

EFFET DES MICROCHAMPS QUASI STATIQUES SUR LE PROFIL D'UNE RAIE

Youssef AZZOUZ et Belkacem FERHAT
Faculté de physique, U.S.T.H.B., Alger, Algérie
E-mail: yazzouz@yahoo.fr

RÉSUMÉ : Les largeurs et déplacements des deux composantes de la raie SiII 334nm ont été calculés à l'aide du code numérique Stark B, mettant en évidence une asymétrie de ces composantes par rapport à la forme lorentzienne. Pour reproduire cette asymétrie des fits ont été effectués en considérant l'effet des impacts des électrons sur l'atome émetteur sous l'influence des micro champs faibles fréquences dus aux ions. L'accord est assez satisfaisant, mais doit être confirmé par un calcul théorique.

MOTS-CLÉS : plasmas relativement denses, raies asymétriques

1. Introduction

L'asymétrie de certaines raies spectrales isolées tire son origine, dans le cas de plasmas froids et peu denses, soit des effets conjugués des micro champs hautes fréquences dus aux électrons [1] et des micro champs faibles fréquences dus aux ions [2] présents dans un plasma, soit des effets dus aux durées intermédiaires des collisions [3] entre la particule émettrice et les autres particules du plasma. L'analyse de la raie SiII 334nm dans le cadre de l'approximation des impacts [4] montre que ses deux composantes présentent une asymétrie par rapport à la forme lorentzienne, du côté des longues longueurs d'onde. Cette asymétrie ne peut être attribuée aux effets d'overlapping [5] car la raie est bien isolée [6] et la structure fine des niveaux mis en jeu est peu importante. Pour reproduire cette asymétrie, nous avons considéré l'effet conjugué des électrons et des ions, le profil théorique est alors une forme lorentzienne pondérée par la distribution des champs faibles fréquences dus aux ions [7]. Pour « fitter » le profil expérimental, nous avons utilisé la distribution de Mozer-Baranger [1-2,11] pour ces champs. Bien que l'accord entre le profil expérimental et le profil théorique soit assez satisfaisant, nous envisageons dans nos futures démarches, pour confirmer ces résultats, de faire un calcul théorique des paramètres définissant la distribution des fréquences des champs créés en un point de charge non nulle.

2. Le Profil théorique :

Pour tenir compte des effets des micro champs quasi statiques dus aux ions, sur l'impact des électrons sur l'atome émetteur, le profil lorentzien obtenu dans le cadre de la théorie des impacts doit être pondéré par la distribution de ces champs F produits au niveau de l'atome émetteur, le profil résultant est décrit par la relation suivante [7] :

$$I(\lambda) = \int_0^{+\infty} dF \cdot W(F) \cdot I(\lambda, F) \quad (1)$$

Où $I(\lambda, F)$ est le profil lorentzien et $W(F)$ la distribution des champs basses fréquences.

2.1. Le profil impact

Dans le cadre de l'approximation des impacts, le profil d'une raie spectrale isolée est donné par l'expression suivante :

$$I(\lambda, F) = \frac{\Delta\lambda}{\pi} \frac{1}{(\lambda - \lambda_0 - d + C_4 F^2)^2 + \Delta\lambda^2} \quad (2)$$

Dans cette expression $\Delta\lambda$, d et λ_0 sont respectivement la demi largeur, le déplacement et la longueur d'onde centrale d'une composante de la raie considérée. Les largeurs et les déplacements sont calculés à l'aide du code numérique Stark B [8] où sont pris en compte les collisions aussi bien élastiques qu'inélastiques, la contribution des ions aux collisions par impact, les effets de polarisation et la contribution du terme quadripolaire du potentiel d'interaction du aux électrons. Le terme $C_4 F^2$ est le déplacement Stark quadratique induit par les micros champs F quasi statiques des ions et C_4 une constante caractérisant l'interaction entre les ions et la particule émettrice.

2.2. Distribution des champs basses fréquences

Dans le cas où les corrélations entre les constituants d'un plasma ne sont pas prises en compte on utilise la distribution des champs de Holtzmark [9], cette dernière a été améliorée par Mozer et Baranger [1-2] et ensuite par Hooper [10] en introduisant des termes correctifs pour tenir compte des interactions à deux et à trois corps. L'expression obtenue par Mozer et Baranger, pour un point chargé, est donnée par [1-2, 10-11] :

$$W(\beta) = \frac{1}{2\pi\beta} \int_0^{+\infty} d\eta \sin(\beta\eta) \cdot \exp(-\eta^{3/2} \psi_1(a\sqrt{\eta})) \quad (3)$$

$\beta = \frac{F}{F_0}$ et F_0 est le champ normal de Holtzmark.

$$\psi_1(x) = \frac{15}{2\sqrt{2\pi}} \int_0^{\infty} dy \cdot y^2 \left[1 - \frac{\sin(z)}{z} \right] \cdot \exp \left[- \left(\frac{2\sqrt{2\pi}}{15} \right) \frac{a^3}{xy} \cdot \exp \left(\frac{\lambda'}{\lambda''} xy \right) \right] \quad (4)$$

$$z = \frac{(1 + xy) \cdot \exp(-xy)}{y^2}$$

Les paramètres λ' et λ'' sont les longueurs de Debye, introduites pour tenir compte des effets d'écran dus aux électrons et aux ions [11].

Dans le cas d'un plasma constitué d'électrons et d'ions SiII, les paramètres a , λ' et λ'' s'écrivent :

$$a = [Z e^2 ((15/4)^2 N_e)^{1/3} / kT]^{1/2}; \quad \lambda' = [kT / 4\pi e^2 N_e]^{1/2}; \quad \lambda'' = [kT / 4\pi e^2 2N_e]^{1/2} \quad (5)$$

3. Résultats

Les largeurs et déplacements calculés, avec le code Stark B, des composantes de la raie Si II 334nm de l'ordre de **0.16Å** sont importante devant la largeur Doppler (de l'ordre de **0.05Å**), l'asymétrie de cette raie par effet Doppler est donc à écarter. Nous avons cherché à trouver le meilleur accord entre le profil théorique, suivant la relation (1), et le profil expérimental, en faisant varier la constante C_4 . Un code numérique a été mis au point pour effectuer ces différents calculs, un accord assez satisfaisant a été obtenu pour $C_4 F_0^2$ de l'ordre de **0.02Å**. Nous reportons dans la figure (1) le meilleur fit du profil expérimental du doublet SiII 334nm.

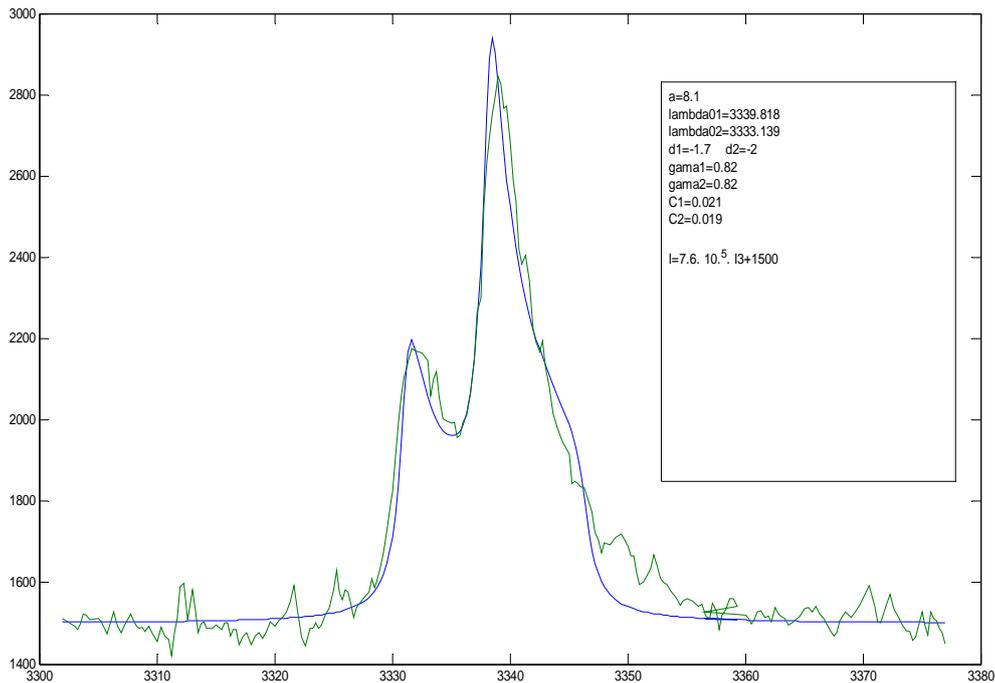


Figure 1 : profil théorique en traits lissé et expérimental en traits brisés.

Les conditions expérimentales qui ont prévalu lors de l'acquisition du spectre expérimental sont : température $T=15000$ K et densité des électrons $N_e=10^{17}$ cm⁻³. Ces valeurs donnent pour le paramètre a la valeur 8.1. Le meilleur fit, reporté dans la figure (1), a été obtenu en prenant pour $C=C_4 F_0^2$ les valeurs, respectivement, $C_1=0.021\text{Å}$ pour la composante à 3339.818 Å et $C_2=0.019\text{Å}$ pour la composante à 3333.139 Å. Les demi-largeurs associées $\Delta\lambda_1 = 0.82\text{Å}$ et $\Delta\lambda_2 = 0.82\text{Å}$, ainsi que les déplacements $d_1 = +0.887\text{Å}$ et $d_2 = +0.884\text{Å}$, ont été calculés par le code numérique Stark B. Ces déplacements sont à comparer à ceux déduits de notre fit, $d_1 = -1.7\text{Å}$ et $d_2 = -2\text{Å}$, par contre les largeurs déduites de ce fit sont en parfait accord avec les largeurs calculées, soit 0.82Å .

4. Conclusion :

L'analyse théorique du doublet 334nm suivant la théorie des impacts a montré que les largeurs mises en jeu sont insuffisantes pour reproduire l'asymétrie vers le rouge de ce doublet. Ce travail montre que cette asymétrie est due, très probablement, à l'influence des micro champs quasi statiques créés par les ions perturbateurs SiII, au niveau de l'ion émetteur SiII. , ce résultat doit être confirmé par le calcul théorique des constantes C_4 qui permettra aussi d'expliquer le désaccord avec les valeurs des déplacements calculés par le code Stark B.

Références

- [1] M. Baranger, B. Mozer, Phys. Rev. 115, 521(1959)
- [2] B. Mozer, M. Baranger, Phys. Rev. 118, 626(1960)
- [3] R. Ciurylo, J. Szudy, Phys. Rev. A, vol. 63, 042714.
- [4] S. Sahal-Bréchet, communication privée.
- [5] M. Baranger, Phys. Rev., Vol. 111 n.2, 481(1958).
Phys. Rev., Vol. 111 n.2, 494(1958).
Phys. Rev., Vol. 111 n.2, 855(1958).

- [6] S. Sahal-Bréchet, *Astron.& Astrophys.* 1, 91-123(1969)
Astron.& Astrophys. 2, 322-354(1969).
- [7] H.R. Griem, *Spectral Line Broadening by Plasmas*, Academic Press New York and London, 1974.
- [8] M.S. Dimitrijevic, N. Konjevic, *J.Q.S.R.T.* vol.24,pp 451-459(1980).
M.S. Dimitrijevic, S. Sahal-Bréchet, *J.Q.S.R.T.* vol.31, n.4,pp 301-313(1984).
- [9] J. Holtsmark, *Ann. Physik* 58,577 (1919)
- [10] C.F. Hooper, Jr., *Phys. Rev.* 149, 77 (1966)
C.F. Hooper, Jr., *Phys. Rev.* 165, 215 (1968)
- [11] G. Peach, *Advances in Physics*, 1981, Vol. 30, N^o 3, 367-474