

Chapitre V

CALCUL DU COEFFICIENT D'EMISSION NETTE (CEN)

V-1 Hypothèses de calcul

Le calcul de la puissance radiative, c'est à dire l'énergie transportée par le rayonnement dans un plasma, se fait à travers la résolution de l'équation de transfert radiatif donnée dans le chapitre précédent (équation III-12). Les grandeurs intervenant dans cette équation présentent une dépendance d'une part envers les variables spectrales (la complexité de la répartition spectrale du rayonnement) et spatiale (géométrie du plasma) et d'autre part envers la température, la pression et la nature du plasma. La résolution de cette équation s'avère par conséquent difficile et nous amène à faire quelques approximations :

- Plasma isobare et à l'équilibre thermodynamique local
- Milieu isotherme
- Calcul du transfert radiatif dans le cas d'une sphère isotherme dont les résultats sont assimilables d'après Libermann et Lowke [29] à ceux d'un cylindre isotherme
- Le chevauchement de raies est supposé négligeable. Chaque raie peut être traitée séparément en tenant compte du phénomène d'auto absorption par l'introduction du facteur de fuite dans le calcul de l'émission nette des raies.

Ainsi d'après ces hypothèses de calcul, on constate que la méthode du coefficient d'émission nette conserve la dépendance spectrale mais simplifie la dépendance du plasma envers les variables d'espace.

V-1-2 Méthode de calcul

L'émission nette représente la différence entre la puissance rayonnée localement par unité de volume et par unité d'angle solide et celle absorbée durant la traversée du plasma de rayon R_p possédant une géométrie sphérique. Les bases de calcul ont été détaillées par Gleizes et al [30], et le coefficient d'émission nette

obtenu par la superposition des coefficients d'émission des raies et du continuum est donné par la formule suivante :

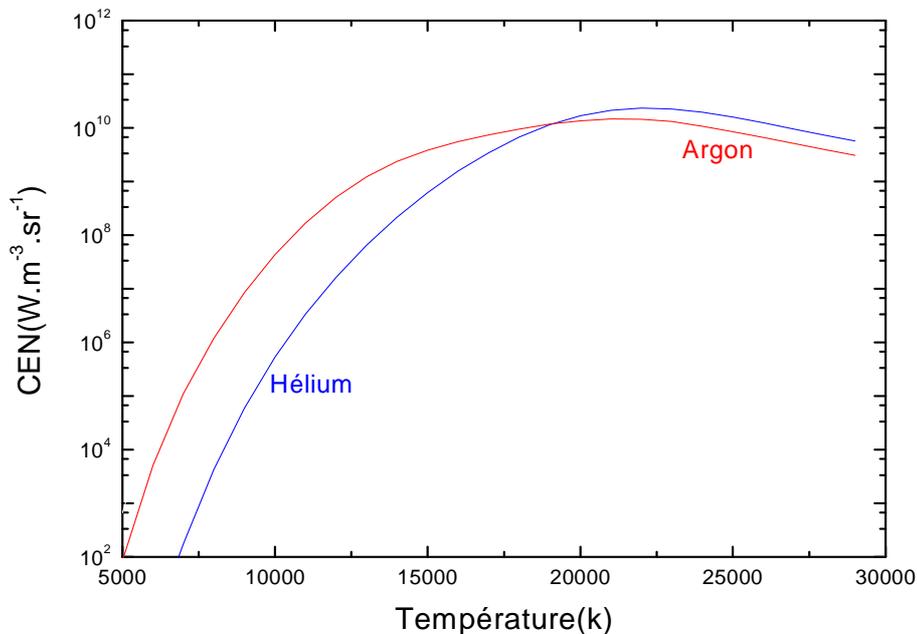
$$\varepsilon_N(T, R_p) = \int_0^{\infty} L_{\lambda}^0(T) \cdot K'_{\lambda}(T) \exp(-K'_{\lambda}(T)R_p) d\lambda \quad (\text{V-1})$$

où λ est la longueur d'onde, $L_{\lambda}^0(T)$ la fonction de Planck et $K'_{\lambda}(T)$ le coefficient total d'absorptions monochromatiques corrigées des effets de l'émission induite.

V-1-3 Emission nette du continuum

Le coefficient d'émission nette du continuum est obtenu par intégration du produit du coefficient d'absorption du continuum (atomique) corrigé de l'émission induite $K'_{c,\lambda}(T)$ par la fonction du Planck sur tout le domaine spectral (de l'infrarouge à l'ultraviolet lointain). Pour un rayon du plasma fixé, il est obtenu à partir de l'expression suivante :

$$\varepsilon_N^{con}(T, R_p) = \int_0^{\infty} L_{\lambda}^0(T) \cdot K'_{c,\lambda}(T) \exp(-K'_{c,\lambda}(T)R_p) d\lambda \quad (\text{V-2})$$



V.1- Coefficient d'émission du continuum d'un plasma optiquement mince
d'un mélange 50% Ar – 50% He à la pression atmosphérique

La figure V.1 présente le Coefficient d'émission du continuum d'un plasma optiquement mince d'un mélange 50% Ar – 50% He à la pression atmosphérique nous remarquons que :

- pour des températures $T < 19000 K$ l'espèce qui contribue le plus au rayonnement est l'argon.
- Lorsque $T > 19000 K$ l'espèce hélium est l'espèce qui rayonne le plus. Effectivement, les densités des ions He^+ et He^{++} sont majoritaires à ces températures.

V-1-4 Emission nette des raies

Le coefficient d'émission nette des raies est calculé avec l'hypothèse qu'il existe deux types de raies définies par leurs coefficients d'auto absorption. Si la transition de la raie fait intervenir un niveau bas proche du fondamental, elle sera considérée comme auto absorbées, ce terme signifie que le rayonnement émis par l'atome est réabsorbé dans le plasma (mécanisme de photo-excitation). Les autres raies seront supposées peu intenses, traversant le milieu sans être absorbées (comme si celui-ci était optiquement mince), et possédant un facteur de fuite proche de 1. Pour effectuer cette sélection qui permet de gagner un temps considérable dans les calculs, nous nous sommes référés aux niveaux d'énergie donnés par la littérature [31] [27]:

V-1-4-I Emission nette des raies non auto absorbées

Ces raies sont peu intenses et faiblement absorbées dans le plasma. Cela permet de simplifier l'équation (III – 5) en supprimant les termes d'auto absorption comme le facteur de fuite et/ou le terme exponentiel. Ainsi le coefficient d'émission nette des raies non auto absorbées s'écrit sous la forme suivante :

$$\epsilon_N^{non-aut}(T, R_p) = \sum_{\lambda_0} L_{\lambda_0}^0(T) K_{\lambda_0}(T) \cdot \left(1 - \exp\left(-\frac{hc}{\lambda_0 K_B T}\right) \right) \quad (V-3)$$

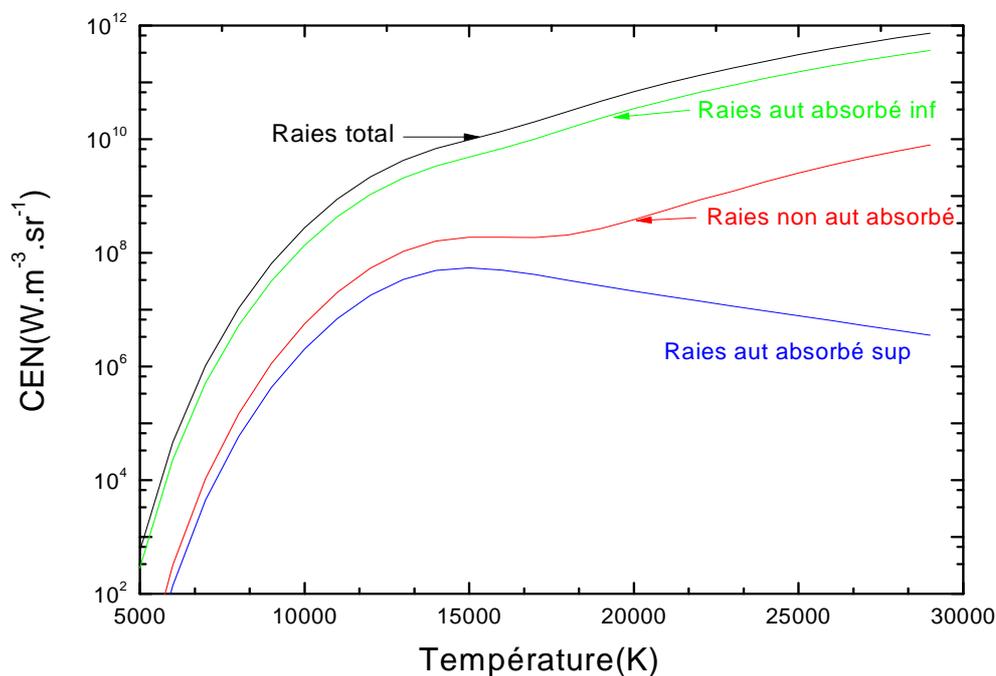
V-1-4-2 Emission nette des raies auto absorbées

Pour ces raies, le calcul de l'émission nette tient compte des effets d'absorption dans le plasma à travers le facteur de fuite. En général, les raies fortement absorbées sont les raies de résonance (transitions aboutissant sur le

niveau fondamental). Le coefficient d'émission nette des raies auto absorbées s'obtient par conséquent par la relation suivante :

$$\varepsilon_N^{aut}(T, R_p) = \sum_{\lambda_0} L_{\lambda_0}^0(T) \cdot K'_{\lambda_0}(T) \cdot \wedge_r(\alpha, \tau_0) \exp(-K'_{c,\lambda_0}(T) R_p) \quad (V-4)$$

$\wedge_r(\alpha, \tau_0)$ représente le facteur de fuite [32] qui dépend de l'épaisseur optique τ_0 au centre de la raie et de son d'élargissement total au travers du coefficient α



V.2- Coefficient d'émission des Raies d'un plasma optiquement mince d'un mélange 50% Ar – 50% He à la pression atmosphérique

On rappelle que le rayonnement total émis par les raies résulte de la superposition des contributions suivantes :

- Les raies auto absorbées dont la longueur d'onde est inférieure à 200 nm
- Les raies auto absorbées dont la longueur d'onde est supérieure à 200 nm .
- Les raies non auto - absorbés.

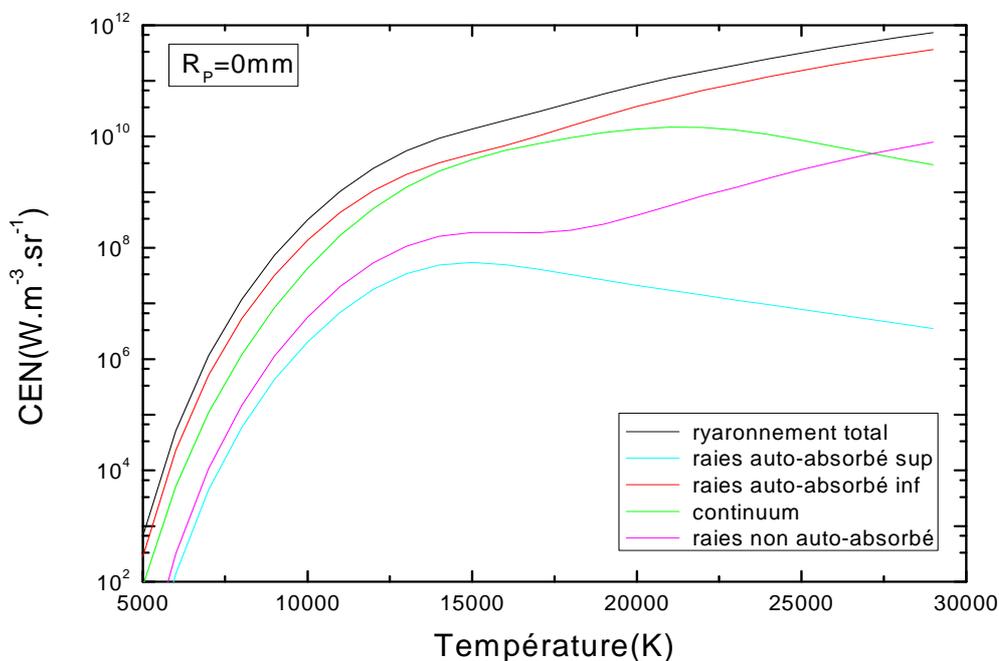
On constate que Les raies auto absorbées dont la longueur d'onde est inférieure à 200 nm sont majoritaires dans les rayonnement totale émis la les raies .

V-1-5 Coefficient d'émission nette total

Le coefficient d'émission nette total est la somme des trois contributions : l'émission nette dû au continuum atomique, l'émission des raies auto absorbées et des raies non auto absorbées

$$\varepsilon(T, R_p) = \varepsilon_N^{cont}(T, R_p) + \varepsilon_N^{auto}(T, R_p) + \varepsilon_N^{non-auto} \quad (V-5)$$

V-2 Résultats et commentaires

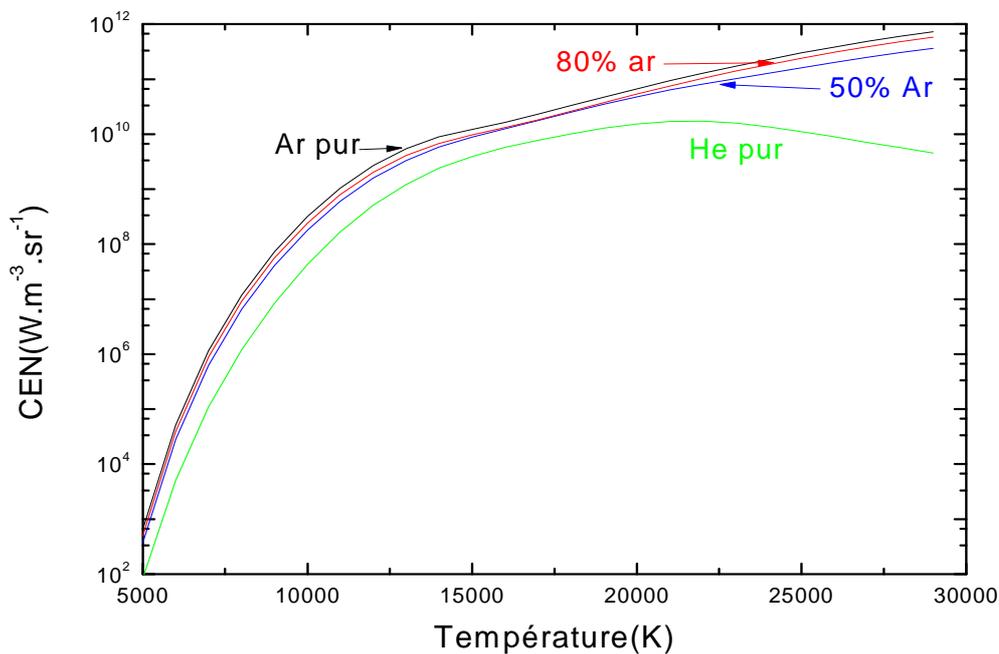


V.3- Composantes du coefficient d'émission nette totale d'un plasma optiquement mince ($R_p = 0$) de l'argon pur à Pressions atmosphérique

La figure V.3 présente les composantes du coefficient d'émission nette totale d'un plasma optiquement mince ($R_p = 0$) de l'argon pur à Pressions atmosphérique. Le résultat montre que le rayonnement net total provenant majoritairement des raies et plus particulièrement des raies de résonance (dites « auto absorbées ») dont la longueur d'onde est inférieure à 200 nm et les raies non auto absorbé. Cette figure permet de mieux estimer cette part de rayonnement représentée par ces raies qui

peut atteindre près de 98% du rayonnement total à basses températures ($5000\text{ K} < T < 14000\text{ K}$) et hautes températures ($T > 20000\text{ K}$)

Dans ces intervalles de température, la contribution du continuum, est par conséquent négligeable pour ces températures. Dans la région de températures intermédiaires, la contribution des raies auto absorbées ainsi que la contribution totale des raies dans le coefficient d'émission nette totale diminuent légèrement mais demeurent tout de même majoritaire avec près de 88% à 14000 K à 20000 K .



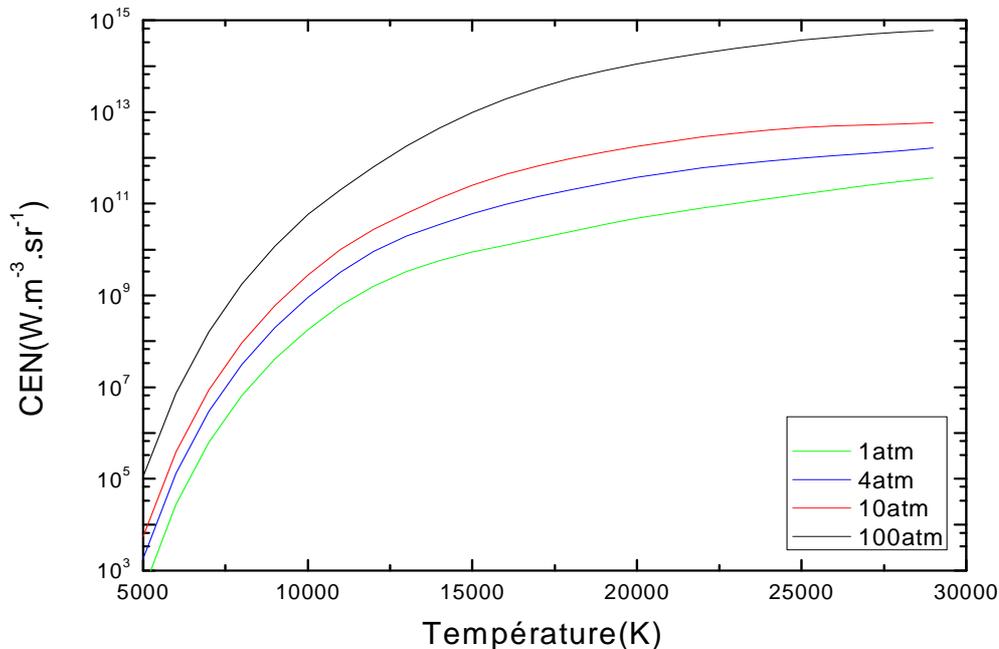
V.4-Coefficient d'émission nette de 4 mélanges quelconques $Ar - He$ à la pression atmosphérique, dans le cas d'un plasma optiquement mince ($R_p = 0$).

La figure V.4 montre l'évolution avec la température du coefficient d'émission nette total de 4 plasmas ternaires $Ar - He$ composés de :

- Ar pur ,
- 50% $Ar - 50\%$ He ,
- 80% $Ar - 20\%$ He ,
- He pur.

Nous remarquons que plus la proportion d'hélium augmente (et plus la proportion d'argon diminue), plus les valeurs du coefficient d'émission nette diminuent.

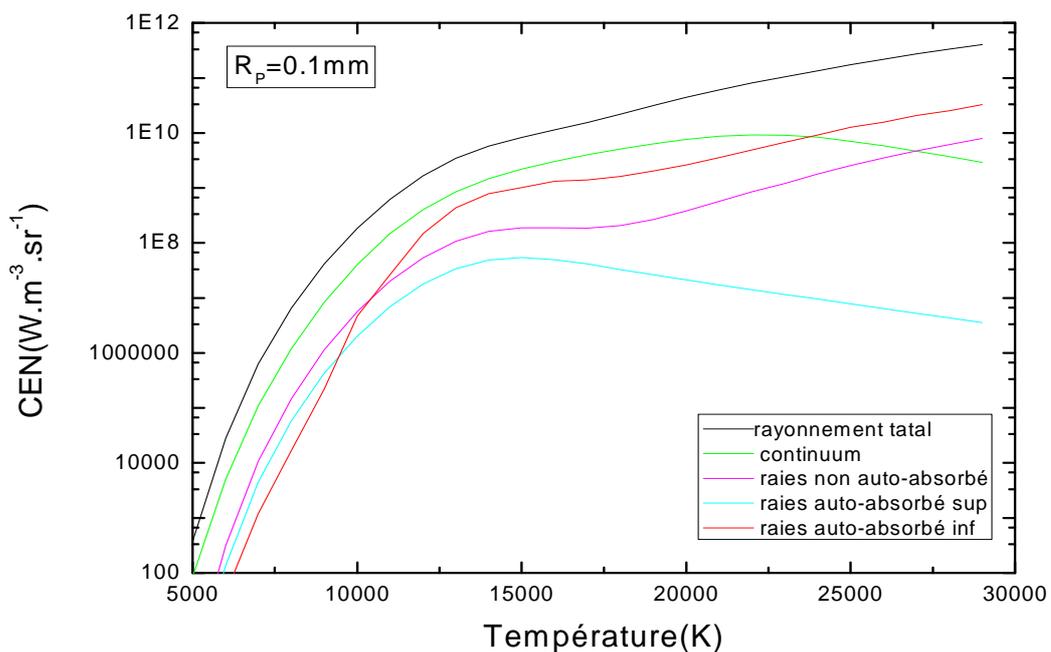
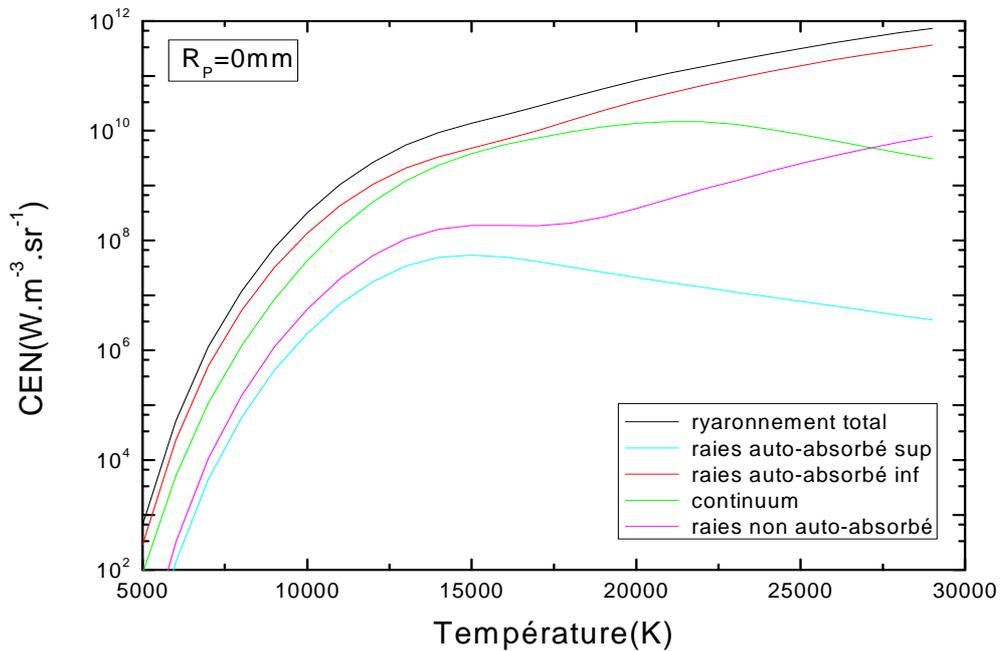
Rappelons que le rayonnement de l'hélium est faible dans le rayonnement total des plasmas ternaires $Ar - He$. Nous pouvons en déduire que c'est parce que la proportion d'argon diminue que l'intensité du rayonnement du plasma diminue.

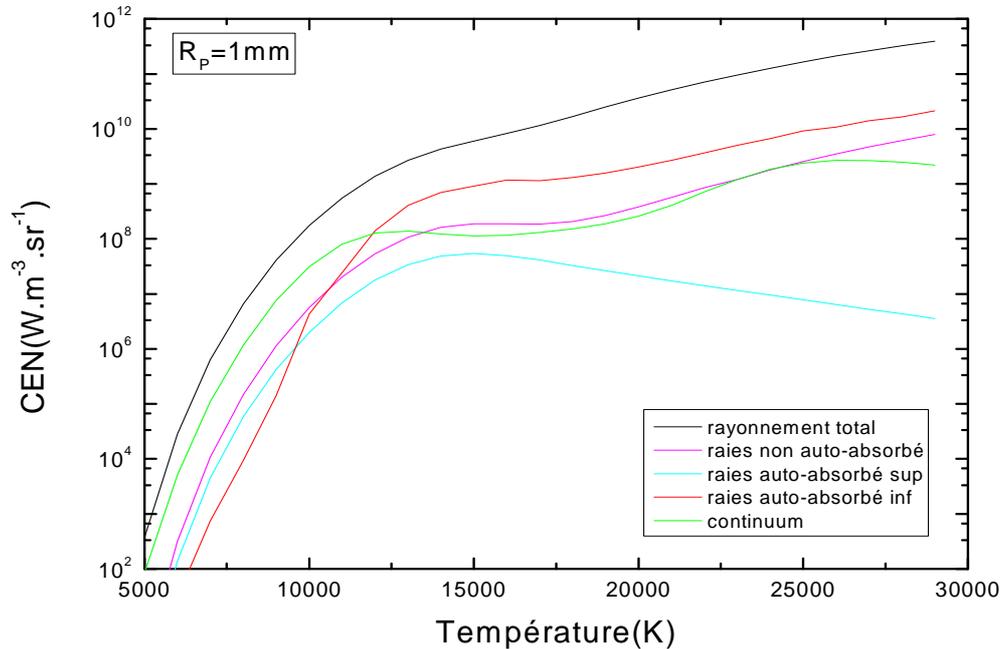


V.5- L'influence de la Pression sur le coefficient d'émission nette sur un plasma mince ($R_p = 0 \text{ mm}$) d'un mélange 50% $Ar - 50\% He$

La figure V.5 présente le coefficient d'émission nette d'un plasma d'un mélange 50% $Ar - 50\% He$ pour un rayon de ($R_p = 0 \text{ mm}$) à les pressions $R_p = 1 \text{ atm}$, $R_p = 4 \text{ atm}$, $R_p = 10 \text{ atm}$ et $R_p = 100 \text{ atm}$. Ce résultat a un double intérêt : montrer l'influence de la pression sur le coefficient d'émission nette total et montrer la non linéarité de ce coefficient avec celle-ci. On constate tout d'abord que l'augmentation de la pression entraîne une augmentation du coefficient d'émission nette. Le coefficient d'émission nette ne dépend plus que de la température et de la pression, et par conséquent de la densité totale des espèces. Il semble donc correct de considérer le rayonnement proportionnel à la pression. Ce résultat a une grande importance dans la mesure où les modèles numériques utilisent non seulement le coefficient d'émission nette pour estimer les pertes radiatives mais ils le suppose

également proportionnel (linéaire ou racine carré) à la pression. En effet, les profils d'élargissement que la pression pouvait modifier le profil d'une raie et par conséquent l'absorption de celle-ci. Ces résultats nous permettent de conclure que la dépendance du coefficient d'émission nette envers la pression est liée non seulement à l'augmentation de la densité totale des espèces mais aussi aux phénomènes d'élargissements des raies.

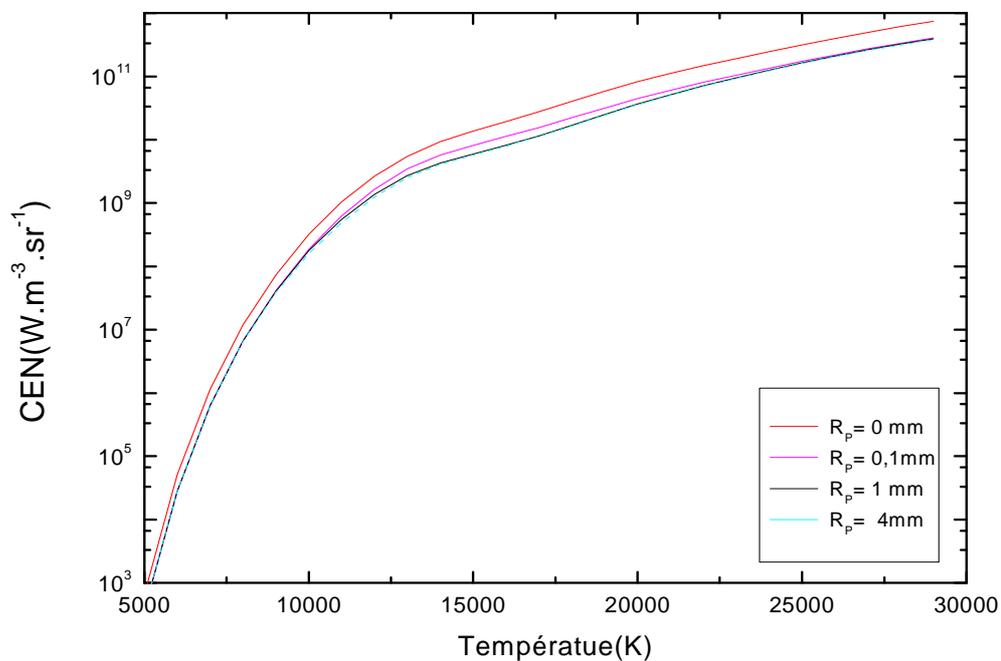




V.6- L'influence du rayon sur le coefficient d'émission nette d'un plasma
D'un mélange 50% Ar – 50% He à la pression atmosphérique

La figure V.6 présente les différentes composantes du coefficient d'émission nette d'un mélange 50% Ar – 50% He à la pression atmosphérique, dans un intervalle de température allant de 5000 K à 30000 K et pour les rayons des plasma $R_p = 0 \text{ mm}$, $R_p = 0.1 \text{ mm}$, $R_p = 1 \text{ mm}$ et $R_p = 4 \text{ mm}$. On le décompose dans deux phases. Dans la première phase, allant de 5000 K à 10000 K, le rayonnement des raies auto-absorbées constitue toujours la quasi-totalité du rayonnement avec près de 90% du coefficient d'émission nette total pour le rayon est égale à $R_p = 0 \text{ mm}$, l'émission des raies non auto-absorbées, du continuum atomique est alors négligeable. D'autre part, quand le rayon augmente, dans le rayon est égale à $R_p = 0.1 \text{ mm}$, $R_p = 1 \text{ mm}$ et $R_p = 4 \text{ mm}$, le rayonnement dû au continuum devient dominant. La deuxième phase, dont les températures comprises entre 10000 K et 30000 K, la contribution des raies auto-absorbées dont la longueur d'onde est inférieure à 200 nm demeure supérieure par

rapport à celles des raies non auto absorbées et du continuum. Par conséquent, les raies auto absorbées ne sont plus les seules responsables du rayonnement total. En effet, ainsi la contribution de l'émission des raies non auto absorbées et du continuum atomique constituent près de la moitié du coefficient d'émission nette total, contribution qui sera d'autant plus importante que l'épaisseur du plasma sera grande. Ces résultats permettent de mieux comprendre les mécanismes mis en jeu dans le rayonnement total, leur influence en fonction de la température et de l'épaisseur du plasma, et notamment l'importance des raies de résonance et de leur absorption.



V.7- L'influence du rayon sur le coefficient d'émission nette total d'un plasma composé de 50% Ar – 50% He à la pression atmosphérique

La figure V.7 représente le coefficient d'émission nette total d'un plasma composé de 50% Ar – 50% He à la pression atmosphérique, pour des épaisseurs de plasma de $R_p = 0$ mm, $R_p = 0.1$ mm, $R_p = 1$ mm et $R_p = 4$ mm. Nous constatons qu'à température fixée, le rayonnement total du plasma diminue quand le rayon du plasma augmente, traduisant ainsi l'effet et l'importance du phénomène d'absorption qui croît avec l'épaisseur optique. La plus grande partie du rayonnement est d'ailleurs absorbée

dès les tout premiers millimètres. Cependant, pour des températures inférieures à 12000 K , ce coefficient d'émission nette total varie peu avec le rayon du plasma.