

**II.1– Introduction**

Lors de l'interaction entre un électron et un ion, plusieurs processus peuvent se produire comme par exemple l'excitation, l'ionisation, la recombinaison radiative et la recombinaison diélectronique. L'importance relative de ces processus varie selon l'énergie de l'électron incident. Un nombre important de travaux consacrés aux collisions électron-ion ont été particulièrement effectués durant ces dernières décennies, guidés principalement par des applications diverses dans l'astrophysique, la physique des plasmas, ... qui nécessitent pour leurs interprétations, des données exactes sur ces collisions [1-2].

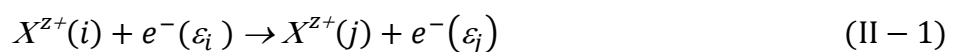
**II.2– Les processus atomiques dans les plasmas chauds**

Dans les plasmas chauds, les processus d'excitation et d'ionisation des ions sont dus essentiellement aux collisions par les électrons libres. Il a été montré que les collisions ion-ion ou ion-proton ne jouent un rôle significatif que pour les transitions entre des niveaux très proches de l'ion (niveaux de structure fine). Dans ce qui suit, nous allons donner un aperçu sur ces processus. Je noterai les ions sous la forme  $X^{z+}$  avec X le symbole chimique de l'élément considéré, et z la charge de l'ion ( $z=0$  pour un atome neutre et  $z = Z$  pour un ion complètement ionisé). Le symbole (\*) signifie que l'ion est dans un état excité.

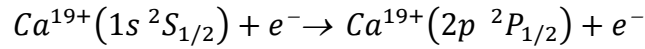
**II.2 .a– Excitation et désexcitation collisionnelles**

L'excitation des ions positifs par impact d'électrons est responsable de l'émission de la majorité des spectres de raies. Ce processus est dominant à basse énergie, où l'énergie cinétique des électrons incidents est du même ordre de grandeur que l'énergie d'excitation des électrons de l'ion cible impliqué directement dans la collision.

La collision d'un ion cible  $X^{z+}$  se trouvant initialement dans le niveau i d'énergie  $E_i$  avec un électron incident d'énergie  $\varepsilon_i$ , peut conduire à une excitation (ou une désexcitation) de l'ion  $X^{z+}$  vers le niveau j d'énergie  $E_j > E_i$  (ou  $E_j < E_i$ ) avec diffusion d'un électron d'énergie  $\varepsilon_j$  selon :



Par exemple dans le cas de l'ion hydrogénoïde de calcium  $\text{Ca}^{19+}$



L'excitation ou la désexcitation d'un ion par collisions électroniques est caractérisée par une section efficace  $\sigma(i \rightarrow j)$  ayant la dimension d'une surface ( $\text{cm}^2$ ) représentant la probabilité pour que l'ion  $X^{Z+}$  soit portée du niveau  $i$  vers le niveau  $j$ . On définit le coefficient de taux d'excitation  $C(i \rightarrow j)$  du niveau  $i$  vers le niveau  $j$  comme le produit de la vitesse  $v_i$  de l'électron par la section efficace d'excitation  $\sigma(i \rightarrow j)$  moyenné sur la distribution de vitesses  $f(v_i)$  des électrons de collision :

$$C(i \rightarrow j) = \langle v_i \sigma(i \rightarrow j) \rangle = \int_a^\infty v_i \sigma(i \rightarrow j) f(v_i) dv_i \quad (\text{II} - 2)$$

où  $\langle \rangle$  désigne la moyenne sur la distribution de vitesses  $f(v_i)$  des électrons de collision et la vitesse  $v_i$  est reliée à l'énergie cinétique  $\varepsilon_i$  de l'électron incident par  $v_i = \sqrt{2\varepsilon_i/m_e}$ ,  $m_e$  étant la masse de l'électron. La limite inférieure  $a$  de l'intégrale qui intervient dans l'équation (II-2) est donnée dans le cas de l'excitation par  $a = \sqrt{2\Delta E_{ij}/m_e}$ , et dans le cas de la désexcitation par  $a = 0$ . Il est utile de noter que  $a = \sqrt{2\Delta E_{ij}/m_e}$  représente la vitesse de l'électron correspondant à l'énergie du seuil d'excitation  $\Delta E_{ij} = E_j - E_i > 0$ . On définit également le taux d'excitation  $W_{ij}$  (exprimé en  $\text{s}^{-1}$ ) comme le produit de la densité d'électrons  $n_e$  par le coefficient de taux d'excitation  $C(i \rightarrow j)$  :

$$W_{ij} = n_e C(i \rightarrow j) = n_e \int_a^\infty v_i \sigma(i \rightarrow j) f(v_i) dv_i \quad (\text{II} - 3)$$

Il est souvent plus pratique d'utiliser la force de collision  $\Omega$  plutôt que la section efficace d'excitation  $\sigma$ . La relation entre la force de collision  $\Omega(i \rightarrow j)$  et la section efficace  $\sigma(i \rightarrow j)$  s'écrit :

$$\sigma(i \rightarrow j) = \frac{\pi a_0^2}{g_i \varepsilon_i} \Omega(i \rightarrow j) \quad (\text{II} - 4)$$

où  $g_i$  est le poids statistique du niveau initial  $i$  ( $g_i = 2J_i + 1$ ,  $J_i$  étant le moment angulaire total du niveau  $i$ ), l'énergie cinétique  $\varepsilon_i$  de l'électron incident est en Rydberg (1 Ry = 13.605 eV) et  $a_0$  est le rayon de Bohr ( $a_0 = 0.529 \text{ \AA}$ ). L'avantage de la force de collision  $\Omega$  est que

c'est une quantité sans dimension, de plus elle est symétrique, i.e.  $\Omega(i \rightarrow j) = \Omega(j \rightarrow i)$  et elle a une valeur finie à l'énergie de seuil d'excitation pour un ion positif.

Souvent, les électrons libres dans les plasmas peuvent être décrits par la fonction de distribution de vitesses de Maxwell dont l'expression est :

$$f(v_i) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{m_e}{kT_e}\right)^{3/2} v_i^2 \exp\left(-\frac{m_e v_i^2}{2kT_e}\right) \quad (\text{II} - 5)$$

où  $T_e$  est la température électronique, et  $k$  désigne la constante de Boltzmann ( $k = 8.618 \times 10^{-5}$  eV/K). Cette distribution de Maxwell est choisie normalisée, c'est-à-dire :

$$\int_0^\infty f(v_i) dv_i = 1 \quad (\text{II} - 6)$$

En substituant les équations (II-4) et (II-5) dans (II-2) on trouve :

$$C(i \rightarrow j) = \frac{\pi a_0^2}{g_i} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{m_e}{kT_e}\right)^{3/2} \int_0^\infty \frac{v_i^3}{\varepsilon_i} \Omega(i \rightarrow j) \exp\left(-\frac{m_e v_i^2}{2kT_e}\right) dv_i \quad (\text{II} - 7)$$

D'après le principe de conservation de l'énergie totale du système (électron plus ion) on a :

$$\underbrace{E_i + \varepsilon_i}_{\text{avant collision}} = \underbrace{E_j + \varepsilon_j}_{\text{après collision}}$$

Or  $\varepsilon_i = m_e v_i^2/2 = \varepsilon_j + \Delta E_{ij}$  avec l'énergie de transition  $\Delta E_{ij} = E_j - E_i$ .

Il est préférable d'effectuer le changement de variable  $v_i \rightarrow v_j$  au niveau de l'intégrale dans l'équation (II - 7). En tenant compte de la relation  $v_i dv_i = v_j dv_j$ , l'équation (II - 7) devient alors :

$$C(i \rightarrow j) = \frac{\pi a_0^2}{g_i} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{m_e}{kT_e}\right)^{3/2} \int_0^\infty \frac{v_i^2}{\varepsilon_i} \Omega(i \rightarrow j) \exp\left(-\frac{\varepsilon_j + \Delta E_{ij}}{kT_e}\right) v_j dv_j \quad (\text{II} - 8)$$

Puisque  $d\varepsilon_j = m_e v_j dv_j$  et  $v_i^2/\varepsilon_i = 2R/m_e$  avec  $R = 1$  Ry, nous pouvons réécrire l'équation précédente sous la forme suivante :

$$C(i \rightarrow j) = \frac{\pi a_0^2 2R}{g_i m_e} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{m_e}{kT_e}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{\Delta E_{ij}}{kT_e}\right) \int_0^\infty \Omega(i \rightarrow j) \exp\left(-\frac{\varepsilon_j}{kT_e}\right) d\left(\frac{\varepsilon_j}{kT_e}\right) \quad (\text{II} - 9)$$

Nous remplaçons maintenant les constantes  $R = m_e e^4 / 2\hbar^2$  et  $a_0 = \hbar^2 / m_e e^2$  dans l'équation (II - 9), nous obtenons:

$$C(i \rightarrow j) = \frac{\pi a_0^2}{g_i} \frac{2\hbar}{\sqrt{2}m_e a_0} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{R}{kT_e}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{\Delta E_{ij}}{kT_e}\right) \times \int_0^\infty \Omega(i \rightarrow j) \exp\left(-\frac{\varepsilon_j}{kT_e}\right) d\left(\frac{\varepsilon_j}{kT_e}\right) \quad (\text{II} - 10)$$

Après quelques réarrangements, on aboutit à :

$$C(i \rightarrow j) = 2\sqrt{\pi} \left(\frac{R}{kT_e}\right)^{1/2} \frac{a_0 \hbar}{g_i m_e} \exp\left(-\frac{\Delta E_{ij}}{kT_e}\right) \times \int_0^\infty \Omega(i \rightarrow j) \exp\left(-\frac{\varepsilon_j}{kT_e}\right) d\left(\frac{\varepsilon_j}{kT_e}\right) \quad (\text{II} - 11)$$

Sachant que  $2\sqrt{\pi} a_0 \hbar / m_e = 2.1716 \times 10^{-8} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$  et en utilisant le calcul  $(2.1716 \times 10^{-8} \sqrt{13.605} = 8.010 \times 10^{-8})$ , le coefficient de taux d'excitation  $C(i \rightarrow j)$  (exprimé en unité de  $\text{cm}^3 \text{ s}^{-1}$ ) prend la forme finale :

$$C(i \rightarrow j) = \frac{8.010 \times 10^{-8}}{g_i T_e^{1/2}} \exp\left(-\frac{\Delta E_{ij}}{kT_e}\right) \int_0^\infty \Omega(i \rightarrow j) \exp\left(-\frac{\varepsilon_j}{kT_e}\right) d\left(\frac{\varepsilon_j}{kT_e}\right) \quad (\text{II} - 12)$$

où  $T_e$  qui concerne  $T_e^{1/2}$  multipliant  $g_i$  est exprimé en eV. Si ce  $T_e$  est exprimé en K alors :

$$C(i \rightarrow j) = \frac{8.63 \times 10^{-6}}{g_i T_e^{1/2}} \exp\left(-\frac{\Delta E_{ij}}{kT_e}\right) \int_0^\infty \Omega(i \rightarrow j) \exp\left(-\frac{\varepsilon_j}{kT_e}\right) d\left(\frac{\varepsilon_j}{kT_e}\right) \quad (\text{II} - 13)$$

On peut déduire à partir de  $C(i \rightarrow j)$  le coefficient de taux de désexcitation  $C(j \rightarrow i)$  pour la transition inverse  $j \rightarrow i$  grâce à la relation suivante :

$$C(j \rightarrow i) = C(i \rightarrow j) \frac{g_i}{g_j} \exp\left(\frac{\Delta E_{ij}}{kT_e}\right) \quad (\text{II} - 14)$$

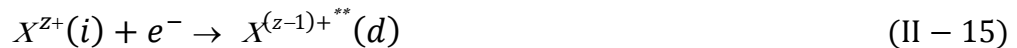
Il est utile de rappeler que les équations (II – 12), (II – 13) et (II – 14) sont valables tant que la distribution des électrons libres du plasma est Maxwellienne [3].

La détermination du coefficient de taux d'excitation  $C(i \rightarrow j)$  est évidemment la seconde tâche de la physique atomique (après l'obtention des niveaux d'énergie et des probabilités de transition radiative), afin de pouvoir déterminer les populations des ions dans leurs différents états excités et ainsi obtenir les intensités de raies d'émission. Actuellement, il existe plusieurs codes de calculs des coefficients de taux d'excitation pour les ions cibles hautement chargés, qui sont basés sur différentes approximations telles que l'approximation de Coulomb-Born, Coulomb-Bethe, Distorted-Wave et Close-Coupling.

**II.2.b – Excitation résonnante**

C'est un processus d'excitation indirecte se produisant via des états autoionisants quasi-liés du système ion+électron. L'excitation résonnante est considérée comme un processus à deux étapes : il y a d'abord capture diélectronique qui correspond à la capture sans rayonnement de l'électron incident par l'ion cible  $X^{Z+}$  pour former un état doublement excité de l'ion  $X^{(z-1)+}$ , suivie d'autoionisation [4].

✓ 1<sup>ère</sup> étape : Capture diélectronique



L'électron incident est capturé par l'ion cible  $X^{Z+}$  initialement dans son état  $i$  et le surplus d'énergie au lieu d'être émis sous forme de photon comme dans la recombinaison radiative, sert à exciter un électron lié de l'ion, ce qui donne naissance à un état doublement excité  $d$  de l'ion recombiné  $X^{(z-1)+}$ . La conservation de l'énergie impose que l'énergie cinétique de l'électron capturé vérifie :  $\varepsilon_i = E_d - E_i$ .

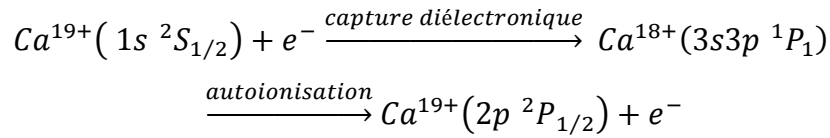
✓ 2<sup>ème</sup> étape : Autoionisation



L'état doublement excité  $d$  ainsi formé lors de la 1<sup>ère</sup> étape décline par autoionisation vers l'état  $j$  de l'ion initial  $X^{Z+}$ . Le bilan de ces deux étapes correspond à l'excitation de l'ion  $X^{Z+}$  de l'état  $i$  vers l'état  $j$  :  $X^{Z+}(i) + e^- \rightarrow X^{Z+}(j) + e^-$ .

Mentionnons que l'état doublement excité  $d$  a également la possibilité de décliner par stabilisation radiative (qui est efficace pour les ions fortement chargés) au lieu d'autoionisation, ce qui correspond à la recombinaison diélectronique.

Donnons un exemple d'excitation résonnante dans le cas de l'ion hydrogénoïde de calcium  $Ca^{19+}$  :



Cet exemple concerne l'excitation à partir de l'état fondamental  $1s^2S_{1/2}$  vers l'état excité  $2p^2P_{1/2}$  via l'état autoionisant  $3s3p^1P_1$ .

La contribution résonnante  $\alpha_{res}(i \rightarrow j, d)$  au coefficient de taux d'excitation du niveau  $i$  vers le niveau  $j$  via le niveau autoionisant  $d$  s'écrit comme le produit :

$$\alpha_{res}(i \rightarrow j, d) = C_{cd}(i \rightarrow d) \times \beta(d \rightarrow j) \quad (\text{II} - 17)$$

où  $C_{cd}(i \rightarrow d)$  est le coefficient de taux de capture diélectronique, et  $\beta(d \rightarrow j)$  représente le rapport de branchement par autoionisation à partir de  $d$  vers le niveau excité  $j$  de l'ion  $X^{Z+}$ , qui est donné par :

$$\beta(d \rightarrow j) = \frac{A_{dj}^a}{\sum_k A_{dk}^a + \sum_l A_{dl}^r} \quad (\text{II} - 18)$$

Dans l'équation (II - 18),  $A_{dj}^a$  représente la probabilité d'autoionisation de  $d$  vers  $j$  alors que  $A_{dl}^r$  est la probabilité de transition radiative à partir de  $d$  vers un état  $l$  de l'ion recombiné.

L'équation d'équilibre entre deux processus  $i \rightarrow d$  (capture diélectronique) et  $d \rightarrow i$  (autoionisation) qui sont inverses l'un de l'autre s'exprime par :

$$N_i n_e C_{cd}(i \rightarrow d) = N_d A_{di}^a \quad (\text{II} - 19)$$

où  $n_e$  est la densité des électrons,  $N_i$  et  $N_d$  sont les densités des ions dans le niveau  $i$  et  $d$ , respectivement. Cherchons à établir la relation qui existe entre  $C_{cd}(i \rightarrow d)$  qui intervient dans

l'équation (II – 17) et  $A_{di}^a$ . Pour cela, on applique la loi de Saha qui détermine le degré d'ionisation d'un plasma en équilibre thermodynamique à la température  $T_e$  :

$$\frac{N_i^z n_e}{N_d^{z-1}} = \frac{2g_i^z (2\pi m_e k T_e)^{3/2}}{g_d^{z-1} h^3} \exp(-\chi/kT_e) \quad (\text{II} - 20)$$

où  $\chi$  est le potentiel d'ionisation,  $N_i^{z-1}$  est la densité de population de l'ion  $X^{(z-1)+}$  du niveau  $d$ ,  $N_z$  est la densité de population de l'ion  $X^{z+}$  du niveau  $i$ ,  $g_z$  et  $g_{z-1}$  représentent les poids statistiques des niveaux  $i$  et  $d$  pour les ions  $X^{z+}$  et  $X^{(z-1)+}$  respectivement.

En appliquant l'équation (II – 20) à notre cas qui nous intéresse, on peut écrire :

$$\frac{N_i n_e}{N_d} = \frac{2g_i (2\pi m k T_e)^{3/2}}{g_d h^3} \exp(\varepsilon_i/kT_e) \quad (\text{II} - 21)$$

En utilisant les équations (II – 19) et (II – 21), il est facile de trouver :

$$C_{cd}(i \rightarrow d) = \frac{g_d}{2g_i} \frac{h^3}{(2\pi m k T_e)^{3/2}} \exp(-\varepsilon_i/kT_e) A_{di}^a \quad (\text{II} - 22)$$

Notons que l'équation (II – 22) est valable tant que les électrons libres du plasma sont décrits par une distribution Maxwellienne, c'est-à-dire la distribution d'énergie

$$F(\varepsilon_i) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{(kT_e)^{3/2}} \sqrt{\varepsilon_i} \exp(-\varepsilon_i/kT_e) \quad (\text{II} - 23)$$

Pour une distribution d'énergie arbitraire  $F(\varepsilon_i)$  des électrons libres du plasma, l'expression de  $C_{cd}(i \rightarrow d)$  prend la forme :

$$C_{cd}(i \rightarrow d) = \frac{g_d}{2g_i} \frac{\sqrt{2} \pi^2 h^3}{m^{3/2}} \frac{F(\varepsilon_i)}{\sqrt{\varepsilon_i}} A_{di}^a \quad (\text{II} - 24)$$

Revenons à l'équation (II – 22). Après quelques réarrangements elle devient :

$$C_{cd}(i \rightarrow d) = 4\pi^{3/2} a_0^3 \left( \frac{R}{kT_e} \right)^{3/2} \exp(-\varepsilon_i/kT_e) \frac{g_d}{g_i} A_{di}^a \quad (\text{II} - 25)$$

sachant que  $R^{3/2} a_0^3 = \frac{m^{3/2} e^6}{2^{3/2} \hbar^3} \frac{\hbar^6}{m^3 e^6} = \frac{\hbar^3}{2^{3/2} m^{3/2}}$ ,  $R = 1\text{Ry} = 13.605 \text{ eV}$ , et

$$\frac{h^3}{2(2\pi m)^{3/2}} = \frac{(2\pi)^3}{2(2\pi)^{3/2} m^{3/2}} = \frac{(2\pi)^{3/2} \hbar^3}{2m^{3/2}} = \sqrt{2}(2\pi R)^{3/2} a_0^3 = 4a_0^3 (\pi R)^{3/2}$$

Le facteur  $4a_0^3 \pi^{3/2}$  présent dans l'équation (II – 25) est évalué à  $3.301 \times 10^{-24} \text{cm}^3$ . Finalement, la relation entre  $C_{cd}(i \rightarrow d)$  et  $A_{di}^a$  s'écrit :

$$C_{cd}(i \rightarrow d) = 3.301 \times 10^{-24} \left( \frac{R}{kT_e} \right)^{3/2} \exp(-\varepsilon_i/kT_e) \frac{g_d}{g_i} A_{di}^a \quad (\text{II} - 26)$$

où  $C_{cd}(i \rightarrow d)$  est exprimé en unité de  $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$  tandis que  $A_{di}^a$  est en  $\text{s}^{-1}$ .

Revenons à la contribution résonnante  $\alpha_{res}(i \rightarrow j, d)$  au coefficient de taux d'excitation  $i \rightarrow j$  via  $d$ . Elle s'obtient en substituant les équations (II – 18) et (II – 26) dans l'équation (II – 17) :

$$\alpha_{res}(i \rightarrow j, d) = 3.301 \times 10^{-24} \left( \frac{R}{kT_e} \right)^{3/2} \exp(-\varepsilon_i/kT_e) \frac{g_d}{g_i} \frac{A_{di}^a A_{dj}^a}{\sum_k A_{dk}^a + \sum_l A_{dl}^r} \quad (\text{II} - 27)$$

La contribution résonnante totale  $\alpha_{res}(i \rightarrow j)$  au coefficient de taux d'excitation  $i \rightarrow j$  s'obtient en sommant  $\alpha_{res}(i \rightarrow j, d)$  sur tous les niveaux autoionisants intermédiaires  $d$  ayant une énergie  $E_d > E_j$  :

$$\alpha_{res}(i \rightarrow j) = \sum_d \alpha_{res}(i \rightarrow j; d) \quad (\text{II} - 28)$$

### **II.2.c– Ionisation collisionnelle et recombinaison à trois corps**

L'ionisation et la recombinaison, qui sont des processus inverses l'un de l'autre, jouent un rôle fondamental dans les plasmas. La recombinaison d'un électron à un ion s'effectue le plus souvent sur un état excité, puis l'ion recombiné se désexcite par une cascade de transitions, jusqu'à atteindre l'état fondamental ou un état métastable proche du fondamental [5].

#### **II.2.c.1– L'ionisation des ions par collisions d'électrons**

Le processus d'ionisation d'un ion peut être soit direct (électron lié directement arraché) soit indirect (excitation de couche interne suivie par autoionisation).



✓ Ionisation directe

L'ion diffuse l'électron incident, et l'un de ses électrons liés est arraché directement lors de l'interaction, avec la condition que l'énergie de l'électron incident soit supérieure à celle de la liaison de l'électron arraché de l'ion :



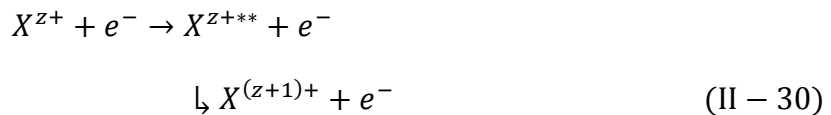
Si l'énergie cinétique de l'électron incident est suffisamment grande pour y avoir une extraction d'un électron appartenant à une couche interne de l'ion, cela conduit à un ion  $X^{(z+1)+}$  dans un état simplement ou doublement excité qui peut se désexciter radiativement. Donc ce processus est susceptible de contribuer à la formation de raies. Un exemple typique est celui de l'ionisation d'un électron interne 1s d'un ion lithumioïde initialement dans son état fondamental  $1s^2 2s$ , qui contribue à la formation de la raie interdite  $1s2s \ ^3S_1 \rightarrow 1s^2 \ ^1S_0$ .

✓ Ionisation indirecte

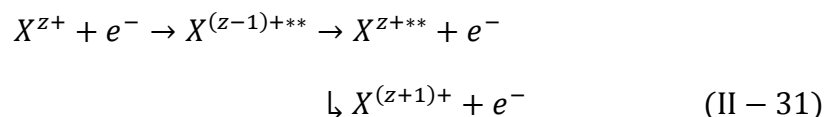
Il y a trois différents processus indirects d'ionisation:

- Excitation de couche interne suivi par autoionisation

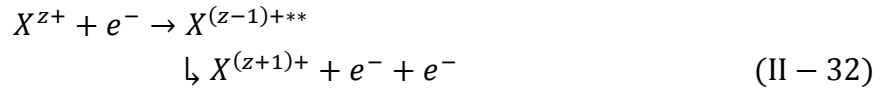
L'électron incident peut exciter un électron appartenant à une sous-couche interne de l'ion cible  $X^{z+}$ . Cela donne naissance à un niveau autoionisant de l'ion, qui peut être suivi par l'autoionisation. Dans cette deuxième voie d'ionisation, il faut que l'énergie de l'électron incident soit supérieure ou égale à la première énergie d'ionisation de l'ion. Ce processus joue dans certains cas un rôle important dans la détermination de l'état d'ionisation d'un plasma chaud.



- Capture diélectronique vers un état doublement excité suivi par autoionisation séquentielle de deux électrons (appelé RRDA, Resonant Recombination Double Autoionization)



- Capture diélectronique vers un état doublement excité suivi par auto-double ionisation, c'est à dire suivi par l'émission simultanée de deux électrons



Ce dernier processus est très peu efficace.

### **II.2 .c.2– La recombinaison à trois corps**

Ce processus correspond à l'inverse de l'ionisation collisionnelle directe. Il se produit lorsque deux électrons libres entrent en même temps au voisinage d'un ion. L'un des deux électrons est capturé dans un état ionique, tandis que l'autre est diffusé et emporte l'énergie supplémentaire. La recombinaison à trois-corps n'est importante que dans le cas de plasmas denses (densité des électrons  $n_e > 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ) puisque la probabilité pour que deux électrons s'approchent en même temps d'un ion ne peut être significative que si la densité des électrons est grande.

### **II.2.d– Photoionisation et recombinaison radiative**

La photoionisation et recombinaison radiative appartient aux processus radiatifs de base caractérisant l'interaction du rayonnement électromagnétique avec des atomes ou des ions.

Les propriétés de photoionisation et de recombinaison radiative ont été considérées dans plusieurs articles et revues [6-7]

#### **II.2.d.1– La photoionisation**

La photoionisation est un processus important dans les plasmas chauds qui sont exposés à des sources externes et intenses de rayonnement. Elle se caractérise par l'absorption d'un photon par un électron lié qui est éjecté dans le continuum. Le photon doit avoir une énergie  $h\nu$  plus grande que l'énergie du seuil d'ionisation de l'ion :



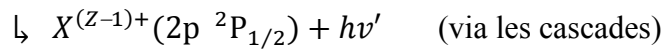
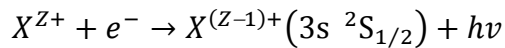
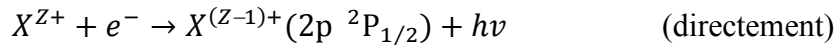
Le processus inverse de la photoionisation est la recombinaison radiative (RR).

**II.2.d.2– La recombinaison radiative**

Dans le processus de la recombinaison radiative (RR) qui domine dans les plasmas à basses densités et températures, un électron incident est capturé dans l'un des états ioniques liés de l'ion  $X^{(z+1)+}$ , et s'accompagne de l'émission d'un photon qui emporte l'excès d'énergie :



La recombinaison radiative peut contribuer au peuplement de niveaux excités. Par exemple, le niveau  $2p \ ^2P_{1/2}$  d'un ion hydrogénoïde peut être peuplé par recombinaison radiative d'un ion nu  $X^{Z+}$  ( $Z$  étant le numéro atomique) soit directement ou à travers des cascades radiatives :



**II.2.e– Recombinaison diélectronique et autoionisation**

La recombinaison diélectronique a d'abord été reconnue par Massey et Bates en 1942 comme un processus de recombinaison dans lequel il y a capture sans rayonnement d'un électron libre par un ion, donnant lieu à un état doublement excité quasi-lié, suivie par désexcitation radiative spontanée conduisant à un état simplement excité stable de l'ion recombiné. Unsold avait proposé d'inclure un deuxième processus de recombinaison qui est précisément la recombinaison diélectronique. Bien après, il a été montré par Burgess (1964) que ce dernier processus est particulièrement efficace dans les plasmas de hautes températures et de faibles densités tels que ceux rencontrés dans la couronne solaire et des restes de Supernovae. L'inclusion de la recombinaison diélectronique dans les calculs d'équilibre d'ionisation a permis de lever le désaccord entre la température  $T_e$  de la couronne solaire mesurée par l'élargissement Doppler et celle prédite théoriquement.

La recombinaison diélectronique est donc un processus de recombinaison ion-électron qui est réalisé en deux étapes : capture diélectronique et stabilisation radiative.

- ✓ Capture diélectronique :

Aussi appelé capture non-radiative, elle est le processus inverse de l'autoionisation et peut avoir des effets importants sur les intensités des raies.

Un électron libre entre en collision avec un ion  $X^{z+}$  à une énergie cinétique juste en dessous du seuil d'excitation d'une transition de résonance et forme un état doublement excité  $X^{(z-1)+**}$  au-dessus de la première limite d'ionisation de l'ion  $X^{(z-1)+}$  :



L'énergie de l'électron libre doit être dans une zone étroite d'énergie pour que l'électron soit capturé. La réaction (II – 35) montre un processus de capture d'un électron par un ion  $X^{z+}$  mais ce processus ne donne véritablement de recombinaison que si le processus suivant se produit.

✓ Stabilisation radiative

Dans cette étape l'état autoionisant de l'ion doublement excité  $X^{(z-1)+**}$  se désexcite par transition radiative spontanée vers un état situé au-dessous de la première limite d'ionisation de l'ion  $X^{(z-1)+}$  :



C'est ce processus de stabilisation radiative qui fait une recombinaison diélectronique effective. Il est utile de mentionner que la stabilisation radiative n'est importante que dans le cas d'ions hautement chargés présents dans des plasmas chauds. Dans les plasmas froids où les atomes sont une fois ou deux fois ionisés, la recombinaison diélectronique est très négligeable devant la recombinaison radiative.

Finalement, l'état excité formé après que la transition de stabilisation prend place, se désexcite par cascades vers le niveau fondamental :



Dans les plasmas chauds, la recombinaison diélectronique peut être plus efficace que le processus de recombinaison radiative et peut avoir des effets importants non seulement sur l'équilibre d'ionisation mais aussi sur le spectre d'émission du plasma. Une grande partie des travaux scientifiques consacrés à la recombinaison diélectronique s'est focalisée précisément sur les raies spectrales produites par ce processus. Gabriel et ses collaborateurs ont montré

que les raies spectrales résultant de la recombinaison diélectronique apparaissent comme des satellites sur le côté grande longueur d'onde des raies de résonance de l'ion recombinant. Ils ont également montré que ces raies, quand elles isolées, peuvent servir à déterminer d'une façon très simple et très fiable la température électronique du plasma [8-11].

Notons que dans ce Mémoire, nous nous intéressons aux raies satellites de recombinaison diélectronique des ions hydrogénoïdes, dues par exemple aux transitions  $2p^2 \ ^3P_2 \rightarrow 1s2p \ ^3P_2$ ,  $2s2p \ ^1P_1 \rightarrow 1s2s \ ^1S_0$ , et  $2p^2 \ ^1D_2 \rightarrow 1s2p \ ^1P_1$ .

**II.2.f– Emission spontanée et induite**

Le processus de l'émission radiative spontanée entre deux niveaux excités, conduit au peuplement du niveau inférieur au détriment du supérieur :

$$X^{z+}(j) \begin{matrix} \xrightarrow{A_{ji}} \\ \xleftarrow{B_{ij}} \end{matrix} X^{z+}(i) + h\nu_{ji} \tag{II – 38}$$

où  $B_{ij}$  est le coefficient d'Einstein pour l'absorption du niveau  $i$  vers le niveau  $j$ , et  $A_{ji}$  est le coefficient d'Einstein pour l'émission spontanée du niveau  $j$  vers le niveau  $i$ .

Toutefois, les atomes et les ions d'un plasma peuvent réabsorber le rayonnement émis au sein du plasma si celui-ci est suffisamment dense et donc opaque. Dans ce cas il serait nécessaire de prendre en compte le processus de l'émission induite.

Dans les ions fortement chargés, plusieurs types de transitions radiatives peuvent intervenir. On sait que les transitions radiatives de type dipolaire électrique sont les plus dominantes, c'est la raison pour laquelle ces transitions sont appelées transitions optiquement permises. Cependant, les transitions de type quadrupolaire électrique, dipolaire et quadrupolaire magnétiques, appelées transitions optiquement interdites, peuvent dans certains cas jouer un rôle important.

La désexcitation radiative spontanée est caractérisée par la probabilité de transition radiative entre un niveau  $j$  et un niveau  $i$ , notée  $A_{ji}$ , qui s'exprime en unité de  $s^{-1}$ . Les expressions des probabilités dipolaire électrique  $A^{E1}$ , quadrupolaire électrique  $A^{E2}$ , dipolaire magnétique  $A^{M1}$ , et quadrupolaire magnétique  $A^{M2}$ , sont données par :

$$A_{ji}^{E1} = \frac{2.0261 \times 10^{18}}{g_j \lambda_{ji}^3} S^{E1}$$

$$A_{ji}^{M1} = \frac{2.6974 \times 10^{13}}{g_j \lambda_{ji}^3} S^{M1}$$

$$A_{ji}^{E2} = \frac{1.1199 \times 10^{18}}{g_j \lambda_{ji}^5} S^{E2}$$

$$A_{ji}^{M2} = \frac{1.4910 \times 10^{13}}{g_j \lambda_{ji}^5} S^{M2}$$

où  $\lambda_{ji}$  est la longueur d'onde exprimé en unité de Å,  $g_j$  est le poids statistique du niveau  $j$  et  $S$  est la force de raie [12].

Les raies interdites émises des plasmas chauds peuvent être observées avec une intensité comparable que celle des raies optiquement permises pourvu que le plasma émissif soit de faible densité.