

## L'OPERATEUR DE COLLISION ELECTRONIQUE DANS LES PLASMAS RELATIVISTES

Amel NAAM et Mohammed Tayeb MEFTAH

*Laboratoires LENREZA et LRPPS et Département Sciences de la Matière, Faculté des Sciences et Technologies et des Sciences de la Matière, Université Kasdi Merbah – Ouargla, 30000 Ouargla, Algérie*

E-mail: [naam.amel@gmail.com](mailto:naam.amel@gmail.com)

**RÉSUMÉ :** Le spectre des raies répond aux diverses interactions entre l'émetteur et les perturbateurs qui ont précédé ou accompagné l'émission, par un élargissement et /ou un déplacement. La valeur moyenne de l'effet électronique est souvent remplacée par un opérateur de collision électronique.

Dans ce travail, cet opérateur est calculé pour des raies isolées sans structure fine. La trajectoire de l'électron perturbateur est prise une hyperbole dont le centre de diffusion est l'ion émetteur. L'effet moyen de ces collisions, est calculé relativement aux paramètres d'impact et aux vitesses initiales selon la distribution de Maxwell des vitesses. Nous considérons alors le mouvement de l'électron autour de l'ion émetteur en se plaçant dans les conditions où l'électron perturbateur acquiert des vitesses excessives, c'est à dire relativistes. Nous avons obtenu un opérateur de collision relativiste. Nous avons dès lors étudié l'opérateur de collision relativiste et l'apport des effets relativistes relativement au cas non relativiste, dans le cas spécial où le paramètre d'inélasticité  $\omega$  est nul (on néglige la structure fine de l'émetteur). Un ensemble de comparaisons a été fait pour différentes valeurs de la densité électronique et le nombre spectroscopique de charge de l'ion émetteur.

**MOTS-CLÉS :** collision électronique, élargissement Stark, opérateur de collision électronique relativiste

### **Elargissement électronique relativiste**

La spectroscopie des plasmas est l'étude de la radiation émise par un milieu partiellement ou complètement ionisé. L'information contenue dans le spectre dépend de la physique de l'atome ou de l'ion émetteur et dépend aussi de la physique du plasma environnant. Cette dépendance est une conséquence directe de l'interaction des particules chargées formant le plasma avec l'émetteur. Le spectre des raies répond alors aux multiples interactions microscopiques qui ont accompagné ou précédé l'émission par un élargissement et/ou un déplacement. Le profil des raies spectrales est une représentation très pertinente de l'émetteur (atome, ion) et de son environnement.

L'effet Stark est l'un des mécanismes d'élargissement de raies spectrales. Cet élargissement intervient quand un atome, une molécule, ou un ion, qui émet la lumière dans un gaz, est perturbé par ses interactions avec les autres constituants du gaz plasmonique, tels que d'autres atomes, molécules, ions, ou électrons. L'étude de ce phénomène est nécessaire pour des observations spectroscopiques précises, et elle peut en outre apporter des informations utiles sur les conditions et les concentrations dans le plasma. L'utilisation de l'élargissement des raies comme outils de diagnostic, est devenu un moyen intéressant pour mesurer les températures de toute gamme et les densités des espèces formant le gaz de plasma. La théorie qui met en évidence ces effets a suscité beaucoup d'attention ces dernières années. Parmi les approximations les plus utilisées dans ce domaine est celle dite l'approximation de chemin classique. Elle suppose que la dynamique des perturbateurs, atomes, molécules, ions ou électrons qui perturbent l'émetteur, est régi par les lois de la mécanique classique. Généralement dans l'approximation du chemin classique les perturbateurs sont supposés

suivre des trajectoires droites. Récemment quelques auteurs ont proposé, dans la même hypothèse du chemin classique, que les perturbateurs suivent des trajectoires hyperboliques.

Deux points de vue, qui sont l'approche collisionnelle et l'approche d'un champ quasi-statique, peuvent être utilisées pour décrire la contribution des perturbateurs chargés sur le profil des raies. La théorie de base des profils de raies [1] repose sur la description de la composante électronique du champ électrique par une approche collisionnelle, et la composante ionique du champ électrique est décrite par une approche en champ quasi-statique. Pour de nombreuses applications, l'élargissement des raies isolées est souhaité. Des calculs de l'élargissement d'une telle raie dans un plasma sont normalement faits en utilisant l'approximation d'impact pour des électrons, [2] dans sa version semi-classique [3,4,5]. Les modèles théoriques traitent les électrons dans le cadre de l'approximation d'impact; tandis que les ions sont traités dans le cadre de l'approximation quasi-statique. La spectroscopie plasma est utilisée dans un vaste domaine de densité électronique allons de 10 particules par  $\text{cm}^{-3}$  (espace interstellaire) jusqu'à  $10^{25}$  particules par  $\text{cm}^{-3}$  (intérieur des étoiles, fusion par confinement inertiel), pour des températures comprises entre  $10^2$  °K et  $10^8$  °K . Le but de notre travail est l'étude de l'opérateur de collision électronique relativiste, c'est à dire pour des vitesses électroniques excessives.

L'élargissement Stark tend à être important seulement pour des raies provenant des transitions dipolaire électrique permises. Dans ce cas on peut considérer l'élargissement Stark électronique relativiste dans l'approximation dipolaire. Presque tous les calculs de l'opérateur de collision électronique  $\phi_1$  se basent dans l'approximation de chemin classique pour les électrons perturbateurs sur l'approximation d'impact. Sous les mêmes approximations, on peut calculer l'expression de l'opérateur de collision électronique dans le cas relativiste  $\phi_2$ .

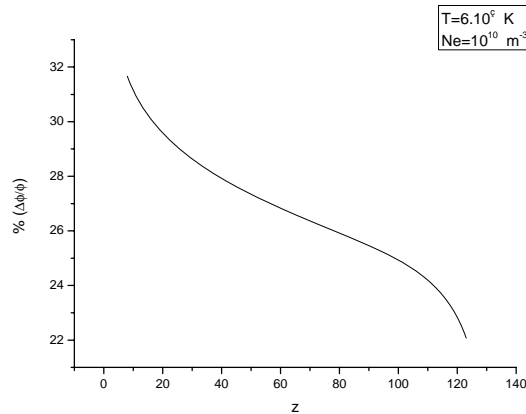
Pour traiter classiquement la collision électron-ion, on considère un électron se déplaçant dans le champ d'un ion Hydrogénoïde dont la masse est supposée si grande qu'on la prend pour comme immobile. La collision est considérée être binaire (électron-ion), chose valable pour un plasma entièrement ionisé et de faible densité. Puisque seulement les collisions libre-libre sont considérées, l'effet de tout le plasma sur la collision électron-ion est négligé, de plus la force intervenant dans cette collision soit une force Coulombienne. On suppose que toutes les interactions électron-électron et électron-atome sont négligées. Ce traitement est effectué en l'absence du champ magnétique externe, le champ magnétique interne est négligé devant le champ électrique . Nous sommes alors dans l'image d'un ensemble de collisions binaires (ion-électron) pour lequel l'étude détaillée du mouvement relativiste de l'électron autour d'un ion est nécessaire.

Dans ce travail , nous avons calculé les équations paramétriques et la formule de trajectoire des électrons perturbateurs relativistes. Nous avons développé la formule général de l'opérateur de collision électronique relativiste en tenant compte de l'approximation de l'ordre zéro, dans le cas où l'inélasticité est nul (la structure fine de l'ions émetteur est négligée). Nous avons calculé l'opérateur de collision électronique dans la théorie semi-classique (dipolaire électrique), et traiter l'électron dans l'approximation d'impact.

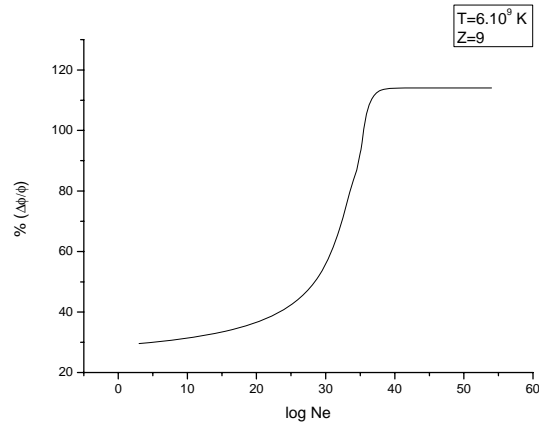
Nous avons présenté aussi, l'étude de l'influence de la densité électronique, le nombre spectroscopique de charge de l'ion émetteur sur la différence entre l'opérateur de collision électronique relativiste et l'opérateur de collision électronique non relativiste, où le paramètre d'inélasticité est nul (on néglige la structure fine de l'émetteur).

$$\phi := \frac{1}{4} q v b^2 \left( \left( e^{\left( 2 \frac{\sqrt{-bl}}{bl} \right)} \text{Ei} \left( 1, \frac{\sqrt{-bl}}{bl} \right) + \text{Ei} \left( 1, -\frac{\sqrt{-bl}}{bl} \right) \right) e^{\left( -\frac{\sqrt{-bl}}{bl} \right)} + e^{\left( \frac{1}{b2} \right)} \text{Ei} \left( 1, \frac{1}{b2} \right) \right) \dots (1)$$

$$\begin{aligned}
 \phi_2 := q \int_0^c & \left( 1 - \frac{v^4}{c^4} \right) v \left( e^{\left( -\frac{v^2}{vb} \right)} \right) \left( \frac{(h^2 - 1)^2}{4 \epsilon_{max}^2 - 4} - \frac{\epsilon_{max}^4 (h^2 - 1)^2 \arctan \left( \sqrt{\frac{\epsilon_{max} + 1}{\epsilon_{max} - 1}} \right)^2}{(\epsilon_{max}^2 - 1)^2} \right. \\
 & + \arctan \left( \sqrt{\frac{\epsilon_{max} + 1}{\epsilon_{max} - 1}} \right) \left( \frac{(6 - 7 \epsilon_{max}^2) (h^2 - 1)^2}{(\epsilon_{max}^2 - 1)^{(3/2)}} - \frac{8 (h^2 - 1)}{\sqrt{\epsilon_{max}^2 - 1}} \right) + \frac{(h^2 - 1)^2}{4 \epsilon_{min}^2 - 4} \\
 & + \frac{\epsilon(v)_{min}^4 (h^2 - 1)^2 \arctan \left( \sqrt{\frac{\epsilon_{min} + 1}{\epsilon_{min} - 1}} \right)^2}{(\epsilon_{min}^2 - 1)^2} \\
 & \left. - \arctan \left( \sqrt{\frac{\epsilon_{min} + 1}{\epsilon_{min} - 1}} \right) \left( \frac{(6 - 7 \epsilon_{min}^2) (h^2 - 1)^2}{(\epsilon_{min}^2 - 1)^{(3/2)}} - \frac{8 (h^2 - 1)}{\sqrt{\epsilon_{min}^2 - 1}} \right) \right) dv \dots\dots\dots(2)
 \end{aligned}$$



**Figure 1 : Variation du rapport  $\Delta\xi/\xi$  (%) en fonction de  $z$  et le nombre spectroscopique de charge.  $Ne=10^{10}$ ,  $T=6.10^9$  K**



**Figure 2: Variation du rapport  $\Delta\epsilon/\epsilon$  (%) en fonction de la densité électronique.  $Z=9$ ,  $T=6.10^9$ K**

### Références

- [1] M. Baranger; " Atomic and Molecular Processes "; Chap. 13. Ed. par. D. R. Bates, *Academic Press Inc.* New York, (1962)
- [2] P. W. Anderson, *Phys. Rev.* 76, 647, (1949)
- [3] H. R. Griem, M. Baranger, A. C. Kolb, et G. Oertel, *Phys. Rev.* 125, 177, (1962)
- [4] S. Sahal-Bréchet, *Astron. Astrophys.* 2, 322, (1969)
- [5] M. Baranger, *Phys. Rev.* 112, 855, (1958)