

CORRIGÉ – Série N° 6 de TD de Physique Atomique II

1°) Le facteur atomique de la raie satellite diélectronique k correspondant à la transition $1s2p^2\ ^2D_{3/2} \rightarrow 1s^2 2p\ ^2P_{1/2}$ est donné par l'expression :

$$F_2^k = \frac{g(^2D_{3/2})}{g(^1S_0)} \frac{A^a(1s2p^2\ ^2D_{3/2} \rightarrow 1s^2\ ^1S_0) A^r(1s2p^2\ ^2D_{3/2} \rightarrow 1s^2 2p\ ^2P_{1/2})}{A^a(1s2p^2\ ^2D_{3/2} \rightarrow 1s^2\ ^1S_0) + \sum_i A^r(1s2p^2\ ^2D_{3/2} \rightarrow i)} \quad (1)$$

où $g(^2D_{3/2})=4$ et $g(^1S_0)=1$ sont les poids statistiques des niveaux concernés.

En remplaçant les valeurs données des probabilités, on obtient comme valeur pour F_2^k :

$$F_2^k = \frac{4 \cdot 1,38 \times 10^{14} \cdot 9,68 \times 10^{13}}{1 \cdot 1,38 \times 10^{14} + 9,80 \times 10^{13}} = 2,264 \times 10^{14} \text{ s}^{-1}$$

2°) En tenant compte du principe de conservation de l'énergie du système total ($e^- + \text{ion}$), l'énergie ε de l'électron capturé dans le niveau supérieur de la raie k satisfait à :

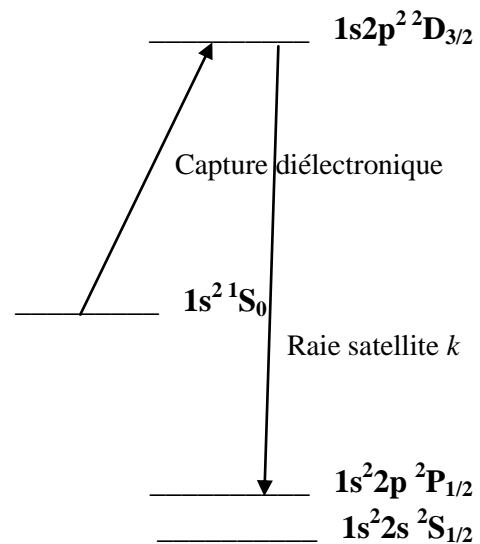
$$\varepsilon = E(1s2p^2\ ^2D_{3/2}) - E(1s^2\ ^1S_0)$$

Cette différence d'énergie peut être développée comme (cf. figure ci-contre) :

$$\varepsilon = E(1s^2 2p\ ^2P_{1/2} - 1s2p^2\ ^2D_{3/2}) + E(1s^2 2s\ ^2S_{1/2} - 1s^2 2p\ ^2P_{1/2}) - E_i$$

où E_i est l'énergie d'ionisation de l'ion Ca^{17+} . En utilisant les valeurs données des énergies de transition, on obtient :

$$\varepsilon = 3,866 + 0,036 - 1,158 = 2,744 \text{ keV}$$



3°) Le rapport ρ des émissivités des raies k et w s'écrit dans le cas d'un plasma où tous les électrons libres sont caractérisés par une distribution Maxwellienne à la température T_1 :

$$\rho = \frac{\varepsilon_k}{\varepsilon_w} = \frac{F_1^k(T_1) F_2^k}{C_w(T_1)} \quad (2)$$

où le facteur F_1^k dépendant de T_1 s'écrit comme :

$$F_1^k(T_1) = 2,071 \times 10^{-16} T_1^{-3/2} \exp(-\varepsilon/(kT_1)) = 2,071 \times 10^{-16} T_1^{-3/2} \exp(-3,184 \times 10^7 / T_1) \quad (3)$$

avec T_1 exprimé en unité de K. En substituant l'équation (3) dans (2) et en utilisant la valeur de F_2^k obtenue dans 1°), le rapport d'émissivité ρ s'exprime en fonction de T_1 par :

$$\rho = \frac{2,071 \times 10^{-16} T_1^{-3/2} \exp(-3,184 \times 10^7 / T_1) \cdot 2,264 \times 10^{14}}{C_w(T_1)} \quad (4)$$

Calculons ce rapport ρ pour $T_1 = 1,1 \times 10^7$ K avec $C_w = 2,28 \times 10^{-13}$ cm³/s ; on obtient :

$$\rho = \frac{0,0469 \cdot (1,1 \times 10^7)^{-1,5} \exp(-3,184 / 1,1)}{2,28 \times 10^{-13}}$$

$$\rho = \frac{0,0469 \cdot 1,516 \times 10^{-12}}{2,28 \times 10^{-13}} = 0,312$$

4°) Lorsqu'on tient compte des électrons suprathermiques, le rapport d'émissivité devient :

$$\rho = \frac{(1-R)F_1^k(T_1)F_2^k}{C_w(T_1, T_2)} \quad (5)$$

où le coefficient de taux d'excitation $C_w(T_1, T_2)$ s'exprime comme la combinaison :

$$C_w(T_1, T_2) = (1-R)C_w^{\text{th}}(T_1) + RC_w^{\text{sth}}(T_2) \quad (6)$$

où les notations en exposant 'th' et 'sth' se rapportent aux composantes thermiques et suprathermiques. En écrivant l'équation (5), l'approximation –tout à fait raisonnable– a été faite que seuls les électrons thermiques contribuent à la formation de la raie satellite diélectronique k .

En utilisant l'éq. (4) et en substituant l'éq. (6) dans (5) avec $R=0,01$, il est aisé de trouver :

$$\rho = \frac{0,99 \cdot 2,071 \times 10^{-16} T_1^{-3/2} \exp(-3,184 \times 10^7 / T_1) \cdot 2,264 \times 10^{14}}{0,99 C_w^{\text{th}}(T_1) + 0,01 C_w^{\text{sth}}(T_2)}$$

Soit en tenant compte de la valeur de $C_w^{\text{sth}} = 65,5 \times 10^{-13}$ cm³/s

$$\rho = \frac{0,0464 T_1^{-3/2} \exp(-3,184 \times 10^7 / T_1)}{0,99 C_w^{\text{th}}(T_1) + 65,5 \times 10^{-15}} \quad (7)$$

Calculons le rapport ρ donné par (7) pour quelques valeurs de T_1 en utilisant les données pour C_w^{th} . On obtient :

T_1 (10 ⁶ K)	8,6	9,8	11	13	15
ρ	0,325	0,292	0,242	0,171	0,141

Comme ρ a été mesuré égal à 0,17, cela implique que la valeur de T_1 devrait être très proche de $1,3 \times 10^7$ K. On peut donc estimer $T_1 \approx 1,3 \times 10^7$ K.