



REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA
RECHERCHE SCIENTIFIQUE
CENTRE UNIVERSITAIRE DE TISSEMSILT



MEMOIRE DE MASTER

Présenté par :

- **Derdar Rachid**
- **Bergad Mohamed Lamine**

Filière : PHYSIQUES

Spécialité : Nano-Physique

Intitulé

Etudes des propriétés physiques des matériaux binaires à base de terre rare LaX ($X=S, Se, Te$) méthode de premier principe.

Devant le jury composé de :

Présidente	M. BOUMIA LAKHDAR	MCB Centre Universitaire de Tissemsilt
Directrice de mémoire	Mm. BOUDIA KELTHOUMA	MCA Centre Universitaire de Tissemsilt
Examineur	M. HADJ ZOUBIR MILOUD	MAA Centre Universitaire de Tissemsilt

Année Universitaire 2017 – 2018

Table des matières

Introduction Générale	1
Références.....	3
Chapitre I : Théorie de la Fonctionnelle de Densité (DFT)	
I.1.Introduction	5
I.2.Bases de la théorie	6
I.3. Présentation d'un Hamiltonien d'un cristal	6
I.3.1. Expression de l'Hamiltonien	6
I.3.2. Problème à N corps.....	8
I.4. Approximation de Born-Oppenheimer.....	8
I.5. Approximation de Hartree.....	10
I.6. Approximation de Hartree-Fock	11
I.7. Théorie de la Fonctionnelle de la Densité(DFT).....	12
I.7.1. Origine de la DFT	13
I.7.2. Cadre de la DFT	13
I.7.3. Densité électronique	14
I.7.3.1. Définition de la Densité électronique.....	14
I.7.3.2. Propriétés de la densité électronique	14
I.7.4. Théorèmes de Hohenberg et Kohn(1964)	15
I.7.4.1. Premier théorème	15
I.7.4.2. Deuxième théorème	16
I.7.5. Equations de Kohn et Sham	17
I.7.6. Différents types de fonctionnelles	19
I.7.6.1. Approximation de la densité locale (LDA)	19
I.7.6.2. Approximation de la densité locale Spin (LSDA)	20
I.7.6.3. Approximation du Gradient Généralisé (GGA)	21
I.7.6.4. Méta GGA.....	22
I.7.6.5. Fonctionnelles hybrides	22
I.7.6.6. Approximation LDA+U.....	23
I.8. Résolution des équations de Kohn et Sham	23
I.8.1. Cycle auto-cohérent.....	24
Références.....	26

Chapitre II : Méthode des ondes planes augmentées linéarisées à potentiel total

II.1 Introduction	31
II.2. Méthode des ondes planes augmentées linéarisées à potentiel total (FP-LAPW)	31
II.2.1. Méthode des ondes planes augmentées (APW)	32
II.2.1.1. Historique de la méthode des Ondes Planes Augmentées (APW).....	32
II.2.1.2. Principe de la méthode des Ondes Planes Augmentées (APW).....	32
II.2.2. Méthode des ondes planes augmentées linéarisées (LAPW).....	34
II.2.2.1. Les avantages de la méthode LAPW par rapport à la méthode APW.....	36
II.2.3. Développement en orbitales locales.....	36
II.2.3.1. La méthode LAPW+LO.....	36
II.2.3.2. La méthode APW+lo.....	37
II.2.4. Le principe de la méthode FP-LAPW.....	38
II.3. Codewien2k	38
II.3.1 Initialisation de calcul.....	39
II.3.1.1 Programme.....	40
II.3.1.2 SGROUP.....	40
II.3.1.3 SYMMETRY	40
II.3.1.4 LSTART.....	40
II.3.1.5 KGEN.....	40
II.3.1.6 DSTART.....	40
II.3.2 calcul auto-cohérent(SCF).....	41
II.3.2.1 LAPW0(POTENTIELS).....	41
II.3.2.2 LAPW1(BANDES).....	41
II.3.2.3. LAPW2(RHO).....	41
II.3.2.4. LCORE.....	41
II.3.2.5. MIXER.....	41
II.3.3. Détermination des propriétés.....	43
Références.....	44

Chapitre III : Généralités sur les intermétalliques

III.1. Introduction	47
III.2. Définition de l'élément chimique	48
III.2.1. Les chalcogènes	48
III.3. Les alliages à base de composés intermétalliques.....	49

Table des matières

III.4. Les différentes phases de composés intermétalliques.....	49
III.5. Matériaux étudiés.....	50
III.6. Domaine d'applications.....	50
Références.....	52
Chapitre IV : Résultats et discussions	
IV.1. Introduction.....	55
IV.2. Détails de calcul	55
IV.2.1. Propriétés structurales	55
IV.2.2. Propriétés électroniques	60
IV.2.3.1. Structures de bandes	60
Références.....	64
Conclusion générale.....	65

Introduction général :

Les matériaux occupent aujourd'hui dans notre société une place beaucoup plus importante que nous pourrions le croire. Ils sont, largement utilisés, que ce soit en matière de transport, de communication, de loisir, ou de production alimentaire, et bien d'autre à la présence des matériaux.

Le développement de la technologie et le progrès qu'ont connus les sociétés ont été étroitement associées à l'évolution spectaculaire de la diversité et des performances des nouveaux matériaux avec une compréhension et une maîtrise de plus en plus fines de leurs propriétés.

La compréhension et le développement de nouveaux matériaux exigent la connaissance Fondamentale de leur structure, stabilité de phase, et diverses propriétés structurales, thermodynamiques, électroniques et mécaniques, etc. Ainsi que la théorie et le calcul ont joué un rôle important de concevoir des nouveaux matériaux et la compréhension de leurs propriétés.

Un effort important est actuellement consacré à l'amélioration de différentes propriétés par la diversité de combinaisons des éléments métalliques ou non- métalliques avec des composés intermétalliques en vue d'élargir la gamme d'utilisation de ces matériaux en fonction des grandeurs physiques (la pression et la température) .Plusieurs études théoriques et expérimentales ont montré que les propriétés mécaniques peuvent être améliorées par l'addition d'un troisième élément tel que le carbone, le bore, et les éléments de métaux de transition [1].

Ces composés présentent un intérêt pour les applications d'aujourd'hui. La variété de ces matériaux et le nombre élevé de leurs structures a pour conséquence de richesse et une diversité considérable de leurs propriétés .Les diverses technique de calcul des propriétés des matériaux à l'état solide mises au point au cours ces dernières années sont nombreuses, et en particulier les méthodes ab initio qui sont devenues un outil indispensable pour prédire et déterminer les différentes propriétés des matériaux. Dans certains cas: des prédictions de nouveaux matériaux ont été faites et plus tard sont confirmées par des mesures expérimentales.

Ainsi le développement de ces méthodes de simulation avec l'augmentation de la puissance des ordinateurs ont permis l'étude (l'une grande gamme de matériaux. Parmi lesquels nous citons les composés intermétalliques.

Introduction Générale

Le but de ce travail est de calculer les propriétés structurales et électroniques. Nous avons utilisé dans nos calculs le code WIEN2K, basé sur la méthode des ondes planes augmentées linéarisées (FP-LAPW). L'énergie d'échange et de corrélation est traitée par l'approximation du gradient généralisé GGA. Le travail que nous présentons dans ce mémoire comprend quatre chapitres :

- Le premier chapitre : nous donnons un aperçu sur les bases théoriques où nous présentons les généralités relatives au traitement quantique non relativiste d'un système composé de plusieurs particules puis nous décrivons les équations de Kohn-Sham qui donnent une nouvelle forme de l'équation de Schrödinger où nous faisons intervenir le concept de fonctionnelle de densité électronique (DFT). Nous introduisons par la suite les approximations utilisées pour traiter les potentiels d'échange et de corrélation telle que la densité locale (LDA) et le gradient généralisé (GGA) ; enfin nous discutons la procédure d'auto-cohérence utilisée dans la résolution des équations Kohn-Sham.
- le deuxième chapitre : nous décrivons la méthode de calcul utilisée dans notre travail, en l'occurrence la méthode des ondes planes augmentées linéarisées (FP-LAPW) implémentée dans le code Wien2k avec un aperçu sur ce dernier.
- le troisième chapitre : nous présentons généralités sur les intermétalliques.
- Le quatrième chapitre : regroupe l'essentiel du travail, présentation des résultats de nos calculs avec une discussion parallèle des calculs obtenus sur l'étude des propriétés structurales et électroniques.

Enfin, nous terminons notre travail par une conclusion générale qui résume l'essentiel des points abordés et les résultats les plus intéressants.

Référence :

[1]. Fraczkiwicz A, Gay A-S, biscondi M. Mater Sci Eng 1998 ; 258 :108.

I.1 Introduction

La physique de solide consiste l'application de la mécanique quantique à des systèmes moléculaires afin d'extraire les différentes propriétés chimiques et physiques telles que les propriétés structurales, élastiques, thermiques, magnétiques et électroniques. Le développement de la mécanique quantique a commencé au début du vingtième siècle avec la découverte de la quantification du rayonnement du corps noir par le physicien *allemand Max Planck*, et passant par l'explication de l'effet photoélectrique par *Albert Einstein*. Après ce dernier phénomène et ses conséquences, le modèle atomique de *Bohr(1913)* [1,2] constitue une révolution par l'application des idées de *Planck* et d'*Einstein* sur la quantification de l'énergie. L'atome devient un objet connaissable par la science. Il était devenu clair que la lumière présente une dualité onde-corpuscule. Cette vision, qui s'avère ultérieurement étendue à toutes les composantes de la matière quantique, résulte la plus grande révolution scientifique du dernier siècle dont les implications, autant physiques que philosophiques, ont changé la façon d'appréhender la physique.

Dans les années vingt, il est apparue la formalisation mathématique par *Erwin Schrödinger* du mouvement d'un ensemble d'électrons et d'atomes sous la forme d'une équation d'onde. Cette équation est la clé de voûte de la physique quantique. Mais malheureusement, elle possède une solution exacte seulement pour des systèmes atomiques ou moléculaires qui comporte un seul électron. Pour ce fait, dans la majorité des cas, l'équation est trop compliquée pour admettre une solution analytique de sorte que sa résolution est approchée et/ou numérique, c-à-d pour des systèmes possédant un nombre d'électrons plus important, on doit penser se contenter d'une solution approchée.

L'objectif de la physique quantique est d'obtenir une solution de l'équation de Schrödinger qui soit la plus proche possible à celle du système physique réel.

L'un des problèmes de la physique de solides qui présente un défi d'actualité pour les physiciens de la matière, c'est de comprendre et maîtriser l'organisation intime de ces particules qui composent des cristaux.

Dans ce chapitre, nous introduisons les principales idées physiques qui sont en jeu dans ce domaine. A partir d'un bref rappel des notions élémentaires, nous entamons l'équation de Schrödinger qui présente une grande utilité dans toute la physique de la matière condensée, ensuite nous détaillons les approximations utilisées pour simplifier la complexité de ce problème où nous montrons les limites d'une résolution directe (exacte ou approchée) basée sur la fonction d'onde, nous présentons les théorèmes de Hohenberg-Kohn qu'ils constituent

les fondements de la DFT, basés sur le concept de la densité électronique qui remplace la fonction d'onde. Puis, nous discutons le terme d'échange-corrélation, dont nous définissons les principales Approximations utilisés en matière condensée. Nous introduisons la résolution des équations de la DFT dans une base d'ondes planes en présentant les différentes contributions à l'énergie totale du système.

I.2.Bases de la théorie

La structure géométrique, les modes de vibration ainsi que d'autres observables décrivent de la structure électronique du système étudié à « N électrons » et « M noyaux ». La mécanique classique reste insuffisante et il faut faire appel à la mécanique quantique, dont la base est la résolution de l'équation de Schrödinger. Cette structure électronique se déduit de l'équation de Schrödinger multiélectronique indépendante du temps :

$$\hat{H} \Psi = \hat{E} \Psi \quad (\text{I.1})$$

Avec

\hat{H} : L'opérateur Hamiltonien.

Ψ : La fonction d'onde du système.

\hat{E} : L'énergie du système.

En réalité, la simplicité de cette formulation cache plusieurs problèmes insolubles. Pour ce faite plusieurs approximations ont été développées [3]. Nous détaillons certaines d'entre elles au cours des paragraphes suivants, en particulier celles que nous avons employées, issues de DFT.

I.3. Présentation d'un Hamiltonien d'un cristal

I.3.1. Expression de l'Hamiltonien

D'une manière générale, on cherche à modéliser un système quantique formé de Nn noyaux (situés en \vec{R}_n , de charge Zn et de masse mn), et de Ne électrons (situés en \vec{r}_i) en interaction coulombienne. On détermine l'état fondamental d'un système quantique en résolvant l'équation de Schrödinger sous la forme suivante :

$$\hat{H} \Psi_n(\vec{r}_i, \vec{R}_n) = E_n \Psi_n(\vec{r}_i, \vec{R}_n) \quad (\text{I.2})$$

Où la fonction d'onde $\Psi_n(\vec{r}_i, \vec{R}_n)$ est associée au niveau d'énergie E_n , H est l'opérateur Hamiltonien du système {Nn noyaux +Ne électrons}, sa forme est :

$$\hat{H} = \hat{T} + \hat{V} \quad (\text{I.3})$$

Avec \hat{T} et \hat{V} sont les opérateurs associés respectivement à l'énergie cinétique et l'énergie potentielle.

Le problème général peut être posé sous la forme d'une équation du mouvement de toutes les particules présentées dans le cristal. Plus précisément, si le système est composé de « N électrons » et « M noyaux », on exprime ces opérateurs sous la forme d'une somme d'opérateurs.

L'Hamiltonien exact du cristal (non relativiste) résulte de la présence des forces d'interaction électrostatique: Répulsion où l'attraction suivant la charge des particules (ions, électrons).

$$\hat{T} = \hat{T}_N + \hat{T}_e \quad (I.4)$$

$$\hat{V} = \hat{V}_{NN} + \hat{V}_{eN} + \hat{V}_{ee} \quad (I.5)$$

\hat{H} Est un opérateur différentiel non relativiste comprend tous les formes d'énergie [4]:

- ❖ L'énergie cinétique des électrons \hat{T}_e :

$$\hat{T}_e = \sum_i \hat{T}_i = \sum_i \left(-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta_i \right) \quad (I.6)$$

- ❖ L'énergie cinétique des noyaux \hat{T}_N :

$$\hat{T}_N = \sum_\alpha \hat{T}_\alpha = \sum_\alpha \left(-\frac{\hbar^2}{2M_\alpha} \Delta_\alpha \right) \quad (I.7)$$

- ❖ L'énergie de répulsion entre des électrons (deux par deux) V_{ee} :

$$\hat{V}_e = \frac{1}{2} \sum_{i,i \neq j} \frac{e^2}{4\pi \epsilon_0 |r_i - r_j|} = \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} \hat{V}_{ij} \quad (I.8)$$

- ❖ L'énergie d'interaction entre des noyaux (deux par deux) \hat{V}_{NN} :

$$\hat{V}_{NN} = \frac{1}{2} \sum_{\alpha \neq \beta} \frac{Z_\alpha Z_\beta e^2}{4\pi \epsilon_0 |R_\alpha - R_\beta|} = \frac{1}{2} \sum_{\alpha \neq \beta} \hat{V}_{\alpha\beta} \quad (I.9)$$

Où Z_α et Z_β sont les charges des noyaux α et β , respectivement ;

- ❖ L'énergie d'attraction noyaux – électrons \hat{V}_{eN} :

$$\hat{V}_{eN} = \frac{1}{2} \sum_{i,\alpha} \frac{Z_\alpha e^2}{4\pi \epsilon_0 |r_i - R_\alpha|} = \sum_{i,\alpha} \hat{V}_{i\alpha} \quad (I.10)$$

On remplace les deux équations (I.4) et (I.5) dans (I.3), l'Hamiltonien d'un cristal pourra être présenté sous la forme :

$$\hat{H} = \hat{V}_{NN} + \hat{T}_N + \hat{V}_{eN} + \hat{V}_{ee} + \hat{T}_e \quad (I.11)$$

La même chose si on remplace l'Hamiltonien dans l'équation (I.1), on aura:

$$(\widehat{V}_{NN} + \widehat{T}_N + \widehat{V}_{eN} + \widehat{V}_{ee} + \widehat{T}_e) \Psi = E \Psi \quad (\text{I.12})$$

Généralement, pour une molécule donnée, il y a plusieurs fonctions propres ψ associées aux valeurs propres E . Le calcul de l'énergie de l'état fondamental du système, c-à-d. le minimum de l'énergie totale est analytiquement très difficile pour la plupart des systèmes. Malgré les connaissances mathématiques actuelles, la résolution de l'équation (I.1) reste impossible.

I.3.2. Problème à N corps

La fonction d'onde de N électrons dépende de 3N coordonnées spatiales et de N coordonnées de spins. Où N est le nombre d'électrons. Par exemple, nous prenons l'atome d'oxygène qui possède Z=8 électrons.

$$\Psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3, \dots, \vec{r}_7, \vec{r}_8) \quad (\text{I.13})$$

Plusieurs questions sont apparues autour de ce problème : Comment résoudre le problème à N corps ? Autrement dit, comment obtenir l'état fondamental du système à partir de l'équation de Schrödinger ?, sachant qu'à partir de trois corps en interaction, il est impossible de répondre à cette question exactement, Pour répondre à toutes ces questions, des nombreuses approches ont été développées pour affranchir cette difficulté. Premièrement, on trouve l'approximation de Born- Oppenheimer suivi par approximation de Hartee et aussi l'approximation de Hartee-Fock. En suite la Théorie de la Fonctionnelle de la Densité qui repose sur la notion de la densité comme une quantité dépendante de 3 variables seulement [5].

I.4. Approximation de Born-Oppenheimer

Selon *Born-Oppenheimer* (Max Born (1882-1970) et *Robert Oppenheimer* (1904- 1967)), le traitement des électrons et des noyaux d'une façon séparée est la seule possibilité qui permet la simplification de ce problème et la résolution de l'équation de Schrödinger,

C.-à-d. une partie nucléaire et une partie électronique. Cette approximation est basée sur une approximation adiabatique, nommée « l'approximation adiabatique de B.O » [6] qui se base sur la grande différence de masse entre les électrons et noyaux [7].

Les noyaux sont très lourds par rapport aux électrons (environ 2000 fois) ainsi les électrons peuvent de se déplacer dans le solide beaucoup plus rapide que les noyaux. Donc, le mouvement de noyaux est négligeable alors leur énergie cinétique est nul et l'énergie

potentielle d'interaction entre les noyaux devient constante [8]. Cette approche conduit à un Hamiltonien pour lequel les électrons se déplacent dans un champ créé par une configuration statique des noyaux [9].

L' Hamiltonien électronique peut ainsi être défini comme :

$$\hat{H} = \hat{T}_e + \hat{V}_e + \hat{V}_{e-n} \quad (\text{I.14})$$

Avec

\hat{T}_e : L'énergie cinétique des électrons.

\hat{V}_e : L'énergie de répulsion entre des électrons.

\hat{V}_{e-n} : L'énergie d'attraction noyaux – électrons.

La résolution par l'approximation de Born-Oppenheimer peut se traduire par l'organigramme suivant :

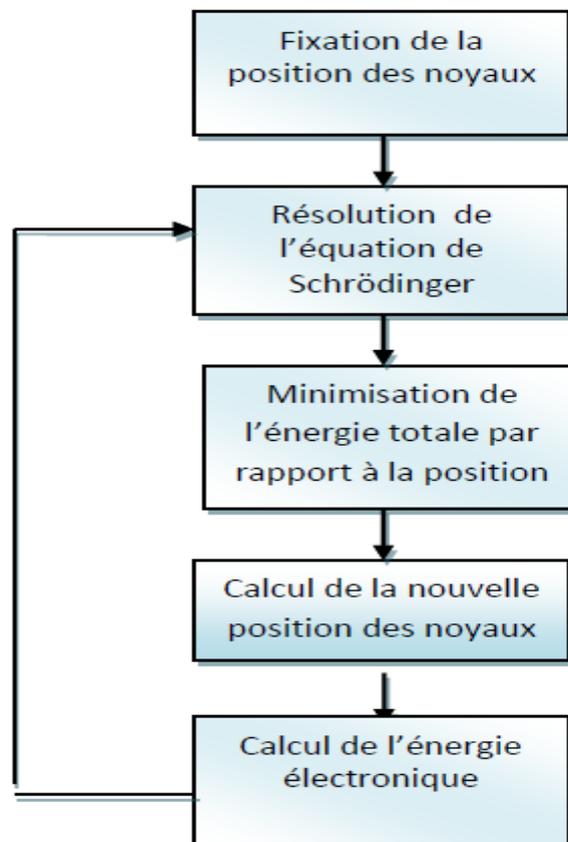


Figure I.1. Mise en œuvre d'algorithmique de l'approximation de Born-Oppenheimer.

Cette approximation réduit d'une façon significative le degré de complexité mais aussi la nouvelle fonction d'onde du système dépend de N corps alors que d'autres approximations supplémentaires sont requises pour pouvoir résoudre effectivement cette équation.

I.5. Approximation de Hartree

Malgré que l'approximation de Born-Oppenheimer a traité la partie électronique seulement, nous sommes devant un problème à N corps à cause du terme d'interaction électron-électron. Elle ne peut pas être résolue exactement pour d'un seul électron. *Douglas Hartree*(1927) [10] proposa une méthode permettant de calculer les fonctions d'onde et les énergies approchées d'ions et d'atomes. Pour cela, l'idée de base de cette approximation consiste à considérer que les électrons se déplacent indépendamment les uns des autres, leur mouvement est corrélé. Ainsi, si on considère deux électrons 1 et 2, la probabilité de présence de l'électron de coordonnées \vec{r}_1 dans l'orbitale 1 est indépendante de celle de l'électron de coordonnées \vec{r}_2 . L'Hamiltonien d'un tel système s'écrit :

$$H = \sum_{i=1}^N h(i) \quad (\text{I.15})$$

Où h est le Hamiltonien mono-électronique.

La fonction d'onde électronique propre de ce Hamiltonien est un produit de fonctions mono-électroniques [11]. Elle est appelée produit de Hartree [12] (Hartree Product (HP)) :

$$\Psi^{HP}(\vec{r}_1; \vec{r}_2 \dots \dots \dots ; \vec{r}_N) = \left| \varphi_i(\vec{r}_1) \varphi_j(\vec{r}_2) \dots \dots \dots \varphi_k(\vec{r}_N) \right| \quad (\text{I.16})$$

Cette approximation est basée sur l'hypothèse d'électrons libres ce qui ne prend pas en considération les interactions entre les électrons et des états de spin. Un grand mérite de cette approche est d'avoir proposé une solution auto-cohérente au problème du système électronique [15]. Elle a quatre conséquences importantes :

- ✓ La répulsion coulombienne totale Ve-e du système électronique est surestimée.
- ✓ Simple à résoudre, mais ne donne pas de très bons résultats.
- ✓ Chaque électron a sa propre charge.
- ✓ Le principe d'exclusion de Pauli n'est pas pris en compte.

Une fonction d'onde plus raisonnable doit être antisymétrique lorsqu'on fait un échange de deux électrons [13]. Cette dernière conséquence étant plus importante, l'approximation de «Hartree- Fock » [14] prend en compte le spin pour la résolution de l'équation de Schrödinger.

I.6. Approximation de Hartree-Fock

L'approximation de Hartree ne présente pas encore une solution de l'équation de Schrödinger. En effet, pour que le système décrit soit physiquement acceptable, les électrons doivent obéir au principe d'exclusion de Pauli (antisymétrique) c-à-d que l'échange de deux électrons dans la fonction d'onde doit entraîner l'apparition d'un signe négatif :

$$\Psi(\vec{r}_1; \vec{r}_2) = - \Psi(\vec{r}_2; \vec{r}_1) \quad (\text{I.17})$$

D'abord, on cherche une solution approximative pour l'équation de Schrödinger électronique [16].

La généralisation de la méthode de Hartree qui prend en considération ces derniers critères est proposée en 1930 par **Fock**[17], **Slater** est connue par la méthode de Hartree Fock[18]. Cette généralisation est assurée en remplaçant les fonctions d'onde de Hartree par un déterminant de Slater ; on définit le déterminant de Slater comme un déterminant d'ordre N formé sur N spin-orbitales distinctes qui sont des fonctions mono-électroniques des variables d'espace et de spin [19]. Ce théorème permet d'exprimer les fonctions d'ondes poly-électroniques en termes de combinaison linéaire de déterminant de Slater [19], c-à-d le déterminant comprend les fonctions d'onde mono-électroniques comme combinaison linéaire de toutes les fonctions de Hartree. On écrit le déterminant de Slater comme [20] :

$$\begin{aligned} \Psi^S(\vec{r}_1; \vec{r}_2 \dots \dots \dots ; \vec{r}_N) &= |\varphi_i(\vec{r}_1) \varphi_j(\vec{r}_2) \dots \dots \dots \varphi_k(\vec{r}_N)| \\ &= \frac{1}{\sqrt{N!}} \begin{vmatrix} \varphi_i(\vec{r}_1) & \varphi_j(\vec{r}_1) & \dots & \dots & \dots & \varphi_k(\vec{r}_N) \\ \varphi_i(\vec{r}_2) & \varphi_j(\vec{r}_2) & \dots & \dots & \dots & \varphi_k(\vec{r}_2) \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ \varphi_i(\vec{r}_N) & \varphi_j(\vec{r}_N) & \dots & \dots & \dots & \varphi_k(\vec{r}_N) \end{vmatrix} \end{aligned} \quad (\text{I.18})$$

Sous la forme développée, ce déterminant de Slater s'exprime :

$$\Psi^S(\vec{r}_1; \vec{r}_2 \dots \dots \dots ; \vec{r}_N) = \frac{1}{\sqrt{N!}} \sum_{q=p}^{N!} (-1)^{Pq} \hat{p}_q \left\{ \varphi_i(\vec{r}_1) \varphi_j(\vec{r}_2) \dots \dots \dots \varphi_k(\vec{r}_N) \right\} \quad (\text{I.19})$$

Où \hat{p}_q est un opérateur de permutation, p_q est le nombre de transpositions nécessaires pour obtenir la permutation.

Dans l'équation (I.19), le facteur $(N!)^{-1/2}$ s'assure que la condition de normalisation est réalisée [21], comme pour les spin-orbitales. Ce déterminant présente la propriété d'être orthonormé:

$$\langle \Psi^S | \Psi^S \rangle = 1 \quad (\text{I.20})$$

La permutation des coordonnées de deux électrons correspond à la permutation de deux lignes ou deux colonnes où le déterminant change le signe c-à-d le déterminant satisfait le principe d'antisymétrie.

Cette méthode cherche l'état fondamental à partir du principe variationnel [22], qui correspond à la plus petite valeur de l'énergie. On fait varier les états (à condition qu'ils gardent l'orthonormalité) pour obtenir l'énergie minimale [23, 24] :

$$E_{HF} = \min_{\varphi_{SD}} E[\varphi_{SD}] \quad (\text{I.21})$$

Qui est :

$$E_{HF} = \min_{\varphi_{SD}} \langle \varphi_{SD} | \hat{T} + \widehat{V}_{ee} + \widehat{V}_{ext} | \varphi_{SD} \rangle \quad (\text{I.22})$$

La première contribution est l'énergie cinétique des orbitaux non interactifs, le dernier est l'énergie du potentiel externe.

Dans le déterminant de Slater, l'interaction coulombienne produit deux termes :

$$\langle \varphi_{SD} | \widehat{V}_{ee} | \varphi_{SD} \rangle = E_H[\varphi_{SD}] + E_x[\varphi_{SD}] \quad (\text{I.23})$$

- ✓ Le premier terme est la contribution de Hartree.
- ✓ Le deuxième terme est l'intégrale d'échange [25].

Notons que cette méthode néglige toute corrélation entre les positions relatives de deux électrons en dehors de celle qui est introduite par la forme antisymétrique de Slater, ceci peut avoir une influence non négligeable sur la précision des calculs. Les équations de Hartree-Fock sont différentes de celles de Hartree par le terme d'échange avec une forme intégrale d'opérateur [26].

I.7. Théorie de la Fonctionnelle de la Densité(DFT)

La Théorie de la Fonctionnelle de la Densité (que l'on appellera en anglais Density Functional Theory) [27- 30] est devenue, au fil des dernières décennies, un outil théorique qui a pris une place très importante parmi les méthodes utilisées pour la description et l'analyse des propriétés physiques et chimiques pour les systèmes complexes, particulièrement pour les systèmes contenant un grand nombre d'électrons [28-29]. La DFT est une reformulation du problème quantique à N corps et comme son nom l'indique, c'est une théorie qui utilise uniquement la densité électronique en tant que la fonction fondamentale au lieu de la fonction d'onde comme le cas dans la méthode de Hartree et Hartree-Fock [31,32].

I.7.1. Origine de la DFT

La DFT trouve ses origines dans le modèle développé par *Llewellyn Thomas* [33] et *Enrico Fermi* [34-36]. Elle est basée sur le postulat référencé à la fin des années 1920. Il stipule que les propriétés électroniques peuvent être décrites en terme de fonctionnelles de la densité électronique, en représentant son énergie cinétique selon une fonctionnelle de cette grandeur. Cependant, le manque de précision ainsi que l'impossibilité de traiter des systèmes moléculaires comme un modèle trop simple. En effet, le point faible de cette approche résidait dans l'expression de l'énergie cinétique qui ne prenait pas en compte les orbitales atomiques. Et aussi la précision obtenue était inférieure à celle de Hartree-Fock à cause de l'absence du terme d'échange-corrélation.

Dirac a amélioré cette théorie en ajoutant à ce dernier une énergie d'échange fonctionnelle de la densité électronique. Mais le terme de corrélation électronique restait toujours absent dans cette nouvelle approche.

Néanmoins, il faudra attendre le milieu des années 1960 où les contributions de **Pierre Hohenberg**, **Walter Kohn** et **Lu Sham** sont établies le formalisme théorique sur lequel repose la méthode actuelle. En 1998, Walter Kohn (1923) fut récompensé du prix Nobel de Chimie pour « son développement de la Théorie de la Fonctionnelle de la Densité ».

I.7.2. Cadre de la DFT

L'objectif principal de DFT est de remplacer la fonction d'onde multi-électronique par la densité électronique en tant que quantité de base pour les calculs. Alors que la fonction d'onde multi-électronique dépend de $3N$ variables (où N est le nombre total de particules du système), la densité est en fonction de trois variables qu'elle s'agit d'une quantité plus facile à traiter tant que mathématiquement que conceptuellement.

La DFT nous permet de résoudre l'équation de Schrödinger à N corps en ne faisant intervenir que l'observable $\hat{\rho}(\vec{r})$ définie dans l'espace physique \mathbb{R}^3 qui se substitue à un espace de configurations à $3N$ variables dans lequel est définie la fonction d'onde (Hartree-Fock).

Le formalisme de la DFT est basé sur le théorème de Hohenberg et Kohn [37]. L'Hamiltonien d'un système de N électrons qui se déplacent dans un potentiel extérieur fixe V_{ext} est donné par :

$$H=T+V_{ee}+V_{ext}=\sum_i^N -(\nabla_i^2)+\frac{1}{2} \sum_{i \neq j}^N \sum_j^N \frac{2}{r_{ij}} + \sum_i^N V_{ext}(r_i) \quad (I.24)$$

Où T : l'énergie cinétique, V_{e-e} : la répulsion coulombienne électron-électron et V_{ext} : l'interaction avec le potentiel extérieur. Avant d'aborder les fondements de la DFT, il paraît essentiel de définir la quantité centrale de cette théorie : la densité électronique $\rho(\vec{r})$.

I.7.3. Densité électronique

Les électrons sont définis comme étant des particules indiscernables et indissociables. Alors, un électron ne peut être localisé au tant que une particule individuelle [38]. Chaque particule possède la probabilité de présence dans un élément de volume.

I.7.3.1. Définition de la Densité électronique

La densité électronique $\rho(\vec{r})$ est la probabilité de trouver l'un des N électrons dans l'élément de volume $d^3\vec{r}$. Donc, elle est définie comme l'intégrale multiple sur les coordonnées d'espace et de spin de tous les électrons [27-30]:

$$\rho(\vec{r}) = N \int \dots \int |\Psi(\vec{r}_1; \vec{r}_2 \dots \dots \dots ; \vec{r}_N)|^2 d\sigma_1 d\sigma_2 dr_2 \dots \dots dr_N \quad (I.25)$$

I.7.3.2. Propriétés de la densité électronique [38]

1. $\rho(\vec{r})$ est une fonction positive dépendant seulement des 3 coordonnées (x, y, z) de l'espace (3 variables) qui tend vers zéro quand r tend vers l'infini et dont l'intégrale sur tout l'espace donne le nombre N d'électrons :

$$\begin{aligned} \rho(\vec{r} \rightarrow \infty) &= 0 \\ \int \rho(\vec{r}) d\vec{r} &= N \end{aligned} \quad (I.26)$$

2. $\hat{\rho}(\vec{r})$ est une observable qui peut être mesurée expérimentalement (par diffraction X)

3. Sur chaque position atomique, le gradient présente une discontinuité :

$$\lim_{r_{i,a} \rightarrow 0} [\nabla_a + 2Z_a] \bar{\rho}(\vec{r}) = 0 \quad (I.27)$$

Où $\bar{\rho}(\vec{r})$ Représente la moyenne sphérique de $\rho(\vec{r})$

4. L'asymptote exponentielle pour une grande distance par rapport à un noyau est :

$$\rho(\vec{r}) = \exp[-2\sqrt{2I} |\vec{r}|] \quad (I.28)$$

Avec I : l'énergie d'ionisation exacte.

Une des caractéristiques de la densité est que chaque position d'un atome $\rho(\vec{r})$ a un maximum avec une valeur finie. Cette configuration résulte de la force attractive exercée par les noyaux. Le gradient de $\rho(\vec{r})$ est discontinu ce qui implique l'apparition des points de rebroussement (cuspidés) [39].

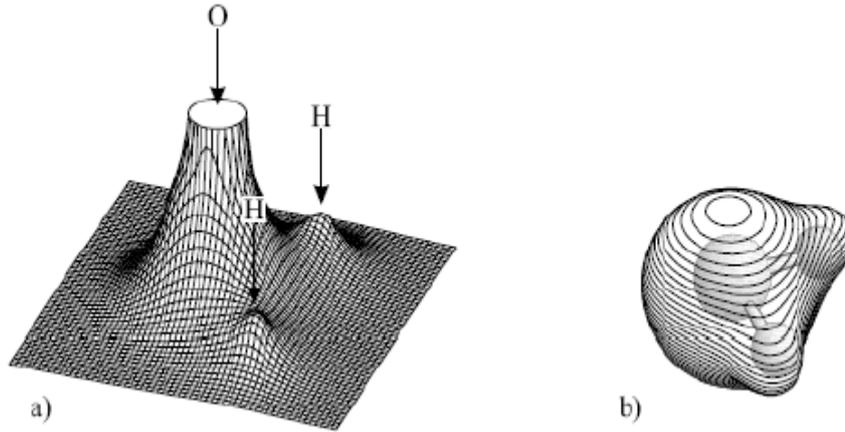


Figure I.2. Représentation de la densité électronique de la molécule d'eau [39]. a) Relief carte montrant les valeurs de $\rho(\vec{r})$ projetée dans le plan, qui contient les noyaux. b) Représentation de la molécule à trois dimensions.

I.7.4. Théorèmes de Hohenberg et Kohn(1964)

Une fois la densité électronique est définie, il est nécessaire de poser les fondements de la DFT. Ils ont été exprimés pour la première fois par **Hohenberg** et **Kohn**[40] en 1964 sur lequel repose toute la DFT qui se résume en deux théorèmes.

I.7.4.1. Premier théorème

Les principes de base peuvent s'exprimer d'après **Hohenberg** et **Kohn** en considérant un système de N_e électrons en interaction soumis à un potentiel extérieur V_{ext} . L'Hamiltonien est alors :

$$\hat{H}_{\text{el}} = \hat{T} + \hat{V}_{ee} + \sum_{i=1}^{N_e} V_{\text{ext}}(\vec{r}_i) \quad (\text{I.29})$$

Où \hat{T} et \hat{V}_{ee} sont respectivement les termes d'énergie cinétique et d'interaction électrons-électrons. Rappelons que pour un système électronique décrit par l'Hamiltonien \hat{H}_{el} , l'énergie et la fonction d'onde de l'état fondamental sont déterminées par la minimisation de la fonctionnelle $E[\psi]$. Si nous connaissons le potentiel externe ainsi que le nombre d'électrons N du système, nous pouvons déterminer de façon unique l'Hamiltonien et accéder à l'énergie et à la fonction d'onde de l'état fondamental.

Il existe deux façons d'envisager un système atomique, soit à partir de son nuage électronique via la densité électronique, ou bien à travers les noyaux via le potentiel extérieur. Il apparaît très clairement une étroite relation entre ces deux quantités. Ce résultat obtenu par Hohenberg et Kohn montre qu'il existe une correspondance biunivoque entre le potentiel extérieur et la densité électronique c-à-d l'une semblant être l'image de l'autre.

$$E = E [\rho(\vec{r})] \quad (\text{I.30})$$

Une conséquence immédiate de ce théorème est que la densité électronique détermine de façon unique l'opérateur Hamiltonien. Ainsi, en connaissant la densité électronique, l'opérateur Hamiltonien peut être déterminé et à travers cette dernière, les différentes propriétés de la molécule ou du matériau peuvent être calculés.

I.7.4.2. Deuxième théorème

Le deuxième théorème de Hohenberg et Khon [41] est un principe variationnel analogue à celui proposé initialement dans l'approche Hartee-Fock pour une fonctionnelle de la fonction d'onde $\frac{\delta E[\Psi]}{\delta \Psi} = 0$ mais appliqué cette fois à une fonctionnelle de la densité électronique :

$$\left(\frac{\delta E[\Psi]}{\delta \Psi}\right)_{\rho_0(\vec{r})} = 0 \quad (\text{I.31})$$

Où $\rho_0(\vec{r})$ est la densité électronique exacte de l'état fondamental du système.

Ce deuxième théorème stipule que pour tout système multi-électronique avec un nombre d'électrons N et un potentiel extérieur $V_{ext}(\rho(\vec{r}))$; la fonctionnelle $E[\rho]$ atteint sa valeur minimal lorsque la densité électronique $\rho(\vec{r})$ correspond à la densité exacte de l'état fondamental $\rho_0(\vec{r})$.

$$E(\rho_0) = \min(E(\rho)) \quad (\text{I.32})$$

La démonstration du fait que l'énergie totale d'un système à l'état fondamental soit une fonctionnelle de la densité électronique a permis à Hohenberg et Khon d'exprimer cette fonctionnelle $E[\rho(\vec{r})]$ selon l'expression suivante :

$$E[\rho(\vec{r})] = F_{HX}[\rho(\vec{r})] + \int V_{ext}(\rho(\vec{r})) \overline{d\vec{r}} \quad (\text{I.33})$$

Dans laquelle $V_{ext}(\rho(\vec{r}))$ représente le potentiel externe agissant sur ces particules et $F_{HX}[\rho(\vec{r})]$ représente la fonctionnelle universelle de Hohenberg et Khon, avec :

$$F[\rho(\vec{r})] = \langle \Psi | \hat{T} + \hat{V}_{ext} | \Psi \rangle \quad (\text{I.34})$$

La connaissance de la fonctionnelle $F_{HX}[\rho(\vec{r})]$ permet de déterminer l'énergie total la densité de charge de l'état fondamental pour un potentiel externe donné, en utilisant le Principe variationnel. Malheureusement, le théorème de Hohenberg et Khon ne donne aucune indication de la forme de $F_{HX}[\rho(\vec{r})]$ et que cette fonctionnelle demeure inconnue à ce jour.

Il n'existe pas une formulation exacte pour exprimer l'énergie cinétique comme une fonctionnelle de la densité électronique. Les équations de Kohn et Sham [42] présentent la seule solution de ce problème qui est établie dans l'objectif de fournir des fondements nécessaires pour exploiter de façon effective les théorèmes de Hohenberg et Kohn [43].

I.7.5. Equations de Kohn et Sham

La résolution des équations de Kohn et Sham constitue la base des calculs DFT, comme nous avons déjà mentionné la forme exacte de potentiel d'échange-corrélation V_{xc} est inconnue. C'est en 1967 que *Walter Kohn* et *Lu Sham* [43] proposent de ramener le problème à un système d'équations mono-électroniques pouvant être résolu de la même manière que la méthode Hartree-Fock. Kohn et Sham ont pensé qu'il était primordial d'avoir une expression aussi précise que possible pour le terme énergie cinétique. Pour ce faire, ils ont introduit un développement supplémentaire qui consiste à remplacer le système réel interactif en un système fictif non interactif dont l'état fondamental est caractérisé en tout point par la même densité $\rho(\vec{r})$ que le système d'électrons en interaction.

Cette approche réalise une correspondance exacte entre la densité électronique, l'énergie de l'état fondamental d'un système constitué de fermions non interactifs placés dans un potentiel effectif et le système réel à plusieurs électrons en interaction soumis au potentiel réel. De ce fait, la densité électronique et l'énergie du système réel sont conservées dans ce système fictif.

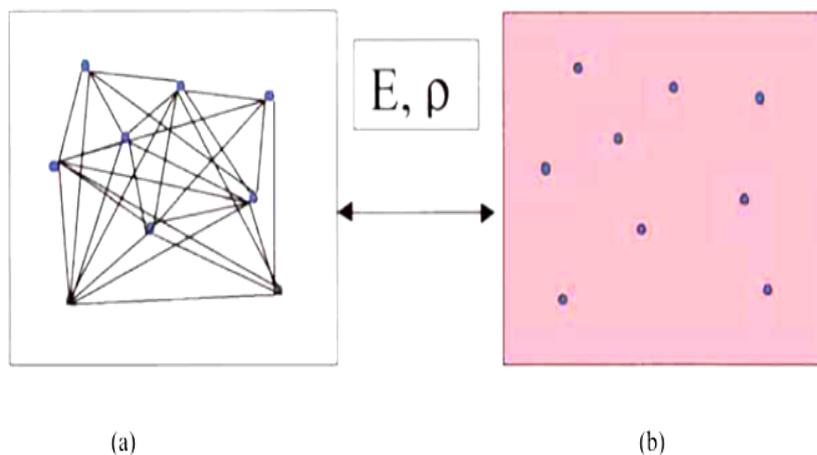


Figure I.3. (a) Système réel constitué de plusieurs électrons en interaction mutuelle, (b) Système fictif de fermions indépendants de même énergie et de même densité électronique que le système réel.

Pour ce système fictif, les théorèmes de Hohenberg et Kohn s'appliquent également. La fonctionnelle de la densité $F[\rho(\vec{r})]$, pour le système interactif, peut être déterminée par l'expression suivante :

$$F[\rho(\vec{r})] = T_0[\rho(\vec{r})] + E_H[\rho(\vec{r})] + E_{XC}[\rho(\vec{r})] + V_{ext}[\rho(\vec{r})] \quad (I.35)$$

$T_0[\rho(\vec{r})]$: L'énergie cinétique du gaz d'électrons non interagissant.

$E_H[\rho(\vec{r})]$:Le terme de Hartree.

$E_{XC}[\rho(\vec{r})]$:Énergie d'échange-corrélation qui est une fonctionnelle additionnelle décrivant l'interaction inter-électronique.

$V_{ext}[\rho(\vec{r})]$:inclut l'interaction coulombienne des électrons avec les noyaux.

Le terme de Hartree et celui de l'énergie cinétique jouent un rôle important dans la description des états des électrons libres. La différence entre l'énergie cinétique réelle et celle des électrons non interagissant ainsi que la différence entre l'énergie d'interaction réelle et celle de Hartree sont prises en compte dans l'énergie d'échange et corrélation $E_{XH}[\rho(\vec{r})]$

L'équation de Schrödinger à résoudre dans le cadre de l'approche de Kohn et Sham est de la forme suivante:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m_e} \nabla_i^2 + V_{eff}(\vec{r}) \right] \varphi_i(\vec{r}) = \varepsilon_i \varphi_i(\vec{r}), \quad i=1, \dots, N \quad (I.36)$$

Où le potentiel effectif est de la forme :

$$V_{eff} = V_{ext} + \int \frac{\rho(\vec{r}')}{|\vec{r}-\vec{r}'|} d\vec{r}' + V_{XC} \quad (I.37)$$

Le potentiel d'échange et de corrélation est donné par la fonctionnelle dérivée :

$$V_{xc}(\vec{r}) = \frac{\delta E_{xc}[\rho(\vec{r})]}{\delta \rho(\vec{r})} \quad (I.38)$$

Et la densité est donnée par une somme de l'ensemble des orbitales occupées :

$$\rho(\vec{r}) = \sum_{i=1}^N |\varphi_i(\vec{r})|^2 \quad (I.39)$$

Il faut penser à la forme la plus exacte possible de terme échange-corrélation, ce qui reste toujours à l'heure actuelle un véritable défi. Cependant, l'inclusion de la corrélation électronique est intrinsèque à la méthode KS, ce qui représente un avantage du temps de calcul (comparable à HF) et considéré comme des atouts majeurs de cette approche en comparaison des méthodes post-HF.

Dans l'expression du Hamiltonien de Kohn-Sham, la seule inconnue est le potentiel d'échange-corrélation $V_{xc}[\rho(\vec{r})]$. Plus la connaissance de cette dernière sera précise, plus ϕ sera connue avec précision, plus l'énergie sera proche de l'énergie exacte. Cela implique qu'il est nécessaire de trouver une expression pour le terme d'échange-corrélation qui se rapproche plus de l'expression exacte. Pour cela, il existe plusieurs approximations. La plus simple est l'approximation de la densité locale (LDA) qui consiste à considérer la densité comme celle d'un gaz d'électrons homogènes, c-à-d la densité varie lentement en fonction de position.

Ensuite, l'approximation de la densité locale Spin (LSDA) qui présente le modèle LDA prenant en compte le spin, puis les méthodes d'Approximation du Gradient Généralisé (GGA) où l'énergie d'échange-corrélation dépend non seulement de la densité mais aussi de ses dérivées, puis les méthodes méta-GGA et celles des fonctionnelles hybrides ont été établies.

I.7.6. Différents types de fonctionnelles

Comme nous avons dit, tous les termes de l'énergie et leur potentiel associé peuvent être évalués, sauf celui d'échange et de corrélation qui présentent la principale difficulté de la DFT. Il faut alors avoir recours à une approximation pour l'évaluer. Il existe de nombreuses approximation de la fonctionnelle d'échange corrélation. Pour cela, trois classes de fonctionnelles sont disponibles.

I.7.6.1. Approximation de la densité locale (LDA)

L'approximation LDA est l'approximation la plus simple qui présente la continuité de la démarche de Kohn et Sham. L'idée de LDA est de considérer le potentiel d'échange-corrélation comme une quantité locale définie en un point r , dépendant faiblement des variations de la densité autour de ce même point \vec{r} .

L'approximation LDA consiste à considérer la densité comme étant équivalente à celle d'un gaz d'électrons homogènes. Elle varie lentement en fonction de la coordonnée \vec{r} . Le système est assimilé à un nuage d'électrons de densité constante fluctue assez lentement à l'intérieur du système étudié, alors on suppose qu'elle est localement uniforme. L'énergie d'échange-corrélation s'exprime selon l'équation suivante :

$$E_{xc}^{LDA}[\rho(\vec{r})] = \int \rho(\vec{r}) \varepsilon_{xc}^{hom}[\rho(\vec{r})] d^3\vec{r} \quad (I.40)$$

$\varepsilon_{xc}^{hom}[\rho(\vec{r})]$: L'énergie d'échange et de corrélation d'un gaz homogène d'électrons de densité constante est égale à sa valeur en \vec{r} .

Cette approximation est à la base de toutes les fonctionnelles d'échange-corrélation modernes; Il nous faut de présenter une forme algébrique à E_{xc} permettant de prendre en compte de façon satisfaisante les corrélations entre les mouvements des différents électrons.

C'est la fonctionnelle pour laquelle une forme exacte est presque connue, l'approximation LDA est basée sur le modèle du gaz d'électron uniforme où le terme $\varepsilon_{xc} [\rho(\vec{r})]$ indique l'énergie d'échange-corrélation par particule du gaz d'électron uniforme de densité $\rho(\vec{r})$ de plus, $\varepsilon_{xc} [\rho(\vec{r})]$ peut être considérée comme la somme d'une contribution d'échange et de corrélation :

$$\varepsilon_{xc}(\rho(\vec{r})) = \varepsilon_x(\rho(\vec{r})) + \varepsilon_c(\rho(\vec{r})) \quad (\text{I.41})$$

Où, $\varepsilon_x [\rho(\vec{r})]$: fonctionnelle d'échange et $\varepsilon_c [\rho(\vec{r})]$: fonctionnelle de corrélation

Le terme d'échange, communément appelé échange de Dirac [44] (symbolisé par S fait que cette expression fut reprise par Slater) est connu exactement :

$$\varepsilon_x^S(\rho(\vec{r})) = -\frac{3}{4} \left(\frac{3\rho(\vec{r})}{\pi} \right)^{1/3} \quad (\text{I.42})$$

La partie corrélation $\varepsilon_c [\rho(\vec{r})]$ ne peut pas être exprimée exactement. L'approximation de ce terme établie par **Vosko, Wilk et Nussair** (VWN)[45] a obtenu plus de succès. Elle est basée sur une interpolation des résultats de calculs Monte-Carlo quantiques très précis sur le gaz uniforme d'électrons réalisés par **Ceperly et Alder**[46]. L'efficacité de cette approximation est apparue à partir des années 1970 avec les travaux de **Zunger et Freeman** [47], ainsi que ceux de **Moruzzi & al** [48]. Il existe à présent d'excellents ouvrages sur le sujet (Lundqvist et March [49], **Callaway et March**[50], **Dreizler et Provincia**[51], **Parr et Yang**[52]). En particulier, l'approximation LDA est mieux adaptée pour les systèmes périodiques fortement liés [53].

I.7.6.2. Approximation de la densité locale Spin (LSDA)

Khon et Sham ont utilisé LSDA pour les systèmes magnétiques où le spin électronique introduit un degré de liberté supplémentaire et la LDA doit être alors étendue à LSDA, pour tenir en compte l'énergie d'échange et corrélation. Il faut distinguer les deux électrons de même énergie, où l'énergie d'échange et de corrélation est fonctionnelle pour les deux densités de spin : haut et bas à savoir $\rho \uparrow$ et $\rho \downarrow$ qui désignent respectivement les densités d'électrons associés aux états de spin up (\uparrow) et down (\downarrow). L'équation (I.43) se met sous cette forme [54]:

$$E_{xc}^{LSDA} [\rho(\vec{r})] = \int \rho(\vec{r}) \varepsilon_{xc}^{\text{hom}} [(\rho_{\uparrow}(\vec{r}), \rho_{\downarrow}(\vec{r}))] d^3 \vec{r} \quad (\text{I.43})$$

Avec : $\rho = \rho_{\uparrow} + \rho_{\downarrow}$ et où $\epsilon_{xc}^{\text{hom}} [\rho_{\uparrow}(\vec{r}), \rho_{\downarrow}(\vec{r})]$ est l'énergie d'échange et corrélation par particule d'un gaz d'électrons homogènes.

En général, les approximations LDA et LSDA donnent des bons résultats pour décrire les propriétés structurales, c-à-d qu'elle permet de déterminer les variations d'énergie avec la structure cristalline bien qu'elle surestime l'énergie de cohésion, aussi concernant le paramètre de maille pour la majorité de solides et de bonnes valeurs des constantes élastiques comme le module de compressibilité isotrope. Mais ce modèle reste insuffisant dans les systèmes inhomogènes.

I.7.6.3. Approximation du Gradient Généralisé (GGA)

Au niveau moléculaire, les inhomogénéités de la densité peuvent se révéler les conséquences et le besoin d'introduire ces effets dans la fonctionnelle d'échange-corrélation.

Ainsi, dans le but de rechercher de meilleures performances et des résultats bien précis, et comme une tentative de hiérarchisation des approximations de la fonctionnelle d'échange-corrélation [54]. Une autre approximation très intéressante en LDA est l'approximation du gradient généralisé (GGA) [55] qui consiste à rendre dépendante non seulement de la densité électronique mais également de son gradient c-à-d inclure une correction de gradient, pour prendre en compte localement des inhomogénéités des densités dans le traitement de l'énergie d'échange-corrélation.

C'est l'approche GGA, aussi dénommée approche semi-locale dans la littérature, apparaît déjà dans l'article fondateur de Kohn et Sham [56] et reprise un peu plus tard par *Matthies et Brueckner* [57] pour construire l'approximation d'Expansion de Gradient (GEA).

Cependant le trou d'échange, même s'il est mieux modélisé à courte distance que le trou LDA présente un sérieux défaut à longues distances, du fait l'apparition de fonctions oscillantes sans justifications physiques. Il ne respecte pas la règle de normalisation dans le modèle GEA [58, 59]. Afin de remédier à ce comportement oscillant à longue distance, l'idée d'une troncature dans l'espace réel [59] se révèle être la base de l'approximation GGA.

Dans le même temps *Becke* propose la construction d'une fonctionnelle d'échange avec correction de gradient [60, 61] pour l'approche empirique, qui se révèle être de la même forme que celle proposée par *Perdew*, soit avec l'aide d'un gradient réduit.

Dans cette approximation, l'expression d'énergie échange-corrélation s'écrit en fonction de la densité électronique et son gradient sera sous la forme suivante [62] :

$$E_{xc}^{GGA}(\rho(\vec{r})) = \int \rho(\vec{r}) f_{xc}(\rho(\vec{r}), \nabla\rho(\vec{r})) d^3\vec{r} \quad (\text{I.44})$$

Où $f_{xc}(\rho(\vec{r}), \nabla\rho(\vec{r}))$ est une fonction de la densité locale et du gradient de la densité.

Comme le terme $\varepsilon_{xc}^{\text{hom}}$ en LDA (et LSDA) est paramétrée, f_{xc} doit être aussi paramétrée sous forme analytique. Il existe de nombreuses paramétrisations de la fonction f_{xc} en GGA [63-65]. Ces derniers dépendent du choix de l'étude (propriétés structurales, électroniques, structure de bande). La GGA conduit à une augmentation significative des paramètres de maille de certains matériaux contenant des éléments lourds (métaux de transition).

L'approche locale est la mère de toutes les approximations, qui utilise que les densités de spin sous la forme LSDA, suivant par l'approximation GGA qui amène une meilleure précision.

I.7.6.4. Méta GGA

L'approche de méta-GGA est une extension qui ajoute les laplaciens de la densité ainsi que les densités d'échange cinétique associées aux orbitales τ défini comme :

$$\tau(\vec{r}) = \sum_i^{\text{occupée}} \frac{1}{2} |\nabla\varphi_i(\vec{r})|^2 \quad (\text{I.45})$$

Où les φ_i sont les orbitales auto-cohérents déterminés par Kohn et Sham [66].

Le calcul de la densité d'énergie cinétique orbitale est plus stable numériquement que le calcul de Laplacien de la densité. Une des premières tentatives pour inclure des fonctionnelles d'échange fut celle de *Beck et Roussel* [67]. Suite aux travaux de *Proynov & Slahub* qui ont étudié la même possibilité pour la fonctionnelle de corrélation.

Ces fonctionnelles demeurent semi-locales dans la mesure où elles dépendent uniquement de la densité et des orbitales de Kohn-Sham en un point donné \vec{r} , et dans un intervalle infinitésimal autour de ce point.

I.7.6.5. Fonctionnelles hybrides

La prise en considération explicite du caractère de non-localité ne peut être atteinte si on utilise des fonctionnelles DFT « pures » (LDA, GGA, meta-GGA) qui traitent le potentiel d'échange-corrélation, alors on fait l'appel aux fonctionnelles appelées « hybrides ».

Le terme hybride fait référence à l'utilisation combinée de l'énergie d'échange exacte du modèle Hartree-Fock et de l'énergie d'échange-corrélation au niveau DFT. La construction des fonctionnels hybrides a constitué un bon avancement dans le domaine du traitement de l'énergie d'échange-corrélation en permettant une incorporation explicite du caractère non local travers l'utilisation du terme exact de l'énergie d'échange.

Afin d'améliorer encore les performances de la DFT, une troisième génération de fonctionnelles a été définie. Ces fonctionnelles comportent un certain pourcentage de l'échange non local Hartree-Fock, l'énergie d'échange et de corrélation s'écrit :

$$E_{XC}^{hypride} = \alpha E_x^{HF} + (1 - \alpha) E_x^{LDA} + b E_x^{GGA} + E_c^{LDA} + c E_c^{GGA} \quad (I.46)$$

D'où des méthodes hybrides basées sur une combinaison empirique de ces énergies avec l'énergie GGA. La plus répandue est la méthode de « Becke à trois paramètres » (B3) ; ainsi, la fonctionnelle **B3LYP** utilise la fonctionnelle **LYP** pour la partie GGA. Les paramètres ont été ajustés pour reproduire les valeurs des énergies d'atomisation. La partie GGA peut être également les fonctionnelles PW91 et PW8. Ces fonctionnelles sont appelées fonctionnelles hybrides. Elles donnent d'excellents résultats, notamment dans l'étude des complexes organométalliques de métaux de transition [68].

I.7.6.6. Approximation LDA+U

Dans l'approche de Kohn et Sham, le problème le plus durable est le fait qu'il y a des méthodes non symétriques développées pour améliorer les fonctionnelles d'échange et de corrélation. Les problèmes sont plus durs dans les matériaux où les électrons ont tendance à être localisés et fortement en interactions, tel que les oxydes de métaux de transition. Ces systèmes expliquent le phénomène associé à la corrélation tel que les transitions métal isolant [69]. Une tentative pour améliorer les résultats a été proposée dans le cadre de la corrélation dite LDA+U (Anisimov, al 1991) [70], en combinant les calculs de l'approximation (GGA ou LDA) avec le terme de répulsion d'Hubbard U [71]. Les modèles de type Hamiltonien (modèle de Mott-Hubbard [49] ou d'impureté d'Anderson [51] par exemple) semblent être une voie plus naturelle

Pour traiter des systèmes présentant de fortes corrélations. Le modèle de Mott-Hubbard exprime de façon explicite l'opposition entre l'énergie cinétique (qui dépend de la largeur de bande définie par l'intégrale de saut t) et la répulsion de Coulomb U entre les électrons appartenant à un même atome. C'est le rapport entre ces deux énergies qui va déterminer la nature localisée ou non d'un électron.

I.8. Résolution des équations de Kohn et Sham

La résolution des équations de Kohn et Sham nécessite le choix d'une base pour les fonctions d'ondes que l'on peut prendre comme une combinaison linéaire d'orbitales appelées orbitales de Kohn-Sham (KS) écrites sous la forme suivante :

$$\varphi_i(\vec{r}) = \sum C_{ij} \varphi_j(\vec{r}) \quad (\text{I.47})$$

Où les $\varphi_j(\vec{r})$ sont les fonctions de base et les C_{ij} les coefficients de développement.

La résolution des équations de Kohn et Sham se résume à la détermination des coefficients C_{ij} pour les orbitales occupées qui minimisent l'énergie totale. La résolution des équations de KS pour les points de symétrie dans la première zone de Brillouin permet de simplifier les calculs.

I.8.1.Cycle auto-cohérent

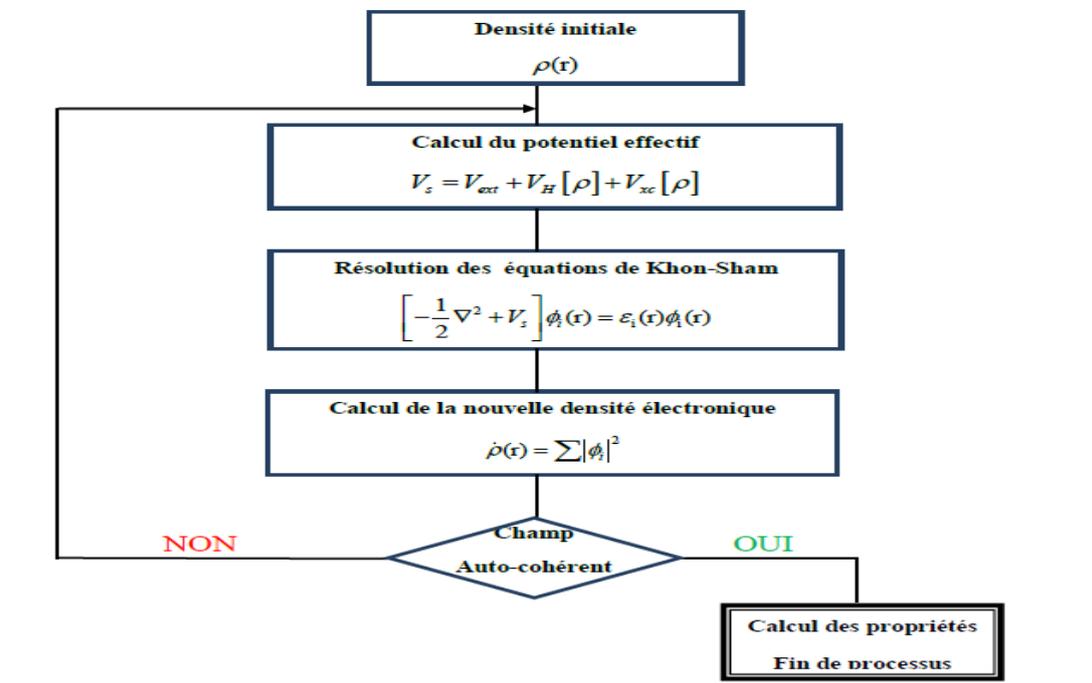


Figure I.4. Cycle auto-cohérent de la théorie de la fonctionnelle de la densité (DFT).

Cette résolution se fait d'une manière itérative en utilisant un cycle d'itérations auto-cohérent, Nous résumons ce cycle par les étapes suivantes (voir la figure I.4)

1. Commencer par une densité d'essai pour la première itération
2. Calculer la densité et du potentiel d'échange corrélation pour un point.
3. Résoudre l'équation de Kohn-Sham
4. Calculer la nouvelle densité.
5. Vérifier le critère de convergence (en comparant l'ancienne et la nouvelle densité).
6. Calculer les différents grandeurs physiques (Energie, forces, ...) ; Fin de calcul.

La théorie de la fonctionnelle de la densité s'est rapidement imposée comme un moyen relativement rapide et fiable pour simuler les propriétés électroniques et structurales pour l'ensemble des éléments du tableau périodique allant de la molécule au cristal.

Dans ce chapitre, Nous avons présenté la théorie DFT et nous avons discuté surtout les points essentiels et relatifs à notre travail. De nos jours la DFT est un outil puissant qui présente un grand succès dans des nombreuses applications. Dans le cadre de la DFT, il existe des techniques de calcul de la structure électronique mises au point au cours des dernières décennies sont nombreuses, et en particulier, les méthodes ab-initio qui sont devenues aujourd'hui un outil de base pour le calcul des propriétés électroniques et structurales des systèmes les plus complexes et aussi un outil de choix pour la prédiction de nouveaux matériaux.

Les études ab-initio menées sur l'ensemble des matériaux existants sont nombreuses, elles ont donné des résultats fiables en les comparants avec les mesures expérimentales.

Références

- [1]. N.Bohr. Phil.Mag. I, 26:1,1913.
- [2]. N.Bohr. Phil.Mag. I, 26:857,1913.
- [3]. J.M. Thijssen, Delft University of Technology, *Computational Physics*, Cambridge University press (1999).
- [4]. P. Hohenberg, W. Kohn, Phys. Rev. 136 (1964) 864.
- [5]. R. M. Dreizler, E. K. U. Gross, *Density Functional Theory: An Approach to the Quantum Many-Body Problem*, Springer-Verlag, Berlin, 1990.
- [6]. R. G. Parr, W. Yang, *Density-Functional Theory of Atoms and Molecules*, Oxford University Press, Oxford, 1989.
- [7]. W. Kohn, Rev. Mod. Phys. 71 (1999) 12531266.
- [8]. Frank Jensen, *Introduction to Computational Chemistry* 2nd ed, Wiley (2007).
- [9]. J.M. Thijssen, Delft University of Technology, *Computational Physics*, Cambridge University press (1999).
- [10]. C.J.Cramer, "Essentials of Computational Chemistry Theories and Models (England: John Wiley & Sons Ltd, 2004).
- [11]. D. R. Hartree, *Proc. Cambridge Philos. Soc.* 24: 89 (1928)
- [12]. J.-L. Rivail, *Eléments de chimie quantique à l'usage des chimistes*, 2ième éd., CNRS Edition (1999).
- [13]. M. MA, 1984. G. Silk : *Ultrasonic transducers for nondestructive testing*. Adam Hilger Ltd., Accord,
- [14]. V. Fock, Z. Phys. 61, 126(1930); 62, 795 (1930)..
- [15]. Samir Matar, *Approches Monoélectronique*, Institut de chimie de matière condensée du Bordeaux(14 sep 2004).
- [16]. Walter Kohn, *Electronic Structure of Matter, Wave functions and Density Functionals*, Nobel Lecture (January 28, 1999).
- [17]. Samir Matar, *Approches Monoélectroniques*, Institut de Chimie de la Matière Condensée de Bordeaux ICMCB CNRS 33608 PESSAC Cedex Preprint (14 sep 2004).
- [18]. F. D. Murnaghan, Proc. Natl. Acad. Sci. USA, 30, 5390 (1944).
- [19]. S. Cottenier, *Density Functional Theory and the Family of (L) APW Methods*, a step-by-step introduction, Instituut voor Kern- en Stralingsfysica, K.U. Leuven, Belgium (2002).
- [20]. X. Blase, *DFT- les fondements*, Ecole Semat (2000).

- [21]. Richard M. Martin, *electronic structure Basic Theory and practical methods*, Cambridge University Press (2004).
- [22]. Rodolf Pollet, *Théorie de la Fonctionnelle de la Densité*, Cours M2, Paris sud.
- [23]. Christofer J. Cramer, *Essentials of Computational Chemistry* 2nd ed, Wiley (2004).
- [24]. ML. Doublet, *Les Méthodes Corréls de la Chimie Quantique Hartree Fock et DFT*, Qalern (1999).
- [25]. O.K. Andesen, Phys.Rev, B41, 7892 (1990).
- [26]. Charles Kittel, *Physique de l'Etat Solide* 7e ed, Dunod (1998).
- [27]. P. Hohenberg, W. Kohn, Phys. Rev. 136 (1964) 864.
- [28] R. M. Dreizler, E. K. U. Gross, *Density Functional Theory : An Approach to the Quantum Many-Body Problem*, Springer-Verlag, Berlin, 1990.
- [29] R. G. Parr, W. Yang, *Density-Functional Theory of Atoms and Molecules*, Oxford University Press, Oxford, 1989.
- [30] W. Kohn, Rev. Mod. Phys. 71 (1999) 12531266
- [31]. E. Fermi, Z. Physik 48 (1928) 73.
- [32]. P. Hohenberg, W. Kohn, Inhomogenous Electron Gas, Phys. Rev. 136 (1964) B864.
- [33] L.H. Thomas, Proc. Cam. Phil. Soc., 26, 376 (1930)
- [34]E. Fermi, Z. Phys., 48, 73 (1928).
- [35]. F. D.Murnaghan, Proc. Natl. Acad. Sci. USA, 30: 5390, 1944.
- [36]. E. Schrödinger, "The Energy-impulse Hypothesis of Material Waves ", Ann. Phys.(Leipzig) 82 : 265,1927.
- [37]. Yves Depeursing, Thèse de Doctora N° 297 Soutenue pour l'obtension du Grade de Docteur à l'Ecole Polytechnique Fédérale de Laussane (1978).
- [37]. L. H. Thomas, The calculation of atomic field,Proc. Camb. Phil. Soc. 23 (1927) 542.
- [39]. Wolfram Koch, Max C. Holthausen, *A Chemist's Guide to Density Functional Theory* 2nd ed, Wiley (2001).
- [40]. P. Hohenberg and W. Kohn, " Inhomogeneous electron gas ", Phys. Rev.B 136 : 864,1964
- [41]. P. Hohenberg and W. Kohn, Phys. Rev. 136, B864 (1964).
- [42]. W. Kohn, L.J. Sham, Self -Consistent Equations Including Exchange and Correlation Effects, Phys. Rev. 140 (1965) A1133.
- [43]. W. Kohn L.J. Sham, Phys. Rev. 140, B1133 (1965).
- [44]. P. A. M.Dirac, "Note on Exchange Phenomena in the Thomas Atom", Proc. Camb. Phil. Soc. 26- 376, 1930
- [45]. P.H.T. Philipsen, E.J. Baerends, Cohesive energy of 3d transition metals: Density

- functional theory atomic and bulk calculations, Phys. Rev. B, 54 (1996) 5326.
- [45]. L. H. Thomas, The calculation of atomic field, Proc. Camb. Phil. Soc. 23 (1927) 542.
- [47]. A. Zunger and A. J. Freeman, Phys. Rev. B15, 5049 (1977).
- [48]. V.L. Moruzzi, J. F. Janak and A. R. Williams, « Calculated electronic properties of metals », pergamon, New York (1978).
- [49]. S. Lundqvist, and N. H. March, « Theory of the inhomogenous electron gas », Plenum, New York, (1983).
- [50]. J. Callaway and N. H. March, Solid State Physics, 38, 135 (1984).
- [51]. R. M. Dreizler and J. Província, « Density functional methods in physics », Plenum, New York, (1985).
- [52]. R. G. Parr and W. Yang, « Density functional theory of atoms and molecules », Oxford University Press, New York, (1989).
- [53]. C. Lee, W. Yang, and R.G. Parr, Development of the Colle-Salvetti correlation-energy formula into a functional of the density, Phys. Rev. B37 (1988) 785.
- [54]. S.H.Vosko.L.Wilk,and M.Nussair “spin dependent electron liquid correlation energies for local spin density calculations :a critical analysis Can.J.Phys.58(8):1200-1211.1980.
- [55]. D. Langreth, J. Perdew, Phys. Rev. B 21 (1980) 5469
- [56]. J.P. Perdew, S. Kurth, A. Zupan, P. Blaha, Accurate density functional with correct formal properties: a step beyond the generalized gradient approximation, Phys. Rev. Lett. 82 (1999) 2544.
- [57]. J.P. Perdew et al.,Phys.Rev. B46, (1992) 6671.
- [58]. N.W. Ashcroft, N.D. Mermin, Solid State Physics. Saunders College Publishing, Florida, 1976.
- [59]. H.J. Monkhorst, J.D. Pack, On Special Points for Brillouin Zone Integrations, Phys. Rev. B 13 (1976) 5188.
- [60]. D. Vanderbilt, Soft self-consistent pseudopotentials in a generalized eigenvalues formalism, Phys. Rev. B 41 (1990) 7892.
- [61]. P.E. Blöchl, Projector augmented-wave method, Phys. Rev. B 50 (1994) 17953.
- [62].J.A.White and D.M.Bird “Implementation of gradient _corrected exchange correlation potentielin Car-Parinelle total-energy calculations, Phys.Rev.B.50(7): 4954-4957.Aug 1994.
- [63]. John P,Perdew.J.A
- [64].John. P.Perdew,Kiern Burke ,and Matthias Ernzerhof Generalized gradient approximation Made Simple .Phys.Rev .Lett 77(18):3865-3968 ,oct 1996.

- [65]. A.D.Becke.Density-functional exchange –energy approximation with correct asymptotic behavior ,Phys.Rev.A38(G):3008-3100.Sep.1988
- [66]. Christofer J. Cramer, *Essentials of Computational Chemitry* 2nd ed, Wiley (2004).
- [67]. Frank Jensen, *Introduction to Computatinal Chemistry* 2nd ed, Wiley (2007).
- [68]. E. Fermi, Rend. Accad. Naz. Lincei 6, 602 (1927).
- [69]. R.M.Martin, "Electronic Structure" (Cambridge university press, 2004).
- [70]. V.I.Anisimov.J.Zaanen. et O.K.Andersen, " Band theorie and Mott insulators : Hubbard U instead of stoner I ", Phys. Rev. B44 : 943, 1991.
- [71].J. Kohanoff, "Electronic structure calculations for solids and molecules" (New York: Cambridge university press).

II.1 Introduction

Il existe plusieurs méthodes de calcul pour déterminer les propriétés de solides classées en trois catégories selon les données utilisées (des résultats expérimentaux ou des données fondamentales)

- ❖ Les méthodes empiriques présentent des résultats expérimentaux.
- ❖ Les méthodes semi-empiriques sont des techniques qui résolvent l'équation de Schrödinger pour les systèmes à plusieurs électrons dans lesquelles les calculs nécessitent des résultats purement expérimentaux et des données fondamentales c.-à-d. les méthodes semi-empiriques utilisent des données ajustées sur des résultats expérimentaux afin de simplifier les calculs.
- ❖ Les méthodes ab-initio pour lesquelles les calculs nécessitent seulement des données fondamentales.

Ces dernières années, plusieurs chercheurs ont développés des méthodes basées sur des concepts purement théoriques connus sous le nom « les méthodes de premier principes ». Il existe plusieurs méthodes de calcul des propriétés des solides et leur point commun est la résolution de l'équation de Kohn et Sham de façon auto-cohérente. Cette dernière est l'origine de plusieurs méthodes numériques, parmi ces méthodes qui sont utilisées dans le calcul ab-initio, la méthode des ondes planes augmentées linéarisées à potentiel total (FP-LAPW : Full Potential Linearized Augmented Plane Wave)

II.2. Méthode des ondes planes augmentées linéarisées à potentiel total (FP-LAPW)

La méthode des ondes planes augmentées linéarisées (LAPW : Linearized Augmented Plane Wave), développée par Andersen [1], est fondamentalement une amélioration de la méthode dite des ondes planes augmentées (APW : Augmented Plane Wave) élaborée par Slater [2,3] (cette méthode est détaillée encore plus dans le livre de Loucks [4]).

Dans cette approche, l'espace de la matière est divisé en deux régions : une région sphérique proche du noyau des atomes dite sphère MT « muffin-tin » et une région interstitielle (voir la figure (II.1)). Dans la méthode LAPW, on doit avoir la continuité du potentiel à la surface de la sphère MT. Le potentiel atomique s'écrit sous la forme suivante :

$$V(\vec{r}) = \begin{cases} \sum_{lm} V_{lm}(\vec{r}) Y_{lm}(\vec{r}) & \text{à l'intérieur de la sphère} \\ \sum_k V_k e^{i\vec{k}\vec{r}} & \text{à l'extérieur de la sphère} \end{cases} \quad (\text{II.1})$$

Ce qui est l'origine du nom de la méthode FP-LAPW « Full-Potential LAPW ». Ainsi, avant décrire la méthode FP-LAPW, et d'exposer leur principe, nous allons voir les différents aspects de la méthode APW, nous rappellerons les bases de cette dernière.

II.2.1. Méthode des ondes planes augmentées (APW)

II .2.1.1. Historique de la méthode des Ondes Planes Augmentées (APW)

À la recherche d'une base qui emploie des fonctions autres que les ondes planes, **Slater** a stipulé que la solution de l'équation de Schrödinger pour un potentiel constant est une onde plane, tandis que pour un potentiel sphérique c'est une fonction radiale.

En 1937, Slater expose la méthode les ondes planes augmentées APW (en anglais : Augmented Plane Wave) dans son article [5,6] dans laquelle, il a supposé qu'au voisinage du noyau atomique le potentiel et les fonctions d'onde sont similaire à ceux que dans un atome isolé. Certainement, ils varient fortement, mais ils sont presque sphériques, alors que les électrons qui sont loin du noyau considérés comme libres, d'où leur comportement est représenté par des ondes planes. La méthode APW est basée sur l'approximation « Muffin-tin » pour décrire le potentiel cristallin qui s'appelle le potentiel « Muffin-Tin ». [7]

II .2.1.2. Principe de la méthode des Ondes Planes Augmentées(APW)

Selon cette approximation, la cellule unitaire se divise en deux régions, illustrées sur la figure (II.1).

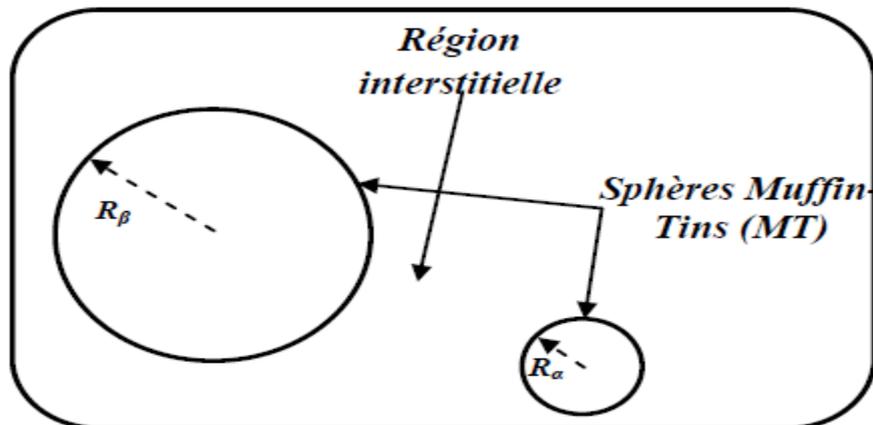


Figure II.1. Répartition de la cellule unitaire, une région interstitielle et des régions sphériques : sphères α et β de rayons muffin-tin R_α et R_β , respectivement.

❖ La première région décrit les sphères appelées les sphères « Muffin-tin » [8] qui ne se chevauchent pas et qui sont centrées sur chaque atome α de rayon R_α (les sites atomiques) dans lesquels les solutions radiales de l'équation de Schrödinger sont employées.

❖ La seconde décrit la région interstitielle délimitant l'espace résiduel non occupé par les sphères (voir la figure (II.1)), où le potentiel est lisse ou varie très lentement. Dans lesquelles, deux catégories appropriées de bases sont utilisées :

✓ Des fonctions radiales multipliées par des harmoniques sphériques dans les sphères atomiques « Muffin-tin » (région I).

✓ Des ondes planes pour la région interstitielle (région II). Les deux régions sphérique et interstitielle sont définies par les fonctions d'ondes φ_I et φ_S qui sont écrites sous la forme suivante :

$$\phi(\vec{r}) = \begin{cases} \varphi_i(\vec{r}) = \frac{1}{\Omega^{\frac{1}{2}}} \sum_G C_G e^{i(\vec{k}+\vec{G})\vec{r}} & r > R_\alpha \\ \varphi_s(\vec{r}) = \sum_{lm} A_{lm} U_l^\alpha(r, E_l) Y_{lm}(\vec{r}) & r < R_\alpha \end{cases} \quad (\text{II.2})$$

$\phi(\vec{r})$: La fonction d'onde.

Ω : Le volume de la cellule unitaire de simulation.

$U_l^\alpha(r, E_l)$: La fonction radiale.

$Y_{lm}(\vec{r})$: L'harmonique sphérique

C_G, A_{lm} : Les coefficients du développement en ondes planes et en harmonique sphérique.

\vec{k} : Le vecteur d'onde dans la première zone irréductible de Brillouin(ZIB).

\vec{G} : Le vecteur de réseau réciproque.

\vec{r} : Les positions à l'intérieur des sphères α et β .

R_α, R_β : Les sphères Muffin tin α et β .

La fonction $U_l^\alpha(r)$ est une solution régulière de l'équation de Schrödinger pour la partie

Radiale qui s'écrit sous la forme :

$$\left\{ -\frac{d^2}{dr^2} + \frac{l(l+1)}{r^2} + V(r) - E_{nl} \right\} r U_l(r) = 0 \quad (\text{II.3})$$

$V(r)$ est la composante sphérique du potentiel Muffin-Tin et E_{nl} l'énergie de linéarisation. Les fonctions radiales définies par l'équation (II.3) sont orthogonales à n'importe quel état propre du coeur. Cette orthogonalité disparaît à la frontière de sphère [9] comme le montre l'équation de Schrödinger suivante :

$$(E_2 - E_1) r U_1 U_2 = U_2 \frac{d^2 r U_1}{dr^2} - U_1 \frac{d^2 r U_2}{dr^2} \quad (\text{II.4})$$

Où U_1 et U_2 sont des solutions radiales pour les énergies E_1 et E_2 . Le recouvrement construit en utilisant l'équation (II.4) et en l'intégrant par parties.

Slater justifie le choix particulier de ces fonctions en notant que :

- ✓ Les ondes planes sont des solutions de l'équation de Schrödinger lorsque le potentiel est constant.
- ✓ Les fonctions radiales sont des solutions dans le cas d'un potentiel sphérique, lorsque E_l est correspond à la valeur propre.

Cette approximation est très bonne pour les matériaux à structure cubiques à faces centrées, et de moins en moins satisfaisante avec la diminution de symétrie du matériau. Pour assurer la continuité de la fonction $\phi(r)$ à la surface de la sphère MT, les coefficients A_{lm} , doivent être développés en fonction des coefficients C_G des ondes planes existantes dans les régions interstitielles. Ainsi, après quelques calculs algébriques, nous trouvons que :

$$A_{lm} = \frac{4\pi i^l}{\Omega^{\frac{1}{2}} U_l(R_\alpha)} \sum_G C_G j_l(|K + g|R_\alpha) Y_{ml}^*(\vec{K} + \vec{G}) \quad (\text{II.5})$$

Où j_l sont les fonctions sphérique de Bessel 4π , provient de la surface des sphères Muffin-Tin. [8].

A partir de cet équation (II .5), les A_{lm} coefficients sont déterminées à partir de ceux des ondes planes C_G et $l E$ (les paramètres d'énergie). Les fonctions individuelles, étiquetées par G deviennent ainsi compatibles avec les fonctions radiales dans les sphères, et on obtient alors des ondes planes augmentées (APWs).

Les fonctions APWs sont des solutions de l'équation de Schrödinger dans les sphères, mais seulement pour l'énergie E_l . En conséquence, l'énergie E_l doit être égale à celle de la bande d'indice G. Ceci signifie que les bandes d'énergie (pour un point k) ne peuvent pas être obtenues par une simple diagonalisation, et qu'il est nécessaire de traiter le déterminant séculaire comme une fonction de l'énergie.

La méthode APW ainsi construite représente quelques difficultés de calcul, dont celles liées au problème de l'asymptote, car les coefficients donnés par l'équation (II.5) contiennent le terme $U_l^\alpha(r)$ qui apparaît au dénominateur de l'équation. Il est donc possible de trouver des valeurs de l'énergie pour lesquels la valeur $U_l^\alpha(r)$ s'annule à la limite de la sphère. C'est ce qu'on appelle le problème de l'asymptote. Les calculs deviennent plus compliqués quand les bandes apparaissent près de l'asymptote.

Donc, afin de surmonter ce problème, plusieurs modifications à la méthode APW ont été apportées, notamment celles proposées par Koelling [9] et par Andersen [10]

II.2.2. Méthode des ondes planes augmentées linéarisées (LAPW)

La méthode LAPW constitue l'une des bases les plus précises pour le calcul des solides cristallins, et comme nous avons déjà mentionné dans les paragraphes précédents que

cette dernière utilise une description du potentiel de type Muffin-Tin et correspond à une amélioration de la méthode APW développée par Andersen [11, 12], Koelling et Arbman

[11-14] basé sur l'idée de Marcus.

Dans la méthode LAPW les fonctions de base dans MT sont des combinaisons linéaires des fonctions radiales $U_l(r)y_{lm}$ et de leurs dérivées $\dot{U}_l(r)y_{lm}$ par rapport à l'énergie. Les fonctions U_l comme dans la méthode APW (II .3) et la fonction $U_l(r)y_{lm}$ doivent satisfaire la condition suivante :

$$\left\{ -\frac{d^2}{dr^2} + \frac{l(l+1)}{r^2} + V(r) - E_l \right\} r\dot{U}_l(r) = 0 \quad (\text{II.6})$$

Les fonctions radiales $U_l(r)$ et $\dot{U}_l(r)$ assurent, à la surface de la sphère MT, la continuité avec les ondes planes. Les fonctions d'onde ainsi augmentées constituent les fonctions de base de la méthode LAPW[15] :

Avec ce développement, la forme explicite des fonctions de base est :

$$\phi(\vec{r}) = \begin{cases} \varphi_i(\vec{r}) = \frac{1}{\Omega^{\frac{1}{2}}} \sum_G C_G e^{i(\vec{k}+\vec{G})\vec{r}} & r > R \\ \varphi_s(\vec{r}) = \sum_{lm} [A_{lm}U_l(r, E_0) + B_{lm}\dot{U}_l(r, E_0)] Y_{lm}(\vec{r}) & r < R \end{cases} \quad (\text{II.7})$$

Où E_l est l'énergie de linéarisation, B_{lm} sont les coefficients qui correspondent à la fonction $U_l(r)$ et de même nature que les coefficients A_{lm} . Ces derniers sont déterminés pour assurer la continuité du potentiel à la surface de la sphère « *muffin tin* ».

Dans la méthode LAPW, on utilise uniquement des ondes planes dans la zone interstitielle comme dans la méthode APW. Alors que à la région des sphères « Muffin-tin » les fonctions LAPW sont mieux adaptées que les fonctions APW .

Par conséquent, les fonctions radiales obéissent à l'équation de linéarisation suivante qui se base sur la série de Taylor [15] où la fonction $U_l(r)$ peut être développée en fonction de dérivée $\dot{U}_l(r)$ et de l'énergie E_l :

$$U_l(r, E) = U_l(r, E_l) + (E - E_0)\dot{U}_l(r - E_0) + O((E - E_l)^2) \quad (\text{II.8})$$

Où

$$\dot{U}_l(r, E_0) = \frac{\partial U_l(r)}{\partial E} \quad (\text{II.9})$$

$O((E - E_l)^2)$: représente l'erreur quadratique énergétique

La méthode LAPW assure ainsi la continuité de la fonction d'onde à la surface de la sphère MT. Mais, avec cette procédure, les calculs perdent en précision, par rapport à la méthode APW qui reproduit les fonctions d'onde très correctement, tandis que la méthode LAPW entraîne une erreur sur les fonctions d'onde de l'ordre de $(E - E_l)^2$ et une autre sur

les énergies de bandes de l'ordre de $(E - E_1)^4$. Malgré cet ordre d'erreur, les fonctions LAPWs forment une bonne base qui permet, avec une seule valeur de l'énergie E_1 , d'obtenir toutes les bandes de valence dans une grande région d'énergie. Lorsque cela n'est pas possible, on peut généralement diviser la fenêtre énergétique en deux parties, ce qui est une grande simplification par rapport à la méthode APW. En général, si U_1 est égale à zéro à la surface de la sphère, sa dérivée \dot{U}_1 sera différente de zéro.

II.2.2.1. Avantages de la méthode LAPW par rapport à la méthode APW

On peut les résumer en quelques points :

- Dans la méthode LAPW, les énergies des bandes (au K-point donné) sont obtenues avec précision grâce à une seule diagonalisation. Alors que dans l'APW, il est nécessaire de calculer l'énergie pour chaque bande.
- Le problème d'asymptote (à la frontière de la sphère) ne se pose pas dans LAPW c.-à-d. suite à l'introduction de la dérivée de la fonction radiale (la continuité) assure le non découplage des ondes planes et les orbitales locales.
- Les fonctions de base de LAPW ont une grande flexibilité à l'intérieur des sphères, ce qui présente une conséquence de la liberté variationnelle au contraire de l'APW où le paramètre d'énergie est prié fixe au lieu d'être variationnel.
- Dans la méthode LAPW, le temps de calcul est considérablement réduit et la convergence rapidement atteinte.

II.2.3. Développement en orbitales locales

Le but de la méthode LAPW est d'obtenir des énergies de bande précises au voisinage des énergies de linéarisation E_l [10]. Pour de nombreux matériaux, cette condition peut être remplie en choisissant les valeurs d'énergie E_l au centre des bandes, mais ceci n'est pas toujours possible car il existe des matériaux pour lesquels le choix d'une seule valeur de E_l pour calculer toutes les bandes d'énergie n'est pas suffisant, c'est le cas pour les matériaux ayant des orbitales 4f [17,18] et les métaux de transition [19]. Pour pouvoir remédier cette situation, on a le choix : soit l'usage des fenêtres d'énergies multiples, soit l'utilisation d'un développement en orbitales locales.

II.2.3.1. Méthode LAPW+lo

Le développement de la méthode LAPW en orbitales locales consiste à modifier les orbitales de sa base pour éviter l'utilisation de plusieurs fenêtres, en utilisant une troisième catégorie de fonctions de base. Le principe est de traiter l'ensemble des bandes à partir d'une seule fenêtre d'énergie. Singh [16] a donné ces orbitales, notées « LO » sous forme d'une

combinaison linéaire de deux fonctions radiales correspondant à deux énergies différentes et de la dérivée par rapport à l'énergie de l'une des de ces fonctions:

$$\phi(\vec{r}) = \begin{cases} 0 & r > R_\alpha \\ [A_{lm}U_l(r, E_l) + B_{lm}\dot{U}_l(r, E_l)]Y_{lm}(\vec{r}) & r < R_\alpha \end{cases} \quad (\text{II.10})$$

Où les coefficients C_{lm} sont de la même nature que les coefficients A_{lm} et B_{lm} définis précédemment.

Une orbitale locale est définie pour un "l" et un "m" donnés et également pour un atome donné (dans la cellule unitaire, tous les atomes étant considérés et non seulement les atomes inéquivalents). Ces orbitales locales peuvent également être utilisées au-delà d'un traitement des états de semi-cœur pour améliorer la base vis-à-vis des bandes de conduction. Cette amélioration de la méthode LAPW est à l'origine du succès de la méthode de linéarisation basée sur la méthode LAPW dans la mesure où elle permet d'étendre cette méthode originelle à une catégorie de composés beaucoup plus large.

II.2.3.2. Méthode APW+lo

Le problème rencontré dans la méthode APW était la dépendance en énergie de l'ensemble des fonctions de base. Cette dépendance a pu être éliminée dans la méthode LAPW+lo mais au prix d'une base de taille plus importante, et de ce fait les méthodes APW et LAPW+lo acquièrent toutes deux une limitation importante.

Sjösted, Nordström et Singh [20] ont apporté une amélioration en réalisant une base qui combine les avantages de la méthode APW et ceux de la méthode LAPW+lo. Cette méthode est appelée « APW+lo » et correspond à une base indépendante de l'énergie (comme était la méthode LAPW+lo) et qui ne requiert qu'une énergie de coupure d'ondes planes très faiblement supérieure à celle nécessaire dans le cadre de la méthode APW. Elle consiste à utiliser une base APW standard mais en considérant $U_l(r)$ pour une énergie E_l fixée de manière à conserver l'avantage apporté par la linéarisation du problème aux valeurs propres. Mais du fait qu'une base d'énergies fixes ne fournit pas une description satisfaisante des fonctions propres, on y ajoute également des orbitales locales qui permettent d'assurer une flexibilité variationnelle au niveau des fonctions de base radiales. Une base « APW+lo » est définie par l'association des deux types de fonctions d'onde suivants :

➤ Des ondes planes APW avec un ensemble d'énergies E_l fixées :

$$\phi(\vec{r}) = \begin{cases} \frac{1}{\Omega^2} \sum_G C_G e^{i(\vec{k}+\vec{G})\vec{r}} & r > R_\alpha \\ \sum_{lm} A_{lm} U_l^\alpha(r, E_l) Y_{lm}(r) & r < R_\alpha \end{cases} \quad (\text{II.11})$$

- Des orbitales locales différentes de celles de la méthode LAPW+lo définies par :

$$\phi(\vec{r}) = \begin{cases} 0 & r > R_\alpha \\ [A_{lm}U_l(r, E_l) + B_{lm}\dot{U}_l(r, E_l)]Y_{lm}(\vec{r}) & r < R_\alpha \end{cases} \quad (\text{II.12})$$

Dans un calcul, une base mixte LAPW et APW+lo peut être employée pour des atomes différents et même pour des valeurs différentes du nombre l . En général, on décrit les orbitales qui convergent plus lentement avec le nombre des ondes planes (comme les états 3d des métaux de transition), ou bien les atomes ayant une petite taille de sphère avec la base APW+lo et le reste avec une base LAPW [21].

II.2.4. Principe de la méthode FP-LAPW

La méthode des ondes planes augmentées linéarisées à potentiel total [40] combine le choix de groupe de base LAPW avec le traitement complet de potentiel et la densité de charge. Aucune approximation n'est faite pour la forme du potentiel ni de la densité de charge. Il n'existe pas d'approximation de forme dans la région interstitielle et à l'intérieur des Muffin Tins, i.e. le potentiel n'est pas contraint d'être sphérique dans les sphères et il est constant entre elles [11,22].

Le potentiel et la densité de charge sont plutôt développés en des harmoniques du réseau à l'intérieur de chaque sphère atomique, et en des séries de Fourier dans les régions interstitielles. Ce qui est à l'origine du nom « Full-Potential ». Cette méthode assure donc la continuité du potentiel à la surface de la sphère MT qui se développe sous la forme sui

$$V(r) = \begin{cases} \sum_{lm} V_{lm}(r) Y_{lm}(\vec{r}) & r < R_\alpha \\ \sum_K V_k(r) e^{i\vec{k}\vec{r}} & r > R_\alpha \end{cases} \quad (\text{II.13})$$

De la même manière, la densité de charge est développée sous la forme suivante :

$$\rho(\vec{r}) = \begin{cases} \sum_{lm} \rho_{lm}(r) Y_{lm}(\vec{r}) & r < R_\alpha \\ \sum_K \rho_k(r) e^{i\vec{k}\vec{r}} & r > R_\alpha \end{cases} \quad (\text{II.14})$$

FP-LAPW est une méthode qui présente un double avantage d'offrir une description complète du potentiel ainsi que des électrons. Elle sera une méthode de choix dès que les propriétés visées feront intervenir les électrons de cœur et dès que la précision sur l'énergie devra être extrême.

II.3. Code wien2k :

La méthode FP-LAPW a été implémenté dans le code WIEN2k, un ensemble de programmes élaborés par Blaha, Schwarz et leurs collaborateurs [20]. Dans les années qui suivirent, ce code a été continuellement révisé et a subi plusieurs mises à jour. Des versions du code Wien originel ont été développées (appelées, selon l'année de leur parution, Wien93,

wien95et wien97). Nous avons utilisé la version Wien2k (année2000) qui a subi une amélioration notable, particulièrement en termes de vitesse, d'universalité (multiplateformes), et de convivialité (interface utilisateur) [23].

Le package Wien2k est écrit en FORTRAN90 et fonctionne sous un système d'exploitation UNIX (LINUX dans notre cas, qui est la version d'UNIX disponible sur les ordinateurs personnels PC à microprocesseurs Intel). Il est constitué de plusieurs programmes Indépendants qui exécutent des calculs de structure électronique dans les corps solides en se Basant sur la théorie de la fonctionnelle de densité (DFT). Plusieurs propriétés des matériaux peuvent être calculées avec ce code, parmi lesquelles:

- Les bandes d'énergie, la densité des états et le surface de Fermi
- La densité d'électrons, la densité spins, et les facteurs de structure aux rayons X
- L'énergie totale, les forces atomiques, les géométries d'équilibre, les optimisations de structure
- Les gradients de champ électrique, les décalages isométriques, les champs hyperfins
- La polarisation des spins (structures Ferro-, antiferromagnétique ou autres), le couplage spin-orbite
- Le spectre d'émission et d'adsorption aux rayons X
- Les propriétés optiques

La procédure de calcul passe par trois étapes:

II.3.1 Initialisation de calcul

Le déroulement et l'utilisation des différents programmes du Wien2k sont illustrés dans la figure II.1. La première étape de calcul est l'initialisation qui consiste à exécuter une série de petits programmes auxiliaires qui vont produire des entrées pour les programmes principaux. On commence dans un sous-répertoire correspondant à notre cas (de matériau étudié) et on définit la structure dans *cas.struct* on peut effectuer l'initialisation par la commande de ligne, qui exécute la suite de sous-programmes suivants:

II.3.1.1 Programme

Le programme NN est un sous-programme qui énumère les distances entre plus proches voisins jusqu'à une limite spécifiée (définie par un facteur de distance f , d'habitude pris égal à 2) et qui donc aide à déterminer la valeur rayon de la sphère (équivalence des atomes) .le fichier de sortie de ce sous-programme est appelé

II.3.1.2 SGROUP :

Le SGROUP détermine le groupe spatial (space group) de la structure qui est définie dans le fichier cas.struct, et rend en sortie le fichier cas.struct.sgroup.

II.3.1.3 SYMMETRY :

Le SYMMETRY est un programme qui énumère les opérations de symétrie du groupe spatial de notre structure à partir des informations contenues dans le fichier cas. Struct (type de réseau, positions atomiques, etc.) et détermine le groupe ponctuel des différents emplacements atomiques, et les matrices des opérations de rotation Correspondantes.

II.3.1.4 LSTART :

Le LSTAR produit des densités électroniques des atomes libres et détermine comment les différents orbitales seront traitées dans les calculs de structure de bande (c'est –à –dire on choisit la méthode 5 (LSDA, perdew et Wang 92), 13,14 (deux GGA sperdew et al 96, et al92, respectivement).De plus ce sous-programme demande L'énergie de coupure (cut-off) qui sépare les états du cœur de ceux de valence, habituellement prise égale -6,0Ry [24].

II.3.1.5 KGEN :

Le KGEN génère une maille de points K dans la partie irréductible de la première zone de Brillouin (Z.B). On spécifie le nombre des points K dans toute la 1ère Z.B.

II.3.1.6 DSTART :

Le DSTART produit une densité initiale pour le cycle SCF (cycle auto-cohérent ou self-consistent) par une superposition de densités atomiques produites dans le sous –programme LSTART L'initialisations du calcul ayant ainsi créé toutes les entrées pour le cycle SCF, le processus est alors lancé et itéré jusqu'à la convergence de la solution. Ce cycle, qui peut être invoqué par la commande de linge *run_lapw* est constitué de cinq sous-programmes [23].

II.3.2 calcul auto-cohérent(SCF)

La deuxième étape est le calcul SCF (Figure II.1). Cette étape est constituée des sous programmes sous forme cyclique

II.3.2.1 LAPW0 (POTENTIELS) :

LAPW0 est un sous-programme qui calcule le potentiel comme la somme du potentiel de coulomb VC et du potentiel d'échange et corrélation VXC ;il utilise la densité d'électrons totale comme input. LAPW0 divise l'espace en une sphère MT (muffin-tin) et une région interstitielle, et calcule le potentiel d'échange et corrélation numériquement sur une grille (grid).

II.3.2.2 LAPW1(BANDES) :

LAPW1(BANDES) est un sous-programme qui trouve l'Hamiltonien, la matrice de chevauchement, les valeurs propres et les vecteurs propres (ces sorties sont enregistrées dans le fichier *cas.vector*) par une méthode de diagonalisation ; cette dernière consomme la plus grande partie du temps de calcul.

II.3.2.3 LAPW2(RHO) :

LAPW2 (RHO) utilise le fichier *cas. vector*, il calcule l'énergie de Fermi, les expansion des densités d'électron de valence constituées des densités d'électrons à l'intérieur de chaque sphère MT(exprimée par des harmoniques sphériques) et dans la région interstitielle (exprimée par une série de Fourier) [23].

II.3.2.4 LCORE :

LCORE calcule les états du cœur de la partie sphérique du potentiel.

II.3.2.5 MIXER :

MIXER est un sous-programme dans lequel les densités d'électron du cœur, des états de semi-cœur (l'essentiel de leur charge est confiné à l'intérieur de la sphère atomique mais quelques pourcents sont en dehors de cette sphère), et des états de valence sont ajoutées pour produire la nouvelle densité totale qui sera utilisée à l'itération suivante. Habituellement, le processeur dépense une petite partie seulement de son temps dans l'exécution est passé dans le sous-programme LAPW0, LCORE et MIXER; la majorité du temps d'exécution est passé

dans les sous-programmes LAPW1 et LAPW2. Le fichier cas.scf produit après la convergence du cycle SCF et contient l'énergie totale calculée (à la fin du fichier) [25].

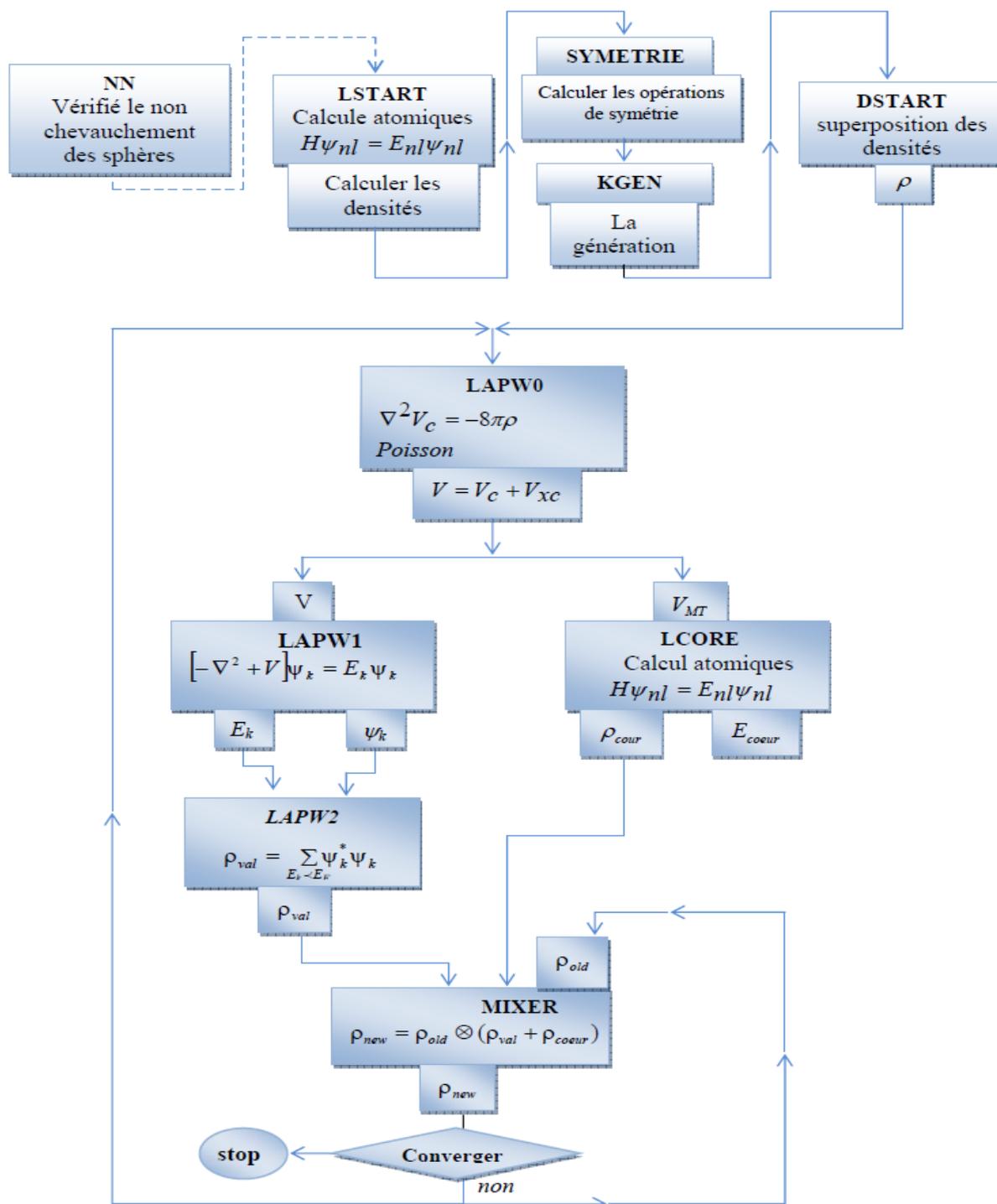


Figure II-2 : L'organigramme des programmes du code wien2K

II.3 .3 Détermination des propriétés

Une fois le calcul auto-cohérent achevé, les propriétés de l'état fondamental (densité de charges, structure de bandes, propriétés optiques... etc.) sont alors déterminées.

Références

- [1]. K. Endo, K. Yamamoto, and K. Deguchi, *J. Phys. Chem. Solids* 54, 15 (1993).
- [2]. A. Y. Liu, R. M. Wentzcovitch, and M. L. Cohen, *Phys. Rev. B* 39, 1760 (1989).
- [3]. R. Wentzcovitch, K.J. Chang and M. L. Cohen, *Phys. Rev. B* 34, 107 1 (1 986).
- [4]. R. Wentzcovitch, M. L. Cohen, and Pui K. Lam, *Phys. Rev. B* 36,6058 (1987)
- [5]. J.C. Slater, *Phys. Rev.* 51, 846 (1937).
- [6]. R.M.Martin, "Electronic Structure" (Cambridge university press, 2004)
- [7] . Adrain P. Sutton, *electronic Structure of Materials*, Clarendon Press. Oxford (1992).
- [8]. J.S Slater Wave function in a peridodic potential, *phy. Rev.*51:846-851.(1937).
- [9] D.D. Koelling and G.O. Arberman, *J. Phys. F* 5, 2041 (1975).
- [10]. O. K. Andersen, "Linear Methods in Band Theory", *Phys. Rev. B* 12: 3060, 1975.
- [11] . S. Blugel et G. Bihlmayer, "Full-Potential Linearized Augmented Plane wave Method" (John von Neumann Institute for Computing, 2006)
- [12] . O. K. Andersen, "Linear Methods in Band Theory", *Phys. Rev. B* 12: 3060, 1975.
- [13]. D. D. Koelling et G. O. Arberman, "Use of Energy Derivative of the Radial Solution in an Augmented Plane Wave Method: Application to Copper", *J. Phys. F (Metal Phys.)* 5 : 2041, 1975.
- [14]. J.M. Thijssen, Delft University of Technology, *Computational Physics*, Cambridge University press (1999).
- [15]. T. Takeda and J. Kubler, *J. Phys. F* 5, 661 (1979)
- [16]. D. Singh, *Phys. Rev. B* 43,6388 (1991).
- [17]. D. J. Singh, *Phys. Rev. B* 44, 7451 (1991).
- [18]. S. Goedecker and K. Maschke, *Phys. Rev. B* 42, 8858 (1990).
- [19]. D. J. Singh and H. Krakauer, *Phys. Rev. B* 43, 1441 (1991).
- [20]. E. Sjösted, L. Nordström and D. J. Singh, *Solid State Commun.* 114, 15 (2000).
- [21]. G.H.K. Madsen, P. Blaha, K. Schwarz, E. Sjösted and L. Nordström, *Phys. Rev. B.* 64, 195134 (2001).
- [22]. D. R Hamann, *Phys. Rev. Lett.* 212, 662 (1979).
- [23].P.Blaha, K.Schawarz, P. Sorantin, ands. BTrickey, *inphys. Commun.*59(1990)399.
- [24].N.V Investigation théorique du mécanisme de physisorption: application d'une méthode de partition fondée sur La fonctionnelle de la densité ,Université de Genève ;2000

[25].P.Blaha, K Schwarz ,G.Madsen,D.Kvasnicka,J.Luitz,Wien2k, An Augmented plan Wave plus Local Orbitals program for Calculating crystal propreties, Techn. Universitat, Vienna, Austria, 2001,ISBN3-950103-1-1-2.

III.1. Introduction :

Les composés intermétalliques binaires constituent une nouvelle classe de matériaux. Ils sont composés de deux ou plusieurs éléments métalliques de type métal-métal ou métal-semi métal dont les structures cristallines sont différentes de celle des métaux constitutifs. Ainsi, ces éléments sont répartis dans des proportions bien précises formant une solution solide ordonnée continue pour un ordre atomique à longue distance pour certains domaines de concentration. Les composés AB, A_3B , AB_3 sont des exemples de ces nouvelles phases. Le nom de phase intermédiaire est plutôt réservé à celle qui possède une structure différente de celle des métaux de base ou des solutions solides terminales. De façon très restrictive, on parle de composé intermétallique lorsque la phase intermédiaire n'existe qu'à l'état ordonné. D'ailleurs, cet état ordonné peut se maintenir ou non jusqu'à la température de fusion du composé. Ils sont formés lorsque la force de liaison les atomes différents (par exemple A-B) est plus grand que celle entre des atomes tels que (A-A, B-B). Ces matériaux possèdent des structures cristallines ordonnées. Leur stabilité dépend de différentes facteurs : facteur de valence (ou concentration électronique), facteur de taille des atomes, facteur électrochimique (différence d'électronégativité).

Dans les composés intermétalliques à la différence des métaux ordinaires la nature non-directionnelle de la liaison métallique est partiellement perdue, et les liaisons prennent un caractère mixte, partiellement covalente et partiellement ionique, cela peut modifier profondément le caractère de la nouvelle phase en termes de structure cristalline, chimique, mécanique et électrique, en raison de leurs liaison mixte ils occupent une position intermédiaire entre les métaux et les céramiques [1]. Il est noté que ces matériaux sont utilisés aussi pour combler les lacunes existantes entre les structures de céramiques et les alliages métalliques.

Le désordre dans ces composés souvent substitutionnel et spécialement les matériaux intermétalliques binaires qui sont présentés comme des composés ioniques, des environnements d'un atome d'une espèce par des atomes de l'autre espèce. Cette situation perdure dans tout le domaine de température pour des éléments de caractéristique atomique différente.

Pour des éléments proches, il y'a un phénomène de désordre qui apparaît à haute température [2].

En comparaison avec les matériaux métallique, les composés intermétalliques présentent des propriétés mécanique et thermiques intéressantes une résistance mécanique élevée à haute température, une faible densité à des température de point fusion élevée, une bonne résistance à la corrosion, et de stabilité thermique [3-5] qui sont souvent supérieures aux métaux ordinaires.

III.2. Définition de l'élément chimique :

Le lanthane et les lanthanides forment une série de quinze éléments métalliques de propriétés chimiques très semblables, que l'on désigne aussi plus communément sous le nom , d'ailleurs impropre , de « terres rares »(parce qu'on les a d'abord extraits à l'état d'oxydes ressemblant aux alcalino-terreux, à partir de minéraux peu courants), dans la classification périodique des éléments, les lanthanides occupent, avec le lanthanes, une seul et même case du tableau ; cette particularité résulte de leur structure électronique qui est identique pour les couches extérieurs et ne diffère d'un élément au suivant que par addition d'un électron dans les couches profondes 4f (d'où leur donne parfois les physiciens).

Les lanthanides se trouvent toujours associés dans les minéraux, bien qu'en proportions assez variables. Ils sont en outre associés à l'yttrium, leur homologue situé au-dessus d'eux dans la 20^{ème} colonne III A du tableau périodique, qui fait partie des actinides, a des propriétés voisines des lanthanides est souvent obtenu en même temps qu'eux

III.2.1. Les chalcogènes :

La famille des chalcogènes , du grec ancien chalcos (minerais) et géna(naissance) , est formée par la colonne 16 (anciennement VIA) du tableau périodique , elle comprend l'oxygène (O) , le soufre (S), le tellure(Te), le polonium(Po) radioactif et un élément synthétique, le livermorium (Lv).

Le terme chalcogènes et un peu désuet et les ouvrages modernes préfères parler de colonnes de l'oxygène ou d'éléments de groupe 16 II se trouve cependant utilisé dans des noms de minerais comme chalcocopyrite, une période de la protohistoire chalcolithique , une technique de gravure sur le cuivre la chalcographies, ou des expressions employées même par l'union internationale de chimie pure et appliquée(IUPAC) « analogues chalcogènes ».

Comme dans les colonnes 13, 14, 15 et 17, le caractère métallique des éléments de la colonne 16 augmente et leur électronégativité diminue. S et O sont des isolants, Se et Te sont des semi-conducteurs et Po est un métal. Les corps simples du bas de la colonne sont attaqués par l'acide chlorhydrique ce qui n'est pas le cas de leur homologues.

Les chalcogènes ont une structure électronique de valence de type $ns^2 np^4$ ou $ns^2 (n-1) d^{10} np^4$, c'est pour cela qu'ils ont une forte tendance à capter 2 électrons ou à former deux liaisons covalentes pour acquérir une couche saturée, afin de respecter la règle de l'octet. Exemple les ions O^{2-} (oxyde) et S^{2-} (sulfure) et les molécules H_2O et H_2 .

III.3. Les alliages à base de composés intermétalliques

Un effort important est actuellement consacré à l'amélioration de différentes propriétés par la diversité de combinaisons des éléments métalliques ou non- métalliques avec des composés intermétalliques en vue d'élargir la gamme d'utilisation de ces matériaux en fonction des grandeurs physiques (la pression et la température). Plusieurs études théoriques et expérimentales ont montré que les propriétés mécaniques peuvent être améliorées par l'addition d'un troisième élément tel que le carbone, le bore, et les éléments de métaux de transition (3d-4d) [8, 9]. Par exemple, l'addition Des éléments tels que Nb, Cu, Ta, Zr, B et C ont été envisagées pour le renforcement de précipitation, tandis que Cr, Ti, Mn, Si, Mo, V et Ni sont ajoutés dans l'alliage FeAl pour le renforcement de solution solide[5]. En général, l'adjonction d'éléments de renforcement, soit une précipitation ou une solution solide de renforcement pour améliorer les propriétés mécaniques telles que la résistance à la traction élevée et la résistance au fluage. Les travaux de recherche sur les composés FeAl [10] et NiAl [11] mirent en évidence l'effet bénéfique du dopage en bore sur le comportement à la rupture à température ambiante : une fragilité intrinsèque intergranulaire le mode de rupture après le dopage en bore devient intragranulaire par clivage avec un gain effectif d'allongement à la rupture. La présence de carbone (C) dans ces alliages peut améliorer la ductilité en fournissant des interfaces matrice en carbure qui agissant comme des pièges à l'hydrogène, ce qui réduit la sensibilité de l'alliage à la fragilisation par l'hydrogène [12.13].

En outre, Dans les alliages TiAl de type B2, l'addition de vanadium (V), le manganèse (Mn), le tantale (Ta) et le niobium (Nb) améliorent également la ductilité sans effet notable sur la limite élastique. L'addition d'éléments comme le chrome (Cr) et le hafnium (Hf) semble augmenter la limite élastique. La tenue à l'oxydation et plutôt améliorée par Ta, Nb et Cr, tandis que V et Mn ont tendance à l'abaisser [14].

III.4. Les différentes phases de composés intermétalliques :

Les composés intermétalliques peuvent être classés en deux grandes catégories selon la stabilité du composé qui dépend généralement de la structure électronique (Ses liaisons chimiques, la coordinence, l'ordre), sa composition chimique et son domaine de stabilité en fonction de la température et de pression, et sa structure cristallographique. Parmi les plus

importants citons [15] : composés intermétalliques formés entre deux métaux : phase de Hume-Rothery et les composés topologiquement compacts.

III.5. Matériaux étudiés

Tableau III.1 : Propriétés physiques des éléments étudié.

Atomes	La	S	Se	Te
Masse atomique (g/mole)	138.905	32.065	78.96	127.6
Configuration électronique	[Xe]5d1 6s2	[Ne]3s2 3p4	[Ar]3d10 4s2 4p4	[Kr]4d10 5s2 5p4
Etat standard	Solide	Solide		Solide
Structure cristalline	Hexagonale	Cubique	Hexagonale	Hexagonale

III.6. Domaine d'applications :

La recherche intensive des matériaux intermétallique a commencé au début des années 1970 en vue de l'attente qu'ils peuvent devenir d'excellentes candidats pour des applications structurales à haute température, en particulier dans le domaine d'automobiles, aviation et des applications aérospatiales à fin d'augmenté la température d'utilisation et réduire le poids. Ces deux grandeurs constituent les préoccupations majeures des utilisateurs. D'une part, l'objectif est de minimiser le poids tout en augmentant le domaine d'utilisation afin que les impératifs de résistance mécanique et de rigidité qui imposent la conception des différents éléments structuraux puissent être satisfaits le plus économiquement possible. Pour ce faire, ils essaient de maximiser la résistance et la rigidité par unité de poids dans la conception de la structure et le choix du matériau , tout en maintenant les couts à un niveau raisonnable. D'autre part, l'augmentation de la température du cycle de travail se traduit par un meilleur rendement thermique. L'industrie est donc à la recherche de matériaux " alternatifs " légers ayant une résistance spécifique la plus élevée possible et pouvant travailler à plus hautes températures. Dans la littérature, on trouve de nombreux articles donnant une perspective sur les matériaux intermétalliques. Parmi la grande famille de ces matériaux citons-les Aluminiums de Fer (FeAl), de Nickel (NiAl), et de Titane (TiAl), ont des potentialités importantes comme

matériaux de structure aux hautes températures puisque ils ont des points de fusion plus élevés et des propriétés mécaniques intéressantes à des températures élevées [4, 6, 7]. Par exemple, le Ni_3Al , sa températures de fusion proche les 1100°C et jusqu'à 1400°C , Ni_3Al présente une excellente résistance à l'oxydation. Ses propriétés mécaniques ont été étudiées en détail en température. Il en ressort que le composé possède une limite d'élasticité élevée lorsque la température s'élève dans une certaine gamme de température ($600\text{-}1100^\circ\text{C}$), tandis que les alliages conventionnes montrent une diminution générale de la résistance avec la température, sont nettement différentes de celles des alliages en solution solide [5]. Aluminium de Nickel et de Fer peuvent fournir une excellente résistance à l'oxydation à des températures allant de 1100 à 1400°C du fait de leur haute teneur en aluminium et des points de fusion élevés. Aluminium de Fer (FeAl) peuvent être utilisés en tant que revêtements particulièrement pour la résistance à la corrosion dans les applications contenant du soufre, et dans les applications automobiles pour remplacer l'acier inoxydable. Ils offrent également des avantages pour des matériaux à cout faible, la conservation des éléments constitutifs, et une très faible densité ($5.4\text{g}/\text{cm}^3$) en comparaison avec les aciers inoxydables ($10\text{g}/\text{cm}^3$). Par conséquent, ils ont longtemps été considérés pour des applications dans les industries pétrochimiques, les centrales électriques conventionnelles, les usines de conversion du charbon. Cependant, la faible ductilité à la température ambiante et l'insuffisance de la résistance au fluage à haute température exprime leurs utilisations pour des applications structurales [5]. Les composés intermétalliques Ti-Al présentent un intérêt pour des composants de moteurs d'avions et les applications aérospatiales, mais la résistance à l'oxydation des composés intermétalliques contenant du Ti est beaucoup plus faible pour des températures élevées [5]. Certain composés intermétalliques covalents comme InSb et GaAs sont utilisés comme des semi-conducteur, d'autres (de type A_3B) ont des températures critiques de supraconduction élevées : 18.05°k pour Nb_3Sn et 17.9°K pour V_3Si .

Ces composés présentent un intérêt pour les industries contemporaines. La variété de ces matériaux et le nombre élevé de leurs structures a pour conséquence une richesse et une diversité considérable de leurs propriétés : ils présentent des propriétés intéressantes pour de nombreuses applications. Les composés intermétalliques sous forme de particules dispersées dans une matrice métalliques (phénomène de précipitation) sont la source de durcissement structural de la plupart des alliages industrielle. Lorsque les composés intermétalliques sont disséminés dans une matrice métallique pure ou solution, ils freinent le mouvement des dislocations, leur utilisation comme constituant principal d'alliages à haute résistance à température élevée fait l'Object de nombreuses recherches.

Références

- [1] . A. M Russell. Ductility in intermetallic compounds. Advanced engineering materials 2003, 5 N°09.
- [2] . J Rieu, G Gous. Mem SCI Revu Métal 1969 ; 65 :689.
- [3] . S. S. Chouhan, P. Soni, G pagare, S.P. Sanyal, M Rajagopalan. Physics B 2011 ; 406 : 339- 344.
- [4] . N. S. Stoloff, C.T. Liu, S.C. Deevi. Intermetallics 2000, 8 : 1313.
- [5] . Yakov N. Berdovsky. Intermetallics Research Progress, Nova science publishers 2008 : p 1-64.
- [6] . Liu CT, George EP, Maziasz PJ, Schneibel JH. Mater Sci Eng a 1998 ; 258 84.
- [7] . Miracle DB, Darolia R. In : Westbrook JA, Fleisher RL, editors. Intermetallic compounds. Practice, vol. 2. Wiley ; 1994. p. 53.
- [8] . Fraczkievicz A, Gay A-S, biscondi M. Mater Sci Eng 1998 ; 258 :108.
- [9] . V.N. Antonov, B,N, Harmon, A.N. Yaresko, Phys , Rev. B 69(2004) 094404.
- [10] . Crimp M.A, Vedula K, Effect of boron on the tensil properties of B2 FeAl, Mat. Sci. Eng, 78 :193-200.
- [11] . F.Moret, R. Baccino, P. Marttel et L. Guetaz Propriétés et applications des Alliages intermétalliques B2-FeAl Journal de physique IV 6. 1996 :282
- [12] . Baligheid RG, Prakash U, Radhakrishna A, Rao VR. Scripta Mater 1997 ; 36 :667.
- [13] . Deevi SC, Sikka VK, Maziasz PJ, Cahn RW, editors. Proceedings of the International Symposium on Nickel and Iron Aluminides : Processing, Properties, and applications. Materials Park, OH : ASM ; 1996. P. 177-86.
- [14] . T. KHAN ET S. NAKA ; Potential and Prospects of intermetallics for Structural applications in Aerospace industry. 14 éme colloque “Matériaux pour l’Aéronautique et l’espace France 18-19 juin 1991.
- [15] . Jean Philibert, Alain Vigns, Yves Bréchet, Pierre Combrade. Métallurgies du Minerai au Matériau (2002) Page : 321-326.
- [16] . K.A Gschneidner, Jr , A.M. Russell, A.O.Pecharsky, Z. Zhang, T.A. Lograsso, J.R. Morris, D.K. Hsu, C.H.C. Lo, Y.Y.. Ye,A.J. Slager, and D.C. Kesse, “A new Family of Ductile Intermetallic compounds, “ Nature, 2, 591 (2003).
- [17] . P. Hoheberg, W. Kohn, Phys. Rev. B 136,864 (1964).

-
- [18] . J.M.leger, N.yacouli, v.Loriers, J.solid State Chem.36 (1981)261.
- [19] . A.Jayaraman, P.D.Dernier, L.D.Longinotti, High Temp.Highpress.7 (1975)1.
- [20] . K.Westerholt ; H. Bach, R. Wendemuth, S.Methfessel, SolidState. Commun
31 (1979)961.
- [21] . E.Bucher, K.Andres, F.J.Disolvo, J.P.Maita, A.C.Gossard, A.S.Cooper, G.W.
Hull, Phys.Rev.b11 (1975)500.
- [22] . A.Eiling, J.S.Schilling, H.Bach, in :J.Schilling, R.N.Shelton (Eds), physics of
Solids under high pressure, North.holland, New York, (1981)pp.385.396.
- [23] . Z.W.lu, D.J.singh, H.krakauer, phys.Rev.B37 (1988)10045.
- [24] . J.M.leger, P.Aimonino, J.Loriers, P.Dordor ; B.coqblin, Phys.Lett.A80 (1980)
325.

IV.1. Introduction :

Cette dernière partie contient les résultats et leurs discussions lors des études approfondies faites sur les propriétés structurales, électroniques. Dans cette approche, les calculs des premiers principes, basés sur la théorie de la fonctionnelle de la densité (DFT), sont effectués par la méthode des ondes planes augmentées linéarisées à potentiel total (FP-LAPW) ainsi que par le potentiel d'échange et de corrélation décrit par l'approximation du gradient généralisé (GGA).

IV.2. Détails de calcul :

Dans ce chapitre, nous présentons l'étude des propriétés structurales, et électroniques des binaires LaS, LaSe et LaTe dont tous les calculs sont réalisés en employant la méthode des ondes planes augmentées linéarisées à potentiel total (FP-LAPW), implémentée dans le code WIEN2k [1] et au sein de la théorie de la fonctionnelle de la densité (DFT) [2]. On a effectué des calculs semi - relativistes (l'effet de spin-orbit est négligé). Nous basons sur L'approximation du gradient généralisé (GGA : Generalized Gradient Approximation), paramétrisée par Perdew, Berke et Erenzehop [3]. Pour traiter le potentiel d'échange et de corrélations, Les calculs DFT (PBE-GGA) [4-5] sont utilisés pour déterminer et obtenir les propriétés électroniques de ces composés.

Le paramètre $R_{MT} \times K_{max}$ est choisi égal à 7 où R_{MT} est le plus petit rayon muffin-tin et K_{max} le module maximal de vecteur réciproque dans la première zone de Brillouin. Nous avons utilisé des rayons muffin-tin R_{MT} de 2.50, 2.32 u.a (unité atomique) pour La,S,Se et Te respectivement. L'intégration de la zone de Brillouin est réalisée avec 2000 k-points.

Les électrons de valences des éléments La, S, Se, Te

La: [Xe] 5d1 6s2

S: [Ne] 3s2 3p4

Se: [Ar] 3d10 4s2 4p4

Te : [Kr]4d10 5s2 5p4

IV.2.1. Propriétés structurales :

La compréhension des caractéristiques structurales est très importante pour interpréter les propriétés physiques à l'échelle microscopique et pour cela nous sommes intéressés dans cette partie à déterminer les paramètres d'équilibre structural des binaires LaS, LaSe et LaTe.

Dans nos calculs, l'optimisation nécessite la détermination de l'état fondamentale par l'énergie d'équilibre, ce qui a conduit à définir le paramètre structural (a), le module de compressibilité (B) et sa dérivée (B').

Pour déterminer le paramètre de maille d'équilibre et trouver comment l'énergie totale varie en fonction de ce paramètre, nous avons effectué des optimisations structurales sur des binaires LaS, LaSe et LaTe (groupe d'espace B1 :225-Fm-3m) où l'atome La occupe 4a (0,0,0) et (S,Se, Te) 4c (0.5, 0.5, 0.5) et pour la structure B2 (groupe d'espace :221-Pm-3m) la atomes occupe 4a (0, 0,0) et (S,Se, Te) 4c (0.5, 0.5, 0.5), respectivement (Voir Figure IV.1.a)

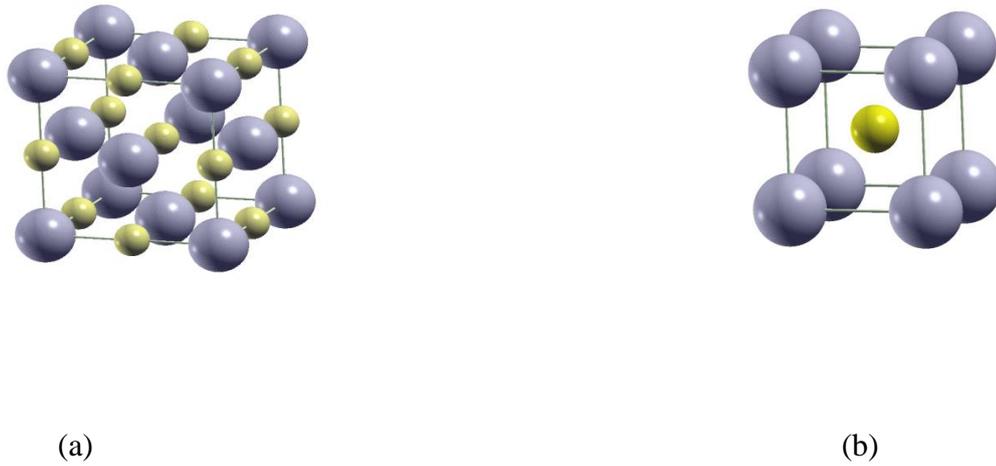


Figure IV.1 a ,b : Structures cristallines B1 et B2.

L'optimisation structurale s'effectue en minimisant l'énergie totale en fonction du volume V . Le cycle d'optimisation est reproduit jusqu'à ce que la convergence soit atteinte. Le module de compression à l'équilibre est évalué en ajustant la courbe de variation de l'énergie totale en fonction du volume obtenue en fin de cycle à l'équation de Birch Murnaghan [7] donnée par :

$$E(V) = E_0 + \frac{9V_0B_0}{16} \left\{ \left[\left(\frac{V_0}{V} \right)^{2/3} - 1 \right]^3 \dot{B}_0 + \left[\left(\frac{V_0}{V} \right)^{2/3} - 1 \right]^2 \left[6 - 4 \left(\frac{V_0}{V} \right)^{2/3} \right] \right\} \quad (\text{IV.1})$$

Où $E(V)$ représente l'énergie totale en fonction de volume de maille élémentaire V , et V_0 le volume de la maille primitive à une pression nulle, B_0 et \dot{B}_0 sont le module de

compressibilité et sa dérivée, respectivement. On fait le calcul pour les deux structures B1 et B2 pour les deux phases paramagnétiques et ferromagnétiques. Les courbes $E(V)$ sont représentées sur la **figure IV.2**, la **figure IV.3**, la **figure IV.4**.

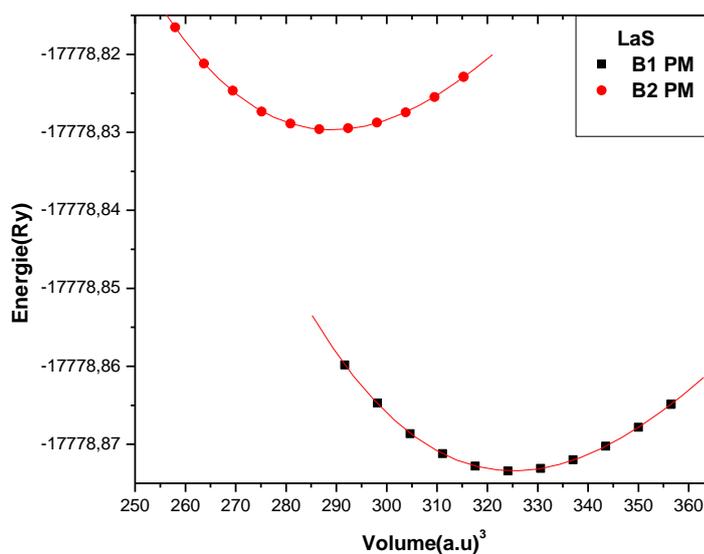


Figure.IV.2 :L'énergie totale en fonction du volume du binaire LaS pour les structures B1, B2 dans la phase PM.

On remarque que le binaire LaS est plus stable dans la structure B1 pour la phase PM

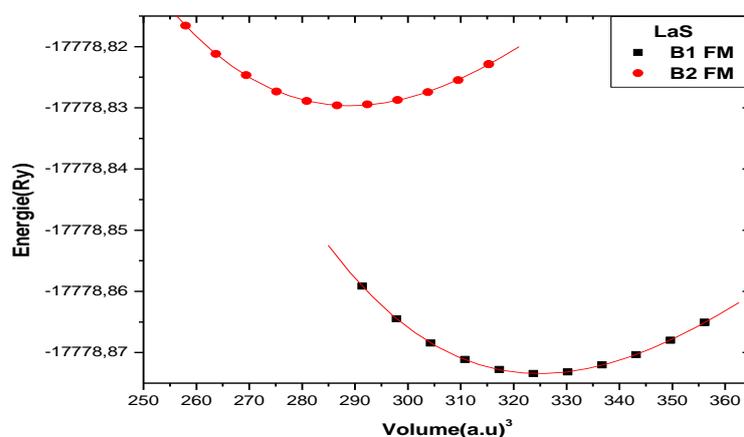


Figure .IV.3 : L'énergie totale en fonction du volume du LaS pour les structures B1, B2 dans la phase FM.

On remarque que le binaire LaS est plus stable dans la structure B1 pour la phase FM

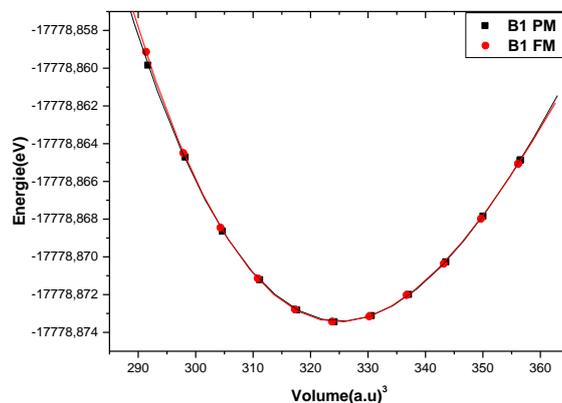


Figure .IV.4 :L'énergie totale en fonction du volume du LaS pour les structures B1 dans Les phases PM et FM .

Pour la figure .IV.3 on remarque que les deux phases PM et FM sont confondus qui veut dire que notre binaire LaS n'a pas un comportement magnétique.

Alors on a fait le même calcul pour les deux autres binaires LaSe et LaTe qui sont montré dans les deux figures IV.4 et IV.5.

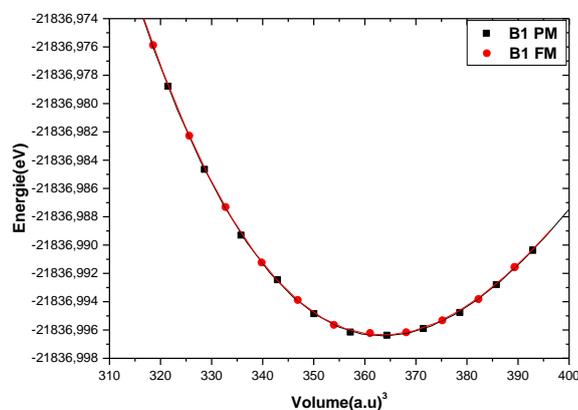


Figure.IV.5 : L'énergie totale en fonction du volume du binaire LaSe pour les deux phases PM et FM.

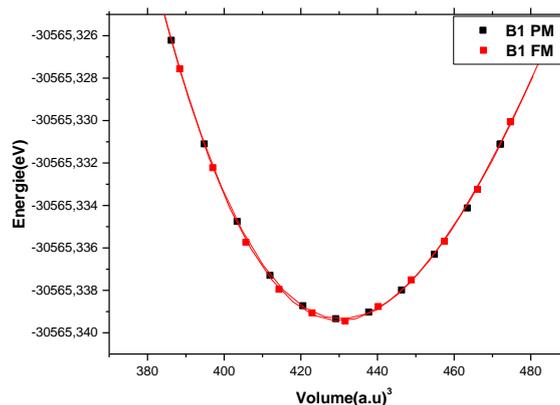


Figure. IV.6 : L'énergie totale en fonction du volume du binaire LaSe pour les deux phases PM et FM.

On peut voir à partir de ces courbes que nos composés binaires étudié stabilise énergétiquement dans sa phase ferromagnétique (PM) à l'équilibre de volume, avec la structure B1. En se basant sur l'ajustement de ce résultat sur l'équation d'état de Birch Murnaghan, on obtient, pour ces composés, les paramètres de l'état fondamental (V_0 , B(GPa), BP, E_0 , a (Bohr)), et on les compare avec ceux d'un travail théorique (A. Birsan et al) [8], cités dans le **tableau IV.1**.

Tableau IV.1 :Présentation du paramètre de réseau à l'équilibre (a)[Bohr], le module de compressibilité (B) et sa première dérivée par rapport à la pression (BP)[GPa], énergie de l'état fondamental E_0 [Ry] pour LaS LaSe et LaTe.

Binaire	A_0	B_0 (Gpa)	B'
LaS NaCl (Bl) Pm	5.7768	96.9828	3.8667
Autres calculs Expérimentales	5.843 ^a 5.727 ^b 5.852 ^c	83.51 ^a 107.0 ^b	5.00 ^a
Autres calculs Théorique	5.873 ^d 5.843 ^e	87.8 ^d 83.51 ^e	3.95 ^d 5.00 ^e
LaS NaCl (Bl) Fm	5.7752	97.9185	4.7879
LaSe NaCl (Bl) Pm	5.9958	86.2733	4.0040
Autres calculs Théorique	6.126 ^e	68.40 ^e	4.28 ^e
Autres calculs Expérimentales	6.062 ^a 6.100 ^b 6.067 ^c	71.93 ^a 68.70 ^b 74.08 ^c	4.93 ^a 4.40 ^b 4.7 ^c
LaSe NaCl (Bl) Fm	5.9958	86.7890	3.9187
LaTe NaCl (Bl) Pm	6.3428	70.3119	4.0987
Autres calculs Expérimentales	6.455 ^a 6.46 ^b 6.435 ^c	55.00 ^a 56.90 ^b	4.87 ^a 4.37 ^b
LaTe NaCl (Bl) Fm	6.3404	70.8515	4.7531

Référence [1]^a , Référence [2]^b , Référence [3]^c ,[4]^d , Référence [5]^e .

Birsan et al ont mentionnées que la structure Hg₂CuTi dans sa phase ferromagnétique est l'état fondamental de ce composé qui est en désaccord avec les résultats obtenue dans cette étude.

IV.2.2.Propriétés électroniques :

L'importance des propriétés électroniques d'un matériau réside dans le fait qu'elles nous permettent d'analyser et de comprendre la nature des liaisons qui se forment entre les différents éléments des matériaux. Ces propriétés comprennent les structures de bandes, et les densités d'états.

IV.2.3.1.Structures de bandes :

La structure de bande est une représentation dans l'espace réciproque soumis à la relation de dispersion . Dans cette partie nous avons étudié la structure de bande électronique

des binaires LaS , LaSe , et LaTe où nous utiliserons le paramètre de maille d'équilibre correspond à la phase PM.

Les structures de bandes non polarisées sont calculées en utilisant la méthode GGA. La figures IV-6, présentent les structures de bandes du binaire LaS étudié aux points et le long des directions de haute symétrie de la première zone de Brillouin. A partir de cette figure, on voit clairement que dans La structure de bandes, les bandes de valence (BV) et de conduction (BC) se chevauchent (à savoir, se croisent) au niveau de Fermi. Ceci indique que binaire LaS a un comportement métallique dans cette voie.

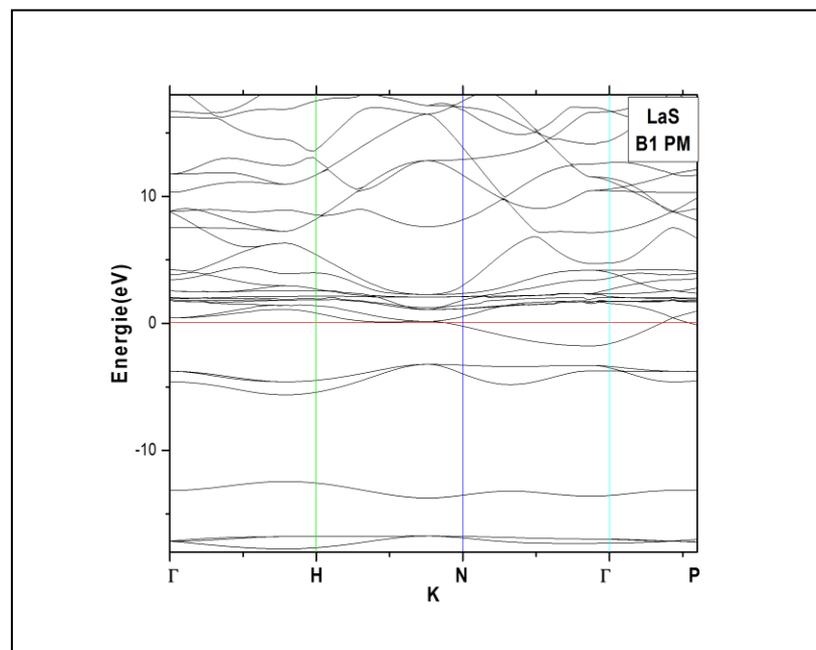


Figure IV. 7: Structures de bande pour le composé binaire LaS le long des lignes de haute symétrie.

La figures IV-7, présentent les structures de bandes du binaire LaSe étudié aux points et le long des directions de haute symétrie de la première zone de Brillouin. Cette figure montre aussi que le binaire LaSe a un comportement métallique.

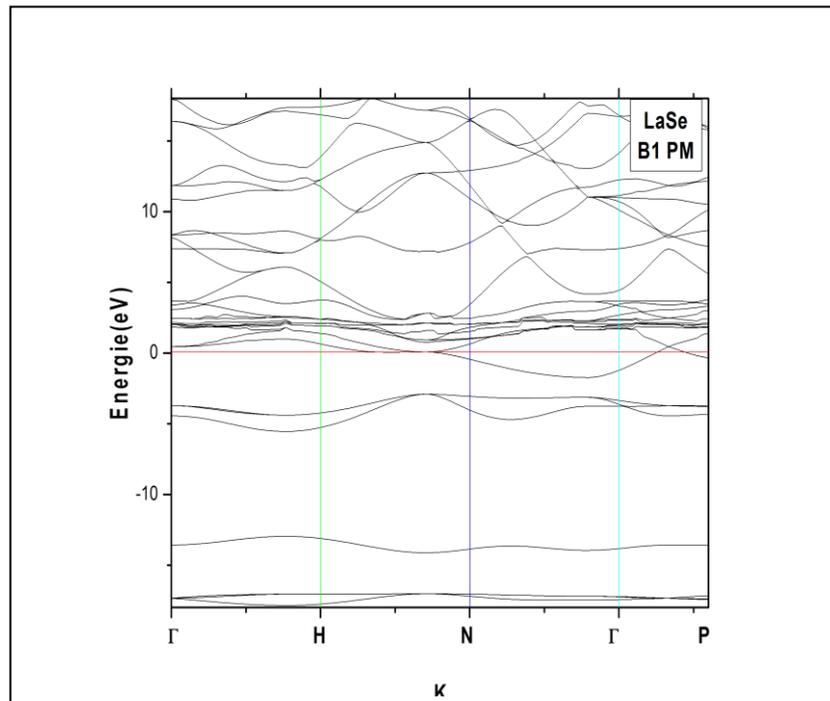


Figure IV. 8: Structures de bande pour le composé binaire LaSe le long des lignes de haute symétrie.

Ainsi a figures IV-8, présentent les structures de bandes du binaire LaTe étudié aux points et le long des directions de haute symétrie de la première zone de Brillouin. Cette figure montre aussi que le binaire LaSe a un comportement métallique.

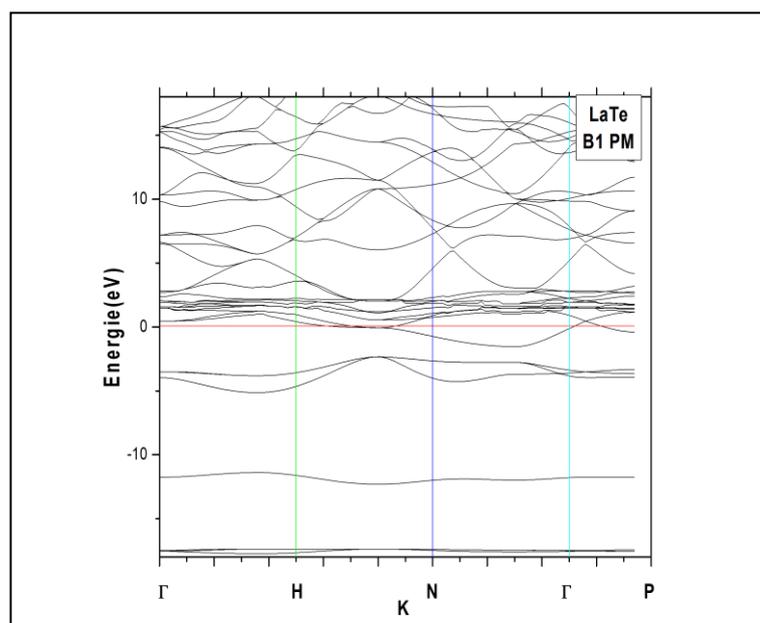


Figure IV. 9: Structures de bande pour le composé binaire LaTe le long des lignes de haute symétrie.

D'après ces résultats cités ci dessus les composés LaS , LaSe et LaTe ont un comportement métallique.

Références

- [1]^a . A.Bouhemadou, R.khenata, M.Maamache Journal of Molecular structure, THEOCHEM77 (2006) 5-10 .
- [2]^b . F.Soya1p computational Materials Science 44 (2009) 1371-1378
- [3]^c . G.Vaitheeswaran, V. Kanchana, M.Idiri phys.Rev. B 75 (2007) 184108
- [4]^d . G. Vaitheeswaran, V. Kanchana, S. Rajagopalan, M.Idiri, T.L. Bihan, A. Svane, A. Delin, B. Johansson,phys.Rev. B 75 (2007) 184108.
- [5]^e .A. Bouhemdou , R. Khenata, M. Maamache,J. Mol. Struc: THEochem 777 (2006) 5.

Conclusion générale :

Au cours de ce mémoire, nous avons étudié les propriétés structurales électroniques des matériaux binaires LaS, LaSe et LaTe à l'aide d'une méthode quantique. Dans cette étude, nous sommes intéressés à ce type de matériaux « intermétalliques » grâce à leur intérêt technologique et industriel. En appliquant pour cela la méthode ab initio FP-LAPW, basée sur la théorie de la fonctionnelle de densité qui exprime l'énergie totale en tant que fonctionnelle des paramètres d'ordre, et implémentée dans le code de simulation WIEN2k.

Dans cette conclusion, nous tenons, à souligner les points essentiels suivants:

- Tout d'abord, nous avons étudié les propriétés structurales qui caractérisent l'état fondamental de système considéré tels que le volume à l'équilibre, le module de compressibilité par rapport à la pression. Ces paramètres structurales ont été calculés et comparés avec d'autres résultats théoriques et expérimentaux.
- Ensuite, nous avons déterminé les propriétés électroniques, la topologie des structures de bandes et l'étude de la densité d'état d'alliage qui révèlent que les binaires LaS, LaSe et LaTe un comportement métallique.

L'objectif de cette étude et les résultats obtenus nous encouragent à étudier et découvrir d'autres composés des intermétalliques avec des bonnes propriétés...

Résumé

Nous avons présenté Dans ce travail, une étude théorique par modélisation des propriétés structurales et électroniques, des composés binaires LaS ,LaSe et LaTe. Les calculs ont été effectués par la méthode des ondes planes augmentées (FPLAPW) implémentée dans le code WIEN2k qui se base sur le formalisme de la fonctionnelle de la densité (DFT), en utilisant l'approximation du gradient généralisé (GGA). Les résultats trouvés sont en accord avec d'autres calculs théoriques et expérimentaux .

Mots clés : Intermétalliques ; LaS ,LaSe et LaTe ; DFT .

Abstract

We presented in this work, a theoretical study by modeling of structural and electronic properties of the binary compounds LaS, LaSe and LaTe. The calculations were performed by the augmented plane wave method (FPLAPW) implemented in the WIEN2k code which is based on the density functional formalism (DFT), using the generalized gradient approximation (GGA). The results found are in agreement with other theoretical and experimental calculations.

Keywords: Intermetallic; LaS ,LaSe et LaTe ; DFT.

ملخص

في هذا العمل ، قدمنا بدراسة نظرية للخصائص البنيوية ،الإلكترونية ، حيث أجريت الحسابات باستخدام طريقة الموجة المستوية المعززة (FPLAPW) ، والتي تستند إلى طريقة الكثافة الوظيفية (DFT) منفذة من خلال برنامج WIEN2K و باستخدام تقريب تدرج (GGA) المعمم. النتائج المتوصل إليها توافق حسابات نظرية و تجريبية أخرى. أظهرت نتائجنا أن هذه المركبات ذات خصائص معدنية

الكلمات المفتاحية: ،الكثافة الدالية،المغناطيسية LaTe و LaSe و LaS سبائك.

Liste des Tableaux

	<i>Chapitre III</i>	
Tableau III.1	Propriétés physiques des éléments étudiés.	50
	<i>Chapitre IV</i>	
Tableau IV.1	Présentation du paramètre de réseau à l'équilibre (a)[Å], le module de compressibilité (B) et sa première dérivée par rapport à la pression (BP)[GPa], énergie de l'état fondamental E_0 [Ry] pour LaS LaSe et LaTe.	60

Liste des Figures

Chapitre I

- Figure I.1** Mise en œuvre d'algorithmique de l'approximation de Born-Oppenheimer. 9
- Figure I.2** Représentation de la densité électronique de la molécule d'eau. 15
a) Relief carte montrant les valeurs de $\rho(r^{\rightarrow})$ projetée dans le plan, qui contient les noyaux. b) Représentation de la molécule à trois dimensions.
- Figure I.3** a) Système réel constitué de plusieurs électrons en interaction mutuelle, (b) Système fictif de fermions indépendants de même énergie et de même densité électronique que le système réel. 17
- Figure I.4** Cycle auto-cohérent de la théorie de la fonctionnelle de la densité (DFT). 24

Chapitre II

- Figure II.1** Répartition de la cellule unitaire, une région interstitielle et des régions sphériques : sphères α et β de rayons muffin-tin $R\alpha$ et $R\beta$, respectivement. 32
- Figure II.2** L'organigramme des programmes du code wien2K. 43

Chapitre IV

- Figure IV.1 a ,b** Structures cristallines B1 et B2. 56
- Figure.IV.2** L'énergie totale en fonction du volume du binaire LaS pour les structures B1, B2 dans la phase PM. 57
- Figure .IV.3** L'énergie totale en fonction du volume du LaS pour les structures B1, B2 dans la phase FM . 57
- Figure .IV.4** L'énergie totale en fonction du volume du LaS pour les structures B1 dans Les phases PM et FM . 58
- Figure.IV.5** L'énergie totale en fonction du volume du binaire LaSe pour les deux phases PM et FM. 58
- Figure. IV.6** L'énergie totale en fonction du volume du binaire LaSe pour les deux phases PM et FM. 59

Liste des Figures

Figure IV.7	Structures de bande pour le composé binaire LaS le long des lignes de haute symétrie.	61
Figure IV.8	Structures de bande pour le composé binaire LaSe	62
Figure IV.9	Structures de bande pour le composé binaire LaTe le long des lignes de haute symétrie.	62