



N° d'ordre :

N° de série :

UNIVERSITÉ DE KASDI MERBAH OUARGLA  
FACULTÉ DE MATHÉMATIQUE  
ET DES SCIENCES DE LA MATIÈRE  
DÉPARTEMENT DE PHYSIQUE

---

# MÉMOIRE

## MASTER ACADEMIQUE

Domaine « Sciences de la Matière »

Filière « Physique »

Spécialité « Rayonnement »

par

MOKADEM SAFIA

### CALCUL DU PROFIL DE RAIES DANS UN PLASMA DENSE ET CHAUD EN PRÉSENCE DUN CHAMP MAGNÉTIQUE

Mémoire soutenue le 10/06/2018 devant le jury composé de :

Pr : KHELFAOUI FETHI

Dr : BEN MEBROUK LAZHAR

Dr : CHENINI KELTOUM

Pr : MEFTAH MOHAMMED TAYEB

Université de Kasdi Merbah Ouargla

Université de Kasdi Merbah Ouargla

Université de GHARDAIA

Université de Kasdi Merbah Ouargla

Président

Examineur

Rapporteur

Co-encadreur



*ma très chère mère  
la mémoire de :  
Mon cher père  
Mon cher oncle Mohamed  
Zue*

*Dieu Tout Puissant les gardes dans son vaste Paradis.  
ma chère amie Ahlam Abo Muna.  
ma chère professeure Keltoum Chenini.*

# REMERCIEMENTS

**J**E tiens tout particulièrement à exprimer ma profonde gratitude et mes remerciements, et mes plus vifs remerciements à mon encadreuse **Dr. K.Chenini**, pour le temps qu'elle m'a consacré, son aide, sa gentillesse et son enthousiasme et ses conseils précieux qui m'ont guidée tout au long de ce projet.

Je souhaite adresser mes sincères remerciements à mon professeur : **M. T. Mef-tah**, pour l'aide, les conseils, les remarques, les discussions scientifiques très riches.

Ce travail a été réalisé au Laboratoire de Rayonnement et Plasmas et Physique de Surfaces (LRPPS), sous la direction de Professeur **F. Khelfaoui** au département de Physique à l'université de Ouargla. Je tiens à le remercier vivement pour l'aide, les discussions scientifiques riches et les conseils, et pour avoir bien voulu accepter de présider le jury de ce mémoire.

Je tiens à remercier également l'examineur **Dr. L . Ben mebrouk** d'avoir accepté de faire partie du jury afin de juger ce travail.

J'adresse aussi mes reconnaissances à tous les enseignants de L'Université Kasdi Merbah Ouargla pour leurs aides, soutiens et leurs conseils, et en particulier monsieur **R . Bouanane** et **Dr.Z.Korichi**.

Merci à tous mes amis, surtout ma chère amie **Ahlam Abo Muna** et les collègues et à tout le personnel du laboratoire pour leur Encouragement.

Enfin, grand merci à tous ceux et toutes celles qui ont contribué de près ou de loin dans l'accomplissement de ce travail.



## Résumé

*Afin du bon diagnostic des plasmas chauds et denses, nous étudions les profils des raies, qui permettent de déterminer les propriétés physiques des plasmas (Température, densité électronique), les profils de raies subissent des élargissements importantes : l'élargissement Stark, l'élargissement Doppler, l'élargissement électronique et l'élargissement Zeeman. . . .*

*Dans ce travail, nous avons présenté une étude théorique sur l'effet Zeeman sur les raies spectrales dans les plasmas denses et chauds. Nous avons calculé les fonctions d'onde des niveaux ( $n=1, n=2$ ) en utilisant l'équation quantique relativiste de Dirac. Nous avons calculé les éléments de matrice de la raie Lyman-alpha en présence du champ magnétique pour quelques émetteurs (comme l'Hydrogène H, l'Argon Ar et l'Argent Ag. . .). Nous avons calculé les éléments du vecteur dipôle des émetteurs cités précédemment. Les résultats obtenus permettent le calcul numérique du profil de raie en présence du champ magnétique.*

*mots-clés : Effet Zeeman, Plasmas, Profils des raies, Equation de Dirac, Les fonctions d'onde, Lyman- alpha.*

## Abstract

*For the good diagnosis of hot and dense plasmas, we study the Line shapes, which make it possible to determine the physical properties of the plasmas (Temperature, electron density. . .), the spectral lines undergo important broadening : the Stark broadening, the Doppler broadening, the electronic broadening and the Zeeman broadening ....*

*In this work, we have presented a theoretical study on the Zeeman effect's on spectral lines in dense and hot plasmas. We have calculated the wave functions of the levels ( $n=1, n=2$ ) using Dirac's relativistic quantum equation. We have calculated the matrix elements of the Lyman-alpha line in the presence of the magnetic field for some emitters (such as Hydrogen H, Argon Ar and Silver Ag ...). We have calculated the elements of the dipole vector of the emitters mentioned above. The results obtained allow the numerical calculation of the spectral line in the presence of the magnetic field.*

*Keywords : Zeeman Effect's, Plasma, Line shapes, Dirac equation, Wave functions, The Lyman-alpha line.*

## ملخص

من أجل التشخيص الجيد للبلازما الساخنة و الكثيفة نقوم بدراسة أشكال الخطوط الطيفية، و التي تسمح بتحديد الخصائص الفيزيائية للبلازما (درجة الحرارة، الكثافة الالكترونية...)، تشهد الخطوط الطيفية تعريضات مهمة : تعريض ستارك ، تعريض دوبلر التعريض الإلكتروني و تعريض زيمان.

في هذا العمل قدمنا دراسة نظرية لتأثير زيمان على الخطوط الطيفية في البلازما الساخنة و الكثيفة. قمنا بحساب الدوال الموجية للمستويات ( $n=1, n=2$ ) باستعمال المعادلة الكمية النسبية لديراك. كما قمنا بحساب عناصر مصفوفة التفاعل لحظ ليمان ألفا من أجل عدة عناصر (كالهيدروجين، الأرجون و الفضة) في وجود حقل مغناطيسي. قمنا بحساب عناصر شعاع ثنائي القطب للعناصر سابقة الذكر. النتائج التي تحصلنا عليها تسمح بالحساب العددي لخطوط الطيف في وجود حقل مغناطيسي.

**الكلمات المفتاحية:** فعل زيمان، بلازما، أشكال الخطوط الطيفية، معادلة ديراك، الدوال الموجية، خط ليمان ألفا

# TABLE DES MATIÈRES

TABLE DES MATIÈRES . . . . .	vii
INTRODUCTION GÉNÉRALE . . . . .	1
1 GENERALITE SUR L'EFFET ZEEMAN DANS LES PLASMAS . . . . .	3
1.1 INTRODUCTION . . . . .	3
1.2 GÉNÉRALITÉ SUR LES PLASMAS ET PROFILS DES RAIES . . . . .	4
1.2.1 Définition et Classification des plasmas . . . . .	4
1.2.2 Quelques paramètres importants du plasma . . . . .	5
1.2.3 Elargissement et formalisme du profil des raie . . . . .	6
1.2.4 Profil de raies spectral dans un plasma . . . . .	8
1.3 HAMILTONIEN D'INTERACTION EN PRÉSENCE DU CHAMP MAGNÉTIQUE . . . . .	10
1.3.1 Effet Zeeman anormal . . . . .	11
1.3.2 Effet Paschen-Bach (Zeeman normal) . . . . .	14
1.3.3 Historique d'effet Zeeman . . . . .	15
2 EFFET ZEEMAN DANS L'APPROCHE DE DIRAC . . . . .	19
2.1 EQUATION DE DIRAC . . . . .	19
2.1.1 Transition radiatives et règles de sélection . . . . .	20
2.1.2 Les fonctions d'onde . . . . .	21
2.2 CALCUL DES FONCTIONS D'ONDE . . . . .	24
2.2.1 Pour l'Hydrogène ( $Z = 1$ ) . . . . .	24
2.2.2 Les fonction d'ondes pour le Chlore hydrogènoïde ( $Z=17$ ) . . . . .	26
2.2.3 Les fonctions d'ondes de l'Argon hydrogènoïde ( $Z=18$ ) . . . . .	27
2.2.4 Les fonctions d'ondes du Palladium hydrogènoïde ( $Z = 46$ ) . . . . .	28
2.2.5 Les fonctions d'ondes de l'Argent hydrogènoïde ( $Z = 47$ ) . . . . .	30
2.2.6 Les fonctions d'ondes pour le Cadmium hydrogènoïde ( $Z=48$ ) . . . . .	31
2.3 CALCUL DES ÉLÉMENTS DE MATRICE EN PRÉSENCE D'UN CHAMP MAGNÉTIQUE . . . . .	32
2.3.1 Calcul d'énergie des niveaux . . . . .	35
2.4 RÉSULTATS DU CALCUL MATRICIEL . . . . .	37
2.4.1 Les éléments non nuls de la matrice Zeeman . . . . .	37

2.4.2	Les éléments diagonaux de la matrice Zeeman . . . . .	44
2.4.3	Calcul du vecteur dipôle . . . . .	45



# INTRODUCTION GÉNÉRALE

**L**E diagnostic dans les plasmas peut être réalisé et développé par des méthodes spectroscopiques. L'analyse du spectre des raies émises par le plasma (les positions des raies, les élargissements et les profils des raies) permet de définir les différentes espèces et leurs degrés d'ionisation, ainsi que les conditions physiques milieu telles que la température, les densités électronique et ionique et les vitesses. Les émissions atomiques peuvent provenir du gaz plasma ou d'un élément traceur [1].

Le rayonnement émis d'un plasma dépend de l'environnement à cause de l'interaction entre l'émetteur et les particules qui l'entourent. Le spectre répond alors aux multiples interactions qui ont précédé ou accompagné l'émission, par un élargissement et/ou un déplacement, et/ou une levée de dégénérescence des niveaux.

L'effet du champ électrique sur les niveaux d'énergie d'un atome ou d'un ion émetteur est appelé l'effet Stark, c'est l'interaction entre le champ électrique et le dipôle de cet émetteur. L'action d'un champ magnétique sur les niveaux d'énergie d'un atome a été étudiée par Zeeman en 1896 [2], il observa une décomposition de chaque raie d'émission de l'atome en plusieurs composantes : c'est l'effet Zeeman. Cet effet provient de l'interaction du champ magnétique avec le moment magnétique orbital dû au mouvement de l'électron sur son orbite, et également avec le moment magnétique associé au spin de cet électron [3]. Il permet de lever la dégénérescence des niveaux d'énergie de l'atome ou de l'ion, où la levée de dégénérescence dépend l'intensité du champ magnétique.

L'objectif de notre travail est l'étude de l'interaction de l'effet Zeeman des raies spectrales de la raie Lyman- alpha dans le plasma de l'hydrogène et de quelques hydrogènoïdes tels que : le Chlore, l'Argon, le Palladium, l'Argent et le Cadmium dans un plasma chaud et dense.

Dans le premier chapitre nous allons présenter une introduction sur la découverte de l'effet Zeeman , une généralité sur les plasmas aura lieu dans ce chapitre. Nous allons étudier l'Hamiltonien d'interaction en présence du champ magnétique, nous allons discuter les différents types de l'effet Zeeman. Nous allons aussi présenter quelques travaux théoriques et expérimentaux précédents citant l'historique de l'effet Zeeman.

Le deuxième chapitre est une présentation d'effet Zeeman dans l'approche Dirac. Nous présenterons par la suite un aperçu sur l'équation de Dirac. Nous allons exposer le calcul des fonctions d'ondes de la raie Lyman-alpha dont ils sont les solutions exactes de l'équation de Dirac. Nous allons présenter avec plus de détails le calcul des éléments de matrice d'interaction de la raie Lyman- alpha en présence du champ magnétique dans l'espace de Liouville. Ensuite nous allons calculer aussi les éléments du vecteur dipôle des éléments hydrogènoïdes cités précédemment. La fin de ce mémoire est consacrée à une conclusion générale et perspectives.

---

## GENERALITE SUR L'EFFET ZEEMAN DANS LES PLASMAS

### 1.1 INTRODUCTION

**E**N 1862, Michael Faraday (1791 – 1867) a essayé de vérifier l'influence d'une flamme colorée par un champ magnétique externe, mais ça n'a pas donné résultat. Jusqu'en 1885, où Ch.Fievez de la Belgique l'a prouvé, Il a été réfuté dans l'oubli et a été expliqué en 1895 par Hendrik Antoon Lorentz (1853 – 1928) dans la théorie de l'électromagnétisme [4].

En 1896, Pieter Zeeman (1865 – 1943) a commencé à étudier l'effet d'un champ magnétique externe sur la lumière de Cadmium et ça été la première observation expérimentale de la division des raies spectrales à trois composantes en raison de son effet sur les niveaux d'énergie, appelé par la suite Effet Zeeman normal.

En hiver de 1898/1897, Thomas Preston (1860 – 1900) à Dublin, Alfred Cornu (1841 – 1902) à Paris et Albert Michelson (1852 – 1931) à Chicago, ont trouvé indépendamment la séparation incompréhensible des raies spectrales quadrilatérales, hexagonales et octogonales et des schémas de division plus complexes

[5].Ce qui devint bientôt connu comme l'effet zeeman anormal. Où la théorie classique n'a pas réussi à les expliquer. On ne savait pas pourquoi l'effet Zeeman a changé de résultats quand on met un atome dans un champ magnétique très fort. Comme ce qui ont trouvé Friedrich Paschen (1865 – 1947) et Ernst Back (1881 – 1959) en 1912.

Et vers 1920, Carl Runge (1856 – 1927) à Göttingen et malgré une tentative d'explication à Alfred Landé (1888 – 1976) à Tübingen [5]. L'interprétation exacte reste floue jusqu'à l'utilisation de la mécanique quantique et son évolution par la découverte du spin électronique en 1925.

## 1.2 GÉNÉRALITÉ SUR LES PLASMAS ET PROFILS DES RAIES

### 1.2.1 Définition et Classification des plasmas

1928, le physicien américain I. Langmuir a introduit le mot "plasma" en physique pour désigner, dans les tubes à décharge, certaines régions équipotentielles contenant un gaz ionisé électriquement neutre. Ce mot a été généralisé pour les gaz ionisés en astrophysique [6] [7]. Les plasmas présentent la quatrième état de la matière.

Aujourd'hui la physique des plasmas présente plusieurs applications. Il y a plusieurs types des plasmas : ils sont classifiés suivant les phénomènes à étudier et suivant les conditions physiques. la figure 1.1 ci-après présente quelques types de plasmas [7] [6].

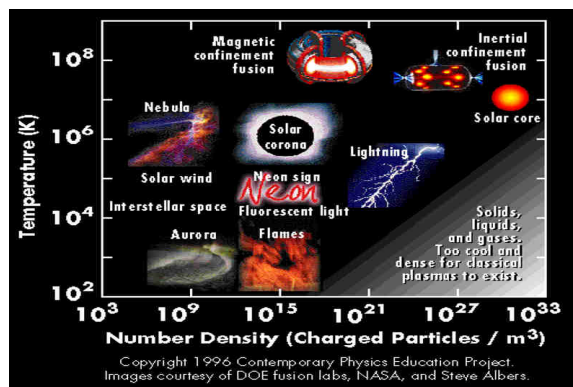


FIGURE 1.1 – Classification des plasmas.

### 1.2.2 Quelques paramètres importants du plasma

Dans l'étude d'un milieu plasma, quelques paramètres sont utiles et nécessaires à savoir tels que :

#### Longueurs de Landau

C'est la longueur critique d'interaction binaire, elle est définie par [6] :

$$r_0 = \frac{e^2}{K_B T} \quad (1.1)$$

avec :

$T$  est la température ;  $K_B$  est la constante de Boltzmann.

#### Longueurs de Debye

C'est la longueur critique d'interaction collective, elle s'écrit sous la forme :

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 K_B T}{q_e^2 N_2}} \simeq 6.9 \sqrt{\frac{T}{N_e}} \quad (\text{cgs}) \quad (1.2)$$

#### Degré d'ionisation

À basse température les gaz sont des isolants électriques. Si les gaz sont ionisés, ils deviennent conducteurs d'électricité. Le milieu est globalement neutre, mais localement il porte des distributions de champs électriques. Le degré d'ionisation est donné par la relation [7] :

$$\alpha = \frac{N_e}{n_0 + N_e} \quad (1.3)$$

Où :  $\alpha = 10^{-5} \rightarrow 1$

$N_e$  est la densité des électrons et  $n_0$  est la densité des neutres.

#### Rayon de la sphère

Le rayon de la sphère est la distance moyenne entre les particules de densité  $N$ .

Il est donné par :

$$R_s = \left( \frac{3}{4\pi N} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (1.4)$$

$N$  : est la densité électronique ou ionique du plasma.

### Paramètre de couplage

C'est le rapport entre l'énergie potentielle moyenne et l'énergie cinétique moyenne d'ion, ce paramètre s'écrit :

$$\Gamma = \frac{(e^2/4\pi\epsilon_0 R_s)}{K_B T} \quad (1.5)$$

Si  $\Gamma \lll 1$  :  $E_p \lll E_C$ ; c'est à dire un plasma cinétique.

Si  $\Gamma \sim 1$  :  $E_p \sim E_C$ ; Un plasma couplé ou cohérente.

### 1.2.3 Elargissement et formalisme du profil des raie

Les raies spectrales observées en émission ne sont pas minces, elles ont une certaine élargissement et un certain profil, Parmi les élargissements on cite : [1]

#### Elargissement naturel (profil Lorentzien)

Pour un atome excité la largeur naturelle est liée au principe d'incertitude d'Heisenberg. Les niveaux d'énergie d'un système quantique présentent une certaine incertitude naturelle ; elle peut s'écrire :

$$\Delta E \cdot \tau \geq \frac{h}{2\pi} \quad (1.6)$$

$\tau = \frac{1}{A_{21}}$  est la "durée de vie" de l'atome à l'état excitée.

$A_{21}$  : est le coefficient d'Einstein d'émission spontanée entre deux niveaux 2 à 1.

$\Delta E$  : est la "largeur" ou l'incertitude liée à l'énergie de l'état excitée.

$h$  : est la constante universelle de Planck,  $h = 6,62 \cdot 10^{-34} \text{J.s}$ .

La forme de la raie due à l'élargissement naturel est une Lorentzienne.

### Elargissement Doppler (profil gaussien)

La fréquence du rayonnement émis, reçue par un récepteur, est différente de la fréquence émise par la particule au repos ; cette différence cause un élargissement appelé l'élargissement Doppler. L'élargissement dû à l'effet Doppler statistique est lié à la distribution des vitesses de l'émetteur ; il est lié à la température  $T$  du milieu et à la masse  $m$  de l'émetteur.

$$\Delta\omega = 7.16.10^{-7}\omega_0\sqrt{\frac{T}{M}} \quad (1.7)$$

$\Delta\omega$  et  $\omega_0$  sont en  $eV$ ,  $T$  en Kelvin et  $M$  en *u.m.a.*

La forme du profil dans ce cas est une forme Gaussienne.

### Elargissement collisionnel par les particules neutres

Les collisions avec les particules neutres causent aussi un élargissement des raies spectrales. Soit  $\tau_{col}$  une durée de vie moyenne entre deux collisions successives.

On suppose

que chaque collision interrompe complètement l'émission du rayonnement.

$$\Delta\omega_{Col} \approx \frac{1}{\tau_{col}} \quad (1.8)$$

Le profil de la raie pour les élargissements collisionnels par les particules neutres est un profil de Lorentz. L'élargissement par les neutres est négligeable dans les plasmas.

### Elargissement instrumental

Les appareils de mesure et de spectroscopie causent un élargissement supplémentaire aux raies spectrales observées. Cet élargissement est dû entre autres, aux phénomènes de diffraction des raies de la lumière et aux dimensions finies des appareils. Les constructeurs donnent les élargissements et les profils correspondants. Le profil peut être :

-Un profil de Lorentz.

-Un profil de Gauss.

-Un profil de Voigt.

### Elargissement collisionnel par les particules chargées (Effet Stark)

L'élargissement Stark est causé par l'interaction des particules chargées (ions, électrons) avec l'émetteur. Le champ électrique au niveau de l'émetteur appelé encore le microchamp du plasma, il est deux composantes [9] :

$$\vec{E} = \vec{E}_i + \vec{E}_e \quad (1.9)$$

$\vec{E}_i$  : est la composante créée par tous les ions composant le milieu et  $\vec{E}_e$  est la composante électronique créée par tous les électrons (dans la théorie de calcul elle est connue comme l'opérateur de collision électronique). Le profil d'une raie élargi par effet Stark est d'une forme Lorentzienne.

### Elargissement Zeeman

L'interaction d'un champ magnétique avec les moments cinétiques de l'atome (mouvement du noyau et des électrons) crée une perturbation, cette dernière permet de lever la dégénérescence des niveaux d'énergie, cela se traduit par une perturbation du profil observé appelée élargissement Zeeman [10].

#### 1.2.4 Profil de raies spectral dans un plasma

Le profil de raies donne des informations sur les conditions physique du milieu plasma et donne aussi des informations sur la physique atomique de l'atome ou de l'ion émetteur comme il peut fournir des informations sur les interactions qui se produisent dans ce milieu.

La fonction de profil de raie  $I(\omega)$  est définie telle que [10] :

$$I(\omega) = 1/\pi \operatorname{Re} \int_0^\infty \exp(i\omega t) C_{dd}(t) dt \quad (1.10)$$

$C_{dd}(t)$  : est la fonction d'autocorrélation du dipôle ; définie dans l'espace de Liouville telle que :



$$C_{ad}(t) = \langle\langle d^+ | \{U_I(t)\} | d \rangle\rangle \quad (1.11)$$

$\{U_I(t)\}$  constitue la moyenne sur les états du bain de l'opérateur dévolution  $U_I(t)$  du système, et  $|d\rangle$  est l'opérateur moment dipolaire électrique défini dans l'espace de Liouville.

A chaque état particulier "I" du bain correspond un opérateur dévolution  $U_I(t)$  dans l'espace de Liouville,  $U_I$  est la solution du système :

$$U_I(t=0) = 1 \frac{d}{dt} U_I = -iL(t) U_I \quad (1.12)$$

Avec  $L$  est l'opérateur de Liouville présenté dans l'espace de Liouville tel que :

$$L = \frac{1}{\hbar} (H \otimes 1 - 1 \otimes H) \quad (1.13)$$

$H$  : est hamiltonien d'interaction présenté dans l'espace de Hilbert, dans ce qui suit on suivra le calcul dans l'espace de Liouville dont l'opérateur d'interaction s'écrit comme :

$$L(t) = L_0 + l(t) \quad (1.14)$$

$L_0$  : est l'opérateur de l'émetteur isolé.

$l(t)$  : dans notre cas, c'est l'opérateur de Liouville de l'interaction ion émetteur-bain (contenant le terme Stark et le terme Zeeman), donc :

$$L = L_0 - \vec{d} \cdot \vec{E}_i - i\phi + L_{Zeem} \quad (1.15)$$

$\vec{E}_i$  : est le champ électrique créée par tous les ions du plasma environnants l'émetteur.

$\phi$  : est l'opérateur de collision qui représente l'élargissement dû au champ électrique créée par tous les électrons du plasma

$L_{zeem}$  : représente l'interaction Zeeman présenté dans l'espace de Liouville, l'interaction zeeman est donné telle que :

$$H_{zeem} = L_{zeem} = -eBy\sigma_z \quad (1.16)$$

$e$  est la charge d'électron,  $B$  est le champ magnétique,  $y$  la coordonnée cartésienne du vecteur position et  $\sigma_z$  est un operateur il sera définit dans la suite.

### 1.3 HAMILTONIEN D'INTERACTION EN PRÉSENCE DU CHAMP MAGNÉTIQUE

Soit un atome où un ion dans un plasma, soumis sous un champ magnétique, l'hamiltonien total qui décrit les interaction entre l'émetteur et les particules qui l'entoure est donné par :

$$H = H_0 + H_f + H_z \quad (1.17)$$

Où :  $H_0$  traduit l'interaction électrostatique (émetteur non perturbé) donné tel que :

$$H_0 = \frac{p^2}{2\mu} + V(r) \quad (1.18)$$

$H_f$  : est le terme de la structure fine définit comme :

$$H_f = W_{mv} + W_{so} + W_d \quad (1.19)$$

$H_z$  : est l'Hamiltonien Zeeman qui décrit l'énergie d'interaction de l'atome avec le champ magnétique  $\vec{B}$  (où l'effet de couplage du noyau avec le champ est négligé), il s'écrit comme suit :

$$H_z = \vec{\omega}_0 \cdot (\vec{L} + 2\vec{S}) \quad (1.20)$$

Avec  $\vec{\omega}_0$  est la pulsation de Larmor définie comme [11] :

$$\vec{\omega}_0 = -\frac{-q_e}{2m_e} \vec{B}. \quad (1.21)$$

Plaçons-nous dans le cas où le champ magnétique  $\vec{B}$  coïncide avec la direction de l'axe  $Oz$  il vient :

$$H_z = \omega_0 \cdot (L_z + 2S_z) \quad (1.22)$$

Selon l'intensité du champ magnétique, on peut distinguer trois cas qui correspondent à trois modes de calcul différents [12] :

- Le champ magnétique est relativement faible de sorte que l'hamiltonien  $H_z$  peut être considéré comme petit vis-à-vis à  $H_f$  l'hamiltonien de structure fine,  $H_0 + H_z$  est alors considéré comme un hamiltonien non perturbé, et  $H_z$  est traité comme une perturbation des états  $|n l s j m_j\rangle$  : c'est l'effet Zeeman dit anormal.
- Le champ magnétique est grand et  $H_f$  est faible devant  $H_z$ , dans ce cas,  $H_z$  est traité comme une perturbation de l'hamiltonien  $H_0 + H_z$  : c'est l'effet Paschen-Bach (Zeeman normal).
- Lorsque les interactions  $H_z$  et  $H_f$  sont du même ordre de grandeur, on obtient un effet Zeeman intermédiaire, dans ce cas, la somme  $H_z + H_f$  peut être traitée comme une perturbation de l'hamiltonien  $H_0$ .

### 1.3.1 Effet Zeeman anormal

Le champ magnétique étant faible, l'hamiltonien  $H_z$  doit être considéré d'ordre un par rapport à l'hamiltonien non perturbé  $H_0 + H_f$  qui est d'ordre zéro. Le calcul de l'énergie de perturbation  $E^{(1)}$ , dans l'approximation du premier ordre conduit à utiliser les états propres de  $H_0 + H_z$  pour obtenir les éléments matriciels diagonaux de  $H_z$  [12] :

$$E_Z^{(1)} = \langle j m_j | \omega_L (L_z + 2S_z) | j m_j \rangle \quad (1.23)$$

La notation des états a été allégée puisque  $H_z$  ne concerne que les variables orbitales et du spin. Utilisant l'égalité  $J_z = L_z + S_z$ , la relation précédente ?? s'écrit :

$$E_Z^{(1)} = \langle j m_j | \omega_L (J_z + S_z) | j m_j \rangle \quad (1.24)$$

Dans le système de vecteurs propres  $|n l j m_j\rangle$ , la valeur propre de  $J_z$  est égale à  $\hbar m_j$ , d'où :

$$\langle j m_j | \omega_L J_z | j m_j \rangle = \omega_L \hbar m_j \quad (1.25)$$

Il reste à calculer les éléments diagonaux  $\langle j m_j | \omega_L J_z | j m_j \rangle$  dans le système des vecteurs propres  $|n l j m_j\rangle$  qui sont des vecteurs propres de  $L^2, J^2, S^2$  et  $J_z$ .

$$\langle j m_j | \omega_L J_z | j m_j \rangle = \omega_L \hbar m_j (g - 1) \quad (1.26)$$

Où le coefficient  $g$  est appelé le facteur de Landé, qui a pour valeur :

$$g = 1 + \frac{j(j+1) - l(l+1) + s(s+1)}{2j(j+1)} \quad (1.27)$$

Donc l'énergie de perturbation  $E_Z^{(1)}$  est telle que :

$$E_Z^{(1)} = \omega_L \hbar m_j g = \mu_B B g m_j \quad (1.28)$$

On constate que, pour une valeur déterminée de  $j$  et  $l$ , l'énergie de perturbation dépend de  $m_j$ ; la dégénérescence du niveau  $n$  est donc totalement levée. À

un ensemble de quatre valeurs des nombres quantiques  $n, l, j, m_j$  correspond un niveau d'énergie  $E_{nljm_j}$  auquel est attaché un seul vecteur d'état  $|n l j m_j\rangle$ .

**Exemple :** Étudions la transition  $1S \leftarrow 2P$ , pour le niveau 1 : l'état  $1S_{1/2}$ , nous avons  $l = 0, s = 1/2$  d'où  $j = 1/2$ ; le facteur de Landé est  $g = 2$  et les valeurs possibles de  $m_j$  sont égales à  $\pm 1/2$ . Il en résulte que le niveau 1 :  $1S_{1/2}$  est dédoublé en deux sous-niveaux déplacés de l'énergie de perturbation  $E_{ZS}^{(1)}$  telle que :

$$E_{ZS}^{(1)} = \pm \mu_B B \tag{1.29}$$

De même pour le niveau 2 : l'état  $2P_{1/2,3/2}$ , nous avons  $l = 1, s = 1/2, j = 1/2, 3/2$ ; le facteur de Landé est  $g = 2/3, 4/3$  respectivement et  $m_j$  prend les valeurs  $-1/2, 1/2, 3/2, -1/2, 1/2, 3/2$ . On obtient huit sous-niveaux, schématisés sur la figure 1.2, dont les écarts par rapport au niveau non perturbé sont respectivement  $E_{ZP}^{(1)}$  :

$$E_{ZP}^{(1)} = -1/3\mu_B B; 1/3\mu_B B; -2\mu_B B; -2/3\mu_B B; 2/3\mu_B B; 2\mu_B B \tag{1.30}$$

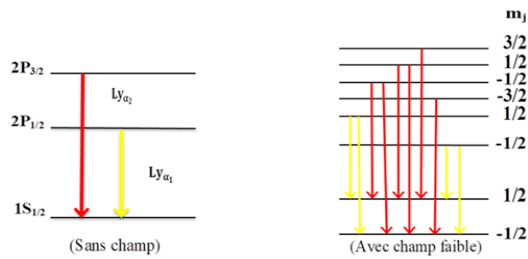


FIGURE 1.2 – Disposition, en champ faible, des sous-niveaux Zeeman issus des niveaux de structure fine

### 1.3.2 Effet Paschen-Bach (Zeeman normal)

Lorsque le champ magnétique est très intense, l'énergie d'interaction  $H_z$  est plus importante que les termes de structure fine  $H_f$ . Dans ces conditions, on doit prendre comme hamiltonien d'ordre zéro :

$$H_{PB} = H_0 + H_z \quad (1.31)$$

et l'hamiltonien  $H_z$  sera considéré comme une perturbation d'ordre Un. Les valeurs propres de  $H_{PB}$  sont obtenues aisément à partir des états  $|nlm_l m_s\rangle$  qui sont des vecteurs propres de  $L^2, S^2, L_z$  et  $S_z$ . Puisque  $H_z = \omega_L(L_z + 2S_z)$  et les valeurs propres de  $L_z$  et  $S_z$  sont respectivement  $m_l$  et  $m_s$ , il s'ensuit que les valeurs propres de  $H_{PB}$  sont :

$$E_{PB}^{(0)} = E^{(0)} + \omega_L \hbar (m_l + 2m_s) \quad (1.32)$$

d'où  $E^{(0)}$  : sont les valeurs propres de  $H_0$ .

Considérons à présent l'hamiltonien  $H_f$  dont on ne retenant que le terme d'interaction spin-orbite  $H_{SO}$  qui s'écrit :

$$H_{SO} = \frac{e^2}{2m_e^2 c^2} \frac{1}{R^3} L \cdot S \quad (1.33)$$

Le terme  $H_{SO}$  est suffisant pour faire apparaître la décomposition des niveaux  $E_{PB}^{(0)}$ , et la correction d'énergie est égale, d'après les résultats de la théorie des perturbation à la valeur moyenne de  $H_f$  prise dans l'état non perturbé [11] :

$$E_{LS}^{(1)} = \frac{e^2 \hbar^2}{2m_e^2 c^2} \langle nl | \frac{1}{R^3} | n l \rangle m_l m_s \quad (1.34)$$

L'énergie d'un état  $|n l m_l m_s\rangle$  correspond à un niveau d'énergie  $E_{PB}$ , défini par les quatre nombres quantiques  $n, l, m_l, m_s$  est donné par :

$$E_{PB} = E_{PB}^{(0)} + E_{LS}^{(1)} \quad (1.35)$$

Dans l'expression de  $E_{PB}$  figurent les nombres  $m$  et les produits  $m_l m_s$  ; si des couples de nombres  $(m, m_l m_s)$  sont identiques pour des valeurs  $m_l$  et  $m_s$  différentes, alors le niveau sera dégénéré et la perturbation  $H_{SO}$  lève partiellement cette dégénérescence.

**Exemple :**  $2P \rightarrow 1S$  Considérons, les niveaux  $1S$  et  $2P$  pour lequel les valeurs de  $m_l$  sont égales à  $0; -1, 0, 1$  et  $m_s = \pm 1/2$ .

L'effet du champs magnétiques intenses sera donc de faire apparaître quatre sous niveaux qui existent déjà dans l'expression de  $E_{PB}^{(0)}$ . La figure 1.3 montre l'effet du champ magnétique fort sur les niveaux d'énergie de la raie Lyman- alpha

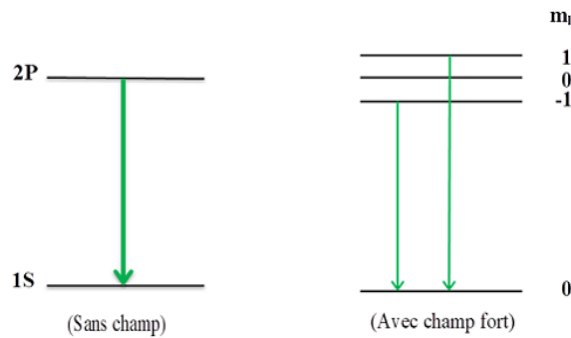


FIGURE 1.3 – l'effet du champ magnétique fort sur les niveaux d'énergie de la raie Lyman- alpha. .

### 1.3.3 Historique d'effet Zeeman

L'effet d'un champ magnétique externe est étudié théoriquement et expérimentalement par de nombreux chercheurs, parmi ces derniers on peu citer :

- P. Pluvinage [13] a fait une étude théorique sur l'intensité et l'effet Zeeman des raies d'intercombinaison de l'Hélium. Ses résultats sont en bon accord avec des résultats expérimentaux de J. Brochard et P. Jacquinot [14].
- A. Le Paillier-Malécot [15] a étudié expérimentalement et théoriquement l'effet Zeeman sur les raies du nitrate de magnésium et du cérium de la zone bleu du spectre. Il en a déduit les valeurs des facteurs de separation spectroscopique

des niveaux de base et des niveaux excités. La comparaison des résultats théorique avec les résultats expérimentaux montre le bon accord entre la théorie et l'expérience.

- Claude Cohen-Tannoudji et Jacques Dupont-Roc [16] ont traité expérimentalement les changements de la lumière Zeeman sur l'état fondamental de  $^{199}\text{Hg}$ ,  $^{201}\text{Hg}$  et  $^{87}\text{Rb}$  dans un champ magnétique faible.

- Claire Lhuillier [17] a étudié quelques structures de l'hélium et du néon excités par un jet d'atomes neutres en utilisant l'effet Zeeman.

- C. Lhuillier et al. [18], en utilisant la technique des croisements des niveaux, ils ont fait une étude de l'effet Zeeman de l'hélium des niveaux  $^3P$  ( $n = 2, 3$  et  $4$ ) excités par bombardement. et ils ont déterminé le facteur de Landé  $g$  du niveau  $2^3P$  et du grand intervalle de la structure fine des niveaux  $3^3P$  et  $4^3P$ .

- G.Hacham [19] a traité la théorie spectrale de l'opérateur de Dirac avec un champ magnétique constant, où le résultat illustre l'effet Zeeman.

- Prashanth S. Venkataram [20] a étudié les séparations Zeeman et Hyperfine des spectre de émission de lampe à vapeur de mercure en utilisant l'interféromètre de Fabry-Pérou. L'effet Zeeman a été observé dans la division des raies d'émission jaunes et vertes qui ont été divisées en 3 raies et à 5461 d'angström répartie en 9 raies. Par contre, les séparations Hyperfine ont été observées dans la division de raie d'émission verte dans l'absence du champ magnétique

- E. Stambulchik et Y. Maron [21] ont analysé les profils des raies spectrales d'éléments hydrogénoïde soumises à des champs magnétiques en observant l'effet Zeeman induit par une lumière laser intense.

- J. Devlin, M.R et al. [22] ont traité expérimentalement et théoriquement l'effet Zeeman de calcium monofluoride, et ils ont déterminé les facteurs magnétiques  $g$ .

- Ya.V. Terent et al. [23] ont fait une étude du magnéto-optique de l'effet Zeeman dans les structures de puits quantiques à modulation de dopage  $\text{Mn}/\text{InGaAs}/\text{InAlAs}$ .



- Eberhard Tiemann et al. [24] ont calculé l'influence Zeeman quadratique sur les raies de photo association de  $40\text{Ca}$  proche des asymptotes  $^3P_1 + ^1S_0$ .
- R. N. Zhokhov et al. [25] ont étudié l'effet Zeeman et le potentiel chimique dans un modèle Gross-Neveu modifié en compactant le temps d'espace  $(2 + 1)D$ .
- F. Navas-Guzmán et al. [26] ont fait une étude de l'effet Zeeman sur l' $O_2$  stratosphérique à l'aide de mesures radiométriques micro-ondes.
- K. L. Litvinenko et al. [27] ont mesuré le spectre de photoluminescence proche de l'infrarouge du silicium dopé au phosphore et extrait la bande de l'énergie d'exciton donnant l'effet sous champs magnétiques ( $B = 28T$ ).
- Lucile Veissier et al. [28] ont étudié l'effet Zeeman quadratique pour la transition  $^3H_6 \rightarrow ^3H_6$  à une longueur d'onde  $793nm$  de  $^{169}Tm^{3+}$  dopé  $Y_3Al_5O_{12}$ .
- Ying-Shuang Fu et al. [29] dans leur étude, ont observé l'effet Zeeman dans l'état de surface topologique de  $Bi_2Se_3$  et  $Sb_2Te_2Se$  par microscopie à effet tunnel à balayage d'imagerie spectroscopique avec une dépendance matérielle distincte.
- Bekir Çakır et al. [30] ont étudié la théorie de l'effet Zeeman sur les états d'énergie  $1s, 2p, 3d$  et  $4f$  et les transitions Zeeman pour Lyman-alpha et la Balmer-alpha du point de vue quantique sphérique. Ils ont traité le terme diamagnétique quadratique en utilisant la méthode d'Algorithme Génétique Quantique et la procédure de Roothaan Hartree-Fock.
- D. Ben Ali et al. [31] ont fait une étude d'un champ transversal Zeeman plus lent pour les atomes de sodium en aimants permanents dans une configuration de Halbach.
- Y. Yakar et al. [32] ont étudié l'effet du champ magnétique externe d'un point quantique sphérique avec potentiel infini par les méthodes Quantum Genetic Algorithm (QGA) et Hartree-Fock Roothaan (HFR), ont calculé les états linéaires Zeeman et les énergies de transition Zeeman. Les résultats obtenus ont montré l'effet de la force du champ magnétique externe.
- L.M. Sobolewski et al. [33] ont traité expérimentalement l'effet Zeeman des raies

faibles de  $La I$  (l'élément  $La^{+1}$ ) par spectroscopie optogalvanique, et ils ont déterminé les facteurs Landé  $g_J$ .

◦ W. Beugeling et al. [34] ont analysé l'influence de l'effet Zeeman nucléaire sur le mode de verrouillage des points quantiques et ils ont calculé la distribution du champ Overhauser.

◦ R. Brauer et al. [35] ont étudié l'influence du champ magnétique, la température, la densité et la vitesse sur l'incertitude de la méthode d'analyse. Ils ont simulé la division Zeeman de la raie  $1665MHz$  de  $OH$  avec l'extension de transfert radiatif.

◦ Gabriele Cazzoli et al. [36] ont fait une étude de l'effet Zeeman de  $SO$  en utilisant un spectromètre commandé par ordinateur et modulé en réquence. Ils ont déterminé les facteurs magnétiques  $g$  de  $SO$ .

◦ A.S. Varentsova et al. [37] ont étudié la théorie de l'effet Zeeman du troisième ordre des ions Hydrogénoïde, Lithiumoïde et Boromoïde pour les états  $1s, 2s$  et  $2p_{\frac{1}{2}}$  par les méthodes perturbatives et non-perturbatives.

◦ V.A. Agababaev et al. [38] ont fait une investigation théorique de l'effet Zeeman du second ordre de l'Argon Boromoïde pour  $^2P_{\frac{1}{2}}$  et  $^2P_{\frac{3}{2}}$ .

---

# EFFET ZEEMAN DANS L'APPROCHE DE DIRAC

## 2.1 EQUATION DE DIRAC

L'effondrement du long conflit entre Newton et Maxwell sur les effets des particules, a donné naissance de la mécanique quantique de Max Planck (1900) et la découverte de Louis Victor de Broglie (1924) de la vérité de la duplication onde/ particule. Où cette nouvelle théorie a connue l'évolution de la quantification de l'énergie et la formulation de la fonction d'onde quantique(1926) grâce à l'élite des physiciens comme Schrodinger, mais ce dernier manquait ce qu'on appelle la relativité, Klein et Gordon (1926) [39]ont essayés de trouver une équation d'onde quantitative relative en même temps en appliquant des lois du relativité spéciale sur l'équation quantitative de Schrodinger. Après sa nouvelle forme, elle a dû faire face à deux problèmes : la densité de probabilité négative et l'énergie négative, ce qui a poussé Paul Dirac (1927) à penser à une résolution mathématiquement et philosophiquement de façon intelligente. Là où il a dit que la source de premier problème de l'équation de Klein-Grdon est dans l'ordre de l'équation

et le second c'est la mauvaise interprétation. Il a ensuite reformulé l'équation pour se débarrasser de la densité de probabilité négative. En faisant des dérivés temporels et spatiaux du premier ordre tandis que l'énergie négative a été interprétée comme une énergie des anti-particules, confirmée par l'expérience de Carl Anderson cinq ans plus tard(1932) [39].

Dirac a introduit son équation prenant en considération le spin, en présence du champ magnétique donnée sous la forme [40] :

$$\hat{H}\Psi(\vec{r}, t) = i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi(\vec{r}, t) = \left[ \vec{\alpha} \cdot (\vec{p} - e\vec{A}) + eV(r) \right] \Psi(\vec{r}, t) \quad (2.1)$$

Avec :

$\hat{H}$  : est l'opérateur Hamiltonien.

$\Psi(\vec{r}, t)$  : est la fonction d'onde.

$\vec{\alpha}$  : est la matrice de Dirac.

$e$  : est la charge d'électron.

$V$  : est le potentiel scalaire.

$\vec{A}$  : est le potentiel vecteur ; où il est choisi de sorte qu'il soit parallèle à  $Oz$  :

$\vec{A} = By \vec{k}$ , le champ magnétique sera alors dirigé selon  $Ox$  :  $\vec{B} = B \vec{i}$ .

Si l'émetteur se trouve en interaction dipolaire ( $\vec{d} \cdot \vec{F}$ ) avec le milieu environnant (comme c'est le cas dans un plasma), alors il faut ajouter cette interaction dans la définition de l'opérateur de Hamilton telle que :

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi(\vec{r}, t) = \left[ \vec{\alpha} \cdot (\vec{p} - e\vec{A}) + eV(r) - \vec{d} \cdot \vec{F} \right] \Psi(\vec{r}, t) \quad (2.2)$$

$\vec{F}$  : est le champ électrique du plasma appliqué à l'émetteur en considération.

### 2.1.1 Transition radiatives et règles de sélection

Si atome plongé dans un champ magnétique externe, alors ces niveaux d'énergie se décomposent en plusieurs composantes (sous niveaux). Les transitions entre

les sous niveaux sont p evues par les règles de sélection dans l'approximation dipolaire électrique dont : [11]

$$\Delta l = \pm 1$$

$$\Delta L = 0; \pm 1 (\text{interdite : } 0 \rightarrow 0).$$

$$\Delta J = 0; \pm 1 (\text{interdite : } 0 \rightarrow 0).$$

$$\Delta m = 0; \pm 1 (\text{interdite : } 0 \rightarrow 0).$$

$$\Delta S = 0$$

et dans l'approximation dipolaire magnétique les règles sont telsque :

$$\Delta l = 0$$

$$\Delta L = 0$$

$$\Delta J = 0; \pm 1 (\text{interdite : } 0 \rightarrow 0).$$

$$\Delta m = 0; \pm 1 (\text{interdite : } 0 \rightarrow 0).$$

$$\Delta S = 0$$

### 2.1.2 Les fonctions d'onde

L'équation de Dirac est une équation quantique relativiste, ses solutions sont les fonctions d'onde qui décrivent l'état quantique des particules avec spin  $\frac{1}{2}$ . Ces fonctions sont les matrices colonnes à quatre composantes [40] tels que :

$$\Psi_{n l j m_j} = \begin{pmatrix} u_1 \\ u_2 \\ u_3 \\ u_4 \end{pmatrix} \quad (2.3)$$

Dans le cas  $j = l - \frac{1}{2}$  :

$$\begin{aligned} u_1 &= \sqrt{\frac{l-m+\frac{1}{2}}{2l+1}} g(r) Y_{l,m-\frac{1}{2}}(\theta, \phi) \\ u_2 &= \sqrt{\frac{l+m+\frac{1}{2}}{2l+1}} g(r) Y_{l,m+\frac{1}{2}}(\theta, \phi) \\ u_3 &= -\sqrt{\frac{l+m-\frac{1}{2}}{2l-1}} i f(r) Y_{l-1,m-\frac{1}{2}}(\theta, \phi) \\ u_4 &= \sqrt{\frac{l-m-\frac{1}{2}}{2l-1}} i f(r) Y_{l-1,m+\frac{1}{2}}(\theta, \phi) \end{aligned} \quad (2.4)$$

Et pour le cas  $j = l + \frac{1}{2}$  :

$$\begin{aligned}
u_1 &= \sqrt{\frac{l+m+\frac{1}{2}}{2l+1}} g(r) Y_{l,m-\frac{1}{2}}(\theta, \phi) \\
u_2 &= -\sqrt{\frac{l-m+\frac{1}{2}}{2l+1}} g(r) Y_{l,m+\frac{1}{2}}(\theta, \phi) \\
u_3 &= -\sqrt{\frac{l-m+\frac{3}{2}}{2l+3}} i f(r) Y_{l+1,m-\frac{1}{2}}(\theta, \phi) \\
u_4 &= -\sqrt{\frac{l+m+\frac{3}{2}}{2l+3}} i f(r) Y_{l+1,m+\frac{1}{2}}(\theta, \phi)
\end{aligned} \tag{2.5}$$

Où :

$g(r)$  et  $f(r)$  sont les fonctions radiales [40] données comme :

$$\begin{aligned}
f(r) &= -\frac{\sqrt{\Gamma(2\gamma + n' + 1)}}{\Gamma(2\gamma + 1) \sqrt{n!}} \sqrt{\frac{1 - \varepsilon}{4N(N-x)}} \left(\frac{2Z}{Na_0}\right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{Zr}{Na_0}} \left(\frac{2Zr}{Na_0}\right)^{\gamma-1} \\
&\times \left[ n' F\left(-n+1, 2\gamma+1, \frac{2Zr}{Na_0}\right) + (N-x) F\left(-n', 2\gamma+1, \frac{2Zr}{Na_0}\right) \right]
\end{aligned} \tag{2.6}$$

$$\begin{aligned}
g(r) &= -\frac{\sqrt{\Gamma(2\gamma + n' + 1)}}{\Gamma(2\gamma + 1) \sqrt{n!}} \sqrt{\frac{1 - \varepsilon}{4N(N-x)}} \left(\frac{2Z}{Na_0}\right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{Zr}{Na_0}} \left(\frac{2Zr}{Na_0}\right)^{\gamma-1} \\
&\times \left[ -n' F\left(-n+1, 2\gamma+1, \frac{2Zr}{Na_0}\right) + (N-x) F\left(-n', 2\gamma+1, \frac{2Zr}{Na_0}\right) \right]
\end{aligned} \tag{2.7}$$

Avec :

$$x = -\left(j + \frac{1}{2}\right) = -(l+1), \text{ si } j = l+s \tag{2.8}$$

$$x = +\left(j + \frac{1}{2}\right) + l, \quad \text{si } j = l-s$$

$$\gamma = \pm \sqrt{x^2 - z^2 \alpha^2} \tag{2.9}$$

$$\varepsilon = \frac{E}{E_0} \tag{2.10}$$

$$n' = \frac{\alpha Z \varepsilon}{\sqrt{1 - \varepsilon^2}} - \gamma \tag{2.11}$$

$$N = \sqrt{n^2 - 2n' \left(k - \sqrt{k^2 - Z^2 \alpha^2}\right)} \tag{2.12}$$

$$n = n' + k; \quad k = |x| = j + \frac{1}{2} \tag{2.13}$$

Telles que :  $E$  est l'énergie de l'hydrogène,  $E_0$  est l'énergie reste et  $\alpha$  est la constant de structure fine.

$Y(\theta, \phi)$  sont les harmoniques sphériques.

Par conséquent, pour  $n = 1$  et  $n = 2$  (la Lyman-alpha) les fonctions d'onde sont écrites comme suit :

L'état  $n = 1$  est composée de deux sous niveaux :

$$\beta_1 : 1S_{\frac{1}{2}\frac{1}{2}} \equiv \Psi_{10\frac{1}{2}\frac{1}{2}} \equiv \begin{pmatrix} g_{1s}(r) y_{00} \\ 0 \\ -\frac{i}{\sqrt{3}} f_{1s}(r) y_{10} \\ -i\sqrt{\frac{2}{3}} f_{1s}(r) y_{11} \end{pmatrix} \quad (2.14)$$

$$\beta_2 : 1S_{\frac{1}{2}\frac{-1}{2}} \equiv \Psi_{10\frac{1}{2}\frac{-1}{2}} \equiv \begin{pmatrix} 0 \\ -g_{1s}(r) y_{00} \\ -\sqrt{\frac{2}{3}} f_{1s}(r) y_{1-1} \\ -i\frac{i}{\sqrt{3}} f_{1s}(r) y_{10} \end{pmatrix} \quad (2.15)$$

Et pour l'état  $n = 2$ , elle est composée de huit sous niveaux tels que :

$$\alpha_1 : 2S_{\frac{3}{2}\frac{1}{2}} \equiv \Psi_{20\frac{3}{2}\frac{1}{2}} \equiv \begin{pmatrix} g_{2s}(r) y_{00} \\ 0 \\ -\frac{i}{\sqrt{3}} f_{2s}(r) y_{10} \\ -i\sqrt{\frac{2}{3}} f_{2s}(r) y_{11} \end{pmatrix} \quad (2.16)$$

$$\alpha_2 : 2S_{\frac{3}{2}\frac{-1}{2}} \equiv \Psi_{20\frac{3}{2}\frac{-1}{2}} \equiv \begin{pmatrix} 0 \\ -g_{2s}(r) y_{00} \\ -i\sqrt{\frac{2}{3}} f_{2s}(r) y_{1-1} \\ -\frac{i}{\sqrt{3}} f_{2s}(r) y_{10} \end{pmatrix} \quad (2.17)$$

$$\alpha_3 : 2P_{\frac{3}{2}\frac{1}{2}} \equiv \Psi_{21\frac{3}{2}\frac{1}{2}} \equiv \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{3}} g_{2p_{\frac{1}{2}}}(r) y_{10} \\ \sqrt{\frac{2}{3}} g_{2p_{\frac{1}{2}}}(r) y_{11} \\ -i f_{2p_{\frac{1}{2}}}(r) y_{00} \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.18)$$

$$\alpha_4 : 2P_{\frac{3}{2}\frac{-1}{2}} \equiv \Psi_{21\frac{3}{2}\frac{-1}{2}} \equiv \begin{pmatrix} \sqrt{\frac{2}{3}} g_{2p_{\frac{1}{2}}}(r) y_{1-1} \\ \frac{1}{\sqrt{3}} g_{2p_{\frac{1}{2}}}(r) y_{10} \\ 0 \\ i f_{2p_{\frac{1}{2}}}(r) y_{00} \end{pmatrix} \quad (2.19)$$

$$\alpha_5 : 2P_{2\frac{3}{2}\frac{3}{2}} \equiv \Psi_{21\frac{3}{2}\frac{3}{2}} \equiv \begin{pmatrix} g_{2P\frac{3}{2}}(r) y_{11} \\ 0 \\ -i\sqrt{\frac{1}{5}} f_{2P\frac{3}{2}}(r) y_{21} \\ -i\sqrt{\frac{4}{5}} f_{2P\frac{3}{2}}(r) y_{22} \end{pmatrix} \quad (2.20)$$

$$\alpha_6 : 2P_{2\frac{3}{2}\frac{1}{2}} \equiv \Psi_{21\frac{3}{2}\frac{1}{2}} \equiv \begin{pmatrix} \sqrt{\frac{2}{3}} g_{2P\frac{3}{2}}(r) y_{10} \\ -\sqrt{\frac{1}{3}} g_{2P\frac{3}{2}}(r) y_{11} \\ -i\sqrt{\frac{2}{5}} f_{2P\frac{3}{2}}(r) y_{20} \\ -i\sqrt{\frac{3}{5}} f_{2P\frac{3}{2}}(r) y_{21} \end{pmatrix} \quad (2.21)$$

$$\alpha_7 : 2P_{2\frac{3}{2}\frac{-1}{2}} \equiv \Psi_{21\frac{3}{2}\frac{-1}{2}} \equiv \begin{pmatrix} \sqrt{\frac{1}{3}} g_{2P\frac{3}{2}}(r) y_{1-1} \\ -\sqrt{\frac{2}{3}} g_{2P\frac{3}{2}}(r) y_{10} \\ -i\sqrt{\frac{3}{5}} f_{2P\frac{3}{2}}(r) y_{2-1} \\ -i\sqrt{\frac{2}{5}} f_{2P\frac{3}{2}}(r) y_{20} \end{pmatrix} \quad (2.22)$$

$$\alpha_8 : 2P_{2\frac{3}{2}\frac{-3}{2}} \equiv \Psi_{21\frac{3}{2}\frac{-3}{2}} \equiv \begin{pmatrix} 0 \\ -g_{2P\frac{3}{2}}(r) y_{1-1} \\ -i\sqrt{\frac{4}{5}} f_{2P\frac{3}{2}}(r) y_{2-2} \\ -i\sqrt{\frac{2}{5}} f_{2P\frac{3}{2}}(r) y_{2-1} \end{pmatrix} \quad (2.23)$$

## 2.2 CALCUL DES FONCTIONS D'ONDE

En utilisant les relations précédentes, Nous avons calculé les fonctions d'onde dans la base  $\langle nlm_j \rangle$  pour les états  $n = 1$  et  $n = 2$  de quelques emetteurs hydrogènoïdes et nous avons obtenu les résultats suivants :

### 2.2.1 Pour l'Hydrogène ( $Z = 1$ )

Nous avons trouvé les fonctions d'onde de l'hydrogène comme suit :

$$\beta_1 = \begin{pmatrix} \frac{2.5917}{\sqrt{\pi}} e^{-\frac{r}{0.53}} \\ 0 \\ i\frac{9.4565 \times 10^{-3}}{\sqrt{\pi}} e^{-\frac{r}{0.53}} \cos \theta \\ i\frac{9.4565 \times 10^{-3}}{\sqrt{\pi}} e^{-\frac{r}{0.53}} \sin \theta e^{i\phi} \end{pmatrix} \quad (2.24)$$



$$\beta_2 = \begin{pmatrix} 0 \\ -\frac{2.5917}{\sqrt{\pi}} e^{-\frac{r}{0.53}} \\ -i \frac{9.4565 \times 10^{-3}}{\sqrt{\pi}} e^{-\frac{r}{0.53}} \sin \theta e^{-i\phi} \\ i \frac{9.4565 \times 10^{-3}}{\sqrt{\pi}} e^{-\frac{r}{0.53}} \cos \theta \end{pmatrix} \quad (2.25)$$

$$\alpha_1 = \begin{pmatrix} \frac{0.45817}{\sqrt{\pi}} e^{-\frac{r}{1.06}} (2 - 1.8868r) \\ 0 \\ i \frac{8.3585 \times 10^{-4}}{\sqrt{\pi}} \frac{(12 - 5.6604r)}{5.9999 - 5.6604r} (2 - 1.8868r) e^{-\frac{r}{1.06}} \cos \theta \\ i \frac{8.3585 \times 10^{-4}}{\sqrt{\pi}} \frac{(12 - 5.6604r)}{5.9999 - 5.6604r} (2 - 1.8868r) e^{-\frac{r}{1.06}} \sin \theta e^{i\phi} \end{pmatrix} \quad (2.26)$$

$$\alpha_2 = \begin{pmatrix} 0 \\ -\frac{0.45817}{\sqrt{\pi}} e^{-\frac{r}{1.06}} (2 - 1.8868r) \\ -i \frac{8.3585 \times 10^{-4}}{\sqrt{\pi}} \frac{(12 - 5.6604r)}{5.9999 - 5.6604r} (2 - 1.8868r) e^{-\frac{r}{1.06}} \sin \theta e^{-i\phi} \\ i \frac{8.3585 \times 10^{-4}}{\sqrt{\pi}} \frac{(12 - 5.6604r)}{5.9999 - 5.6604r} (2 - 1.8868r) e^{-\frac{r}{1.06}} \cos \theta \end{pmatrix} \quad (2.27)$$

$$\alpha_3 = \begin{pmatrix} \frac{0.79355}{\sqrt{\pi}} e^{-\frac{r}{1.06}} (-0.62893r - 1.3313 \times 10^{-5}) \cos \theta \\ \frac{0.79355}{\sqrt{\pi}} e^{-\frac{r}{1.06}} (-0.62893r - 1.3313 \times 10^{-5}) \sin \theta e^{i\phi} \\ i \frac{1.4477 \times 10^{-3}}{\sqrt{\pi}} \frac{(5.9999 - 1.8868r)}{-1.8868r - 3.9938 \times 10^{-5}} (-0.62893r - 1.3313 \times 10^{-5}) e^{-\frac{r}{1.06}} \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.28)$$

$$\alpha_4 = \begin{pmatrix} -\frac{0.79355}{\sqrt{\pi}} e^{-\frac{r}{1.06}} (-0.62893r - 1.3313 \times 10^{-5}) \sin \theta e^{-i\phi} \\ \frac{0.79355}{\sqrt{\pi}} e^{-\frac{r}{1.06}} (-0.62893r - 1.3313 \times 10^{-5}) \cos \theta \\ 0 \\ -i \frac{1.4477 \times 10^{-3}}{\sqrt{\pi}} \frac{(5.9999 - 1.8868r)}{-1.8868r - 3.9938 \times 10^{-5}} (-0.62893r - 1.3313 \times 10^{-5}) e^{-\frac{r}{1.06}} \end{pmatrix} \quad (2.29)$$

$$\alpha_5 = \begin{pmatrix} \frac{0.61125}{\sqrt{\pi}} e^{-\frac{r}{1.06}} r \sin \theta e^{i\phi} \\ 0 \\ i \frac{1.1151 \times 10^{-3}}{\sqrt{\pi}} e^{-\frac{r}{1.06}} r \cos \theta \sin \theta e^{i\phi} \\ i \frac{1.1151 \times 10^{-3}}{\sqrt{\pi}} e^{-\frac{r}{1.06}} r \sin^2 \theta e^{2i\phi} \end{pmatrix} \quad (2.30)$$

$$\alpha_6 = \begin{pmatrix} \frac{0.70581}{\sqrt{\pi}} e^{-\frac{r}{1.06}} r \cos \theta \\ -\frac{0.35291}{\sqrt{\pi}} e^{-\frac{r}{1.06}} r \sin \theta e^{i\phi} \\ i \frac{6.4381 \times 10^{-4}}{\sqrt{\pi}} e^{-\frac{r}{1.06}} r (3 \cos^2 \theta - 1) \\ i \frac{1.9315 \times 10^{-3}}{\sqrt{\pi}} e^{-\frac{r}{1.06}} r \cos \theta \sin \theta e^{i\phi} \end{pmatrix} \quad (2.31)$$

$$\alpha_7 = \begin{pmatrix} -\frac{0.35291}{\sqrt{\pi}} e^{-\frac{r}{1.06}} r \sin \theta e^{-i\phi} \\ -\frac{0.70581}{\sqrt{\pi}} e^{-\frac{r}{1.06}} r \cos \theta \\ -i \frac{1.9315 \times 10^{-3}}{\sqrt{\pi}} e^{-\frac{r}{1.06}} r \cos \theta \sin \theta e^{-i\phi} \\ i \frac{6.4381 \times 10^{-4}}{\sqrt{\pi}} e^{-\frac{r}{1.06}} r (3 \cos^2 \theta - 1) \end{pmatrix} \quad (2.32)$$

$$\alpha_8 = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{0.61125}{\sqrt{\pi}} e^{-\frac{r}{1.06}} r \sin \theta e^{-i\phi} \\ -i \frac{1.1151 \times 10^{-3}}{\sqrt{\pi}} e^{-\frac{r}{1.06}} r \sin^2 \theta e^{-2i\phi} \\ -i \frac{1.1151 \times 10^{-3}}{\sqrt{\pi}} e^{-\frac{r}{1.06}} r \cos \theta \sin \theta e^{-i\phi} \end{pmatrix} \quad (2.33)$$

### 2.2.2 Les fonction d'ondes pour le Chlore hydrogènoïde (Z=17)

Pour le Chlore les fonctions d'onde sont tels que :

$$\beta_1 = \begin{pmatrix} \frac{176.83}{\sqrt{\pi}} e^{-32.075r} \\ 0 \\ i \frac{11.011}{\sqrt{\pi}} e^{-32.075r} \cos \theta \\ i \frac{11.011}{\sqrt{\pi}} e^{-32.075r} \sin \theta e^{i\phi} \end{pmatrix} \quad (2.34)$$

$$\beta_2 = \begin{pmatrix} 0 \\ -\frac{176.83}{\sqrt{\pi}} e^{-32.075r} \\ -i \frac{11.011}{\sqrt{\pi}} e^{-32.075r} \sin \theta e^{-i\phi} \\ i \frac{11.011}{\sqrt{\pi}} e^{-32.075r} \cos \theta \end{pmatrix} \quad (2.35)$$

$$\alpha_1 = \begin{pmatrix} \frac{32.389}{\sqrt{\pi}} (1.9433 - 31.409r) e^{-16.007r} \\ 0 \\ i \frac{1.0074}{\sqrt{\pi}} \frac{(11.927 - 96.289r)}{5.9576 - 96.289r} (1.9433 - 31.409r) e^{-16.007r} \cos \theta \\ i \frac{1.0074}{\sqrt{\pi}} \frac{(11.927 - 96.289r)}{5.9576 - 96.289r} (1.9433 - 31.409r) e^{-16.007r} \sin \theta e^{i\phi} \end{pmatrix} \quad (2.36)$$

$$\alpha_2 = \begin{pmatrix} 0 \\ -\frac{32.389}{\sqrt{\pi}} (1.9433 - 31.409r) e^{-16.007r} \\ -i \frac{1.0074}{\sqrt{\pi}} \frac{(11.927 - 96.289r)}{5.9576 - 96.289r} (1.9433 - 31.409r) e^{-16.007r} \sin \theta e^{-i\phi} \\ i \frac{1.0074}{\sqrt{\pi}} \frac{(11.927 - 96.289r)}{5.9576 - 96.289r} (1.9433 - 31.409r) e^{-16.007r} \cos \theta \end{pmatrix} \quad (2.37)$$

$$\alpha_3 = \begin{pmatrix} \frac{56.17}{\sqrt{\pi}} (-3.7638 \times 10^{-3} - 10.443r) e^{-16.007r} \cos \theta \\ \frac{56.17}{\sqrt{\pi}} e^{-16.007r} (-3.7638 \times 10^{-3} - 10.443r) e^{i\phi} \sin \theta \\ i \frac{1.7471}{\sqrt{\pi}} \frac{(5.9576 - 32.013r)}{-32.013r - 1.1538 \times 10^{-2}} (-3.7638 \times 10^{-3} - 10.443r) e^{-16.007r} \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.38)$$

$$\alpha_4 = \begin{pmatrix} -\frac{56.17}{\sqrt{\pi}} (-3.7638 \times 10^{-3} - 10.443r) e^{-16.007r} \sin \theta e^{-i\phi} \\ \frac{56.17}{\sqrt{\pi}} (-3.7638 \times 10^{-3} - 10.443r) e^{-16.007r} \cos \theta \\ 0 \\ -i \frac{1.7471}{\sqrt{\pi}} \frac{(5.9576 - 32.013r)}{-32.013r - 1.1538 \times 10^{-2}} (-3.7638 \times 10^{-3} - 10.443r) e^{-16.007r} \end{pmatrix} \quad (2.39)$$

$$\alpha_5 = \begin{pmatrix} \frac{722.52}{\sqrt{\pi}} e^{-16.038r} r \sin \theta e^{i\phi} \\ 0 \\ i \frac{22.429}{\sqrt{\pi}} e^{-16.038r} r \cos \theta \sin \theta e^{i\phi} \\ i \frac{22.429}{\sqrt{\pi}} e^{-16.038r} r \sin^2 \theta e^{2i\phi} \end{pmatrix} \quad (2.40)$$

$$\alpha_6 = \begin{pmatrix} \frac{834.31}{\sqrt{\pi}} e^{-16.038r} r \cos \theta \\ -\frac{417.16}{\sqrt{\pi}} e^{-16.038r} r \sin \theta e^{i\phi} \\ i \frac{12.950}{\sqrt{\pi}} e^{-16.038r} r (3 \cos^2 \theta - 1) \\ i \frac{38.849}{\sqrt{\pi}} e^{-16.038r} r \cos \theta \sin \theta e^{i\phi} \end{pmatrix} \quad (2.41)$$

$$\alpha_7 = \begin{pmatrix} -\frac{417.16}{\sqrt{\pi}} e^{-16.038r} r \sin \theta e^{-i\phi} \\ -\frac{834.31}{\sqrt{\pi}} e^{-16.038r} r \cos \theta \\ -i \frac{38.849}{\sqrt{\pi}} e^{-16.038r} r \cos \theta \sin \theta e^{-i\phi} \\ i \frac{12.950}{\sqrt{\pi}} e^{-16.038r} r (3 \cos^2 \theta - 1) \end{pmatrix} \quad (2.42)$$

Body Math

$$\alpha_8 = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{722.52}{\sqrt{\pi}} e^{-16.038r} r \sin \theta e^{-i\phi} \\ -i \frac{22.429}{\sqrt{\pi}} e^{-16.038r} r \sin^2 \theta e^{-2i\phi} \\ -i \frac{22.429}{\sqrt{\pi}} e^{-16.038r} r \cos \theta \sin \theta e^{-i\phi} \end{pmatrix} \quad (2.43)$$

### 2.2.3 Les fonctions d'ondes de l'Argon hydrogènoïde (Z=18)

Une atome d'Argon, ces fonctions sont données comme suit :

$$\beta_1 = \begin{pmatrix} \frac{191.93}{\sqrt{\pi}} e^{-33.962r} \\ 0 \\ i \frac{12.66}{\sqrt{\pi}} e^{-33.962r} \cos \theta \\ i \frac{12.66}{\sqrt{\pi}} e^{-33.962r} \sin \theta e^{i\phi} \end{pmatrix} \quad (2.44)$$

$$\beta_2 = \begin{pmatrix} 0 \\ -\frac{191.93}{\sqrt{\pi}} e^{-33.962r} \\ -i \frac{12.66}{\sqrt{\pi}} e^{-33.962r} \sin \theta e^{-i\phi} \\ i \frac{12.66}{\sqrt{\pi}} e^{-33.962r} \cos \theta \end{pmatrix} \quad (2.45)$$

$$\alpha_1 = \begin{pmatrix} \frac{35.326}{\sqrt{\pi}} e^{-17.018r} (1.9356 - 33.155r) \\ 0 \\ i \frac{1.1638}{\sqrt{\pi}} \frac{(11.918 - 101.96r)}{5.9524 - 101.96r} (1.9356 - 33.155r) e^{-17.018r} \cos \theta \\ i \frac{1.1638}{\sqrt{\pi}} \frac{(11.918 - 101.96r)}{5.9524 - 101.96r} (1.9356 - 33.155r) e^{-17.018r} \sin \theta e^{i\phi} \end{pmatrix} \quad (2.46)$$

$$\alpha_2 = \begin{pmatrix} 0 \\ -\frac{35.326}{\sqrt{\pi}} (1.9356 - 33.155r) e^{-17.018r} \\ -i \frac{1.1638}{\sqrt{\pi}} \frac{(11.918 - 101.96r)}{5.9524 - 101.96r} (1.9356 - 33.155r) e^{-17.018r} \sin \theta e^{-i\phi} \\ i \frac{1.1638}{\sqrt{\pi}} \frac{(11.918 - 101.96r)}{5.9524 - 101.96r} (1.9356 - 33.155r) e^{-17.018r} \cos \theta \end{pmatrix} \quad (2.47)$$

$$\alpha_3 = \begin{pmatrix} \frac{61.275}{\sqrt{\pi}} (-11.02r - 4.2062 \times 10^{-3}) e^{-17.018r} \cos \theta \\ \frac{61.275}{\sqrt{\pi}} (-11.02r - 4.2062 \times 10^{-3}) e^{-17.018r} \sin \theta e^{i\phi} \\ i \frac{2.0187}{\sqrt{\pi}} \frac{(5.9524 - 33.888r)}{-33.888r - 1.2935 \times 10^{-2}} (-11.02r - 4.2062 \times 10^{-3}) e^{-17.018r} \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.48)$$

$$\alpha_4 = \begin{pmatrix} -\frac{61.275}{\sqrt{\pi}} (-11.02r - 4.2062 \times 10^{-3}) e^{-17.018r} \sin \theta e^{-i\phi} \\ \frac{61.275}{\sqrt{\pi}} (-11.02r - 4.2062 \times 10^{-3}) e^{-17.018r} \cos \theta \\ 0 \\ -i \frac{2.0187}{\sqrt{\pi}} \frac{(5.9524 - 33.888r)}{-33.888r - 1.2935 \times 10^{-2}} (-11.02r - 4.2062 \times 10^{-3}) e^{-17.018r} \end{pmatrix} \quad (2.49)$$

$$\alpha_5 = \begin{pmatrix} \frac{832.43}{\sqrt{\pi}} r e^{-16.981r} \sin \theta e^{i\phi} \\ 0 \\ i \frac{27.365}{\sqrt{\pi}} r e^{-16.981r} \cos \theta \sin \theta e^{i\phi} \\ i \frac{27.365}{\sqrt{\pi}} r e^{-16.981r} \sin^2 \theta e^{2i\phi} \end{pmatrix} \quad (2.50)$$

$$\alpha_6 = \begin{pmatrix} \frac{961.23}{\sqrt{\pi}} r e^{-16.981r} \cos \theta \\ -\frac{480.62}{\sqrt{\pi}} r e^{-16.981r} \sin \theta e^{i\phi} \\ i \frac{15.799}{\sqrt{\pi}} r e^{-16.981r} (3 \cos^2 \theta - 1) \\ i \frac{47.398}{\sqrt{\pi}} r e^{-16.981r} \cos \theta \sin \theta e^{i\phi} \end{pmatrix} \quad (2.51)$$

$$\alpha_7 = \begin{pmatrix} -\frac{480.62}{\sqrt{\pi}} r e^{-16.981r} \sin \theta e^{-i\phi} \\ -\frac{961.23}{\sqrt{\pi}} r e^{-16.981r} \cos \theta \\ -i \frac{47.398}{\sqrt{\pi}} r e^{-16.981r} \cos \theta \sin \theta e^{-i\phi} \\ i \frac{15.799}{\sqrt{\pi}} r e^{-16.981r} (3 \cos^2 \theta - 1) \end{pmatrix} \quad (2.52)$$

$$\alpha_8 = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{832.43}{\sqrt{\pi}} r e^{-16.981r} \sin \theta e^{-i\phi} \\ -i \frac{27.365}{\sqrt{\pi}} r e^{-16.981r} \sin^2 \theta e^{-2i\phi} \\ -i \frac{27.365}{\sqrt{\pi}} r e^{-16.981r} \cos \theta \sin \theta e^{-i\phi} \end{pmatrix} \quad (2.53)$$

## 2.2.4 Les fonctions d'ondes du Palladium hydrogèneoïde ( $Z = 46$ )

Pour le Palladium, les fonctions sont comme suit :

$$\beta_1 = \begin{pmatrix} \frac{622.4}{\sqrt{\pi}} e^{-86.792r} \\ 0 \\ i \frac{107.59}{\sqrt{\pi}} e^{-86.792r} \cos \theta \\ i \frac{107.59}{\sqrt{\pi}} e^{-86.792r} \sin \theta e^{i\phi} \end{pmatrix} \quad (2.54)$$

$$\beta_2 = \begin{pmatrix} 0 \\ -\frac{622.4}{\sqrt{\pi}} e^{-86.792r} \\ -i \frac{107.59}{\sqrt{\pi}} e^{-86.792r} \sin \theta e^{-i\phi} \\ i \frac{107.59}{\sqrt{\pi}} e^{-86.792r} \cos \theta \end{pmatrix} \quad (2.55)$$

$$\alpha_1 = \begin{pmatrix} \frac{152.26}{\sqrt{\pi}} e^{-42.814r} (1.5198 - 69.97r) \\ 0 \\ i \frac{13.062}{\sqrt{\pi}} \frac{(11.452 - 261.66r)}{5.6836 - 261.66r} (1.5198 - 69.97r) e^{-42.814r} \cos \theta \\ i \frac{13.062}{\sqrt{\pi}} \frac{(11.452 - 261.66r)}{5.6836 - 261.66r} (1.5198 - 69.97r) e^{-42.814r} \sin \theta e^{i\phi} \end{pmatrix} \quad (2.56)$$

$$\alpha_2 = \begin{pmatrix} 0 \\ -\frac{152.26}{\sqrt{\pi}} e^{-42.814r} (1.5198 - 69.97r) \\ -i \frac{13.062}{\sqrt{\pi}} \frac{(11.452 - 261.66r)}{5.6836 - 261.66r} (1.5198 - 69.97r) e^{-42.814r} \sin \theta e^{-i\phi} \\ i \frac{13.062}{\sqrt{\pi}} \frac{(11.452 - 261.66r)}{5.6836 - 261.66r} (1.5198 - 69.97r) e^{-42.814r} \cos \theta \end{pmatrix} \quad (2.57)$$

$$\alpha_3 = \begin{pmatrix} \frac{266.35}{\sqrt{\pi}} e^{-42.814r} (-22.864r - 2.2537 \times 10^{-2}) \cos \theta \\ \frac{266.35}{\sqrt{\pi}} e^{-42.814r} (-22.864r - 2.2537 \times 10^{-2}) \sin \theta e^{i\phi} \\ i \frac{22.85}{\sqrt{\pi}} \frac{(5.6836 - 85.623r)}{-85.623r - 8.4283 \times 10^{-2}} (-22.864r - 2.2537 \times 10^{-2}) e^{-42.814r} \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.58)$$

$$\alpha_4 = \begin{pmatrix} -\frac{266.35}{\sqrt{\pi}} e^{-42.814r} (-22.864r - 2.2537 \times 10^{-2}) \sin \theta e^{-i\phi} \\ \frac{266.35}{\sqrt{\pi}} e^{-42.814r} (-22.864r - 2.2537 \times 10^{-2}) \cos \theta \\ 0 \\ -i \frac{22.85}{\sqrt{\pi}} \frac{(5.6836 - 85.623r)}{-85.623r - 8.4283 \times 10^{-2}} (-22.864r - 2.2537 \times 10^{-2}) e^{-42.814r} \end{pmatrix} \quad (2.59)$$

$$\alpha_5 = \begin{pmatrix} \frac{8036.0}{\sqrt{\pi}} r e^{-43.396r} \sin \theta e^{i\phi} \\ 0 \\ i \frac{679.17}{\sqrt{\pi}} r e^{-43.396r} \cos \theta \sin \theta e^{i\phi} \\ i \frac{679.17}{\sqrt{\pi}} r e^{-43.396r} \sin^2 \theta e^{2i\phi} \end{pmatrix} \quad (2.60)$$

$$\alpha_6 = \begin{pmatrix} \frac{9279.3}{\sqrt{\pi}} r e^{-43.396r} \cos \theta \\ -\frac{4639.7}{\sqrt{\pi}} r e^{-43.396r} \sin \theta e^{i\phi} \\ i \frac{392.13}{\sqrt{\pi}} r e^{-43.396r} (3 \cos^2 \theta - 1) \\ i \frac{1176.4}{\sqrt{\pi}} r e^{-43.396r} \cos \theta \sin \theta e^{i\phi} \end{pmatrix} \quad (2.61)$$

$$\alpha_7 = \begin{pmatrix} -\frac{4639.7}{\sqrt{\pi}} r e^{-43.396r} \sin \theta e^{-i\phi} \\ -\frac{9279.3}{\sqrt{\pi}} r e^{-43.396r} \cos \theta \\ -i \frac{1176.4}{\sqrt{\pi}} r e^{-43.396r} \cos \theta \sin \theta e^{-i\phi} \\ i \frac{392.13}{\sqrt{\pi}} r e^{-43.396r} (3 \cos^2 \theta - 1) \end{pmatrix} \quad (2.62)$$

$$\alpha_8 = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{8036.0}{\sqrt{\pi}} r e^{-43.396r} \sin \theta e^{-i\phi} \\ -i \frac{679.17}{\sqrt{\pi}} r e^{-43.396r} \sin^2 \theta e^{-2i\phi} \\ -i \frac{679.17}{\sqrt{\pi}} r e^{-43.396r} \cos \theta \sin \theta e^{-i\phi} \end{pmatrix} \quad (2.63)$$

### 2.2.5 Les fonctions d'ondes de l'Argent hydrogène (Z = 47)

Nous avons trouvé les fonctions d'onde de cet éléments comme :

Body Math

$$\beta_1 = \begin{pmatrix} \frac{634.3}{\sqrt{\pi}} e^{-88.679r} \\ 0 \\ i \frac{112.18}{\sqrt{\pi}} e^{-88.679r} \cos \theta \\ i \frac{112.18}{\sqrt{\pi}} e^{-88.679r} \sin \theta e^{i\phi} \end{pmatrix} \quad (2.64)$$

$$\beta_2 = \begin{pmatrix} 0 \\ -\frac{634.3}{\sqrt{\pi}} e^{-88.679r} \\ -i \frac{112.18}{\sqrt{\pi}} e^{-88.679r} \sin \theta e^{-i\phi} \\ i \frac{112.18}{\sqrt{\pi}} e^{-88.679r} \cos \theta \end{pmatrix} \quad (2.65)$$

$$\alpha_1 = \begin{pmatrix} \frac{157.69}{\sqrt{\pi}} e^{-45.029r} (1.499 - 70.703r) \\ 0 \\ i \frac{13.836}{\sqrt{\pi}} \frac{(11.427-267.41r)}{5.6694-267.41r} (1.499 - 70.703r) e^{-45.029r} \cos \theta \\ i \frac{13.836}{\sqrt{\pi}} \frac{(11.427-267.41r)}{5.6694-267.41r} (1.499 - 70.703r) e^{-45.029r} \sin \theta e^{i\phi} \end{pmatrix} \quad (2.66)$$

$$\alpha_2 = \begin{pmatrix} 0 \\ -\frac{157.69}{\sqrt{\pi}} e^{-45.029r} (1.499 - 70.703r) \\ -i \frac{13.836}{\sqrt{\pi}} \frac{(11.427-267.41r)}{5.6694-267.41r} (1.499 - 70.703r) e^{-45.029r} \sin \theta e^{-i\phi} \\ i \frac{13.836}{\sqrt{\pi}} \frac{(11.427-267.41r)}{5.6694-267.41r} (1.499 - 70.703r) e^{-45.029r} \cos \theta \end{pmatrix} \quad (2.67)$$

$$\alpha_3 = \begin{pmatrix} \frac{275.98}{\sqrt{\pi}} (-23.083r - 0.02326) e^{-45.029r} \cos \theta \\ \frac{275.98}{\sqrt{\pi}} (-23.083r - 0.02326) e^{-45.029r} \sin \theta e^{i\phi} \\ i \frac{24.215}{\sqrt{\pi}} \frac{(5.6694-87.303r)}{-87.303r-8.7975 \times 10^{-2}} (-23.083r - 0.02326) e^{-45.029r} \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.68)$$

$$\alpha_4 = \begin{pmatrix} -\frac{275.98}{\sqrt{\pi}} e^{-45.029r} (-23.083r - 0.02326) \sin \theta e^{-i\phi} \\ \frac{275.98}{\sqrt{\pi}} e^{-45.029r} (-23.083r - 0.02326) \cos \theta \\ 0 \\ -i \frac{24.215}{\sqrt{\pi}} \frac{(5.6694-87.303r)}{-87.303r-8.7975 \times 10^{-2}} (-23.083r - 0.02326) e^{-45.029r} \end{pmatrix} \quad (2.69)$$

$$\alpha_5 = \begin{pmatrix} \frac{8441.4}{\sqrt{\pi}} r e^{-44.340r} \sin \theta e^{i\phi} \\ 0 \\ i \frac{729.19}{\sqrt{\pi}} r e^{-44.340r} \cos \theta \sin \theta e^{i\phi} \\ i \frac{729.19}{\sqrt{\pi}} r e^{-44.340r} \sin^2 \theta e^{2i\phi} \end{pmatrix} \quad (2.70)$$

$$\alpha_6 = \begin{pmatrix} \frac{9747.4}{\sqrt{\pi}} r e^{-44.340r} \cos \theta \\ -\frac{4873.8}{\sqrt{\pi}} r e^{-44.340r} \sin \theta e^{i\phi} \\ i \frac{421.01}{\sqrt{\pi}} r e^{-44.340r} (3 \cos^2 \theta - 1) \\ i \frac{1263.0}{\sqrt{\pi}} r e^{-44.340r} \cos \theta \sin \theta e^{i\phi} \end{pmatrix} \quad (2.71)$$

$$\alpha_7 = \begin{pmatrix} -\frac{4873.8}{\sqrt{\pi}} r e^{-44.340r} \sin \theta e^{-i\phi} \\ -\frac{9747.4}{\sqrt{\pi}} r e^{-44.340r} \cos \theta \\ -i \frac{1263.0}{\sqrt{\pi}} r e^{-44.340r} \cos \theta \sin \theta e^{-i\phi} \\ i \frac{421.01}{\sqrt{\pi}} r e^{-44.340r} (3 \cos^2 \theta - 1) \end{pmatrix} \quad (2.72)$$

$$\alpha_8 = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{8441.4}{\sqrt{\pi}} r e^{-44.340r} \sin \theta e^{-i\phi} \\ -i \frac{729.19}{\sqrt{\pi}} r e^{-44.340r} \sin^2 \theta e^{-2i\phi} \\ -i \frac{729.19}{\sqrt{\pi}} r e^{-44.340r} \cos \theta \sin \theta e^{-i\phi} \end{pmatrix} \quad (2.73)$$

Body Math

### 2.2.6 Les fonctions d'ondes pour le Cadmium hydrogènoïde (Z=48)

Les fonctions d'onde de cet éléments sont trouvés tels que :

Body Math

$$\beta_1 = \begin{pmatrix} \frac{645.8}{\sqrt{\pi}} e^{-90.566r} \\ 0 \\ i \frac{116.8}{\sqrt{\pi}} e^{-90.566r} \cos \theta \\ i \frac{116.8}{\sqrt{\pi}} e^{-90.566r} \sin \theta e^{i\phi} \end{pmatrix} \quad (2.74)$$

$$\beta_2 = \begin{pmatrix} 0 \\ -\frac{645.8}{\sqrt{\pi}} e^{-90.566r} \\ -i \frac{116.8}{\sqrt{\pi}} e^{-90.566r} \sin \theta e^{-i\phi} \\ i \frac{116.8}{\sqrt{\pi}} e^{-90.566r} \cos \theta \end{pmatrix} \quad (2.75)$$

$$\alpha_1 = \begin{pmatrix} \frac{163.22}{\sqrt{\pi}} (1.4778 - 71.389r) e^{-46.017r} \\ 0 \\ i \frac{14.641}{\sqrt{\pi}} \frac{(11.401 - 273.17r)}{5.6548 - 273.17r} (1.4778 - 71.389r) e^{-46.017r} \cos \theta \\ i \frac{14.641}{\sqrt{\pi}} \frac{(11.401 - 273.17r)}{5.6548 - 273.17r} (1.4778 - 71.389r) e^{-46.017r} \sin \theta e^{i\phi} \end{pmatrix} \quad (2.76)$$

$$\alpha_2 = \begin{pmatrix} 0 \\ -\frac{163.22}{\sqrt{\pi}} (1.4778 - 71.389r) e^{-46.017r} \\ -i \frac{14.641}{\sqrt{\pi}} \frac{(11.401 - 273.17r)}{5.6548 - 273.17r} (1.4778 - 71.389r) e^{-46.017r} \sin \theta e^{-i\phi} \\ i \frac{14.641}{\sqrt{\pi}} \frac{(11.401 - 273.17r)}{5.6548 - 273.17r} (1.4778 - 71.389r) e^{-46.017r} \cos \theta \end{pmatrix} \quad (2.77)$$

$$\alpha_3 = \begin{pmatrix} \frac{285.79}{\sqrt{\pi}} (-23.284r - 2.3977 \times 10^{-2}) e^{-46.017r} \cos \theta \\ \frac{285.79}{\sqrt{\pi}} (-23.284r - 2.3977 \times 10^{-2}) e^{-46.017r} \sin \theta e^{i\phi} \\ i \frac{25.636}{\sqrt{\pi}} \frac{(5.6548 - 89.097r)}{-89.097r - 9.1746 \times 10^{-2}} (-23.284r - 2.3977 \times 10^{-2}) e^{-46.017r} \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.78)$$

$$\alpha_4 = \begin{pmatrix} -\frac{285.79}{\sqrt{\pi}} (-23.284r - 2.3977 \times 10^{-2}) e^{-46.017r} \sin \theta e^{-i\phi} \\ \frac{285.79}{\sqrt{\pi}} (-23.284r - 2.3977 \times 10^{-2}) e^{-46.017r} \cos \theta \\ 0 \\ -i \frac{25.636}{\sqrt{\pi}} \frac{(5.6548 - 89.097r)}{-89.097r - 9.1746 \times 10^{-2}} (-23.284r - 2.3977 \times 10^{-2}) e^{-46.017r} \end{pmatrix} \quad (2.79)$$

$$\alpha_5 = \begin{pmatrix} \frac{8856.5}{\sqrt{\pi}} r e^{-45.283r} \sin \theta e^{i\phi} \\ 0 \\ i \frac{781.6}{\sqrt{\pi}} r e^{-45.283r} \cos \theta \sin \theta e^{i\phi} \\ i \frac{781.6}{\sqrt{\pi}} r e^{-45.283r} \sin^2 \theta e^{2i\phi} \end{pmatrix} \quad (2.80)$$

$$\alpha_6 = \begin{pmatrix} \frac{10227.}{\sqrt{\pi}} r e^{-45.283r} \cos \theta \\ -\frac{5113.5}{\sqrt{\pi}} r e^{-45.283r} \sin \theta e^{i\phi} \\ i \frac{451.27}{\sqrt{\pi}} r e^{-45.283r} (3 \cos^2 \theta - 1) \\ i \frac{1353.8}{\sqrt{\pi}} r e^{-45.283r} \cos \theta \sin \theta e^{i\phi} \end{pmatrix} \quad (2.81)$$

$$\alpha_7 = \begin{pmatrix} -\frac{5113.5}{\sqrt{\pi}} r e^{-45.283r} \sin \theta e^{-i\phi} \\ -\frac{10227.}{\sqrt{\pi}} r e^{-45.283r} \cos \theta \\ -i \frac{1353.8}{\sqrt{\pi}} r e^{-45.283r} \cos \theta \sin \theta e^{-i\phi} \\ i \frac{451.27}{\sqrt{\pi}} r e^{-45.283r} (3 \cos^2 \theta - 1) \end{pmatrix} \quad (2.82)$$

$$\alpha_8 = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{8856.5}{\sqrt{\pi}} r e^{-45.283r} \sin \theta e^{-i\phi} \\ -i \frac{781.6}{\sqrt{\pi}} r e^{-45.283r} \sin^2 \theta e^{-2i\phi} \\ -i \frac{781.6}{\sqrt{\pi}} r e^{-45.283r} \cos \theta \sin \theta e^{-i\phi} \end{pmatrix} \quad (2.83)$$

### 2.3 CALCUL DES ÉLÉMENTS DE MATRICE EN PRÉSENCE D'UN CHAMP MAGNÉTIQUE

Le calcul du profil de raie d'un émetteur dans un plasma soumis sous un champ magnétique, nous exige le calcul des éléments de matrice d'interaction. Ces éléments de matrice sont trouvés après le calcul des termes de l'hamiltonien donné par :

$$H = H_D^{free} + W \quad (2.84)$$

Où :

$H_D^{free}$  : est l'Hamiltonien de l'atome libre donné tel que :



$$H_D^{free} = \vec{\alpha} \cdot \vec{p} + eV(r) \quad (2.85)$$

$W$  : est l' Hamiltonien de l'atome perturbé.

$$W = -\vec{d} \cdot \vec{F} - Bey\sigma_z \quad (2.86)$$

Où :

$\vec{p}$  : est la quantité de mouvement.

$V(r)$  : est le potentiel Coulombien.

$\vec{d}$  : est le vecteur dipôle.

$\sigma_z$  : est l'opérateur de la matrice de Pauli :

$$\sigma_z |n, l; j, m_j\rangle = - |n, 2j - l; j, m_j\rangle \quad (2.87)$$

$y$  : est la coordonnée cartésienne représentée dans les coordonnées sphériques.

Dans la représentation de Liouville, pour la raie Lyman- alpha la base est composée de 16 éléments (dyades : 2 sous-niveaux de  $n = 1$  et 8 sous-niveaux de  $n = 2$ ) pour la Lyman-alpha :

Les états  $|n, l : j, m_j\rangle$  pour le niveau fondamental  $n = 1$  sont :

$$\{\beta_{1,2}\} = \left\{ |1, 0 : \frac{1}{2}, \frac{1}{2}\rangle, |1, 0 : \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\rangle \right\} \quad (2.88)$$

et les états pour le niveau  $n = 2$  (8 états) sont :

$$\{\alpha_i\}_{i=1\dots 8} = \left\{ \begin{array}{l} |2, 0 : \frac{1}{2}, \frac{1}{2}\rangle, |2, 0 : \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\rangle, |2, 1 : \frac{1}{2}, \frac{1}{2}\rangle, |2, 1 : \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\rangle, \\ |2, 1 : \frac{3}{2}, \frac{3}{2}\rangle, |2, 1 : \frac{3}{2}, \frac{1}{2}\rangle, |1, 0 : \frac{3}{2}, -\frac{1}{2}\rangle, |1, 0 : \frac{3}{2}, -\frac{3}{2}\rangle \end{array} \right\} \quad (2.89)$$

On peut construire la matrice d'interaction dans l'espace de Liouville tel que :

$$\begin{pmatrix} \beta_1\alpha_1 & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \beta_1\alpha_8 & \beta_2\alpha_1 & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \beta_2\alpha_8 \\ \dots & & & & & & & & & & & & & & & \\ \dots & & & & & & & & & & & & & & & \\ \dots & & & & & & & & & & & & & & & \\ \dots & & & & & & & & & & & & & & & \\ \dots & & & & & & & & & & & & & & & \\ \dots & & & & & & & & & & & & & & & \\ \beta_2\alpha_1 & & & & & & & & & & & & & & & \\ \dots & & & & & & & & & & & & & & & \\ \dots & & & & & & & & & & & & & & & \\ \dots & & & & & & & & & & & & & & & \\ \dots & & & & & & & & & & & & & & & \\ \dots & & & & & & & & & & & & & & & \\ \beta_2\alpha_8 & & & & & & & & & & & & & & & \end{pmatrix}$$

Un élément de matrice de l'opérateur Hamiltonien en représentation de Liouville s'écrit :

$$\begin{aligned} \langle \beta_i\alpha_j | \overline{H_D} | \beta_k\alpha_l \rangle &= \langle \beta_i\alpha_j | H_D \otimes I - I \otimes H_D | \beta_k\alpha_l \rangle & (2.90) \\ &= \langle \beta_i\alpha_j | H_D \otimes I | \beta_k\alpha_l \rangle - \langle \beta_i\alpha_j | I \otimes H_D | \beta_k\alpha_l \rangle \\ &= \langle \beta_i | H_D | \beta_k \rangle \delta_{jl} - \langle \alpha_j | H_D | \alpha_l \rangle \delta_{ik} \end{aligned}$$

Avec  $\overline{H_D}$  est l'opérateur de Liouville.

Les éléments non nuls sont ceux pour les quels  $j = l$  ou bien  $i = k$  ou bien les deux (sur la diagonale)

$$\langle \beta_1\alpha_2 | \overline{H_D} | \beta_2\alpha_1 \rangle = 0 \quad (2.91)$$

$$\langle \beta_1\alpha_2 | \overline{H_D} | \beta_1\alpha_2 \rangle = \left( E_1^{(1)} - E_2^{(2)} \right) \quad (2.92)$$

$$\langle \beta_1\alpha_2 | \overline{H_D} | \beta_1\alpha_3 \rangle = - \langle \alpha_2 | W | \alpha_3 \rangle \quad (2.93)$$

$$= - \left\langle \alpha_2 | - \vec{d} \cdot \vec{F} - Bey\sigma_z | \alpha_3 \right\rangle \quad (2.94)$$

donc :

$$\langle \beta_1 \alpha_2 | \overline{H_D} | \beta_1 \alpha_3 \rangle = \vec{F} \langle \alpha_2 | \vec{d} | \alpha_3 \rangle + Be \langle \alpha_2 | y \sigma_z | \alpha_3 \rangle \quad (2.95)$$

et en utilisant la formule 2.87 :

$$\langle \beta_1 \alpha_2 | \overline{H_D} | \beta_1 \alpha_3 \rangle = \vec{F} \langle \alpha_2 | \vec{d} | \alpha_3 \rangle - Be \langle \alpha_2 | y | \alpha_1 \rangle$$

### 2.3.1 Calcul d'énergie des niveaux

Les raies de transition se décomposent sous l'effet de champ magnétique c'est à dire; il y a levée dégénérescence des niveaux d'énergie. Nous avons calculé la valeur d'énergie on utilisant l'expression suivante [9] :

$$E_{njm_j} = E_{nj}^D + g \mu_B B m_j \quad (2.96)$$

Où :

$\mu_B$  : est le magnéton de Bohr et  $g$  est le facteur de Landé défini par :

$$(\vec{L} + 2\vec{S}) = g \vec{J} \quad (2.97)$$

On donne :

$$\mu_B = \frac{eh}{2\pi m_e} \quad (2.98)$$

$$g = \frac{3}{2} + \frac{S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}$$

$h$  : est la constante de Planck et  $m_e$  est la masse de l'électron.

$E_{nj}^D$  : est l'énergie de l'ion hydrogénoïde de Dirac, donnée comme [41] :

$$E_{nj}^D = mc^2 \left[ 1 + Z^2 \alpha^2 \left( n - k + \sqrt{k^2 - Z^2 \alpha^2} \right)^{-2} \right]^{-\frac{1}{2}} \quad (2.99)$$

Le Tableau suivant représente les énergies des niveaux  $1S_{1/2}$ ;  $2S_{1/2}$ ;  $2P_{1/2}$  et  $2P_{3/2}$  en présence du champ magnétique :

$\Psi_{njm_j}$	$g$	$m_j$	$k = j + \frac{1}{2}$	$n - k$	$E_{njm_j} = E_{nj}^D - \mu_B g B m_j$
$\Psi_{1\frac{1}{2}\frac{1}{2}}$	2	1/2	1	0	$E_{1\frac{1}{2}} - \mu_B B$
$\Psi_{1\frac{1}{2}-\frac{1}{2}}$	2	-1/2	1	0	$E_{1\frac{1}{2}} + \mu_B B$
$\Psi_{2\frac{1}{2}\frac{1}{2}}$	2	1/2	1	1	$E_{2\frac{1}{2}} - \mu_B B$
$\Psi_{2\frac{1}{2}-\frac{1}{2}}$	2	-1/2	1	1	$E_{2\frac{1}{2}} + \mu_B B$
$\Psi_{2\frac{3}{2}\frac{1}{2}}$	$\frac{2}{3}$	1/2	1	1	$E_{2\frac{3}{2}} - \frac{1}{3}\mu_B B$
$\Psi_{2\frac{3}{2}-\frac{1}{2}}$	$\frac{2}{3}$	-1/2	1	1	$E_{2\frac{3}{2}} + \frac{1}{3}\mu_B B$
$\Psi_{2\frac{3}{2}\frac{3}{2}}$	$\frac{4}{3}$	3/2	2	0	$E_{2\frac{3}{2}} - 2\mu_B B$
$\Psi_{2\frac{3}{2}\frac{1}{2}}$	$\frac{4}{3}$	1/2	2	0	$E_{2\frac{3}{2}} - \frac{2}{3}\mu_B B$
$\Psi_{2\frac{3}{2}-\frac{1}{2}}$	$\frac{4}{3}$	-1/2	2	0	$E_{2\frac{3}{2}} + \frac{2}{3}\mu_B B$
$\Psi_{2\frac{3}{2}-\frac{3}{2}}$	$\frac{4}{3}$	-3/2	2	0	$E_{2\frac{3}{2}} + 2\mu_B B$

Pour les éléments discutés précédemment nous avons trouvé leurs énergies de Dirac telles que :

Hydrogène (H Z=1)	Chlore hydrogénoïde (Cl Z = 17)
$E_{1S_{1/2}}^D = 510985.456621559eV$	$E_{1S_{1/2}}^D = 507051.7702401249eV$
$E_{2S_{1/2}}^D = 510995.6610190687eV$	$E_{2S_{1/2}}^D = 510011.284731793eV$
$E_{2P_{1/2}}^D = 510995.6610190687eV$	$E_{2P_{1/2}}^D = 510011.284731793eV$
$E_{2P_{3/2}}^D = 510995.6610643528eV$	$E_{2P_{3/2}}^D = 510015.1035340231eV$

Et :

Palladium hydrogénoïde (Pd Z = 46)	Argon hydrogénoïde (Ar Z = 18)
$E_{1S_{1/2}}^D = 481349.2162002675eV$	$E_{1S_{1/2}}^D = 506571.6363989331eV$
$E_{2S_{1/2}}^D = 503532.0447048656eV$	$E_{2S_{1/2}}^D = 509891.004610213eV$
$E_{2P_{1/2}}^D = 503532.0447048656eV$	$E_{2P_{1/2}}^D = 509891.004610213eV$
$E_{2P_{3/2}}^D = 503750.2341349949eV$	$E_{2P_{3/2}}^D = 509895.8100513108eV$

Et aussi :

Argent hydrogénoïde (Ag Z = 47)	Cadmium hydrogénoïde (Cd Z = 48)
$E_{1S_{1/2}}^D = 480004.0658192243eV$	$E_{1S_{1/2}}^D = 478626.084198395eV$
$E_{2S_{1/2}}^D = 503190.6544768548eV$	$E_{2S_{1/2}}^D = 502840.6915660788eV$
$E_{2P_{1/2}}^D = 503190.6544768548eV$	$E_{2P_{1/2}}^D = 502840.6915660788eV$
$E_{2P_{3/2}}^D = 503429.247469449eV$	$E_{2P_{3/2}}^D = 503101.1464165843eV$

## 2.4 RÉSULTATS DU CALCUL MATRICIEL

Nous avons calculé les éléments de matrice d'interaction dans l'espace de Liouville de la raie Lyman- alpha pour quelques éléments ; en utilisant les règles de selections et les formules 2.90 et 2.96 et nous avons trouvé la forme générale de la matrice telle que :

	$\beta_{1a_1}$	$\beta_{1a_2}$	$\beta_{1a_3}$	$\beta_{1a_4}$	$\beta_{1a_5}$	$\beta_{1a_6}$	$\beta_{1a_7}$	$\beta_{1a_8}$	$\beta_{2a_1}$	$\beta_{2a_2}$	$\beta_{2a_3}$	$\beta_{2a_4}$	$\beta_{2a_5}$	$\beta_{2a_6}$	$\beta_{2a_7}$	$\beta_{2a_8}$
$\beta_{1a_1}$	$E_{j_1} - E_{k_1}$	2	3	4	5	6	7	0	0	0	0	0	0	0	0	0
$\beta_{1a_2}$	17	$E_{j_1} - E_{k_1}$	19	20	0	22	23	24	0	0	0	0	0	0	0	0
$\beta_{1a_3}$	33	34	$E_{j_1} - E_{k_1}$	36	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
$\beta_{1a_4}$	49	50	51	$E_{j_1} - E_{k_1}$	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
$\beta_{1a_5}$	65	0	67	0	$E_{j_1} - E_{k_1}$	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
$\beta_{1a_6}$	81	82	0	84	0	$E_{j_1} - E_{k_1}$	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
$\beta_{1a_7}$	97	98	99	0	0	0	$E_{j_1} - E_{k_1}$	0	0	0	0	0	0	0	0	0
$\beta_{1a_8}$	0	114	0	116	0	0	0	$E_{j_1} - E_{k_1}$	0	0	0	0	0	0	0	0
$\beta_{2a_1}$	0	0	0	0	0	0	0	0	$E_{j_2} - E_{k_2}$	138	139	140	141	142	143	0
$\beta_{2a_2}$	0	0	0	0	0	0	0	0	153	$E_{j_2} - E_{k_2}$	155	156	0	158	159	160
$\beta_{2a_3}$	0	0	0	0	0	0	0	0	169	170	$E_{j_2} - E_{k_2}$	172	0	0	0	0
$\beta_{2a_4}$	0	0	0	0	0	0	0	0	185	186	187	$E_{j_2} - E_{k_2}$	0	0	0	0
$\beta_{2a_5}$	0	0	0	0	0	0	0	0	201	0	203	0	$E_{j_2} - E_{k_2}$	0	0	0
$\beta_{2a_6}$	0	0	0	0	0	0	0	0	217	218	0	220	0	$E_{j_2} - E_{k_2}$	0	0
$\beta_{2a_7}$	0	0	0	0	0	0	0	0	233	234	235	0	0	0	$E_{j_2} - E_{k_2}$	0
$\beta_{2a_8}$	0	0	0	0	0	0	0	0	0	250	0	252	0	0	0	$E_{j_2} - E_{k_2}$

FIGURE 2.1 – matrice d'interaction dans l'espace de Liouville de la raie Lyman- alpha.

### 2.4.1 Les éléments non nuls de la matrice Zeeman

Nous avons calculé les éléments non nuls de la matrice Zeeman pour quelques emetteurs et nous avons trouvé les résultats suivants :

Les éléments non nuls de la matrice pour un plasma d'hydrogène ( $H Z = 1$ )

$$\begin{aligned}
02 &= -0.91801 \times 10^{-10} i q B c; & 138 &= -0.91801 \times 10^{-10} i q B c \\
03 &= 0.91801 \times 10^{-10} q E_0 E_z; & 139 &= 0.91801 \times 10^{-10} q E_0 E_z \\
04 &= -0.91801 \times 10^{-10} q E_0 (E_x - i E_y); & 140 &= -0.91801 \times 10^{-10} q E_0 (E_x - i E_y) \\
05 &= -1.1242 \times 10^{-10} q E_0 (E_x + i E_y); & 141 &= -1.1242 \times 10^{-10} q E_0 (E_x + i E_y) \\
06 &= -1.2981 \times 10^{-10} q E_0 E_z; & 142 &= -1.2981 \times 10^{-10} q E_0 E_z \\
07 &= 0.64908 \times 10^{-10} q E_0 (E_x - i E_y); & 143 &= 0.64908 \times 10^{-10} q E_0 (E_x - i E_y) \\
17 &= 0.91801 \times 10^{-10} i q B c; & 153 &= 0.91801 \times 10^{-10} i q B c \\
19 &= -0.91801 \times 10^{-10} q E_0 (E_x + i E_y); & 155 &= -0.91801 \times 10^{-10} q E_0 (E_x + i E_y) \\
20 &= -0.91801 \times 10^{-10} q E_0 E_z; & 156 &= -0.91801 \times 10^{-10} q E_0 E_z \\
22 &= -0.64908 \times 10^{-10} q E_0 (E_x + i E_y); & 158 &= -0.64908 \times 10^{-10} q E_0 (E_x + i E_y) \\
23 &= -1.2981 \times 10^{-10} q E_0 E_z; & 159 &= -1.2981 \times 10^{-10} q E_0 E_z \\
24 &= 1.1242 \times 10^{-10} q E_0 (E_x - i E_y); & 160 &= 1.1242 \times 10^{-10} q E_0 (E_x - i E_y) \\
33 &= 0.91801 \times 10^{-10} q E_0 E_z; & 169 &= 0.91801 \times 10^{-10} q E_0 E_z \\
34 &= -0.91801 \times 10^{-10} q E_0 (E_x - i E_y); & 170 &= -0.91801 \times 10^{-10} q E_0 (E_x - i E_y) \\
36 &= -0.91801 \times 10^{-10} i B q c; & 172 &= -0.91801 \times 10^{-10} i B q c \\
49 &= -0.91801 \times 10^{-10} q E_0 (E_x + i E_y); & 185 &= -0.91801 \times 10^{-10} q E_0 (E_x + i E_y) \\
50 &= -0.91801 \times 10^{-10} q E_0 E_z; & 186 &= -0.91801 \times 10^{-10} q E_0 E_z \\
51 &= 0.91801 \times 10^{-10} i B q c; & 187 &= 0.91801 \times 10^{-10} i B q c \\
65 &= -1.1242 \times 10^{-10} q E_0 (E_x - i E_y); & 201 &= -1.1242 \times 10^{-10} q E_0 (E_x - i E_y) \\
67 &= -1.1242 \times 10^{-10} i B q c; & 203 &= -1.1242 \times 10^{-10} i B q c \\
81 &= -1.2981 \times 10^{-10} q E_0 E_z; & 217 &= -1.2981 \times 10^{-10} q E_0 E_z \\
82 &= -0.64908 \times 10^{-10} q E_0 (E_x - i E_y); & 218 &= -0.64908 \times 10^{-10} q E_0 (E_x - i E_y) \\
84 &= -0.64908 \times 10^{-10} i B q c; & 220 &= -0.64908 \times 10^{-10} i B q c \\
97 &= 0.64908 \times 10^{-10} q E_0 (E_x + i E_y); & 233 &= 0.64908 \times 10^{-10} q E_0 (E_x + i E_y) \\
98 &= -1.2981 \times 10^{-10} q E_0 E_z; & 234 &= -1.2981 \times 10^{-10} q E_0 E_z \\
99 &= -0.64908 \times 10^{-10} i B q c; & 235 &= -0.64908 \times 10^{-10} i B q c \\
114 &= 1.1242 \times 10^{-10} q E_0 (E_x + i E_y); & 250 &= 1.1242 \times 10^{-10} q E_0 (E_x + i E_y) \\
116 &= -1.1242 \times 10^{-10} i B q c; & 252 &= -1.1242 \times 10^{-10} i B q c
\end{aligned}$$

**Les éléments non nuls de la matrice pour un plasma de Chlore hydrogénoïde  
(Cl Z = 17)**

$$\begin{array}{ll}
02 = & -0.052299 \times 10^{-10} iqBc; & 138 = & -0.052299 \times 10^{-10} iqBc \\
03 = & 0.052299 \times 10^{-10} qE_0 E_z; & 139 = & 0.052299 \times 10^{-10} qE_0 E_z \\
04 = & -0.052299 \times 10^{-10} qE_0 (E_x - iE_y); & 140 = & -0.052299 \times 10^{-10} qE_0 (E_x - iE_y) \\
05 = & -0.064715 \times 10^{-10} qE_0 (E_x + iE_y); & 141 = & -0.064715 \times 10^{-10} qE_0 (E_x + iE_y) \\
06 = & -0.074726 \times 10^{-10} qE_0 E_z; & 142 = & -0.074726 \times 10^{-10} qE_0 E_z \\
07 = & 0.037363 \times 10^{-10} qE_0 (E_x - iE_y); & 143 = & 0.037363 \times 10^{-10} qE_0 (E_x - iE_y) \\
17 = & 0.052299 \times 10^{-10} iqBc; & 153 = & 0.052299 \times 10^{-10} iqBc \\
19 = & -0.052299 \times 10^{-10} qE_0 (E_x + iE_y); & 155 = & -0.052299 \times 10^{-10} qE_0 (E_x + iE_y) \\
20 = & -0.052299 \times 10^{-10} qE_0 E_z; & 156 = & -0.052299 \times 10^{-10} qE_0 E_z \\
22 = & -0.037363 \times 10^{-10} qE_0 (E_x + iE_y); & 158 = & -0.037363 \times 10^{-10} qE_0 (E_x + iE_y) \\
23 = & -0.074726 \times 10^{-10} qE_0 E_z; & 159 = & -0.074726 \times 10^{-10} qE_0 E_z \\
24 = & 0.064715 \times 10^{-10} qE_0 (E_x - iE_y); & 160 = & 0.064715 \times 10^{-10} qE_0 (E_x - iE_y) \\
33 = & 0.052299 \times 10^{-10} qE_0 E_z; & 169 = & 0.052299 \times 10^{-10} qE_0 E_z \\
34 = & -0.052299 \times 10^{-10} qE_0 (E_x - iE_y); & 170 = & -0.052299 \times 10^{-10} qE_0 (E_x - iE_y) \\
36 = & -0.052299 \times 10^{-10} iqBc; & 172 = & -0.052299 \times 10^{-10} iqBc \\
49 = & -0.052299 \times 10^{-10} qE_0 (E_x + iE_y); & 185 = & -0.052299 \times 10^{-10} qE_0 (E_x + iE_y) \\
50 = & -0.052299 \times 10^{-10} qE_0 E_z; & 186 = & -0.052299 \times 10^{-10} qE_0 E_z \\
51 = & 0.052299 \times 10^{-10} iqBc; & 187 = & 0.052299 \times 10^{-10} iqBc \\
65 = & -0.064715 \times 10^{-10} qE_0 (E_x - iE_y); & 201 = & -0.064715 \times 10^{-10} qE_0 (E_x - iE_y) \\
67 = & -0.064715 \times 10^{-10} iBqc; & 203 = & -0.064715 \times 10^{-10} iBqc \\
81 = & -0.074726 \times 10^{-10} qE_0 E_z; & 217 = & -0.074726 \times 10^{-10} qE_0 E_z \\
82 = & -0.037363 \times 10^{-10} qE_0 (E_x - iE_y); & 218 = & -0.037363 \times 10^{-10} qE_0 (E_x - iE_y) \\
84 = & -0.037363 \times 10^{-10} iBqc; & 220 = & -0.037363 \times 10^{-10} iBqc \\
97 = & 0.037363 \times 10^{-10} qE_0 (E_x + iE_y); & 233 = & 0.037363 \times 10^{-10} qE_0 (E_x + iE_y) \\
98 = & -0.074726 \times 10^{-10} qE_0 E_z; & 234 = & -0.074726 \times 10^{-10} qE_0 E_z \\
99 = & -0.037363 \times 10^{-10} iBqc; & 235 = & -0.037363 \times 10^{-10} iBqc \\
114 = & 0.064715 \times 10^{-10} qE_0 (E_x + iE_y); & 250 = & 0.064715 \times 10^{-10} qE_0 (E_x + iE_y) \\
116 = & -0.064715 \times 10^{-10} iBqc; & 252 = & -0.064715 \times 10^{-10} iBqc
\end{array}$$

Pour un plasma de l'Argon hydrogéoïde (Ar  $Z = 18$ )

$$\begin{array}{ll}
02 = & -4.9259 \times 10^{-12}iqBc; & 138 = & -4.9259 \times 10^{-12}iqBc \\
03 = & 4.9259 \times 10^{-12}qE_0E_z; & 139 = & 4.9259 \times 10^{-12}qE_0E_z \\
04 = & -4.9259 \times 10^{-12}qE_0(E_x - iE_y); & 140 = & -4.9259 \times 10^{-12}qE_0(E_x - iE_y) \\
05 = & -6.0909 \times 10^{-12}qE_0(E_x + iE_y); & 141 = & -6.0909 \times 10^{-12}qE_0(E_x + iE_y) \\
06 = & -0.07033 \times 10^{-10}qE_0E_z; & 142 = & -0.07033 \times 10^{-10}qE_0E_z \\
07 = & 3.5166 \times 10^{-12}qE_0(E_x - iE_y); & 143 = & 3.5166 \times 10^{-12}qE_0(E_x - iE_y) \\
17 = & 4.9259 \times 10^{-12}iBqc; & 153 = & 4.9259 \times 10^{-12}iBqc \\
19 = & -4.9259 \times 10^{-12}qE_0(E_x + iE_y); & 155 = & -4.9259 \times 10^{-12}qE_0(E_x + iE_y) \\
20 = & -4.9259 \times 10^{-12}qE_0E_z; & 156 = & -4.9259 \times 10^{-12}qE_0E_z \\
22 = & -3.5166 \times 10^{-12}qE_0(E_x + iE_y); & 158 = & -3.5166 \times 10^{-12}qE_0(E_x + iE_y) \\
23 = & -0.07033 \times 10^{-10}qE_0E_z; & 159 = & -0.07033 \times 10^{-10}qE_0E_z \\
24 = & 6.0909 \times 10^{-12}qE_0(E_x - iE_y); & 160 = & 6.0909 \times 10^{-12}qE_0(E_x - iE_y) \\
33 = & 4.9259 \times 10^{-12}qE_0E_z; & 169 = & 4.9259 \times 10^{-12}qE_0E_z \\
34 = & -4.9259 \times 10^{-12}qE_0(E_x - iE_y); & 170 = & -4.9259 \times 10^{-12}qE_0(E_x - iE_y) \\
36 = & -4.9259 \times 10^{-12}iBqc; & 172 = & -4.9259 \times 10^{-12}iBqc \\
49 = & -4.9259 \times 10^{-12}qE_0(E_x + iE_y); & 185 = & -4.9259 \times 10^{-12}qE_0(E_x + iE_y) \\
50 = & -4.9259 \times 10^{-12}qE_0E_z; & 186 = & -4.9259 \times 10^{-12}qE_0E_z \\
51 = & 4.9259 \times 10^{-12}iBqc; & 187 = & 4.9259 \times 10^{-12}iBqc \\
65 = & -6.0909 \times 10^{-12}qE_0(E_x - iE_y); & 201 = & -6.0909 \times 10^{-12}qE_0(E_x - iE_y) \\
67 = & -6.0909 \times 10^{-12}iBqc; & 203 = & -6.0909 \times 10^{-12}iBqc \\
81 = & -0.07033 \times 10^{-10}qE_0E_z; & 217 = & -0.07033 \times 10^{-10}qE_0E_z \\
82 = & -3.5166 \times 10^{-12}qE_0(E_x - iE_y); & 218 = & -3.5166 \times 10^{-12}qE_0(E_x - iE_y) \\
84 = & -3.5166 \times 10^{-12}iBqc; & 220 = & -3.5166 \times 10^{-12}iBqc \\
97 = & 3.5166 \times 10^{-12}qE_0(E_x + iE_y); & 233 = & 3.5166 \times 10^{-12}qE_0(E_x + iE_y) \\
98 = & -0.07033 \times 10^{-10}qE_0E_z; & 234 = & -0.07033 \times 10^{-10}qE_0E_z \\
99 = & -3.5166 \times 10^{-12}iBqc; & 235 = & -3.5166 \times 10^{-12}iBqc \\
114 = & 6.0909 \times 10^{-12}qE_0(E_x + iE_y); & 250 = & 6.0909 \times 10^{-12}qE_0(E_x + iE_y) \\
116 = & -6.0909 \times 10^{-12}iBqc; & 252 = & -6.0909 \times 10^{-12}iBqc
\end{array}$$



Pour un plasma de le Palladium hydrogénoïde (Pa  $Z = 46$ )

$$\begin{array}{ll}
02 = & -1.3927 \times 10^{-12} iqBc; & 138 = & -1.3927 \times 10^{-12} iqBc \\
03 = & 1.3927 \times 10^{-12} qE_0 E_z; & 139 = & 1.3927 \times 10^{-12} qE_0 E_z \\
04 = & -1.3927 \times 10^{-12} qE_0 (E_x - iE_y); & 140 = & -1.3927 \times 10^{-12} qE_0 (E_x - iE_y) \\
05 = & -1.9012 \times 10^{-12} qE_0 (E_x + iE_y); & 141 = & -1.9012 \times 10^{-12} qE_0 (E_x + iE_y) \\
06 = & -2.1956 \times 10^{-12} qE_0 E_z; & 142 = & -2.1956 \times 10^{-12} qE_0 E_z \\
07 = & 1.098 \times 10^{-12} qE_0 (E_x - iE_y); & 143 = & 1.098 \times 10^{-12} qE_0 (E_x - iE_y) \\
17 = & 1.3927 \times 10^{-12} iqBc; & 153 = & 1.3927 \times 10^{-12} iqBc \\
19 = & -1.3927 \times 10^{-12} qE_0 (E_x + iE_y); & 155 = & -1.3927 \times 10^{-12} qE_0 (E_x + iE_y) \\
20 = & -1.3927 \times 10^{-12} qE_0 E_z; & 156 = & -1.3927 \times 10^{-12} qE_0 E_z \\
22 = & -1.098 \times 10^{-12} qE_0 (E_x + iE_y); & 158 = & -1.098 \times 10^{-12} qE_0 (E_x + iE_y) \\
23 = & -2.1956 \times 10^{-12} qE_0 E_z; & 159 = & -2.1956 \times 10^{-12} qE_0 E_z \\
24 = & 1.9012 \times 10^{-12} qE_0 (E_x - iE_y); & 160 = & 1.9012 \times 10^{-12} qE_0 (E_x - iE_y) \\
33 = & 1.3927 \times 10^{-12} qE_0 E_z; & 169 = & 1.3927 \times 10^{-12} qE_0 E_z \\
34 = & -1.3927 \times 10^{-12} qE_0 (E_x - iE_y); & 170 = & -1.3927 \times 10^{-12} qE_0 (E_x - iE_y) \\
36 = & -1.3927 \times 10^{-12} iqBc; & 172 = & -1.3927 \times 10^{-12} iqBc \\
49 = & -1.3927 \times 10^{-12} qE_0 (E_x + iE_y); & 185 = & -1.3927 \times 10^{-12} qE_0 (E_x + iE_y) \\
50 = & -1.3927 \times 10^{-12} qE_0 E_z; & 186 = & -1.3927 \times 10^{-12} qE_0 E_z \\
51 = & 1.3927 \times 10^{-12} iqBc; & 187 = & 1.3927 \times 10^{-12} iqBc \\
65 = & -1.9012 \times 10^{-12} qE_0 (E_x - iE_y); & 201 = & -1.9012 \times 10^{-12} qE_0 (E_x - iE_y) \\
67 = & -1.9012 \times 10^{-12} iBqc; & 203 = & -1.9012 \times 10^{-12} iBqc \\
81 = & -2.1956 \times 10^{-12} qE_0 E_z; & 217 = & -2.1956 \times 10^{-12} qE_0 E_z \\
82 = & -1.098 \times 10^{-12} qE_0 (E_x - iE_y); & 218 = & -1.098 \times 10^{-12} qE_0 (E_x - iE_y) \\
84 = & -1.098 \times 10^{-12} iBqc; & 220 = & -1.098 \times 10^{-12} iBqc \\
97 = & 1.098 \times 10^{-12} qE_0 (E_x + iE_y); & 233 = & 1.098 \times 10^{-12} qE_0 (E_x + iE_y) \\
98 = & -2.1956 \times 10^{-12} qE_0 E_z; & 234 = & -2.1956 \times 10^{-12} qE_0 E_z \\
99 = & -1.098 \times 10^{-12} iBqc; & 235 = & -1.098 \times 10^{-12} iBqc \\
114 = & 1.9012 \times 10^{-12} qE_0 (E_x + iE_y); & 250 = & 1.9012 \times 10^{-12} qE_0 (E_x + iE_y) \\
116 = & -1.9012 \times 10^{-12} iBqc; & 252 = & -1.9012 \times 10^{-12} iBqc
\end{array}$$

Pour un plasma de l'Argent hydrogénoïde (Ag  $Z = 47$ )

$$\begin{array}{ll}
02 = & -1.3372 \times 10^{-12}iqBc; & 138 = & -1.3372 \times 10^{-12}iqBc \\
03 = & 1.3372 \times 10^{-12}qE_0E_z; & 139 = & 1.3372 \times 10^{-12}qE_0E_z \\
04 = & -1.3372 \times 10^{-12}qE_0(E_x - iE_y); & 140 = & -1.3372 \times 10^{-12}qE_0(E_x - iE_y) \\
05 = & -1.8364 \times 10^{-12}qE_0(E_x + iE_y); & 141 = & -1.8364 \times 10^{-12}qE_0(E_x + iE_y) \\
06 = & -2.1205 \times 10^{-12}qE_0E_z; & 142 = & -2.1205 \times 10^{-12}qE_0E_z \\
07 = & 1.0600 \times 10^{-12}qE_0(E_x - iE_y); & 143 = & 1.0600 \times 10^{-12}qE_0(E_x - iE_y) \\
17 = & 1.3372 \times 10^{-12}iBqc; & 153 = & 1.3372 \times 10^{-12}iBqc \\
19 = & -1.3372 \times 10^{-12}qE_0(E_x + iE_y); & 155 = & -1.3372 \times 10^{-12}qE_0(E_x + iE_y) \\
20 = & -1.3372 \times 10^{-12}qE_0E_z; & 156 = & -1.3372 \times 10^{-12}qE_0E_z \\
22 = & -1.0600 \times 10^{-12}qE_0(E_x + iE_y); & 158 = & -1.0600 \times 10^{-12}qE_0(E_x + iE_y) \\
23 = & -2.1205 \times 10^{-12}qE_0E_z; & 159 = & -2.1205 \times 10^{-12}qE_0E_z \\
24 = & 1.8364 \times 10^{-12}qE_0(E_x - iE_y); & 160 = & 1.8364 \times 10^{-12}qE_0(E_x - iE_y) \\
33 = & 1.3372 \times 10^{-12}qE_0E_z; & 169 = & 1.3372 \times 10^{-12}qE_0E_z \\
34 = & -1.3372 \times 10^{-12}qE_0(E_x - iE_y); & 170 = & -1.3372 \times 10^{-12}qE_0(E_x - iE_y) \\
36 = & -1.3372 \times 10^{-12}iBqc; & 172 = & -1.3372 \times 10^{-12}iBqc \\
49 = & -1.3372 \times 10^{-12}qE_0(E_x + iE_y); & 185 = & -1.3372 \times 10^{-12}qE_0(E_x + iE_y) \\
50 = & -1.3372 \times 10^{-12}qE_0E_z; & 186 = & -1.3372 \times 10^{-12}qE_0E_z \\
51 = & 1.3372 \times 10^{-12}iBqc; & 187 = & 1.3372 \times 10^{-12}iBqc \\
65 = & -1.8364 \times 10^{-12}qE_0(E_x - iE_y); & 201 = & -1.8364 \times 10^{-12}qE_0(E_x - iE_y) \\
67 = & -1.8364 \times 10^{-12}iBqc; & 203 = & -1.8364 \times 10^{-12}iBqc \\
81 = & -2.1205 \times 10^{-12}qE_0E_z; & 217 = & 2.1205 \times 10^{-12}qE_0E_z \\
82 = & -1.0600 \times 10^{-12}qE_0(E_x - iE_y); & 218 = & -1.0600 \times 10^{-12}qE_0(E_x - iE_y) \\
84 = & -1.0600 \times 10^{-12}iBqc; & 220 = & -1.0600 \times 10^{-12}iBqc \\
97 = & 1.0600 \times 10^{-12}qE_0(E_x + iE_y); & 233 = & 1.0600 \times 10^{-12}qE_0(E_x + iE_y) \\
98 = & -2.1205 \times 10^{-12}qE_0E_z; & 234 = & -2.1205 \times 10^{-12}qE_0E_z \\
99 = & -1.0600 \times 10^{-12}iBqc; & 235 = & -1.0600 \times 10^{-12}iBqc \\
114 = & 1.8364 \times 10^{-12}qE_0(E_x + iE_y); & 250 = & 1.8364 \times 10^{-12}q(E_x + iE_y) \\
116 = & -1.8364 \times 10^{-12}iBqc; & 252 = & -1.8364 \times 10^{-12}iBqc
\end{array}$$

**Pour un plasma de le Cadmium hydrogénoïde (Ca  $Z = 48$ )**

$$\begin{array}{ll}
02 = & -1.2838 \times 10^{-12}iqBc; & 138 = & -1.2838 \times 10^{-12}iqBc \\
03 = & 1.2838 \times 10^{-12}qE_0E_z; & 139 = & 1.2838 \times 10^{-12}qE_0E_z \\
04 = & -1.2838 \times 10^{-12}qE_0(E_x - iE_y); & 140 = & -1.2838 \times 10^{-12}qE_0(E_x - iE_y) \\
05 = & -1.7736 \times 10^{-12}qE_0(E_x + iE_y); & 141 = & -1.7736 \times 10^{-12}qE_0(E_x + iE_y) \\
06 = & -2.0478 \times 10^{-12}qE_0E_z; & 142 = & -2.0478 \times 10^{-12}qE_0E_z \\
07 = & 1.024 \times 10^{-12}qE_0(E_x - iE_y); & 143 = & 1.024 \times 10^{-12}qE_0(E_x - iE_y) \\
17 = & 1.2838 \times 10^{-12}iBqc; & 153 = & 1.2838 \times 10^{-12}iBqc \\
19 = & -1.2838 \times 10^{-12}qE_0(E_x + iE_y); & 155 = & -1.2838 \times 10^{-12}qE_0(E_x + iE_y) \\
20 = & -1.2838 \times 10^{-12}qE_0E_z; & 156 = & -1.2838 \times 10^{-12}qE_0E_z \\
22 = & -1.024 \times 10^{-12}qE_0(E_x + iE_y); & 158 = & -1.024 \times 10^{-12}qE_0(E_x + iE_y) \\
23 = & -2.0478 \times 10^{-12}qE_0E_z; & 159 = & -2.0478 \times 10^{-12}qE_0E_z \\
24 = & 1.7736 \times 10^{-12}qE_0(E_x - iE_y); & 160 = & 1.7736 \times 10^{-12}qE_0(E_x - iE_y) \\
33 = & 1.2838 \times 10^{-12}qE_0E_z; & 169 = & 1.2838 \times 10^{-12}qE_0E_z \\
34 = & -1.2838 \times 10^{-12}qE_0(E_x - iE_y); & 170 = & -1.2838 \times 10^{-12}qE_0(E_x - iE_y) \\
36 = & -1.2838 \times 10^{-12}iBqc; & 172 = & -1.2838 \times 10^{-12}iBqc \\
49 = & -1.2838 \times 10^{-12}qE_0(E_x + iE_y); & 185 = & -1.2838 \times 10^{-12}qE_0(E_x + iE_y) \\
50 = & -1.2838 \times 10^{-12}qE_0E_z; & 186 = & -1.2838 \times 10^{-12}qE_0E_z \\
51 = & 1.2838 \times 10^{-12}iBqc; & 187 = & 1.2838 \times 10^{-12}iBqc \\
65 = & -1.7736 \times 10^{-12}qE_0(E_x - iE_y); & 201 = & -1.7736 \times 10^{-12}qE_0(E_x - iE_y) \\
67 = & -1.7736 \times 10^{-12}iBqc; & 203 = & -1.7736 \times 10^{-12}iBqc \\
81 = & -2.0478 \times 10^{-12}qE_0E_z; & 217 = & -2.0478 \times 10^{-12}qE_0E_z \\
82 = & -1.024 \times 10^{-12}qE_0(E_x - iE_y); & 218 = & -1.024 \times 10^{-12}qE_0(E_x - iE_y) \\
84 = & -1.024 \times 10^{-12}iBqc; & 220 = & -1.024 \times 10^{-12}iBqc \\
97 = & 1.024 \times 10^{-12}qE_0(E_x + iE_y); & 233 = & 1.024 \times 10^{-12}qE_0(E_x + iE_y) \\
98 = & -2.0478 \times 10^{-12}qE_0E_z; & 234 = & -2.0478 \times 10^{-12}qE_0E_z \\
99 = & -1.024 \times 10^{-12}iBqc; & 235 = & -1.024 \times 10^{-12}iBqc \\
114 = & 1.7736 \times 10^{-12}qE_0(E_x + iE_y); & 250 = & 1.7736 \times 10^{-12}qE_0(E_x + iE_y) \\
116 = & -1.7736 \times 10^{-12}iBqc; & 252 = & -1.7736 \times 10^{-12}iBqc
\end{array}$$

Où :

$B$  : est l'intensité du champ magnétique.

$c$  : est la vitesse de la lumière dans le vide.

$E_x, E_y$  et  $E_z$  sont les composantes du champ électrique.

$E_0$  est le champ électrique réduit , donné [6]  $E_0 = \frac{Ke}{r_e^2}$ ;  $K$  est la constante de coulomb,  $r_e$  est le rayon de la sphère électronique.

on a multiplié les éléments de matrice par  $E_0$  (champ électrique réduit) ,car les distributions du microchamp électrique, qui seront utiles pour le calcul du profil de raies, sont divisées par se champ réduit  $E_0$ .

### 2.4.2 Les éléments diagonaux de la matrice Zeeman

Les éléments diagonaux de la matrice représentent les différences d'énergie comme il est mentionné dans la matrice générale, pour chaque émetteur nous avons trouvé :

#### Les éléments diagonaux pour un plasma d'hydrogène (H Z=1)

Les éléments diagonaux pour l'hydrogène sont :

$$\begin{array}{ll}
 1 = & -10.2043975097 & 69 = & B\mu_B - 10.2044427938 \\
 18 = & -2B\mu_B - 10.2043975097 & 86 = & -\frac{1}{3}B\mu_B - 10.2044427938 \\
 35 = & -\frac{2}{3}B\mu_B - 10.2043975097 & 103 = & -\frac{5}{3}B\mu_B - 10.2044427938 \\
 52 = & -\frac{4}{3}B\mu_B - 10.2043975097 & 120 = & -3B\mu_B - 10.2044427938 \\
 137 = & 2B\mu_B - 10.2043975097 & 205 = & 3B\mu_B - 10.2044427938 \\
 154 = & -10.2043975097 & 222 = & \frac{5}{3}B\mu_B - 10.2044427938 \\
 171 = & \frac{4}{3}B\mu_B - 10.2043975097 & 239 = & \frac{1}{3}B\mu_B - 10.2044427938 \\
 188 = & \frac{2}{3}B\mu_B - 10.2043975097 & 256 = & -B\mu_B - 10.2044427938
 \end{array}$$

#### Pour un plasma du Chlore hydrogéné (Cl Z=17)

$$\begin{array}{ll}
 1 = & -2959.5144916681 & 69 = & B\mu_B - 2963.3332938982 \\
 18 = & -2B\mu_B - 2959.5144916681 & 86 = & -\frac{1}{3}B\mu_B - 2963.3332938982 \\
 35 = & -\frac{2}{3}B\mu_B - 2959.5144916681 & 103 = & -\frac{5}{3}B\mu_B - 2963.3332938982 \\
 52 = & -\frac{4}{3}B\mu_B - 2959.5144916681 & 120 = & -3B\mu_B - 2963.3332938982 \\
 137 = & 2B\mu_B - 2959.5144916681 & 205 = & 3B\mu_B - 2963.3332938982 \\
 154 = & -2959.5144916681 & 222 = & \frac{5}{3}B\mu_B - 2963.3332938982 \\
 171 = & \frac{4}{3}B\mu_B - 2959.5144916681 & 239 = & \frac{1}{3}B\mu_B - 2963.3332938982 \\
 188 = & \frac{2}{3}B\mu_B - 2959.5144916681 & 256 = & -B\mu_B - 2963.3332938982
 \end{array}$$

#### Pour un plasma d'Argon hydrogéné (Ar Z = 18)

$$\begin{array}{ll}
 1 = & -3319.3682112799 & 69 = & B\mu_B - 3324.1736523777 \\
 18 = & -2B\mu_B - 3319.3682112799 & 86 = & -\frac{1}{3}B\mu_B - 3324.1736523777 \\
 35 = & -\frac{2}{3}B\mu_B - 3319.3682112799 & 103 = & -\frac{5}{3}B\mu_B - 3324.1736523777 \\
 52 = & -\frac{4}{3}B\mu_B - 3319.3682112799 & 120 = & -3B\mu_B - 3324.1736523777 \\
 137 = & 2B\mu_B - 3319.3682112799 & 205 = & 3B\mu_B - 3324.1736523777 \\
 154 = & -3319.3682112799 & 222 = & \frac{5}{3}B\mu_B - 3324.1736523777 \\
 171 = & \frac{4}{3}B\mu_B - 3319.3682112799 & 239 = & \frac{1}{3}B\mu_B - 3324.1736523777 \\
 188 = & \frac{2}{3}B\mu_B - 3319.3682112799 & 256 = & -B\mu_B - 3324.1736523777
 \end{array}$$

**Pour un plasma de le Palladium hydrogéoïde (Pd Z = 46)**

$$\begin{aligned}
1 &= -22182.8285045981 & 69 &= B\mu_B - 22401.0179347274 \\
18 &= -2B\mu_B - 22182.8285045981 & 86 &= -\frac{1}{3}B\mu_B - 22401.0179347274 \\
35 &= -\frac{2}{3}B\mu_B - 22182.8285045981 & 103 &= -\frac{5}{3}B\mu_B - 22401.0179347274 \\
52 &= -\frac{4}{3}B\mu_B - 22182.8285045981 & 120 &= -3B\mu_B - 22401.0179347274 \\
137 &= 2B\mu_B - 22182.8285045981 & 205 &= 3B\mu_B - 22401.0179347274 \\
154 &= -22182.8285045981 & 222 &= \frac{5}{3}B\mu_B - 22401.0179347274 \\
171 &= \frac{4}{3}B\mu_B - 22182.8285045981 & 239 &= \frac{1}{3}B\mu_B - 22401.0179347274 \\
188 &= \frac{2}{3}B\mu_B - 22182.8285045981 & 256 &= -B\mu_B - 22401.0179347274
\end{aligned}$$

**Pour un plasma de l'Argent hydrogéoïde ( Ag Z = 47)**

$$\begin{aligned}
1 &= -23\,186.5886576305 & 69 &= B\mu_B - 23\,425.1816502247 \\
18 &= -2B\mu_B - 23\,186.5886576305 & 86 &= -\frac{1}{3}B\mu_B - 23\,425.1816502247 \\
35 &= -\frac{2}{3}B\mu_B - 23\,186.5886576305 & 103 &= -\frac{5}{3}B\mu_B - 23\,425.1816502247 \\
52 &= -\frac{4}{3}B\mu_B - 23\,186.5886576305 & 120 &= -3B\mu_B - 23\,425.1816502247 \\
137 &= 2B\mu_B - 23\,186.5886576305 & 205 &= 3B\mu_B - 23\,425.1816502247 \\
154 &= -23\,186.5886576305 & 222 &= \frac{5}{3}B\mu_B - 23\,425.1816502247 \\
171 &= \frac{4}{3}B\mu_B - 23\,186.5886576305 & 239 &= \frac{1}{3}B\mu_B - 23\,425.1816502247 \\
188 &= \frac{2}{3}B\mu_B - 23\,186.5886576305 & 256 &= -B\mu_B - 23\,425.1816502247
\end{aligned}$$

**Pour un plasma de le Cadmium hydrogéoïde (Cd Z = 48)**

$$\begin{aligned}
1 &= -24\,214.6073676838 & 69 &= B\mu_B - 24475.0622181893 \\
18 &= -2B\mu_B - 24\,214.6073676838 & 86 &= -\frac{1}{3}B\mu_B - 24475.0622181893 \\
35 &= -\frac{2}{3}B\mu_B - 24\,214.6073676838 & 103 &= -\frac{5}{3}B\mu_B - 24475.0622181893 \\
52 &= -\frac{4}{3}B\mu_B - 24\,214.6073676838 & 120 &= -3B\mu_B - 24475.0622181893 \\
137 &= 2B\mu_B - 24\,214.6073676838 & 205 &= 3B\mu_B - 24475.0622181893 \\
154 &= -24\,214.6073676838 & 222 &= \frac{5}{3}B\mu_B - 24475.0622181893 \\
171 &= \frac{4}{3}B\mu_B - 24\,214.6073676838 & 239 &= \frac{1}{3}B\mu_B - 24475.0622181893 \\
188 &= \frac{2}{3}B\mu_B - 24\,214.6073676838 & 256 &= -B\mu_B - 24475.0622181893
\end{aligned}$$

**2.4.3 Calcul du vecteur dipôle**

Nous avons calculé le vecteur dipôle, ce dernier est de seize composantes dans la base de dyades  $\{\beta_i\alpha_j\}$ , il est défini comme [40] :

$$\vec{d}_{ij} = \langle \beta_i | q \vec{r} | \alpha_j \rangle \quad (2.100)$$

où  $\vec{d}_{ij}$  est le moment dipolaire;  $\vec{r}$  est le rayon vecteur et  $q$  est la charge de l'émetteur

Les résultats pour les éléments traité précédement sont comme suit :

Pour l'Hydrogène est :

$$\begin{aligned}
 \langle \beta_1 | q \vec{r} | \alpha_1 \rangle &= \vec{0} & \langle \beta_2 | q \vec{r} | \alpha_1 \rangle &= \vec{0} \\
 \langle \beta_1 | q \vec{r} | \alpha_2 \rangle &= \vec{0} & \langle \beta_2 | q \vec{r} | \alpha_2 \rangle &= \vec{0} \\
 \langle \beta_1 | q \vec{r} | \alpha_3 \rangle &= -0.22795 \times 10^{-10} q \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} & \langle \beta_2 | q \vec{r} | \alpha_3 \rangle &= 0.22795 \times 10^{-10} q \begin{pmatrix} 1 \\ i \\ 0 \end{pmatrix} \\
 \langle \beta_1 | q \vec{r} | \alpha_4 \rangle &= 0.22795 \times 10^{-10} q \begin{pmatrix} 1 \\ -i \\ 0 \end{pmatrix} & \langle \beta_2 | q \vec{r} | \alpha_4 \rangle &= 0.22795 \times 10^{-10} q \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \\
 \langle \beta_1 | q \vec{r} | \alpha_5 \rangle &= 0.27917 \times 10^{-10} q \begin{pmatrix} 1 \\ i \\ 0 \end{pmatrix} & \langle \beta_2 | q \vec{r} | \alpha_5 \rangle &= \vec{0} \\
 \langle \beta_1 | q \vec{r} | \alpha_6 \rangle &= 0.32236 \times 10^{-10} q \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} & \langle \beta_2 | q \vec{r} | \alpha_6 \rangle &= 0.16119 \times 10^{-10} q \begin{pmatrix} 1 \\ i \\ 0 \end{pmatrix} \\
 \langle \beta_1 | q \vec{r} | \alpha_7 \rangle &= -0.16119 \times 10^{-10} q \begin{pmatrix} 1 \\ -i \\ 0 \end{pmatrix} & \langle \beta_2 | q \vec{r} | \alpha_7 \rangle &= 0.3226 \times 10^{-10} q \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \\
 \langle \beta_1 | q \vec{r} | \alpha_8 \rangle &= \vec{0}; & \langle \beta_2 | q \vec{r} | \alpha_8 \rangle &= -0.27917 \times 10^{-10} q \begin{pmatrix} 1 \\ -i \\ 0 \end{pmatrix}
 \end{aligned}$$

Le vecteur dipôle pour le chlore hydrogéné est :

$$\begin{aligned}
 \langle \beta_1 | q \vec{r} | \alpha_1 \rangle &= \vec{0} & \langle \beta_2 | q \vec{r} | \alpha_1 \rangle &= \vec{0} \\
 \langle \beta_1 | q \vec{r} | \alpha_2 \rangle &= \vec{0} & \langle \beta_2 | q \vec{r} | \alpha_2 \rangle &= \vec{0} \\
 \langle \beta_1 | q \vec{r} | \alpha_3 \rangle &= -1.2887 \times 10^{-12} q \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} & \langle \beta_2 | q \vec{r} | \alpha_3 \rangle &= 1.2887 \times 10^{-12} q \begin{pmatrix} 1 \\ i \\ 0 \end{pmatrix} \\
 \langle \beta_1 | q \vec{r} | \alpha_4 \rangle &= 1.2887 \times 10^{-12} q \begin{pmatrix} 1 \\ -i \\ 0 \end{pmatrix} & \langle \beta_2 | q \vec{r} | \alpha_4 \rangle &= 1.2887 \times 10^{-12} q \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \\
 \langle \beta_1 | q \vec{r} | \alpha_5 \rangle &= 1.5888 \times 10^{-12} q \begin{pmatrix} 1 \\ i \\ 0 \end{pmatrix} & \langle \beta_2 | q \vec{r} | \alpha_5 \rangle &= \vec{0} \\
 \langle \beta_1 | q \vec{r} | \alpha_6 \rangle &= 1.8346 \times 10^{-12} q \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} & \langle \beta_2 | q \vec{r} | \alpha_6 \rangle &= 9.1379 \times 10^{-13} q \begin{pmatrix} 1 \\ i \\ 0 \end{pmatrix} \\
 \langle \beta_1 | q \vec{r} | \alpha_7 \rangle &= -9.1379 \times 10^{-13} q \begin{pmatrix} 1 \\ -i \\ 0 \end{pmatrix} & \langle \beta_2 | q \vec{r} | \alpha_7 \rangle &= 1.8346 \times 10^{-12} q \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \\
 \langle \beta_1 | q \vec{r} | \alpha_8 \rangle &= \vec{0} & \langle \beta_2 | q \vec{r} | \alpha_8 \rangle &= -1.5888 \times 10^{-12} q \begin{pmatrix} 1 \\ -i \\ 0 \end{pmatrix}
 \end{aligned}$$

Pour l'Argon hydrogéoïde le vecteur est comme :

$$\begin{aligned}
 \langle \beta_1 | q \vec{r} | \alpha_1 \rangle &= \vec{0}; & \langle \beta_2 | q \vec{r} | \alpha_1 \rangle &= \vec{0} \\
 \langle \beta_1 | q \vec{r} | \alpha_2 \rangle &= \vec{0}; & \langle \beta_2 | q \vec{r} | \alpha_2 \rangle &= \vec{0} \\
 \langle \beta_1 | q \vec{r} | \alpha_3 \rangle &= -1.2378 \times 10^{-12} q \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}; & \langle \beta_2 | q \vec{r} | \alpha_3 \rangle &= 1.2378 \times 10^{-12} q \begin{pmatrix} 1 \\ i \\ 0 \end{pmatrix} \\
 \langle \beta_1 | q \vec{r} | \alpha_4 \rangle &= 1.2378 \times 10^{-12} q \begin{pmatrix} 1 \\ -i \\ 0 \end{pmatrix}; & \langle \beta_2 | q \vec{r} | \alpha_4 \rangle &= 1.2378 \times 10^{-12} q \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \\
 \langle \beta_1 | q \vec{r} | \alpha_5 \rangle &= 1.4933 \times 10^{-12} q \begin{pmatrix} 1 \\ i \\ 0 \end{pmatrix}; & \langle \beta_2 | q \vec{r} | \alpha_5 \rangle &= \vec{0} \\
 \langle \beta_1 | q \vec{r} | \alpha_6 \rangle &= 1.7244 \times 10^{-12} q \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}; & \langle \beta_2 | q \vec{r} | \alpha_6 \rangle &= 8.6218 \times 10^{-13} \begin{pmatrix} 1 \\ i \\ 0 \end{pmatrix} \\
 \langle \beta_1 | q \vec{r} | \alpha_7 \rangle &= -8.6218 \times 10^{-13} q \begin{pmatrix} 1 \\ -i \\ 0 \end{pmatrix}; & \langle \beta_2 | q \vec{r} | \alpha_7 \rangle &= 1.7244 \times 10^{-12} q \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \\
 \langle \beta_1 | q \vec{r} | \alpha_8 \rangle &= \vec{0}; & \langle \beta_2 | q \vec{r} | \alpha_8 \rangle &= -1.4933 \times 10^{-12} q \begin{pmatrix} 1 \\ -i \\ 0 \end{pmatrix}
 \end{aligned}$$

Pour le Palladium hydrogéoïde il est tel que :

$$\begin{aligned}
 \langle \beta_1 | q \vec{r} | \alpha_1 \rangle &= \vec{0}; & \langle \beta_2 | q \vec{r} | \alpha_1 \rangle &= \vec{0} \\
 \langle \beta_1 | q \vec{r} | \alpha_2 \rangle &= \vec{0}; & \langle \beta_2 | q \vec{r} | \alpha_2 \rangle &= \vec{0} \\
 \langle \beta_1 | q \vec{r} | \alpha_3 \rangle &= -3.2647 \times 10^{-13} q \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}; & \langle \beta_2 | q \vec{r} | \alpha_3 \rangle &= 3.2647 \times 10^{-13} q \begin{pmatrix} 1 \\ i \\ 0 \end{pmatrix} \\
 \langle \beta_1 | q \vec{r} | \alpha_4 \rangle &= 3.2647 \times 10^{-13} q \begin{pmatrix} 1 \\ -i \\ 0 \end{pmatrix}; & \langle \beta_2 | q \vec{r} | \alpha_4 \rangle &= 3.2647 \times 10^{-13} q \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \\
 \langle \beta_1 | q \vec{r} | \alpha_5 \rangle &= 4.342 \times 10^{-13} q \begin{pmatrix} 1 \\ i \\ 0 \end{pmatrix}; & \langle \beta_2 | q \vec{r} | \alpha_5 \rangle &= \vec{0} \\
 \langle \beta_1 | q \vec{r} | \alpha_6 \rangle &= 5.0138 \times 10^{-13} q \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}; & \langle \beta_2 | q \vec{r} | \alpha_6 \rangle &= 2.5069 \times 10^{-13} q \begin{pmatrix} 1 \\ i \\ 0 \end{pmatrix} \\
 \langle \beta_1 | q \vec{r} | \alpha_7 \rangle &= -2.5069 \times 10^{-13} q \begin{pmatrix} 1 \\ -i \\ 0 \end{pmatrix}; & \langle \beta_2 | q \vec{r} | \alpha_7 \rangle &= 5.0138 \times 10^{-13} q \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \\
 \langle \beta_1 | q \vec{r} | \alpha_8 \rangle &= \vec{0}; & \langle \beta_2 | q \vec{r} | \alpha_8 \rangle &= -4.342 \times 10^{-13} q \begin{pmatrix} 1 \\ -i \\ 0 \end{pmatrix}
 \end{aligned}$$

Pour l'Argent hydrogénoïde le vecteur est :

$$\begin{aligned}
 \langle \beta_1 | q \vec{r} | \alpha_1 \rangle &= \vec{0}; & \langle \beta_2 | q \vec{r} | \alpha_1 \rangle &= \vec{0} \\
 \langle \beta_1 | q \vec{r} | \alpha_2 \rangle &= \vec{0}; & \langle \beta_2 | q \vec{r} | \alpha_2 \rangle &= \vec{0} \\
 \langle \beta_1 | q \vec{r} | \alpha_3 \rangle &= -3.1264 \times 10^{-13} q \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}; & \langle \beta_2 | q \vec{r} | \alpha_3 \rangle &= 3.1264 \times 10^{-13} q \begin{pmatrix} 1 \\ i \\ 0 \end{pmatrix} \\
 \langle \beta_1 | q \vec{r} | \alpha_4 \rangle &= 3.1264 \times 10^{-13} q \begin{pmatrix} 1 \\ -i \\ 0 \end{pmatrix}; & \langle \beta_2 | q \vec{r} | \alpha_4 \rangle &= 3.1264 \times 10^{-13} q \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \\
 \langle \beta_1 | q \vec{r} | \alpha_5 \rangle &= 4.1772 \times 10^{-13} q \begin{pmatrix} 1 \\ i \\ 0 \end{pmatrix}; & \langle \beta_2 | q \vec{r} | \alpha_5 \rangle &= \vec{0} \\
 \langle \beta_1 | q \vec{r} | \alpha_6 \rangle &= 4.8234 \times 10^{-13} q \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}; & \langle \beta_2 | q \vec{r} | \alpha_6 \rangle &= 2.4118 \times 10^{-13} q \begin{pmatrix} 1 \\ i \\ 0 \end{pmatrix} \\
 \langle \beta_1 | q \vec{r} | \alpha_7 \rangle &= -2.4118 \times 10^{-13} q \begin{pmatrix} 1 \\ -i \\ 0 \end{pmatrix}; & \langle \beta_2 | q \vec{r} | \alpha_7 \rangle &= 4.8234 \times 10^{-13} q \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \\
 \langle \beta_1 | q \vec{r} | \alpha_8 \rangle &= \vec{0}; & \langle \beta_2 | q \vec{r} | \alpha_8 \rangle &= -4.1772 \times 10^{-13} q \begin{pmatrix} 1 \\ -i \\ 0 \end{pmatrix}
 \end{aligned}$$

le vecteur dipôle pour le Cadmium hydrogénoïde est :

$$\begin{aligned}
 \langle \beta_1 | q \vec{r} | \alpha_1 \rangle &= \vec{0}; & \langle \beta_2 | q \vec{r} | \alpha_1 \rangle &= \vec{0} \\
 \langle \beta_1 | q \vec{r} | \alpha_2 \rangle &= \vec{0}; & \langle \beta_2 | q \vec{r} | \alpha_2 \rangle &= \vec{0} \\
 \langle \beta_1 | q \vec{r} | \alpha_3 \rangle &= -2.9935 \times 10^{-13} q \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}; & \langle \beta_2 | q \vec{r} | \alpha_3 \rangle &= 2.9935 \times 10^{-13} q \begin{pmatrix} 1 \\ i \\ 0 \end{pmatrix} \\
 \langle \beta_1 | q \vec{r} | \alpha_4 \rangle &= 2.9935 \times 10^{-13} q \begin{pmatrix} 1 \\ -i \\ 0 \end{pmatrix}; & \langle \beta_2 | q \vec{r} | \alpha_4 \rangle &= 2.9935 \times 10^{-13} q \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \\
 \langle \beta_1 | q \vec{r} | \alpha_5 \rangle &= 3.9178 \times 10^{-13} q \begin{pmatrix} 1 \\ i \\ 0 \end{pmatrix}; & \langle \beta_2 | q \vec{r} | \alpha_5 \rangle &= \vec{0} \\
 \langle \beta_1 | q \vec{r} | \alpha_6 \rangle &= 4.591 \times 10^{-13} q \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}; & \langle \beta_2 | q \vec{r} | \alpha_6 \rangle &= 2.2465 \times 10^{-13} q \begin{pmatrix} 1 \\ i \\ 0 \end{pmatrix} \\
 \langle \beta_1 | q \vec{r} | \alpha_7 \rangle &= -2.2465 \times 10^{-13} q \begin{pmatrix} 1 \\ -i \\ 0 \end{pmatrix}; & \langle \beta_2 | q \vec{r} | \alpha_7 \rangle &= 4.591 \times 10^{-13} q \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \\
 \langle \beta_1 | q \vec{r} | \alpha_8 \rangle &= \vec{0}; & \langle \beta_2 | q \vec{r} | \alpha_8 \rangle &= -3.9178 \times 10^{-13} q \begin{pmatrix} 1 \\ -i \\ 0 \end{pmatrix}
 \end{aligned}$$



# CONCLUSION GENERALE ET REFERENCES

L'analyse spectroscopiques dans les plasmas par des méthodes de diagnostic développées est très utiles pour bien comprendre ce milieu précieux. Les profils des raies spectrales, émises par le plasma, est un moyen important de diagnostic. Le rayonnement émis par le milieu plasma dépend de l'environnement à cause de l'interaction entre l'émetteur et les particules qui l'entourent. Le spectre répond alors aux multiples interactions qui ont précédé ou accompagné l'émission, par un élargissement et/ou un déplacement, et/ou une levée de dégénérescence des niveaux. Dans les plasmas denses et chaud l'effet Stark est très important, l'effet Doppler devient dominant dans les plasmas très chauds. Dans le cas où le plasma est soumis à un champ magnétique, la dégénérescence des niveaux d'énergie de l'atome ou l'ion émetteur est partiellement levée à cause de ce champ magnétique c'est l'effet Zeeman, et cette levée de dégénérescence dépend du type du champ magnétique (faible, fort). L'étude de l'effet Zeeman dans les plasma a pris une grande part dans la recherche depuis longtemps.

Le but de ce travail est le calcul matriciel des éléments de matrice Zeeman dans l'approche de Dirac et ensuite le calcul du profil des raies émises si c'est possible, notons que ce calcul se fait numériquement. Ce manuscrit est composé en deux chapitres.

Dans le premier chapitre nous avons présenté une introduction sur la découverte de l'effet Zeeman. Nous avons présenté une simple généralité sur les plasmas, et la méthode de calcul du profil des raies spectrales. Nous avons présenté de forme générale l'Hamiltonien d'interaction en présence du champ magnétique

dans les plasmas. Les différents types d'effet Zeeman sont aussi présentés. Nous avons consacré une partie dans ce chapitre pour citer un peu d'historique de quelques travaux théoriques et expérimentaux traitants l'effet Zeeman.

Le deuxième chapitre est consacré à l'étude et la reformulation de l'effet Zeeman dans l'approche de Diarc. Nous avons présenté l'hamiltonien d'interaction en présence d'un champ magnétique, nous avons présenté les solutions de forme générale de l'équation de Diarc qui sont les fonctions d'onde. Nous avons appliqué ces fonctions d'onde pour les niveaux  $n = 1$  et  $n = 2$  et nous avons pu les calculé pour quelques emetteurs. Nous avons calculé aussi l'énergie des niveaux suivant Dirac. Nous avons calculé les éléments de matrice d'interaction de la raie Lyman-alpha en presence du champ électrique (effet Stark) et du champ magnétique (effet Zeema) pour les emetteurs mentionnés en dessus. Pour le calcul du profil de raies nous avons présenté aussi le calcul des éléments du vecteur dipôle  $\vec{d}$  pour quelques emetteurs. Les calcul faites dans le deuxième chapitre est une préparation des base de donnée nécessaire et obligatoire pour le calcul numérique du profil des raies dans les plasmas. Nous avons réalisé et développé un programme numérique en langage Fortran sous linux( Ubuntu) pour le calcul du profil de raies dans les plasmas en présence du champ magnétique. La finalisation de ce programme numérique est en cours et les résultats obtenue dans le future fera l'objet d'une publication internationale. L'effet Zeeman peut se traiter aussi avec une distribution de vitesse au lieu de prendre une vitesse constante  $C$ .

# BIBLIOGRAPHIE

# BIBLIOGRAPHIE

- [1] S. LEMKEDDEM;" Mémoire de Magister", Université de Ouargla (2008). (Cité pages 1 et 6.)
- [2] J.Hladik; "Mécanique Quantique Atomes et Molécules", Masson, Paris (1997). (Cité page 1.)
- [3] Michel Le Bellac; "Physique quantique Tome II", EDP Sciences/CNRS Éditions, France (2013). (Cité page 1.)
- [4] Laboratory Experiments;PHYWE series of publications,37070 Göttingen, Germany (2010). (Cité page 3.)
- [5] Klaus Hentschel;" Zeeman Effect", Chapter, Universität Stuttgart (2009). (Cité page 4.)
- [6] I.Chihi; "Thèse de Doctorat,Université deMentouri Constantine", Algérie, (2005). (Cité pages 4, 5 et 43.)
- [7] F.Khelfaoui; "Cours de master en physique de rayonnement", Université de Ouargla, (2016-2017). (Cité pages 4 et 5.)
- [8] J. L. Delcroix et A. Bers; "Physique des Plasma; Inter édition", CNRS éditions, Paris,(1994).
- [9] F.Khelfaoui; "Cours de master en physique de rayonnement", Université de Ouargla, (2017-2018). (Cité pages 8 et 35.)
- [10] K.Chenini; Thèse de doctorat, Université de Ouargla, (2011). (Cité page 8.)
- [11] K.Touati; "Thèse de Doctorat", Université de Provence Marseille, France (2003). (Cité pages 11, 14 et 21.)

- [12] Jean Hladik, Michel Chrysos, Pierre-Emmanuel Hladik et Lorenzo Ugo Ancarani ; "Mécanique quantique", Dunod, Paris, (1997), (2002),( 2009). (Cité page 11.)
- [13] P. Pluvinage ; "Etude théorique de l'intensité et de l'effet Zeeman des raies d'intercombinaison de l'hélium", J. Phys. Radium, **13** (7-9), pp.405-411 (1952). (Cité page 15.)
- [14] J.Brochard et P. Jacquinet. - C. R. Acad. Sc., **223**, 507, (1946) (Cité page 15.)
- [15] A. Le Paillier-Malécot ; "Etudes expérimentale et théorique de l'effet Zeeman des raies du nitrate de manganèse et de cérium  $Mn_3Ce_2(NO_3)_{12}, 24H_2O$ ", Journal de Physique, **29** (5-6), pp.508-514 (1968). (Cité page 15.)
- [16] Claude Cohen-Tannoudji et Jacques Dupont-Roc ; Physical Review A, volume **5**, 2 (1972). (Cité page 16.)
- [17] Claire Lhuillier ; "Effet Zeeman d'atomes à plusieurs électrons", Université Pierre et Marie Curie - Paris **VI** (1976). (Cité page 16.)
- [18] C. Lhuillier, J.P. Faroux, N. Billy ; "Effet Zeeman des niveaux  $^3P$  de l'hélium", Journal de Physique,, **37** (4), pp.335-354 (1976) . (Cité page 16.)
- [19] G.Hacham ; "Effet Zeeman pour un electron de Dirac", Annales de l'I.H.P, section **A**, tome **58**,(1993). (Cité page 16.)
- [20] Prashanth S. Venkataram ; "The Zeeman and Hyperfine Splittings of Mercury Emission Spectra", MIT Department of Physics **8.14** (2013). (Cité page 16.)
- [21] E. Stambulchik et Y. Maron ; "Zeeman Effect Induced by Intense Laser Light", Physical Review Letters **113**, 083002 (2014). (Cité page 16.)
- [22] J. Devlin, M.R, M.R.Tarbutt, D.L.Kokkin, et T.C.Steimle ; "Measurements of the Zeeman effect in the  $A^2\Pi$  and  $B^2\Sigma^+$  states of calcium fluoride", Journal of Molecular Spectroscopy **317** (2015). (Cité page 16.)

- [23] Ya.V. Terent, S.N. Danilov, H. Plank, J. Loher, D. Schuh, D. Bougeard, D. Weiss, M.V. Durnev, S.A. Tarasenko,, I.V. Rozhansky,, S.V. Ivanov, D.R. Yakovlev, et S.D. Ganichev ; "Magneto-optical Study of Zeeman Effect in Mn modulation-doped *InAs/InGaAs/InAlAs* Quantum Well Structures", *Journal of Applied Physics* (2015). (Cité page 16.)
- [24] Eberhard Tiemann, Max Kahmann, Evgenij Pachomow, Fritz Riehle, et Uwe Sterr ; "Nonlinear Zeeman effect in photoassociation spectra of  $40\text{Ca}$  near the  $3P_1 + 1S_0$  Asymptote", *Physical Review A* (2015). (Cité page 17.)
- [25] R. N. Zhokhov, V. Ch. Zhukovsky et P. B. Kolmakov ; "The Zeeman Effect in a Modified Gross–Neveu Model in  $(2 + 1)$  Dimensional Space–Time with Compactification", *Moscow University Physics Bulletin*, Vol. **70** (2015). (Cité page 17.)
- [26] F. Navas-Guzmán, N. Kämpfer, A. Murk, R. Larsson, S. A. Buehler, et P. Eriksson ; "Zeeman effect in atmospheric  $\text{O}_2$  measured by ground-based microwave radiometry", *Atmos. Meas. Tech.*, **8**, 1863–1874 (2015). (Cité page 17.)
- [27] K L Litvinenko, Juerong Li, N Stavrias, A J Meaney, P C M Christianen, H Engelkamp, K P Homewood, C R Pidgeon et B N Murdin ; "The quadratic Zeeman effect used for stateradius determination in neutral donors and donor bound excitons in  $\text{Si} : \text{P}$ ", *Semicond. Sci. Technol.* **31** (2016). (Cité page 17.)
- [28] Lucile Veissier, Charles W. Thiel, Thomas Lutz, Paul E. Barclay, Wolfgang Tittel, et Rufus L. Cone ; "Quadratic Zeeman effect and spin-lattice relaxation of  $\text{Tm}^{3+} : \text{YAG}$  at high magnetic fields", *Physical Review B* **94**, 205133, (2016). (Cité page 17.)
- [29] Ying-Shuang Fu, T. Hanaguri, K. Igarashi, M. Kawamura, M.S. Bahramy, et T. Sasagawa ; "Observation of Zeeman effect in topological

- surface state with distinct material dependence"; *nature communications* (2016). (Cité page 17.)
- [30] Bekir Çakır, Bekir Çakıra, Ülfet Atava, Yusuf Yakarb, et Ayhan Özmena; "Calculation of Zeeman splitting and Zeeman transition energies of spherical quantum dot in uniform magnetic field", *Chemical Physics* **475**, 61-68,( 2016). (Cité page 17.)
- [31] D. Ben Ali, T. Badr, T. Br'ézillon, R. Dubessy, H. Perrin, et A. Perrin; "Detailed study of a transverse field Zeeman slower"; *Journal of Physics B Atomic Molecular and Optical Physics* (2017). (Cité page 17.)
- [32] Y. Yakar, B. Çakır, F. Yilmazer et A. Özmen; "Zeeman Transitions In Spherical Quantum Dot"; *American Institute of Physics*, (2017). (Cité page 17.)
- [33] L.M. Sobolewski, L.Windholz et J.Kwela; "Zeeman effect of weak La I lines investigated by the use of optogalvanic spectroscopy"; *Journal of Quantitative Spectroscopy et Radiative Transfer* **189**, 221-227, (2017). (Cité page 17.)
- [34] W. Beugeling, Götz S. Uhrig, et Frithjof B. Anders; "Influence of the nuclear Zeeman effect on mode locking in pulsed semiconductor quantum dots", *arXiv :1704.01468 [cond-mat.mes-hall]* (2017). (Cité page 18.)
- [35] R. Brauer, S. Wolf, S. Reissl, et F. Ober; "Magnetic fields in molecular clouds : Limitations of the analysis of Zeeman observations"; *Astronomy and Astrophysics* (2017). (Cité page 18.)
- [36] Gabriele Cazzoli, Valerio Lattanzi, Sonia Coriani, Jürgen Gauss, Claudio Codella, Andrés Asensio Ramos, José Cernicharo, et Cristina Puzzarini; "Zeeman effect in sulfur monoxide. A tool to probe magnetic fields in star forming regions"; *Astronomy & Astrophysics manuscript A&A 605, A20* (2017). (Cité page 18.)

- [37] A.S.Varentsovaab, V.A.Agababaevbcd, A.M.Volchkovabc, D.A.Glazovbc, A.V.Volotkace, V.M.Shabaevc, et G.Plunief; "Third-order Zeeman effect in highly charged ions", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **B** (2017). (Cité page 18.)
- [38] V.A. Agababaevc,A.M.Volchkovaab, A.S.Varentsovabd, D.A.Glazovab, A.V.Volotkaae, V.M.Shabaeva, et G.Plunief; "Quadratic Zeeman effect in boronlike argon", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **B** (2017). (Cité page 18.)
- [39] H.Trad; "Cours de master en physique de rayonnement", Université de Ouargla, (2017-2018). (Cité pages 19 et 20.)
- [40] Hans A.Bethe et Edxin E.Salpeter; "Quantum mechanics of one-two – electron atoms", Springer-Verlag-Berlin-Gottingen-Hcidelberg (1952). (Cité pages 20, 21, 22 et 45.)
- [41] C. Cohen-Tannoudji, Bernard Dieu et Franck Laloe; "Quantum Mechanics", Volume2 ,Hermann (1977). (Cité page 35.)