

Formalisme de l'intégrale de chemin pour l'élargissement Stark: Ly- β dans un plasma d'hydrogène

Nacira BEDIDA ^{a,b,*}, Mosbah DIFALLAH ^c et Mohammed Tayeb MEFTAH ^a

^a *Laboratoire LRPPS, Faculté des Mathématiques et des Sciences de la Matière, Université Kasdi Merbah Ouargla, Ouargla 30000 (Algérie)*

^b *Faculté de Sciences et Technologie, Université d'El Oued, El-Oued 39000 (Algérie)*

^c *Laboratoire VTRS, Faculté de Sciences et Technologie, Université d'El Oued, El-Oued 39000 (Algérie)*

* E-mail : n_bedida@yahoo.fr

RÉSUMÉ : Dans ce travail, nous dérivons l'intensité de la raie Lyman beta sans structure fine en utilisant le formalisme de Feynman dit intégrale de chemins. La méthode présentée ici est basée sur un formalisme quantique qui permet de traiter les ions et les électrons de façon équivalente. Cette méthode présente également l'avantage de traiter les cas où les effets dynamiques sont présents. Par conséquent, nous dérivons une expression pour la fonction d'auto-corrélation dipolaire en tenant compte des effets dynamiques des ions.

MOTS-CLÉS : Intégrale de chemins – Profil de raies – Lyman beta – Effets dynamiques

ABSTRACT: In this work, we derive the intensity of Lyman beta line without fine structure using Feynman path integral formalism. The method presented here is designed to provide a quantum formalism that will treat the ions and the electrons on the same physical basis. This method also has the advantage of treating cases where the dynamical effects are present. We therefore give an expression for the dipolar autocorrelation function taking into account the ion dynamics effects.

KEYWORDS: Path integrals - Spectral lines - Balmer alpha – Dynamical effects.

1. Introduction

Les profils des raies spectrales des atomes, et des ions dans le plasma offrent un excellent moyen de diagnostic d'un certain nombre de grandeurs physiques telles que la densité de particules chargées, de la température, de l'énergie radiative transportée, et éventuellement, les mesures de champs électriques [1], qui sont souvent utilisés par les astrophysiciens. Ces raies sont dues aux interactions entre l'émetteur du rayonnement, et tous les constituants du plasma.

Les profils des raies spectrales sont élargies par: l'effet Doppler, qui est produite par le mouvement de l'élément; l'élargissement naturel, en raison de la durée de vie limitée de l'état atomique excité; l'élargissement instrumental, et l'élargissement de Stark, en raison de l'interaction entre l'émetteur, et le champ électrique des perturbateurs (ions-électrons). La différence entre les ions et les électrons provient uniquement de leur vitesse par rapport à l'émetteur, mais pas dans le sens de leur interaction avec l'émetteur [2].

La plupart des élargissements sont dues aux perturbateurs voisins, donc il est généralement suffisant de garder que le premier terme du développement multipolaire de l'interaction connu sous le nom de l'approximation dipolaire électrique.

Ce problème a été largement étudié en utilisant l'approche hamiltonienne au niveau de la mécanique quantique. Cela a commencé par les travaux de Baranger [3], Kolb et Griem [4] et la théorie d'Anderson [5]. Dans ces travaux, les électrons sont traités dans la théorie de l'impact alors que les ions sont traités dans le cadre de la théorie quasi-statique. Celle-ci est limitée au cas des ions lents. Dans notre travail, nous introduisons une méthode alternative, qui peut prendre en compte l'effet dynamique des ions. Cette méthode est basée sur le formalisme de Feynman dit l'intégrale de chemins [6,7], qui traite les électrons et les ions comme des particules chargées se déplaçant sur des trajectoires classiques qui présente un avantage par rapport à l'approche hamiltonienne standard

pour résoudre les problèmes dépendant du temps. Cependant, et en raison de la petitesse du rapport entre les masses ($m_e / m_i \ll 1$), l'effet des électrons est représenté, dans la théorie de l'impact, par l'opérateur de collision Φ_e . Récemment Meftah et al. [8-10] ont utilisé l'approche perturbative de l'intégrale de chemins pour calculer l'intensité des raies spectrales pour la raie Lyman alpha avec / sans structure fine. Dans ce travail, nous avons montré la validité de cette méthode pour la raie Lyman beta en tenant compte de l'effet dynamique des ions. Finalement, nous avons testé cette validité dans le régime quasi-statique pour un plasma d'hydrogène.

2. La fonction de corrélation du moment dipolaire électrique

Nous pouvons écrire la fonction de corrélation du moment dipolaire comme une moyenne sur les perturbateurs :

$$C(s) = \sum_{\alpha\beta\alpha'\beta'} \vec{d}_{\alpha\beta} \{ \langle \beta | T_b(s, 0) | \beta' \rangle \langle \alpha | T_a(s, 0) | \alpha' \rangle^* \}_{\text{moy}} \vec{d}_{\alpha'\beta'}^* \quad (1)$$

La somme est effectuée sur tous les états α, α', \dots et β, β', \dots des niveaux respectivement supérieurs et inférieurs. T_a, T_b sont des opérateurs qui font évoluer respectivement ces états supérieurs et inférieurs. $\vec{d}_{\alpha\beta}$ est l'élément de matrice dipolaire. On peut alors exprimer la fonction d'auto-corrélation du moment dipolaire comme :

$$C(s) = \sum_{\alpha\beta\alpha'\beta'} \delta_{\beta\beta'} \vec{d}_{\alpha'\beta'}^* \vec{d}_{\alpha\beta} \iint \varphi_\alpha(y) \varphi_{\alpha'}^*(y') \langle y | \{ T_a(s, 0) \}_{\text{moy}} | y' \rangle dy dy' \quad (2)$$

Comme on s'intéresse à la raie Lyman beta, les états inférieurs $\{\beta\}$ ne sont pas perturbés. Les éléments de matrice de l'opérateur dans la base $\{|y\rangle\}$ sont l'une des expressions du propagateur de Feynman $K(y, s; y', 0)$:

$$K(y, s; y', 0) = \int_{y(0)=y'}^{y(s)=y} D[\vec{y}(s)] \exp \left\{ \frac{i}{\hbar} \int_0^s \left(\frac{m}{2} \dot{\vec{y}}^2 + \frac{e^2}{\|\vec{y}\|} + e\vec{y} \cdot \vec{E}(\tau) \right) d\tau \right\} \quad (3)$$

où $\vec{E}(\tau)$ est le champ électrique dû à toutes les composantes du plasma agissant sur l'émetteur et e désigne la charge de l'électron. Connaissant le propagateur initial $K_0(y, s; y', 0)$ par rapport à l'atome d'hydrogène non perturbé :

$$K_0(y, s; y', 0) = \int_{y(0)=y'}^{y(s)=y} D[\vec{y}(s)] \exp \left\{ \frac{i}{\hbar} \int_0^s \left(\frac{m}{2} \dot{\vec{y}}^2 + \frac{e^2}{\|\vec{y}\|} \right) d\tau \right\} \quad (4)$$

Il est possible de développer le propagateur $K(y, s; y', 0)$ comme une série :

$$K(y, s; y', 0) = \sum_{k=0}^{\infty} \left(\frac{i}{\hbar} \right)^k \frac{1}{k!} \int_0^s d\tau_1 \dots \int_0^s d\tau_k \int d\vec{y}_1 \dots \int d\vec{y}_k (e\vec{E}_1 \vec{y}_1) \dots (e\vec{E}_k \vec{y}_k) \prod_{j=0}^k K_0(\vec{y}_{j+1}, \tau_{j+1}; \vec{y}_j, \tau_j) \quad (5)$$

avec $\vec{y}_{j+1} = \vec{y}$ et $\vec{y}_0 = \vec{y}'$. L'expression pour K_0 est connu [6], et comporte les fonctions d'onde d'hydrogène :

$$K_0(\vec{y}_{j+1}, \tau_{j+1}; \vec{y}_j, \tau_j) = \sum_{n=1}^{\infty} \varphi_n(\vec{y}_{j+1}) \varphi_n^*(\vec{y}_j) \exp \left(-\frac{i}{\hbar} \epsilon_n (\tau_{j+1} - \tau_j) \right) \quad (6)$$

La forme générale de la fonction d'auto-corrélation pour une raie Lyman-n est :

$$C_{Ly-n} = \frac{1}{3} |\langle nl | d^1 | 10 \rangle|^2 \sum_{m=-1}^{+1} \langle \langle nlm, 100 | \{ T \}_{\text{moy}} | nlm, 100 \rangle \rangle \quad (7)$$

Pour le cas de la raie Lyman beta, on trouve :

$$C_{Ly-\beta} = \frac{1}{3} |\langle 31|d^1|10\rangle|^2 \sum_{m=-1}^{+1} \langle\langle 31m, 100|\{T\}_{\text{moy}}|31m, 100\rangle\rangle \quad (8)$$

Faisons la somme sur m , et comme le niveau inférieur $\{\beta\}$ non dégénéré, on obtient :

$$C_{dd}(s) = \frac{\exp\left(-\frac{i}{\hbar} \epsilon_{\beta} s\right)}{3} |\langle 31|d^1|10\rangle|^2 \exp(\Phi_e s) \{ \langle 310|T|310\rangle + 2\langle 311|T|311\rangle \} \quad (9)$$

$$C_{dd}(s) = \frac{\exp\left(-\frac{i}{\hbar} \epsilon_{\beta} s\right)}{3} |\langle 31|d^1|10\rangle|^2 \exp(\Phi_e s) \{ C_0(s) + 2C_1(s) \} \quad (10)$$

où Φ_e représente l'opérateur des collisions électroniques qui représente les effets moyennes des électrons dans le plasma. Dans ce travail, nous utilisons la formule de Griem [11,12] :

$$\Phi_e = -\frac{9n^2}{4Z^2} (n^2 - l^2 - 1 - 1) \times \delta_{ll'mm'} \frac{4\pi}{3} \left(\frac{2m_e}{\pi kT}\right)^{1/2} N_e \left(\frac{\hbar}{m_e}\right)^2 \times \left(A_n - \frac{1}{2} \int_{\gamma}^{\infty} \frac{e^{-x}}{x} dx \right) \quad (11)$$

où N_e est la densité électronique, T est la température, n est le nombre quantique principal et A_n est une estimation pour l'effet des collisions fortes. On prend dans le cas de la Lyman beta $A_3 = 1$.

γ est défini par :

$$\gamma \cong \left(\frac{\hbar n^2}{2}\right)^2 \frac{\omega_p^2 + \Delta\omega_s^2}{E_H kT} \quad (12)$$

Nous calculons d'abord $C_1(s)$:

$$\begin{aligned} C_1(s) &= \iint dy dy' \varphi_{311}(y) \varphi_{311}^*(y') \{K(y, s; y', 0)\} \quad (13) \\ C_1(s) &= \sum_{\alpha_2=1, \alpha_3, \dots, \alpha_k=1}^{\infty} \sum_{k=0}^{\infty} \left(\frac{i}{\hbar}\right)^k \frac{1}{k!} \int_0^s d\tau_1 \dots d\tau_k \exp\left(\frac{i}{\hbar} \epsilon_{311}(s-0)\right) \\ &\times \int dy_1 \dots \int dy_k \{ (\vec{E}_1 \vec{y}_1) \dots (\vec{E}_k \vec{y}_k) \} \varphi_{311}(\vec{y}_k) \varphi_{\alpha_k}^*(\vec{y}_k) \dots \varphi_{\alpha_2}(\vec{y}_1) \varphi_{311}^*(\vec{y}_1) \end{aligned} \quad (14)$$

Nous allons omettre le facteur de phase $\exp\left(\frac{i}{\hbar} \epsilon_{311}(s-0)\right)$ dans tout le calcul, et nous le ferons à nouveau apparaître dans le résultat final.

Nous calculons (14) terme à terme pour différents ordre de k :

Cas $k=0$

$$C_1^{(0)} = 1 \quad (15)$$

Cas $k=1$

$$C_1^{(1)}(s) = \frac{i}{\hbar} \int_0^s d\tau_1 \{ \vec{E}_1(\tau_1) \} \left[\int dy_1 \varphi_{311}(\vec{y}_1) \vec{y}_1 \varphi_{311}^*(\vec{y}_1) \right] = 0 \quad (16)$$

où nous avons utilisé la règle de sélection pour le moment orbital l .

Cas k=2

$$C_1^{(2)}(s) = \frac{1}{2!} \left(\frac{i}{\hbar}\right)^2 \int_0^s d\tau_1 \int_0^s d\tau_2 \times \left\{ \sum_{\alpha_2=1}^{\infty} \left[\vec{E}_2(\tau_2) \cdot \int d\vec{y}_2 \varphi_{311}(\vec{y}_2) \vec{y}_2 \varphi_{\alpha_2}^*(\vec{y}_2) \right] \left[\vec{E}_1(\tau_1) \cdot \int d\vec{y}_1 \varphi_{\alpha_2}(\vec{y}_1) \vec{y}_1 \varphi_{311}^*(\vec{y}_1) \right] \right\} \quad (17)$$

Selon la règle de sélection, seuls les états $\alpha_2 = \varphi_{300}, \varphi_{321}, \varphi_{320}, \varphi_{322}$ contribuent dans la somme :

$$C_1^{(2)}(s) = \frac{1}{2!} \left(\frac{i}{\hbar}\right)^2 \int_0^s d\tau_1 \int_0^s d\tau_2 \times \left\{ \left(\left[\vec{E}_2(\tau_2) \cdot \int d\vec{y}_2 \varphi_{311}(\vec{y}_2) \vec{y}_2 \varphi_{300}^*(\vec{y}_2) \right] \left[\vec{E}_1(\tau_1) \cdot \int d\vec{y}_1 \varphi_{300}(\vec{y}_1) \vec{y}_1 \varphi_{311}^*(\vec{y}_1) \right] \right) \right. \\ + \left(\left[\vec{E}_2(\tau_2) \cdot \int d\vec{y}_2 \varphi_{311}(\vec{y}_2) \vec{y}_2 \varphi_{321}^*(\vec{y}_2) \right] \left[\vec{E}_1(\tau_1) \cdot \int d\vec{y}_1 \varphi_{321}(\vec{y}_1) \vec{y}_1 \varphi_{311}^*(\vec{y}_1) \right] \right) \\ + \left(\left[\vec{E}_2(\tau_2) \cdot \int d\vec{y}_2 \varphi_{311}(\vec{y}_2) \vec{y}_2 \varphi_{320}^*(\vec{y}_2) \right] \left[\vec{E}_1(\tau_1) \cdot \int d\vec{y}_1 \varphi_{320}(\vec{y}_1) \vec{y}_1 \varphi_{311}^*(\vec{y}_1) \right] \right) \\ \left. + \left(\left[\vec{E}_2(\tau_2) \cdot \int d\vec{y}_2 \varphi_{311}(\vec{y}_2) \vec{y}_2 \varphi_{322}^*(\vec{y}_2) \right] \left[\vec{E}_1(\tau_1) \cdot \int d\vec{y}_1 \varphi_{322}(\vec{y}_1) \vec{y}_1 \varphi_{311}^*(\vec{y}_1) \right] \right) \right\} \quad (18)$$

Puisqu'il n'y a pas de direction privilégiée dans l'espace pour le champ électrique, on peut trouver :

$$\left\{ \left(\int_0^s d\tau \vec{E}(\tau) \vec{D}_1 \right)^2 \right\} = \left\{ \left(\int_0^s d\tau \vec{E}(\tau) \vec{D}_2 \right)^2 \right\} = \left\{ \left(\int_0^s d\tau \vec{E}(\tau) \vec{D}_3 \right)^2 \right\} = \left\{ \left(\int_0^s d\tau \vec{E}(\tau) \vec{D}_4 \right)^2 \right\} \\ \frac{D^2}{3} \left\{ \int_0^s d\tau \int_0^s d\tau' \vec{E}(\tau) \vec{E}(\tau') \right\} = \frac{D^2}{3} h(s) \quad (19)$$

Donc $C_1^{(2)}(s)$ prend la forme suivante :

$$C_1^{(2)}(s) = \frac{1}{2!} \left(\frac{i}{\hbar}\right)^2 \frac{4}{3} D^2 \left\{ \int_0^s d\tau \int_0^s d\tau' \vec{E}(\tau) \vec{E}(\tau') \right\} \\ = \frac{1}{2!} \left(\frac{i}{\hbar}\right)^2 \frac{4}{3} D^2 h(s) \quad (20)$$

Nous regroupons tous les ordres de $C_1(s)$, on obtient :

$$C_1(s) = 1 + \frac{1}{2!} \left(\frac{i}{\hbar}\right)^2 \frac{4}{3} D^2 h(s) + \dots \\ = \frac{4}{3} \cos\left(\frac{D}{\hbar} \sqrt{h(s)}\right) - \frac{1}{3} \quad (21)$$

Nous calculons maintenant $C_0(s)$:

$$C_0(s) = \iint dy dy' \varphi_{310}(y) \varphi_{310}^*(y') \{K(y, s; y', 0)\} \quad (22)$$

$$= \sum_{\alpha_2=1, \alpha_3, \dots, \alpha_k=1}^{\infty} \sum_{k=0}^{\infty} \left(\frac{i}{\hbar}\right)^k \frac{1}{k!} \int_0^s d\tau_1 \dots d\tau_k \exp\left(\frac{i}{\hbar} \epsilon_{310}(s-0)\right) \\ \times \int dy_1 \dots \int dy_k \{(\vec{E}_1 \vec{y}_1) \dots (\vec{E}_k \vec{y}_k)\} \varphi_{310}(\vec{y}_k) \varphi_{\alpha_k}^*(\vec{y}_k) \dots \varphi_{\alpha_2}(\vec{y}_1) \varphi_{310}^*(\vec{y}_1) \quad (23)$$

Cas k=0

$$C_0^{(0)} = 1 \quad (24)$$

Cas k=1

$$C_0^{(1)}(s) = \frac{i}{\hbar} \int_0^s d\tau_1 \{ \vec{E}_1(\tau_1) \} \left[\int dy_1 \varphi_{310}(\vec{y}_1) \vec{y}_1 \varphi_{310}^*(\vec{y}_1) \right] = 0 \quad (25)$$

Cas k=2

$$C_0^{(2)}(s) = \frac{1}{2!} \left(\frac{i}{\hbar}\right)^2 \int_0^s d\tau_1 \int_0^s d\tau_2 \times \\ \left\{ \sum_{\alpha_2=1}^{\infty} \left[\vec{E}_2(\tau_2) \cdot \int d\vec{y}_2 \varphi_{310}(\vec{y}_2) \vec{y}_2 \varphi_{\alpha_2}^*(\vec{y}_2) \right] \left[\vec{E}_1(\tau_1) \cdot \int d\vec{y}_1 \varphi_{\alpha_2}(\vec{y}_1) \vec{y}_1 \varphi_{310}^*(\vec{y}_1) \right] \right\} \quad (26)$$

Selon la règle de sélection, seuls les états $\alpha_2 = \varphi_{300}, \varphi_{321}, \varphi_{320}, \varphi_{32-1}$ contribuent dans la somme :

$$C_0^{(2)}(s) = \frac{1}{2!} \left(\frac{i}{\hbar}\right)^2 \int_0^s d\tau_1 \int_0^s d\tau_2 \times \\ \left\{ \left(\left[\vec{E}_2(\tau_2) \cdot \underbrace{\int d\vec{y}_2 \varphi_{310}(\vec{y}_2) \vec{y}_2 \varphi_{300}^*(\vec{y}_2)}_{\vec{D}_1} \right] \left[\vec{E}_1(\tau_1) \cdot \int d\vec{y}_1 \varphi_{300}(\vec{y}_1) \vec{y}_1 \varphi_{310}^*(\vec{y}_1) \right] \right) \right. \\ + \left(\left[\vec{E}_2(\tau_2) \cdot \underbrace{\int d\vec{y}_2 \varphi_{310}(\vec{y}_2) \vec{y}_2 \varphi_{321}^*(\vec{y}_2)}_{\vec{D}_2} \right] \left[\vec{E}_1(\tau_1) \cdot \int d\vec{y}_1 \varphi_{321}(\vec{y}_1) \vec{y}_1 \varphi_{310}^*(\vec{y}_1) \right] \right) \\ + \left(\left[\vec{E}_2(\tau_2) \cdot \underbrace{\int d\vec{y}_2 \varphi_{310}(\vec{y}_2) \vec{y}_2 \varphi_{320}^*(\vec{y}_2)}_{\vec{D}_3} \right] \left[\vec{E}_1(\tau_1) \cdot \int d\vec{y}_1 \varphi_{320}(\vec{y}_1) \vec{y}_1 \varphi_{310}^*(\vec{y}_1) \right] \right) \\ \left. + \left(\left[\vec{E}_2(\tau_2) \cdot \underbrace{\int d\vec{y}_2 \varphi_{310}(\vec{y}_2) \vec{y}_2 \varphi_{32-1}^*(\vec{y}_2)}_{\vec{D}_4} \right] \left[\vec{E}_1(\tau_1) \cdot \int d\vec{y}_1 \varphi_{32-1}(\vec{y}_1) \vec{y}_1 \varphi_{310}^*(\vec{y}_1) \right] \right) \right\} \quad (27)$$

Puisqu'il n'y a pas de direction privilégiée dans l'espace pour le champ électrique, on peut trouver :

$$\left\{ \left(\int_0^s d\tau \vec{E}(\tau) \vec{D}_1 \right)^2 \right\} = \left\{ \left(\int_0^s d\tau \vec{E}(\tau) \vec{D}_2 \right)^2 \right\} = \left\{ \left(\int_0^s d\tau \vec{E}(\tau) \vec{D}_3 \right)^2 \right\} = \left\{ \left(\int_0^s d\tau \vec{E}(\tau) \vec{D}_4 \right)^2 \right\}$$

$$\frac{D^2}{3} \left\{ \int_0^s d\tau \int_0^s d\tau' \vec{E}(\tau) \vec{E}(\tau') \right\} = \frac{D^2}{3} h(s) \quad (28)$$

Donc $C_0^{(2)}(s)$ prend la forme suivante :

$$C_0^{(2)}(s) = \frac{1}{2!} \left(\frac{i}{\hbar} \right)^2 \frac{4}{3} D^2 \left\{ \int_0^s d\tau \int_0^s d\tau' \vec{E}(\tau) \vec{E}(\tau') \right\}$$

$$C_0^{(2)}(s) = \frac{1}{2!} \left(\frac{i}{\hbar} \right)^2 \frac{4}{3} D^2 h(s) \quad (29)$$

Nous regroupons tous les ordres de $C_0(s)$, on obtient :

$$C_0(s) = \frac{4}{3} \cos \left(\frac{D}{\hbar} \sqrt{h(s)} \right) - \frac{1}{3} \quad (30)$$

Nous remplaçons $C_0(s)$ et $C_1(s)$ par leurs expressions (30) et (21) dans la formule (10), on trouve la fonction d'auto-corrélation du moment dipolaire électrique $C_{dd}(s)$ en terme de la fonction d'auto-corrélation du champ électrique $C_{EE}(s)$:

$$C_{dd}(s) = \frac{1}{3} |\langle 31|d^1|10 \rangle|^2 \exp \left(\left(\Phi_e + \frac{i}{\hbar} \Delta \epsilon \right) s \right) \left\{ 4 \cos \left(\frac{D}{\hbar} \sqrt{h(s)} \right) - 1 \right\} \quad (31)$$

Où :

$$h(s) = 2s \langle E^2 \rangle \int_0^s d\tau \left(1 - \frac{\tau}{s} \right) C_{EE}(\tau) \quad (32)$$

et $\Delta \epsilon = \epsilon_3 - \epsilon_1$.

Nous obtenons donc le profil de la raie Lyman β en prenant la transformée de Fourier de l'équation (31). Cette expression tient en compte les effets dynamiques des ions. Il faut noter tout même qu'étant arrivé à une formule simple de l'expression du profil de raie, des difficultés subsistent encore pour l'évaluation de $h(s)$.

3. Approximation quasi-statique

Dans le cas quasi-statique, le micro-champ varie lentement en temps, c'est à dire $\vec{E}(s) \cong \vec{E}(0)$. La fonction d'auto-corrélation peut être considérée constante $C_{EE}(\tau) \cong C_{EE}(0) = 1$. Dans ce cas, $h(s)$ vaut $s^2 \langle E^2 \rangle$, et en remplaçant dans (31), on trouve

$$C_{dd}(\bar{s}) = \frac{1}{3} |\langle 31|d^1|10 \rangle|^2 \exp \left(\left(\frac{\Phi_e}{\omega_p} + i \frac{\Delta \epsilon}{\hbar \omega_p} \right) \bar{s} \right) \left\{ 4 \cos \left(\frac{D \bar{s}}{\hbar \omega_p} \sqrt{\langle E^2 \rangle} \right) - 1 \right\} \quad (33)$$

où nous avons pris le temps s en unité inverse de la fréquence plasma ω_p .

Puisque la quantité $\frac{D \sqrt{\langle E^2 \rangle}}{\hbar \omega_p}$ dans la phase de cosinus est petite, on peut faire un développement de Taylor jusqu'au deuxième ordre de la série, et on écrit :

$$C_{dd}(\bar{s}) = \frac{1}{3} |\langle 31|d^1|10 \rangle|^2 \exp \left(\left(\frac{\Phi_e}{\omega_p} + i \frac{\Delta \epsilon}{\hbar \omega_p} \right) \bar{s} \right) \left\{ 3 - 2 \left(\frac{D \bar{s}}{\hbar \omega_p} \right)^2 \langle E^2 \rangle \right\} \quad (34)$$

On obtient le profil de raie en faisant la transformée de Fourier suivante :

$$I(\omega) = \frac{1}{\pi} \text{Re} \int_0^{\infty} C_{dd}(\bar{s}) \exp(-i\omega\bar{s}) d\bar{s} \quad (35)$$

La substitution de l'expression de $C_{dd}(\bar{s})$ donnée par (34) nous donne :

$$I(\bar{\omega}) = \frac{1}{3\pi} |\langle 31|d^1|10\rangle|^2 \int_0^{\infty} \cos\left(\left(\bar{\omega} - \frac{\Delta\epsilon}{\hbar\omega_p}\right)\bar{s}\right) \exp(\bar{\Phi}_e\bar{s}) \left[3 - 2\left(\frac{D\bar{s}}{\hbar\omega_p}\right)^2 \langle E^2\rangle\right] d\bar{s} \quad (36)$$

En évaluant cette intégrale, nous obtenons finalement :

$$I(\bar{\omega}) = \frac{|\langle 31|d^1|10\rangle|^2}{\pi} \left[\frac{-\bar{\Phi}_e}{\bar{\Phi}_e^2 + \left(\bar{\omega} - \frac{\Delta\epsilon}{\hbar\omega_p}\right)^2} - \frac{4}{3} \left(\frac{D}{\hbar\omega_p}\right)^2 \langle E^2\rangle \left(\frac{\bar{\Phi}_e^3 - 3\bar{\Phi}_e \left(\bar{\omega} - \frac{\Delta\epsilon}{\hbar\omega_p}\right)^2}{\left(\bar{\Phi}_e^2 + \left(\bar{\omega} - \frac{\Delta\epsilon}{\hbar\omega_p}\right)^2\right)^3} \right) \right] \quad (37)$$

La figure 1 présente le profil de la raie Lyman beta pour une densité électronique $N_e = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ et une température $T = 10^5 \text{ }^\circ\text{K}$.

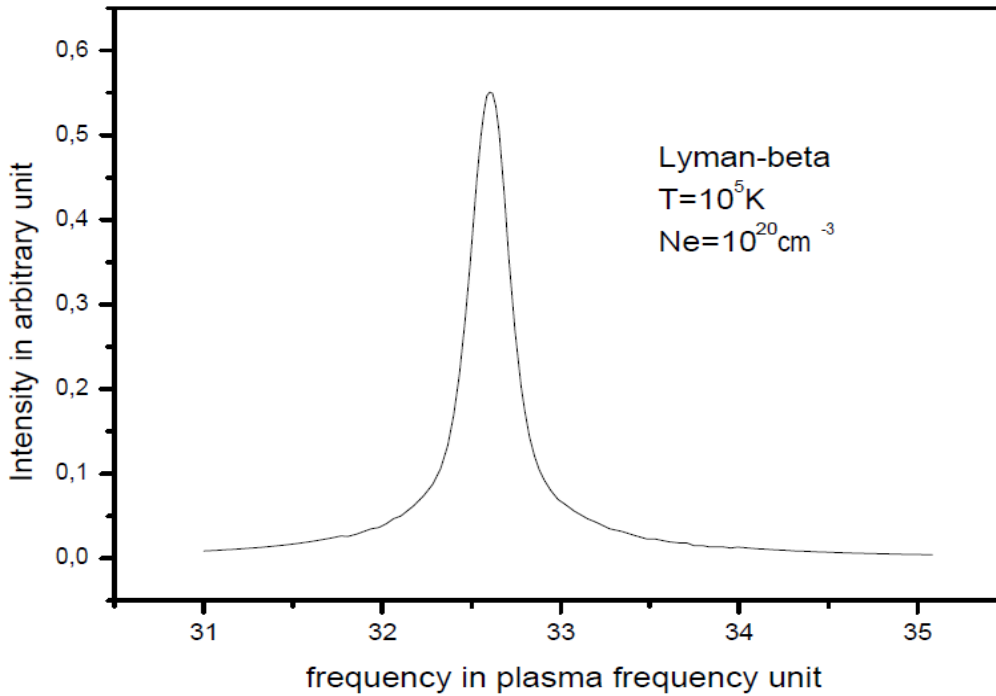


Figure 1 : Profil de raie Lyman beta pour une densité électronique $N_e = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ et une température $T = 10^5 \text{ }^\circ\text{K}$.

4. Conclusion

Nous avons utilisé un nouvel outil pour le calcul des profils de raies, que nous avons appliqué sur le cas de la raie Lyman β sans structure fine. L'expression trouvée tient en compte les effets dynamiques. Nous concluons que la technique de l'intégrale de chemin mérite d'abord une application quantitative complète pour ce cas, puis d'être étendue à des cas de structure atomique plus complexe. L'avantage de cette technique est qu'on peut la simuler numériquement. Par exemple, on peut appliquer la dynamique moléculaire au problème de l'élargissement, et qu'on peut retenir les effets quantiques d'une façon qu'on peut les contrôler numériquement. En effet, en choisissant dans l'espace des phases des chemins qui ne minimisent pas l'action classique (le chemin classique correspondant à l'action minimale S_{\min}), on peut ajouter les contributions quantiques de tous les chemins dont l'action S s'écarte de S_{\min} d'une valeur donnée.

5. Références

- [1] Griem H. R., Blaha M. and Kepple P.; Phys. Rev. A, Vol. **41**, pp. 5600-5609 (1990).
- [2] Baranger M.; "Atomic and Molecular Processes"; Academic Press Inc., New York, (1962).
- [3] Baranger M.; Phys. Rev., Vol. **111**, No. 2, pp. 481-491 (1958).
- [4] Kolb A. C. and Griem H. R.; Phys. Rev., Vol. **111**, pp. 514-521 (1958).
- [5] Anderson P.W.; Phys. Rev., **76**, 647, (1949).
- [6] Feynman R. and Hibbs A. R.; "Quantum Mechanics and Path Integrals"; McGraw- Hil, New York, (1965).
- [7] Kleinert H.; "Path Integrals in Quantum Mechanics Statistics and Polymer Physics"; World Scientific, Singapore, (1990).
- [8] Chihi Is., Meftah M. T. and Kleinert H.; Vol. **70**, pp. 553-559 (2004).
- [9] Bouguettaia H., Chihi Is., Chenini K., Meftah M. T., Khelfaoui F. and Stamm R.; Vol. **94**, pp. 335- 346 (2005).
- [10] Bedida N., Meftah M. T., Boland D. and Stamm R.; Proceedings of the 19th International Conference on Spectral Line Shapes, Valladolid, 15-20 June, pp. 100- 101 (2008).
- [11] Griem H R.; "Spectral Line Broadening by Plasma"; Mc Graw-Hill, New York, (1964).
- [12] Griem H. R., Blaha M. and Kepple P.; Phys. Rev. A, **19**(6), 2121 (1979).