

Calcul du Profil de raies dans un plasma dense et chaud en présence d'un champ magnétique

Mokadem Safia¹, Chenini Keltoum² et Meftah Mohamed Tayeb

¹Département de Physique. Faculté de Mathématiques et Sciences de la Matière. Université de Ouargla, 30000 Algérie.

²Laboratoire LRPPS, Département des Sciences et Techniques. Faculté des Sciences et Technologie. Université de Ghardaïa, 47000 Algérie

¹safiamokadem5@gmail.com, ²K1_chenini@yahoo.fr



Résumé

Dans ce travail nous allons présenter une étude théorique l'effet Zeeman dans les plasmas denses et chauds, cette étude se base sur le calcul numérique et l'analyse des profils des raies spectrales.

Nous avons calculé les fonctions d'onde des niveaux (n=1, n=2) en utilisant l'équation quantique relativiste de Dirac. Le calcul des éléments de matrice de la raie Lyman alpha pour quelques les éléments (H et Ar¹⁷) en présence du champ magnétique.

Mots clés: Effet Zeeman, Plasmas, Profils des raies, Equation Dirac, Les fonctions d'onde.

INTRODUCTION

L'effet Zeeman est un phénomène provient de l'interaction du champ magnétique avec le moment magnétique orbital dû au mouvement de l'électron sur son orbite, et avec le moment magnétique associé au spin de cet électron [1].

Il permet de lever la dégénérescence des niveaux d'énergie de l'atome ou de l'ion, où le levée de dégénérescence dépend l'intensité du champ magnétique.

Dans le cas de la raie Lyman alpha le schéma ci-dessous présente l'effet du champ magnétique sur les niveaux d'énergie

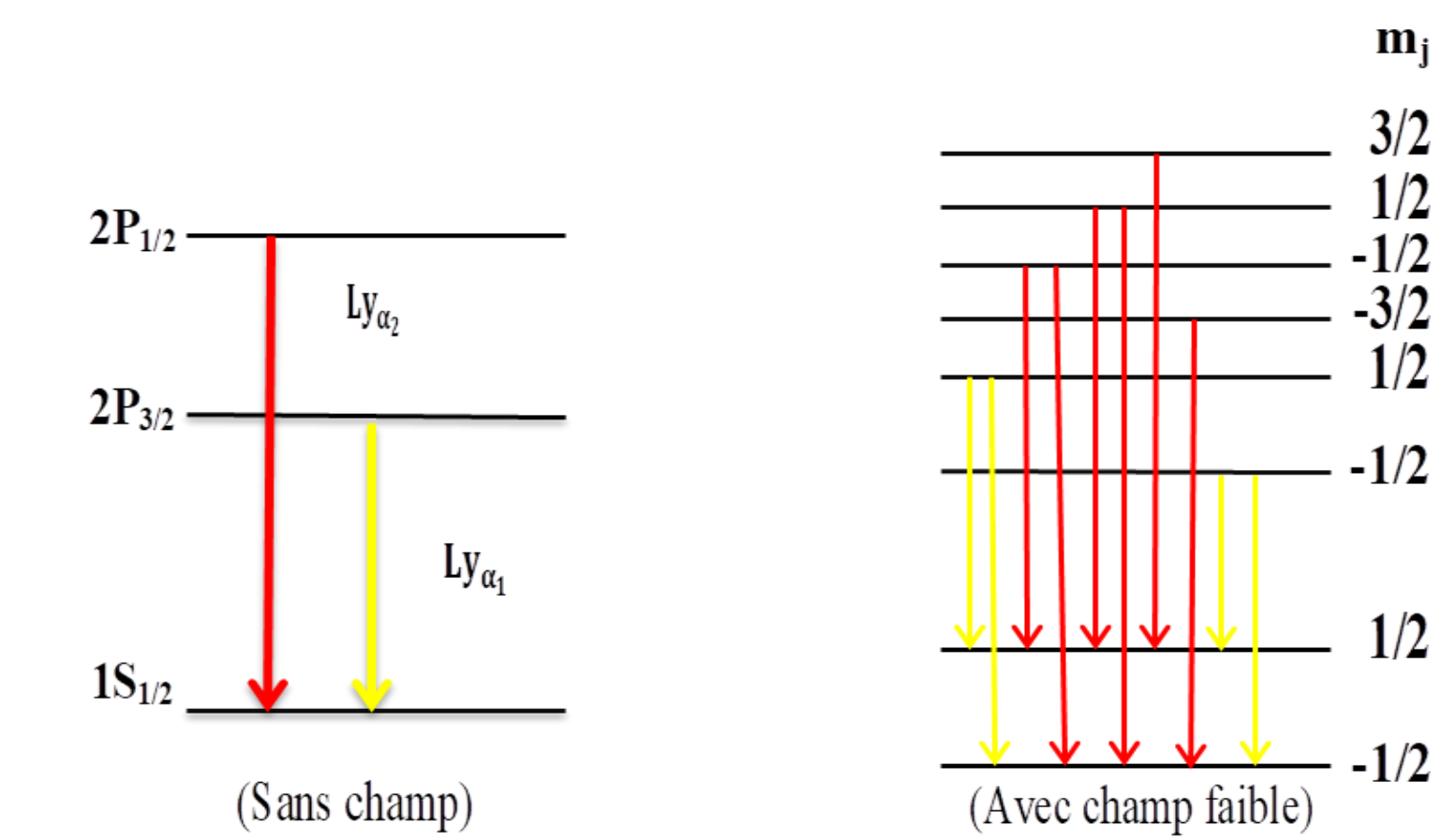


Fig 1: Effet du champ magnétique faible sur les niveaux d'énergie de la raie Ly α . [2]

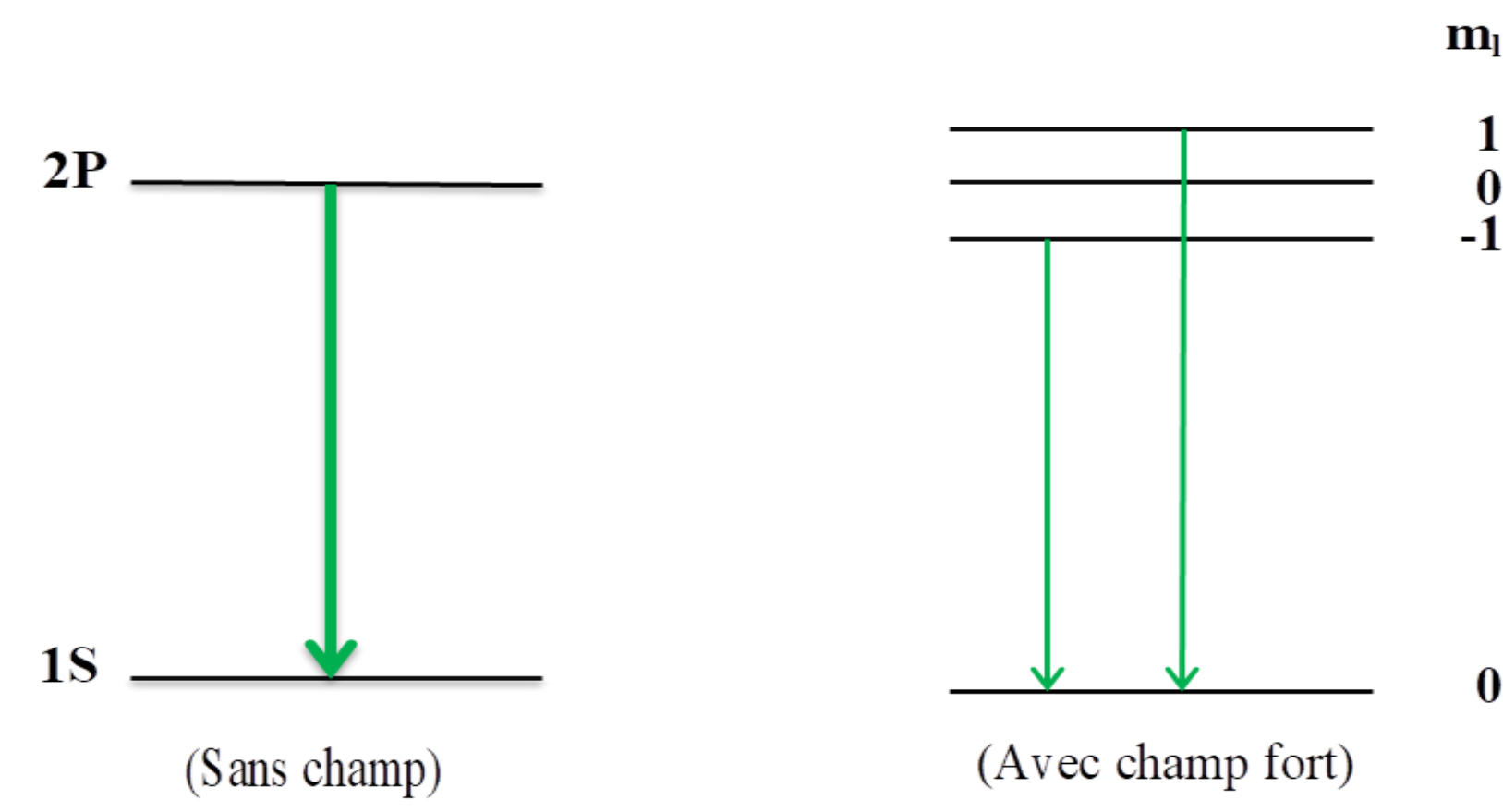


Fig 2: Effet du champ magnétique fort sur les niveaux d'énergie de la raie Ly α .

METHODES DE CALCUL

L'équation de Dirac est une équation quantique relativiste, ses les solutions sont les fonctions d'onde qui décrivent l'état quantique des particules avec S=(1/2), et elles sont données telle que:

On a les cas[3]:

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

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

$$j = l + \frac{1}{2} :$$

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

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:

$$\beta_1 : 1S_{\frac{1}{2}} = \Psi_{10, \frac{1}{2}} = \begin{pmatrix} g_{10}(r)Y_{00} \\ 0 \\ -\frac{1}{\sqrt{3}}f_{10}(r)Y_{10} \\ i\sqrt{\frac{2}{3}}f_{10}(r)Y_{11} \end{pmatrix} ; \beta_2 : 1S_{\frac{1}{2}} = \Psi_{10, -\frac{1}{2}} = \begin{pmatrix} 0 \\ g_{10}(r)Y_{00} \\ \sqrt{\frac{2}{3}}f_{10}(r)Y_{1-1} \\ -\frac{1}{\sqrt{3}}f_{10}(r)Y_{10} \end{pmatrix}$$

L'état n=2 est composée de huit sous niveaux:

$$\alpha_1 : 2S_{\frac{3}{2}} = \Psi_{20, \frac{3}{2}} = \begin{pmatrix} g_{20}(r)Y_{00} \\ 0 \\ \frac{1}{\sqrt{3}}f_{20}(r)Y_{10} \\ -i\sqrt{\frac{2}{3}}f_{20}(r)Y_{11} \end{pmatrix} ; \alpha_2 : 2S_{\frac{3}{2}} = \Psi_{20, -\frac{3}{2}} = \begin{pmatrix} 0 \\ g_{20}(r)Y_{00} \\ -i\sqrt{\frac{2}{3}}f_{20}(r)Y_{1-1} \\ \frac{1}{\sqrt{3}}f_{20}(r)Y_{10} \end{pmatrix}$$

$$\alpha_3 : 2P_{\frac{3}{2}} = \Psi_{20, \frac{3}{2}} = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{3}}g_{20}(r)Y_{10} \\ \frac{1}{\sqrt{3}}g_{20}(r)Y_{11} \\ if_{20}(r)Y_{00} \\ 0 \end{pmatrix} ; \alpha_4 : 2P_{\frac{3}{2}} = \Psi_{20, -\frac{3}{2}} = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{3}}g_{20}(r)Y_{1-1} \\ \frac{1}{\sqrt{3}}g_{20}(r)Y_{10} \\ 0 \\ if_{20}(r)Y_{00} \end{pmatrix}$$

$$\alpha_5 : 2P_{\frac{1}{2}} = \Psi_{20, \frac{1}{2}} = \begin{pmatrix} g_{20}(r)Y_{11} \\ 0 \\ i\sqrt{\frac{2}{3}}f_{20}(r)Y_{21} \\ i\sqrt{\frac{2}{3}}f_{20}(r)Y_{22} \end{pmatrix} ; \alpha_6 : 2P_{\frac{1}{2}} = \Psi_{20, -\frac{1}{2}} = \begin{pmatrix} \sqrt{\frac{2}{3}}g_{20}(r)Y_{10} \\ \sqrt{\frac{2}{3}}g_{20}(r)Y_{11} \\ i\sqrt{\frac{2}{3}}f_{20}(r)Y_{20} \\ -i\sqrt{\frac{2}{3}}f_{20}(r)Y_{21} \end{pmatrix}$$

$$\alpha_7 : 2P_{\frac{3}{2}} = \Psi_{20, \frac{3}{2}} = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{3}}g_{20}(r)Y_{1-1} \\ \frac{1}{\sqrt{3}}g_{20}(r)Y_{10} \\ i\sqrt{\frac{2}{3}}f_{20}(r)Y_{2-1} \\ i\sqrt{\frac{2}{3}}f_{20}(r)Y_{20} \end{pmatrix} ; \alpha_8 : 2P_{\frac{3}{2}} = \Psi_{20, -\frac{3}{2}} = \begin{pmatrix} 0 \\ g_{20}(r)Y_{1-1} \\ -i\sqrt{\frac{2}{3}}f_{20}(r)Y_{2-2} \\ -i\sqrt{\frac{2}{3}}f_{20}(r)Y_{2-1} \end{pmatrix}$$

g(r) et f(r) sont Les fonctions radial, Y(θ,φ): C'est l'harmonique sphérique.

D'autre coté, on a considéré un plasma d'ion hydrogénoïde dans un champ magnétique homogène coïncide avec la direction de l'axe Ox. Dans la théorie des perturbations, l'Hamiltonien qui décrit ce système avec ses interactions est représenté comme : [3]

$$H_D = H^{free} + W$$

Avec $H^{free} = \vec{\alpha} \cdot \vec{p} + eV(r)$ est l'Hamiltonien de l'atome libre; $\vec{\alpha}$ est la matrice de Dirac, \vec{p} est la quantité de mouvement et V(r) est le potentiel Coulombien. $W = -\vec{d} \cdot \vec{F} - eBy\sigma_z$: est l'Hamiltonien de l'atome perturbé; $(-\vec{d} \cdot \vec{F})$ est l'Hamiltonien dans l'approximation dipolaire électrique; \vec{F} est le champ du plasma et \vec{d} le vecteur dipôle, $By\sigma_z$ est le potentiel vecteur; B est le champ magnétique, y est la coordonné sphérique, σ_z est l'opérateur de Dirac et e est la charge d'électron.

Dans la représentation de Liouville dans 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:

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

$$\{\beta_{1, z}\} = \left\{ \left| 1, 0, \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \right\rangle, \left| 1, 0, \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle \right\}$$

et pour le niveau n=2 les états sont :

$$\{\alpha_i\}_{i=1..8} = \left\{ \left| 2, 0, \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \right\rangle, \left| 2, 0, \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle, \left| 2, 1, \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \right\rangle, \left| 2, 1, \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle, \left| 2, 1, \frac{3}{2}, \frac{3}{2} \right\rangle, \left| 2, 1, \frac{3}{2}, \frac{1}{2} \right\rangle, \left| 2, 1, \frac{3}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle, \left| 2, 1, \frac{3}{2}, -\frac{3}{2} \right\rangle \right\}$$

RESULTATS

Le calcul des éléments de matrice de la raie Ly- α et nous avons trouvé les résultats telle que la forme de la matrice d'interaction est comme :

i	j	$\langle \beta_i H_D \beta_j \rangle$	$\langle \alpha_i H_D \alpha_j \rangle$	$\langle \beta_i H_D \alpha_j \rangle$	$\langle \alpha_i H_D \beta_j \rangle$
1	1	0	0	0	0
1	2	0	0	0	0
1	3	0	0	0	0
1	4	0	0	0	0
1	5	0	0	0	0
1	6	0	0	0	0
1	7	0	0	0	0
1	8	0	0	0	0
2	1	0	0	0	0
2	2	0	0	0	0
2	3	0	0	0	0
2	4	0	0	0	0
2	5	0	0	0	0
2	6	0	0	0	0
2	7	0	0	0	0
2	8	0	0	0	0
3	1	0	0	0	0
3	2	0	0	0	0
3	3	0	0	0	0
3	4	0	0	0	0
3	5	0	0	0	0
3	6	0	0	0	0
3	7	0	0	0	0
3	8	0	0	0	0
4	1	0	0	0	0
4	2	0	0	0	0
4	3	0	0	0	0
4	4	0	0	0	0
4	5	0	0	0	0
4	6	0	0	0	0
4	7	0	0	0	0
4	8	0	0	0	0

Les éléments de matrice pour un plasma de l'hydrogène (Z=1) sont :

i	j	$\langle \beta_i H_D \beta_j \rangle$	$\langle \alpha_i H_D \alpha_j \rangle$	$\langle \beta_i H_D \alpha_j \rangle$	$\langle \alpha_i H_D \beta_j \rangle$
02	03	0.013766p	36	0.013766p	138
03	04	0.91801 * 10 ⁻¹⁰ qe	49	0.91801 * 10 ⁻¹⁰ qe	139
04	05	1.1242 * 10 ⁻¹⁰ qe	51	0.91801 * 10 ⁻¹⁰ qe	140
05	06	1.2981 * 10 ⁻¹⁰ qe	65	1.1242 * 10 ⁻¹⁰ qe	141
06	07	0.64908 * 10 ⁻¹⁰ qe	67	1.2981 * 10 ⁻¹⁰ qe	142
07	08	0.64908 * 10 ⁻¹⁰ qe	81	0.64908 * 10 ⁻¹⁰ qe	143
08	09	0.64908 * 10 ⁻¹⁰ qe	84	0.64908 * 10 ⁻¹⁰ qe	144
09	10	0.64908 * 10 ⁻¹⁰ qe	97	0.64908 * 10 ⁻¹⁰ qe	145
10	11	0.64908 * 10 ⁻¹⁰ qe	99	0.64908 * 10 ⁻¹⁰ qe	146
11	12	0.64908 * 10 ⁻¹⁰ qe	114	0.64908 * 10 ⁻¹⁰ qe	147
12	13	0.64908 * 10 ⁻¹⁰ qe	116	0.64908 * 10 ⁻¹⁰ qe	148
13	14	0.64908 * 10 ⁻¹⁰ qe	120	0.64908 * 10 ⁻¹⁰ qe	149
14	15	0.64908 * 10 ⁻¹⁰ qe	122	0.64908 * 10 ⁻¹⁰ qe	150
15	16	0.64908 * 10 ⁻¹⁰ qe	124	0.64908 * 10 ⁻¹⁰ qe	151
16	17	0.64908 * 10 ⁻¹⁰ qe	126	0.64908 * 10 ⁻¹⁰ qe	152
17	18	0.64908 * 10 ⁻¹⁰ qe	128	0.64908 * 10 ⁻¹⁰ qe	153
18	19	0.64908 * 10 ⁻¹⁰ qe	130	0.64908 * 10 ⁻¹⁰ qe	154
19	20	0.64908 * 10 ⁻¹⁰ qe	132	0.64908 * 10 ⁻¹⁰ qe	155
20	21	0.64908 * 10 ⁻¹⁰ qe	134	0.64908 * 10 ⁻¹⁰ qe	156
21	22	0.64908 * 10 ⁻¹⁰ qe	136	0.64908 * 10 ⁻¹⁰ qe	157
22	23	0.64908 * 10 ⁻¹⁰ qe	138	0.64908 * 10 ⁻¹⁰ qe	158
23	24	0.64908 * 10 ⁻¹⁰ qe	140	0.64908 * 10 ⁻¹⁰ qe	159
24	25	0.64908 * 10 ⁻¹⁰ qe	142	0.64908 * 10 ⁻¹⁰ qe	160
25	26	0.64908 * 10 ⁻¹⁰ qe	144	0.64908 * 10 ⁻¹⁰ qe	161
26	27	0.64908 * 10 ⁻¹⁰ qe	146	0.64908 * 10 ⁻¹⁰ qe	162
27	28	0.64908 * 10 ⁻¹⁰ qe	148	0.64908 * 10 ⁻¹⁰ qe	163
28	29	0.64908 * 10 ⁻¹⁰ qe	150	0.64908 * 10 ⁻¹⁰ qe	164
29	30	0.64908 * 10 ⁻¹⁰ qe	152	0.64908 * 10 ⁻¹⁰ qe	165
30	31	0.64908 * 10 ⁻¹⁰ qe	154	0.64908 * 10 ⁻¹⁰ qe	166
31	32	0.64908 * 10 ⁻¹⁰ qe	156	0.64908 * 10 ⁻¹⁰ qe	167
32	33	0.64908 * 10 ⁻¹⁰ qe	158	0.64908 * 10 ⁻¹⁰ qe	168
33	34	0.64908 * 10 ⁻¹⁰ qe	160	0.64908 * 10 ⁻¹⁰ qe	169
34	35	0.64908 * 10 ⁻¹⁰ qe	162	0.64908 * 10 ⁻¹⁰ qe	170

i	j	$\langle \beta_i H_D \beta_j \rangle$	$\langle \alpha_i H_D \alpha_j \rangle$	$\langle \beta_i H_D \alpha_j \rangle$	$\langle \alpha_i H_D \beta_j \rangle$
1	10.2043	69	2B μ_B - 10.2044	137	2B μ_B - 10.2043
18	2B μ_B - 10.2043	86	1/2 B μ_B 10.2044	150	10.2043
35	1/2 B μ_B 10.2043	103	1/3 B μ_B 10.2044	171	1/3 B μ_B 10.2043
52	1/3 B μ_B 10.2043	120	3B μ_B - 10.2044	188	1/3 B μ_B - 10.2043
69	3B μ_B - 10.2044	205	3B μ_B - 10.2044	222	1/2 B μ_B 10.2044
222	1/2 B μ_B 10.2044	239	1/2 B μ_B 10.2044	256	1/2 B μ_B 10.2044
256	1/2 B μ_B 10.2044	266	1/2 B μ_B 10.2044	283	1/2 B μ_B 10.2044
283	1/2 B μ_B 10.2044	300	1/2 B μ_B 10.2044	317	1/2 B μ_B 10.2044
317	1/2 B μ_B 10.2044	334	1/2 B μ_B 10.2044	351	1/2 B μ_B 10.2044
351	1/2 B μ_B 10.2044	368	1/2 B μ_B 10.2044	385	1/2 B μ_B 10.2044
385	1/2 B μ_B 10.2044	402	1/2 B μ_B 10.2044	419	1/2 B μ_B 10.2044
419	1/2 B μ_B 10.2044	436	1/2 B μ_B 10.2044	453	1/2 B μ_B 10.2044
453	1/2 B μ_B 10.2044	470	1/2 B μ_B 10.2044	487	1/2 B μ_B 10.2044
487	1/2 B μ_B 10.2044	504	1/2 B μ_B 10.2044	518	1/2 B μ_B 10.2044
518	1/2 B μ_B 10.2044	535	1/2 B μ_B 10.2044	550	1/2 B μ_B 10.2044
550	1/2 B μ_B 10.2044	567	1/2 B μ_B 10.2044	581	1/2 B μ_B 10.2044
581	1/2 B μ_B 10.2044	598	1/2 B μ_B 10.2044	612	1/2 B μ_B 10.2044
612	1/2 B μ_B 10.2044	629	1/2 B μ_B 10.2044	645	1/2 B μ_B 10.2044
645	1/2 B μ_B 10.2044	662	1/2 B μ_B 10.2044	677	1/2 B μ_B 10.2044
677	1/2 B μ_B 10.2044	694	1/2 B μ_B 10.2044	709	1/2 B μ_B 10.2044
709	1/2 B μ_B 10.2044	726	1/2 B μ_B 10.2044	741	1/2 B μ_B 10.2044
741	1/2 B μ_B 10.2044	758	1/2 B μ_B 10.2044	773	1/2 B μ_B 10.2044
773	1/2 B μ_B 10.2044	789	1/2 B μ_B 10.2044	806	1/2 B μ_B 10.2044
806	1/2 B μ_B 10.2044	823	1/2 B μ_B 10.2044	839	1/2 B μ_B 10.2044
839	1/2 B μ_B 10.2044	856	1/2 B μ_B 10.2044	873	1/2 B μ_B 10.2044
873	1/2 B μ_B 10.2044	890	1/2 B μ_B 10.2044	907	1/2 B μ_B 10.2044
907	1/2 B μ_B 10.2044	924	1/2 B μ_B 10.2044	941	1/2 B μ_B 10.2044
941	1/2 B μ_B 10.2044	958	1/2 B μ_B 10.2044	975	1/2 B μ_B 10.2044
975	1/2 B μ_B 10.2044	992	1/2 B μ_B 10.2044	1009	1/2 B μ_B 10.2044
1009	1/2 B μ_B 10.2044	1026	1/2 B μ_B 10.2044		