

NOUVELLE MÉTHODE POUR RESOUDRE LE PROBLÈME DU TRANSFERT RADIATIF DANS UN PLASMA THERMIQUE

Bachir LIANI et Rafik BENALLAL

*Laboratoire de Physique Théorique, Faculté des Science, Université Aboubekr Belkaïd – Tlemcen,
Tlemcen, Algérie*

E-mail: b_liani2000@yahoo.fr

RÉSUMÉ : l'objet de ce travail est l'évaluation de la puissance perdue sous forme de rayonnement, par un plasma thermique. C'est une nouvelle méthode qui est appliquée : elle consiste à prendre en compte des chevauchements de raies. Cette étude a été réalisée dans le cas d'un plasma thermique formé du mélange CH₄-Ar pour des températures allant de 5000 K et 30000 K et des pressions qui peuvent atteindre 10 atmosphères. Dans ce modèle, le plasma est supposé en équilibre thermodynamique, de symétrie cylindrique et isotherme.

Le calcul du rayonnement se fait en trois étapes qui sont : 1- le calcul de la composition chimique du plasma, 2- la détermination du coefficient d'absorption spectral et la construction du spectre, qui résulte de la contribution de plusieurs processus radiatifs, en tenant compte des phénomènes d'élargissement des raies et 3- l'intégration du coefficient d'absorption et le calcul du coefficient d'émission nette.

Les résultats obtenus montrent que 90% du rayonnement émis par le plasma est absorbé lors de sa traversée du premier millimètre et que le chevauchement des raies conduit à une baisse du coefficient d'émission nette.

MOTS-CLÉS : plasma thermique, composition chimique, transfert radiatif, chevauchement des raies, coefficient d'émission nette

1. Introduction

Les procédés industriels utilisant la technologie des plasmas thermiques produits par les torches à plasma et les arcs électriques sont de plus en plus nombreux. Multiples applications de cette technologie sont possibles dans la sidérurgie et le vaste domaine des sciences des matériaux. L'aéronautique et le traitement des déchets et des polluants, Le développement de ces procédés et leur mise au point demande des essais pratiques coûteux et longs. Sur un plan expérimental, les recherches conduisent à l'étude et la mise en œuvre de solutions technologiques adaptées faisant appel à des plasmas thermiques et non thermiques et à des méthodes et outils de diagnostic avancés.

Sur un plan théorique, ces recherches s'appuient sur le développement de connaissances génériques dans les domaines suivants :

- 1- Transferts de masse et de chaleur en milieu plasma.
- 2- Interaction plasma-particules (influence des particules sur les transferts radiatifs).
- 3- Thermodynamique et cinétique chimique des mélanges plasma.

Le mélange gazeux Ar-CH₄, contenant ou non de l'hydrogène (H₂) a été étudié pour la synthèse de films de carbone amorphe hydrogéné (Hydrogenated Diamond-Like Carbon, HDLC) et de diamant nanocristallin (Nano-Crystalline Diamond, NCD), respectivement par des fréquences radio (RF) plasmas micro-ondes. Et aussi dans la production des nanotubes de carbone.

Le calcul du rayonnement émis par les plasmas thermique se complique sérieusement à cause des gradients de températures, des densités des espèces et de sa distribution complexe. En effet plusieurs raies se superposent à un fond continu lui-même issu de plusieurs processus. Ce rayonnement dépend de la fréquence du spectre, de la température et la géométrie du milieu. Donc en toute Rigueur, il faut traiter le rayonnement sur tout le spectre de l'infrarouge à l'ultraviolet avec un petit pas en longueur.

Jusqu'à ces dernières années, le traitement numérique du transfert radiatif s'est effectué au moyen d'hypothèses simplificatrices dont la validation n'a pas toujours été justifiée. Ainsi on peut classer les différentes méthodes de calcul approché, en deux grandes catégories.

Dans la première catégorie, la dépendance spectrale du rayonnement a été considérablement simplifiée en divisant l'intervalle spectral en plusieurs bandes spectrales, sur chacune d'elle, un coefficient d'absorption moyen a été introduit [1]. Cette approximation conduit à de graves erreurs dans le milieu où la contribution des raies est importante [2].

Dans la seconde catégorie, la géométrie du milieu a été simplifiée, les gradients de température négligés et la divergence du flux radiatif est calculée sur l'axe d'un cylindre isotherme. Dans ce modèle, on néglige les phénomènes de chevauchement des raies, ce qui permet d'utiliser des facteurs de fuite dans le coefficient d'émission nette des raies [3].

Dans ce travail, nous nous proposons de calculer le rayonnement émis par le plasma, en tenant compte du chevauchement des raies. Cette approche est moins restrictive quoique plus coûteuse en temps de calcul. Nous avons donc construit le spectre réel du rayonnement émis par le plasma tout en supposant que le plasma cylindrique et isotherme.

2. Méthode de Calcul

Le calcul du rayonnement qui s'échappe d'un plasma nécessite la connaissance de la composition chimique du plasma. En effet lorsque le plasma atteint un état d'équilibre thermodynamique local, les densités des espèces présente dans ce milieu ne varient plus dans le temps, elles sont liées par certaines lois d'équilibre.

2.1. Détermination de la composition chimique du plasma

Le plasma étant en équilibre thermodynamique local (E.T.L.), il obéit à plusieurs lois d'équilibre qui sont :

- Loi de Boltzmann, qui caractérise l'équilibre d'excitation.
- Loi de Saha qui exprime l'équilibre d'ionisation
- Loi de Guldberg Waage qui traduit l'équilibre de dissociation

La résolution d'un système d'équations découlant des lois d'équilibre et certaines lois annexes (loi de Dalton, loi de neutralité électrique et celle de conservation de la matière) conduit à la détermination des densités des différentes espèces qui sont : les électrons, les neutres C, H et Ar, les ions positifs C^+ , C^{++} , Ar^+ Ar^{++} et H^+ (les espèces moléculaire sont supposées négligeables à partir de 5000 K). La résolution numérique est assurée par une procédure de Newton Raphson.

2.2. Résolution de l'équation du transfert radiatif

Le rayonnement total émis par un plasma résulte de la superposition de plusieurs contributions : un spectre de raies (de coefficient d'absorption $K_0 P(\nu)$) et un fond continu (de

coefficient d'absorption K_c), lui-même issu de plusieurs processus (recombinaison radiative, attachement radiatif et rayonnement de freinage). Le coefficient d'absorption total vaut :

$$K_\nu = K_c + K_0 P(\nu) = K_c^{rec} + K_c^{att} + K_c^{rf} + K_0 P \quad (1)$$

Le plasma qui nous intéresse est en E.T.L. Dans ces conditions le flux de rayonnement n'est pas celui du corps noir, une grande partie du rayonnement émis s'échappe du milieu sans être absorbée. La loi de Planck n'est plus applicable elle est remplacée par celle de Kirchhoff:

$$\varepsilon_\nu = k'_\nu B_\nu \quad (2)$$

Pour calculer le rayonnement qui s'échappe du plasma, nous devons résoudre l'équation de transfert radiatif qui s'écrit sous la forme [4] :

$$\varepsilon_{N\nu} = K'_\nu (B_\nu - J_\nu) \quad (3)$$

avec

$$J_\nu = B_\nu (1 - G_1(K'_\nu R)) \quad (4)$$

et

$$G_1(K'_\nu R) = \int_0^{\pi/2} \sin \theta \exp\left(-\frac{K'_\nu R}{\sin \theta}\right) d\theta \quad (5)$$

k'_ν : le coefficient d'absorption corrigé de l'émission induite ;

$$K'_\nu = K_\nu \left(1 - \exp\left(-\frac{h\nu}{KT}\right)\right) \quad (6)$$

B_ν : la densité de rayonnement du corps noir ;

J_ν : l'intensité moyenne de rayonnement ;

ε_ν : l'émission spontanée monochromatique par unité de volume, d'angle solide et de temps, appelée aussi fonction source ou coefficient d'émission spectral.

Dans le cas d'un plasma supposé isotherme et d'une géométrie cylindrique simplifiée, il est possible d'écrire dans un milieu isotrope le coefficient d'émission nette sous la forme:

$$\varepsilon_{N\nu} = K'_\nu B_\nu G_1(K'_\nu R) \quad (7)$$

G_1 c'est une fonction qui tient compte de la géométrie cylindrique du plasma et R étant son rayon (ou l'épaisseur du milieu).

Libermann et Lowke [5] ont montré que l'on pouvait assimiler le cylindre isotherme à une sphère isotherme, dans ces conditions on a :

$$G_1(K'_\nu R) = \exp(-K'_\nu R) \quad (8)$$

d'où

$$\varepsilon_N = \int_0^\infty K'_\nu B_\nu \exp(-K'_\nu R) d\nu \quad (9)$$

L'équation (9) sous sa forme développée s'écrit :

$$\varepsilon_N(T) = \int_0^{\infty} B(\nu, T) [K_c + K_0 P(\nu)] \left(1 - \exp\left(-\frac{h\nu}{KT}\right) \right) \exp\left[-(K_c + K_0 P)\left(1 - \exp\left(-\frac{h\nu}{KT}\right) R\right)\right] d\nu \quad (10)$$

K_c : coefficient d'absorption du continuum ;

K_0 : coefficient d'absorption sommé sur tout le profil de la raie.

$P(\nu)$: profil de la raie, il dépend des phénomènes d'élargissements. Le profil global de la raie est celui de Voigt [6,7].

3. Résultats et discussion

Ce calcul a été effectué dans le cas du plasma isotherme de géométrie cylindrique, en tenant compte des chevauchements des. Cette approximation est valable dans la région centrale de l'arc, où les variations de température sont faibles. Le spectre d'absorption s'étend de 32 à 4500 nm, sur la figure 1-a, on trace le coefficient d'absorption du continuum de CH₄ pur pour plusieurs valeurs de la température, ce coefficient est proportionnel à la température. Les pics qui apparaissent sur les courbes de cette figure correspondent aux ionisations des espèces C et C⁺. Ce continuum se superpose au spectre de raies qui risquent de se chevaucher (figure 1-b)

L'intégrale (10) a été calculée, en appliquant la méthode de Simpson, avec un découpage spectral de 10⁻³ nm (4.468 10⁶ point). Ce qui nous a permis d'évaluer le coefficient d'émission nette ε_N (puissance par unité de volume et d'angle solide), en utilisant le langage Fortran. Bien sur le temps de calcul été assez long vue le nombre de raies traitées (voir tableau 1)

Tableau 1 : nombre de raies traitées

espèce	Raies considéré	Raies où $k_\nu > 10^{-6}$ cm-1	Raies où niveau bas >4
Ar	3516	3516	180
Ar ⁺	6897	5969	399
Ar ⁺⁺	998	169	152
C	5323	5302	371
C ⁺	532	527	116
C ⁺⁺	87	86	28
H ⁺	8	8	8
total	17361	15577	1254

Sur la figure 2, nous traçons le coefficient d'émission nette, en fonction de la température, pour différentes valeurs du rayon du plasma (0, 1 mm, 5 mm et 10 mm), on constate que 90% du rayonnement émis par le plasma est absorbé lors de sa traversée du premier millimètre.

Nous avons montré dans un autre travail [8] que cette partie du rayonnement absorbé correspond à la contribution des raies de résonance dont la longueur d'onde est inférieure à 200 nm.

Les contributions dans le rayonnement, des différents éléments (carbone, hydrogène et argon) présents dans un mélange contenant 50 % d'argon, sont présentées sur les figures (3 a- R=0 et b- R=1mm). Ces figures montrent que dans le cas d'un plasma optiquement mince, le carbone est beaucoup émissif à basse température (T<10000 K) et aussi à haute température (T>22000 K), entre ces deux températures la contribution de l'atome d'hydrogène est importante. L'émissivité de l'argon devient comparable à celle du carbone qu'à partir des hautes températures.

Pour mettre en évidence l'effet du chevauchement, nous avons fait la comparaison (figure 4) de nos résultats avec ceux de "Essoltani", calculés sans chevauchement des raies. Pour $R=0$, il y a un très bon accord avec les deux calculs, puisque le plasma est supposé optiquement mince. Lorsqu'on tient compte de l'absorption ($R=1$ mm), le recouvrement des profils des raies voisines conduit à une augmentation du coefficient d'absorption spectral et donc d'une forte absorption. C'est pour cette raison que nos résultats sont plus faibles que ceux de "Essoltani" [9]

4. Conclusion et perspective

Nous venons de calculer le rayonnement émis par un plasma d'arc électrique formé de mélange CH₄-Ar, en tenant des chevauchements des raies, nous avons montré que le recouvrement des profils des raies voisines conduit à une augmentation du coefficient d'absorption spectral et donc à une diminution du coefficient d'émission nette. Les résultats obtenus sont forcément proches de la réalité.

On doit également tenir compte des gradients des températures et résoudre l'équation de transfert radiatif dans le cas d'un profil non isotherme où la température est fonction de la distance radiale.

5. Références

- [1] Sampson D.H.; *Journal of Fluid Mechanics* **25**, 638-638 (1966)
- [2] Hermann W. et Schade E. ; *J.Q.S.R.T.* **12**, 1257-1263 (1972)
- [3] Lee H. E. and Gram L.E. ; *J.Phys D.* **18**, 156-168 (1985)
- [4] Lowke J.J.; *J. Appl. Phys.*, **41**, 2588-2596 (1970)
- [5] Libermann R. W. and Lowke J.J. ; *J.Q.S.R.T.*, **16**, 253-264 (1976)
- [6] B Liani B, Rahmouni M, A H Belbachir A. H, Riad H. and Gleizes A ; *J.Phys D.*, **30**, 2964-2972 (1997)
- [7] H. GREEN ; spectral line broadening by plasma; Academic Press, New-York, London (1974)
- [8] Liani B., Benallal R. and Lemerini M.; *Plasm.Sci.Tech.*, **12**, 218-223 (2010)
- [9] Essoltani, A., Proulx, P., Boulos, M.I., Gleizes, A. ; *Plasm.Chem and Plasm.Process* ; **14** 437-450 (1994)

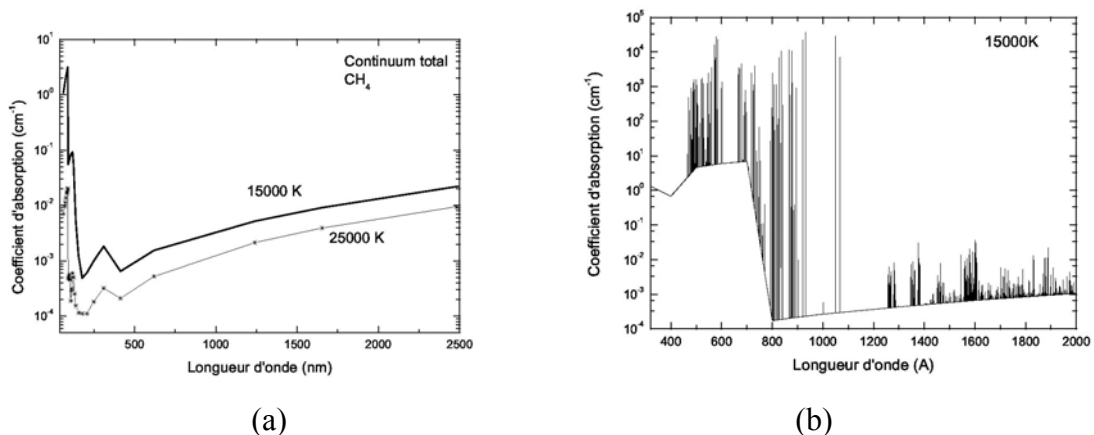


Figure 1 : coefficient d'absorption de CH₄ pur en fonction de la longueur d'onde

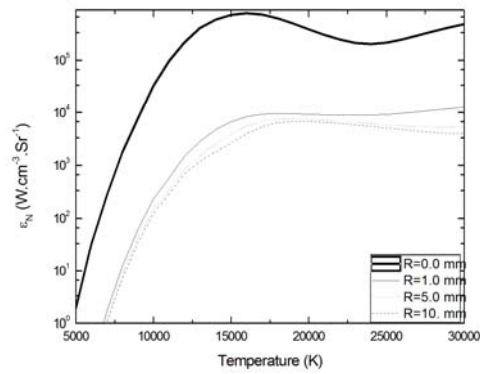


Figure 2 : coefficient d'émission nette de CH₄ pur en fonction de T, pour plusieurs valeurs de R

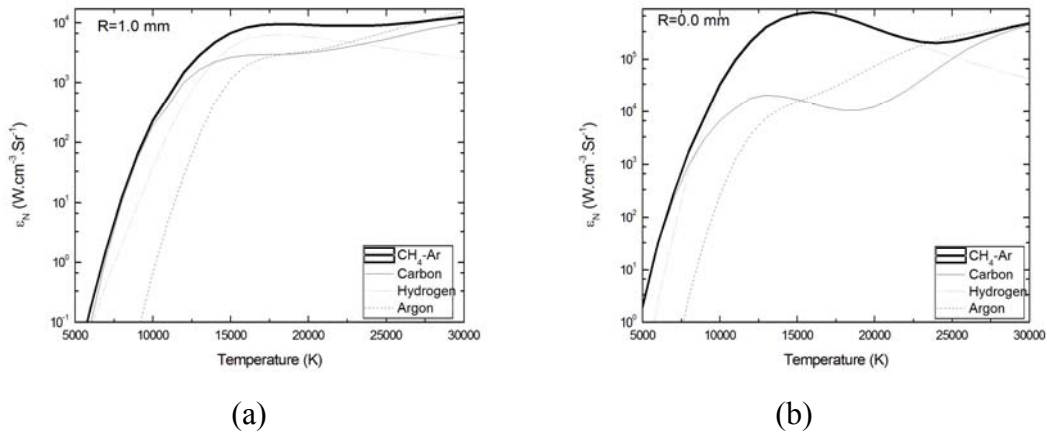


Figure 3 : contribution des différents éléments a- R=0 ; b- R=1 mm

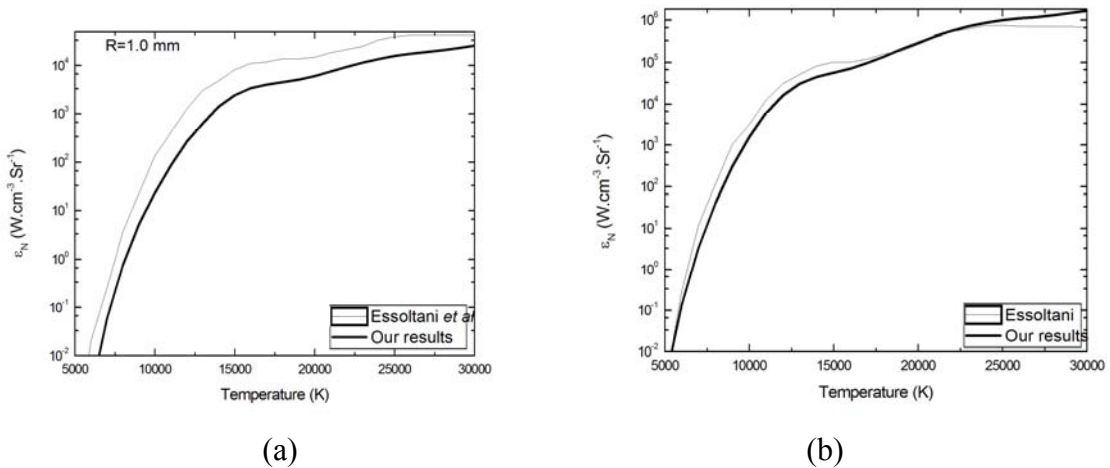


Figure 4 : comparaison avec un autre résultat (sans chevauchement) a- R=0 ; b- R=1 mm