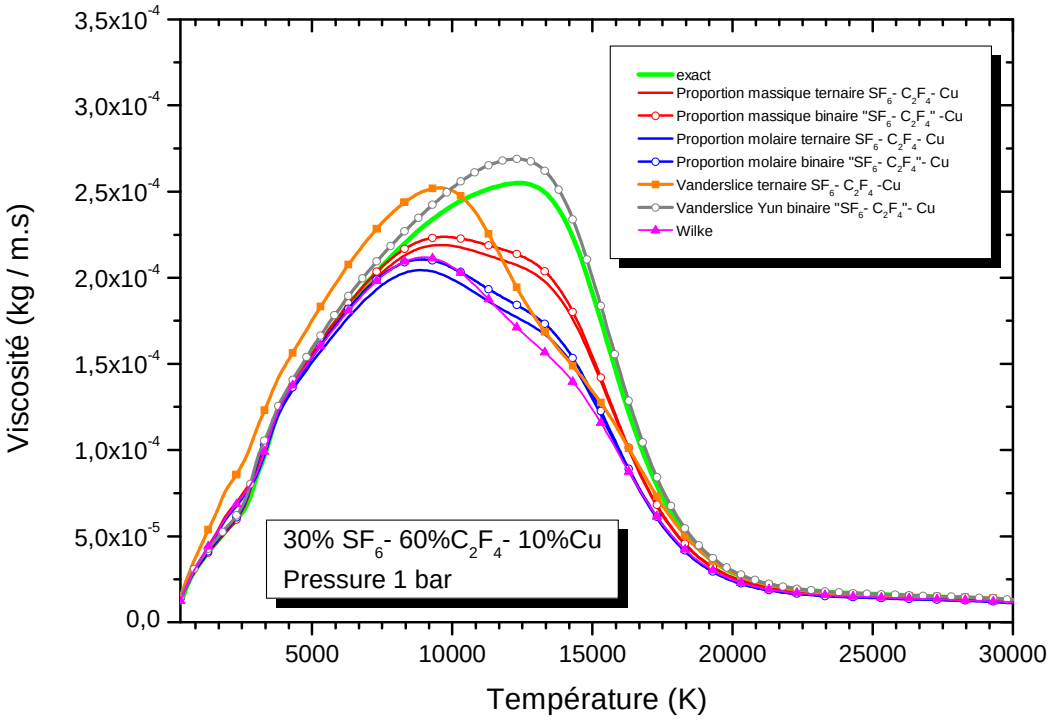


Figure 68 : comparaison des différentes lois de mélange pour le calcul de la viscosité d'un mélange de 30% SF_6 - 60% C_2F_4 - 10% Cu à 1 bar

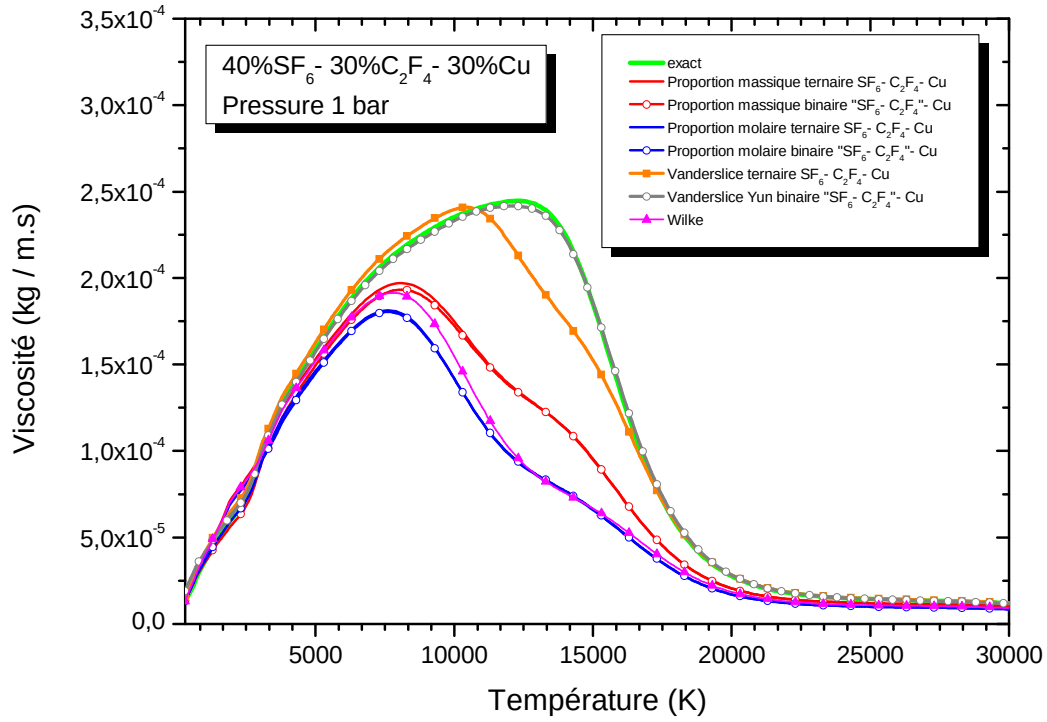


Figure 69 : comparaison des différentes lois de mélange pour le calcul de la viscosité d'un mélange de 40% SF_6 - 30% C_2F_4 - 30% Cu à 1 bar

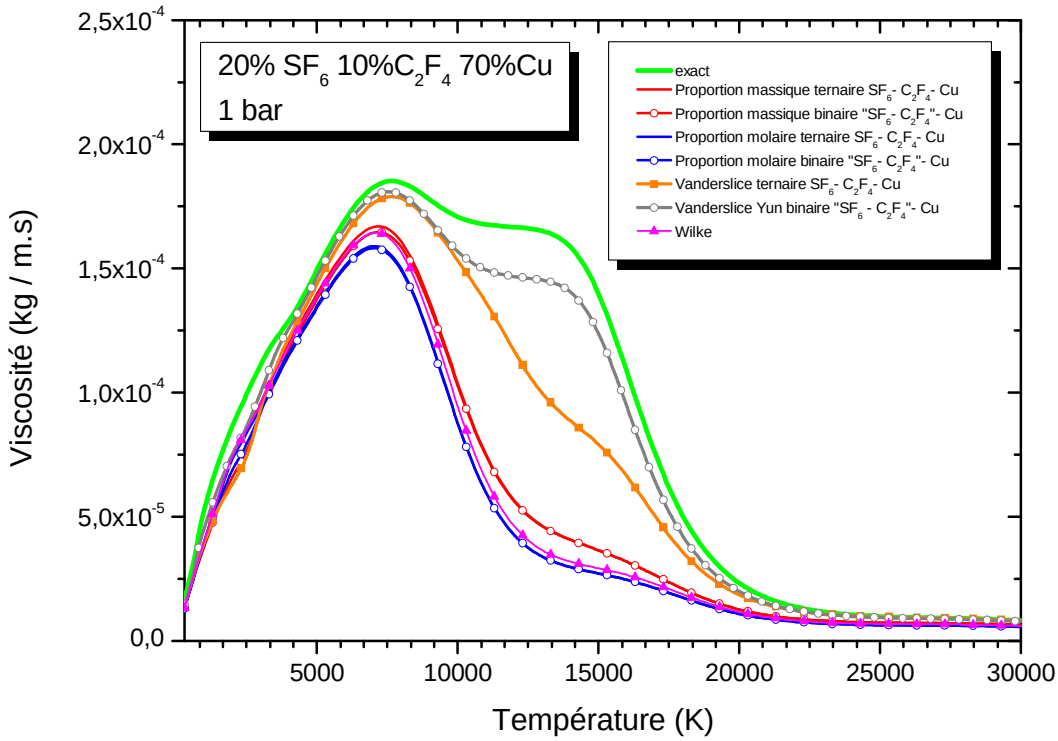


Figure 70 : comparaison des différentes lois de mélange pour le calcul de la viscosité d'un mélange de 20% SF_6 - 10% C_2F_4 - 70% Cu à 1 bar

Comme rapporté dans l'article de Gleizes et al [GlCT10], pour des proportions de vapeurs de cuivre supérieures à 10%, les lois de mélange basées sur la pondération des mélanges purs par leurs pourcentages massiques ou molaires ne sont pas efficace. La loi de mélange proposée par Vanderslice et Yun [VWMF62] donne de meilleurs résultats, car elle prend en compte les propriétés des gaz purs, mais aussi les propriétés du mélange équimolaire. En utilisant cette astuce dans le formalisme de Wilke, la loi de Vanderslice-Yun permet d'anticiper correctement la diminution rapide de la viscosité engendrée par l'apport de cuivre dans le plasma.

L'estimation de la viscosité d'un mélange par des lois de mélange montre des tendances claires qu'on l'on peut classer en deux catégories. La première catégorie regroupe les mélanges avec une proportion de cuivre inférieur à 10% et la seconde catégorie regroupe les mélanges avec des pourcentages supérieurs. Sur les figures suivantes nous représentons l'erreur relative entre les lois de mélange et le calcul exact, afin de mettre en évidence ces comportements.

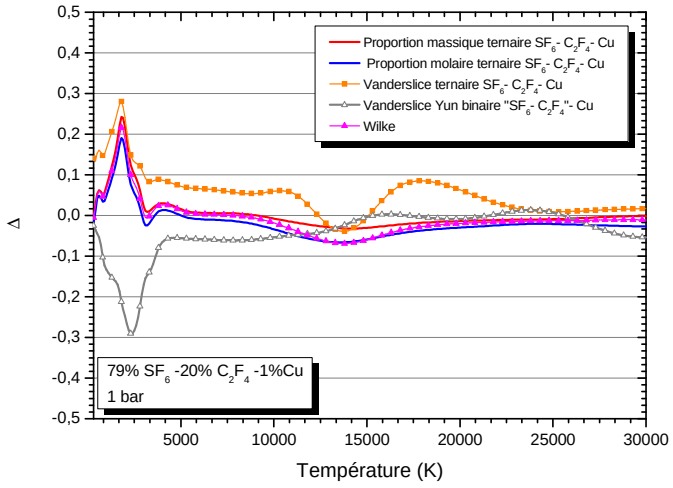


Figure 71 : écart relatif entre les lois de mélange et le calcul exact de la viscosité d'un mélange 79% SF_6 - 20% C_2F_4 - 1% Cu à 1 bar

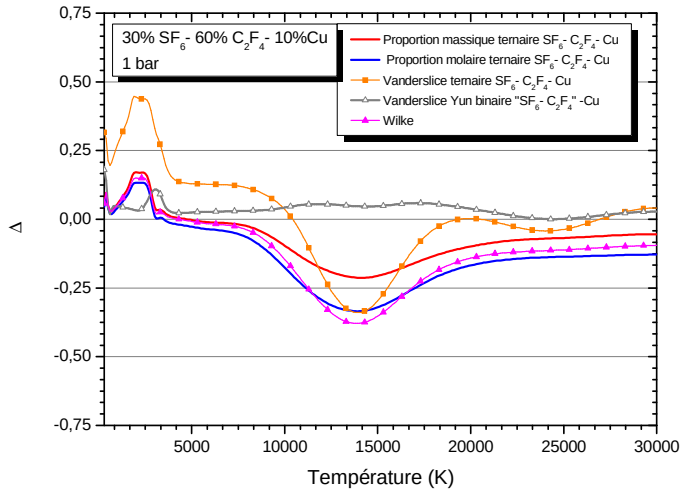


Figure 72: écart relatif entre les lois de mélange et le calcul exact de la viscosité d'un mélange 30% SF_6 - 60% C_2F_4 - 10% Cu à 1 bar

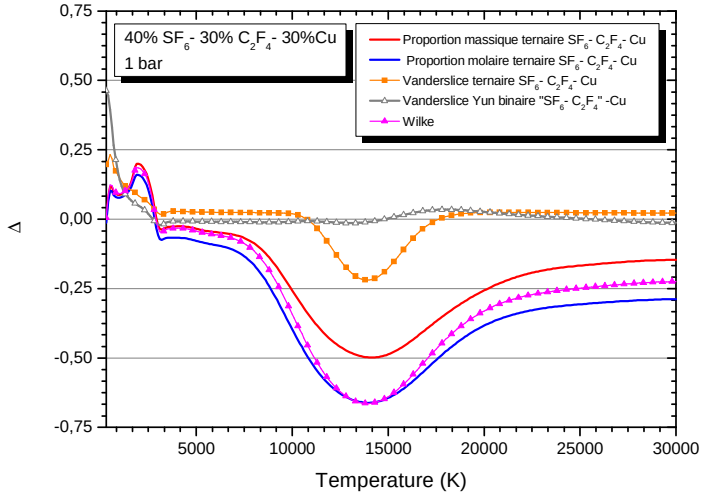


Figure 73 : écart relatif entre les lois de mélange et le calcul exact de la viscosité d'un mélange 40% SF_6 - 30% C_2F_4 - 30% Cu à 1 bar

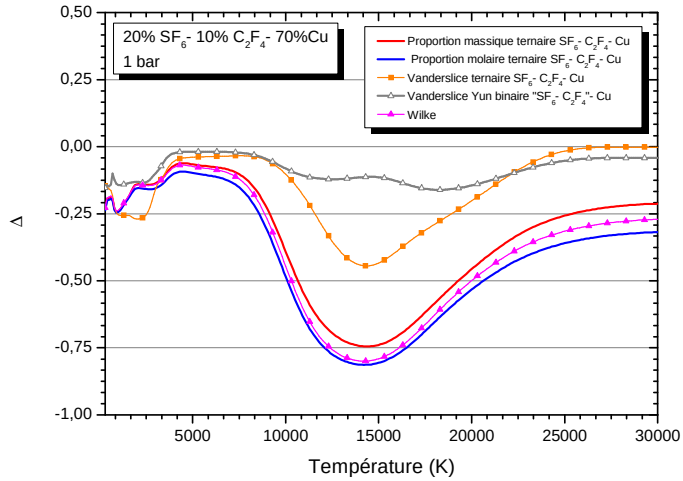


Figure 74: écart relatif entre les lois de mélange et le calcul exact de la viscosité d'un mélange 20% SF_6 - 10% C_2F_4 - 70% Cu à 1 bar

Dans la loi de mélange Vanderslice-Yun « SF_6-C_2F_4 »-Cu, le mélange SF_6-C_2F_4 choisi est un mélange équimolaire SF_6-C_2F_4. Nous avons testé différents rapport de pourcentages entre le SF_6 et C_2F_4 dans la loi de mélange Vanderslice-Yun binaire « SF_6-C_2F_4 »-Cu et nous avions obtenu des résultats sensiblement similaires pour différentes proportions de SF_6-C_2F_4. Il ressort des figures qu'avec une concentration de cuivre inférieur à 10%, la loi de mélange utilisant les proportions massiques d'un mélange ternaire fonctionne le mieux. Pour des pourcentages de cuivre supérieures à 10% c'est la loi de mélange binaire entre un mélange « SF_6-C_2F_4 » et le Cu qui fournit les meilleures approximations.

Le *tableau 10* résume ces conclusions dans le cas d'un mélange SF_6-C_2F_4-Cu et permet aux modélisateurs de choisir au mieux la loi de mélange en fonction de leurs simulations :

Pourcentage de cuivre	Loi de mélange choisie
< 10 %	loi simple massique ternaire
> 10 %	Vanderslice Yun binaire « SF_6-C_2F_4 » -Cu

Tableau 14 : choix des lois de mélange pour la viscosité d'un mélange ternaire SF_6-C_2F_4-Cu

Ce découpage est aussi valable pour une pression 32 bar, comme nous pouvons le voir dans l'annexe.

V.2. SF_6-C_2F_4-W

L'impact de la présence de vapeurs de tungstène sur la viscosité dans le mélange SF_6-C_2F_4 est différent de l'impact des vapeurs de cuivre. En effet, la masse molaire du tungstène est supérieure à celle du cuivre, mais aussi à celle du SF_6 et du C_2F_4, comme nous l'avons vu dans *le tableau 10 de la partie A*. Cette différence a pour effet d'augmenter la viscosité du plasma de SF_6-C_2F_4 lorsque l'on y ajoute des vapeurs de tungstène, alors qu'elle diminue en présence de vapeurs de cuivre. Cependant, le doublement des pics issus des faibles énergies d'ionisation des espèces métalliques est conservé. Malgré un comportement différent sur l'augmentation de la valeur de la viscosité, il est tout aussi simple d'isoler les lois de mélange en fonction du pourcentage de vapeurs métalliques de tungstène. Les figures ci-dessous, qui représentent l'approximation de la viscosité par différentes lois de mélange, permettent d'identifier les lois de mélange les mieux adaptées.

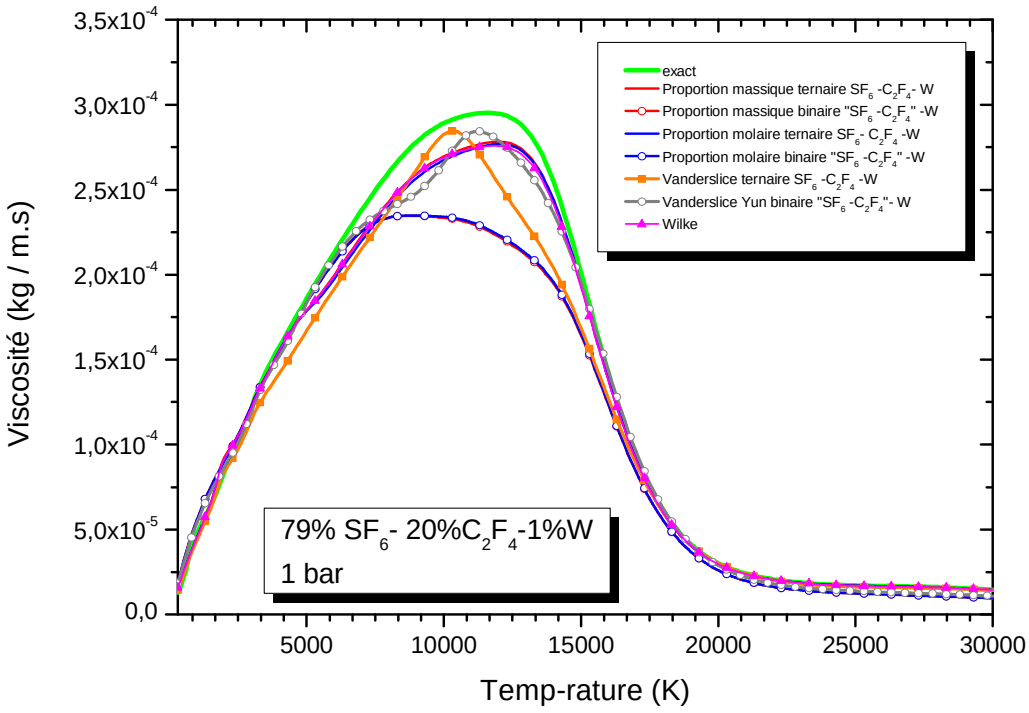


Figure 75 : comparaison des différentes lois de mélange pour le calcul de la viscosité d'un mélange de 79% SF_6 - 10% C_2F_4 - 1% W à 1 bar

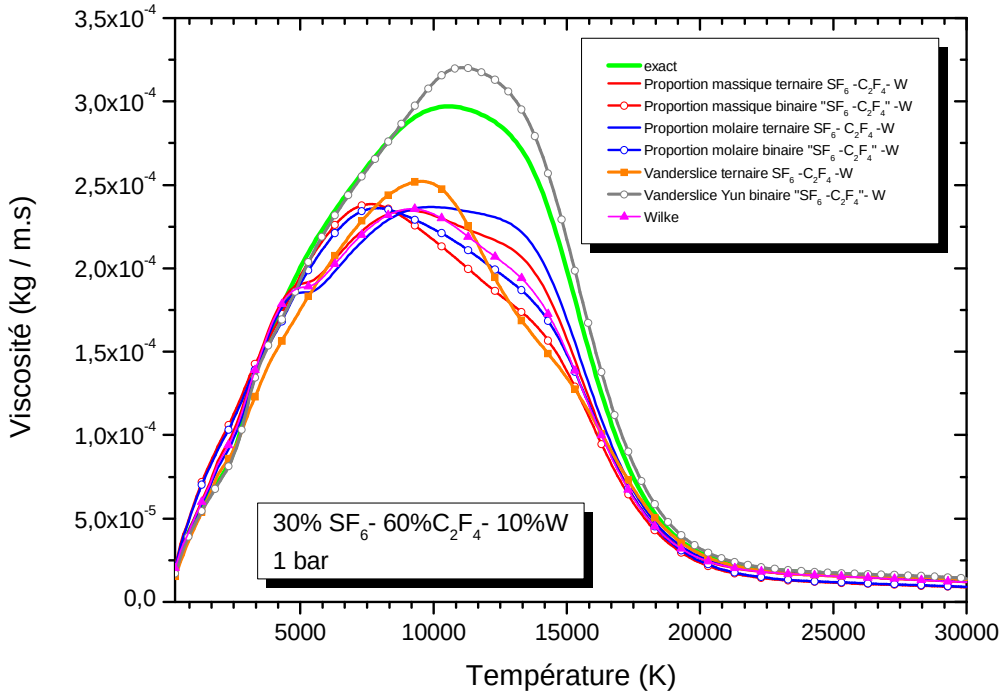


Figure 76 : comparaison des différentes lois de mélange pour le calcul de la viscosité d'un mélange de 30% SF_6 - 60% C_2F_4 - 10% W à 1 bar

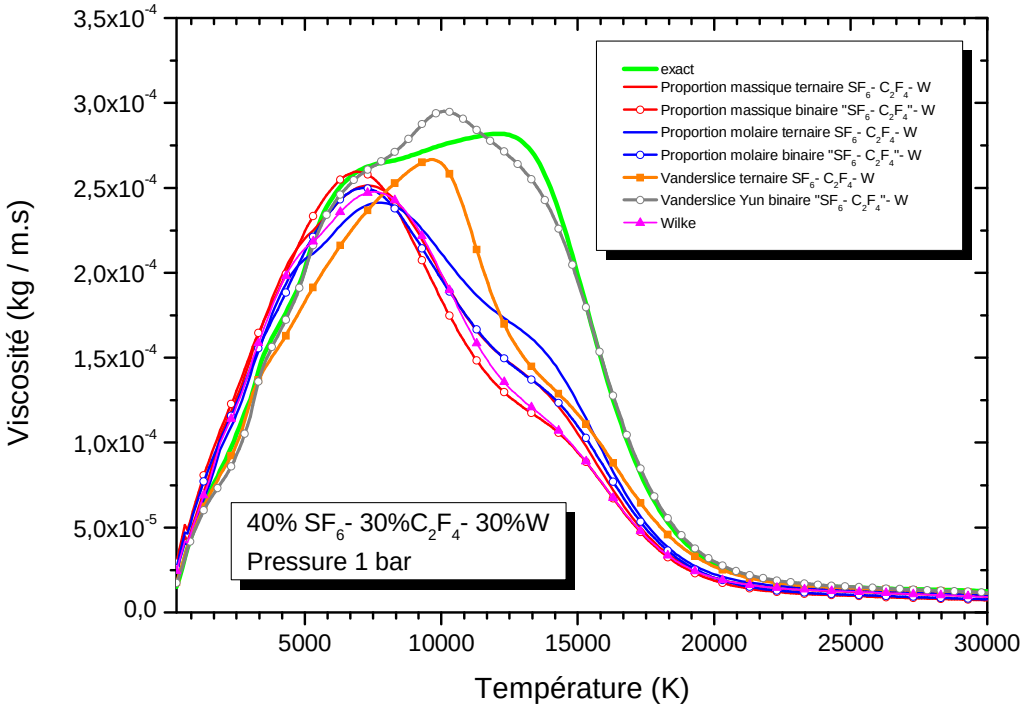


Figure 77 : comparaison des différentes lois de mélange pour le calcul de la viscosité d'un mélange de 40% SF_6 - 30% C_2F_4 - 30% W à 1 bar

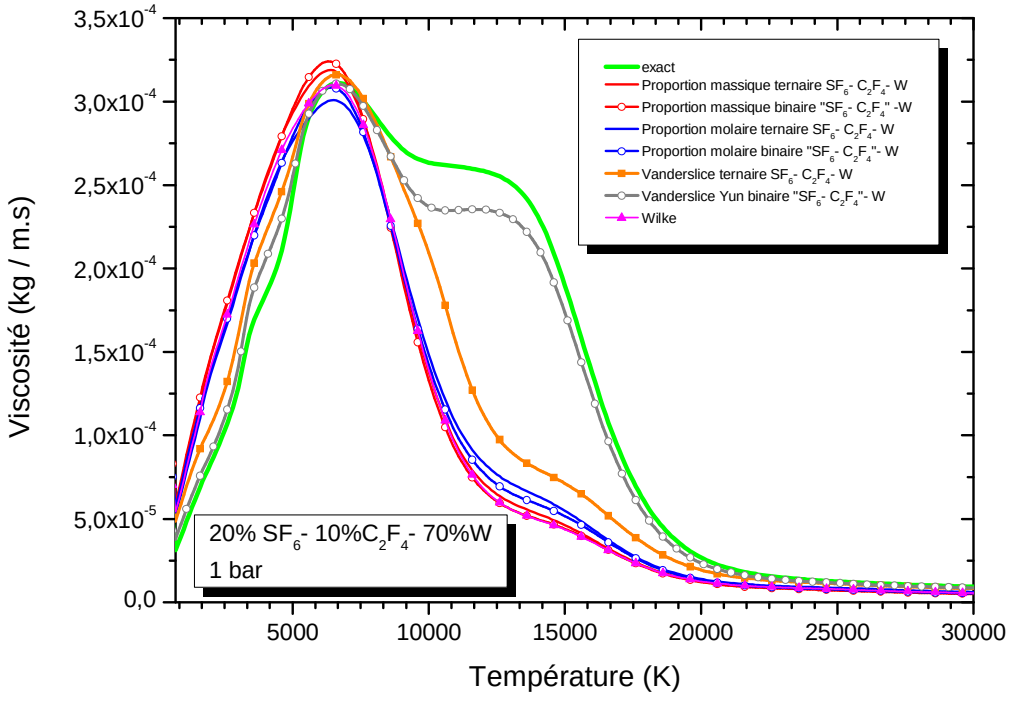


Figure 78 : comparaison des différentes lois de mélange pour le calcul de la viscosité d'un mélange de 20% SF_6 - 10% C_2F_4 - 70% W à 1 bar

Tout comme pour le mélange SF_6-C_2F_4-Cu, nous retrouvons pour le mélange SF_6-C_2F_4-W une différence entre l'approximation de la viscosité en dessous de 10% et au-

dessus de 10% de vapeurs de tungstène. Pour les pourcentages inférieurs à 10%, la loi de mélange ternaire utilisant les proportions massiques convient le mieux. Pour les pourcentages supérieurs à 10%, la loi de Vanderslice-Yun binaire de type « SF_6-C_2F_4 »-W fournit les meilleurs résultats. Afin de confirmer ces propos, nous avons représenté sur les figures 79 à 82, les écarts relatifs entre les lois de mélange et le calcul exact pour différents pourcentages :

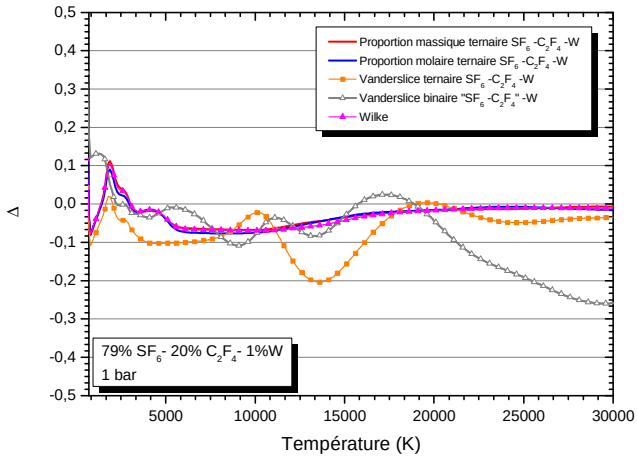


Figure 79 : écart relatif entre les lois de mélange et le calcul exact de la viscosité d'un mélange de 79% SF_6 - 20% C_2F_4 - 1% W à 1 bar

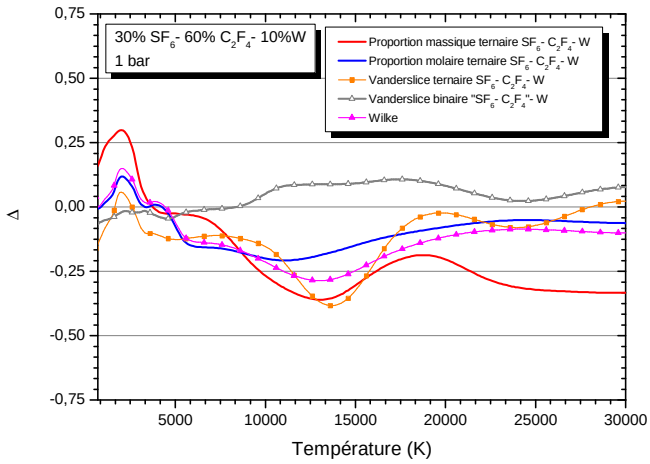


Figure 80 : écart relatif entre les lois de mélange et le calcul exact de la viscosité d'un mélange de 30% SF_6 - 60% C_2F_4 - 10% W à 1 bar

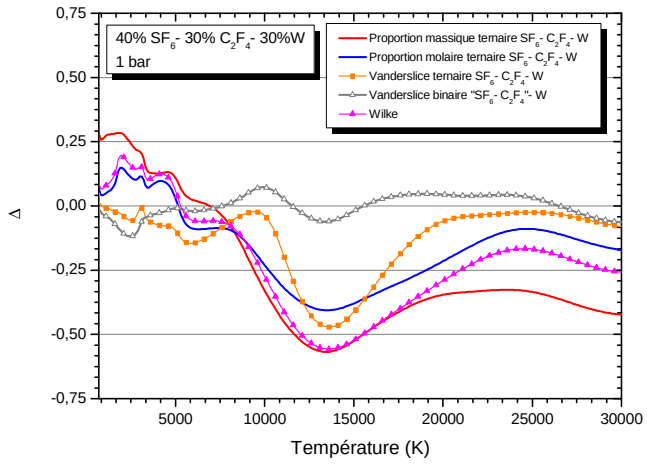


Figure 81 : écart relatif entre les lois de mélange et le calcul exact de la viscosité d'un mélange de 40% SF_6 - 30% C_2F_4 - 30% W à 1 bar

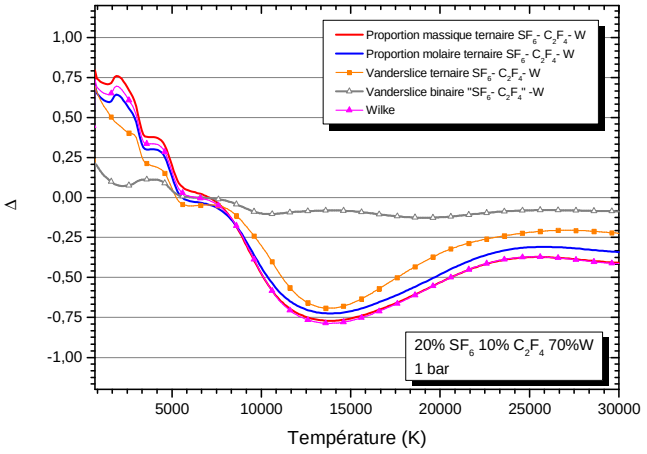


Figure 82: écart relatif entre les lois de mélange et le calcul exact de la viscosité d'un mélange de 20% SF_6 - 10% C_2F_4 - 70% W à 1 bar

À la lecture de ces résultats, nous aboutissons aux mêmes lois (tableau 11) que celles du mélange SF_6-C_2F_4-Cu, qui sont reportées dans le tableau bilan 12.

Pourcentage de tungstène	Loi de mélange choisie
< 10 %	loi simple massique ternaire
> 10 %	Vanderslice Yun binaire « SF_6-C_2F_4 » -W

Tableau 15 : choix des lois de mélange pour la viscosité d'un mélange ternaire SF_6-C_2F_4-W

Ce découpage est aussi valable pour une pression 32 bar, comme nous pouvons le voir dans l'annexe.

VI. Le Coefficient d'Émission nette

VI.1. SF_6-C_2F_4-Cu

Le Coefficient d'Émission Nette (CEN) est la grandeur choisie dans cette thèse pour quantifier l'influence de l'ajout de vapeurs organiques et métalliques sur le rayonnement d'un plasma de SF_6. Dans la simulation des DHT, le rayonnement constitue un terme de pertes dans l'équation de conservation d'énergie. Il participe au refroidissement de l'arc en évacuant son énergie du centre vers les zones les plus froides. Dans les DHT, le rayonnement est responsable de l'ablation des parois en PTFE. Ce même PTFE qui, d'après les travaux de Randrianarivao [GFRR12], participe à l'augmentation de la pression dans la chambre de coupure. La méthode de calcul du CEN est une méthode de calcul du rayonnement qui décrit assez mal les phénomènes d'absorption dans les zones froides du plasma [Rand11]. Cependant, cette méthode est utilisée dans de nombreux modèles numériques [EKKG12] car elle permet de quantifier correctement l'énergie issue dans les zones chaudes. L'étude du CEN permet dans notre cas d'avoir une première approximation simple et rapide des effets combinés des vapeurs organiques et métalliques sur les propriétés radiatives d'un arc de DHT.

Compte tenu des problématiques énoncées au *chapitre IV-I*, les lois de mélange représentent actuellement la solution la plus simple au calcul du CEN d'un mélange ternaire dans un modèle numérique. Dans de nombreuses publications, les auteurs utilisent des lois simples basées sur la pondération des propriétés des gaz purs par leurs pourcentages pour évaluer le CEN d'un mélange [PaST97], [GlCT10]. Afin de ne pas nous restreindre à l'utilisation de ces seules lois de mélange, nous allons rajouter les lois de Vanderslice-Yun et Wilke à nos comparatifs. Au cours du chapitre II, nous avons vu que les CEN de différents mélanges à base de SF_6 et C_2F_4 possédaient des valeurs proches. Cette remarque nous permet d'utiliser la loi de Vanderslice-Yun binaire « SF_6-C_2F_4 » - Cu et les lois de mélange utilisant les proportions massiques et molaires binaires « SF_6-C_2F_4 » - Cu. Les figures suivantes présentes l'évaluation du CEN par loi de mélange comparée au calcul exact.

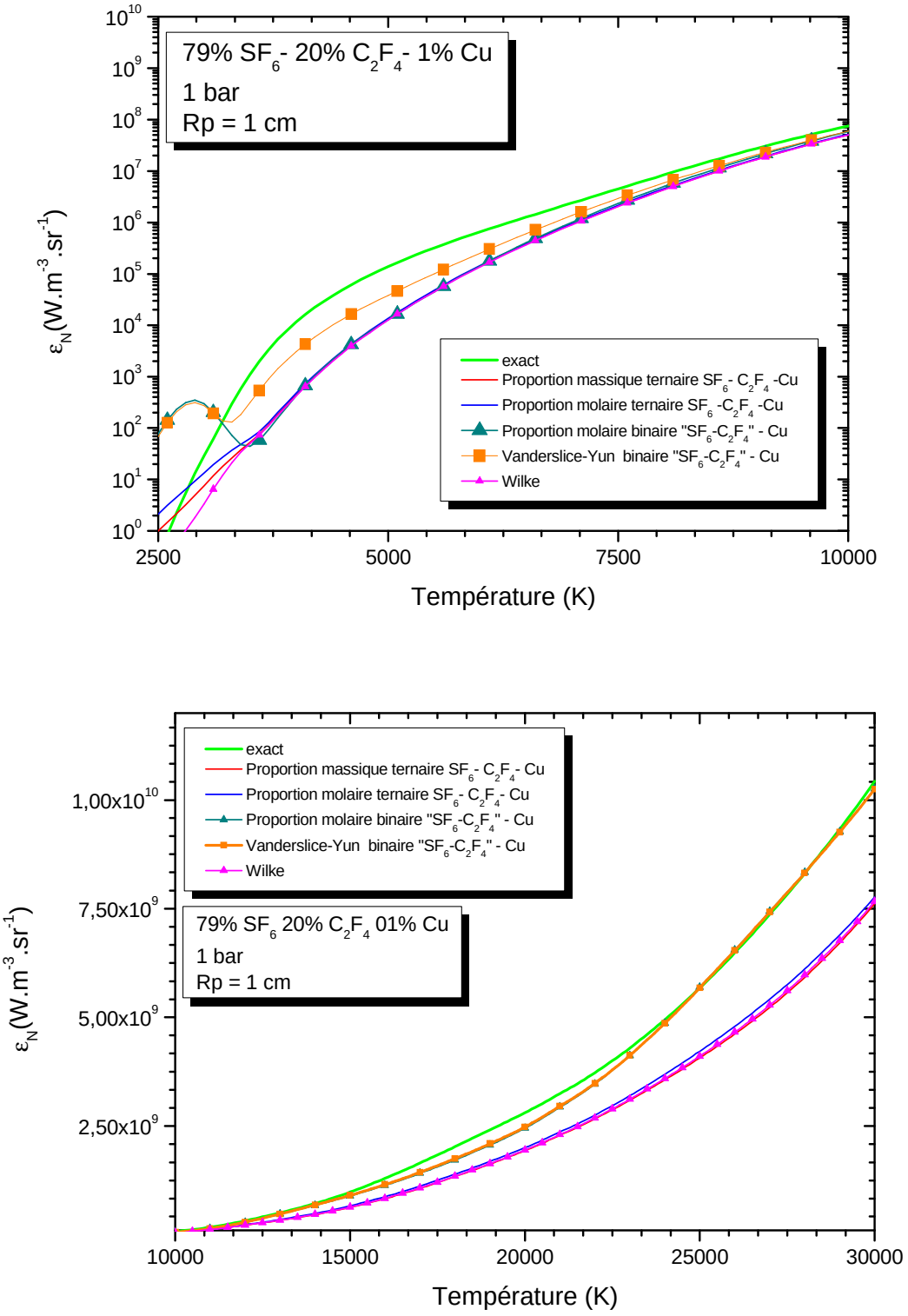


Figure 83 : comparaison des différentes lois de mélange pour le calcul du CEN d'un mélange 79% SF_6 - 10% C_2F_4 - 1% Cu à 1 bar

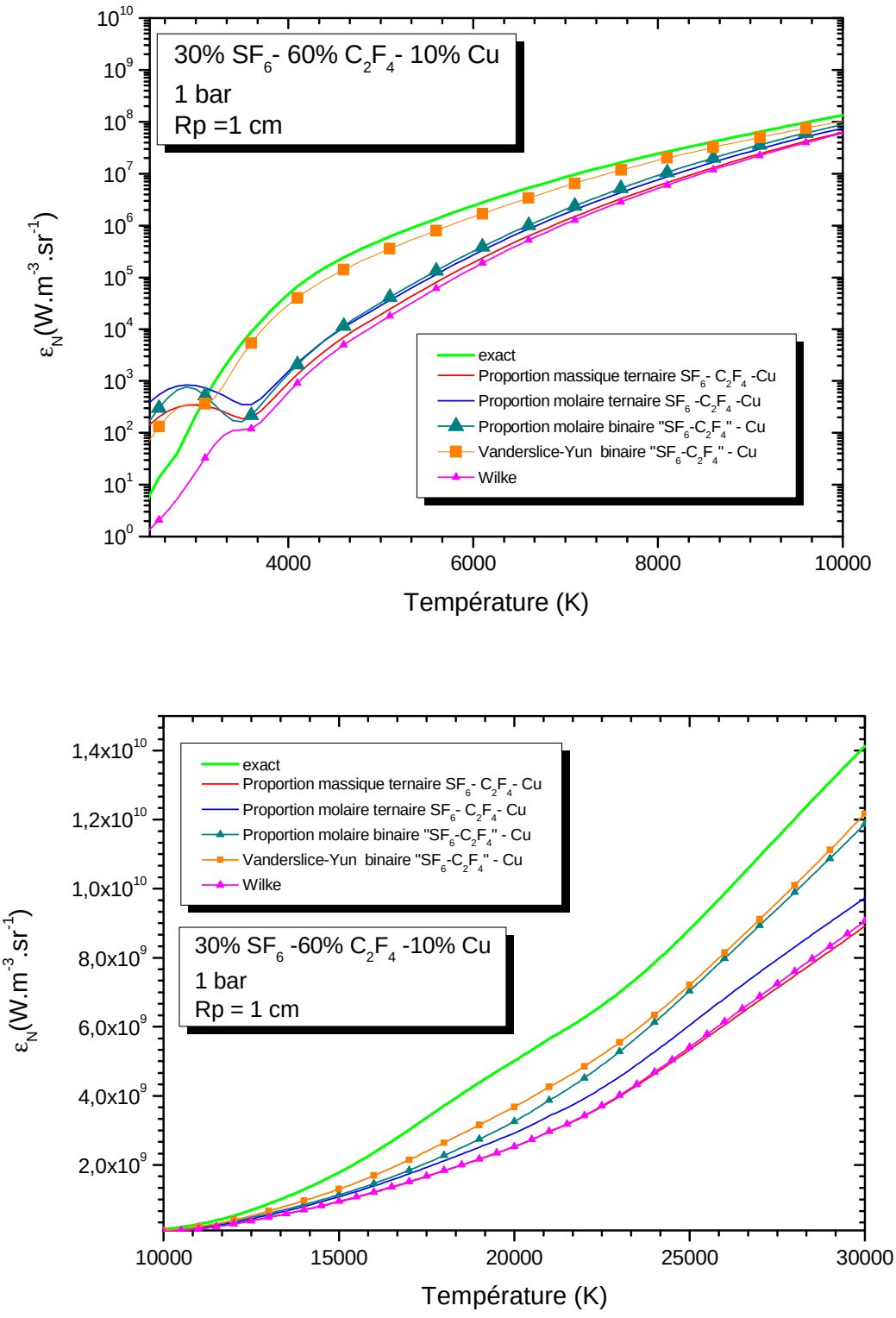


Figure 84 : comparaison des différentes lois de mélange pour le calcul du CEN d'un mélange 30% SF_6 - 60% C_2F_4 - 10% Cu à 1 bar

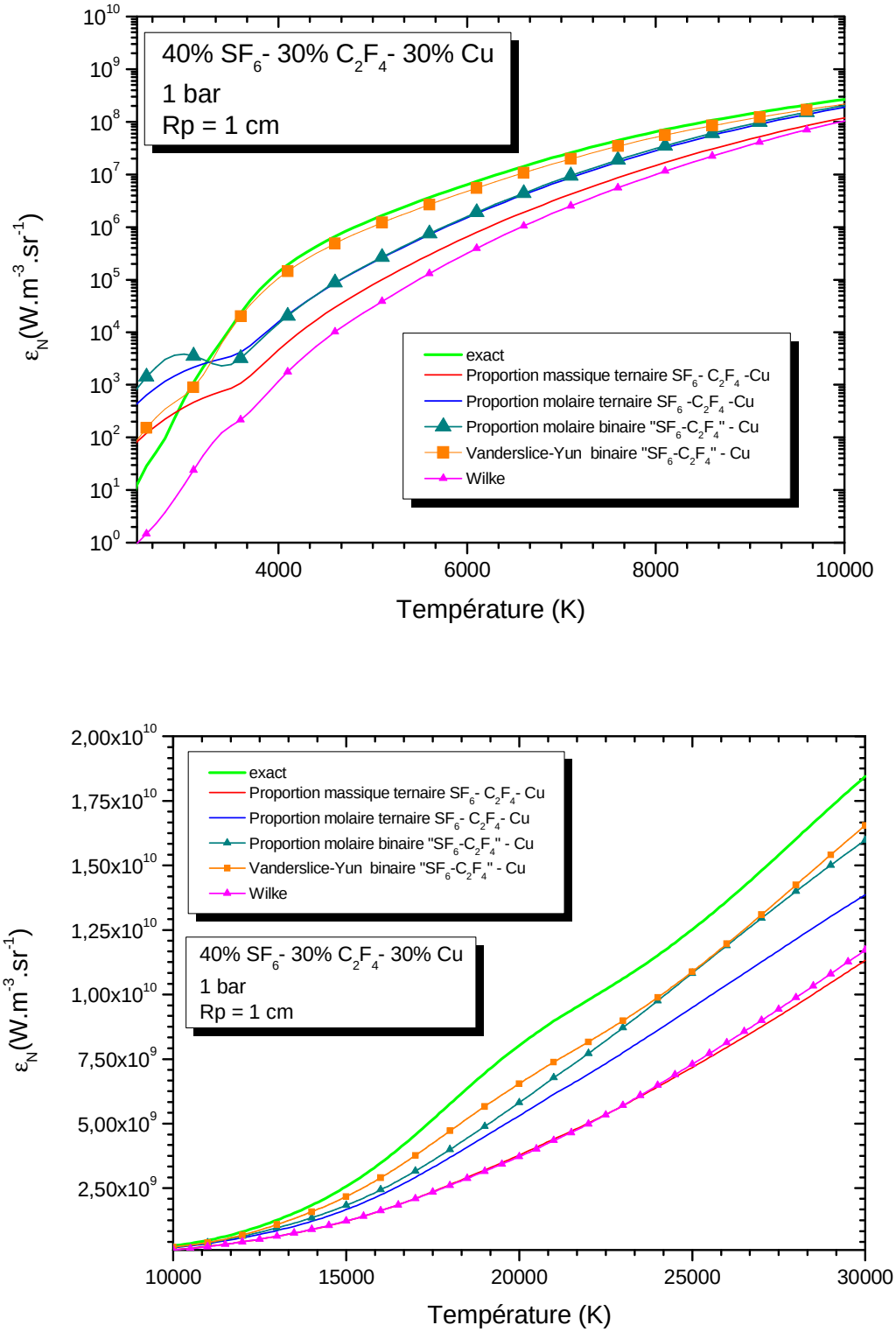


Figure 85 : comparaison des différentes lois de mélange pour le calcul du CEN d'un mélange de 40% SF_6 - 30% C_2F_4 - 30% Cu à 1 bar

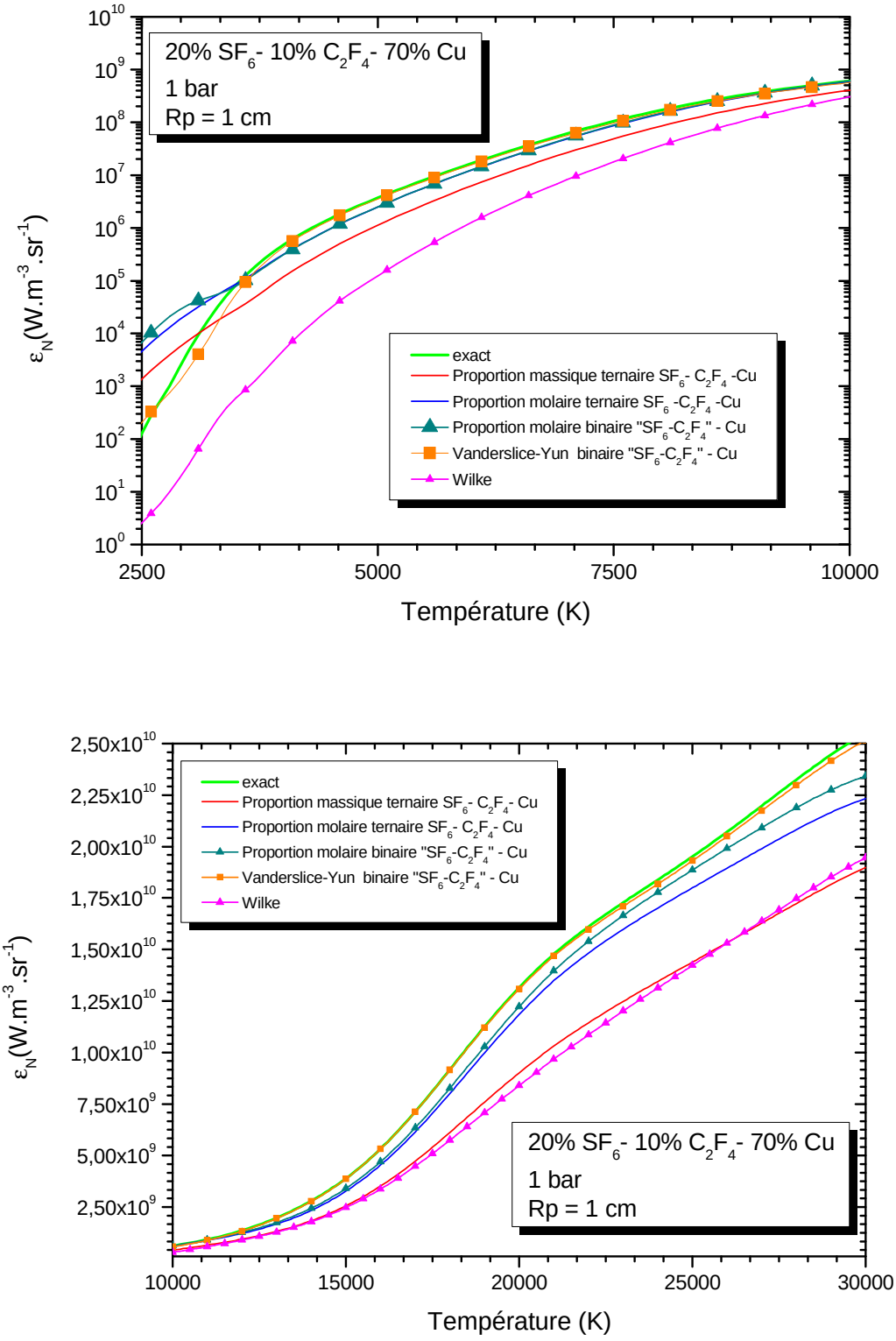


Figure 86 : comparaison des différentes lois de mélange pour le calcul du CEN d'un mélange de 20% SF_6 - 10% C_2F_4 - 70% Cu à 1 bar

Les figures ci-dessus montrent que la loi de mélange basée sur les travaux de Vanderslice-Yun offre une bonne approximation du CEN pour un mélange ternaire SF_6-C_2F_4-Cu. Dans leurs travaux, Vanderslice, Yun, Weissman et Mason [VWMF62] [YuWM62] [MaMS67] ont mis en place cette loi afin de prendre en compte des collisions

élastiques dans l'estimation d'une propriété par loi de mélange. Si l'on considère que pour les fortes températures le CEN total est principalement constitué du CEN des raies, qui sont les résultantes de désexcitations au sein d'un plasma, nous avons une première explication aux résultats corrects fournis par cette loi. Le second résultat, que soulignent les figures ci-dessus, est l'obtention de meilleurs résultats en travaillant sur le mélange binaire « SF_6-C_2F_4 »-Cu plutôt que sur le mélange ternaire SF_6-C_2F_4-Cu. Ce résultat met en relief la prédominance de l'impact des vapeurs métalliques sur l'impact des vapeurs organiques dans le rayonnement total du mélange ternaire. Afin de valider ces observations, nous avons calculé les écarts relatifs des lois qui fournissaient les meilleures approximations du CEN pour les compositions précédentes.

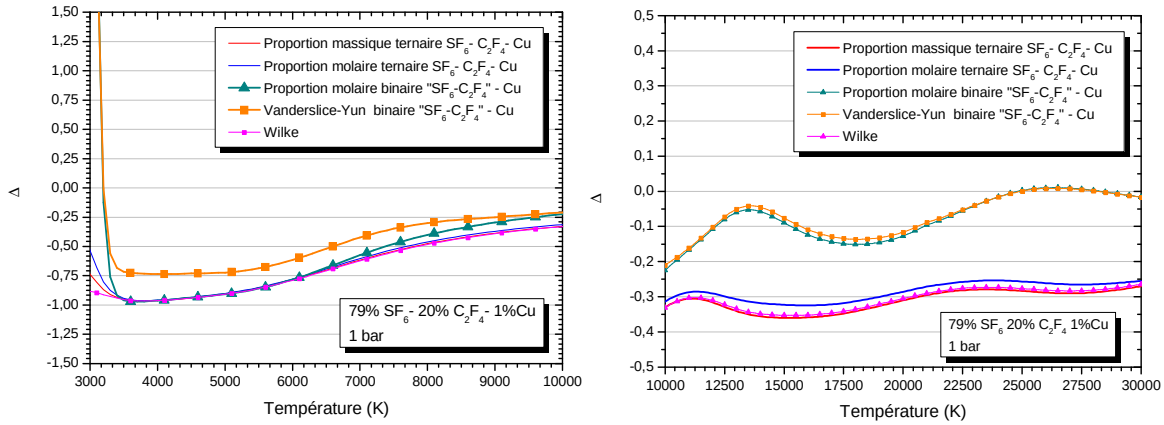


Figure 87 : écart relatif entre les lois de mélange et le calcul exact du CEN d'un mélange 79% SF_6 - 20% C_2F_4 - 1% Cu à 1 bar pour Rp=1cm

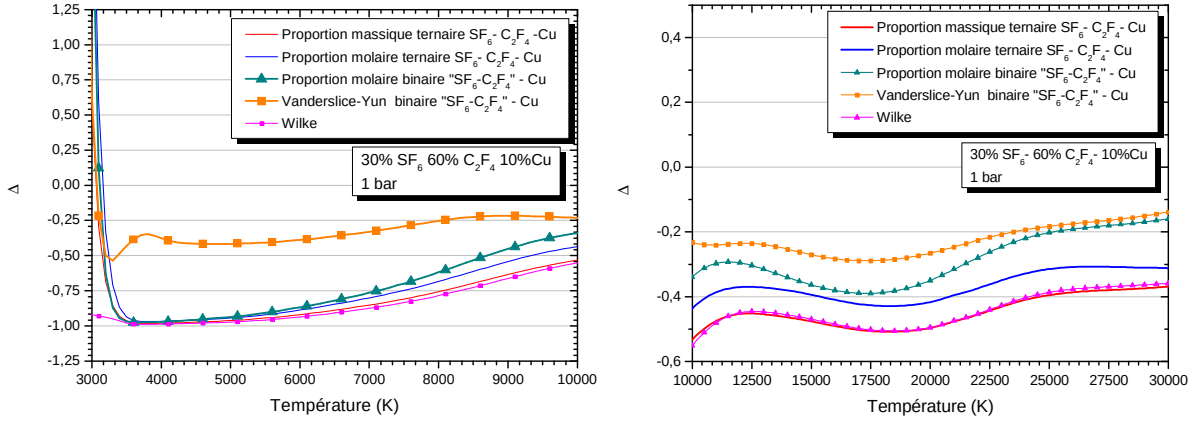


Figure 88 : écart relatif entre les lois de mélange et le calcul exact du CEN d'un mélange 30% SF_6 - 60% C_2F_4 - 10% Cu à 1 bar pour Rp=1cm

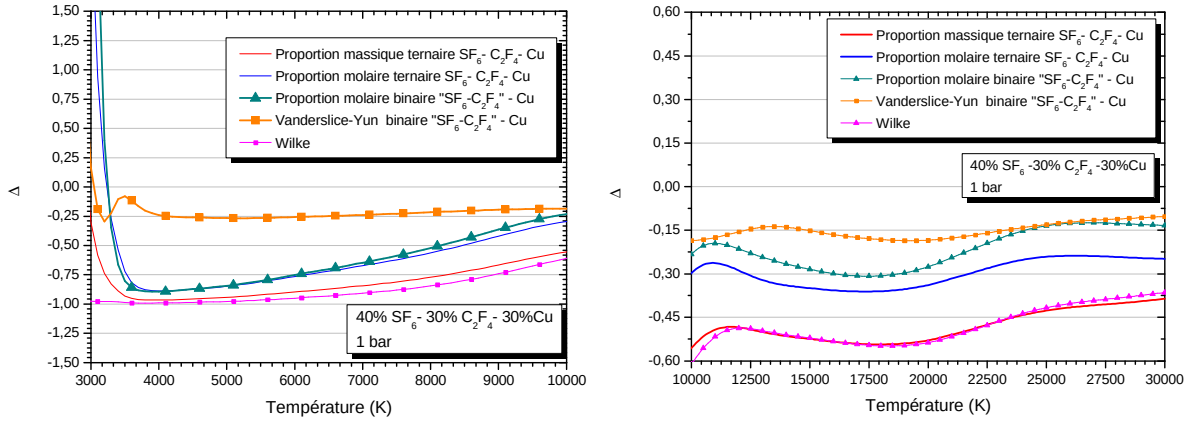


Figure 89 : écart relatif entre les lois de mélange et le calcul exact du CEN d'un mélange 40% SF_6 - 30% C_2F_4 - 30% Cu à 1 bar pour Rp=1cm

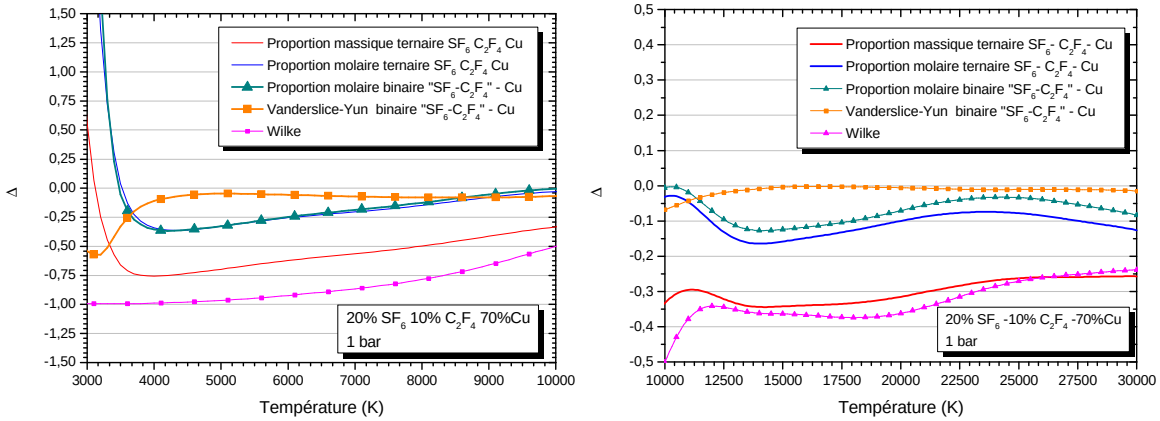


Figure 90: écart relatif entre les lois de mélange et le calcul exact du CEN d'un mélange de 20% SF_6 - 10% C_2F_4 - 70% Cu à 1 bar pour Rp=1cm

La loi de mélange Vanderslice-Yun binaire « SF_6-C_2F_4»-Cu est celle qui donne les meilleurs résultats quelles que soient la composition et la température étudiées. Dans certaines configurations, les résultats obtenus par loi de mélange avec proportions massiques binaires « SF_6-C_2F_4»-Cu produit des résultats similaires à ceux obtenus grâce à la loi de mélange Vanderslice-Yun binaire « SF_6-C_2F_4»-Cu. Cependant, nous avons fait le choix de ne conserver qu'une seule et unique loi de mélange dans l'approximation du CEN du mélange SF_6-C_2F_4-Cu, afin de simplifier le développement des modèles numériques. Le tableau suivant nous donne la seule et unique loi utile lors de l'approximation du CEN d'un mélange « SF_6-C_2F_4»-Cu à 1 bar, mais aussi à plus haute pression, comme nous pouvons le voir dans les figures fournies en l'annexe.

	Loi de mélange choisie
Partout	Vanderslice Yun

Tableau 16: choix des lois de mélange pour le CEN d'un mélange ternaire SF_6-C_2F_4-Cu

VI.2. SF_6-C_2F_4-W

Le tungstène, tout comme le cuivre, est une espèce métallique, de ce fait, la contamination d'un plasma par ce type de vapeurs a pour conséquence d'augmenter le rayonnement du plasma pour des températures inférieures à 10 000 K. Toutefois, pour des températures supérieures à 10 000 K, contrairement aux vapeurs de cuivre, la présence de vapeurs de tungstène à des pourcentages importants entraîne une diminution de la valeur du CEN pour les raisons évoquées dans le chapitre II. Lors de l'approximation du CEN par lois de mélange, il faut donc vérifier que la ou les lois de mélange choisies puissent reproduire ce comportement et non surestimer ou sous-estimer fortement le CEN d'un mélange SF_6-C_2F_4-W. Les figures suivantes représentent l'approximation du CEN de différents mélanges de SF_6-C_2F_4-W à la pression de 1 bar.

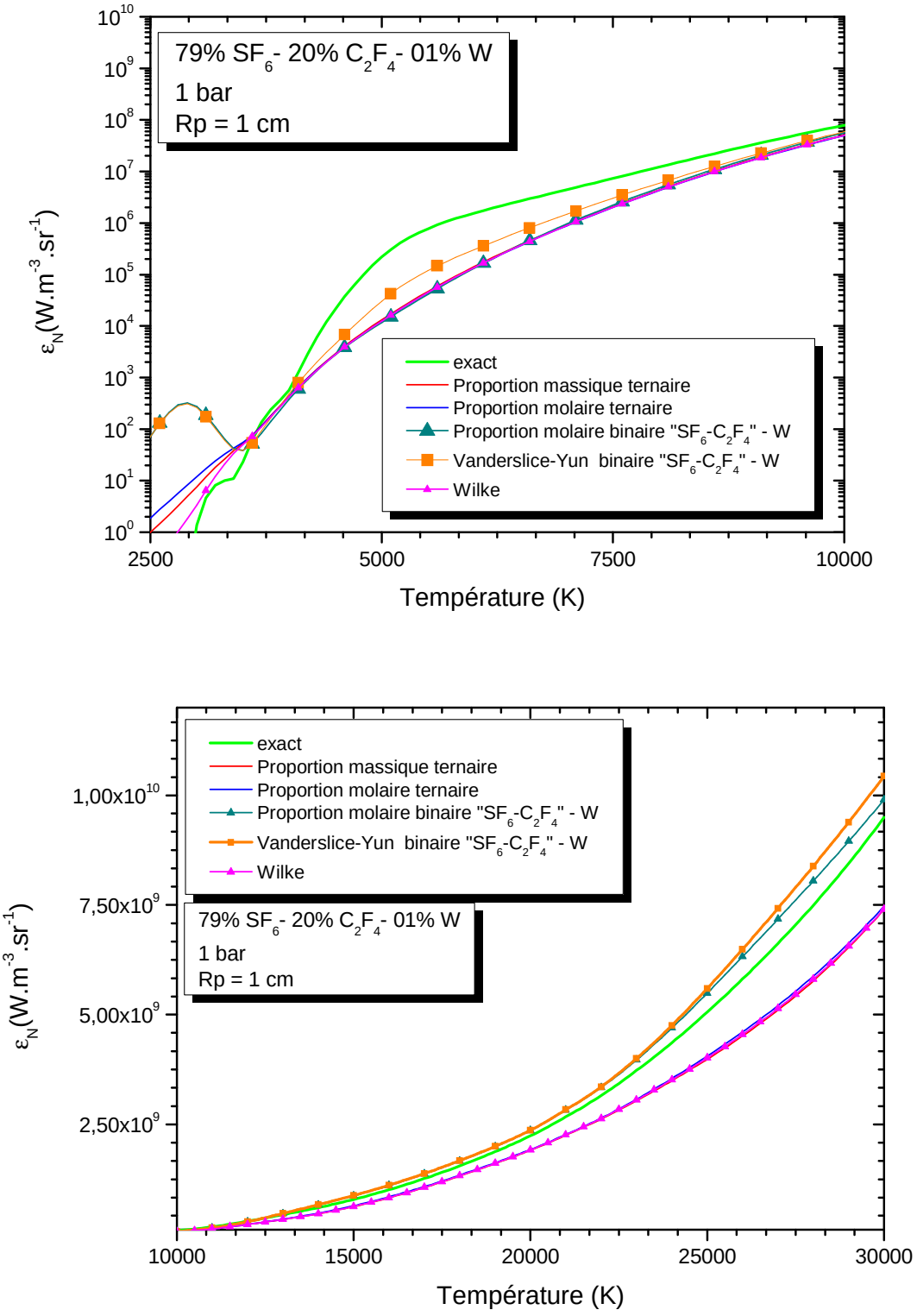


Figure 91 : comparaison des différentes lois de mélange pour le calcul du CEN d'un mélange de 79% SF_6 - 10% C_2F_4 - 1% W à 1 bar

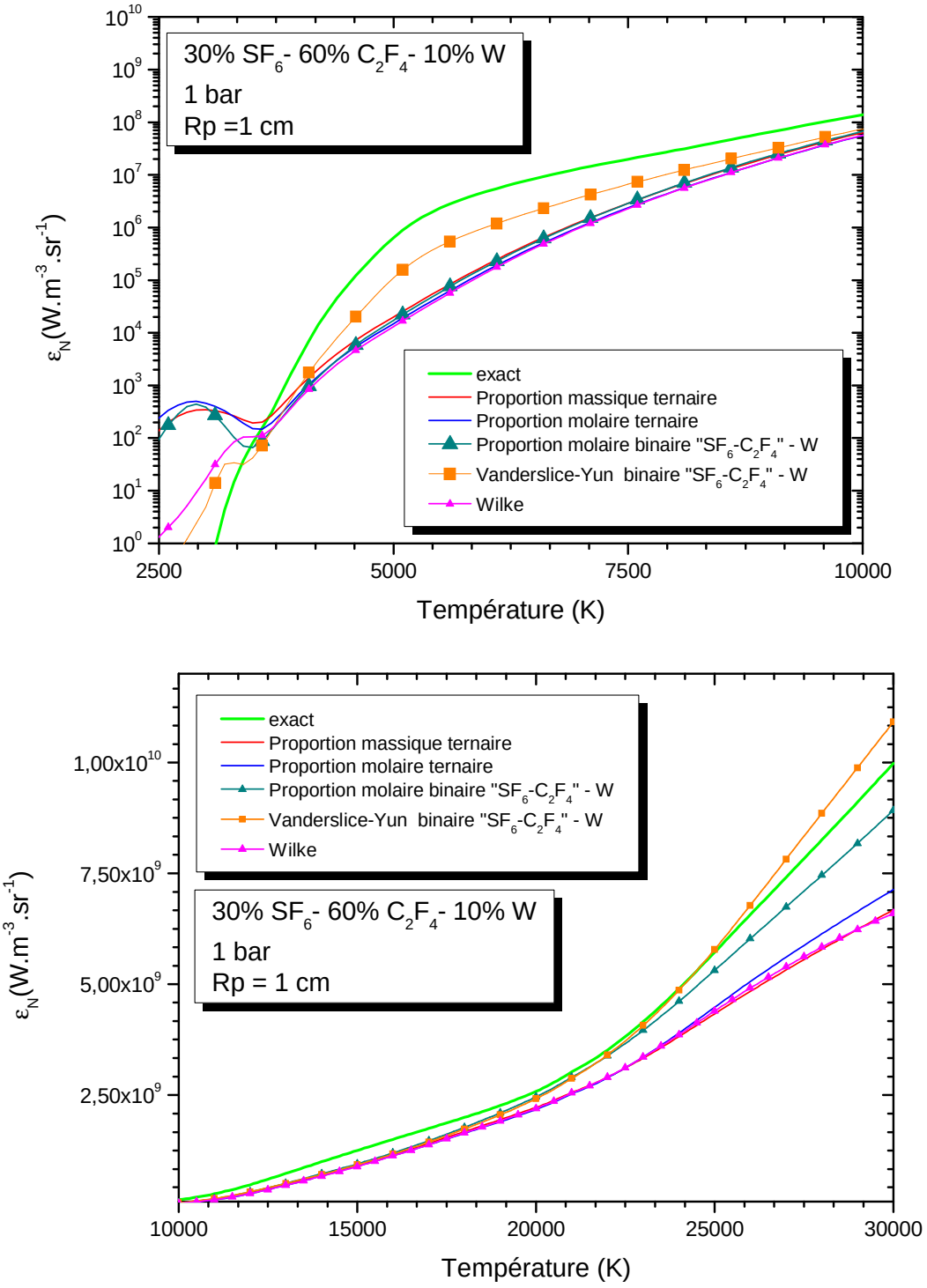


Figure 92 : comparaison des différentes lois de mélange pour le calcul du CEN d'un mélange de 30% SF_6 - 60% C_2F_4 - 10% W à 1 bar

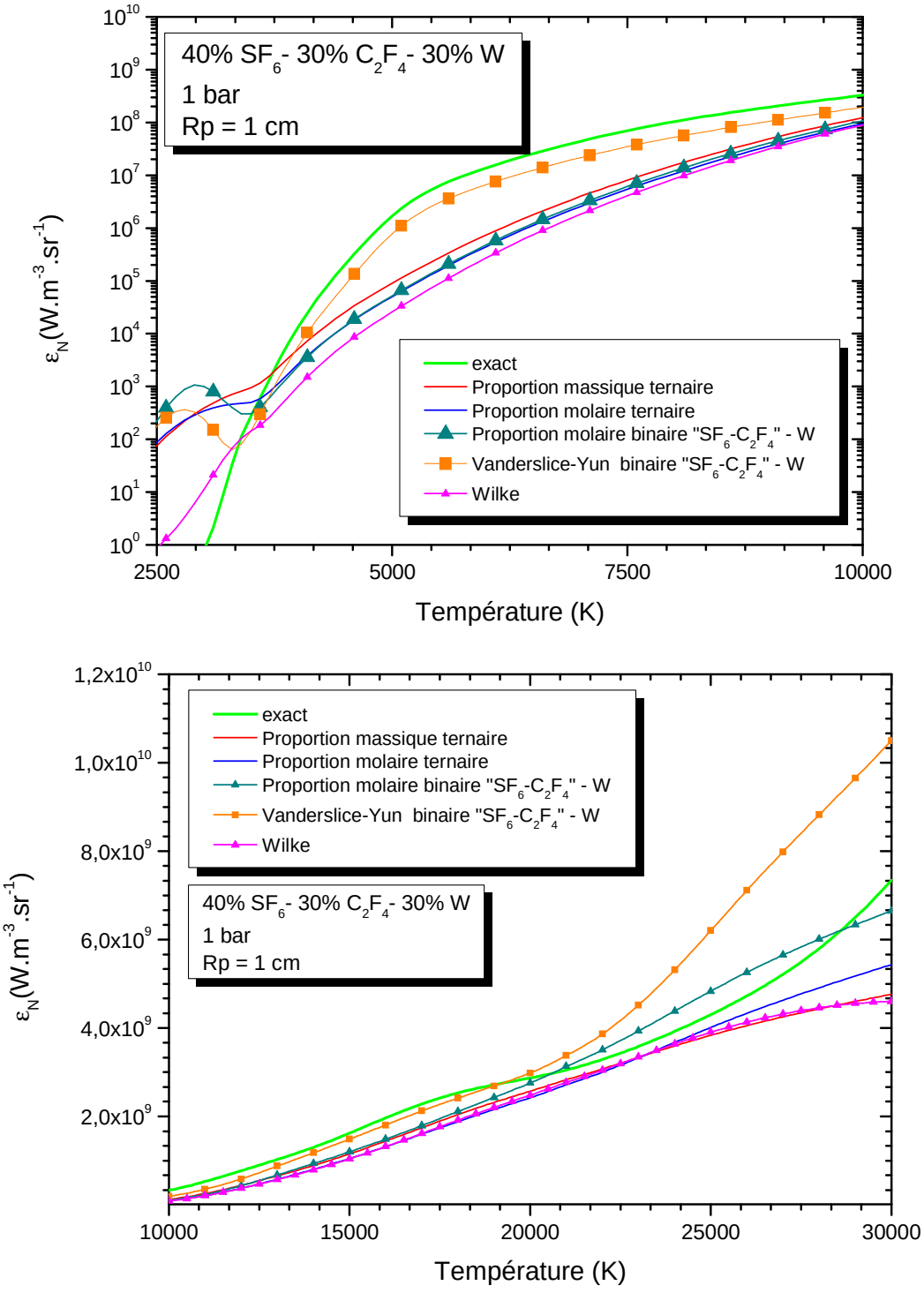


Figure 93 : comparaison des différentes lois de mélange pour le calcul du CEN d'un mélange de 40% SF_6 - 30% C_2F_4 - 30% W à 1 bar

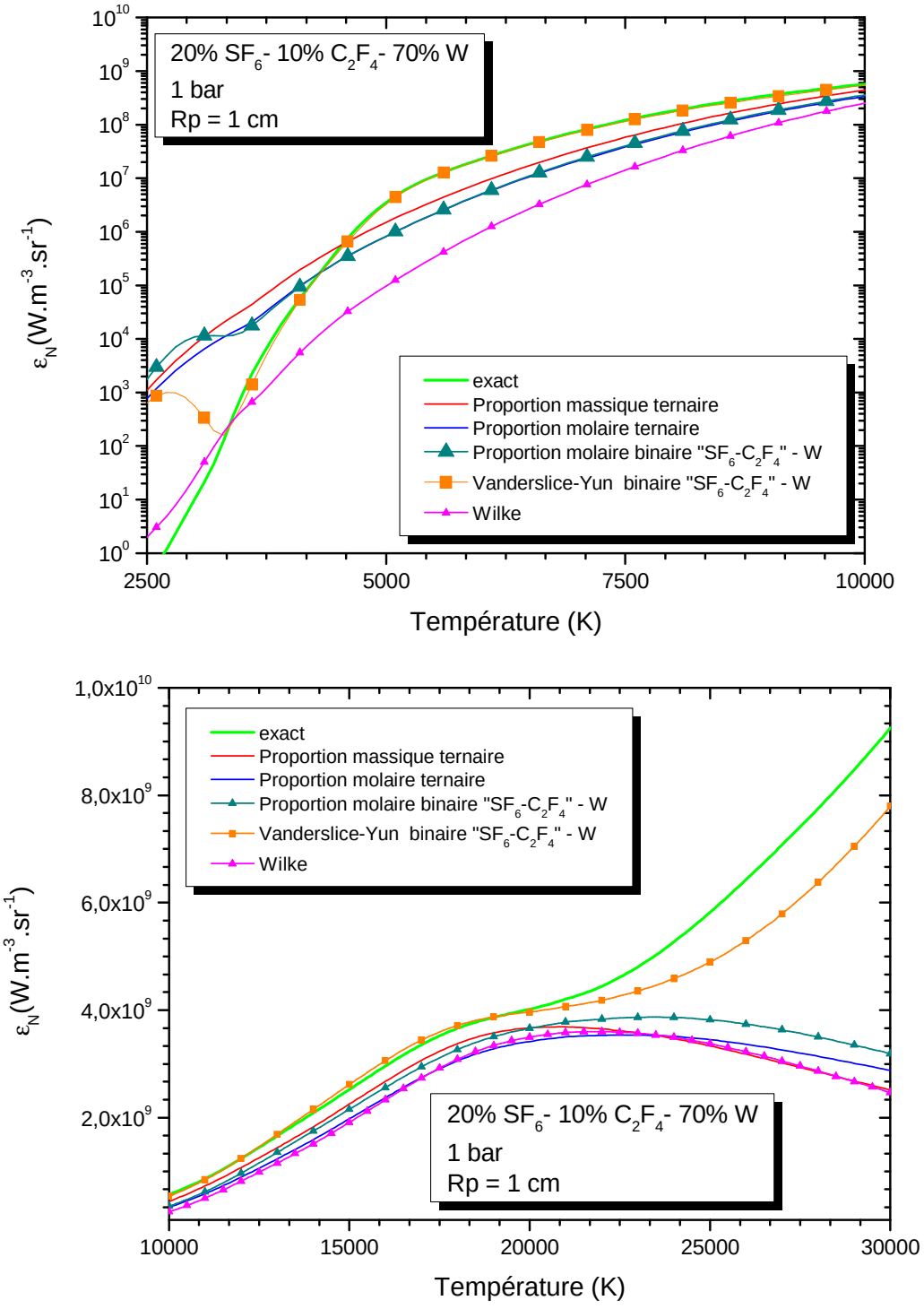


Figure 94 : comparaison des différentes lois de mélange pour le calcul du CEN d'un mélange de 20% SF_6 - 10% C_2F_4 - 70% W à 1 bar

Les figures 93 et 94 avec des pourcentages de tungstène important traduisent le comportement que nous avons décrit au début de ce chapitre. Le CEN diminue entre 17 000 K et 25 000 K, suite à la décroissance du rayonnement du tungstène, qui est prépondérant (cf *chapitre II-V-D*). Pour des températures supérieures à 25 000 K, le CEN total est principalement fonction du CEN des espèces issues du mélange SF_6-C_2F_4, d'où l'augmentation visible. La loi de mélange issue des travaux de Vanderslice-Yun

permet d'anticiper ce comportement. Néanmoins pour des proportions de tungstène intermédiaires, elle surestime le CEN. La loi de mélange binaire molaire « SF_6-C_2F_4 »-W ne reproduit pas le comportement décrit précédemment, mais fournit les meilleurs résultats pour des pourcentages de tungstène inférieurs à 70%. Le calcul des écarts a pour objectif de mettre en évidence les lois les plus adaptées au calcul du CEN du mélange SF_6-C_2F_4-W.

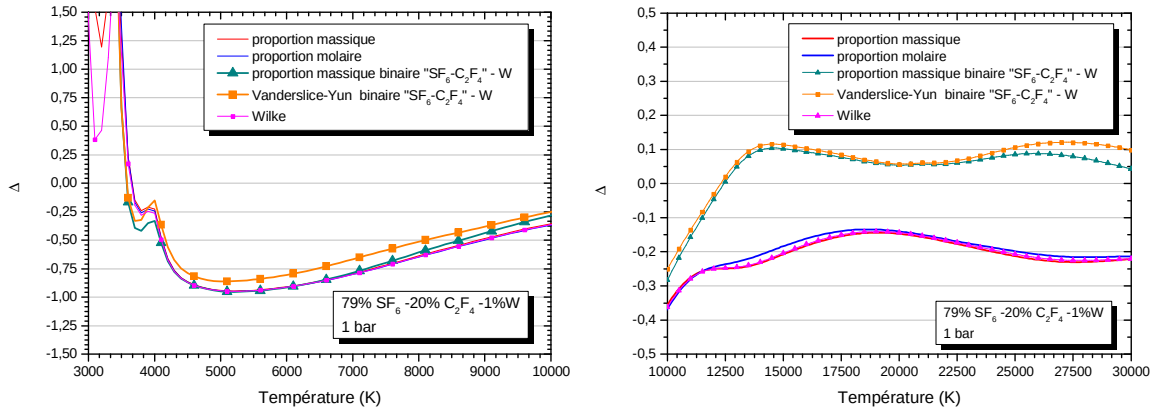


Figure 95 : écart relatif entre les lois de mélange et le calcul exact du CEN d'un mélange de 79% SF_6 - 20% C_2F_4 - 1% W à 1 bar pour Rp=1cm

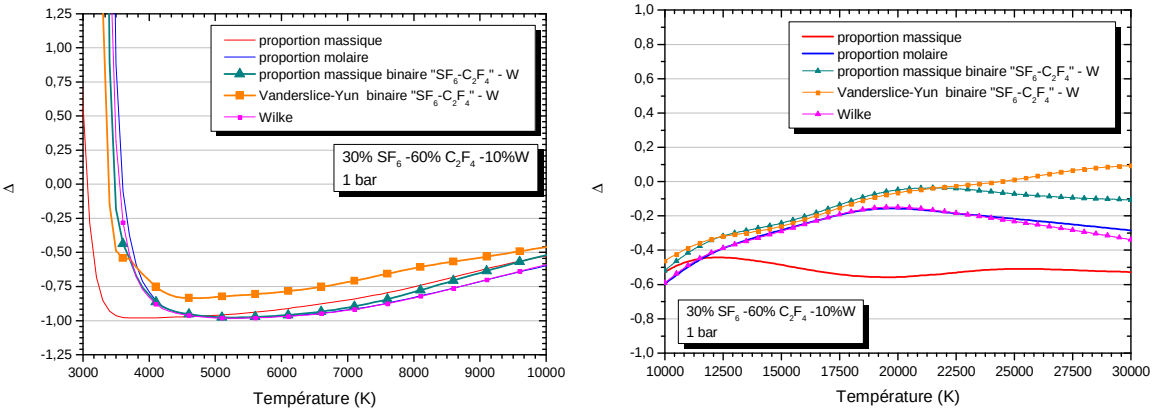


Figure 96 : écart relatif entre les lois de mélange et le calcul exact du CEN d'un mélange de 30% SF_6 - 60% C_2F_4 - 10% W à 1 bar pour Rp=1cm

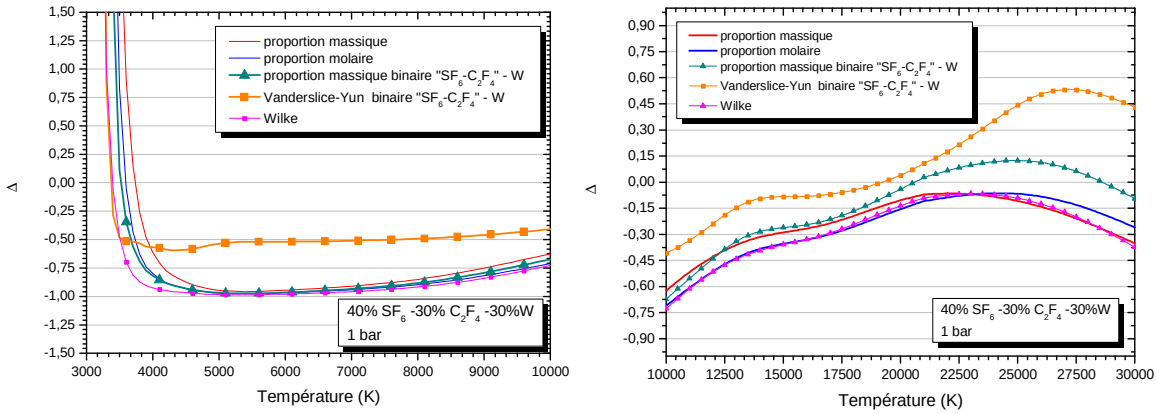


Figure 97 : écart relatif entre les lois de mélange et le calcul exact du CEN d'un mélange de 40% SF_6 - 30% C_2F_4 - 30% W à 1 bar pour Rp=1cm

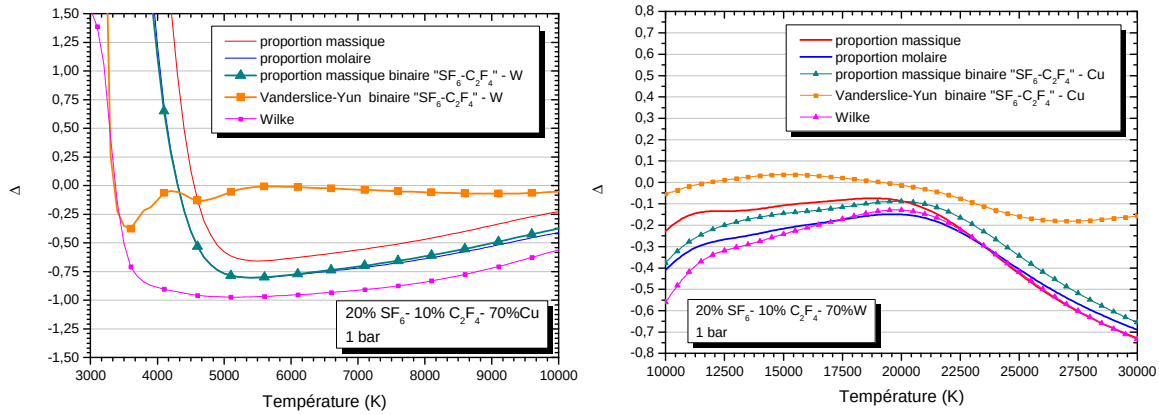


Figure 98 : écart relatif entre les lois de mélange et le calcul exact du CEN d'un mélange de 20% SF_6 - 10% C_2F_4 - 70% W à 1 bar pour Rp=1cm

Les pourcentages choisis, ci-dessus, ne permettent pas de mettre en évidence la transition entre le moment où la loi molaire binaire « SF_6-C_2F_4 »-W est préférable à la loi Vanderslice-Yun binaire « SF_6-C_2F_4 »-W. En effet, le passage de l'une à l'autre se fait pour un pourcentage de tungstène au voisinage de 50% de tungstène. Nous conseillerons donc d'utiliser la loi molaire binaire « SF_6-C_2F_4 »-W pour des pourcentages inférieurs à 50% de tungstène et d'utiliser la loi de Vanderslice-Yun binaire « SF_6-C_2F_4 »-W pour des pourcentages supérieurs à 50% de tungstène. Ce découpage permet de réduire l'écart entre le calcul exact et l'approximation par loi de mélange. Cependant, pour des pourcentages de tungstène compris entre 30% et 50%, il ne permet pas de décrire la bosse à 15 000 K. Le tableau ci-dessous résume le choix des lois en fonction du pourcentage de tungstène.

Pourcentage de tungstène	Loi de mélange choisie
< 50 %	loi simple molaire binaire « SF_6-C_2F_4 » -W
> 50 %	Vanderslice Yun binaire « SF_6-C_2F_4 » -W

Tableau 17 : choix des lois de mélange pour le CEN d'un mélange ternaire SF_6-C_2F_4-W

VII. Conclusion

L'étude des lois de mélange représente le cœur de cette thèse, car elles ont comme objectif de réduire la quantité de données à intégrer dans le modèle numérique qui sera développé par Siemens SAS. Dans ce chapitre nous avons étudié la possibilité d'utiliser quelques lois de mélange afin d'estimer les propriétés d'un mélange ternaires de SF_6-C_2F_4-Cu et de SF_6-C_2F_4-W, à partir de quelques propriétés des gaz purs et de certains mélanges spécifiques. Nous pouvons à partir des résultats que nous avons obtenus dresser les quelques conclusions suivantes.

Assez paradoxalement, c'est souvent une loi de mélange de type « Vanderslice-Yun » qui s'avère la meilleur approximation en dépit du fait qu'elle a été établit sur des hypothèses physiques liées aux collisions élastiques. Or pour le rayonnement et pour les pics de conductivité thermique ce sont des collisions inélastiques qui sont les principales responsables de leurs évolutions. Il y a probablement une certaine analogie entre le comportement des taux de collisions inélastiques et ceux des collisions élastiques, en fonction des propriétés des différents constituants.

Les banques de coefficient doivent être exhaustives en fonction de la température et de la proportion des espèces de base, car :

- d'une part on peut trouver toutes ces espèces en tout point du plasma, des régions chaudes aux zones froides,
- d'autre part les modèles montrent qu'il existe dans le disjoncteur des endroits où l'on peut avoir 100% de SF_6, ou 100 % de vapeur de C_2F_4 (près des parois pendant le maximum courant), ou 100 % de vapeurs métalliques (juste après la formation du pont fondu). Le fait d'avoir 100% d'une espèce veut dire qu'on a 0% des autres

espèces, d'où une tabulation exhaustive de 0 à 100 % pour chaque constituant de base.

La concentration de vapeurs métalliques qui peut atteindre 100% près des électrons, reste faible (inférieure à quelques %) dans la majeure partie du volume étudié dans les modèles et dans la majeure partie de la vie de l'arc et du post-arc. Les erreurs dues aux lois de mélanges proposées, observées pour les fortes proportions de vapeurs métalliques, n'auront donc qu'un impact très limité dans le modèle. Par ailleurs, l'influence des vapeurs métalliques à faible proportion est importante uniquement sur les deux propriétés que sont : la conductivité électrique et le rayonnement. On peut donc proposer aux modélisateurs que lorsque la proportion de métal est inférieure à un certain seuil, une approximation suffisante pour les fonctions autres que la conductivité électrique et le CEN, pour le mélange ternaire SF_6-C_2F_4-Cu/W se réduire à la valeur du mélange binaire SF_6-C_2F_4 correspondant. Les figures 99 et 100, nous présentent la conductivité thermique et la viscosité d'un plasma 80% SF_6 - 20% C_2F_4 contaminé par des vapeurs de cuivre ou des vapeurs de tungstène.

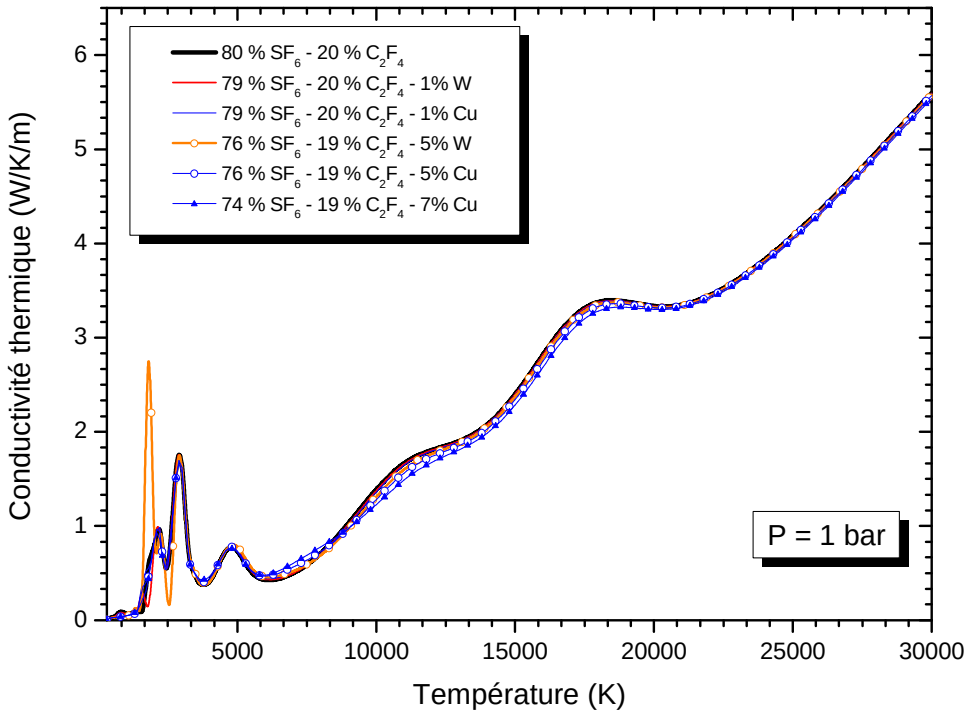


Figure 99 : conductivité thermique d'un plasma 80% SF_6 - 20% C_2F_4 contaminé par des vapeurs de cuivre ou des vapeurs de tungstène

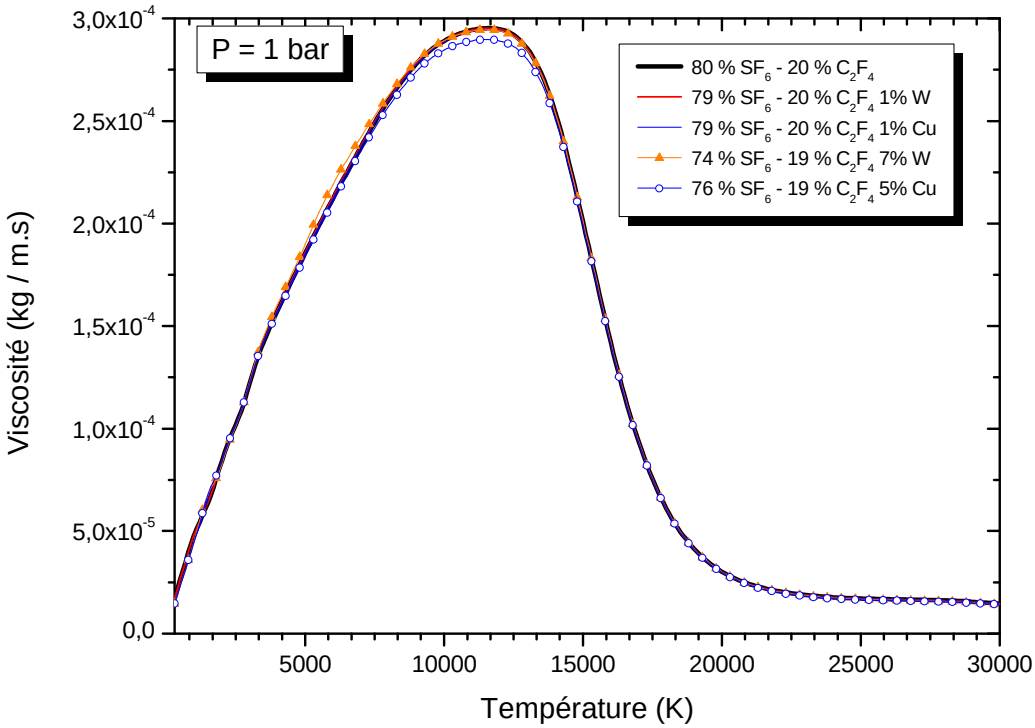


Figure 100 : conductivité thermique d'un plasma 80% SF_6 - 20% C_2F_4 contaminé par des vapeurs de cuivre ou des vapeurs de tungstène

En première approximation, et au vu des résultats représenté sur les figures 99 et 100, nous fixons les pourcentages seuils à 5% pour le cuivre et 7% pour le tungstène lorsque l'on considère l'impact des vapeurs sur la viscosité, et à 7% pour le cuivre et à 3% pour le tungstène lorsqu'il s'agit de la conductivité thermique.

Conclusion

Ce travail de thèse a été réalisé au sein du groupe Arc Electrique et Procédés Plasmas Thermiques du Laboratoire PLAsma et Conversion d'Énergie à Toulouse, en collaboration avec la branche Energy Management de la société Siemens. L'objectif premier de ces travaux était de fournir, aux modélisateurs de Siemens, une banque de données des propriétés radiatives et des coefficients de transport d'un arc électrique de SF_6 ensemencé par des vapeurs métalliques (Cu ou W) et organiques (C_2F_4), issues respectivement de l'érosion des contacts et de l'ablation des parois du disjoncteur haute-tension. Le second objectif était la mise en place de loi de mélange afin de simplifier l'implémentation des propriétés du mélange dans un modèle numérique de disjoncteur. En effet, dans le cas d'un mélange ternaire de type SF_6-C_2F_4-Cu ou SF_6-C_2F_4-W, le nombre de combinaisons possibles est important et les modélisateurs de Siemens ont voulu diminuer la taille de la base de données dans l'objectif de laisser plus de mémoire libre lors de la simulation numérique. Le calcul des propriétés du plasma s'est décomposé en deux parties : une première partie sur les propriétés radiatives et une seconde sur les propriétés de transport.

Dans le second chapitre de cette thèse, consacré au calcul de Coefficient d'Émission Nette (CEN) nous avons confronté deux méthodes destinées au calcul du rayonnement émis par les raies atomiques et analysé l'impact des vapeurs organiques et métalliques sur les propriétés radiatives. Afin de réaliser ces calculs, nous nous sommes basé sur les travaux antérieurs réalisés au sein de l'équipe : les travaux de Cressault [Cres01], Randrianandraina [Rand11] et de Jan [Jan13], nous ont permis de mettre en place les méthodes de calcul du rayonnement continu et atomique. Nous avons amélioré ces méthodes en implémentant dans la partie moléculaire, les molécules à base de tungstène et de cuivre, ce qui nous a permis de mieux définir le CEN à basse température. Puis nous nous sommes inspirés des travaux de Hery Zo Randrianandraina [RaCG11], afin de mettre en évidence l'importance du chevauchement des raies dans le calcul du CEN d'un plasma métallique à haute pression. Cette analyse nous a permis de montrer le danger de l'utilisation du facteur de fuite dans le calcul des données radiatives destiné à la modélisation d'un DHT, surtout à haute pression. La dernière partie du chapitre I, a permis de mettre en évidence deux choses :

- la forte influence du cuivre et du tungstène sur l'émissivité du plasma à faible température, qui s'explique par l'augmentation du degré d'ionisation du plasma, due au faible potentiel d'ionisation du cuivre et du tungstène.
- l'écart maximum entre les CEN issus de différentes proportions de SF_6- C_2F_4 est très faible, et l'utilisation d'un mélange unique équimolaire peut être envisagée lorsque l'on estime le CEN du mélange SF_6-C_2F_4-Cu ou SF_6-C_2F_4-W par loi de mélange.

Le troisième chapitre de cette thèse portait sur l'étude des coefficients de transport. On compte beaucoup de travaux autours de sujet dans l'équipe AEPPT [CCHT11] [Hing10] [CHTG08], et c'est en nous appuyant sur ces différents travaux que nous avons pu développer notre code de calcul des coefficients de transport pour les mélange SF_6-C_2F_4-Cu ou SF_6-C_2F_4-W. À partir des formules issues de ces travaux nous avons pu calculer, en utilisant les données d'intégrales de collisions de l'équipe, mais aussi celle provenant du partenariat avec l'université de de Xi'an Jiaotong, la conductivité électrique, la viscosité et la conductivité thermique de nos mélanges. Ces travaux ont permis de mettre en évidence l'impact des vapeurs sur les différentes propriétés : la présence de vapeurs métalliques modifie fortement la conductivité électrique d'un plasma de SF_6 (à cause du faible potentiel d'ionisation de ces espèces), la conductivité électrique du SF_6-C_2F_4 varié très peu lorsque l'on change les pourcentages du mélange ; la conductivité thermique varie très vite à basse température selon le type et les proportions de vapeurs venant polluer le mélange. Pour terminer, ces résultats nous ont permis de quantifier l'impact des différentes vapeurs sur la forme et l'amplitude de la viscosité du plasma de SF_6.

La dernière partie, dédiée aux lois de mélange, constitue la partie la plus originale de ce travail. En effet, dans la littérature il n'existe pas de travaux sur les lois de mélange pour des mélanges ternaires. Afin de palier à ce problème, nous avons utilisé l'article de Gleizes et al [GlCT10] qui propose un ensemble de lois de mélange pour les mélanges binaire. À partir de ces travaux, nous avons étendu l'ensemble de ces lois de mélange au cas d'un mélange ternaire et défini de nouvelles lois spécifiques aux mélanges SF_6-C_2F_4-Cu et SF_6-C_2F_4-W, telle que la loi binaire molaire « SF_6-C_2F_4»-Cu pour estimer la conductivité électrique. Cette méthode remplace les gaz purs SF_6 et C_2F_4 par un mélange équimolaire, puisque la conductivité électrique du SF_6-C_2F_4 varie peu lorsque les proportions de SF_6 et C_2F_4 changent. Malgré la mise en place de ces nombreuses lois, nous avons montré que l'estimation de la partie réactionnelle de la conductivité thermique par loi de mélange fournissait des résultats très éloignés du calcul exact dans le cas de plasmas réactifs comme les nôtres. La raison de ce décalage étant le manque de précision des lois de mélange dans l'estimation des processus issus de collisions inélastiques. Cependant, nous avons pu isoler en fonction des propriétés étudiées, des gammes de température et des pourcentages de chacune des espèces, les lois de mélange les plus adaptées. Ainsi avec ces informations, les modélisateurs pourront en fonction du profil de l'arc, des quantités d'électrodes érodées et des quantités de parois ablatées, choisir la loi de mélange qui leur permettra d'avoir les meilleures estimations des propriétés de l'arc de coupure. De plus nos résultats ont mis en évidence le manque de précisions des lois de mélanges basées sur la pondération des propriétés d'un gaz pur par sa proportion comparé à la loi de Vanderslice-Yun utilisant la propriété d'un mélange équimolaire en plus des propriété des gaz purs.

Nous conclurons cette thèse par les perspectives directes de ces travaux. L'objectif de ces travaux était de fournir des lois de mélanges adaptées à l'approximation des propriétés de transport et des propriétés radiatives, et de fournir les propriétés des mélanges utiles à leurs applications. La prochaine étape consistera donc à mettre en place un modèle de simulation de coupure dans les disjoncteurs haute-tension qui prendra en compte l'ablation des parois (déjà réalisé par Dannet [Rand12]) et l'érosion des contacts, tout en compilant l'estimation des propriétés de l'arc grâce aux lois de mélange que nous avons mise en place. Ainsi, nous pourrons quantifier l'impact combiné des vapeurs organiques et métalliques sur la coupure de l'arc. De plus, il faudra dans l'avenir faire le calcul du coefficient moyen d'absorption des mélanges SF_6-C_2F_4-Cu et SF_6-C_2F_4-W, et étudier les différentes lois de mélange que nous avons mis en place pour l'estimation du coefficient moyen d'absorption de ces mélanges. Ces résultats permettront aux différents modélisateurs de l'équipe de développement de Siemens de réaliser des simulations encore plus précises de l'arc résultant de la coupure d'un défaut.

Références

[Alst15] Alstom Grid, « SPOTLIGHT ON g3 : ALSTOM'S ALTERNATIVE TO SF6 ». avr-2015.

[ABBC04] P. André, L. Brunet, W. Bussière, J. Caillard, J. M. Lombard, et J. P. Picard, « Transport coefficients of plasmas consisting of insulator vapours: Application to PE, POM, PMMA PA66 and PC », *Eur. Phys. J. Appl. Phys.*, vol. 25, n° 3, p. 169‑182, mars 2004.

[Anna13] J. ANNALORO, « Modèles collisionnels-radiatifs appliqués aux situations d'entrée atmosphérique martienne et terrestre », Université de Rouen, 2013.

[AuBa09] V. Aubrecht et M. Bartlova, « Net Emission Coefficients of Radiation in Air and SF6 Thermal Plasmas », *Plasma Chem. Plasma Process.*, vol. 29, n° 2, p. 131‑147, avr. 2009.

[Bern93] G. Bernard, « La coupure par auto-expansion », *Cah. Tech.*, n° CT 171, 1993.

[BiNo60] L. . Biberman et G. . Norman, « On the Calculation of Photoionization Absorption », *Optics and Spectroscopy, Vol. 8, p.230*, avr-1960.

[BiNU61] L. . Biberman, G. . Norman, et K. N. Ulyanov, « On the Calculation of Photoionization Absorption in Atomic Gases », *Optics and Spectroscopy, Vol. 10, p.297*, mai-1961.

[BiBS11] R. Bini, N. T. Basse, et M. Seeger, « Arc-induced turbulent mixing in an SF_6 circuit breaker model », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 44, n° 2, p. 025203, janv. 2011.

[BiSt92] Bird, Robert Byron. et Stewart, Warren E. Lightfoot, Edwin N., « Fenómenos de transporte : un estudio sistemático de los fundamentos del transporte de materia, energía y cantidad de movimiento », *DINAMICA DE FLUIDOS; VISCOSIDAD; FLUIDOS.*, 1992.

[Bonn83] C. Bonnefoi, « Contribution à l'étude des méthodes de résolution de l'équation de Boltzmann dans un plasma à deux températures: exemple le mélange argon-hydrogène », Université de Limoges, 1983.

[BoFP94] M. I. Boulos, P. Fauchais, et E. Pfender, *Thermal Plasmas*. 1994.

[Bous08] K. Bousoltane, « Alternatives au SF6 dans le disjoncteur haute tension », université de Provence – Aix – Marseille 1, 2008.

[BrRe64] Bréchot, S et van Regemorter, H., « L'élargissement des raies spectrales par chocs », *Annales d'Astrophysique, Vol. 27, p.432*, 1964.

[Brow57] T. E. Brown, « Circuit breaker », US2281743 A, 1957.

[BuBr57] J. N. Butler et R. S. Brokaw, « Thermal Conductivity of Gas Mixtures in Chemical Equilibrium », *J. Chem. Phys.*, vol. 26, n° 6, p. 1636, 1957.

[CaCh71] Cabannes, F et Chapelle, J., « Spectroscopic Plasma Diagnostics », *Reactions Under Plasma Conditions, Volume II. Edited by M. Venugopalan. Published by Wiley-Interscience, a Division of John Wiley & Sons, Inc., New York, 1971, p.367*, 1971.

[CCSW77] D. . Cartwright, A Chutjian, S Trajmar, et W Williams, « Electron impact excitation of the electronic states. Differential cross section at incident energies from 10 to 50 eV », *Phys. Rev. A*, vol. 16, n° 3, sept. 1977.

[ChCo58] S. Chapman et T. G. Cowling, *The Mathematical Theory of Non-uniform Gases*. 1958.

[CDGK95] 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. Appl. Phys.*, vol. 28, n° 10, p. 2060, 1995.

[ChGR94] B. Chervy, A. Gleizes, et M. Razafinimanana, « Thermodynamic properties and transport coefficients in SF6-Cu mixtures at temperatures of 300-30000 K and pressures of 0.1-1 MPa », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 27, n° 6, p. 1193, 1994.

[ChRG96] B. Chervy, H. Riadh, et A. Gleizes, « Calculation of the Interruption Capability of SF6 C2F4 and SF6 C2F6 Mixtures Part I Plasma Properties », *IEEE Tansaction Plasma Sci.*, vol. 24, n° 1, 1996.

[ChRG96] B. Chervy, H. Riadh, et A. Gleizes, « Calculation of the Interruption Capability of SF6 C2F4 and SF6 C2F6 Mixtures Part I Plasma Properties », *IEEE Tansaction Plasma Sci.*, vol. 24, n° 1, 1996.

[Cres01] Y. Cressault, « Propriétés des plasmas thermiques dans des mélanges argon-hydrogene-cuivre », Université Paul Sabatier-Toulouse III, 2001.

[Cres01] Y. Cressault, « Propriétés des plasmas thermiques dans des mélanges argon-hydrogene-cuivre », 2001.

[CCHT11] 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. Appl. Phys.*, vol. 44, nº 49, p. 495202, déc. 2011.

[CHTG08] 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, nº 3, p. 035016, août 2008.

[CMTG13] Y. Cressault, A. B. Murphy, P. Teulet, A. Gleizes, et M. Schnick, « Thermal plasma properties for Ar–Cu, Ar–Fe and Ar–Al mixtures used in welding plasmas processes: II. Transport coefficients at atmospheric pressure », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 46, nº 41, p. 415207, oct. 2013.

[Dalg58] A. Dalgarno, « The Mobilities of Ions in their Parent Gases », *Philosophical Transaction A*, p. 426, 1958.

[Deva90] J. j Devaney, « The Electron Momentum-transfer Cross Sections of Tungsten, Silicon, and Silicon Dioxide at Energies from 0.1 to 10,000 EV », *Los Alamos Natl. Lab.*, 1990.

[Devo73] R. S. Devoto, « Transport coefficients of ionized argon », *Phys. Fluids*, vol. 16, nº 5, p. 616, 1973.

[Devo67] R. S. Devoto, « Simplified Expression for the Transport Properties of Ionized Monatomic Gases », *Phys. Fluids*, vol. 10, nº 10, 1967.

[Devo66] R. S. Devoto, « Transport Properties of Ionized Monoatomic Gases », *Phys. Fluids*, vol. 10, nº 2, 1966.

[DiYF04] C. M. Dixon, J. D. Yan, et M. T. C. Fang, « A comparison of three radiation models for the calculation of nozzle arcs », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 37, nº 23, p. 3309-3318, déc. 2004.

[DrEm73] H. W. Drawin et F. Emard, « Optical Escape Factors for Bound-bound and Free-bound Radiation from Plasmas », *Beitr Plasma Phys.*, vol. 13, nº 143, 1973.

[Dufo12] D. Dufournet, *Appareillage Electrique D'interruption HT (parte 3)*. 2012.

[EKKG12] D. Eichhoff, A. Kurz, R. Kozakov, G. Gött, D. Uhrlandt, et A. Schnettler, « Study of an ablation-dominated arc in a model circuit breaker », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 45, nº 30, p. 305204, 2012.

[Euck13] A. Eucken, « Über das Wärmeleitvermögen, die spezifische Wärme und die innere Reibung der Gase », *Phys. Z*, vol. 14, nº 8, p. 324‑332., 1913.

[FeMS14] Z. Felfli, A. Msezane, et D. Sokolovski, « Near-threshold electron elastic scattering cross sections for Ta, W, Re, Mo, Tc and Rh atoms: Determination of electron affinities and Ramsauer-Townsend minima », *J. Phys. Conf. Ser.*, vol. 488, nº 4, p. 042019, avr. 2014.

[FrSe06] C. M. Franck et M. Seeger, « Application of High Current and Current Zero Simulations of High-Voltage Circuit Breakers », *Contrib. Plasma Phys.*, vol. 46, nº 10, p. 787‑797, déc. 2006.

[FrSe06] C. M. Franck et M. Seeger, « Application of High Current and Current Zero Simulations of High-Voltage Circuit Breakers », *Contrib. Plasma Phys.*, vol. 46, nº 10, p. 787‑797, déc. 2006.

[GlCT10] 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, nº 5, p. 055013, oct. 2010.

[GoTR00] D. Godin, J. Y. Trepanier, et M. Reggio, « Modelling and simulation of nozzle ablation in high voltage circuit breakers.pdf », *J. Phys. Appl. Phys.*, 2000.

[Gong86] M. GONGASSIAN, « Etude Théorique du Rayonnement Emis par un Plasma d'Hexafluorure de Soufre », Paul Sabatier (Toulouse), Toulouse, 1986.

[GFRR12] J.-J. Gonzalez, P. Freton, F. Reichert, et D. Randrianarivao, « Turbulence and magnetic field calculations in high-voltage circuit breakers », *Plasma Sci. IEEE Trans. On*, vol. 40, nº 3, p. 936–945, 2012.

[Gran58] I. P. Grant, « Calculation of Gaunt Factors for Free-Free Transitions Near Positive Ions », *M.N.R.A.S, 118, 241*, 1958.

[Grie74] H. R. Griem, *Spectral line broadening by plasmas*. 1974.

[Grie64] H. R. Griem, *Plasma Spectroscopy*. 1964.

[Hann07] R. Hannachi, « Etude expérimentale et propriétés radiatives d'un plasma thermique induit par impact laser à la surface de milieux aqueux eau-chlorure de calcium/chlorure de magnésium/chlorure de sodium », Université de Toulouse, Université Toulouse III-Paul Sabatier, 2007.

[Hing10] H. Hingana, « Contribution à l'étude des propriétés des plasmas à deux températures: application à l'argon et l'air », Université de Toulouse, Université Toulouse III-Paul Sabatier, 2010.

[HiCB64] J. O. Hirschfelder, C. F. Curtiss, et R. Byron Bird, *Molecular Theory of Gases and Liquids*. 1964.

[Jan13] C. Jan, « Etude du transfert radiatif dans des plasmas thermiques de mélanges SF6-C2F4: application à la simulation de disjoncteurs haute tension », Université de Toulouse, Université Toulouse III-Paul Sabatier, 2013.

[JCGB14] C. Jan, Y. Cressault, A. Gleizes, et K. Bousoltane, « Calculation of radiative properties of SF_6 –C_2F_4 thermal plasmas—application to radiative transfer in high-voltage circuit breakers modelling », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 47, nº 1, p. 015204, janv. 2014.

[Jinl12] Jin Ling Zhang, Jiu Dun Yan, Anthony B. Murphy, W. Hall, and Michael T. C. Fang, « Computational Investigation of Arc Behavior in an Auto-Expansion Circuit Breaker Contaminated by Ablated Nozzle Vapor », nov. 2012.

[KaLa61] W. J. Karzas et R. Latter, « Electron Radiative Transitions in a Coulomb Field », *Astrophysical Journal Supplement, vol. 6, p.167*, 1961.

[Kelm07] J. Kelman, « Oil circuit breaker », US1446048 A, 1907.

[KiTH60] T. Kihara, M. H. Taylor, et J. O. Hirschfelder, « Transport Properties for Gases Assuming Inverse Power Intermolecular Potentials », *Phys. Fluids*, vol. 3, nº 5, p. 715, 1960.

[Kuma67] K. Kumar, « The Chapman Enskog Solution of the Boltzmann Equation: A Reformulation in Terms of Irreducible Tensors and Matrices », *Aust. J. Phys.*, vol. 20, nº 3, p. 205–252, 1967.

[LBCC09] A. Laricchiuta, D. Bruno, M. Capitelli, C. Catalfamo, R. Celiberto, G. Colonna, P. Diomede, D. Giordano, C. Gorse, S. Longo, D. Pagano, et F. Pirani, « High temperature Mars atmosphere. Part I: transport cross sections », *Eur. Phys. J. D*, vol. 54, nº 3, p. 607‑612, sept. 2009.

[Lian92] B. Liani, « Calcul du Coefficient d'émission nette dans les plasmas thermiques formés de gaz et de vapeurs métalliques », Paul Sabatier (Toulouse), 1992.

[Libo59] R. L. Liboff, « Transport Coefficient Determined Using the Shielded Coulomb Potentiel », *Physics of Fluids*, 1959.

[Lowk74] J. J. Lowke, « Predictions of arc temperature profiles using approximate emission coefficients for radiation losses », *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.*, vol. 14, nº 2, p. 111‑122, févr. 1974.

[Lpp15] LPP, « LPP - Laboratoire de Physique des Plasmas - UMR 7648 », 2015. [En ligne]. Disponible sur: http://www.lpp.fr/. [Consulté le: 03-oct-2015].

[MaFi56] H. Maecker et W. Finkelnburg, « Elektrische Bögen und thermisches Plasma », *Gas Discharges II / Gasentladungen II. Series: Encyclopedia of Physics / Handbuch der Physik, ISBN: 978-3-642-45849-1. Springer Berlin Heidelberg (Berlin, Heidelberg), Edited by S. Flügge, vol. 4 / 22, pp. 254-444*, 1956.

[MaMS67] E. A. Manson, R. J. Munn, et F. Smith, « Transport Coefficient of Ionized Gases », *Phys. Fluids*, vol. 10, nº 8, 1967.

[MaVo60] E. A. Mason et H. Von Ubisch, « Thermal Conductivities of Rare Gas Mixtures », *Phys. Fluids*, vol. 3, nº 3, p. 355, 1960.

[MGFC13] J. Mougenot, J. J. Gonzalez, P. Freton, et Y. Cressault, « Argon and Arcal.37 plasma characteristics in a TIG configuration », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 46, nº 49, p. 495203, déc. 2013.

[MGFM13] J. Mougenot, J.-J. Gonzalez, P. Freton, et M. Masquère, « Plasma–weld pool interaction in tungsten inert-gas configuration », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 46, nº 13, p. 135206, avr. 2013.

[MuCu58] C. Muckenfuss et C. F. Curtiss, « Thermal Conductivity of Multicomponent Gas Mixtures », *J. Chem. Phys.*, vol. 29, nº 6, p. 1273, 1958.

[Murp10] A. B. Murphy, « The effects of metal vapour in arc welding », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 43, nº 43, p. 434001, nov. 2010.

[Murp00] A. B. Murphy, « Transport coefficients of hydrogen and argon–hydrogen plasmas », *Plasma Chem. Plasma Process.*, vol. 20, nº 3, p. 279–297, 2000.

[Neuf72] P. D. Neufeld, « Empirical Equations to Calculate 16 of the Transport Collision Integrals Ω(l, s) », *J. Chem. Phys.*, vol. 57, nº 3, p. 1100, 1972.

[Nich11] S. Nichele, « Modélisation physique et simulations numériques des écoulements dans les disjoncteurs électriques haute tension », Aix Marseille 1, 2011.

[OUMM80] S. Okuda, Y. Ueda, Y. Murai, T. Miyamoto, et C. Uenosono, « Spectroscopic approach to the analysis of high current arcs in SF6 », *Plasma Sci. IEEE Trans. On*, vol. 8, nº 4, p. 395–399, 1980.

[OmMe68] A. Omont et J. Meunier, « Resonant Broadening of Double-Resonance and Level-Crossing Signals: Application to the P 1 3 State in Mercury », *Phys. Rev.*, vol. 169, nº 1, p. 92, 1968.

[PaST97] K. C. Paul, T. Sakuta, et T. Takashima, « Transport and thermodynamic properties of SF 6 gas contaminated by PTFE reinforced with Al 2 O 3 and BN particles », *Plasma Sci. IEEE Trans. On*, vol. 25, nº 4, p. 786–798, 1997.

[PeCS91] S. T. Perkins, D. E. Cullen, et S. M. Seltzer, « Tables and Graphs of Electron-Interaction Cross Sections Derived from the LLNL Evaluated Electron Data Library (EEDL) », *Lawrence Livermore Natl. Lab.*, vol. 31, 1991.

[Pico00] P. PICOT, « La coupure du courant électrique dans le vide », *Cah. Tech.*, nº ct198, 2000.

[PKDR13] P. Porytsky, I. Krivtsun, V. Demchenko, U. Reisgen, O. Mokrov, A. Zabirov, S. Gorchakov, A. Timofeev, et D. Uhrlandt, « Transport properties of multicomponent thermal plasmas: Grad method versus Chapman-Enskog method », *Phys. Plasmas*, vol. 20, nº 2, p. 023504, 2013.

[Rahm89] B. RAHMANI, « Calcul de l'emission nette du rayonnement des arcs dans l'hexafluorure de soufre et dans les melanges sf6-azote », Paul Sabatier (Toulouse), 1989.

[Rand11] H. Z. Randrianandraina, « Améliorations des méthodes de calcul du transfert radiatif dans des plasmas thermiques: application au SF6 », Université de Toulouse, Université Toulouse III-Paul Sabatier, 2011.

[RaCG11] H. Z. Randrianandraina, Y. Cressault, et A. Gleizes, « Improvements of radiative transfer calculation for SF_6 thermal plasmas », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 44, nº 19, p. 194012, mai 2011.

[Rand12] D. Randrianarivao, « Modélisation des écoulements dans un disjoncteur haute tension », Université de Toulouse, Université Toulouse III-Paul Sabatier, 2012.

[RoGe67] E. J. Robinson et S. Geltman, « Single-and double-quantum photodetachment of negative ions », *Phys. Rev.*, vol. 153, nº 1, p. 4, 1967.

[RZCG14] M. Rong, L. Zhong, Y. Cressault, A. Gleizes, X. Wang, F. Chen, et H. Zheng, « Thermophysical properties of SF_6 –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. Appl. Phys.*, vol. 47, nº 49, p. 495202, nov. 2014.

[RCGH08] M. E. Rouffet, Y. Cressault, A. Gleizes, et J. Hlina, « Thermal plasma diagnostic methods based on the analysis of large spectral regions of plasma radiation », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 41, nº 12, p. 125204, juin 2008.

[Rte15] rte, « RTE France », 2015. [En ligne]. Disponible sur: http://www.rte-france.com/. [Consulté le: 13-sept-2015].

[Saha69] Sahal-Brechot, S., « Impact Theory of the Broadening and Shift of Spectral Lines due to Electrons and Ions in a Plasma », *Astronomy and Astrophysics, Vol. 1, p. 91 (1969)*, 1969.

[ScHa88] K. F. Scheibner et A. U. Hazi, « Photodetachment cross section of Cu- », *Phys. Rev. A*, vol. 38, nº 1, p. 539, 1988.

[ScHH87] K. F. Scheibner, A. U. Hazi, et R. J. W. Henry, « Electron-impact excitation cross sections for transitions in atomic copper », *Phys. Rev. A*, vol. 35, nº 11, p. 4869, 1987.

[ScSc90] M. Schlenk et M. Schulz-Gulde, « Electrical conductivities of carbon tetrafluoride and sulfur hexafluoride wall-stabilized arcs », présenté à Summer School and International Symp. on the Physics of Ionised Gases, Dubrovnik (Yugoslavia), 1990, p. 271‑2.

[Seeg15] M. Seeger, « Perspectives on Research on High Voltage Gas Circuit Breakers », *Plasma Chem. Plasma Process.*, vol. 35, nº 3, p. 527‑541, mai 2015.

[Siem15] Siemens, « Brochure GIS-8DQ1 ». 2015.

[Team07] C. W. Team, « Longer Report », *IPCC Fourth Assess. Rep.*, 2007.

[TSVB06] J. Tepper, M. Seeger, T. Votteler, V. Behrens, et T. Honig, « Investigation on Erosion of Cu/W Contacts in High-Voltage Circuit Breakers », *IEEE Trans. Compon. Packag. Technol.*, vol. 29, nº 3, p. 658‑665, sept. 2006.

[Teul98] P. Teulet, « Etude des ecarts a l'equilibre radiatif et thermique dans les plasmas air et air-sodium. Application au diagnostic spectroscopique », Toulouse 3, 1998.

[Vacq00] S. Vacquie, *Arc Electrique*. 2000.

[VaGS87] S. Vacquié, A. Gleizes, et M. Sabsabi, « Measurement of the photodetachment cross section of the negative ion of fluorine », *Phys. Rev. A*, vol. 35, nº 4, p. 1615, 1987.

[VWMF62] J. T. Vanderslice, S. Weissman, E. A. Mason, et R. J. Fallon, « High-Temperature Transport Properties of Dissociating Hydrogen », *Phys. Fluids*, vol. 5, nº 2, p. 155, 1962.

[WMRL13] W. Wang, A. B. Murphy, M. Rong, H. M. Looe, et J. W. Spencer, « Investigation on critical breakdown electric field of hot sulfur hexafluoride/carbon tetrafluoride mixtures for high voltage circuit breaker applications », *J. Appl. Phys.*, vol. 114, nº 10, p. 103301, sept. 2013.

[WRWS12] W. Wang, M. Rong, Y. Wu, J. W. Spencer, J. D. Yan, et D. Mei, « Thermodynamic and transport properties of two-temperature SF6 plasmas », *Phys. Plasmas*, vol. 19, nº 8, p. 083506, 2012.

[Webq15] webqc, « webqc », 2015. [En ligne]. Disponible sur: http://fr.webqc.org/mmcalc.php.

[Wilk50] C. R. Wilke, « A Viscosity Equation for Gas Mixtures », *J. Chem. Phys.*, vol. 18, nº 4, p. 517, 1950.

[YuWM62] K.-S. Yun, S. Weissman, et E. A. Mason, « High-Temperature Transport Properties of Dissociating Nitrogen and Dissociating Oxygen », *Phys. Fluids*, vol. 5, nº 6, p. 672, 1962.

[ZhYF04] J. L. Zhang, J. D. Yan, et M. T. C. Fang, « Electrode Evaporation and Its Effects on Thermal Arc Behavior », *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 32, nº 3, p. 1352‑1361, juin 2004.

Annexe

I. Ecart type entre les lois de mélange et le calcul exact à 32 bar pour un plasma de SF_6-C_2F_4-Cu

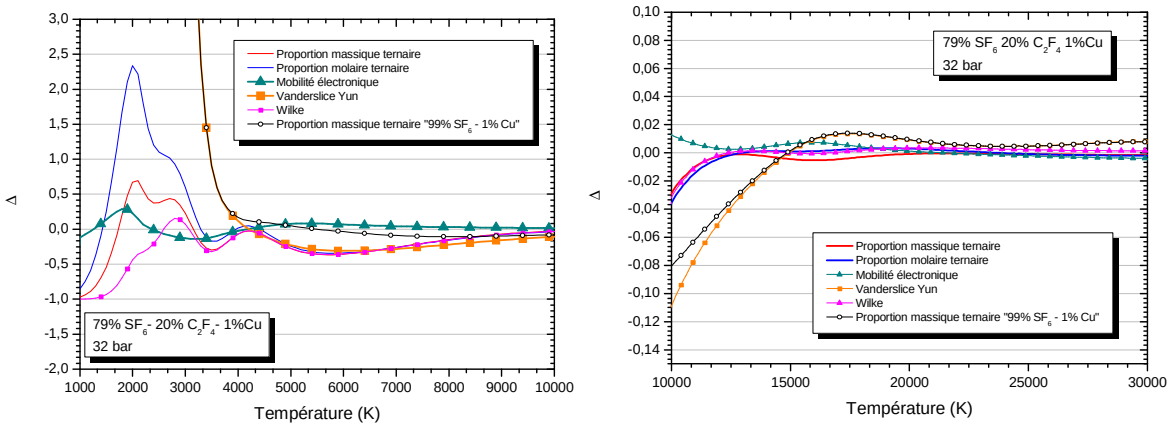


Figure 101 : écart relatif entre les lois de mélange et le calcul exact de la conductivité électrique d'un mélange de 79% SF_6 - 20% C_2F_4 - 1% Cu à 32 bar

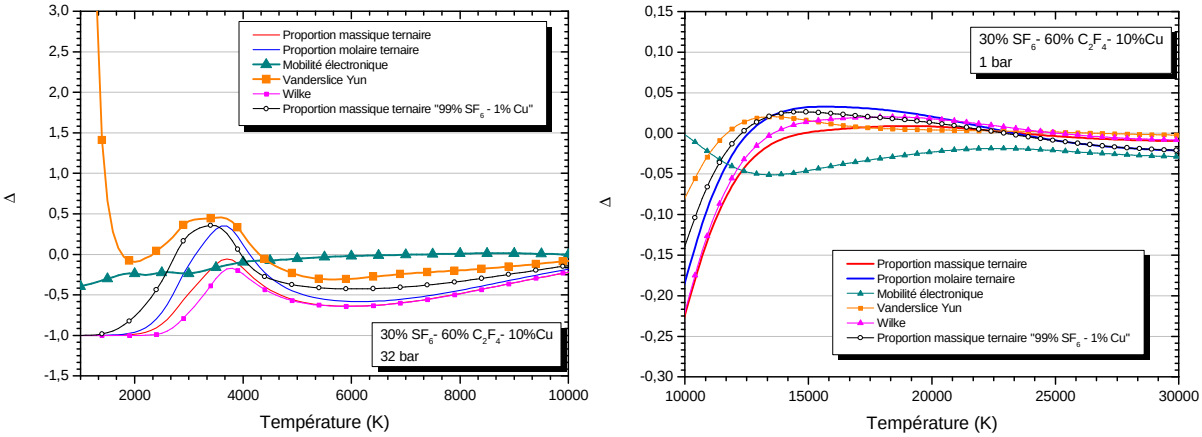


Figure 102 : écart relatif entre les lois de mélange et le calcul exact de la conductivité électrique d'un mélange de 30% SF_6 - 60% C_2F_4 - 10% Cu à 32 bar

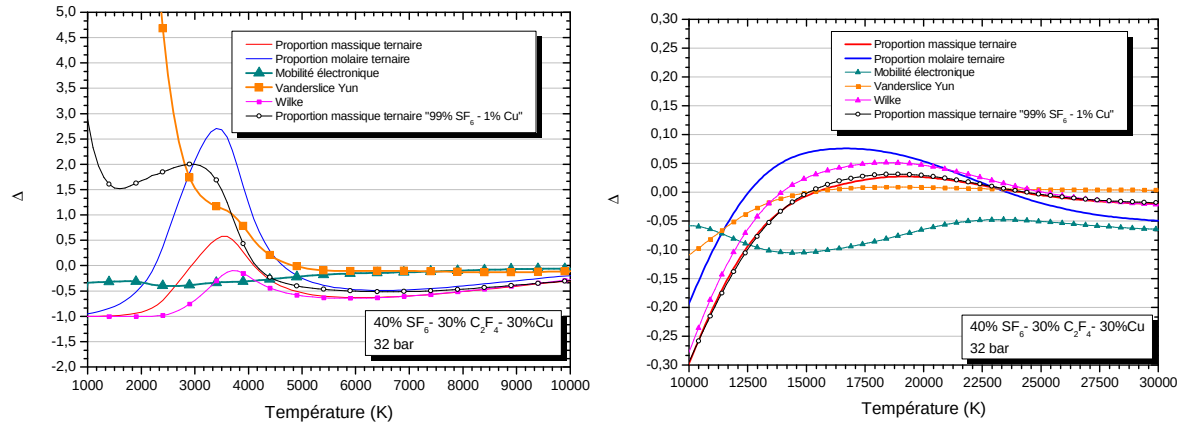


Figure 103 : écart relatif entre les lois de mélange et le calcul exact de la conductivité électrique d'un mélange de 40% SF_6 - 30% C_2F_4 - 30% Cu à 32 bar

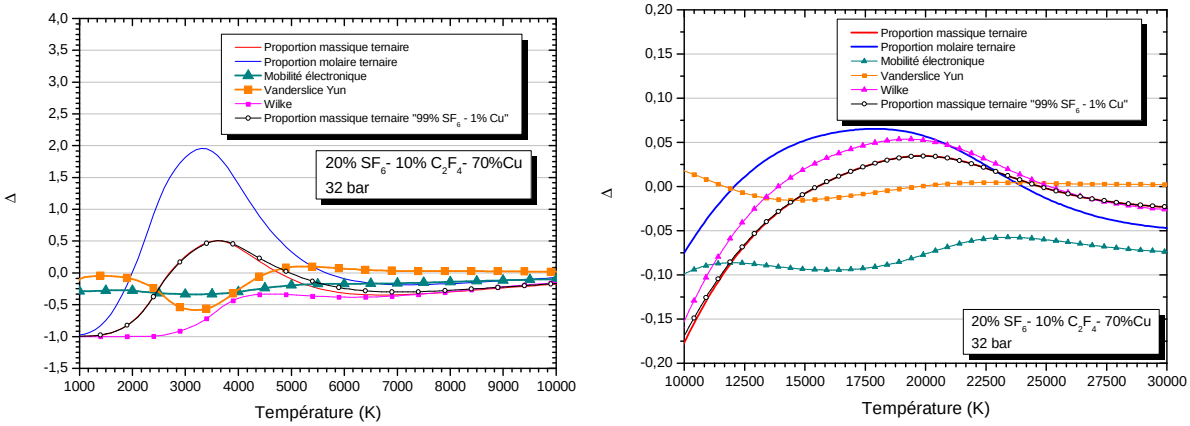


Figure 104 : écart relatif entre les lois de mélange et le calcul exact de la conductivité électrique d'un mélange de 20% SF_6 - 10% C_2F_4 - 70% Cu à 32 bar

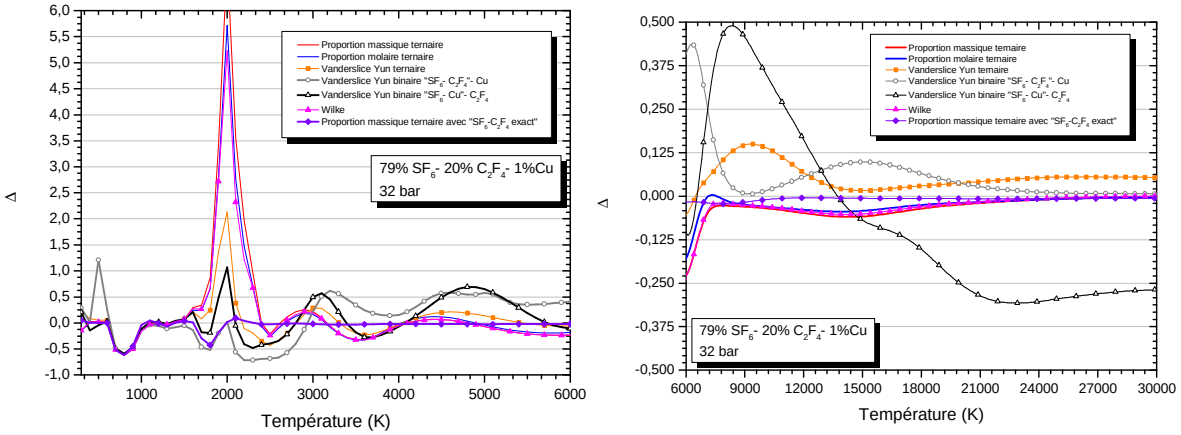


Figure 105 : écart relatif entre les lois de mélange et le calcul exact de la conductivité thermique d'un mélange de 79% SF_6 - 20% C_2F_4 - 1% Cu à 32 bar

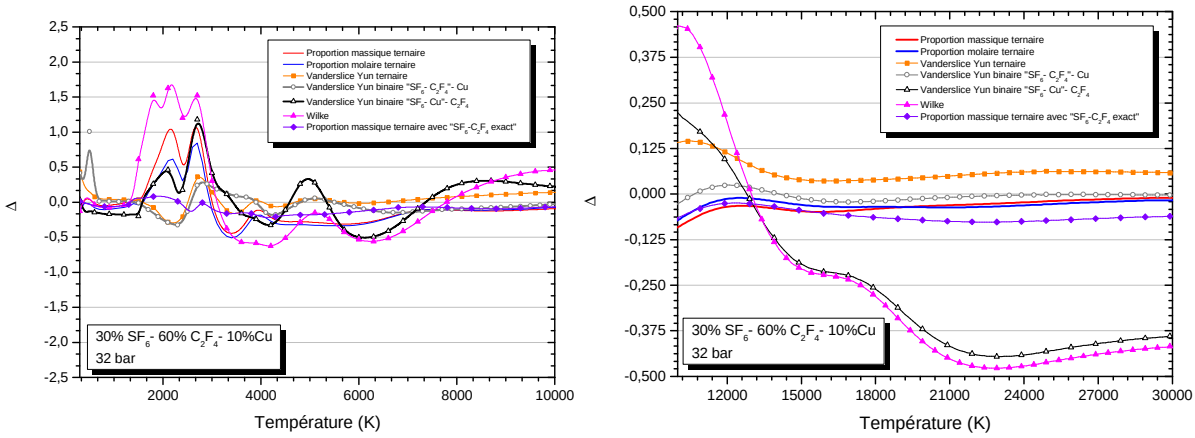


Figure 106 : écart relatif entre les lois de mélange et le calcul exact de la conductivité thermique d'un mélange de 30% SF_6 - 60% C_2F_4 - 10% Cu à 32 bar

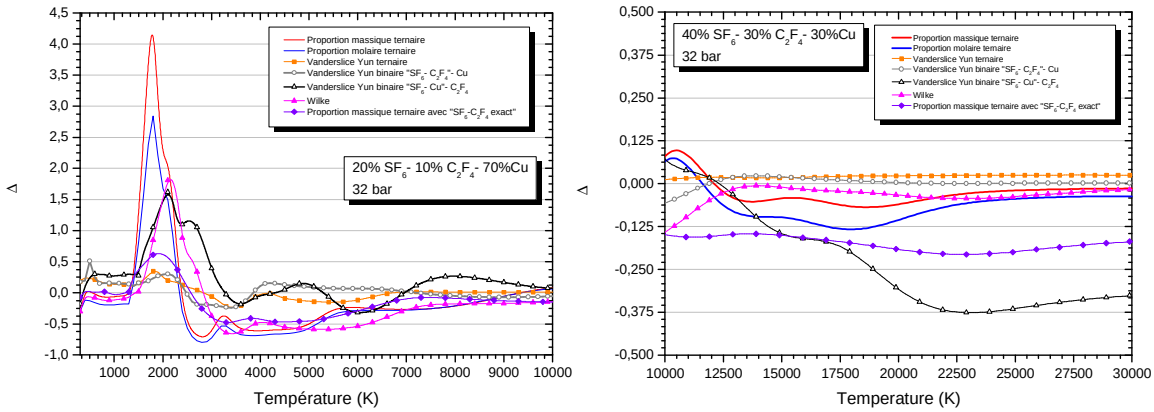


Figure 107 : écart relatif entre les lois de mélange et le calcul exact de la conductivité thermique d'un mélange de 40% SF_6 - 30% C_2F_4 - 30% Cu à 32 bar

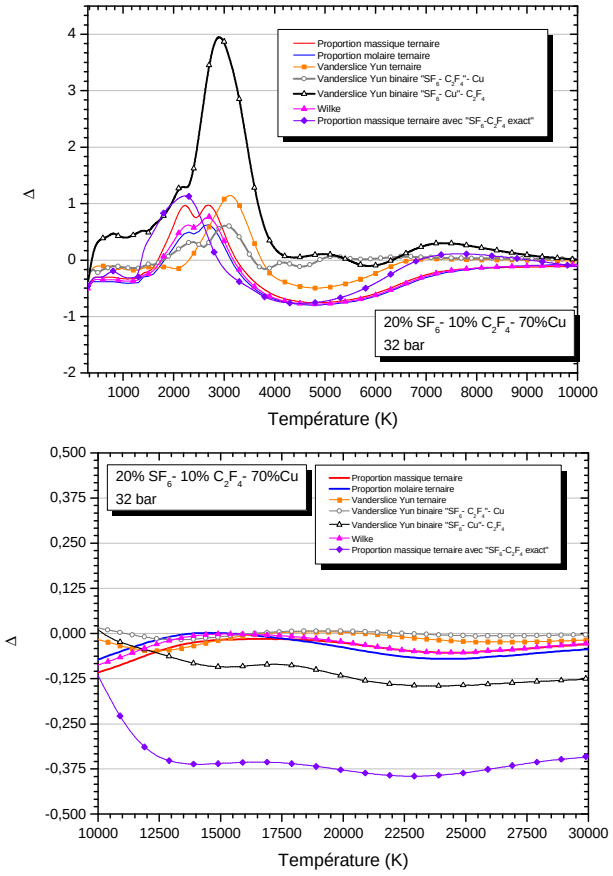


Figure 108 : écart relatif entre les lois de mélange et le calcul exact de la conductivité thermique d'un mélange de 20% SF_6 - 10% C_2F_4 - 70% Cu à 32 bar

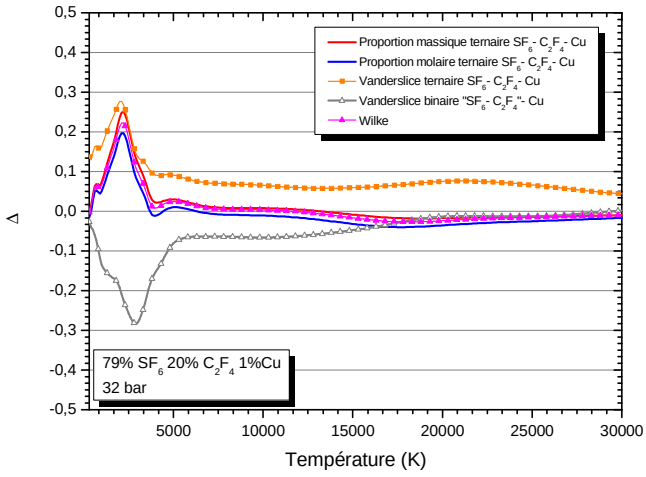


Figure 109 : écart relatif entre les lois de mélange et le calcul exact de la viscosité d'un mélange de 70% SF_6 - 20% C_2F_4 - 1% Cu à 32 bar

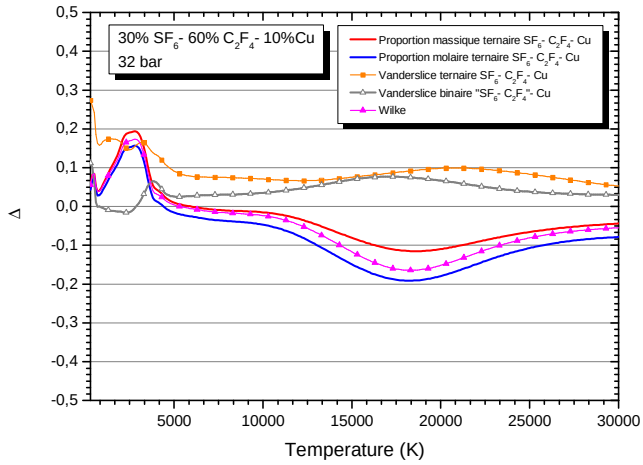


Figure 110 : écart relatif entre les lois de mélange et le calcul exact de la viscosité d'un mélange de 30% SF_6 - 60% C_2F_4 - 10% Cu à 32 bar

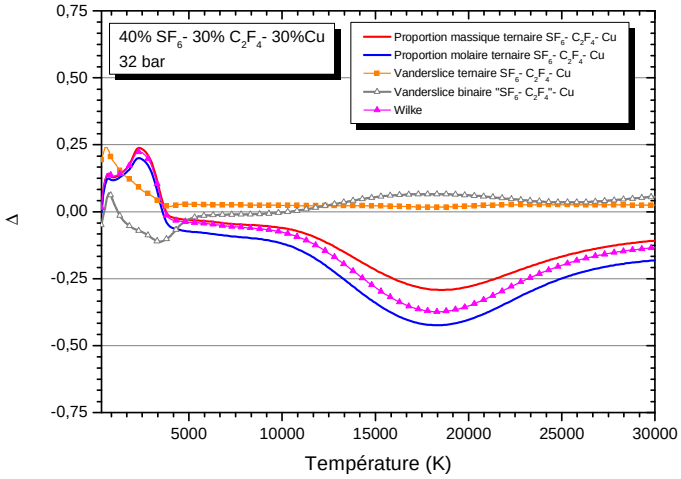


Figure 111 : écart relatif entre les lois de mélange et le calcul exact de la viscosité d'un mélange de 40% SF_6 - 30% C_2F_4 - 30% Cu à 32 bar

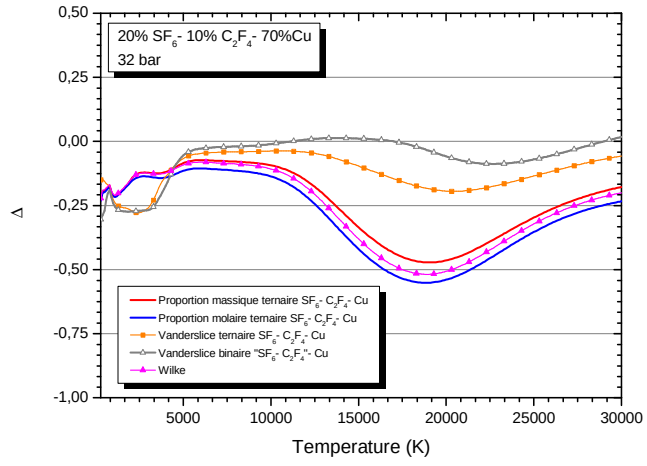


Figure 112 : écart relatif entre les lois de mélange et le calcul exact de la viscosité d'un mélange de 20% SF_6 - 10% C_2F_4 - 70% Cu à 32 bar

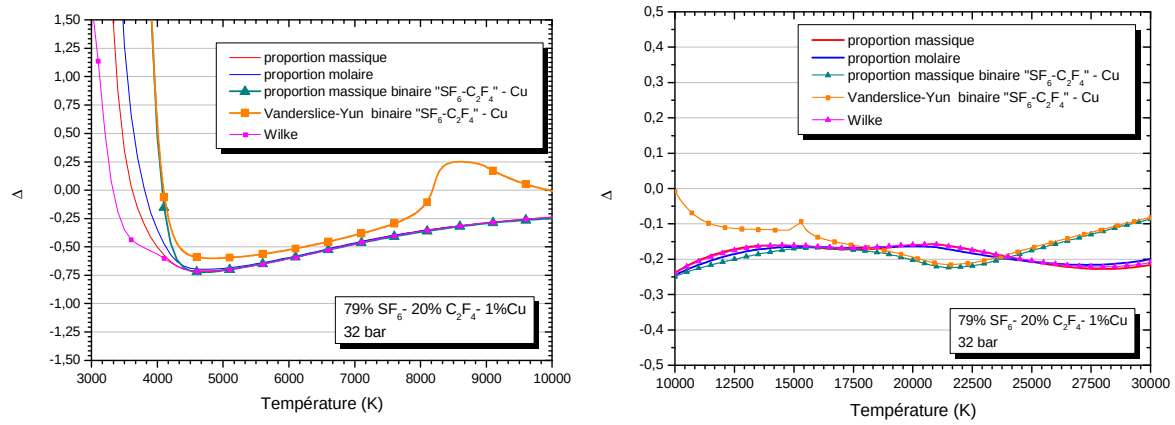


Figure 113 : écart relatif entre les lois de mélange et le calcul exact du Coefficient d'Émission Nette d'un mélange de 79% SF_6 - 20% C_2F_4 - 1% Cu à 32 bar

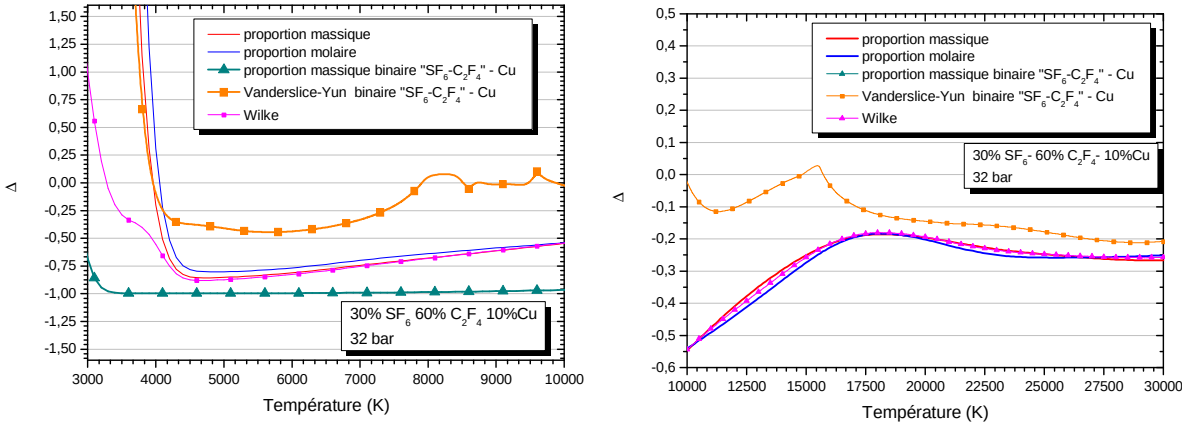


Figure 114 : écart relatif entre les lois de mélange et le calcul exact du Coefficient d'Émission Nette d'un mélange de 30% SF_6 - 60% C_2F_4 - 10% Cu à 32 bar

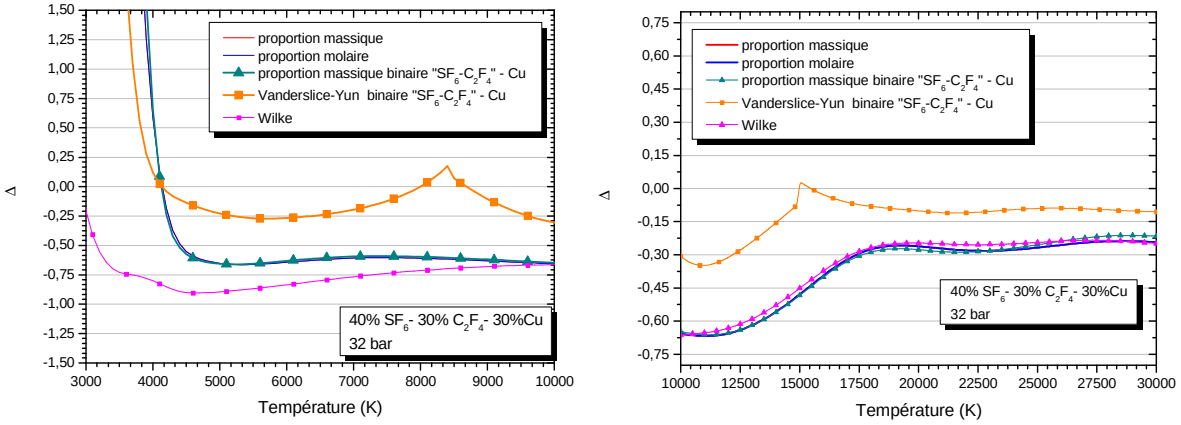


Figure 115 : écart relatif entre les lois de mélange et le calcul exact du Coefficient d'Émission Nette d'un mélange de 40% SF_6 - 30% C_2F_4 - 30% Cu à 32 bar

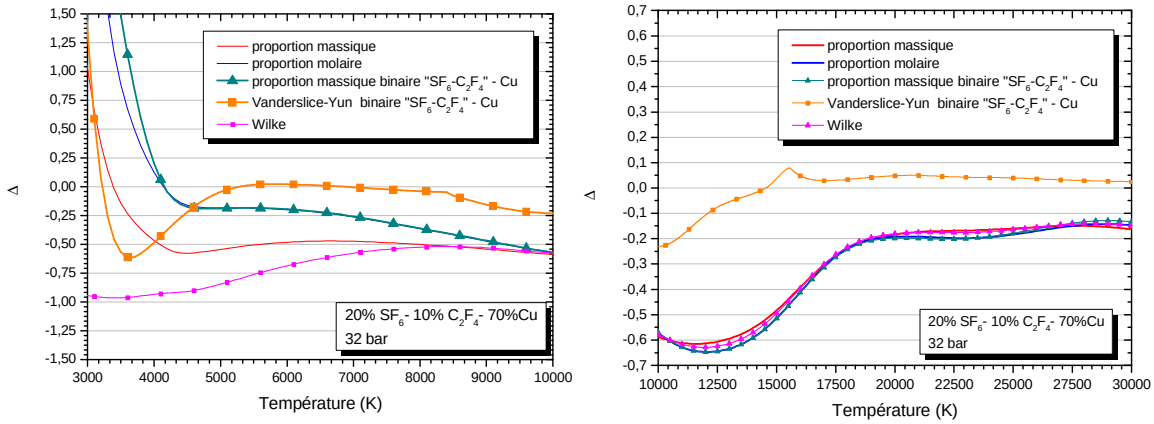


Figure 116 : écart relatif entre les lois de mélange et le calcul exact du Coefficient d'Émission Nette d'un mélange de 20% SF_6 - 10% C_2F_4 - 70% Cu à 32 bar

II. Ecart type entre les lois de mélange et le calcul exact à 32 bar pour un plasma de SF_6-C_2F_4-W

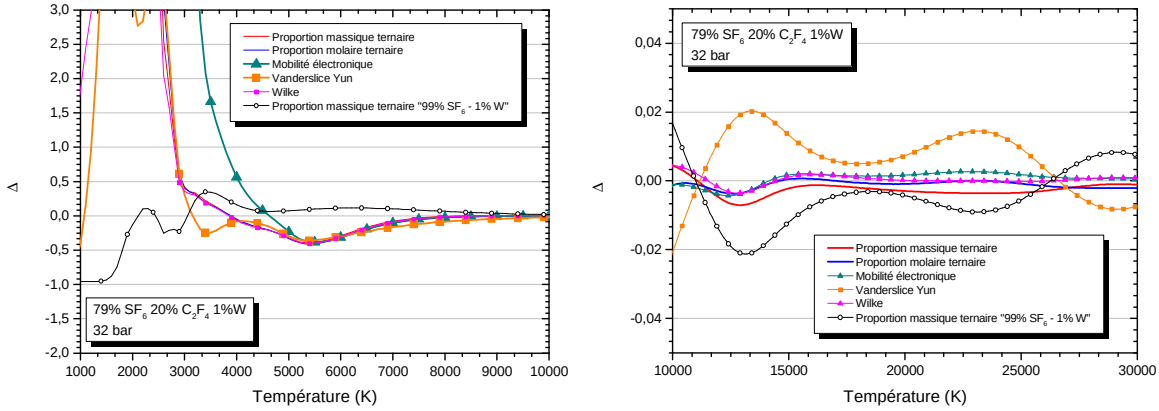


Figure 117 : écart relatif entre les lois de mélange et le calcul exact de la conductivité électrique d'un mélange de 79% SF_6 - 20% C_2F_4 - 1% W à 32 bar

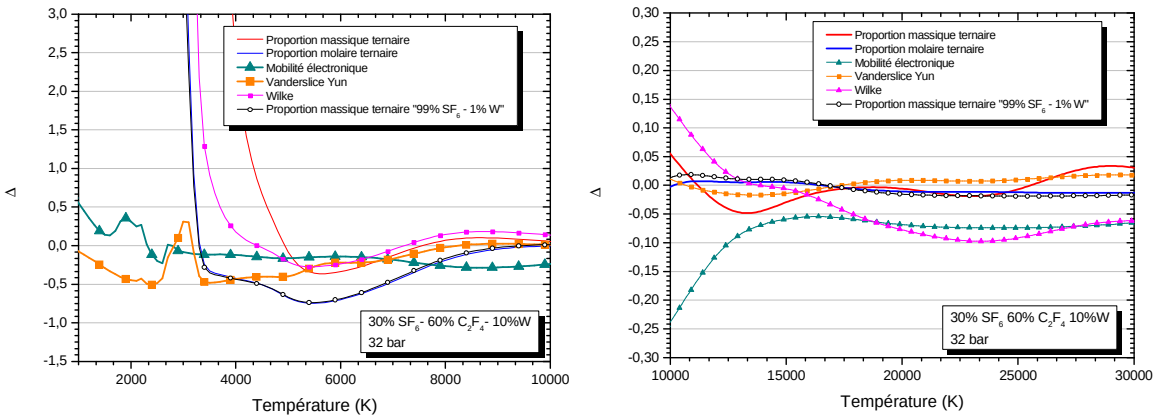


Figure 118: écart relatif entre les lois de mélange et le calcul exact de la conductivité électrique d'un mélange de 30% SF_6 - 60% C_2F_4 - 10% W à 32 bar

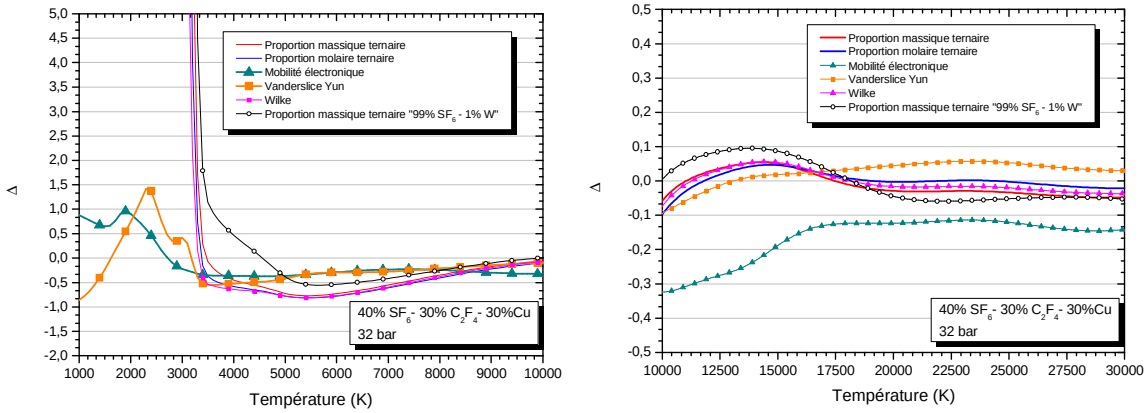


Figure 119 : écart relatif entre les lois de mélange et le calcul exact de la conductivité électrique d'un mélange de 40% SF_6 - 30% C_2F_4 - 30% W à 32 bar

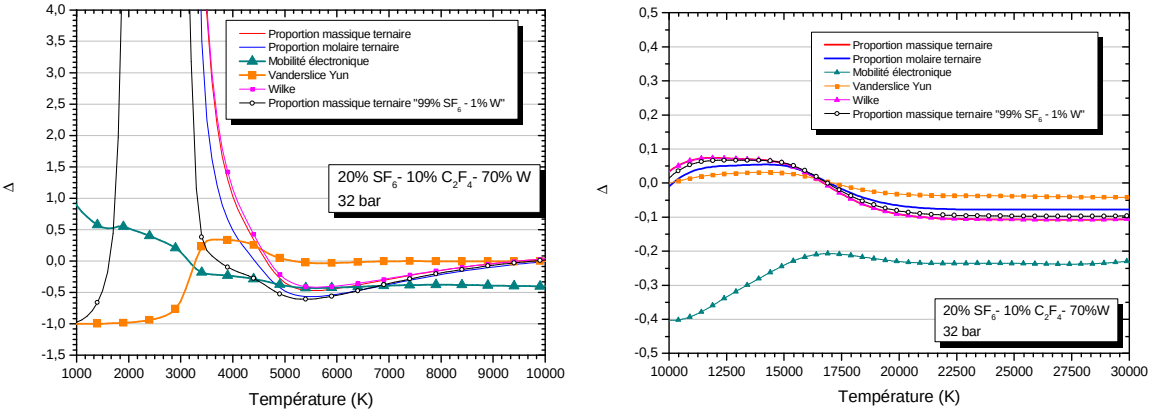


Figure 120: écart relatif entre les lois de mélange et le calcul exact de la conductivité électrique d'un mélange de 20% SF_6 - 10% C_2F_4 - 70% W à 32 bar

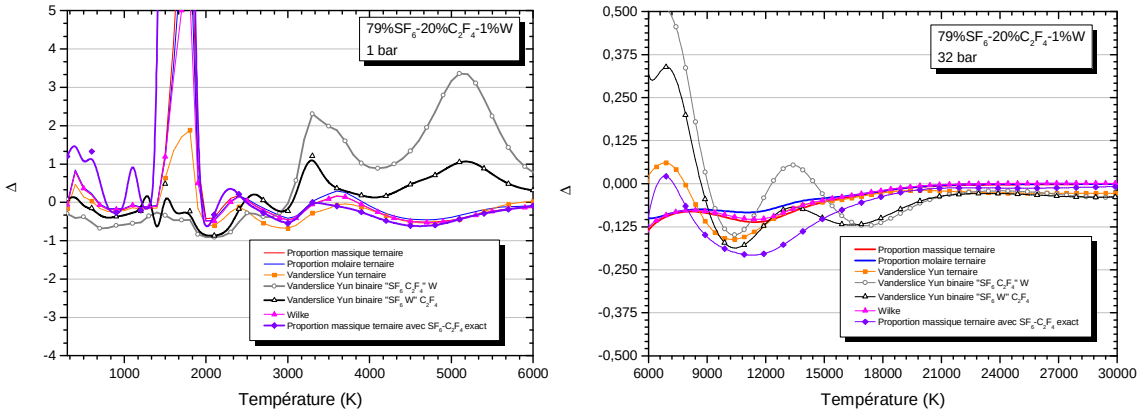


Figure 121 : écart relatif entre les lois de mélange et le calcul exact de la conductivité thermique d'un mélange 79% SF_6 - 20% C_2F_4 - 1% W à 32 bar

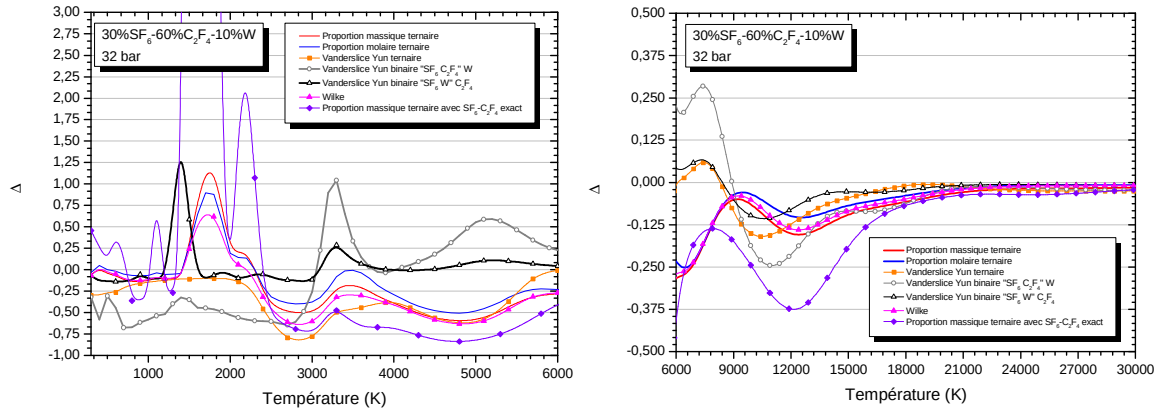


Figure 122 : écart relatif entre les lois de mélange et le calcul exact de la conductivité thermique d'un mélange 30% SF_6 - 60% C_2F_4 - 10% W à 32 bar

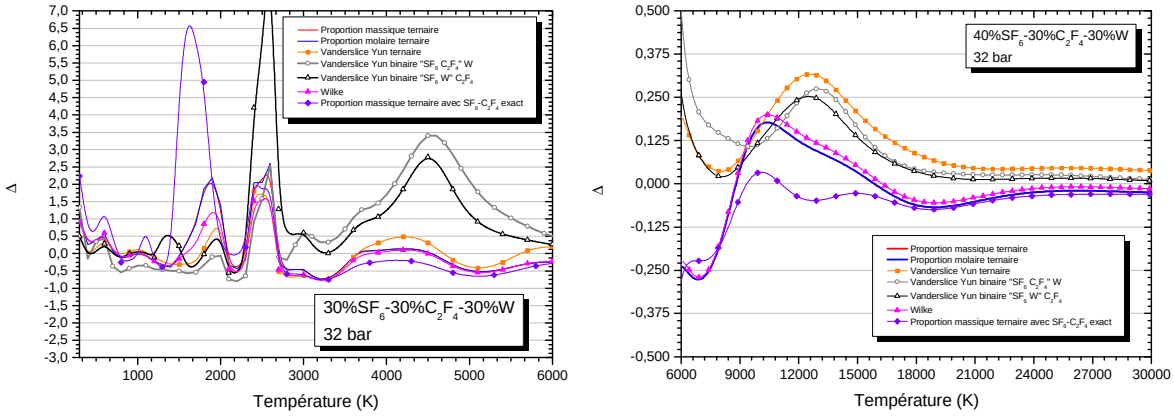


Figure 123 : écart relatif entre les lois de mélange et le calcul exact de la conductivité thermique d'un mélange 40% SF_6 - 30% C_2F_4 - 30% W à 32 bar

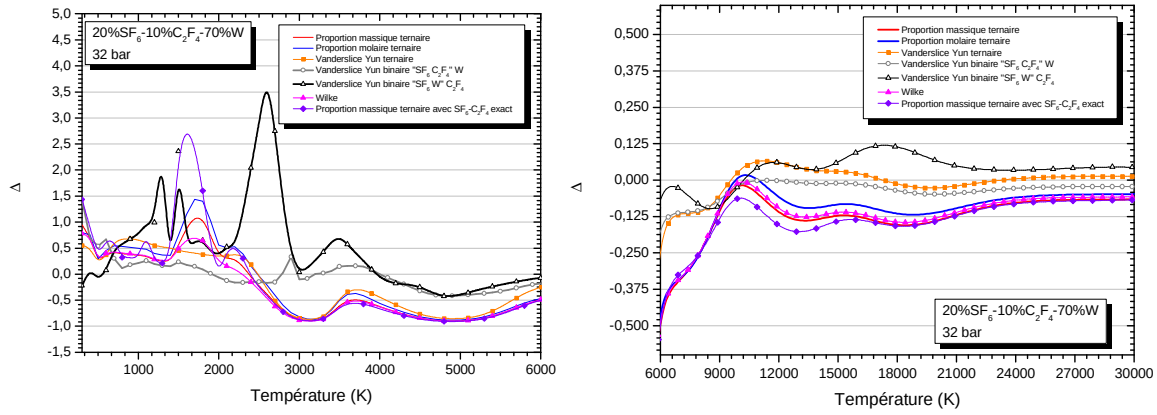


Figure 124 : écart relatif entre les lois de mélange et le calcul exact de la conductivité thermique d'un mélange 20% SF_6 - 10% C_2F_4 - 70% W à 32 bar

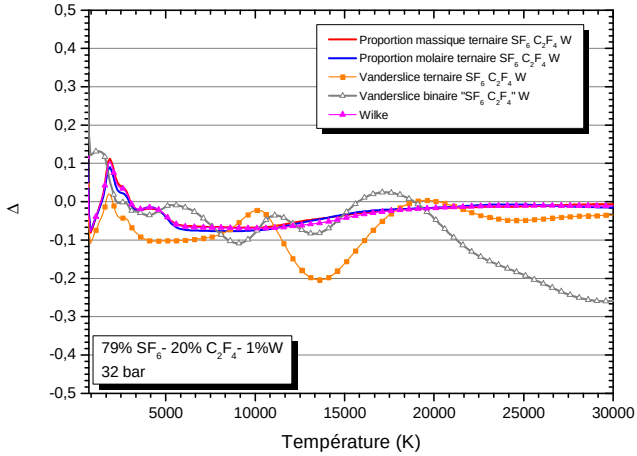


Figure 125 : écart relatif entre les lois de mélange et le calcul exact de la viscosité d'un mélange de 79% SF_6 - 20% C_2F_4 - 1% W à 32 bar

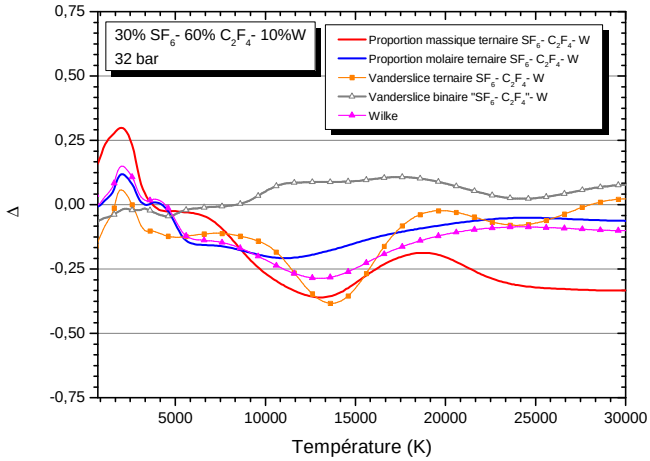


Figure 126 : écart relatif entre les lois de mélange et le calcul exact de la viscosité d'un mélange de 30% SF_6 - 60% C_2F_4 - 10% W à 32 bar

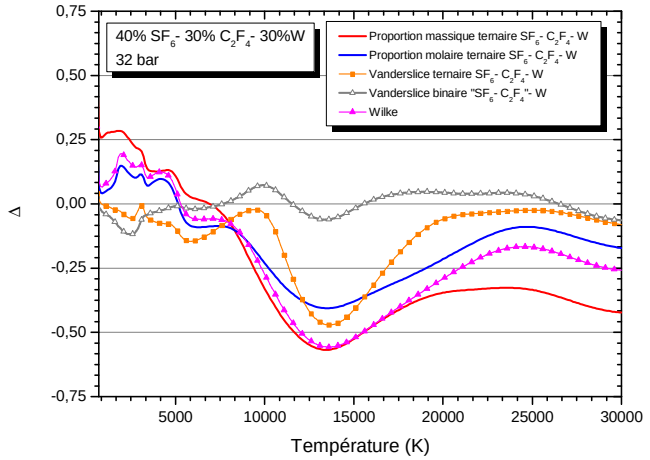


Figure 127 : écart relatif entre les lois de mélange et le calcul exact de la viscosité d'un mélange de 40% SF_6 - 30% C_2F_4 - 30% W à 32 bar

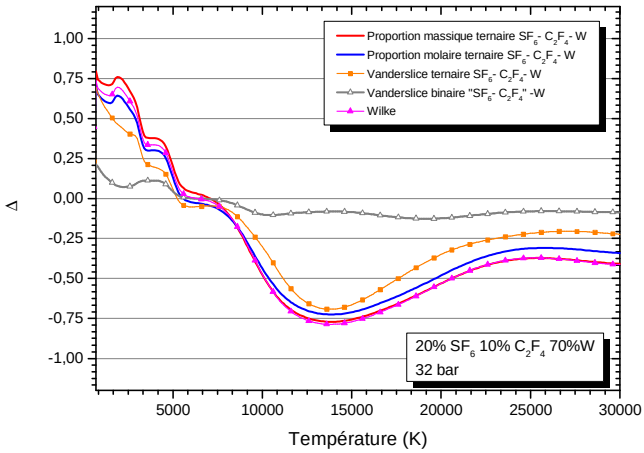


Figure 128: écart relatif entre les lois de mélange et le calcul exact de la viscosité d'un mélange de 20% SF_6 - 10% C_2F_4 - 70% W à 32 bar

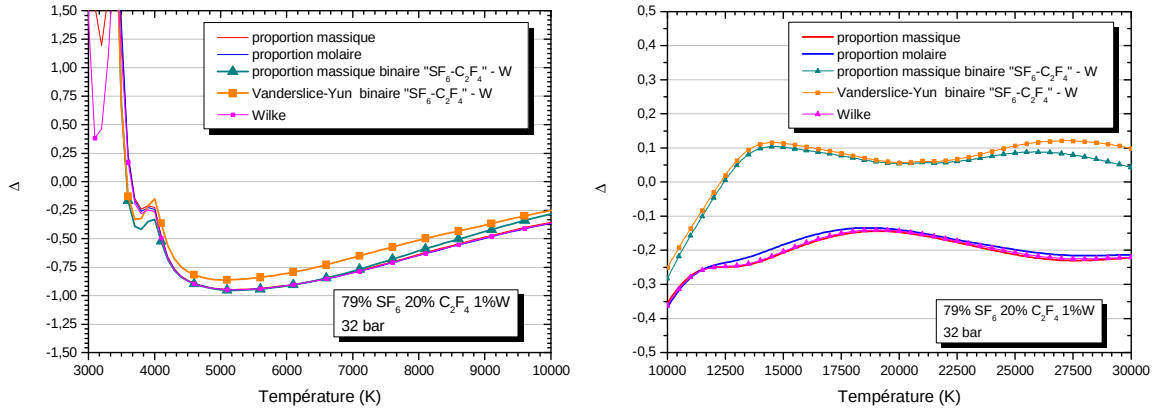


Figure 129 : écart relatif entre les lois de mélange et le calcul exact du CEN d'un mélange de 79% SF_6 - 20% C_2F_4 - 1% W à 32 bar

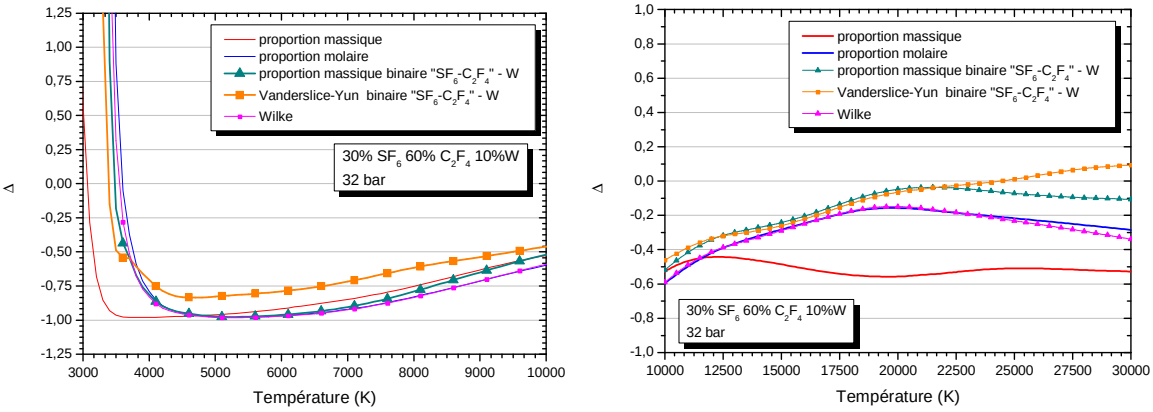


Figure 130 : écart relatif entre les lois de mélange et le calcul exact du CEN d'un mélange de 30% SF_6 - 60% C_2F_4 - 10% W à 32 bar

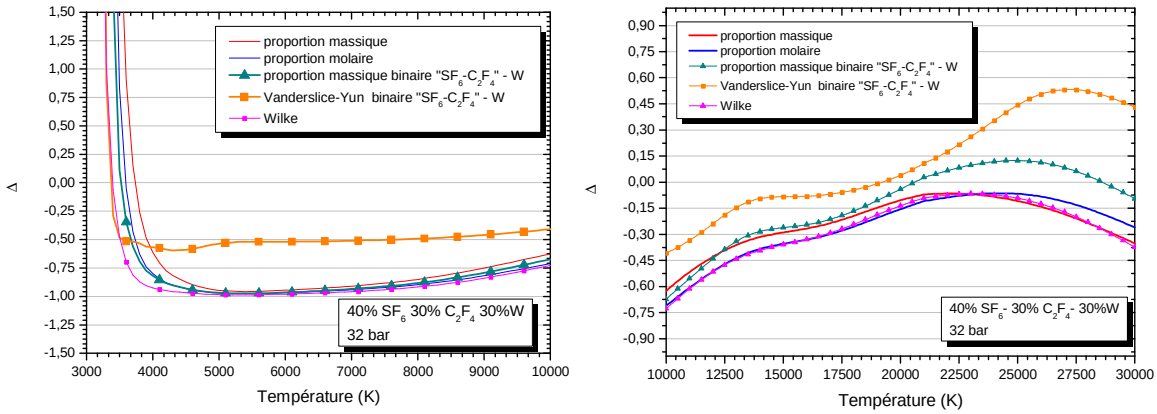


Figure 131 : écart relatif entre les lois de mélange et le calcul exact du CEN d'un mélange de 40% SF_6 - 30% C_2F_4 - 30% W à 32 bar

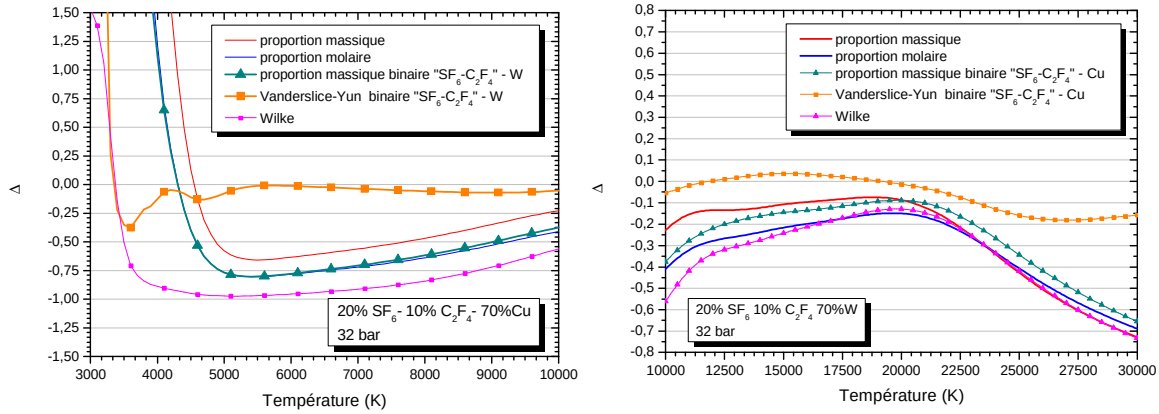


Figure 132 : écart relatif entre les lois de mélange et le calcul exact du CEN d'un mélange de 20% SF_6 - 10% C_2F_4 - 70% W à 32 bar

AUTEUR : Loïc HERMETTE

TITRE : Études de l'impact des vapeurs métalliques et organiques sur les propriétés radiatives d'un arc de disjoncteur haute-tension

DIRECTEURS DE THESE : Yann CRESSAULT

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

Résumé

Les disjoncteurs haute-tension sont des dispositifs permettant d'établir, supporter et couper le courant, dans le but de protéger les installations du réseau électrique. L'efficacité de la coupure du courant s'obtient par l'ouverture des contacts du disjoncteur et par la création d'un arc électrique entre ces derniers afin de dissiper l'énergie stockée par le réseau électrique. Le plasma ainsi créé est partiellement constitué de vapeurs métalliques et organiques respectivement issues de l'érosion des contacts (Cu ou W dans notre cas) et de l'ablation des parois (PTFE). Une fois l'arc établi, un gaz froid (généralement du SF_6) vient souffler l'arc pour le refroidir et faciliter son extinction. Durant ce processus de refroidissement, le plasma vient éroder des parois (buses à base de téflon, monomère de base C_2F_4) dont la géométrie augmente l'efficacité du soufflage. Nous sommes alors en présence d'un plasma thermique SF_6-C_2F_4-Cu (ou SF_6-C_2F_4-W) caractérisé par sa composition, sa température et sa pression. Pour caractériser ces transferts d'énergie dans le milieu ou de l'arc vers les matériaux (effets thermiques plutôt que chimiques), nous avons alors recours à la modélisation afin de réduire les essais expérimentaux qui s'avèrent très coûteux. Pour mieux maîtriser ces échanges et optimiser ces dispositifs, il est donc primordial de bien connaître les propriétés chimiques, radiatives, thermodynamiques et de transport du gaz qui varient rapidement avec la pression, la température et la nature (composition) du milieu. Cette thèse porte sur l'étude des propriétés radiatives et des propriétés transport d'un plasma de SF_6 contaminé par des vapeurs organiques (PTFE C_2F_4) et métalliques (Cu ou W), dans le but d'améliorer les modèles numériques par la prise en considération de ces vapeurs dans le milieu. Actuellement, l'implémentation de telles données (pour des mélanges ternaires) dans les modèles s'avère très difficile et conduit à des temps de calcul extrêmement long. Afin de réduire ces temps de calcul nous avons réalisé une étude sur les lois de mélange, dans le but de reconstituer les propriétés radiatives et de transport pour tout type de mélanges ternaires SF_6-C_2F_4-Cu et SF_6-C_2F_4-W.