

ASYMÉTRIES DES RAIES SPECTRALES : COMPARAISON DES DIFFÉRENTS FORMALISMES

Youssef AZZOUZ et Belkacem FERHAT

Faculté de Physique, U.S.T.H.B., B.P. 32, El Alia, Bab Ezzouar, Alger

E-mail : yazzouz@yahoo.fr

RÉSUMÉ : L'asymétrie des raies spectrales se fitte correctement par un profil lorentzien classique sur la partie « basses fréquences » de la raie et d'un profil lorentzien de demie largeur plus grande sur la partie « hautes fréquences ». Cette approche est nouvelle par rapport à la littérature existante. Par ailleurs, plusieurs formalismes existent pour expliquer le profil d'une raie spectrale, bien que les distributions des fréquences obtenues par chacun de ces formalismes soient différentes. C'est le cas, par exemple, du formalisme de Baranger[1] où l'asymétrie est prise en compte par un seul terme dispersif non lorentzien de la forme :

$$\frac{(\omega - \omega_0)}{(\omega - \omega_0)^2 + \gamma^2} \quad (1)$$

où ω_0 et γ sont la fréquence centrale et la largeur d'une composante de la raie, par contre dans le formalisme de Kolb-Griem[2], le terme d'asymétrie est introduit par un ensemble de lorentziennes de largeurs différentes augmenté par autant de termes dispersifs. Soit, dans le cas d'un doublet, quatre lorentziennes et quatre termes dispersifs analogues à celui de Baranger. Nos fits, sur le doublet $\lambda 334nm$ du silicium une fois ionisé, montrent qu'il est toujours possible de reproduire correctement le profil expérimental à l'aide de ces différentes approches avec un choix raisonnable des paramètres (largeurs, fréquences centrales, facteurs de déplacement, etc.) caractérisant chacune des composantes du doublet.

MOTS-CLÉS : plasmas relativement denses, raies asymétriques

1.INTRODUCTION: La question de l'élargissement, du déplacement et du profil des raies spectrales a déjà été abordée avant les années 1920 par plusieurs auteurs, d'abord par Maxwell à l'aide du modèle classique de l'électron élastiquement lié qui a permis l'introduction du facteur d'amortissement des oscillations de l'électron pour rendre compte de la durée de vie finie des états électroniques (largeur naturelle d'une raie spectrale), cette approche est évidemment très insuffisante puisque elle ne prend pas en compte la présence d'autres atomes qui modifient, par leur champs électrique, l'état interne de l'atome émetteur de radiation. Pour tenir compte de cet effet de pression de la part des atomes perturbateurs sur l'atome émetteur, Weisskopf[3], entre autres, améliora cette démarche en introduisant de manière ad hoc un terme supplémentaire dans la fonction d'auto-corrélation d'une raie spectrale, les collisions inélastiques, dans ce cas, ne sont pas considérées. Les premiers travaux théoriques sur cette question, entrant dans le cadre de la théorie quantique, ont été effectués par P.W.Anderson[4] où les effets non adiabatiques et les cas de recouvrement des raies (overlapping) ne sont pas pris en compte. Des formalismes plus réalistes apparurent dans les années 1958-1959, notamment le formalisme de Baranger[1] et celui de Kolb-Griem[2] où sont intégrées dans les calculs les collisions aussi bien élastiques qu'inélastiques, ainsi que les cas de recouvrement des raies spectrales. Dans ce travail nous proposons une relation empirique pour décrire le profile d'une raie spectrale. Nous comparant le fit obtenu par cette relation pour le doublet $\lambda 334nm$ du silicium une fois ionisé, aux fits obtenus, pour ce même doublet, à partir du formalisme de Baranger et celui de Kolb-Griem.

2. FORMALISME DE BARANGER:

Dans le cadre de l'approximation des impacts, cet auteur a établi, pour la distribution des fréquences d'une raie spectrale, la relation suivante :

$$I(\omega) = \sum_{\alpha\beta} \frac{R_{\alpha\beta} + I_{\alpha\beta} \cdot (\omega - \omega_0)}{(\omega - \omega_0)^2 + \gamma^2} \quad (2)$$

Dans cette relation ω est la fréquence de la radiation, ω_0 sa fréquence centrale et γ sa largeur.

$R_{\alpha\beta}$ et $I_{\alpha\beta}$ sont la partie réelle et la partie imaginaire d'éléments de matrice faisant intervenir le moment dipolaire de l'atome émetteur non perturbé. Le niveau supérieur et le niveau inférieur, de la transition électronique, sont respectivement notés par α et β .

...

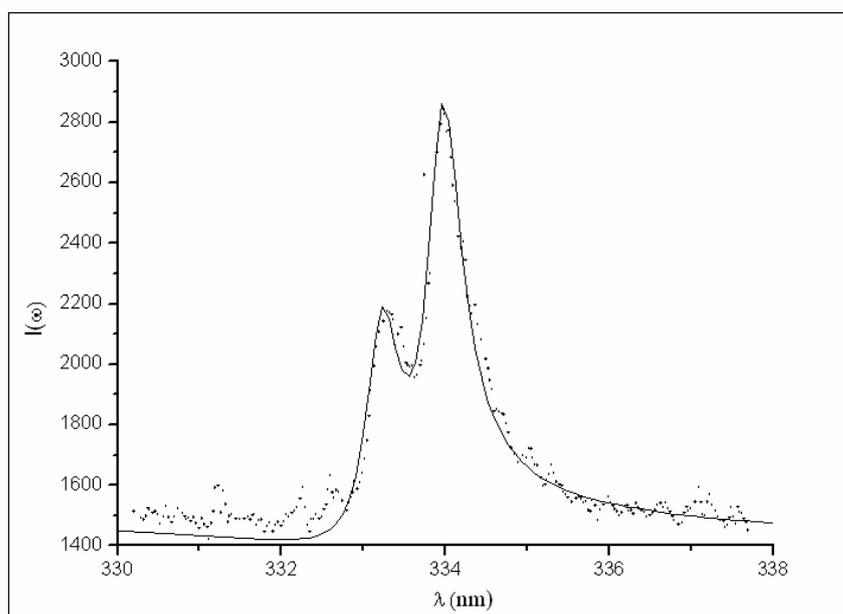


Figure 1 : fit du doublet SiII $\lambda 334nm$ par la formule de Baranger

L'ajustement de ces quatre paramètres, pour reproduire les points expérimentaux, donne pour le doublet $\lambda 334nm$ du SiII les résultats de la figure (1) où la courbe théorique est représentée en traits pleins. Les points représentent les valeurs expérimentales. Les valeurs de ces quatre paramètres sont regroupées dans le tableau (1).

Durant nos ajustements théoriques nous avons constaté qu'il est possible d'obtenir un meilleur fit.

Tableau 1 : paramètres du fit de la figure (1)

TRANSITIONS	$\alpha \rightarrow \beta_1$	$\alpha \rightarrow \beta_2$
λ_0 (nm)	333.25	333.99
$\Delta\lambda = (\lambda_0^2 / hc)\gamma$ (nm)	0.25	0.25
$R_{\alpha\beta}$	150	300
$I_{\alpha\beta}$	20	50

Les valeurs reportées, pour λ_0 et $\Delta\lambda$, dans ce tableau sont en très bon accord avec les valeurs expérimentales de ces mêmes quantités déduites de la courbe expérimentale. Les rapports $R_{\alpha\beta_2}/R_{\alpha\beta_1}$ et $I_{\alpha\beta_2}/I_{\alpha\beta_1}$ qui caractérisent les maxima d'intensité de chaque composante du doublet, de l'ordre de deux, sont aussi en bon accord avec les valeurs expérimentales de ces mêmes rapports. Le calcul théorique de ces quatre paramètres, que nous essayons d'effectuer à l'heure actuelle, est donc nécessaire pour pouvoir trancher sur la question de savoir si l'asymétrie rencontrée dans ce doublet est due aux interférences entre photons de mêmes fréquences. Dans ce but nous projetons de mettre en œuvre le formalisme développé par S. Sahal-Brechot[5].

3. FORMALISME DE KOLB-GRIEM:

Toujours dans l'approximation des impacts, cet auteur, après avoir obtenu pour chaque collision l'expression de l'opérateur d'évolution en fonction de la matrice de collision \mathbf{S} , déduit l'expression de l'opérateur d'évolution moyen en résolvant l'équation d'évolution associée en utilisant la transformation de Laplace. La distribution des fréquences, ainsi obtenue pour un doublet du type **SIII λ 334nm**, est donnée par la relation suivante :

$$\begin{aligned}
 I(\omega) = & \frac{A_{11} + A_{12}(\omega - \omega_{12} - d_{11})}{(\omega - \omega_{12} - d_{11})^2 + (\gamma_{12}^o - \gamma_{12})^2} + \frac{B_{11} + B_{12}(\omega - \omega_{12} - d_{12})}{(\omega - \omega_{12} - d_{12})^2 + (\gamma_{12}^o + \gamma_{12})^2} \\
 & + \frac{C_{11} + C_{12}(\omega - \omega_{12} - d_{13})}{(\omega - \omega_{12} - d_{13})^2 + (\gamma_{21}^o - \gamma_{21})^2} - \frac{D_{11} + D_{12}(\omega - \omega_{12} - d_{14})}{(\omega - \omega_{12} - d_{14})^2 + (\gamma_{21}^o + \gamma_{21})^2} \\
 & + \frac{A_{21} + A_{22}(\omega - \omega_{13} - d_{21})}{(\omega - \omega_{13} - d_{21})^2 + (\gamma_{21}^o - \gamma_{21})^2} + \frac{B_{21} + B_{22}(\omega - \omega_{13} - d_{22})}{(\omega - \omega_{13} - d_{22})^2 + (\gamma_{12}^o + \gamma_{12})^2} \\
 & + \frac{C_{21} + C_{22}(\omega - \omega_{13} - d_{23})}{(\omega - \omega_{13} - d_{23})^2 + (\gamma_{12}^o - \gamma_{12})^2} - \frac{D_{21} + D_{22}(\omega - \omega_{13} - d_{24})}{(\omega - \omega_{13} - d_{24})^2 + (\gamma_{12}^o + \gamma_{12})^2}
 \end{aligned} \tag{3}$$

Dans cette relation tous les paramètres X_{ij} dépendent des éléments de matrice du moment dipolaire électrique de l'atome rayonnant et des éléments S_{ij} de la matrice de collision. Les γ_{ij} et d_{ij} dépendent uniquement des S_{ij} . La fréquence centrale de chaque composante du doublet est désignée par ω_{1j} (un niveau supérieur soit $i=1$ et deux niveaux inférieurs soit $j=2,3$). Nous reportons dans la figure (2) un assez bon fit de ce doublet avec la relation (3), notant qu'il est possible, la aussi, d'obtenir un meilleur fit. Les paramètres liés à la courbe théorique, en traits continus, sont regroupés dans le tableau (2).

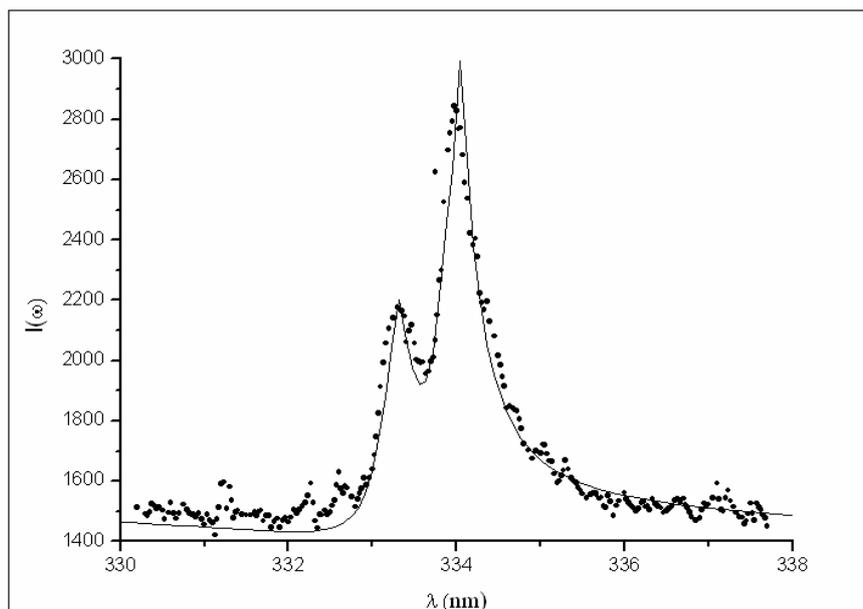


Figure 2 :fit du doublet SiII λ 334nm par la formule de Griem

Tableau 2 : paramètres associés a la figure (2) suivant la relation (3).

TRANSITIONS	$\alpha \rightarrow \beta_1$	$\alpha \rightarrow \beta_2$
A_{11}	5	4
	3	6
	150	300
A_{12}	20	50
	4	3
	2	5
B_{11}	0.05nm	-----
	0.25nm	-----
	0.06nm	-----
B_{12}	0.25nm	-----
C_{11}		
C_{12}		
$\gamma_{12}^{st} - \gamma_{12}$		
$\gamma_{12}^{st} + \gamma_{12}$		
$\gamma_{21}^{st} - \gamma_{21}$		
$\gamma_{21}^{st} + \gamma_{21}$		

L'examen de ce tableau montre, a travers les facteurs $B_{11}, B_{12}, (\gamma_{12}'' + \gamma_{12})$ et $(\gamma_{21}'' + \gamma_{21})$, que la relation (2) de Baranger est comprise dans la relation (3) de Kolb-Griem. Résultat remarquable aussi du formalisme de Kolb-Griem est l'apparition de plusieurs lorentziennes et de termes dispersifs du genre Baranger, de largeurs très étroites.

3. Relation empirique :

Nos données expérimentales ont permis le fit, par une lorentzienne classique décrivant la moitié « bleue » de la raie SiII $\lambda 334nm$ et par une lorentzienne de demie largeur plus grande, décrivant la moitié « rouge » de cette même raie. Les distributions des fréquences respectives sont données par :

$$I(\omega) = \sum_{\alpha\beta} \frac{W_{\alpha\beta} P_{\alpha\beta}^2 \gamma_{\alpha\beta}}{(\omega - \omega_{\alpha\beta})^2 + \gamma^2} \quad \text{pour} \quad \omega > \omega_{\alpha\beta}$$

et

$$I(\omega) = \sum_{\alpha\beta} \frac{W_{\alpha} P_{\alpha\beta}^2 (\gamma_{\alpha\beta} + \gamma_{C\alpha\beta})}{(\omega - \omega_{\alpha\beta})^2 + (\gamma_{\alpha\beta} + \gamma_{C\alpha\beta})^2} \quad \text{pour} \quad \omega < \omega_{\alpha\beta} \quad (4)$$

Le paramètre $\gamma_{C\alpha\beta}$ est un terme correctif qui permet de reproduire correctement l'asymétrie observée dans le doublet SiII $\lambda 334nm$. Dans la figure 3 sont reportés les résultats de ce fit, la courbe lissée représente les valeurs théoriques suivant les relations (4).

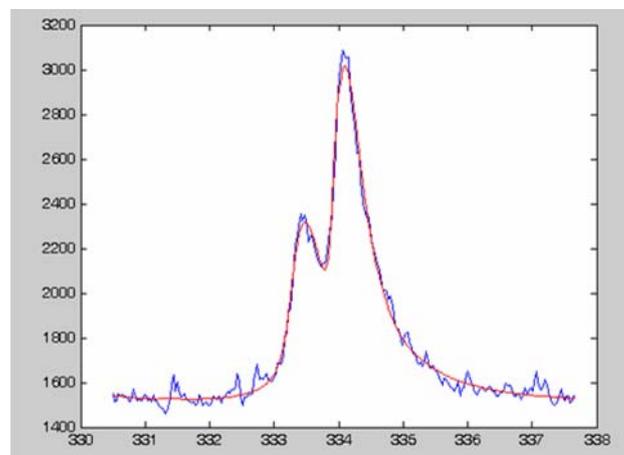


Figure 3 : fit du doublet SiII $\lambda 334nm$ par notre relation empirique

Les largeurs classiques obtenue par se fit, de l'ordre de 0.25nm, sont en accord avec leurs valeurs déduites directement de la courbe expérimentale.

4. Conclusion :

Le terme correctif dans la relation (4) tire son origine soit des phénomènes d'interférences entre niveaux électroniques d'énergies voisines suivant la relation de Baranger ou celle de Kolb-Griem, soit des effet des micro-champs électriques intenses quasi-statiques[6] de la part des atomes environnant l'atome émetteur ou enfin à des effets dus à la durée finie des collisions[7]. Nous envisageons, dans nos futures investigations, la maîtrise du calcul des largeurs et des facteurs de déplacement des raies mises en jeux suivant le formalisme de S.Sahal-Brechot[5] d'un coté et de l'autre d'adapter les travaux de Szudy et al[7] aux cas de collisions de durées intermédiaires.

5. REFERENCES:

- [1] M. Baranger ; Physical Review **Vol.111** 2 481-492 (1958).
Physical Review **Vol.111** 2 494-504 (1958)
Physical Review **Vol.112** 3 855-865 (1958)
- [2] A. C. Kolb, H. Griem ; Phys. Rev. **Vol.111** 2 514-521 (1958)
- [3] V. Weisskopf ; Ann. Phys. **9** 23 (1931)
- [4] P. W. Anderson ; Phys. Rev. **Vol. 76** 5 647-661 (1949)
- [5] S. Sahal-Brechot ; Astron. & Astrophys. **1** 91-123 (1969)
- [6] M. Baranger, B. Mozer; Phys. Rev. **Vol. 115** 3 521-626 (1960)
B. Mozer, M. Baranger; Phys. Rev. **Vol. 118** 3 626-631 (1960)
- [7] R. Ciurylo, J. Szudy, R. S. Trawinski ; J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer **Vol. 57** 4
511-557 (1997)