

## RAPPORT D'INTENSITE DES RAIES DE RESONANCE ET D'INTERCOMBINAISON EMISES PAR LES IONS $\text{Si}^{12+}$ DANS DES PLASMAS CHAUDS DE HAUTES DENSITES

Kh. HADJARI et M.K. INAL

*LPT, Département de Physique, Université A. Belkaid – Tlemcen, B.P. 119, 13000 Tlemcen, Algérie*

E-mail: [khad\\_phy@yahoo.fr](mailto:khad_phy@yahoo.fr)

**RÉSUMÉ :** Les raies d'émission des ions fortement chargés à deux électrons sont fréquemment observées dans les spectres X des plasmas de hautes températures de laboratoire et d'astrophysique. Nous nous sommes intéressés dans ce travail aux raies de résonance  $w$  ( $1s2p\ ^1P_1 \rightarrow 1s^2\ ^1S_0$ ) et d'intercombinaison  $y$  ( $1s2p\ ^3P_1 \rightarrow 1s^2\ ^1S_0$ ) émises par les ions silicium  $\text{Si}^{12+}$  dans un plasma chaud et relativement dense. Précisément, nous avons effectué des calculs poussés sur la dépendance en densité d'électrons  $N_e$  du rapport  $\alpha = I_w/I_y$  de l'intensité de  $w$  sur celle de  $y$  dans un large domaine compris entre  $10^{18}$  et  $10^{23}\text{ cm}^{-3}$ . Diverses valeurs de la température électronique du plasma émissif, entre  $10^6$  et  $8 \times 10^6\text{ K}$ , ont été considérées. Pour cela, nous avons déterminé les populations des niveaux supérieurs des deux raies  $w$  et  $y$  en appliquant un modèle collisionnel-radiatif incluant dans un premier temps les 7 premiers niveaux de l'ion  $\text{Si}^{12+}$  (à savoir  $1s^2\ ^1S_0$ ,  $1s2s\ ^3S_1$ ,  $1s2p\ ^3P_{0,1,2}$ ,  $1s2s\ ^1S_0$  et  $1s2p\ ^1P_1$ ), puis en rajoutant les dix niveaux plus excités associés aux configurations  $1s3l$ . Nous avons tenté d'utiliser les meilleures données atomiques concernant les probabilités de transition radiative ainsi que les coefficients de taux d'excitation collisionnelle, soit disponibles dans la littérature soit évaluées par nous-mêmes en exploitant en-ligne des codes de calcul grâce au site web [www-amdis.iaea.org](http://www-amdis.iaea.org). Nous avons retrouvé le caractère fortement sensible du rapport d'intensité  $\alpha$  relatif à la densité  $N_e$  puisque nos résultats indiquent que pour la température de  $4 \times 10^6\text{ K}$ , par exemple,  $\alpha$  augmente de la valeur 1,7 à 258 lorsque  $N_e$  croît de  $10^{18}$  à  $10^{23}\text{ cm}^{-3}$ . Les résultats de nos calculs de la dépendance du rapport  $\alpha$  en  $N_e$  peuvent être appliqués à des plasmas produits par laser en vue de leur diagnostic en densité.

**MOTS-CLÉS :** plasmas chauds et denses, ions héliumoïdes, raies d'émission X, excitation collisionnelle, désexcitation radiative, diagnostic en densité d'électrons

### I. Introduction :

Les ions hautement chargés de la série iso-électronique de l'hélium (c'est-à-dire des ions ayant deux électrons) sont généralement parmi les plus abondants dans les plasmas chauds à travers un large domaine de température du fait de leur structure électronique en couche fermés ( $1s^2$ ) qui les rend difficilement ionisables. Les raies émises dans le domaine X-mou par de tels ions lors des transitions  $1s2l \rightarrow 1s^2$  ( $l=0,1$ ) apparaissent parmi les plus intenses dans les spectres des plasmas chauds existant dans l'univers ou produits en laboratoire. Ces raies sont souvent utilisées pour les diagnostics de tels plasmas et, lorsqu'elles sont produites par des processus collisionnels, elles servent d'indicateurs fiables de température et de densité pour les électrons libres présents dans les plasmas. Elles peuvent également servir à déterminer l'équilibre d'ionisation des plasmas à travers le rapport d'abondance des états de charge héliumoïde et lithiuoïde d'un élément atomique.

Nous nous intéressons dans ce travail à l'intensité des deux raies  $w$  (de résonance) et  $y$  (d'intercombinaison) émises par des ions héliumoïdes de  $Z$  relativement petit dans des plasmas chauds et denses. Le rapport d'intensité de ces deux raies émises par un même élément est sensible à la densité des électrons dans un certain domaine de densité du fait de la nature métastables des deux niveaux  $1s2s\ ^3S_1$  et  $1s2s\ ^1S_0$ . L'excitation collisionnelle à partir des ces niveaux excités peut jouer un rôle important dans le peuplement des niveaux  $1s2p$

$^3P_{0,1,2}$  et  $1s2p\ ^1P_1$ , respectivement. Ceci est dû à la durée de vie radiative des niveaux  $1s2s\ ^3S_1$  et  $1s2s\ ^1S_0$  qui est relativement longue et, de ce fait, ces niveaux peuvent être appréciablement peuplés et leurs probabilités de se désexciter par impact d'électrons peuvent devenir grandes. Par exemple, la durée de vie radiative du niveau  $1s2s\ ^3S_1$  liée à son déclin par transition magnétique vers le niveau fondamental  $1S_0$  s'étend de 20.6 ms dans  $C^{4+}$  à 2.78  $\mu s$  dans  $Si^{12+}$  [1]. Tandis que celle du niveau  $1s2s\ ^1S_0$  qui décline vers  $1s^2\ ^1S_0$  par transition à deux photons dipolaire électrique décroît plus lentement, de 3.03  $\mu s$  à 11.5 ns entre ces deux mêmes ions [2]. Pour ces ions de numéro atomique  $Z$  entre 6 et 14, le rapport d'intensité de la raie de résonance  $w$  sur la raie d'intercombinaison  $y$  est très sensible à la densité électronique entre  $10^{18}$  et  $10^{23}\text{ cm}^{-3}$ . C'est la raison pour laquelle ce rapport d'intensité est souvent été utilisé comme un puissant outil pour les diagnostics en densité d'électrons de divers plasmas Maxwelliens, particulièrement, ceux produit par laser [3-6].

**II. Modèle Collisionnel-Radiatif (CR)**

Dans l'approximation de l'ion isolé et du régime stationnaire, les populations des niveaux excités sont déterminées en résolvant un système d'équations couplées donné, dans le cadre du modèle CR:

$$N_j \left( \sum_{i<j} (N_e C_{j\rightarrow i} + A_{j\rightarrow i}) + \sum_{k>j} N_e C_{j\rightarrow k} \right) = \sum_{i<j} N_i N_e C_{i\rightarrow j} + \sum_{k>j} N_k (N_e C_{k\rightarrow j} + A_{k\rightarrow j}) \dots\dots\dots(1)$$

$N_j$ : la densité de population du niveau  $j$ .

$N_e$ : la densité des électrons libres du plasma.

$A_{j\rightarrow i}$ : la probabilité de transition radiative.

$C_{j\rightarrow i}$ : le coefficient de taux de transition collisionnelle du niveau  $j$  vers  $i$ .

- Le coefficient de taux d'excitation de  $i\rightarrow j$  (en  $\text{cm}^3/\text{s}$ ) avec  $\Delta E_{ij} > 0$  est donné par l'expression:

$$C_{j\rightarrow i} = \frac{8.63 \times 10^{-6}}{g_j T_e^{1/2}} e^{-\frac{\Delta E_{ji}}{kT_e}} \int_0^\infty \Omega_{ji} e^{-\frac{\epsilon_i}{kT_e}} d\left(\frac{\epsilon_i}{kT_e}\right) \dots\dots\dots(2)$$

$g_j$ : le poids statistique du niveau initial  $j$ .

$T_e$ : la température associée aux électrons.

$\Omega_{ij}$ : la force de collision.

- le coefficient de taux de désexcitation collisionnelle peut être déduit du coefficient  $C_{i\rightarrow j}$  par la relation suivante:

$$g_i C_{i\rightarrow j} = g_j C_{j\rightarrow i} e^{-\frac{\Delta E_{ij}}{kT_e}} \dots\dots\dots(3)$$

- les rapports d'intensité de raies peuvent être déduits par la relation

$$\frac{I_{i\rightarrow g}}{I_{j\rightarrow g}} = \frac{N_i A_{i\rightarrow g}}{N_j A_{j\rightarrow g}} \dots\dots\dots(4)$$

**III. Données atomiques pour le rapport des raies  $w/y$  de l'ion  $Si^{12+}$**

Nous avons calculé le rapport d'intensité  $w/y$  en fonction de la densité des électrons en appliquant un modèle C-R. Dans cette partie, après avoir décrit les principales caractéristiques des raies  $w$  et  $y$  de l'ion  $Si^{12+}$ , nous exposerons un ensemble de tableaux donnant toutes les données atomiques nécessaires pour le calcul du rapport d'intensité. Parmi ces données atomiques, il y a les énergies des niveaux de  $Si^{12+}$ , les probabilités de transition radiative entre les différents niveaux excités  $1s2l$  et  $1s3l$ .

### III.1. Raie de résonance $w$

La raie de résonance désignée par  $w$  est émise par l'ion héliumoïdes, et correspond à la transition  $1s2p\ ^1P_1 \rightarrow 1s^2\ ^1S_0$  qui est de type dipolaire électrique E1 ( $\Delta J=1$ ,  $\Delta L=1$ ,  $\Delta S=0$ ). Pour l'ion considéré  $Si^{12+}$ , la longueur d'onde de cette raie est  $6.6467\text{\AA}$  [7].

Dans le cas des plasmas peu denses, le niveau supérieur  $1s2p\ ^1P_1$  est peuplé principalement par excitation collisionnelle à partir du niveau fondamental  $1s^2\ ^1S_0$ , et se dépeuple essentiellement par émission spontanée vers le niveau  $1s^2\ ^1S_0$  avec la probabilité  $A = 4.013 \times 10^{13}\text{ s}^{-1}$  [7]. Lorsque le plasma devient relativement dense, le niveau  $1s2p\ ^1P_1$  peut aussi être peuplé par excitation collisionnelle à partir de niveaux excités, principalement à partir du niveau voisin  $1s2s\ ^1S_0$ . Quant au dépeuplement du niveau  $1s2p\ ^1P_1$ , nous verrons ultérieurement qu'il commence à devenir appréciable lorsque la densité dépasse  $\sim 2 \times 10^{22}\text{ cm}^{-3}$ .

### III.2. Raie d'intercombinaison $y$

Dans les ions héliumoïdes de charge nucléaire  $Z$  de plus en plus grande, l'interaction spin-orbite et d'autres interactions relativistes deviennent de plus en plus importantes et causent ainsi un mélange de plus en plus appréciable des niveaux singulets et triplet  $1s2p\ ^1P_1$  et  $^3P_1$ . Ceci entraîne que la probabilité de transition E1 d'intercombinaison ( $\Delta S=1$ ) du niveau  $1s2p\ ^3P_1$  vers le niveau fondamental  $1s^2\ ^1S_0$ , qui correspond à la raie d'intercombinaison appelée  $y$ , croît rapidement lorsqu'on se déplace le long de la séquence iso-électronique et peut devenir plus grande que la probabilité de transition permise vers  $1s2s\ ^3S_1$  dès que  $Z$  dépasse la valeur 7 (c'est à dire pour l'ion  $N^{5+}$ ) [8].

Dans le cas de  $Si^{12+}$  considéré ici, la probabilité de transition d'intercombinaison  $1s2p\ ^3P_1 \rightarrow 1s^2\ ^1S_0$  est, d'après les calculs de Johnson *et al* [9], égale à  $1.570 \times 10^{11}\text{ s}^{-1}$  alors que la probabilité de transition permise  $1s2p\ ^3P_1 \rightarrow 1s2s\ ^3S_1$  est égale à  $1.592 \times 10^8\text{ s}^{-1}$ . On peut remarquer un facteur de  $10^3$  en faveur de la probabilité d'intercombinaison.

**Tableau 1: Les énergies des 17 premiers niveaux de l'ion  $Si^{12+}$**

Niveau	$E$ (keV)
$1s^2\ ^1S_0$	0
$1s2s\ ^3S_1$	1.8402
$1s2p\ ^3P_0$	1.8541
$1s2p\ ^3P_1$	1.8545
$1s2s\ ^1S_0$	1.8547
$1s2p\ ^3P_2$	1.8554
$1s2p\ ^1P_1$	1.8654
$1s3s\ ^3S_1$	2.1767
$1s3p\ ^3P_0$	2.1806
$1s3s\ ^1S_0$	2.1806
$1s3p\ ^3P_1$	2.1807
$1s3p\ ^3P_2$	2.1807
$1s3d\ ^3D_1$	2.1829
$1s3d\ ^3D_2$	2.1829
$1s3d\ ^3D_3$	2.1830
$1s3d\ ^1D_2$	2.1831
$1s3p\ ^1P_1$	2.1837

**Tableau 2 : Probabilités de transition radiative (en  $s^{-1}$ ) de type dipolaire électrique (E1) à partir de tous les niveaux  $1s2l$  et  $1s3l$  considérés dans le tableau 1 vers des niveaux inférieurs dans l'ion  $Si^{12+}$  obtenus du site web [www-amdis.aiea.org](http://www-amdis.aiea.org).**

$j \rightarrow i$	Transition	Probabilité $A_{ji} (s^{-1})$	$j \rightarrow i$	Transition	Probabilité $A_{ji} (s^{-1})$
4→1	$1s2p^3P_1 \rightarrow 1s^2^1S_0$	$1.352 \times 10^{11}$	15→6	$1s3d^3D_3 \rightarrow 1s2p^3P_2$	$1.893 \times 10^{12}$
7→1	$1s2p^1P_1 \rightarrow 1s^2^1S_0$	$4.013 \times 10^{13}$	10→7	$1s3s^1S_0 \rightarrow 1s3p^1P_1$	$2.492 \times 10^{11}$
17→1	$1s3p^1P_1 \rightarrow 1s^2^1S_0$	$1.157 \times 10^{13}$	13→7	$1s3d^3D_1 \rightarrow 1s2p^1P_1$	$2.450 \times 10^9$
3→2	$1s2p^3P_0 \rightarrow 1s2s^3S_1$	$1.466 \times 10^8$	14→7	$1s3d^3D_2 \rightarrow 1s2p^1P_1$	$1.625 \times 10^{11}$
4→2	$1s2p^3P_1 \rightarrow 1s2s^3S_1$	$1.595 \times 10^8$	16→7	$1s3d^1D_2 \rightarrow 1s2p^1P_1$	$1.691 \times 10^{12}$
6→2	$1s2p^3P_2 \rightarrow 1s2s^3S_1$	$1.936 \times 10^8$	9→8	$1s3p^3P_0 \rightarrow 1s3s^3S_1$	$1.864 \times 10^7$
9→2	$1s3p^3P_0 \rightarrow 1s2s^3S_1$	$6.300 \times 10^{11}$	11→8	$1s3d^3P_1 \rightarrow 1s3s^3S_1$	$2.039 \times 10^7$
11→2	$1s3p^3P_1 \rightarrow 1s2s^3S_1$	$6.282 \times 10^{11}$	12→8	$1s3d^3P_2 \rightarrow 1s3s^3S_1$	$2.511 \times 10^7$
12→2	$1s3p^3P_2 \rightarrow 1s2s^3S_1$	$6.323 \times 10^{11}$	12→9	$1s3d^3P_2 \rightarrow 1s3p^3P_0$	$1.891 \times 10^6$
17→2	$1s3p^1P_1 \rightarrow 1s2s^3S_1$	$2.532 \times 10^9$	17→10	$1s3p^1P_1 \rightarrow 1s3s^1S_0$	$9.217 \times 10^6$
8→3	$1s3s^3S_1 \rightarrow 1s2p^3P_0$	$2.479 \times 10^{10}$	13→11	$1s3d^3D_1 \rightarrow 1s3p^3P_1$	$1.207 \times 10^6$
13→3	$1s3d^3D_1 \rightarrow 1s2p^3P_0$	$1.063 \times 10^{12}$	14→11	$1s3d^3D_2 \rightarrow 1s3p^3P_1$	$2.097 \times 10^5$
8→4	$1s3s^3S_1 \rightarrow 1s2p^3P_1$	$7.383 \times 10^{10}$	16→11	$1s3d^1D_2 \rightarrow 1s3p^3P_1$	$2.184 \times 10^5$
13→4	$1s3d^3D_1 \rightarrow 1s2p^3P_1$	$7.921 \times 10^{11}$	14→12	$1s3d^3D_2 \rightarrow 1s3p^3P_2$	$4.509 \times 10^5$
14→4	$1s3d^3D_2 \rightarrow 1s2p^3P_1$	$1.323 \times 10^{12}$	15→12	$1s3d^3D_3 \rightarrow 1s3p^3P_2$	$2.365 \times 10^6$
15→4	$1s3d^1D_2 \rightarrow 1s2p^3P_1$	$1.098 \times 10^{11}$	16→12	$1s3d^1D_2 \rightarrow 1s3p^3P_2$	$7.925 \times 10^4$
7→5	$1s2p^1P_1 \rightarrow 1s2s^1S_0$	$6.702 \times 10^7$	17→14	$1s3p^1P_1 \rightarrow 1s3d^3D_2$	$1.402 \times 10^4$
11→5	$1s3p^3P_1 \rightarrow 1s2s^1S_0$	$2.496 \times 10^9$	17→16	$1s3p^1P_1 \rightarrow 1s3d^1D_2$	$6.021 \times 10^4$
17→5	$1s3p^1P_1 \rightarrow 1s2s^1S_0$	$6.533 \times 10^{11}$	14→6	$1s3d^3D_2 \rightarrow 1s2p^3P_2$	$4.174 \times 10^{11}$
8→6	$1s3s^3S_1 \rightarrow 1s2p^3P_2$	$1.223 \times 10^{11}$	13→6	$1s3d^3D_1 \rightarrow 1s2p^3P_2$	$5.253 \times 10^{10}$
14→4	$1s3d^3D_2 \rightarrow 1s2p^3P_1$	$1.323 \times 10^{12}$	16→6	$1s3d^1D_2 \rightarrow 1s2p^3P_2$	$5.560 \times 10^{10}$

**Tableau 3 : Probabilités de transition radiative (en  $s^{-1}$ ) prises de l'article de Johnson, Plante et Sapirstein [10].**

$j \rightarrow i$	Transition	Probabilité $A_{ji} (s^{-1})$
2→1	$1s2s^3S_1 \rightarrow 1s^2^1S_0$ (M1)	$3.598 \times 10^5$
4→1	$1s2p^3P_1 \rightarrow 1s^2^1S_0$ (E1)	$1.570 \times 10^{11}$
6→1	$1s2p^3P_2 \rightarrow 1s^2^1S_0$ (M2)	$3.873 \times 10^7$
7→1	$1s2p^1P_1 \rightarrow 1s^2^1S_0$ (E1)	$3.755 \times 10^{13}$
3→2	$1s2p^3P_0 \rightarrow 1s2s^3S_1$ (E1)	$1.524 \times 10^8$
4→2	$1s2p^3P_1 \rightarrow 1s2s^3S_1$ (E1)	$1.592 \times 10^8$
6→2	$1s2p^3P_2 \rightarrow 1s2s^3S_1$ (E1)	$1.919 \times 10^8$

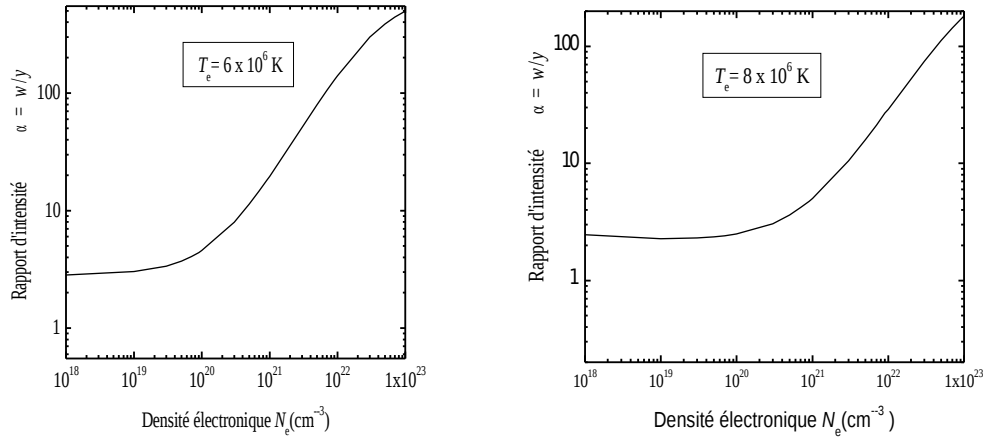
**Tableau 4 : Probabilité de transition radiative à deux photons (en  $s^{-1}$ ) prise de l'article de Derevianko et Johnson [11].**

$j \rightarrow i$	Transition	Probabilité $A_{ji} (s^{-1})$
5→1	$1s2s^1S_0 \rightarrow 1s^2^1S_0$ (2E1)	$8.685 \times 10^7$

### III. Résultats numériques et discussions

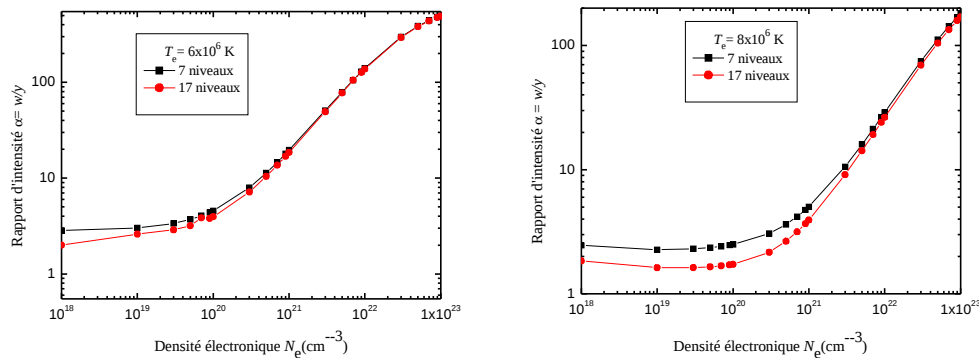
Pour des densités inférieures à  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$ , le rapport  $\alpha$  prend des valeurs comprises entre 1.1 et 2.01 dans l'intervalle de température de  $10^6$  à  $8 \times 10^6$  K. Lorsque la densité

électronique augmente à partir de  $\sim 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ , on peut remarquer que le rapport  $\alpha$  croît rapidement avec la densité électronique et atteint la valeur approximative de 173.01 à  $10^{22} \text{ cm}^{-3}$  pour la température  $T_e = 6 \times 10^6 \text{ K}$ . Ceci découle de la croissance considérable de la population du niveau  $1s2p \ ^1P_1$  dû à l'excitation collisionnelle à partir de la plupart des niveaux dont le niveau métastable  $1s2s \ ^1S_0$ .



**Figure 1: Rapport d'intensité des raies  $w$  et  $y$  émises par l'ion héliumoïde  $\text{Si}^{12+}$  en fonction de la densité électronique  $N_e$  du plasma et pour la température électronique  $T_e=6 \times 10^6 \text{ K}$  et  $T_e=8 \times 10^6 \text{ K}$ . Ce rapport est calculé dans le cadre du modèle collisionnel-radiatif incluant les 7 premiers niveaux de la couche  $n=2$ .**

Nous avons reporté sur la figure 2 les résultats de  $\alpha$  déjà présentés sur la figure précédente calculés en les deux températures  $6 \times 10^6$  et  $8 \times 10^6 \text{ K}$ , en même temps que les résultats de  $\alpha$  calculés en tenant compte aussi de la contribution des cascades au peuplement de tous les niveaux triplets  $n = 2$  à partir des sept niveaux triplets appartenant à la couche  $n=3$  qui sont  $1s3s \ ^3S_1$ ,  $1s3p \ ^3P_{0,1,2}$  et  $1s3d \ ^3D_{1,2,3}$ ,  $^1D_2$  et  $1s3p \ ^1P_1$  afin de mieux voir les effets des cascades venant des niveaux  $n=3$ . La comparaison entre les deux courbes de la figure 2 nous permet de dire que l'inclusion des cascades à partir des niveaux  $n=3$  peut provoquer une augmentation significative du rapport  $\alpha$  surtout à hautes densités. Cette augmentation de  $\alpha$  dans le domaine des grandes densités est due principalement aux cascades qui alimentent les niveaux  $1s2p \ ^3P_1$  et  $1s2s \ ^3S_1$ .



**Figure 2: Rapport  $w/y$  d'intensité de raies émises par l'ion  $\text{Si}^{12+}$  en fonction de la densité électronique  $N_e$  du plasma pour la température électronique  $T_e=6 \times 10^6 \text{ K}$  et  $T_e=8 \times 10^6 \text{ K}$ . Les résultats sont présentés pour des calculs effectués dans le cadre du modèle collisionnel-radiatif incluant 7 niveaux (■—) et 17 niveaux (◆—).**

## VI. Conclusion

Nous avons étudié une méthode efficace de diagnostic de la densité d'électrons libres dans des plasmas chauds et relativement denses tels que ceux produits lors des interactions laser-solide. Cette méthode repose sur le rapport d'intensité  $\alpha$  de la raie de résonance  $w$  sur celle d'intercombinaison  $y$  émises par des ions héliumoïdes fortement chargés. Nos calculs du rapport d'intensité  $\alpha$  ont été effectués pour l'ion émetteur de silicium  $\text{Si}^{12+}$  dans le cadre du modèle collisionnel-radiatif incluant un certain nombre de niveaux provenant des configurations  $1s^2$ ,  $1s2s$ ,  $1s2p$ ,  $1s3s$ ,  $1s3p$ ,  $1s3d$ . Nous avons pris en compte explicitement l'excitation collisionnelle à partir aussi bien du niveau fondamental  $1s^2 \ ^1S_0$  que de tous les niveaux excités considérés. Il a été aussi tenu compte de la possibilité de désexcitation radiative spontanée à partir de tous les niveaux  $1s2l$  et  $1s3l$  excités ( $^3S_1$ ,  $^1S_0$ ,  $^3P_{0,1,2}$ ,  $^3D_{1,2,3}$ ,  $^1D_2$ , et  $^1P_1$ ). Les calculs ont été réalisés en fonction de la densité électronique  $N_e$  du plasma émissif supposé être Maxwellien, dans le domaine  $10^{18}$ – $10^{23} \text{ cm}^{-3}$  et pour diverses valeurs de la température électronique  $T_e$  comprises entre  $10^6$  et  $8 \times 10^6 \text{ K}$ , pour lesquelles l'ion  $\text{Si}^{12+}$  est relativement abondant. Les données atomiques de collision utilisées dans cette étude sont considérées de bonne qualité puisqu'elles ont été obtenues en exécutant des programmes en-ligne réputés assez fiables.

Les résultats que nous avons obtenus ont montré une forte sensibilité du rapport d'intensité  $w/y$  par rapport à la variation de la densité d'électrons dans le domaine  $10^{18}$ – $10^{23} \text{ cm}^{-3}$ , tandis que ce rapport d'intensité varie légèrement avec la température électronique. Nous avons trouvée que dans la limite des hautes densités ( $N_e \geq 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ), le rapport d'intensité  $w/y$  prend la valeur 2.01 à la température  $6 \times 10^6 \text{ K}$ , puis, il augmente à 19.6 lorsque la densité augmente à  $10^{21} \text{ K cm}^{-3}$  et à 636.74 lorsque la densité s'élève à  $10^{23} \text{ cm}^{-3}$ .

## V. Références

- [1] W.R. Johnson, D.R. Plante et J. Sapirstein, *Advances in Atomic, Molecular, and Optical Physics*, edited by B. Bederson et H. Walther (Academic, San Diego, 1995) Vol. **35**, p.255.
- [2] A. Derevianko et W.R. Johnson, *Phys. Rev. A* **56**, 1288(1997).
- [3] A.V. Vinogradov, I. Y. Skobelev and E. A. Yuko. *Sov. J. Quantum Electron.* **5** 630(1975).
- [4] J.C. Weisheit, C. B. Tarter, J.H. Scofield and L.M. Richards. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **16** 659(1976).
- [5] I.Y. Skobelev, A. V. Vinogradov and E. A. Yukov. *Phys. Scr.* **18** 78(1978).
- [6] V.A. Boiko, A.Y. Faenov, S.Y. Hahalin, S.A. Pikuz., K.A. Shilov and I. Y. Skobelev. *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **16** 213(1983).
- [7] le site [www-amdis.aiea.org](http://www-amdis.aiea.org).
- [8] D. Porquet. *J. Dubau, Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **143**, 495 (2000).
- [9] Johnson, Plante et Sapirstein. *Ad. At. Mol. Ppt. Phys.* **35**, 255(1995).
- [10] Derevianko et Johnson, *PRA* **56**, 1288 (1997).
- [11] H. Zhang et D. H. Sampson, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **63**, 487 (1987).