

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE
SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE DE SAÏDA - Dr MOULAY TAHAR



FACULTE DES SCIENCES
Département de Physique

MEMOIRE

Présenté par :

Debbas Oussama

En vue de l'obtention du

Diplôme de Master en Physique

Spécialité : Physique computationnelle

Thème

*Étude théoriques des propriétés optique non linéaire de
Carbothioamide substitués*

Soutenu le /07/2021 devant le jury composé de :

<i>Membres de Jury</i>	<i>Grade</i>	<i>Qualité</i>	<i>Domiciliation</i>
<i>El keurti Mohamed</i>	<i>Professeur</i>	<i>Président</i>	<i>Université de Saida</i>
<i>Guendouzzi Abdelkrim</i>	<i>MCA</i>	<i>Encadreur</i>	<i>Université de Saida</i>
<i>Hadji Djebbar</i>	<i>MCA</i>	<i>Examineur</i>	<i>Université de Saida</i>

Remerciement

Ce mémoire est le résultat d'un travail de recherche d'une année. En préambule, je voudrais adresser tous mes remerciements aux personnes avec lesquelles j'ai pu échanger et qui m'ont aidé pour la rédaction de ce mémoire.

Je voudrais dans un premier temps remercier, mon encadreur monsieur Guendouzi Abdelkrim pour sa patience, sa disponibilité et surtout ses judicieux conseils, qui ont contribué à alimenter ma réflexion. Merci également pour vos conseils de rédaction qui ont été très précieux.

Je remercie également les membres de jury pour l'honneur qu'ils m'ont fait en acceptant de juger mon travail.

Je suis très reconnaissant envers le Dr. El Keurti Mohamed et Hadji Djebbar qui me font l'honneur d'accepter de juger mon travail en participant à mon jury de cette mémoire. Leur regard apporte une validité supplémentaire à mes travaux de recherche. Je remercie le Dr. Guendouzi Abdelkrim, maître de conférences à l'université de Saida pour avoir accepté de juger mon travail. Veuillez accepter mes plus vifs remerciements pour votre présence dans ce jury et d'avoir manifesté de l'intérêt pour nos résultats.

Je remercie tous les enseignants contributeurs à notre formation académique. Les professeurs de l'université Dr Moulay Tahar de Saida et surtout mon coup de pouce Mr. Mahieddine Djillali.

Dédicace

A mon père, mon exemple éternel, mon soutien moral et source de joie et de bonheur, celui qui s'est toujours sacrifié pour me voir réussir.

A la lumière de mes jours, la source de mes efforts, la flamme de mon cœur, ma vie et mon bonheur ; maman que j'adore.

Aux personnes dont j'ai bien aimé la présence dans ce jour, à tous mes frères et mes sœurs, je dédie ce travail dont le grand plaisir leur revient en premier lieu pour leurs conseils, aides, et encouragements.

Aux personnes qui m'ont toujours aidé et encouragé, qui étaient toujours à mes côtés, et qui m'ont accompagné durant mon chemin université, mes aimables amis, collègues d'étude.

Table des matières

Introduction	6
 CHAPITRE 1 : Les dérivés Carbothioamides	
Introduction	8
Composés aromatiques hétérocycliques	9
 CHAPITRE 2 : Méthodologie	
Les méthodes de chimie quantique.....	13
Equation de Schrödinger	13
Approximation de Born-Oppenheimer	16
Méthode Hartree-Fock.....	17
Les équations Hartree-Fock.....	18
Approximation (LCAO) et les équations Hartree-Fock-Roothaan.....	19
La fonctionnelle B3LYP.....	21
Les bases d'orbitales atomiques	21
Bases minimales	22
Bases étendues.....	22
Les orbitales internes	23
La zone de valence	23
La zone diffuse	23
Polarisabilité et hyperpolarisabilité	24
Généralités sur le moment dipolaire.....	24
Notions sur le dipôle électrique.....	24

Moment dipolaire permanent	25
La polarisabilité	25
Notion de polarisabilité	25
L'hyperpolarisabilité du premier ordre β	27
CHAPITRE 3 : Résultats et discussion	
Introduction	30
Détails des calculs	30
Propriétés ONL des Carbothioamides aromatiques.....	31
Moment dipolaire	31
Polarisabilité	33
Hyperpolarisabilité	33
Analyse orbitale.....	37
Conclusions.....	40

Liste des abréviations

ONL : optique non linéaire.

SHG : Second Harmonica Génération.

ω : fréquence.

β : l'Hyperpolarisabilité.

$\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ FM}^{-2}$: la permittivité diélectrique du vide.

$\mu_{g,i}$: le moment dipolaire permanent dans l'état fondamental.

$a_{ij}^{(1)}$: le tenseur de polarisabilité.

μ : Moment dipolaire.

E : Champ électrique appliqué.

DFG : différence de fréquence de génération.

M_v : est la masse du noyau v .

r_{kv} : est la distance séparant le k^{ime} électron du n^{ime} noyau .

r_{kl} : est la distance séparant le k ime électron du l ime noyau.

$R_{\mu\nu}$: est la distance séparant les noyaux μ et ν dont les charges sont respectivement $Z_{\mu e}$ et $Z_{\nu e}$.

HOMO : orbitale plus hautes occupées.

LUMO : orbitale plus bases vacantes.

H : hamiltonien électronique.

W : est l'énergie du système en l'absence du champ électrique

N_k : le nombre de dipôles.

E_L : le champ inducteur qui polarise le dipôle.

$\langle a \rangle$: polarisabilité moyenne.

Δa : anisotropie de la polarisabilité

Etc : etcétera

eV: electron volt **esu** : électrostatique unité.

AO : Atomic Orbitals.

B3LYP : Becke - 3 paramètres - Lee, Yang, Parr.

HF : Hartree-Fock.

MO : Molecular Orbital.

TD-DFT : Time Dependant DFT

DFT : la fonction de densité

Liste des Tableaux

Tableau 1. Les valeurs des moments dipolaires; polarisabilité moyenne; anisotropie de la polarisabilité et l'hyperpolarisabilité HRS du OH-1 au niveau CAM-B3LYP.

Tableau 2. Les valeurs des moments dipolaires, polarisabilité moyenne, anisotropie de la polarisabilité et l'hyperpolarisabilité HRS des dérivés de diméthylamino stilbazolium OH-1, DMA-1, et DMA-2 obtenus à différentes fonctionnelles avec la base 6-311+G(d,p).

Tableau 3. Les énergies E_{HOMO} , E_{LUMO} , et les $\text{Gap}|\text{HOMO-LUMO}|$ en eV des diméthylamino stilbazolium obtenues au niveau CAM-B3LYP/6-311+G(d,p)

Liste des Figures

Figure 1. Les géométries optimales de HO-1, DMA-1 et le DMA-2 obtenues au niveau CAM-B3LYP/6-311+G(d,p).

Figure 2. Les zones à traiter dans la conception d'une base.

Figure 3. Principe de polarisation

Figure 4. Les géométries optimales de HO-1, DMA-1 et le DMA-2 obtenues au niveau CAM-B3LYP/6-311+G(d,p).

Figure 5. β_{HRS} des dérivés de diméthylamino stilbazolium OH-1, DMA-1, et DMA-2 obtenus avec de différentes fonctionnelles utilisant la base 6-311+G(d,p).

Figure 6. β_{HRS} en u.a. et le $\text{gap}|\text{HOMO-LUMO}|$ en eV de OH-1, DMA-1, et DMA-2 obtenus au niveau CAM-B3LYP/6-311+G(d,p).

Figure 7. Les orbitales HOMO et LUMO des Carbothioamides aromatiques, obtenues au niveau CAM-B3LYP/6-311+G(d,p).

INTRODUCTION GÉNÉRALE

Introduction

En raison du grand développement qui a lieu dans le domaine de la science des matériaux, en particulier l'aspect théorique, ce qui a facilité et accéléré le travail des chercheurs en la modélisation moléculaire pour la prédiction des propriétés physicochimiques comme les propriétés optiques linéaires et d'optique non linéaires (ONL) par rapport au passé. La recherche des nouveaux composés ou même des composés déjà synthétisés actifs dans le domaine de l'ONL est un sujet important pour les physiciens et les chimistes théoriciens durant ces années. Notre but ici, est de chercher dans une série des Carbothioamides aromatique et quelle dérivée parmi ces Carbothioamides aromatique qui porte la propriété ONL la plus forte par rapport aux autres dérivés. Pour cette raison, nous avons étudié théoriquement le moment dipolaire μ , la polarisabilité α . Par ce travail on souhaite contribuer à l'orientation de la recherche de l'activité ONL de ces dérivés aromatiques de dimethylamino stilbazolium qui reste aujourd'hui un sujet de recherche important. En effet, pour atteindre des résultats intéressants, les Carbothioamides aromatique doivent être présents en grande quantité dans grand classe des composés organiques.

Durant ce travail de mémoire, les calculs d'optimisation de géométrie ont été effectués au niveau CAM-B3LYP. Les calculs des propriétés électriques ont été effectués au niveau DFT avec les fonctionnelles B3LYP, CAM-B3LYP, PBE, M06-2X, et ω B97X-D utilisant la même base d'orbitale atomique 6-311+G(d,p). Cela nous a permis d'étudier l'effet de la corrélation électronique introduite par la DFT sur μ , α et β . Dans ce chapitre nous avons

clarifie l'effet de la substitution avec différent groupement, et aussi l'effet de la conjugaison sur les propriétés ONL pour ces composés de Carbothioamides aromatiques.

Dans le premier chapitre nous présentons les caractéristiques générales des Carbothioamides aromatiques, on doit aborder aussi les caractéristiques physicochimiques de diméthylamino stilbazolium et ses dérivés, nous intéresses beaucoup plus aux propriétés physiques et chimiques.

Dans le deuxième chapitre nous a deux parties :

Dans la première partie, nous citons quelques notions théoriques de base, qui concernent la résolution de l'équation de Schrödinger et aussi l'approximation de Born Oppenheimer. Puis, nous détaills les méthodes de chimie quantique utilisées lors de ce travail, telles que : la méthode HF et la théorie de la fonctionnelle de la densité dite DFT, la fonctionnelle CAM-B3LYP et la fonctionnelle B3LYP a été prise en considération.

La deuxième partie sera consacrée aux notions du moment dipolaire, de la polarisabilité et de l'hyperpolarisabilité du premier ordre β . Nous doit aborder aussi le calcul semi-détaillé de l'hyperpolarisabilité de la diffusion hyper Rayleigh β_{HRS} .

Dans troisième chapitre nous présentons les résultats de calcul de chimie quantique utilisant la théorie de la fonctionnelle de la densité DFT du moment dipolaire, de la polarisabilité et de l'hyperpolarisabilité de la diffusion hyper Rayleigh β_{HRS} de quelques Carbothioamides aromatiques. Un calcul d'optimisation de géométrie a été entrepris, en utilisant la DFT/CAM-B3LYP avec la base 6-311+G(d,p).

CHAPITRE 1

Les dérivés Carbothioamides

I. Introduction

En 1855, la première apparition du terme aromatique introduit par le chimiste Allemand August Wilhelm Von Hofmann [1]. Ce terme est devenu courant en chimie organique. En chimie organique, les composés aromatiques sont des molécules cyclique conjuguées telles que le benzène dont les atomes forment des structures cycliques et planes particulièrement stables. Cela est dû au fait que ces composés peuvent avoir une forte odeur contrairement aux hydrocarbures saturés même s'il est connu aujourd'hui qu'il n'y a pas de relation directe entre les propriétés chimiques olfactives et aromate [1]. Selon les règles de Huckel [1], le système posséder $(4n + 2)$ et doit être plan étant le nombre de cycles constituant le système. Il peut également contenir des atomes que le carbone et l'hydrogène c'est ce qu' nous appelle d'hétérocycle aromatique.

1. Composés aromatiques hétérocycliques

Un composé hétérocyclique est une molécule dans laquelle tous les atomes formant le système cyclique ne sont pas du même type. Ainsi, un composé aromatique hétérocyclique est un composé cyclique aromatique dont un ou plusieurs atomes formant le cycle n'est pas un atome de carbone. Un exemple de cela est la pyridine, dans laquelle un carbone du cycle benzénique est remplacé par un atome d'azote. Les hétéroatomes les plus courants retrouvés dans plusieurs composés aromatiques hétérocycliques sont les atomes d'oxygène, d'azote et de soufre. Les composés aromatiques hétérocycliques sont assez fréquents dans la nature. Certains de ces hétérocycles naturels apparaissent en molécules complexes, comme la molécule d'ADN [2], qui est responsable du stockage de l'information génétique dans la cellule, ou encore la molécule d'ARN qui est impliquée dans la synthèse des protéines et enzymes. Les composés hétérocycliques sont d'importantes molécules retrouvées dans plusieurs produits naturels et sont d'une utilité considérable au niveau de l'industrie pharmaceutique [2].

CHAPITRE 2

METHODOLOGIE

Les méthodes de chimie quantique

Les méthodes de chimie quantiques sont basées sur la distribution des électrons dans l'espace. Ces électrons sont décrits par une fonction d'onde Ψ , qui peut être déterminée en même temps que l'énergie du système, par la résolution de l'équation de Schrödinger. Ces informations nous donnent après quelques manipulations plusieurs propriétés. Comme le moment dipolaire, la polarisabilité, la charge portée par chaque atome et aussi la densité électronique.

Équation de Schrödinger

La mécanique quantique postule la dualité onde-particule de la matière et définit une particule comme une onde, c'est à dire, distribuée à travers l'espace plutôt que possédant une trajectoire bien définie. L'état de la particule est complètement bien décrit par la donnée de sa fonction d'onde, le physicien autrichien Schrödinger proposait une équation pour trouver la

fonction d'onde d'un système. L'évolution au cours du temps t du système de N particules avec leurs positions symbolisées par r , décrit par sa fonction d'onde $\Psi(r_1, r_2, r_3)$ est déterminée par l'équation suivante :

$$H\Psi(r_1, r_2, \dots, r_N, t) = -i\hbar \frac{\partial \Psi(r_1, r_2, \dots, r_N, t)}{\partial t} \quad (2.1)$$

qui est appelée équation de Schrödinger dépendante du temps, avec H l'hamiltonien du système. Il s'agit là d'une équation différentielle du deuxième ordre très difficile à résoudre dans le cas général. Elle représente l'équivalent en mécanique quantique de l'équation de Newton en mécanique classique ($F = m\gamma$) et permet de connaître l'évolution dans le temps d'un système donné. Pour un atome, ou une molécule isolé (pas de champs externes variables en fonction du temps, forces gravitationnelles faibles et négligeables, interaction entre les électrons et les spins nucléaires non prise en considération), les forces qui sont à l'origine d'un potentiel ne dépendent que des coordonnées des particules et sont indépendantes du temps. Dans ce cas les solutions $(r_1, r_2, \dots, r_N, t)$ peuvent s'écrire :

$$\Psi(r_1, r_2, \dots, r_N, t) = \Psi(r_1, r_2, \dots, r_N) e^{-iEt/\hbar} \quad (2.2)$$

Où E est l'énergie associée à la fonction d'onde (r_1, r_2, \dots, r_N) , obtenue en résolvant l'équation de Schrödinger indépendante du temps :

$$H\Psi(r_1, r_2, \dots, r_N) = E\Psi(r_1, r_2, \dots, r_N) \quad (2.3)$$

Qui n'est autre que l'équation aux valeurs de l'hamiltonien H . Les fonctions Ψ_i solutions de l'équation 2.3 sont appelées états stationnaires du système associé aux énergies E_i . L'état Ψ_0 associé à l'énergie la plus basse E_0 est appelé état fondamental du système.

A l'équation 2.3 de Schrödinger, pour un système de N noyaux et n électrons indépendante du temps, où E est l'énergie et H l'hamiltonien du système, correspond l'hamiltonien non relativiste du système de charges ponctuelles :

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m} \sum_k^n \nabla_k^2 - \sum_k^n \sum_v^n \frac{Z_v e^2}{4\pi\epsilon_0 r_{kv}} + \frac{1}{2} \sum_k^n \sum_{l \neq k}^n \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_{kl}} - \frac{\hbar^2}{2} \sum_v^N \frac{\nabla_v^2}{M_v}$$

$$+ \frac{1}{2} \sum_k^n \sum_{\mu}^N \frac{Z_{\nu} Z_{\nu} e^2}{4\pi \epsilon_0 R_{kl}} \quad (2.4)$$

$$H = T + V_{ne} + V_{ee} + T_n + V_{nn} \quad (2.5)$$

Où ∇_k^2 est le Laplacien du k^{ime} électron :

$$\nabla_k^2 = \frac{\partial^2}{\partial x_k^2} + \frac{\partial^2}{\partial y_k^2} + \frac{\partial^2}{\partial z_k^2}$$

Le même formalisme est appliqué à ∇_k^2

= $h/2\pi = 1.05 \cdot 10^{34}$ Js où h est la constante de Planck ;

ϵ_0 est la constante de permittivité du vide, avec $4\pi \epsilon_0 = 1,11256 \cdot 10^{-10} \text{J}^{-1} \text{C}^2 \text{m}^{-1}$; m est la masse de l'électron, e est la charge de l'électron ;

M_{ν} est la masse du noyau ν ;

$r_{k\nu}$ est la distance séparant le k^{ime} électron du n^{ime} noyau ;

r_{kl} est la distance séparant le k ime électron du lime noyau ;

$R_{\mu\nu}$ est la distance séparant les noyaux μ et n dont les charges sont respectivement $Z_{\mu e}$ et $Z_{\nu e}$.

Les cinq termes de l'équation 2.5 sont respectivement :

1. Énergie cinétique des électrons, (T)
2. Énergie potentielle des électrons dans le champ des noyaux, (V_{ne})
3. Énergie de répulsion électrostatique entre électrons, (V_{ee})
4. Énergie cinétique des noyaux, (T_n)

et finalement

5. Energie de répulsion électrostatique entre les noyaux, (V_{nn})

Par la suite les unités atomiques seront utilisées ; l'unité de longueur est le Bohr $a_0 = 0.5292$,

l'unité des charges est relative à l'électron e, l'unité de masse est la masse de l'électron m_e ;

nous obtenons alors $m_e = 1$, $e = 1$ et $4\pi \epsilon_0 = 1$.

Approximation de Born-Oppenheimer

L'approche de Born-Oppenheimer est fondée sur le fait que les électrons, dont la masse est beaucoup plus faible que celle des noyaux, se déplacent beaucoup plus rapidement que ces derniers. En d'autres termes, ils s'adaptent presque instantanément aux positions des noyaux. Leur comportement n'est donc pratiquement pas modifié par les faibles déplacements des noyaux, que l'on peut considérer comme figés dans leurs positions instantanées. Nous considérons donc que les électrons se déplacent dans un champ de noyaux figés, ce qui permet de poser :

$$H = T_e + V_{ne} + V_{ee} \quad (2.7)$$

donc

$$\Psi(r, R) = \Psi_R(r) \varphi_r(R) \quad (2.8)$$

avec

$$H_e \Psi(r, R) = E_e \Psi(r, R) \quad (2.9)$$

et

$$H_n \varphi_r(r, R) = E_n \varphi_r(r, R) \quad (2.10)$$

Où $\Psi(r, R)$ est la fonction d'onde totale à n électrons et N noyaux ; $\Psi_R(r)$ est la fonction d'onde électronique correspondant à un jeu de positions R de noyaux figés, mais pas forcément à l'équilibre ; $\varphi_r(R)$ est la fonction d'onde nucléaire, décrivant le mouvement des noyaux ; r et R symbolisant les coordonnées des électrons et des noyaux, respectivement.

La fonction d'onde électronique $\Psi(r)$ ne dépend pas du mouvement des noyaux, mais seulement de leurs positions.

Dans cette approche, l'énergie cinétique des noyaux peut être négligée, tandis que la répulsion entre les noyaux peut être considérée comme constante. Ainsi, si l'on remplace $\Psi(r, R)$ par $\Psi_R(r) \varphi_r(R)$ dans l'équation de Schrödinger (équation 2.3), nous obtenons :

$$\begin{aligned} H \Psi_k(\vec{r}) \varphi(R) &= -\frac{1}{2} \frac{\partial \Psi_R(\vec{r})}{\partial \vec{r}^2} \varphi(\vec{r}) + V_{ne} \Psi(\vec{r}) \varphi(\vec{r}) + V_{ee} \Psi_R(\vec{r}) \varphi(\vec{r}) \\ &- \sum_v^N \frac{1}{2M_v} \frac{\partial \Psi_R(\vec{r})}{\partial \vec{R}} \Psi_R(r) - \sum_v^N \frac{1}{2M_v} \left(2 \frac{\partial \Psi_R(\vec{r})}{\partial \vec{r}} \frac{\partial \varphi(\vec{r})}{\partial \vec{R}} + \frac{\partial^2 \Psi_R(\vec{r})}{\partial \vec{R}^2} \varphi(\vec{r}) \right) \\ &+ V_{nn} \Psi_R(\vec{r}) \varphi(\vec{r}) \end{aligned} \quad (2.11)$$

$$\begin{aligned} H \Psi_R(\vec{r})\varphi(R) &= (T_e + V_{ne} V_{ee}) + \Psi_R(\vec{r})\varphi_r(\vec{r}) + (T_{nn} + V_{nn})\Psi_R(\vec{r})\varphi(\vec{r}) \\ &= (E^e + T_{nn} + V_{nn})\Psi_R(\vec{r})\varphi_R(\vec{r}) = E \Psi_R(\vec{r})\varphi_R(\vec{r}) \end{aligned}$$

$$H^e \Psi_R(\vec{r}) = E^e \Psi_R(\vec{r}) \quad (2.12)$$

avec

$$H^e = -\frac{1}{2} \sum_k^n \nabla_k^2 - \sum_k^n \sum_v^N \frac{Z_v}{r_{kv}} + \frac{1}{2} \sum_k^n \sum_{l \neq k}^N \frac{1}{r_{kl}} \quad (2.13)$$

Cette équation ne contient plus que des termes cinétiques relatifs aux électrons, des termes d'interactions électron-noyau et électron-électron.

La résolution de l'équation de Schrödinger pour ce hamiltonien électronique mène aux fonctions d'ondes électroniques. Une fonction d'onde électronique donnée dépend paramétriquement des coordonnées nucléaires, dans le sens où pour un différents choix de ces paramètres, nous obtenons différentes fonctions d'ondes électroniques.

Méthode Hartree-Fock

L'approximation orbitalaire décrit la fonction d'onde à n électrons comme un produit de n fonctions d'espace et de spin associées à chaque électron (ou spin-orbitales).

Ceci est valable pour un modèle de particules indépendantes où le terme de répulsion interélectronique de l'hamiltonien est omis. L'équation de Schrödinger à n électrons peut être séparée en n équations à un électron. Cependant la fonction d'onde à n électrons décrite de cette manière ne satisfait pas au principe de Pauli (les électrons sont des fermions), car elle n'est pas asymétrique sous une permutation de deux électrons. Ce problème est levé par la description de la fonction d'onde comme un déterminant de Slater construit à partir des n spin-orbitales (les n spin-orbitales T proviennent des $n/2$ orbitales spatiales combinées avec deux fonctions de spin α et β).

$$\Psi = \frac{1}{\sqrt{(2n)!}} \begin{vmatrix} \Psi_1(1) & \Psi_1(2) & \dots & \Psi_1(n) \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \Psi_n(1) & \dots & \dots & \Psi_n(n) \end{vmatrix} \quad (2.14)$$

Les équations Hartree-Fock

De par la méthode variationnelle, le choix des meilleures spin-orbitales correspond au minimum de l'énergie électronique (E^0). Cette fonction d'onde électronique optimale, atteinte pour l'énergie la plus basse, sera toujours au-dessus de l'énergie exacte. La procédure de minimisation de l'énergie est une procédure auto-cohérente avec des contraintes d'orthonormalité pour les orbitales. La méthode Hartree-Fock est l'application du principe vibrationnel pour minimiser l'énergie calculée, en utilisant une fonction d'onde par exemple de type Slater (φ). Les équations Hartree-Fock (HF) peuvent être vues comme les équations de Schrödinger pour un électron se déplaçant dans un potentiel créé par les noyaux et les autres électrons. Les valeurs propres de cette équation sont les énergies mono-électroniques associées aux fonctions d'ondes qui sont, dans ce cas, les orbitales.

$$H^{HF} \varphi_i = \varepsilon_i \varphi_i \quad (2.15)$$

L'énergie calculée avec l'hamiltonien électronique H du système a pour expression :

$$E = \sum_k \langle \chi_k(1) | H^e | \chi_k(1) \rangle + \sum_{kl} \langle \chi_k(1) \chi_l(2) | r_{12}^{-1} | \chi_k(1) \chi_l(2) \rangle - \sum_{kl} \langle \chi_k(1) \chi_l(2) | r_{12}^{-1} | \chi_l(1) \chi_k(2) \rangle \quad (2.16)$$

Soit χ_l la spin-orbitale que l'on nous a choisis de modifier. La modification peut se mettre sous la forme

$$\chi'_l = \chi_l + \varepsilon_t \chi_t \quad (2.17)$$

La fonction T est alors modifiée en T' qui, conformément aux propriétés des déterminants, peut s'écrire :

$$\Psi' = \Psi + \varepsilon_t \Psi_t^t \quad (2.18)$$

Où Ψ_t^t est le déterminant Ψ dans lequel la colonne χ_l est remplacée par la colonne χ_t

La variation de (E) s'écrit, au premier ordre en ε_t :

$$\delta E = 2\varepsilon_t \langle \Psi | H | \Psi_t^t \rangle \quad (2.19)$$

nous poses :

Nous poses :

$$F_{it} = 2\varepsilon_t \langle \Psi | H | \Psi_i^t \rangle \quad (2.20)$$

L'expression F_{it} se développe en :

$$F_{it} = \langle \chi_i(1) | H^c | \chi_t(1) \rangle + \left[\begin{array}{l} \sum_i \langle \chi_i(1) \chi_i(2) | \frac{1}{r_{12}} | \chi_t(1) \chi_i(2) \rangle - \\ \langle \chi_i(1) \chi_i(2) | \frac{1}{r_{12}} | \chi_t(2) \chi_i(1) \rangle \end{array} \right] \quad (2.21)$$

Nous définits l'opérateur ou l'hamiltonien de Fock par la relation :

$$F(1) = H^c(1) + \sum_i [j_i(1) - K_i(1)] \quad (2.22)$$

Où $H_c(1)$ est l'hamiltonien relatif à 1 électron, $J_i(1)$ est un opérateur coulombien défini par :

$$J_i(1) = \int \chi_i^*(2) \frac{1}{r_{12}} \chi_i(2) d\tau_2 \quad (2.23)$$

$K_i(1)$ est un opérateur d'échange défini par son action sur une fonction $\chi_t(1)$

$$K_i(1)\chi_t(1) = \chi_t(1) \int \chi_i^*(2) \frac{1}{r_{12}} \chi_t(2) d\tau_2 \quad (2.24)$$

Les équations Hartree-Fock, prennent la forme :

$$F\chi_k = e_k\chi_k \quad (2.25)$$

Approximation LCAO de systèmes à couches fermées

Équations de Roothaan

Considérons un ensemble de N orbitales atomiques : $\{ \dots \varphi_\mu, \dots \varphi_\nu, \dots \varphi_\eta \dots \}$ servant de base au développement des n orbitales moléculaires Ψ_i d'un système à couches fermées comportant 2n électrons.

$$T_i = \sum_{\mu=1}^N c_{\mu i} \varphi_\mu \quad (2.26)$$

Où les coefficients $c_{\mu i}$ seront supposés réels.

Nous introduisons les notations suivantes :

$$H_{\mu\nu}^c = (\varphi_{\mu}(1)|H^c(1)|\varphi_{\nu}(1)) \quad (2.27)$$

et :

$$(\lambda\mu | \eta) = \int \varphi(1) \varphi_\mu(1) \frac{1}{r_{12}} \varphi_\nu(2) \varphi_\eta(2) d\tau_1 d\tau_2 \quad (2.28)$$

de sorte que, dans le cas où chaque orbitale moléculaire est occupée par deux électrons, l'une de spin α et l'autre de spin β , l'expression de l'énergie prend la forme :

$$E = 2 \sum_{i=1}^n \sum_{\lambda} \sum_{\mu} c_{\lambda i} c_{\mu i} H_{\lambda\mu}^c + \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n \sum_{\lambda} \sum_{\mu} \sum_{\nu} \sum_{\eta} c_{\lambda i} c_{\mu i} c_{\nu j} c_{\eta j} [2(\lambda\mu | \nu\eta) - (\lambda\eta | \nu\mu)] \quad (2.29)$$

et l'opérateur de Fock s'écrit comme suit :

$$F_{\mu} = H_{\mu}^c + \sum_{i=1}^n \sum_{\nu} \sum_{\eta} c_{\nu j} c_{\eta j} [2(\lambda\mu | \eta) - (\lambda\eta | \mu)] \quad (2.30)$$

ou encore introduisant les éléments de la matrice densité

$$P_{\mu} = 2 \sum_{j=1}^n c_{\nu j} c_{\eta j} \quad (2.31)$$

$$F_{\mu} = H_{\mu}^c + \sum_{\nu} \sum_{\eta} P_{\nu\eta} [(\lambda\mu | \eta) - \frac{1}{2}(\lambda\eta | \mu)] \quad (2.32)$$

nous constatons que :

$$F_{\mu} = (\varphi(1) | F(1) | \varphi_{\mu}(1)) \quad (2.33)$$

et donc

$$\sum_{\mu=1}^n c_{\mu i} (\varphi | F(1) | \varphi_{\mu}) = e_{\mu} \sum_{\mu=1}^n c_{\mu i} (\varphi | \varphi_{\mu}) \quad (2.34)$$

Supposons le problème résolu et tous les coefficients $c_{\mu i}$ connus, ce qui nous permet de calculer tous les éléments $F_{\lambda\mu}$ de la matrice carrée $[F]$ construits avec ces éléments. nous appellerons de même $[S]$ la matrice carrée regroupant les intégrales de recouvrement. Enfin, nous peut ranger en colonnes d'une matrice $[C]$ les coefficients $c_{\mu i}$ correspondants aux diverses orbitales moléculaires et définir une matrice diagonale $[e]$ avec les valeurs propres e_i .

$$[F][C] = [S][C][e] \quad (2.35)$$

Ces équations sont nommées les équations de Roothaan

La carence majeure de la méthode HF est le manque de corrélation électronique. Les répulsions inter-électroniques sont moyennes et non instantanées. L'énergie de corrélation peut être définie, pour les méthodes abinitio, comme la différence entre l'énergie exacte non relativiste et l'énergie donnée par la limite HF.

La fonctionnelle B3LYP

La B3LYP représente la fonctionnelle hybride la plus populaire de la chimie computationnelle. Elle a été introduite par l'équipe de Becke en 1993 [3]. La particularité de cette fonctionnelle est de présenter une combinaison linéaire entre des fonctionnelles d'échange corrélation GGA et de l'échange Hartree-Fock. L'énergie d'échange calculée par cette méthode est composée de 80% de DFT et de 20% HF.

Une des raisons de la popularité grandissante de la DFT est sa moindre exigence en ressources informatiques par rapport aux méthodes post-Hartree-Fock, tel CI ou MP2, utilisées jusqu'alors pour des niveaux de calculs comparables [4-5]. Un exemple ciblé par rapport aux systèmes d'intérêt ici est la comparaison entre différents niveaux de calcul [6], qui confirme la tendance générale de la littérature, à savoir l'efficacité des méthodes DFT corrigées par un gradient pour traiter jusqu'aux des interactions intermoléculaires modérément fortes et sans transfert de charge ou des interactions essentiellement électrostatiques. De plus, pour les systèmes impliquant des métaux d, la DFT donne des résultats qui sont fréquemment plus proches des données expérimentales que ne le sont les calculs abinitio.

Les bases d'orbitales atomiques

La méthode LCAO exprime les orbitales moléculaires sous la forme d'une combinaison linéaires d'orbitales centrées sur chaque noyau, appelées par commodité orbitales atomiques (OA), bien que, nous le verrons, ces fonctions peuvent n'avoir que de lointains rapports avec les véritables fonctions d'onde des atomes.

Bases minimales

L'idée la plus simple est de partir des seules orbitales connues sans approximation, les OA de l'hydrogène et des hydrogénoïdes, en se limitant aux OA occupées et aux orbitales vides de la couche de valence : 1s pour H, 1s, 2s, 2p pour C, N. nous a ainsi une base minimale. Par analogie avec les OA de l'hydrogène

$$|n, l, m\rangle = \frac{P(r) Y_{lm}(\theta, \varphi)}{N Y_{lm}} (r)^{n-1} \exp\left(-\frac{Zr}{na_0}\right) \quad (2.36)$$

Où P est un polynôme en r et Y_{lm} la fonction angulaire classique, Slater proposa des fonctions (STO : Slater type orbital) de la forme :

$$N Y_{lm} (\theta, \varphi)^{n-1} e^{-\epsilon r} \quad (2.37)$$

Cependant, dans ce type de fonction, l'exponentielle pose de grandes difficultés dans le calcul des intégrales lorsque plus de deux atomes sont présents. Nous remplaçons donc généralement par une gaussienne $\exp(-\alpha r^2)$ avec $\alpha > 0$. Mais cette gaussienne présente des différences avec l'exponentielle : elle décroît plus vite quand nous s'éloignons du noyau, mais surtout elle n'a pas le même comportement pour $r = 0$ (par exemple, sa dérivée est nulle). Elle est donc remplacée par une combinaison linéaire, en général de trois gaussiennes. Nous parlons de base STO-3G, orbitales de Slater «approximée» par 3 gaussiennes.

Bases étendues

Dans les bases les plus utilisées, la partie radiale de chaque OA est représentée une combinaison linéaire de n gaussiennes :

$$\sum_{i=1}^n d_i e^{-\alpha_i r^2} \quad (2.38)$$

Les OA sont adaptées aux atomes, de symétrie sphérique. Il n'est pas étonnant qu'elles le soient moins à des systèmes de symétrie quelconque ou sans symétrie, dès qu'on s'éloigne du noyau. Pour comprendre les stratégies d'amélioration des bases, nous pouvons découper l'espace en trois zones.

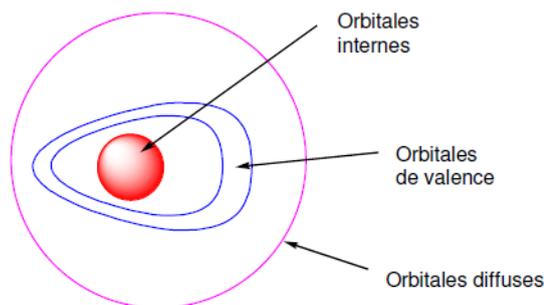


Figure 4. Les zones à traiter dans la conception d'une base.

Les orbitales internes

Les électrons y sont proches d'un seul noyau : le potentiel nucléaire est pratiquement à symétrie sphérique. Les orbitales atomiques sont donc bien adaptées, mais l'énergie étant très sensible à la position de l'électron au proche voisinage du noyau, il sera préférable de prendre un nombre élevé de gaussiennes.

La zone de valence

C'est la région « délicate » de la molécule, où la densité électronique est délocalisée entre plusieurs atomes, loin de la symétrie sphérique. Nous utilisons donc pour la décrire au mieux :

-La démultiplication de la couche de valence, ou multiple zêta de valence (ou, en anglais split valence). Par exemple, pour le carbone, une base « double zêta » utilisera deux orbitales s de valence, $2s$ et $2s'$ et six orbitales p , $2p$ et $2p'$. Les bases usuelles de bonne qualité sont double zêta (DZ) ou triple zêta (TZ).

-L'ajout d'orbitales de polarisation. Il faut donner à la densité électronique un maximum de plasticité. Ceci se fait en ajoutant à la couche de valence des fonctions de l supérieur : orbitales p , d ...pour H, d , f , g ...pour les atomes de la deuxième période etc. En effet, au voisinage d'un atome d'hydrogène ne possédant qu'une orbitale $1s$, aucune direction de l'espace ne peut être privilégiée. Avec les orbitales p , nous peut particulariser une direction, et avec un mélange sp , une direction et un sens, et ainsi de suite avec les hybrides sd , spd etc.

La zone diffuse

Au-delà de la couche de valence, loin des noyaux, l'écart à la symétrie sphérique s'estompe à nouveau. Nous peut ajouter des orbitales diffuses, c'est-à-dire d'exposant a faible, qui diminuent lentement quand nous s'éloignent du système. Ces OA ne sont pas indispensables dans les systèmes usuels, mais le deviennent quand nous s'intéressent à des interactions à longue distance (complexes de Van der Waals), ou quand nous a un anion. Dans ce cas l'électron supplémentaire tend à s'éloigner sensiblement du noyau et il faut fournir les fonctions permettant d'optimiser cette situation. La polarisation est moins importante pour ces OA, et un ensemble s et p est en général suffisant.

Polarisabilité et hyperpolarisabilité

Généralités sur le moment dipolaire

Le moment dipolaire μ qui reflète directement la distribution de la densité électronique dans nous dérivés d'anhydride, qui caractérise aussi la distribution de charges dans une molécule. La connaissance de cette distribution charges est fondamentale pour comprendre les propriétés électroniques de la molécule, sa géométrie, les interactions avec d'autres particules...

Cette grandeur physique peut également permettre d'obtenir des informations sur la dynamique et d'aborder des problèmes tels que la rigidité d'une molécule ; le couplage rotation-vibratio.

Notions sur le dipôle électrique

Puisque le nombre d'électrons n'a pas varié, la molécule est toujours globalement neutre, mais elle possède deux pôles, l'un positif, l'autre négatif, elle est polaire. Du point de vue électronique elle est assimilable à un dipôle, formé par l'ensemble deux charges $+\delta$ et $-\delta$, à une distance d de l'une de l'autre

Un dipôle est caractérisé par son moment dipolaire μ . Ce moment dipolaire est une grandeur vectorielle qui possède une direction et un module :

$$\|\mu\| = \mu = \delta^* d \quad (2.39)$$

μ en C.m ; δ en Coulomb (C); d en mètre (m)

Pour un système de N charges ponctuelles, l'opérateur moment dipolaire est défini par :

$$\vec{\mu} = \sum_{i=1}^N q_i \vec{r}_i \quad (2.40)$$

Où q_i est une charge placée en position r_i . Lorsqu'il s'agit d'une distribution de charge continue, définie par une densité de charge $\rho(r)$ dans un volume V , le moment dipolaire est donné par :

$$\vec{\mu} = \int_V \vec{r} \rho(\vec{r}) . dV \quad (2.41)$$

Moment dipolaire permanent

nous appelons moment dipolaire électrique permanent μ_0 , le dipôle de la molécule isolée et en absence du champ externe. Il est nul pour une particule non polaire. En particulier c'est le cas de toutes les molécules qui possèdent plus d'un axe de symétrie. Le dipôle permanent dépend des transferts de charge intramoléculaires et de la géométrie de la molécule.

nous peut développer l'énergie d'interaction avec le champ électrique en puissance de F (développement en série de Taylor) :

$$W = W_0 - \mu_0 \cdot F - \frac{1}{2} \alpha F^2 + \dots \quad (2.42)$$

W est l'énergie du système en l'absence du champ électrique, μ_0 est son dipôle permanent, et α est le tenseur de polarisabilité électronique de la molécule donné par :

$$\alpha_{ij} = \frac{\partial^2 W}{\partial F_i \partial F_j} \quad (2.43)$$

Dans un champ électrique statique, le dipôle de la molécule est donné par :

$$\mu = \mu_0 + \mu^{\text{ind}} + \dots \quad (2.44)$$

μ^{ind} est le moment dipolaire induit, qui traduit la redistribution des charges à l'intérieur de la molécule quand celle-ci est soumise à l'action d'un champ électrique externe.

La polarisabilité

Notion de polarisabilité

L'application d'un champ électrique induit des mouvements des porteurs de charges. L'effet de ces mouvements est appelé polarisation induite. Michael Faraday en 1837 était le premier à découvrir l'effet de la polarisation diélectrique. Plusieurs types de polarisation sont à distinguer : électronique, ionique, dipolaire, macroscopique, interraciale (ou du type Maxwell-Wagner), spontanée ; celles-ci peuvent coexister ou apparaître séparément.

La polarisation totale P est la somme des différents types de polarisation [7-9] :

$$P = \sum_k N_k \alpha_k (E_L) \quad (2.45)$$

α_k est la polarisabilité, N_k le nombre de dipôles k par unité de volume et E_L le champ inducteur qui polarise le dipôle.

Dans ce travail nous s'intéressons à la polarisabilité électronique qui caractérise tous les diélectriques sans exception et résulte des déplacements d'orbitales électroniques externes par rapport au noyau d'un atome. Ce dernier (atome) est formé d'un noyau ponctuel, portant une charge Z_e et entouré d'électrons confinés dans une sphère de rayon R , à l'intérieur de laquelle ils constituent une densité de charge ρ uniforme.

En l'absence de champ, le noyau se trouve au centre de la sphère. Un champ local E_L crée des forces F_r tendant à extraire le noyau de la sphère chargée. Mais un déplacement δ du noyau par rapport au centre de la sphère, crée à son tour des forces d'attraction coulombienne F_a tendant à ramener le noyau au centre de cette sphère, la polarisation électronique s'établit en quelques 10^{-15} s.

Quand un matériau est soumis à un champ électrique, les nuages électroniques des atomes constituant la matière se déforment, si bien que les noyaux ne se trouvent plus confondus avec le centre de charge des électrons ; "le milieu est dit polarisé" [10]. Tant que le rapport E/E_{at} (E : champ électrique incident et E_{at} : champ intra-atomique) est très faible nous pouvons négliger les phénomènes non-linéaires [11].

Dans le cas d'un champ électrique de forte intensité généré par un Laser. Le mécanisme conduisant à la polarisation du milieu est le suivant : Le rayonnement électromagnétique incident induit dans le milieu, un dipôle électrique oscillant qui conduit à l'émission d'un rayonnement électromagnétique secondaire (négligeable en champ faible). Il se combine avec l'onde incidente pour donner naissance à des nouveaux champs modifiés en fréquence, ces champs contribuent également à la polarisation de la matière. [12]

Si la molécule est dissymétrique, la différence d'électronégativité entre les deux atomes crée une polarisation de la liaison A-B. Le plus électronégatif attire plus fortement les électrons qui, en moyenne, se rapprochent de lui. Le nuage électronique est déformé et le barycentre des charges négatives ne coïncide plus avec celui des charges positives.

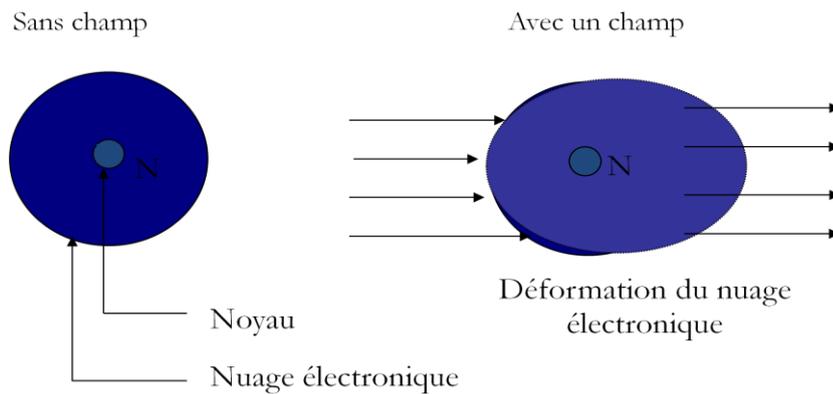


Figure 5. Principe de polarisation

Où le tenseur de polarisabilité α caractérise le premier ordre du dipôle induit. Dans le cas général d'une particule pour laquelle la redistribution de charge dans un champ électrique n'est pas uniforme, α n'est pas une grandeur scalaire mais une matrice 3×3 diagonalisable.

La valeur moyenne α_0 de la polarisabilité statique est égale à :

$$\alpha_0 = \frac{1}{3} T(\alpha) = \frac{1}{3} \sum_i \alpha_{ii} \quad (2.46)$$

L'hyperpolarisabilité du premier ordre β

L'ONL est l'ensemble des phénomènes qui résultent de la nonlinéarité de la réponse d'un milieu matériel à l'action d'une onde électromagnétique du domaine optique. Elle est une conséquence de l'invention du laser, qui permet la génération de champ fort.

La très grande luminance des Lasers permet d'obtenir des champs élevés qui modifient la réponse électromagnétique de la lumière et qui ne peut alors plus être décrite par des relations constitutives linéaires. Les propriétés optiques peuvent varier en fonction de la racine carrée, du cube ou des puissances supérieures du champ électromagnétique incident.

Ceci entraîne des interactions entre les ondes qui changent profondément l'aspect des phénomènes optiques. Ces effets non-linéaires deviennent observables à des intensités lumineuses assez élevées, c'est-à-dire, lorsque le champ électrique de l'onde lumineuse est significatif par rapport au champ électrique de Coulomb ordonnant les électrons dans les molécules.

Le phénomène de polarisation induite qui apparaît lors de l'interaction d'un rayonnement laser, avec un matériau ONL, s'exprime suivant le modèle du Bloembergen [13] :

$$P_i = \sum_j 3^{(1)} \zeta_j + \sum_j 3^{(2)} \zeta_{ij} \zeta_{jk} + \sum_j \chi_{ijkl}^{(3)} \zeta_j \zeta_k \zeta_l + \dots \quad (2.47)$$

Où P_i est la polarisation induite le long de l'axe i par le champ électrique ξ de composantes ξ_j , ξ_k et ξ_l , $\chi^{(1)}$, $\chi^{(2)}$, et $\chi^{(3)}$ sont respectivement les éléments des tenseurs des susceptibilités électriques d'ordre 1, 2, et 3. Cette relation n'est autre que l'expression macroscopique du dipôle moléculaire induit qui, développé en série de Taylor, s'écrit:

$$\mu_i(\zeta) - \mu_i^0 = \sum_j \alpha_{ij} \zeta_j + \frac{1}{2!} \sum_{j,k} \beta_{ijk}^{(2)} \zeta_j \zeta_k + \frac{1}{3!} \sum_{j,k,l} \gamma_{ijkl}^{(3)} \zeta_j \zeta_k \zeta_l + \dots \quad (2.48)$$

Où β_{ijk} et γ_{ijkl} qui sont respectivement les éléments des tenseurs des hyperpolarisabilités de premier ordre β et du deuxième ordre γ décrivent l'écart à la linéarité de la loi de la polarisation linéaire [14,15]

L'utilisation de la théorie de R.P. Feynman [16] conduit à:

$$\mu_i(\zeta) = \left(\frac{\partial E(\xi)}{\partial \xi_i} \right)_{\xi_i=0} \quad (2.49)$$

nous permet de développer l'énergie totale du système perturbé $E(\xi)$, en une série de puissances de ξ .

$$E(\zeta) - E^0 = \sum_i \mu_i \zeta_i + \frac{1}{2!} \sum_{ij} \alpha_{ij} \zeta_j \zeta_i + \frac{1}{3!} \sum_{j} \beta_{ijk}^{(3)} \zeta_j \zeta_k \zeta_l + \dots \quad (2.50)$$

Où E_0 est l'énergie totale du système non perturbé

Dans le cas d'excitations par des champs électriques statiques (de pulsation $\omega = 0$), les tenseurs α , β , et γ sont totalement symétriques dans une opération de permutation de leurs indices [14,15]; cela n'est plus vrai lors d'excitations par des champs optiques ou dynamiques ($\omega \neq 0$), un phénomène de dispersion étant alors à prendre en considération [17].

La relation 1.14 indique que pour un système centro-symétrique, tous les termes comprenant des puissances impaires de ξ sont nuls [14,15]. Ceci implique que, dans ce cas, μ , et β sont nuls.

Expérimentalement, la polarisabilité linéaire et les hyperpolarisabilités de premier et du deuxième ordre mesurées sont définies par [18] :

$$\alpha = \frac{1}{3} \sum_i \alpha_{ii} \quad (2.51)$$

$$\beta = \frac{3}{5} \sum_j \beta_{ijj} \quad (2.52)$$

La trace d'un tenseur étant invariante dans une transformation orthogonale, la polarisabilité moyenne α ne dépend donc pas de l'orientation des molécules ; le repère pour lequel le tenseur α serait diagonal ($\alpha_{ij} = 0, i \neq j$), s'appelle référentiel principal ou direction du tenseur, et les polarisabilités correspondantes sont appelées polarisabilités principales. L'hyperpolarisabilité mesurée β_{ijj} , est représentée par la partie vectorielle du tenseur β , le long de la direction i du dipôle permanent.

Les travaux de cette mémoire ont pour objectif de prédire et d'analyser la première hyperpolarisabilité HRS de dérivés aromatiques de diméthylamino stilbazolium. Ceci est réalisé en effectuant des calculs de chimie quantique à différents niveaux d'approximation DFT. Notre étude vise donc à déterminer lequel de ces dérivés portent l'hyperpolarisabilité HRS la plus grande.

CHAPITRE 3

RESULTATS ET DISCUSSIONS

Introduction

Dans ce chapitre nous présentons les résultats de calcul du moment dipolaire, de la polarisabilité et de l'hyperpolarisabilité statique du premier ordre de dérivés de sulfonâtes aromatiques. Ces composés ont été étudiés expérimentalement par X.M. Duan et al. [19]. Les auteurs ont mesuré les hyperpolarisabilités du premier ordre de ces dérivés de diméthylamino stilbazolium utilisant la diffusion HRS. Nous intéressons à l'étude théorique utilisant la DFT. un calcul d'optimisation de géométrie a été entrepris, en utilisant la DFT/CAM-B3LYP avec la base 6-311+G(d,p).

Détails des calculs

Durant ce travail de mémoire, les calculs d'optimisation de géométrie ont été effectués au niveau CAM-B3LYP. Les calculs des propriétés électriques ont été effectués au niveau DFT avec les fonctionnelles B3LYP, CAM-B3LYP, PBE, M06-2X, et ω B97X-D utilisant la

même base d'orbitale atomique 6-311+G(d,p). Cela nous a permis d'étudier l'effet de la corrélation électronique introduite par la DFT sur μ , α et β . Dans ce chapitre nous avons clarifié l'effet de la substitution avec différent groupement, et aussi l'effet de la conjugaison sur les propriétés ONL pour ces composés de carbothioamides aromatiques.

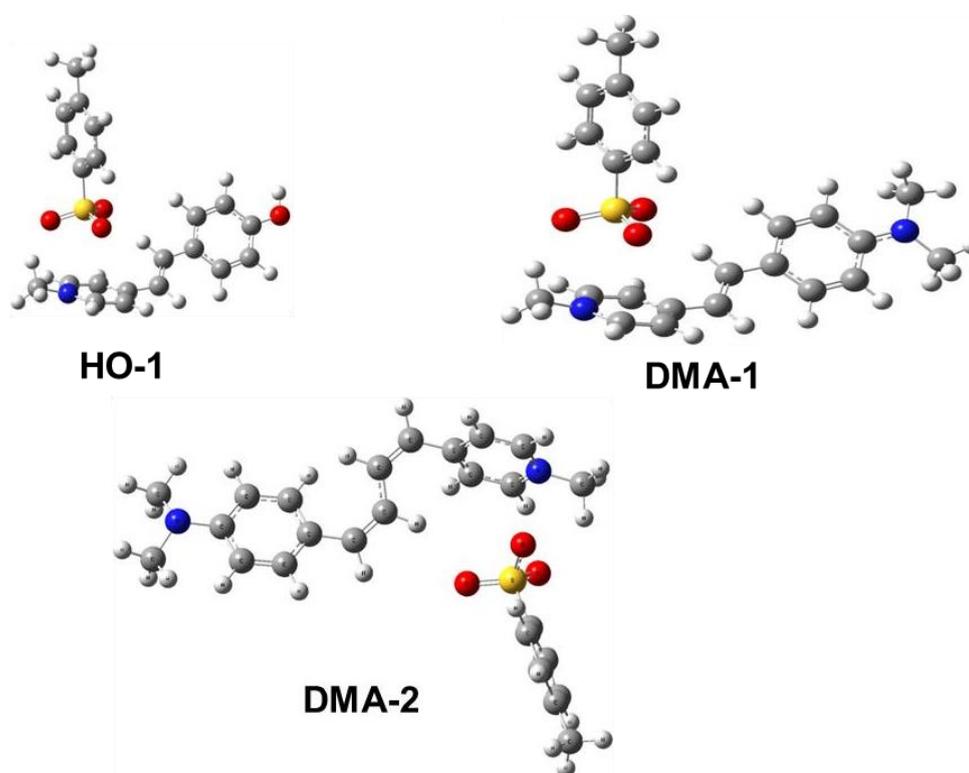


Figure 6. Les géométries optimales de HO-1, DMA-1 et le DMA-2 obtenues au niveau CAM-B3LYP/6-311+G(d,p).

Propriétés ONL des carbothioamides aromatiques

Moment dipolaire

Les valeurs des moments dipolaires μ trouvés avec la DFT utilisant la fonctionnelle CAM-B3LYP utilisant différent bases d'orbitales atomiques sont regroupées dans le tableau 2 et tableau 3.

Afin de produire des résultats précis, nous avons utilisé des ensembles de base appropriés. Les résultats 6-311+G(d,p) sont utilisés comme valeurs de référence pour évaluer les performances de différents ensembles de base (Tableau 2). L'ensemble de bases avec les fonctions diffuses 6-31+G(d), 6-31+G(d,p) donnent la valeur la plus proche par rapport à

ensemble de base. Lors de l'exécution des calculs en utilisant les ensembles de base Pople avec les fonctions diffuses 6-31+G(d), 6-3+G(d,p) et 6-311+G(d) pour notre composé, une différence d'environ 6 %, 5 % et 3 % sont obtenus respectivement, tandis qu'une forte diminution de 10 % a été obtenue en utilisant l'ensemble de base 6-31G et 6-311G sans fonctions de polarisation et de diffuses. Nos résultats montrent que l'extension des ensembles de base (allant de 6-31G à 6-311+G(d,p)) induit une augmentation des valeurs μ .

Ces résultats montrent que ces sulfonâtes (OH-1, DMA-1, DMA-2) portent un moment dipolaire élevés. En effet, des valeurs de 4.44 à 11.01 D ont été obtenues. Le sulfonâtes DMA-2 a un moment dipolaire le plus fort, leurs valeurs sont variées de 10 et 11 D. Nous remarquons que moment dipolaire pour le sulfonâtes DMA-1 est élevé à celui du OH-1 a la base d'orbitale atomique 6-311+G(d,p). Ce composé ayant le caractère polaire le plus fort. L'ordre du moment dipolaire pour les trois sulfonâtes est comme suit:

$$\text{DMA-2} > \text{DMA-1} > \text{OH-1}$$

Tableau 1. Les valeurs des moments dipolaires; polarisabilité moyenne; anisotropie de la polarisabilité et l'hyperpolarisabilité HRS du OH-1 au niveau CAM-B3LYP.

	μ	(α)	$\Delta\alpha$	β_{HRS} (DR)
6-31G	4.67	260.36	118.60	1887.25
6-31G(d)	5.86	268.45	123.56	1893.25
6-311G	4.44	275.01	120.57	1930.30
6-311G(d)	5.35	282.30	125.80	1926.36
6-31G(d,p)	5.83	270.18	123.27	1893.25
6-311G(d,p)	5.37	284.37	126.22	1921.48
6-31+G(d)	5.35	302.41	123.90	2403.54
6-311+G(d)	4.44	296.49	125.90	2000.54
6-31+G(d,p)	5.34	304.00	124.27	2007.56
6-311+G(d,p)	5.24	305.64	126.30	1990.25

nous notes que ce type de sulfonâtes sont asymétriques, leur valeur du moment dipolaire obtenu avec la fonctionnelle CAM-B3LYP est différent de zéro (Tableau 1), ce qui en accord avec la théorie qui montre qu'une molécule asymétrique a un moment dipolaire n'est pas nul ($\mu \neq 0$).

Polarisabilité

La connaissance de la polarisabilité α pour une molécule est très importante dans l'étude des propriétés des matériaux. Sous Gaussian 09, le calcul de la polarisabilité a été effectué suivant la détermination de six contributions du tenseur de polarisabilité α_{ij} . Les composantes ont été obtenues par dérivations numériques successives de l'énergie totale par rapport aux composantes du champ électrique dans la limite d'un champ nul. Deux propriétés ont été calculées pour la polarisabilité; la polarisabilité moyenne (α) et l'anisotropie de la polarisabilité $\Delta\alpha$ a été calculée à partir des composants de α comme (α) [20]:

$$\langle\alpha\rangle = \frac{1}{3} \sum_{i=x,,z} \alpha_{ii} \quad (3.1)$$

$$\langle\alpha\rangle = \frac{1}{3} (\alpha_{xx} + \alpha_{yy} + \alpha_{zz}) \quad (3.2)$$

et la $|\Delta\alpha|$ avec:

$$\Delta\alpha = \sqrt{\frac{1}{2} [((\alpha_{xx} - \alpha_{yy})^2 + (\alpha_{xx} - \alpha_{zz})^2 + (\alpha_{yy} - \alpha_{zz})^2)]} \quad (3.3)$$

$$\alpha_0 = \frac{1}{3} T(\alpha) = \frac{1}{3} \sum_i \alpha_{ii} \quad (3.4)$$

Les calculs de la polarisabilité moyenne ont été faite au niveau de la DFT avec les cinq fonctionnelles utilisant la même base d'orbitale atomique 6-311+G(d,p) (Tableau).

L'utilisation de la fonctionnelle CAM-B3LYP nous a permis d'étudier l'effet de la corrélation électronique introduite par cette fonctionnelle sur les valeurs de la polarisabilité α .

Les résultats obtenus avec la DFT utilisant la fonctionnelle CAM-B3LYP et la base d'orbitale atomique 6-311+G(d,p) montrent que la polarisabilité moyenne (α) est dépendue premièrement au volume moléculaire et au groupement substitué X. En effet, la plus forte valeur de (α) est obtenue pour le DMA-2, ce sulfonâtes porte une extension de la chaine par rapport au DMA-1. Leur valeur correspond à 451.32 u.a. obtenu au niveau CAM-B3LYP/6-311+G(d,p).

Hyperpolarisabilité

Dans cette étude, et pour l'hyperpolarisabilité β , nous s'intéresses sur l'étude de l'hyperpolarisabilité β_{HR} , c'est la génération de diffusion harmonique de lumière ou diffusion hyper Rayleigh, acronyme anglais Hyper Rayleigh Scattering (HRS) β_{HRS} . Cette

propriété β_{HRS} est un phénomène incohérent, l'intensité totale détectée étant la superposition incohérente des intensités SHG diffusées par chacune des sources non linéaires présentes dans l'échantillon. Dans cette mémoire, nous s'intéressons aussi au calcul des rapports de dépolarisation D . Tous les calculs ont été effectués en utilisant Gaussian 09 [21]. La visualisation des structures et des orbitales HOMO et du LUMO a été réalisée à l'aide du programme GaussView 5.1 [22].

La propriété β_{HRS} est liée à l'intensité HRS de la lumière incidente non polarisée et à l'observation de la lumière diffusée à polarisation plane effectuée perpendiculairement au plan de propagation. La β_{HRS} complet est:

$$\beta_{HR}(-2\omega; \omega, \omega) = \sqrt{\{(\beta_{ZZZ}^2) + (\beta_{ZKK}^2)\}} \quad (3.5)$$

et DR est

$$DR = \frac{I_{VV}^{2\omega}}{I_{HV}^{2\omega}} = \frac{(\beta_{ZZZ}^2)}{(\beta_{ZKK}^2)} \quad (3.6)$$

Ces invariants HRS (β_{ZZZ}^2) et (β_{ZKK}^2) sont des moyennes d'orientation du tenseur β , et calculées sans supposer les conditions de Kleinman. (β_{ZZZ}^2) et (β_{ZKK}^2) sont définis comme [23].

$$\begin{aligned} (\beta_{ZZZ}^2) = & \frac{1}{7} \sum_{\epsilon}^{x,,z} \beta_{\epsilon\epsilon\epsilon} + \frac{4}{35} \sum_{\epsilon' \eta}^{x,,z} \beta_{\epsilon\epsilon\eta} + \frac{2}{35} \sum_{\epsilon' \eta}^{x,,z} \beta_{\epsilon\epsilon\epsilon} \beta_{\epsilon\eta\eta} + \frac{4}{35} \sum_{\epsilon' \eta}^{x,y,z} \beta_{\eta\epsilon\epsilon} \beta_{\epsilon\eta\eta} \\ & + \frac{4}{35} \sum_{\epsilon' \eta}^{x,,z} \beta_{\epsilon\epsilon\epsilon} \beta_{\eta\eta\epsilon} + \frac{1}{35} \sum_{\epsilon' \eta}^{x,,z} \beta_{\eta\epsilon\epsilon}^2 + \frac{4}{105} \sum_{\epsilon' \eta' s}^{x,y,z} \beta_{\epsilon\epsilon\eta} \beta_{\eta s s} \\ & + \frac{1}{105} \sum_{\epsilon' \eta' s}^{x,y,z} \beta_{\eta\epsilon\epsilon} \beta_{\eta s s} \\ & + \frac{4}{105} \sum_{\epsilon' \eta' s}^{x,,z} \beta_{\epsilon\epsilon\eta} \beta_{s s \eta} + \frac{2}{105} \sum_{\epsilon' \eta' s}^{x,,z} \beta_{\epsilon\eta s}^2 + \frac{4}{105} \sum_{\epsilon' \eta' s}^{x,,z} \beta_{\epsilon\eta s} \beta_{\eta\epsilon s} \end{aligned} \quad (3.7)$$

$$\begin{aligned} (\beta_{KZZ}^2) = & \frac{1}{35} \sum_{\epsilon}^{x,y,z} \beta_{\epsilon\epsilon\epsilon}^2 + \frac{4}{105} \sum_{\epsilon' \eta}^{x,,z} \beta_{\epsilon\epsilon\epsilon} \beta_{\epsilon\eta\eta} - \frac{2}{35} \sum_{\epsilon' \eta}^{x,,z} \beta_{\zeta\zeta\zeta} \beta_{\eta\eta\zeta} + \frac{8}{105} \sum_{\zeta' \eta}^{x,y,z} \beta_{\zeta\zeta\eta}^2 \\ & + \frac{3}{35} \sum_{\zeta' \eta}^{x,y,z} \beta_{\zeta\eta\eta}^2 - \frac{2}{35} \sum_{\zeta' \eta}^{x,y,z} \beta_{\zeta\zeta\eta} \beta_{\eta\zeta\zeta} + \frac{1}{35} \sum_{\zeta' \eta}^{x,y,z} \beta_{\zeta\eta\eta} \beta_{\zeta s s} \\ & - \frac{2}{105} \sum_{\zeta' \eta' s}^{x,y,z} \beta_{\zeta\zeta\eta} \beta_{\eta s s} + \frac{2}{35} \sum_{\zeta' \eta' s}^{x,y,z} \beta_{\zeta\eta s}^2 - \frac{2}{105} \sum_{\zeta' \eta' s}^{x,y,z} \beta_{\zeta\eta s} \beta_{\eta\zeta s} \end{aligned} \quad (3.8)$$

Un programme en Fortran a été réalisé pour faciliter le calcul de cette propriété. D'autre part, nous peut calculer d'autres propriétés utilisant l'ensemble de contributions de β comme $\beta_{//}$

par exemple. Le tableau suivant représente les résultats des propriétés optiques linéaire et d'ONL pour nos carbothioamides aromatiques. Utilisant la base d'orbitale atomique 6-311+G(d,p), les résultats montrent que le composé DMA-2 a de forte hyperpolarisabilité β_{HRS} par rapport aux autres dérivés de sulfonâtes DMA-1 et le OH-1 étudiés dans ce travail (tableau 2).

Tableau 2. Les valeurs des moments dipolaires; polarisabilité moyenne; anisotropie de la polarisabilité et l'hyperpolarisabilité HRS des dérivés de diméthylamino stilbazolium OH-1, DMA-1, et DMA-2 obtenus à différentes fonctionnelles avec la base 6-311+G(d,p).

	Sulfonate	μ	(α)	$\Delta \alpha$	β_{HRS} (DR)
B3LYP	1-OH	4.25	300.01	118.21	1304.14 (5.21)
	DMA-1	7.13	338.69	180.3	4021.35 (5.23)
	DMA-2	10.31	389.65	190.35	5524.36 (5.32)
CAM-B3LYP	1-OH	5.24	305.64	126.30	1990.25 (5.36)
	DMA-1	7.10	355.32	191.56	5023.25 (5.01)
	DMA-2	10.61	405.32	210.36	6954.00 (5.36)
BPE0	1-OH	4.23	304.69	125.36	1557.42 (5.68)
	DMA-1	7.18	349.65	185.69	3925.25 (5.14)
	DMA-2	11.25	390.32	205.69	5395.65 (5.32)
M06-2X	1-OH	4.31	290.25	117.69	1911.45 (5.68)
	DMA-1	8.01	342.14	179.36	4635.25 (5.81)
	DMA-2	11.79	279.14	189.65	5232.25 (5.01)
ω B97X-D	1-OH	4.27	310.25	124.69	1306.25 (5.34)
	DMA-1	8.07	362.58	184.69	4025.36 (5.08)
	DMA-2	11.27	409.65	201.69	5165.32 (5.75)
exp ^a	1-OH				1660.21
	DMA-1				5021.36
	DMA-2				7725.30

^a [19]

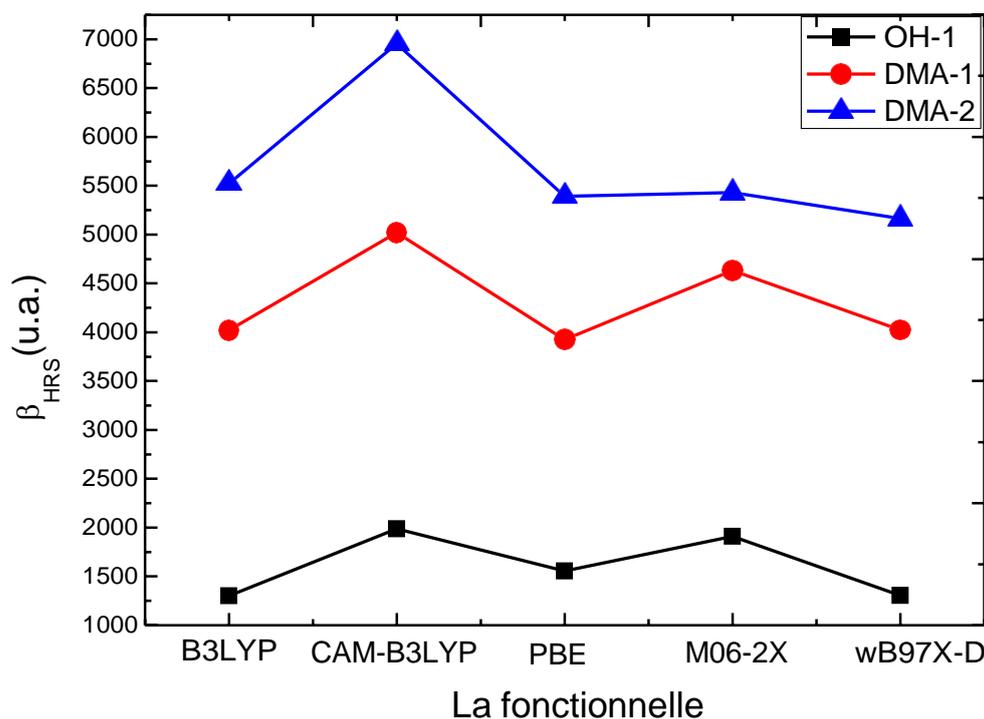


Figure 7. β_{HRS} des dérivés de diméthylamino stilbazolium OH-1, DMA-1, et DMA-2 obtenus avec de différentes fonctionnelles utilisant la base 6-311+G(d,p).

Pour nos systèmes étudiés, la conjugaison joue un rôle important sur les propriétés optiques linéaires et sur les propriétés ONL étudiés. L'extension du système conjugué pour le DMA-2 montre leur forte α et β_{HRS} . Dans certaines classes de molécules (les systèmes organiques), les électrons π aux lieux d'être localisés sur des liaisons indépendantes, sont en réalité complètement délocalisés sur toute la molécule. Cette délocalisation électronique se traduit en général par une stabilité du système. A cause de leurs propriétés qui dépendent spécialement de leur distribution des électrons π , les carbothiomides avaient attiré beaucoup plus d'attention.

Bien qu'une paire d'anions et de cations soit considérées comme un soluté dans cette étude, et avec l'augmentation du caractère donneur d'électrons du substituant en position para du benzène sulfonâtes, les valeurs des hyperpolarisabilités sont augmentés automatiquement du OH-1 au DMA-1. Aussi, l'augmentation du système π -conjugué du DMA-1 au DMA-2 dans le diméthylamino stilbazolium influe sur les valeurs des hyperpolarisabilités HRS.

La faible valeur des β_{HRS} dans le cas du OH-1 est justifiée par l'acte du cycle de pyridinium

comme attracteur d'électron. La présence du groupement OH influe aussi comme donneur

d'électron faible, et donc, le transfert de charge est moins faible dans ce cas en comparaison avec DMA-1 au DMA-2, où la présence des groupements donneur d'électron forts.

Un accord acceptable entre nos résultats DFT obtenus avec les cinq fonctionnelles et celle de l'expérimentale montre la fiabilité de la DFT pour la prédiction de ces propriétés.

Bien que les groupes carbothioamide et l'ester d'acide carbothioamidique soient généralement considérés comme accepteurs d'électrons. Le groupe anion carbothioamide semble moins accepteur d'électrons en raison de la charge négative dans le groupe. Deux effets opposés dans le groupe carbothioamide, c'est-à-dire leur capacité d'attirer d'électrons et la répulsion électrostatique à la charge négative dans la partie anionique, peut jouer un rôle important pour déterminer les valeurs β_{HRS} de cette série de dérivées [19].

Analyse orbitale

Parmi les caractéristiques électriques de la molécule il y a l'écart entre l'HOMO et la LUMO appelé gap|HOMO-LUMO|. Ce gap est mesuré par observation des transitions électroniques

HOMO-LUMO, c'est-à-dire par la transition d'absorption de plus faible énergie ou par la transition d'émission de plus haute énergie. Le contrôle du gap a été proposé en 1993 par E. E. Havinga et al. [24]. Les auteurs fixons des groupements donneurs et attracteurs d'électrons le long d'une chaîne conjuguée entraîne un rapprochement de la HOMO et de la LUMO, qui conduit à un polymère à faible gap. Dans cette étude, nous avons carbothioamide aromatiques.

nous essayes d'étudier leurs valeurs des énergies HOMO, LUMO et des gaps, ainsi, la dépendance entre ces gaps et les valeurs des hyperpolarisabilités β_{HRS} .

Les valeurs de β_{HRS} de ces dérivés aromatiques de diméthylamino stilbazolium sont listées dans les tableaux 1 et 2 ainsi que les résultats de leurs gaps. La localisation et la nature des orbitales moléculaires les plus hautes occupées et les plus basses vacantes sont montrées dans la figure 9. Tous les résultats sont obtenus utilisant la fonctionnelle CAM-B3LYP et la base d'orbitale atomique 6-311+G(d,p).

Tableau 3. Les énergies E_{HOMO} , E_{LUMO} , et les $\text{Gap}|{\text{HOMO-LUMO}}|$ en eV des diméthylamino stilbazolium obtenues au niveau CAM-B3LYP/6-311+G(d,p).

	E_{HOMO}	E_{LUMO}	$\text{Gap} {\text{HOMO-LUMO}} $	β_{HRS}
HO-1	-6.96	-1.09	5.86	2865.00
DMA-1	-6.63	-1.31	5.32	5023.25
DMA-2	-5.82	-1.85	3.97	6954.00

Les résultats montrent qu'une relation inversée entre les gaps HOMO-LUMO et les valeurs des β_{HRS} . En effet, de faibles valeurs des gaps correspondent aux fortes valeurs des β_{HRS} . Cette corrélation a été marquée dans plusieurs études précédentes sur plusieurs types de composés comme les colorants azoïques, les complexes, les rhodanines, et les liquides ioniques [25-30]. La meilleure maximisation pour la β_{HRS} est donnée pour DMA-2. Nous pouvons dire qu'un transfert de charge a été entrepris dans ce cas.

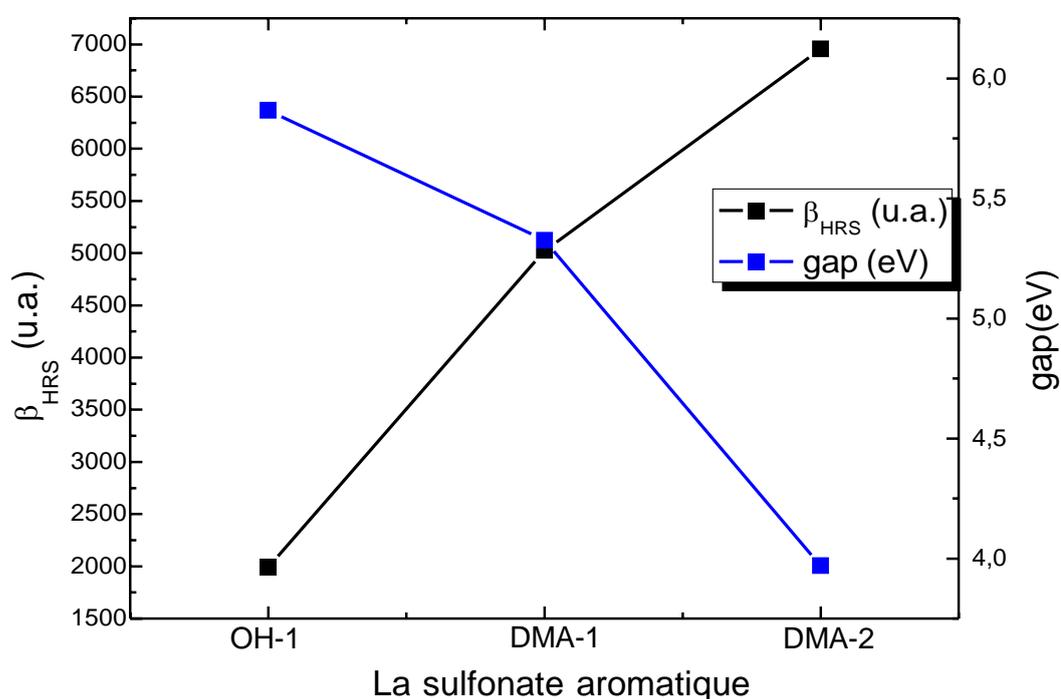


Figure 8. β_{HRS} en u.a. et le $\text{gap}|{\text{HOMO-LUMO}}|$ en eV de HO-1, DMA-1, et DMA-2 obtenus au niveau CAM-B3LYP/6-311+G(d,p).

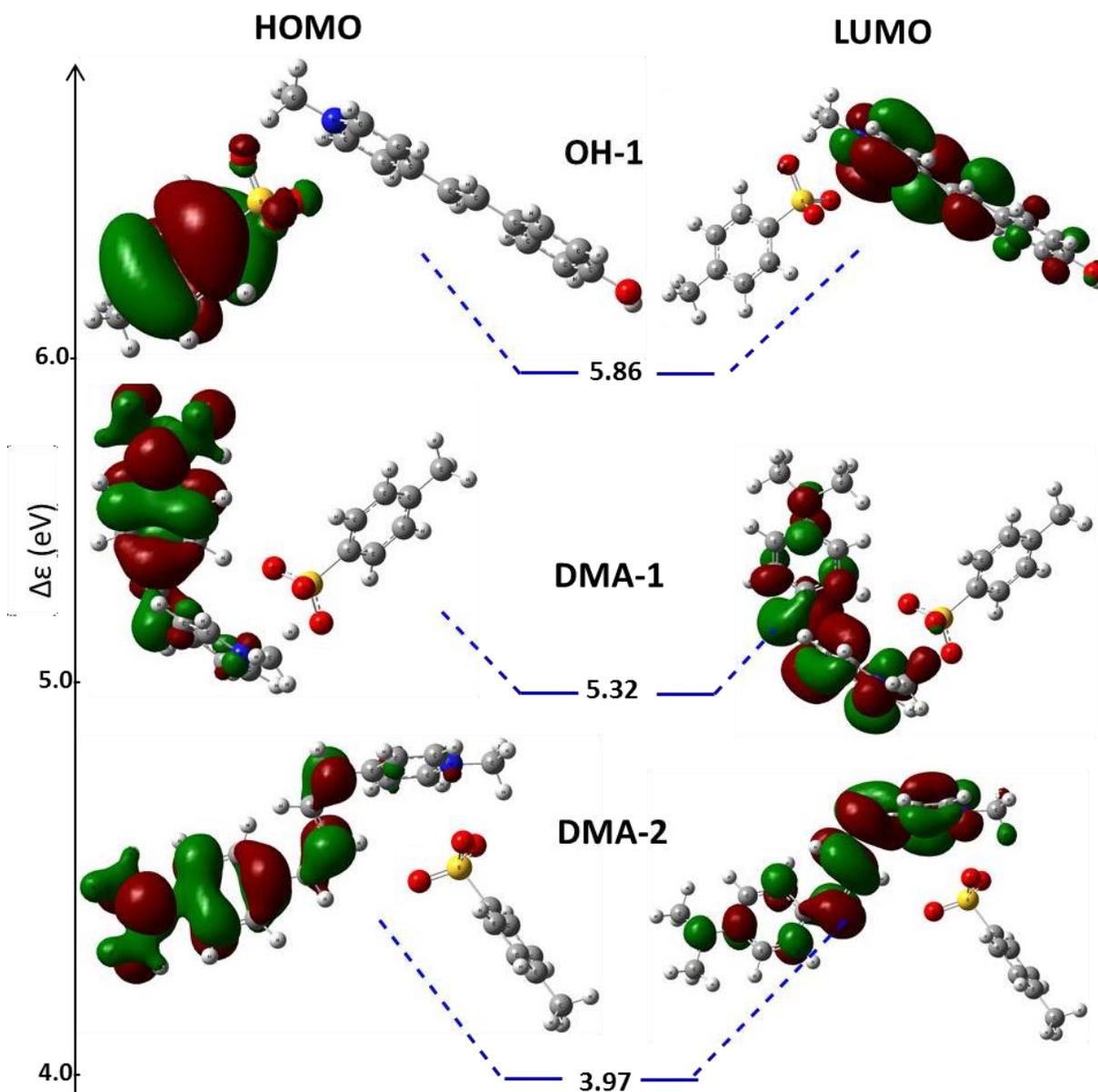


Figure 9. Les orbitales HOMO et LUMO des carbothioamides aromatiques, obtenues au niveau CAM-B3LYP/6-311+G(d,p).

Pour les trois composés OH-1, DMA-1, et DMA-2, les écarts les plus grands et les plus petits sont obtenus pour OH-1 et DMA-2, respectivement. Nous notons que pour la sulfonate OH-1 où la présence d'une liaison hydrogène; la dernière HOMO est située à -6.96 eV. Le premier LUMO est situé à -1.09 eV, l'écart énergétique HOMO – LUMO est d'environ 5.86 eV (Table 3). Une faible valeur de β_{HRS} correspond à cette gap. Pour l'OH-1, l'HOMO est localisé sur l'ion $\text{CH}_3\text{C}_6\text{H}_5\text{SO}_3^-$, alors que la LUMO est délocalisée sur le cation. Par contre, dans le cas du DMA-1 et DMA-2, l'HOMO est délocalisée sur tout le cation sauf le cycle de pyridine. La LUMO est localisée majoritairement sur le cycle de pyridine pour les trois

carbothioamides. Cette orbitale montre un caractère π . Il est principalement concentré sur les orbitales atomiques py et pz des atomes de carbone. Pour la HOMO du DMA-1 et DMA-2, cette orbitale montre un caractère π . Il est principalement concentré sur les orbitales atomiques py et pz des atomes de carbone. La contribution des orbitales atomiques p de l'azote n'est pas négligeable.

4. Conclusions

Au cours de notre mémoire de master, nous nous sommes attachés à calculer et étudier en détail le moment dipolaire μ , les propriétés optiques linéaires (la polarisabilité) et d'optique non-linéaires (la première hyperpolarisabilité β) pour les carbothioamide aromatiques. Les calculs sont faits sur les carbothioamides aromatiques isolés, et ne tiennent pas compte de l'influence de l'environnement, comme l'effet de solvant sur β . Or ce dernier a une grande importance sur les valeurs des hyperpolarisabilités β .

Durant ce travail de mémoire, les calculs d'optimisation de géométrie ont été effectués au niveau CAM-B3LYP. Les calculs des propriétés électriques ont été effectués au niveau DFT avec les fonctionnelles B3LYP, CAM-B3LYP, PBE, M06-2X, et ω B97X-D utilisant la même base d'orbitale atomique 6-311+G(d,p). Cela nous a permis d'étudier l'effet de la corrélation électronique introduite par la DFT sur μ , α et β . Dans ce chapitre nous avons clarifié l'effet de la substitution avec différents groupements, et aussi l'effet de la conjugaison sur les propriétés ONL pour ces composés de carbothioamides aromatiques.

Les calculs des propriétés électriques (propriétés optiques linéaire et d'ONL) proposés dans cette étude ont été effectués utilisant plusieurs fonctionnelles DFT et différents niveaux d'orbitales atomiques. Nos résultats montrent que des valeurs différentes ont été obtenues d'une base à une autre et d'une fonctionnelle à une autre ont été obtenues. Ces carbothioamides aromatiques possédant des propriétés ONL fortes. Ces calculs sont faits sur des molécules isolées, et ne tiennent pas compte de l'effet de l'environnement. Or ce dernier a un grand effet sur les propriétés optiques linéaires et d'ONL des molécules. Un accord acceptable entre nos résultats et celle de l'expérimentale montre la fiabilité de la DFT pour la prédiction de ces propriétés. Les carbothioamides aromatiques semblent être l'un des candidats les plus potentiels pour l'ONL du second ordre.

résumé

Dans ce travail, nous avons étudié les propriétés L'ONL pour la carbothioamide aromatique (OH-1,DMA-1,DMA-2). Et pour réaliser ce travail, nous avons calculé les propriétés électroniques (moments dipolaires; polarisabilité moyenne; anisotropie de la polarisabilité et l'hyperpolarisabilité), et nous avons obtenu des résultats importants pour ce carbothioamide aromatique. qui est un bon candidat pour les application ONL

الخلاصة

في هذا العمل قمنا بدراسة الخصائص الالكترونية من للسلفينات العطرية. و حتى نحقق هذا العمل قمنا بحساب الاستقطاب ثنائي القطب و فوق المستقطب و الاستقطاب المتوسط و حصلنا على نتائج مهمة من اجل للسلفينات العطرية التي تعتبر مرشحا قويا للتطبيقات الخصائص البصرية غير الخطية

summary

In this work, we studied the NLO properties for carbothioamide aromatic. And to carry out this work, we calculated the electronic properties (dipole moments; polarizability ; anisotropy de la polarizability et hyper polarizability) and we have achieved significant results for carbothioamide aromatic which is a good candidate for application

5. References

- [1] O. Lindner, L. Rodefeld, *Benzenesulfonic Acids and Their Derivatives*, Ullmann's Encyclopedia of Industrial Chemistry. 2000.
- [2] F.P. Schiestl et S. Dötterl, Feeding-induced rearrangement of green leaf volatiles reduces moth oviposition, *Ecology Letters*, The evolution of floral scent and insect chemical communication, 13, 2010, 643-656.
- [3] A. D. Becke, *J. Chem. Phys.*, 1993, 98, 5648.
- [4] P. W. Atkins, R. S. Friedman, *Molecular Quantum Mechanics*, third edition, Oxford University Press, 1997.
- [5] J. Andzelm, E. Wimmer, *J. Chem. Phys.*, 1992, 96, 1280.
- [6] A. M. Ferrari, P. Uglienco et E. Garrone, *J. Chem. Phys.*, 1996, 105, 4129.
- [7] A. Von Hippel, *Dielectrics and waves*, Artech House, Boston London, 1995.
- [8] A. Chelkowski, *Fizyka dielektrykow*, PWN, Warszawa. 1993.
- [9] B. Hilczer, *Elektrety piezopolimery*, PWN, Warszawa, 1992.
- [10] B. Boulanger et J. Zyss, *International tables for cristallography*, 2006, 178-219.
- [11] B. Boulanger, J. Zyss, Chapter 1.7 : Nonlinear optical properties, in *International tables for cristallography*, 2003.
- [12] D. Hadji, *Etude théorique et modélisation des propriétés optique nonlinéaire des molécules organophosphoriques*, thèse de doctorat, 2016.
- [13] N. Bloembergen, *Prac.IEEE*, 51, 124, 1963 et "Nonlinear Optics", Benjamin, New York, 1965.
- [14] A. D. Buckingham, *J. Chem. Phys.*, 1959, 30, 1580.
- [15] A. D. Buckingham, *J. Chem. Phys.* 1959, 30, 1580.
- [16] R. P. Feynman, *Phys. Rev.*, 340, 1939 et R.E. Stanton, *J. Chim. Phys.* 1962, 1298.
- [17] P. A. Franken, J. F. Ward, *Rev. Mod. Phys.* 1963, 23.
- [18] A. D. Buckingham, B. J. Orr, *J. Chem. Scc. Quant. Rev.* 1967, 195.
- [19] X.M. Duan, S. Okada, H. Oikawa, H. Matsuda, *Second-Order Hyperpolarizabilities of Organic Ionic Species*, *Cryst. Liq. Cryst.* 1995, 267, 89-94.
- [20] D.R. Kanis, M.A Ranter, T.J Marks, *Chem. Rev.* 94 (1994) 195–242.
- [21] MJE A Frisch, Gary W Trucks, H Bernhard Schlegel, Gustavo E Scuseria, Mike A Robb, James R Cheeseman, Giovanni Scalmani, Vincenzo Barone, Benedetta Mennucci, GA ea Petersson, et al. *Gaussian 09 revision d. 01*. 2014.
- [22] R. Dennington, T. Keith, J.M. Millam, *GaussView version 5*, SemichemInc., Shawnee Mission, KS, 2009.

- [23] Bersohn R, Pao YH, Frisch HL (1966) Double quantum light scattering by molecules. *J Chem Phys* 45:3184.
- [24] E. E. Havinga, W. T. Hoeve et H. Wynberg, *Synth. Met*, 1993, 55, 299.
- [25] D. Hadji, A. Rahmouni, D. Hammoutène, O. Zekri, First theoretical study of linear and nonlinear optical properties of diphenyl ferrocenyl butene derivatives, *J. Mol. Liq.* 286 (2019) 110939.
- [26] M. Boukabene, H. Brahim, D. Hadji, A. Guendouzi, Theoretical study of geometric, optical, nonlinear optical, UV–Vis spectra and phosphorescence properties of iridium(III) complexes based on 5-nitro-2-(2',4'-difluorophenyl)pyridyl. *Theor. Chem. Acc.* 139 (2020) 47.
- [27] B. Baroudi, K. Argoub, D. Hadji, A.M. Benkouider, K. Toubal, A. Yahiaoui, A. Djafri, Synthesis and DFT calculations of linear and nonlinear optical responses of novel 2-thioxo-3-N,(4-methylphenyl) thiazolidine-4 one, *J. Sulfur Chem.* 41 (2020) 1–16.
- [28] D. Hadji, A. Rahmouni, Theoretical study of nonlinear optical properties of some azoic dyes, *Med. J. Chem.* 4 (2015) 185–192.
- [29] D. Hadji, H. Brahim, Structural, optical and nonlinear optical properties and TD DFT analysis of heteroleptic bis cyclometalated iridium(III) complex containing 2 phenylpyridine and picolinate ligands, *Theo. Chem. Acc.* 137 (2018) 180.
- [30] D. Hadji, B. Haddad, S.A. Brandán, S.K. Panja, A. Paolonee, M. Draï, D. Villemin, S. Bresson, M. Rahmouni, Synthesis, NMR, Raman, thermal and nonlinear optical properties of dicationic ionic liquids from experimental and theoretical studies. 1220 (2020) 128713.