



Mémoire de fin d'études

PRESENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION
DU DIPLOME DE : Master

Filière : Physique
Option : Physique des Matériaux

THÈME :

Contribution à l'étude de l'émission des rayons X : détermination du rapport d'intensité des raies $L \left(\frac{L\beta}{L\alpha} \right)$ dans le cas des lanthanides.

Préparé par : KOUAR Aichouch

Soutenu le : 03/07/2023

Devant le jury :

Président :	IMAKHLAF Anis	MCB	Université de BBA
Rapporteur :	KAHOUL Abdelhalim	Pr	Université de BBA
Examineur :	BENDJEDI Ahlem	MCB	ENS Sétif
Invité :	DAOUDI Salim	Pr	Université de BBA

Année Universitaire 2022-2023

Dédicace

Avec l'expression de ma reconnaissance, Je dédie ce modeste travail à ceux qui, quels que soient les termes embrassés, je n'arriverais jamais à leur exprimer mon amour sincère :

Mon cher père

Je n'oublierai jamais sa gentillesse, ses sacrifices et ses encouragements, il était toujours un guide dans toutes mes actions et un refuge. Qu'il trouve dans ce travail l'expression de mon grand amour envers lui et de ma grande reconnaissance !

*A la femme qui a souffert sans me laisser souffrir, qui n'a jamais dit non à mes exigences et qui n'a épargné aucun effort pour me rendre heureuse, Ma lumière du jour et l'étoile de mes nuits, mon symbole de patience,
d'amour et de tendresse, Mon adorable mère*

*Je fais également un clin d'œil aux autres personnes de ma vie : mes frères, Lakhder, Said et Anter
Et mes sœurs : Hamama, Soumaia, Nora et Maroua.*

Je n'oublie pas de penser à ma fidèle amie Hanane que je considère comme ma sœur, avec laquelle j'ai partagée beaucoup de moments de plaisir

Que Dieu les garde tous

KOUAR Aichouch

Remerciements

Je tiens avant tout à adresser notre reconnaissance à notre Dieu tout puissant de nous avoir permis d'en arriver là, car sans lui rien n'est possible.

En effet, le présent mémoire de Master n'aurait pu avoir le jour sans la contribution de nombreuses personnes, dont je me fais aujourd'hui un plaisir et un devoir de les remercier.

*Je suis reconnaissant à mon encadreur **KAHOUL Abdelhalim** qui m'a aidée à progresser dans ce travail grâce à ses conseils, directifs, son esprit critique et son soutien tout long de la réflexion de cette recherche. Et qui a bien voulu assurer le suivi de mon étude à travers son encouragement et ses précieux conseils qui m'ont été très utiles dans l'élaboration de cette recherche.*

je remercie vivement les membres du jury qui ont accepté de juger ce travail

Je tiens à remercier vivement tous mes enseignants qui nous ont aidés à l'accumulation des connaissances nécessaires durant le cursus universitaire.

Mes vifs remerciements s'adressent à toute ma famille.

*Tous ceux qui ont participé de près ou de loin dans la réalisation de ce travail
Je trouve ici l'expression de ma profondeur gratitude et remerciements.*

MERCI

KOUAR Aychouch

Liste des figures

Chapitre I

Figure I.1 : Les rayonnements électromagnétiques	6
Figure I.2 : Représentation schématique de l'effet photoélectrique (Slimani, 2016).....	7
Figure I.3 : Effet Compton (Slimani, 2016).....	8
Figure I.4 : Représentation schématique de l'effet création de paire (Slimani, 2016).....	11
Figure I.5 : Domaine de prédominance de l'effet photoélectrique, effet Compton et production de paire en fonction de Z et de l'énergie du photon (Diana El Hajjar, 2014)....	10
Figure I.6 : Contributions respectives au coefficient d'absorption linéique des trois modes d'absorption de l'énergie des photons par la matière en fonction de l'énergie des photons ..	11
Figure I.7 : Les deux transition (a) non radiative « l'effet Auger », (b) radiative « fluorescence de RX».....	12
Figure I.8 : Phénomène de la fluorescence X	13
Figure I.9 : Représentation schématique d'une transition Auger.....	14
Figure I.10 : Les transitions non radiative (i) Transitions de C-K et (ii) l'effet Auger	16

Chapitre II

Figure II.1 : L'écart type z_i et la valeur moyenne \bar{z} pour les lanthanides	33
Figure II.2 : Droite de régression de Y en fonction de X (Zidi, 2021).....	35
Figure II.3 : La distribution du rapport $R = \frac{\left(\frac{L\beta}{L\alpha}\right)_{exp}}{\left(\frac{L\beta}{L\alpha}\right)_{WR}}$ pour les lanthanides ($57 \leq Z \leq 71$) en fonction du numéro atomique Z. La courbe de l'interpolation est représentée en trait plain.....	38
Figure II.4 : La distribution des valeurs moyennes pondérées recommandées $\left(\frac{L\beta}{L\alpha}\right)_{WR}$ pour les lanthanides ($57 \leq Z \leq 71$) en fonction du numéro atomique Z. La courbe de l'interpolation est représentée en trait plain.....	38
Figure II.5 : Nos valeurs sem-empiriques du rapport d'intensité $\left(\frac{L\beta}{L\alpha}\right)_{s-emp}$ comparer aux valeurs expérimentales de : Shatendra et al. (1983), Raghavaiah et al. (1990), Garg et al. (1986), Meddah (2021), Durak and Özdemir (2001), Ertugrul (1996) et Han et al. (2008) en fonction du nombre atomique Z.....	41

Liste des tableaux

Chapitre I

Tableau I.1 : Nombres quantiques de l'électron6

Chapitre II

Tableau II.1 : Principales transitions atomiques permises relatives à l'ionisation de la couche L et correspondance entre la notation quantique et celle de Seigbahn.....25

Tableau II.2 : Valeurs expérimentales du rapport d'intensité des rayons X $\left(\frac{L\beta}{L\alpha}\right)_{exp}$ des éléments de numéro atomique $39 \leq Z \leq 92$31

Tableau II.3 : Valeurs expérimentaux du rapport d'intensité des rayons X $\left(\frac{L\gamma}{L\alpha}\right)_{exp}$ des éléments de numéro atomique $39 \leq Z \leq 92$41

Chapitre III

Tableau III.1 : Coefficients de l'interpolation.....57

Tableau III.2 : Présent calcul des rapports d'intensités $\left(\frac{L\beta}{L\alpha}\right)_{s-emp}$ semi-empirique pour des cibles de ${}_{39}Y$ à ${}_{92}U$ comparées aux valeurs expérimentales des autres auteurs.....62

Tableau III.3 : Présent calcul des rapports d'intensités $\left(\frac{L\gamma}{L\alpha}\right)_{s-emp}$ semi-empirique pour des cibles de ${}_{39}Y$ à ${}_{92}U$ comparées aux valeurs expérimentales des autres auteurs.....63

Table des matières

Introduction Générale	1
------------------------------------	---

Chapitre I

Interaction rayonnement matière Et Paramètres de l'atome à la fluorescence X

I.1. Introduction.....	5
I.2. Le rayonnement ...	5
I.3. Les rayons X	6
I.4. Interaction des rayonnements électromagnétiques avec la matière	7
I.4.1. Effet photoélectrique	7
I.4.2. Diffusion Compton	8
I.4.3. Création de paire	8
I.4.4. La diffusion de Rayleigh Thomson	9
I.4.5. Compétition entre les trois effets	9
I.4.6. Atténuation (la perte d'énergie)	10
I.5. Transitions électroniques	11
I.5.1. Transitions entre niveaux	11
I.5.2. Règles de sélections	11
I.6. Transition radiative et non radiative	12
I.6.1. Processus radiatif (La fluorescence X)	13
I.6.2. Processus non radiatif (Effet Auger).....	14
I.7. Le rendement de fluorescence	15
I.8. La probabilité totale	16
I.9. Section efficace	17
I.9.1. Section efficace totale de production de rayon X	17
I.9.2. Section efficace de la couche L	17
I.10. Les transitions radiatives $L\alpha$ et $L\beta$	18
I.11. Rapport des intensités de l'émission des rayons X théorique	20
I.11.1. Largeurs radiative et non-radiative	20
I.11.2. Calcul des rapports des intensités	21
Références bibliographiques.....	22

Chapitre II

Détermination du rapport d'intensité d'émission de rayons X des raies L $\left(\frac{L\beta}{L\alpha}\right)$ dans le cas des lanthanides ($57 \leq Z \leq 71$)

II.1. Introduction	24
II.2. Les lanthanides	24
II.3. Base de données	26
II.4. Méthode des moindres carrés.....	34
II.4.1. Approximation polynomiale de degré 2.....	35
II.4.2. Approximation polynomiale de degré N	36
II.5. Calcul semi-empirique	37
II.6. Résultats et discussion	39
Références bibliographiques.....	42

Conclusion générale	45
----------------------------------	----

Introduction Générale

La structure atomique de la matière est un fait bien établi depuis plus d'un siècle et le mouvement des électrons autour de leurs noyaux pour constituer des atomes est unanimement admis par le grand public.

Lorsque la matière est bombardée par un faisceau de particules ou par une radiation, cette matière cible interagit différemment selon sa composition atomique et le type de particule constituant le projectile. On évoque alors le cas de particules directement ionisantes lorsque le faisceau projectile est composé de particules chargées. Ces dernières interagissent directement avec les électrons des atomes de la cible et provoquent, en général, soit une ionisation de l'atome soit sa désexcitation. Les particules non chargées sont indirectement ionisantes car elles doivent d'abord subir des interactions permettant la création de particules chargées, lesquelles pourront, en seconde étape, ioniser les atomes de la cible (Abassi, 2023).

L'excitation d'un atome provoquée par son interaction avec un faisceau projectile est suivie par le phénomène de désexcitation atomique où l'atome retrouve son état de stabilité. Cette désexcitation est accompagnée par l'émission de rayons X ou par des processus non radiatifs dit d'Auger ou de Coster-Kronig.

Un effort considérable a été dirigé depuis les années cinquante du siècle passé vers l'étude de l'ionisation des orbites internes des atomes par des photons ou des particules chargées. Le progrès a été publié non seulement dans des études théoriques mais également dans le domaine des applications de ce phénomène. Une partie substantielle de cet effort a été consacrée à l'application des rayons X résultant de l'ionisation des orbites internes par des photons. Un atome est formé d'un noyau de charge $+Ze$ (Z est le numéro atomique de l'élément) et de Z électrons de charge $-e$. Chaque électron, caractérisé par plusieurs nombres quantiques, a une énergie bien déterminée. Les électrons sont répartis par ordre d'énergie croissante en couches K, L, M, N, ..., correspondant au nombre quantique principal. Chaque couche comprend différentes sous-couches d'énergies voisines correspondant aux autres nombres quantiques. Les niveaux énergétiques des couches et sous-couches sont caractéristiques de chaque élément (Meddah, 2021).

Introduction générale

De par leurs propriétés physiques et chimiques les métaux de lanthanides et leurs halogénures correspondants intéressent à la fois les chercheurs et les industriels. Sous forme métallique, à des concentrations inférieures à 1 %, les mélanges de lanthanides entrent en jeu dans la préparation d'alliages afin d'en améliorer leurs propriétés mécaniques. Les lanthanides interviennent également dans l'industrie des piles à combustibles : les composés intermétalliques à base de lanthane permettent de stocker l'hydrogène sous forme d'hydrures métalliques stables. Le spectre étendu des applications technologiques de ces composés nécessite la connaissance fondamentale de leurs propriétés physico-chimiques et en particulier de leurs propriétés atomiques (Ibessaten and Lahbib, 2016). Cependant, la connaissance des rapports des intensités de l'émission des rayons X pour les éléments du lanthanide a fait l'objet de beaucoup de domaine de recherche, qui a été résumées dans plusieurs articles de synthèse. Ainsi que de l'intérêt théorique, en vue de leurs applications pour l'analyse élémentaire en physique médicale, chimie des surfaces, sciences de l'environnement et de l'industrie.

Le travail que nous rapportons ici est dans le but de présenter une étude des résultats expérimentaux du rapport d'intensité ($L\beta/L\alpha$) et la déduction des valeurs semi-empiriques dans le cas des lanthanides ($57 \leq Z \leq 71$).

Ce mémoire est divisé en deux parties:

- Après une introduction générale, dans le premier chapitre de ce travail nous avons présenté une étude sur l'interaction rayonnement matière et les différents paramètres atomiques de la fluorescence X.
- Le deuxième chapitre est consacré à la détermination semi-empirique du rapport d'intensité ($L\beta/L\alpha$) dans le cas des lanthanides. Le calcul est basé sur les données expérimentales de la compilation de Meddah (2021). Ce calcul est basé sur les valeurs moyennes pondérées recommandées de données expérimentales. Nous avons pu trouver de nouvelles valeurs semi-empiriques de ces rapports d'intensité des éléments atomiques: $57 \leq Z \leq 71$.

En fin une conclusion générale achève ce travail.

Références Bibliographiques :

Abassi A. Détermination de sections efficaces d'ionisation et de production des rayons X des couches et des raies L pour les éléments atomiques de $18 \leq Z \leq 92$: Par impact de protons. Thèse de doctorat, université de Bordj BouArréridj, 2023.

Meddah S. Etude des paramètres atomiques intrinsèques pour l'émission des rayons X: Rapport de l'intensité de la raie L. Mémoire de Master, université de Bordj BouArréridj, 2021.

Ibessaten L., Lahbib C. Influence de quelques paramètres physico-chimiques sur le rendement de la réaction de synthèse du tribromure de gadolinium. Mémoire de Master, université de Béjaia, 2016.

Chapitre I

Interaction rayonnement matière Et Paramètres de l'atome à la fluorescence X

I.1. Introduction :

Le concept d'atome est particulièrement bien admis par le grand public. L'atome est donc un modèle essentiellement théorique. Bien que ce modèle ne soit plus aujourd'hui remis en cause, il a beaucoup évolué au cours du temps (Le temps est un concept développé par l'être humain pour appréhender le changement dans le monde) pour répondre aux exigences des nouvelles théories physiques et correspondre avec les différentes expérimentations effectuées. Les particules chargées et non chargées interagissent différemment avec la matière. Les particules chargées peuvent directement provoquer des excitations ou des ionisations, alors que les particules non chargées doivent d'abord subir une interaction créant une particule chargée qui pourra ensuite exciter ou ioniser la matière. C'est pourquoi les particules chargées sont dites directement ionisantes alors que les particules non chargées sont dites indirectement ionisantes. L'excitation des rayons X par des particules chargées présente un grand intérêt pratique. Ce processus d'interaction rayonnement-matière est dominé par l'ionisation directe de Coulomb par impact d'ions légers avec la cible, menant ainsi à la création des lacunes (états électroniques vacants). L'atome cible retrouve alors sa stabilité (désexcitation) par émission radiative des rayons X ou par des processus non radiatifs d'Auger ou de Coster-Kronig.

I.2. Le rayonnement :

On distingue deux types de rayonnements :

- Rayonnement électromagnétique : il est constitué par les ondes électromagnétiques transportant de l'énergie électrique et magnétique. Ce rayonnement couvre tout le spectre électromagnétique depuis les ondes radio avec une énergie faible aux énergies intermédiaires comme les micro-ondes, l'infrarouge, et le visible jusqu'aux rayons gamma avec des énergies très élevées.
- Rayonnement particulaire : il est composé de particules atomiques ou subatomiques. On peut citer les particules alpha et bêta et également les protons, électrons ou neutrons.

Les rayonnements, qu'ils soient électromagnétique ou corpusculaire, peuvent arracher des électrons des atomes cibles lorsqu'ils arrivent sur une cible avec une énergie élevée. Comme soulevé plus haut, on évoque dans ce cas le rayonnement ionisant. Les particules alpha et bêta et les rayons X et gamma se trouvent parmi ce type de rayonnement. Les

rayonnements caractérisés par une énergie qui n'est pas suffisante pour provoquer l'ionisation des atomes, comme les micro-ondes et les ondes radio, ne changent pas la structure des atomes et produisent un rayonnement non ionisant (Belgium, 2014).

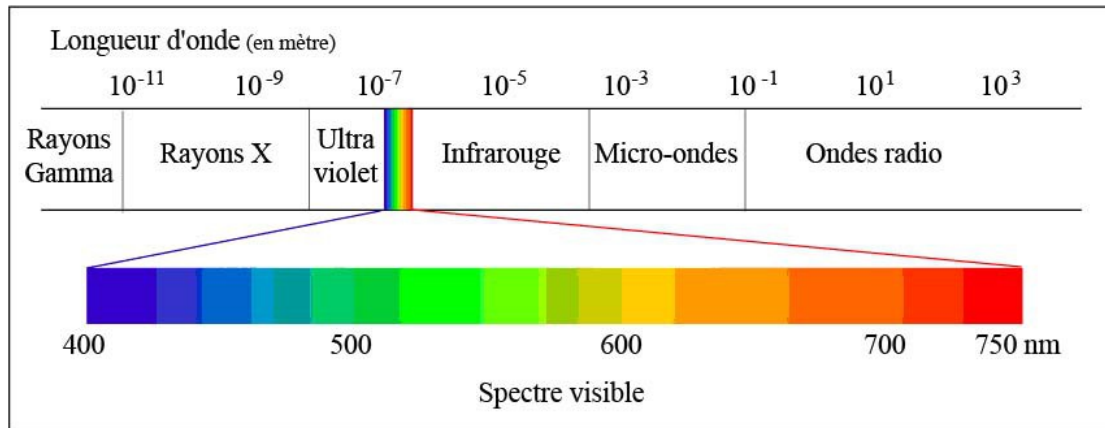


Figure I.1: Les rayonnements électromagnétiques.

I.3. Les rayons X :

Les rayons X ont été découverts par le physicien allemand W. Röntgen à Würzburg en 1895. Il baptisa sa découverte par la lettre X, c'est-à-dire : "Rayons X" où le "X" est la lettre utilisée pour désigner une inconnue en Mathématiques.

La découverte de Röntgen a eu un énorme retentissement même au niveau de la population. Le pouvoir des rayons X, de traverser des parois opaques et de révéler l'intérieur du corps humain a semblé magique et merveilleux. Les premières applications ont été orientées vers l'étude des cristaux avec l'espoir de mettre en évidence la constitution atomique des molécules et d'apporter la confirmation de la justesse du nombre d'Avogadro (Benslimane, 2004).

Les rayons X font partie du spectre électromagnétique. Ce sont des perturbations des champs électriques et magnétiques ambiants qui se propagent avec une longueur d'onde de l'ordre de 10^{-8} à 10^{-12} m avec une énergie comprise entre 40 et $4 \cdot 10^5$ eV.

L'énergie est transportée sous forme, comme nous le savons, de quanta appelés photons. Les relations de Planck-Einstein permettent d'écrire simplement :

$$\lambda = c \times T = \frac{c}{\nu} \quad (\text{I.1})$$

Où T est la période : $T = \frac{1}{\nu}$

L'énergie portée par ces photons est donnée par :

$$E = h\nu = \frac{hc}{\lambda} \quad (\text{I.2})$$

I.4. Interaction des rayonnements électromagnétiques avec la matière :

Quatre types d'interaction sont importants, à savoir l'effet photoélectrique, l'effet Compton, la création de paires et la diffusion de Rayleigh Thomson. Ces processus conduisent à un transfert partiel ou total de l'énergie des rayonnements γ à l'électron. Le photon soit il disparaît soit il est diffusé suivant un angle par rapport à sa direction initiale (Slimani, 2016).

I.4.1. Effet photoélectrique :

L'effet photoélectrique est une interaction entre un photon incident d'énergie $h\nu$ et un électron de la matière. Dans ce processus, le photon disparaît et libère un électron du cortège électronique appelé photoélectron (voir figure I.2). Pour des rayonnements γ d'énergie suffisante, la couche la plus probable de laquelle l'électron est éjecté est la couche K.

Le photoélectron est produit avec une énergie cinétique :

$$E_{e^-} = h\nu - E_l \quad (\text{I.3})$$

Où : E_l est l'énergie de liaison de l'électron dans l'atome et Avec h est la constante de Planck ($h = 6.62 \times 10^{-34} \text{ J s}$).

L'atome se retrouve donc ionisé et le réarrangement électronique instantané provoque soit un rayonnement X de fluorescence caractéristique de l'atome soit plus rarement, une émission d'un électron Auger.

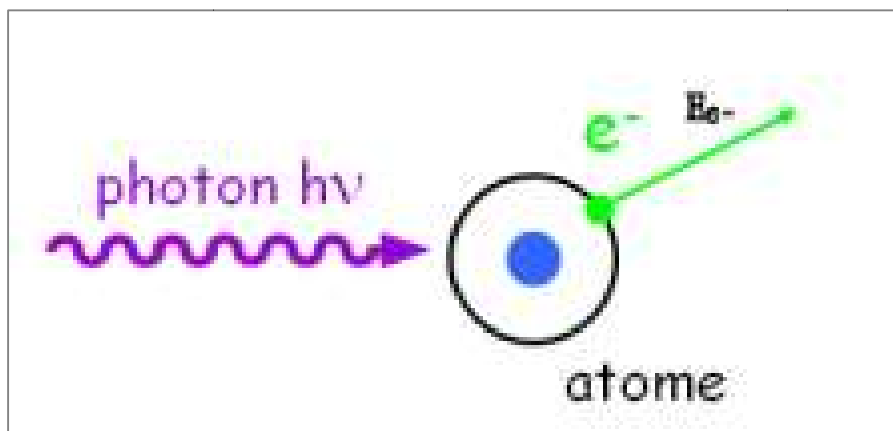


Figure I.2: Représentation schématique de l'effet photoélectrique (Slimani, 2016).

I.4.2. Diffusion Compton :

L'effet Compton est un processus de diffusion photon-électron au cours duquel le photon gamma transfère une partie de son énergie à un électron libre ou de faible liaison. Pour la détection, l'effet Compton est un mécanisme parasite ; du fait que la seule mesure de l'énergie de l'électron ne donne pas l'énergie $h\nu$. (Voir figure I.3) (Slimani, 2016).

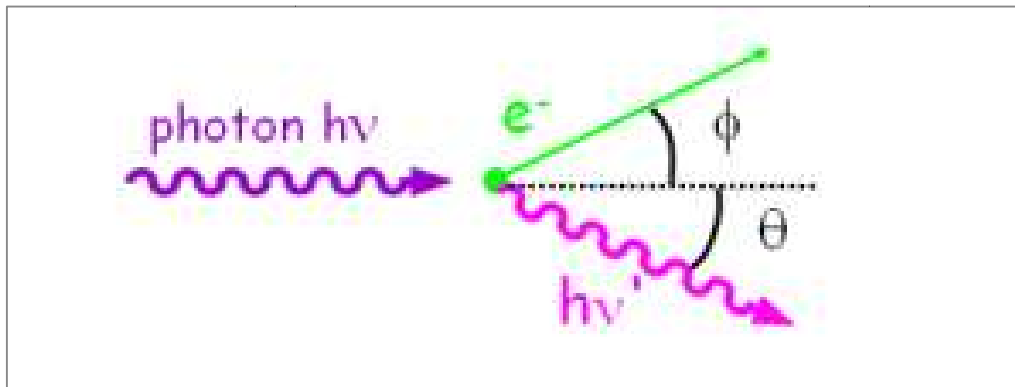


Figure I.3: Effet Compton (Slimani, 2016).

En utilisant les lois de conservation d'énergie et d'impulsion on aura une relation entre les deux énergies initiale et finale du photon :

$$E_f = \frac{E_i}{1 + \frac{E_i}{m_e c^2 (1 - \cos\theta)}} \quad (\text{I.4})$$

m_e : C'est la masse au repos de l'électron.

I.4.3. Création de paire :

Lorsqu'un photon d'énergie $h\nu$ supérieure à deux fois la masse de l'électron (1.022 MeV) rencontre la matière, il peut y avoir le processus de matérialisation ; c'est-à-dire la transformation de ce photon en deux particules qui sont un électron (e^-) et un positron (e^+) (antiparticule de l'électron e^-) (Slimani, 2016).

L'énergie cinétique de l'électron créée est la même que celle du positron, elle est égale à :

$$E_{e^-} = E_{e^+} = \frac{1}{2} \cdot (h\nu - 2m_e \cdot c^2) \quad (\text{I.5})$$

Le processus de la matérialisation ne pourra pas se faire dans le vide. La présence de la matière est obligatoire (selon les lois de conservations d'énergie et d'impulsion).

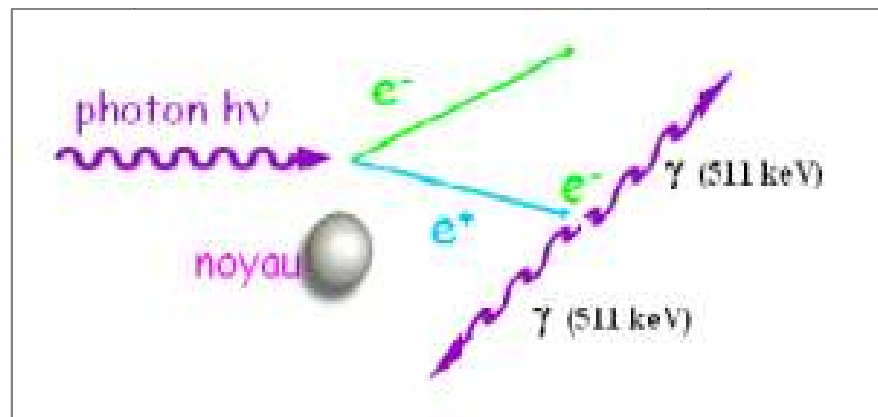


Figure I.4: Représentation schématique de l'effet création de paire (Slimani, 2016).

Le positron créé possède une courte durée de vie, donc après sa création, il interagit avec le premier électron qu'il rencontre, et donc s'annihilent en créant deux photons de 511 Kev émis en sens opposés l'un de l'autre (Slimani, 2016).

I.4.4. La diffusion de Rayleigh Thomson :

La diffusion Thomson-Rayleigh (ou diffusion simple) concerne les photons de faible énergie : <45 Kev.

Ce processus est néanmoins beaucoup moins probable que l'effet photoélectrique dans ce domaine d'énergie (phénomène cependant important pour les photons peu énergétiques : IR, visibles, UV)

- **Diffusion Thomson** : les photons rencontrent une particule chargée de matière au repos, généralement un électron libre, c'est-à-dire non lié à un atome.
- **Diffusion Rayleigh** : se produit sur les électrons liés.

L'énergie du photon incident n'est pas absorbée par l'atome : il y a simplement un changement de direction de propagation du photon : le photon incident, absorbé par l'atome cible, est réémis sans changement de fréquence, dans toutes les directions.

I.4.5. Compétition entre les trois effets :

La probabilité d'avoir un effet photoélectrique, un effet Compton ou une création de paires dépend de l'énergie du photon et du milieu rencontré.

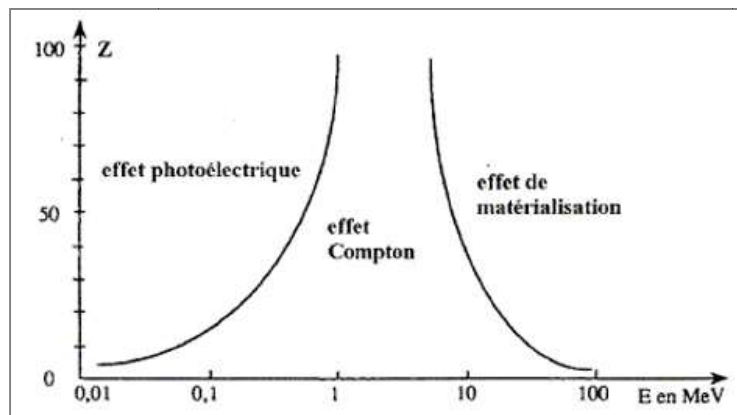


Figure I.5: Domaine de prédominance de l'effet photoélectrique, effet Compton et production de paire en fonction de Z et de l'énergie du photon (Diana El Hajjar, 2014).

Une comparaison entre ces trois effets est présente sur la figure I.5 pour un domaine d'énergie allant de la dizaine de KeV à la centaine de MeV. L'effet photoélectrique est prédominant pour les basses énergies jusqu'à quelques centaines de KeV, d'autant plus si le milieu présente un numéro atomique Z élevé. Ensuite l'effet Compton devient prédominant jusqu'à quelques MeV. Enfin, la création de paires a lieu quand l'énergie du photon est élevée (est bien sûr supérieure au seuil de 1022 KeV) (Diana El Hajjar, 2014).

I.4.6. Atténuation (la perte d'énergie) :

L'atténuation du faisceau de photons incidents résulte de l'absorption des photons par l'effet photoélectrique, l'effet Compton et, si l'énergie des photons est suffisante, par la création de paires électrons-positrons. Si on appelle σ_{tot} la section efficace totale d'absorption des photons et si on désigne par σ, k, τ sections efficaces d'absorption respectivement de l'effet photoélectrique, de l'effet Compton et de la création de paires. La figure I.6. représente les contributions respectives au coefficient d'absorption linéique des trois modes d'absorption de l'énergie des photons par la matière en fonction de l'énergie des photons) qui peut s'écrire sous la forme :

$$\sigma_{tot} = \sigma + k + \tau \quad (I.6)$$

μ est le coefficient d'absorption linéique. Le nombre de photons transmis $N(z)$ est donné par une loi exponentielle décroissante :

$$N(z) = N_0 \exp(-\mu z) \quad (I.7)$$

Les valeurs des coefficients d'atténuation linéique décroissent avec l'énergie. Le coefficient d'atténuation (absorption) massique μ_m est défini par le rapport :

$$\mu_m = \frac{\mu}{\rho} = \frac{\sigma_{tot} N}{M} \quad (I.8)$$

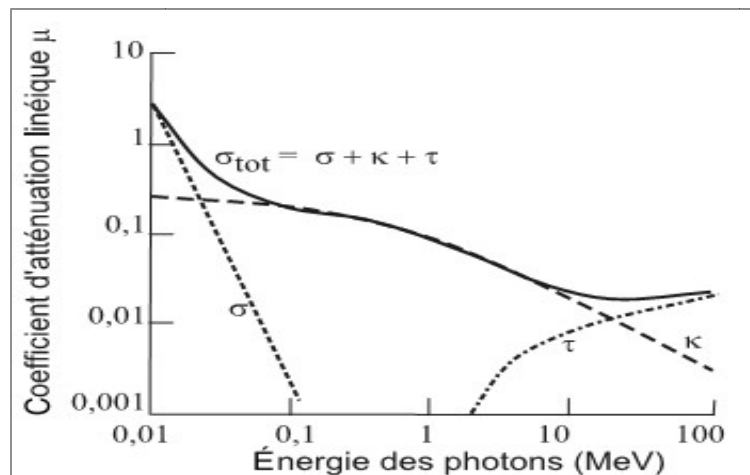


Figure 1.6: Contributions respectives au coefficient d'absorption linéique des trois modes d'absorption de l'énergie des photons par la matière en fonction de l'énergie des photons.

I.5. Transitions électroniques :

I.5.1. Transitions entre niveaux :

Sous l'influence d'un événement venant de l'extérieur (arrivée d'une particule chargée ou d'un rayonnement d'énergie suffisante), un électron du cortège électronique d'un atome, situé sur un certain niveau d'énergie E_x (rappelons que cette énergie est négative), peut être arraché de la couche à laquelle il appartient (Boufas, 2004). La place libre est susceptible d'être comblée par un électron situé sur un autre niveau d'énergie $E_y > E_x$, avec émission d'un rayonnement électromagnétique; la fréquence ν de celui-ci, est telle que :

$$h \nu = E_y - E_x = |E_x - E_y| \quad (\text{I.9})$$

Les transitions entre niveaux atomiques correspondent à des énergies discrètes et le réarrangement en cascade se traduit par un spectre en énergie des photons émis constitué par une série de raies discontinues.

I.5.2. Règles de sélections :

L'émission de rayons X obéit à un certain nombre de règles découlant de la mécanique quantique. Toutes les transitions électroniques possibles ne sont pas "permises"; celles qui le sont doivent satisfaire aux règles de sélection suivantes :

$$\Delta n \neq 0 ; \Delta l = \pm 1 ; \Delta j = 0, \pm 1 \quad (\text{I.10})$$

Où l et j sont respectivement les nombres quantiques associés aux moments angulaires orbitaux et totaux de l'électron en transition (Beladel, 2015).

I.6. Transition radiative et non radiative :

Nous avons vu précédemment que lorsque les électrons cheminent dans un milieu matériel, ils interagissent avec lui en subissant des collisions aussi bien élastiques qu'inélastiques. Ces dernières peuvent donner naissance à des lacunes dans les couches internes des atomes qui se trouvent ainsi dans un état excité. Le retour à un état d'équilibre (désexcitation) s'effectue soit par émission radiative (émission X) soit par émission non radiative (émission Auger). Après excitation par un faisceau d'électrons, les atomes ionisés peuvent se désexciter suivant deux voies (Azli, 2010) :

-Relaxation radiative : émission X.

-Relaxation non radiative : émission Auger

Des transitions radiatives avec émission d'un rayonnement X caractéristique dont l'énergie est :

$$E = E_i - E_f \quad (\text{I.11})$$

Où E_f est l'énergie de la couche où est produite la lacune et E_i est l'énergie de la couche d'où provient l'électron du réarrangement, selon que la lacune est produite dans la couche K, L,etc. (Boudra, 2010).

-Des transitions non radiatives interviennent dans le cas où la relaxation atomique se fait en éjectant un électron des couches supérieures : un électron Auger avec une énergie cinétique E_{Auger} (Mariam, 2019).

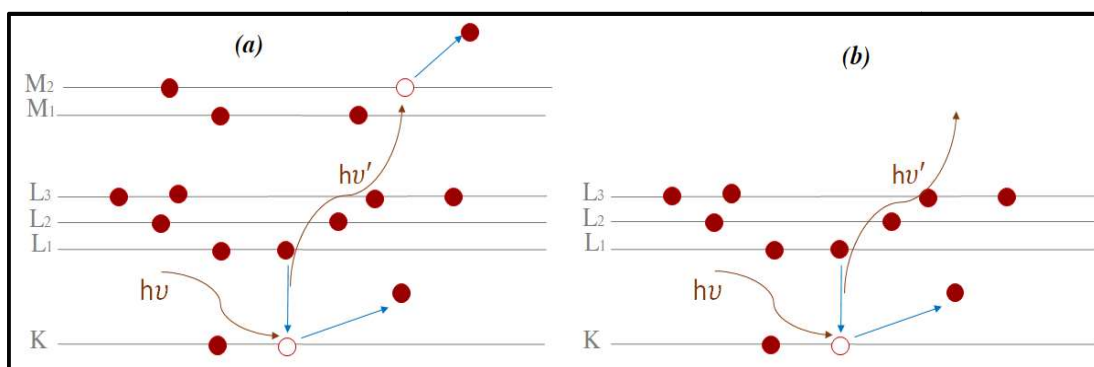


Figure I.7 : Les deux transitions (a) non radiative « l'effet Auger », (b) radiative « fluorescence de RX »

I.6.1. Processus radiatif (La fluorescence X) :

La technique d'analyse par spectrométrie de fluorescence X est basée sur le bombardement de la surface d'un échantillon par un rayonnement primaire X, de faible longueur d'onde et donc de forte énergie. Les électrons gravitant autour du noyau et constituant le cortège électronique se situent sur des niveaux d'énergie correspondant aux couches **K**, **L**, **M** et **N**. Au niveau atomique, l'énergie du rayonnement X primaire doit être supérieure à l'énergie de liaison pour qu'un électron soit éjecté de son orbite, l'atome est alors ionisé, créant un état instable jusqu'à son remplacement par un autre électron (Meddouh, 2018).

Cette transition électronique d'une couche supérieure X à une couche interne Y plus proche du noyau s'accompagne soit de l'émission d'un photon X (photon de fluorescence X) dont l'énergie est égale à la différence d'énergie entre les deux couches d'élément (Kahoul, 2006):

$$\Delta E = E_X - E_Y \quad (\text{I.12})$$

Par exemple la transition de l'électron de sa couche initiale L_2 vers une couche plus profonde K implique un changement de son énergie de liaison qui se traduit par une émission d'un rayonnement X d'énergie égale :

$$\Delta E = E_K - E_{L_2} \quad (\text{I.13})$$

La transition est alors dite radiative.

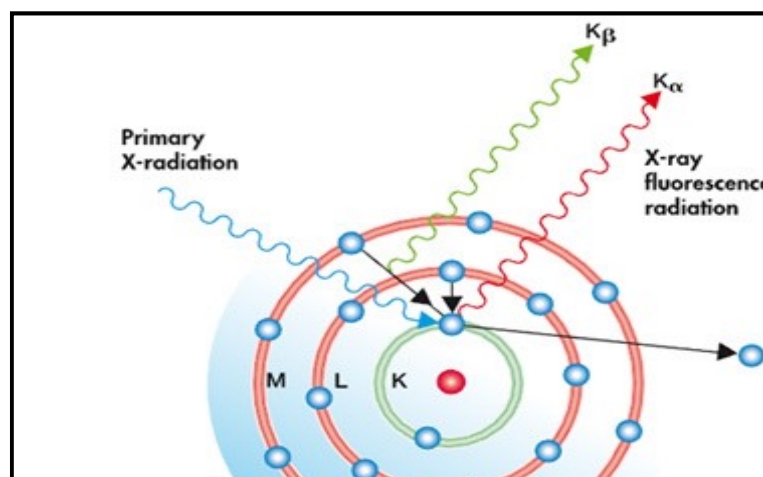


Figure.I.8 : Phénomène de la fluorescence X.

I.6.2. Processus non radiatif (Effet Auger) :

Le principe de l'émission Auger dans un atome pour une transition A, B et C est symbolisé sur la figure (I.9). Une excitation extérieure (rayons X, faisceau d'électrons) arrache un électron de la couche A. L'atome passe alors de son état d'énergie fondamental à un état d'énergie excité correspondant à l'ionisation de la couche A. La désexcitation peut alors se faire de deux manières, soit par émission d'un photon, soit par émission d'un électron Auger, cette dernière étant la plus probable dans la gamme d'énergie (0-3) keV (Meddouh, 2018). Dans ce cas, un électron de la couche B comble le trou de la couche A et l'énergie ainsi libérée est communiquée à un électron de la couche C qui est alors émis : c'est l'électron Auger. L'énergie de l'électron Auger correspond à la différence d'énergie entre les états énergétiques sous la forme :

$$E_{cin}(ABC) = E_L(A) - E_L(B) - E_L(C) \quad (I.15)$$

ou:

$E_L(A)$ et $E_L(B)$ sont les énergies de liaison respectivement de l'électron A et de l'électron B, $E_L(C)$ est l'énergie nécessaire à l'émission de l'électron C quand il y a déjà un trou sur le B.

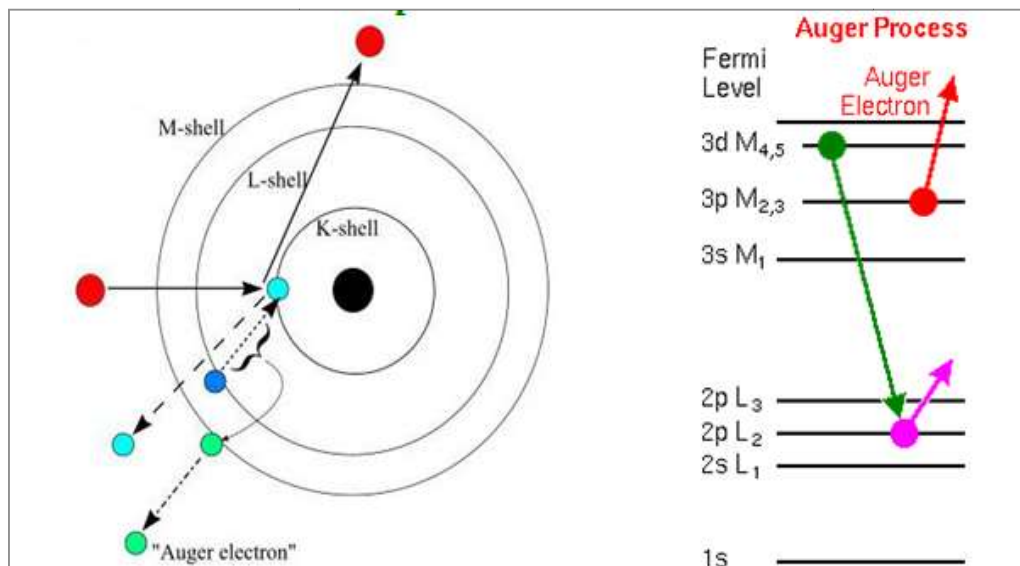


Figure I.9 : Représentation schématique d'une transition Auger.

I.7. Le rendement de fluorescence :

La probabilité pour qu'une lacune créée dans une couche soit comblée par une transition radiative est dite rendement de fluorescence ω de la couche considérée. Un atome excité peut retourner à son état fondamental par l'éjection d'un de ses propres électrons d'un état moins lié. Cette transition non radiative est appelée effet Auger et les électrons éjectés, électrons-Auger. Une conséquence importante de l'effet Auger est que le nombre réel de rayons X produits est plus petit qu'attendu. En effet, pour la couche K, on note ce rendement de fluorescence ω_K (Kahoul, 2006):

$$\omega_K = \frac{N_X}{N} = \frac{N_X}{N_X + N_{e^-}} \quad (\text{I.16})$$

Où N est le nombre initial de lacunes électroniques, N_X et N_{e^-} les nombres de rayons X et d'électrons-Auger émis.

La définition du rendement de fluorescence pour les autres couches, L, M, ... est plus compliquée car celles-ci sont composées de plusieurs sous-couches. De plus, des transitions de Coster-Kronig peuvent se produire. Ces transitions sont du type non radiatif et ont lieu entre sous-couches d'une même couche électronique. Donc la détermination du rendement de fluorescence est très complexe. Comme nous nous intéressons plus particulièrement à la couche L, il est nécessaire de calculer son rendement de fluorescence. La couche L est composée de trois sous-couches L_1 , L_2 et L_3 . La formule $\left(\omega_K = \frac{N_X}{N} = \frac{N_X}{N_X + N_{e^-}}\right)$ du rendement de fluorescence est définie pour chaque sous-couche. Cette définition pose toutefois deux problèmes :

(i) On ne peut pas ioniser exclusivement une seule des sous-couches L_1 , L_2 et L_3 . L'ionisation des sous-couches varie avec les conditions expérimentales et les mesures conduisent à un rendement moyen de fluorescence $\bar{\omega}_L$. $\bar{\omega}_L$ Est considéré comme la combinaison linéaire de ω_1 , ω_2 , ω_3 et de la distribution ν_1 , ν_2 , ν_3 des lacunes résultant des transitions de C-K, avec :

ν_1 , ν_2 , ν_3 représentant le nombre de lacunes dans les niveaux L_1 , L_2 et L_3 , respectivement (Kahoul, 2006):

$$\bar{\omega}_L = \nu_1 \omega_1 + \nu_2 \omega_2 + \nu_3 \omega_3 \quad (\text{I.17})$$

Avec :

$$\nu_1 + \nu_2 + \nu_3 \geq 1 \quad (\text{I.18})$$

(ii) Dans la couche L, les transitions de Coster - Kronig peuvent avoir lieu et conduisent à un déplacement de lacunes (transition). Une lacune de la sous-couche L_1 , peut être comblée par un électron du sous-couche L_3 et la lacune L_3 à son tour par un électron d'une couche plus externe. La distribution initiale des lacunes entre les trois niveaux L_1 , L_2 et L_3 s'en trouve donc modifiée et il est nécessaire de tenir compte de cet effet (Figure I.10). Donc $\bar{\omega}_L$ est donné par :

$$\bar{\omega}_L = \nu_1 N_1 + \nu_2 N_2 + \nu_3 N_3 \tag{I.19}$$

Avec : $N_1 + N_2 + N_3 = 1$

N_i : sont les distributions des lacunes initiales.

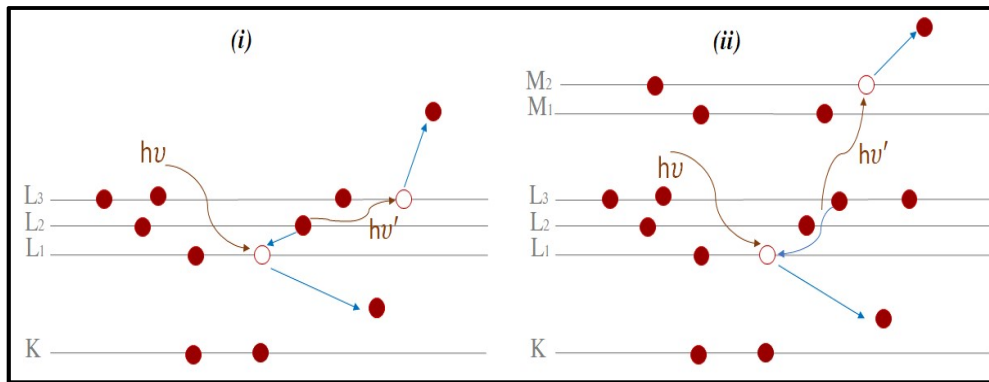


Figure I.10 : Les transitions non radiative (i) Transitions de C-K et (ii) l'effet Auger.

Les relations entre les coefficients ν_i et N_i sont les suivantes :

$$\nu_1 = N_1 \tag{I.20}$$

$$\nu_2 = f_{12} N_1 + N_2 \tag{I.21}$$

$$\nu_3 = (f_{13} + f_{12} f_{23}) N_1 + f_{23} N_2 + N_3 \tag{I.22}$$

Où f_{12}, f_{23}, f_{13} sont les probabilités des transitions de Coster-Kronig ayant lieu entre $L_1 \rightarrow L_2$, $L_2 \rightarrow L_3$ et $L_1 \rightarrow L_3$ respectivement (Figure I.7).

I.8. La probabilité totale :

La probabilité totale ω étant définie comme la relation entre la probabilité de trois paramètres, L'effet Auger, le rendement de fluorescence et les transitions de Coster-Kronig (Bambynek et al., 1972):

$$\omega = \omega_i^k + a_i^k + \sum_{j=i+1}^k f_{ij}^k = 1 \tag{I.23}$$

ω_i^k Rendement de fluorescence, a_i^k rendement d'émission Auger et f_{ij}^k est le rendement Coster-Kronig.

I.9. Section efficace :

En physique nucléaire ou en physique des particules, la section efficace est une grandeur physique reliée à la probabilité d'interaction d'une particule pour une réaction donnée. L'unité de section efficace est le barn (b) : $1 \text{ b} = 10^{-24} \text{ cm}^2 = 10^{-28} \text{ m}^2$. La section efficace est peu dépendante de la taille réelle de la particule en question et varie surtout en fonction de la nature exacte de la collision ou de la réaction, et des interactions existantes entre les particules concernées. Ceci explique l'emploi de l'expression section efficace au lieu de section plus simplement (Meddough, 2018).

I.9.1. Section efficace totale de production de rayon X :

La section efficace de production d'un rayon X donné est égale au produit de la section efficace d'ionisation de la couche considérée par le rendement de fluorescence de la manière suivante (Bambynek et al., 1972):

$$\sigma_X = \sigma_I \omega \quad (\text{I.24})$$

Où σ_X la section efficace de production des rayons X, σ_I la section efficace d'ionisation et ω le rendement de fluorescence

I.9.2. Section efficace de de la couche L :

Le spectre L est en réalité la superposition de trois spectres correspondant à l'excitation des niveaux L_1 , L_2 et L_3 . Tandis que dans les spectres K l'aspect général est le même quelle que soit la valeur de Z, les spectres L varient profondément d'un élément à l'autre. Nous avons repris l'étude des intensités relatives des raies X du spectre L, en présenter dans l'interprétation de certains phénomènes d'interaction noyau-cortège. Expérimentalement on mesure L_1 , L_2 et L_3 soit par spectroscopie β magnétique soit par spectroscopie des rayons X émis à la suite de l'ionisation des trois niveaux L.

Donc les sections efficaces de production des rayons X, et les sections efficaces d'ionisation sont liées par des relations simples faisant intervenir les rendements de fluorescence de sous-couches ω_1 , ω_2 et ω_3 , les probabilités de transition Coster-Kronig f_{13} , f_{12} et f_{23} , est (Bambynek et al., 1972):

$$\sigma_{L_1}^X = \omega_1 \sigma_{L_1}^I \quad (\text{I.25})$$

$$\sigma_{L_2}^X = \omega_2 (\sigma_{L_2}^I + f_{12} \sigma_{L_1}^I) \quad (\text{I.26})$$

$$\sigma_{L_3}^X = \omega_3 [\sigma_{L_3}^I + f_{23} \sigma_{L_2}^I + \sigma_{L_1}^I (f_{13} + f_{12} f_{23})] \quad (\text{I.27})$$

La section efficace de production de rayons X pour la couche L sera donc au total :

$$\begin{aligned}\sigma_T^X &= \sum_i \sigma_i^X \\ \sigma_T^I &= \sum_i \sigma_i^I\end{aligned}\quad (\text{II.28})$$

Donc, le rendement de fluorescence pour les couches L, M... etc. Est définie comme :

$$\omega = \frac{\sigma_T^X}{\sigma_T^I} \quad (\text{II.29})$$

Donc :

$$\overline{\omega}_L = \frac{\sum_i \sigma_i^X}{\sum_i \sigma_i^I} = \frac{\sigma_{L_1}^X + \sigma_{L_2}^X + \sigma_{L_3}^X}{\sigma_{L_1}^I + \sigma_{L_2}^I + \sigma_{L_3}^I} \quad (\text{II.30})$$

Les rendements de fluorescence ω et les coefficients de passage Coster-Kronig f_{ij} sont des caractéristiques du rearrangement du cortège électronique, indépendantes du mode d'excitation.

I.10. Les transitions radiatives $L\alpha$ et $L\beta$:

Les raies d'émission ou les transitions radiatives K_α résultent de la transition d'un électron vers la couche K où le nombre quantique principal est 1 à partir d'une orbitale 2p de la deuxième sous couche L avec le nombre quantique principal 2. Cette ligne est en fait un doublet, avec des énergies légèrement différentes selon l'énergie d'interaction spin-orbite entre le spin électronique et le moment orbital de l'orbitale 2p. La raie K_α est typiquement la ligne spectrale la plus intense pour un élément donné, aussi connue sous le nom série de Lyman. Les émissions K_β résultent de la transition radiative d'un électron de la couche M où N (nombre quantique principal $n=3,4$) vers la couche K (Meddah, 2021).

Les transitions vers les niveaux L sont notées raies L. Ces dernières ont de nombreuses composantes, surtout pour les éléments lourds. Un spectre X est donc généralement très compliqué. Toutefois, certaines composantes dont la différence d'énergie est inférieure à la résolution du détecteur (raies $L\alpha_1$ et $L\alpha_2$) apparaissent donc comme une seule raie. De plus, certaines transitions ont une faible intensité (raies $L\beta_{15}$, $L\beta_{17}$). En pratique, lors d'une analyse PIXE, les éléments légers et moyens sont détectés seulement par les deux raies $K\alpha$ et $K\beta$.

Dans le spectre L des éléments lourds, on regroupe généralement les raies L_α et L_β comme :

$$L_\alpha = L_{\alpha_1} + L_{\alpha_2} \quad (\text{I.31})$$

$$L_\beta = L_{\beta_1} + L_{\beta_2} + L_{\beta_3} + \dots \quad (\text{I.32})$$

Le nombre de transitions à considérer varie en fonction de la structure électronique des atomes. Nous résumons dans le tableau II.1 les principales transitions atomiques permises relatives à l'ionisation de la couche L.

Tableau II.1 : Principales transitions atomiques permises relatives à l'ionisation de la couche L et correspondance entre la notation quantique et celle de Seigbahn (Meddah, 2021).

Sous-couche L1			Sous-couche L2			Sous-couche L3		
Siegbahn	IUPAC	EC	Siegbahn	IUPAC	EC	Siegbahn	IUPAC	EC
L _{β4}	L ₁ -M ₂	2s _{1/2} -3p _{1/2}	L _η	L ₂ -M ₁	2p _{1/2} -3s _{1/2}	L ₁	L ₃ -M ₁	2p _{3/2} -3s _{1/2}
L _{β3}	L ₁ -M ₃	2s _{1/2} -3p _{3/2}	L _{β17}	L ₂ -M ₃	2p _{1/2} -3p _{3/2}	L _t	L ₃ -M ₂	2p _{3/2} -3p _{1/2}
L _{β10}	L ₁ -M ₄	2s _{1/2} -3d _{3/2}	L _{β1}	L ₂ -M ₄	2p _{1/2} -3d _{3/2}	L _s	L ₃ -M ₃	2p _{3/2} -3p _{3/2}
L _{β9}	L ₁ -M ₅	2s _{1/2} -3d _{5/2}	L _{γ5}	L ₂ -N ₁	2p _{1/2} -4s _{1/2}	L _{α2}	L ₃ -M ₄	2p _{3/2} -3d _{3/2}
L _{γ2}	L ₁ -N ₂	2s _{1/2} -4p _{1/2}	L _{γ1}	L ₂ -N ₄	2p _{1/2} -4d _{3/2}	L _{α1}	L ₃ -M ₅	2p _{3/2} -4d _{5/2}
L _{γ3}	L ₁ -N ₃	2s _{1/2} -4p _{3/2}	L _v	L ₂ -N ₆	2p _{3/2} -3f _{5/2}	L _{β6}	L ₃ -N ₁	2p _{3/2} -4s _{1/2}
						L _{β15}	L ₃ -N ₄	2p _{3/2} -4d _{3/2}

Comme déjà dit préalablement, le rapport des intensités constitue aussi une très grande importance dans l'analyse élémentaire. Dans les raies L nous pouvons recenser plus de 30 raies dont un tiers ont une intensité relative supérieure à 1%. Nous présentons ici seulement le rapport d'intensités, $\frac{L\beta}{L\alpha}$ pour un élément donné (les deux raies les plus intense). Dans le cas des cibles minces l'intensité d'une raie Li est proportionnelle à la section efficace de production des rayons X σ_{Li} ($i = \alpha, \beta$) de la meme raie i. L'intensité relative (ou le rapport des intensités) entre la raie $L\beta$ et la raie $L\alpha$ est données par:

$$\frac{L\beta}{L\alpha} = \frac{\sigma_{L\beta}}{\sigma_{L\alpha}} \quad (I.33)$$

La section efficace de production des raies principales $L\alpha, L\beta$ sera calculée à partir de l'expression suivante (Kahoul, 2006) :

$$\sigma_{L\alpha} = [(f_{13} + f_{12}f_{23})\sigma_{L1} + f_{23}\sigma_{L2} + \sigma_{L3}]\omega_3 F_{3\alpha} \quad (I.34)$$

$$\sigma_{L\beta} = [\omega_1 F_{1\beta} + f_{12}\omega_2 F_{2\beta}(f_{13} + f_{12}f_{23})\omega_3 F_{3\alpha}]\sigma_{L1} + (\omega_2 F_{2\beta} + f_{23}\omega_3 F_{3\beta})\sigma_{L2} + \omega_3 F_{3\alpha}\sigma_{L3} \quad (I.35)$$

Avec : f_{ij} ($i = 1,2$ et $j = 2,3$) sont les probabilités de transition de Coster-Kronig.

F_{iy} ($y = \alpha, \beta, \gamma$) est le taux d'émission de rayons X.

$$F_{iy} = \frac{\Gamma_{iy}}{\Gamma_i} \quad (I.36)$$

Où Γ_i est la probabilité d'une transition électronique vers le niveau L_i et Γ_{iy} est la probabilité de l'émission d'un rayon L_y ($y = \alpha, \beta$).

Avec :

Γ_i est la probabilité d'une transition électronique vers le niveau L_i et Γ_{iy} est la probabilité de l'émission d'un rayon L_y ($y = \alpha, \beta$), par exemple: $F_{3\alpha} = \frac{\Gamma_{3\alpha}}{\Gamma_3}$, avec Γ_3 est la probabilité d'une transition électronique vers le niveau L_3 conduisant à l'émission d'un rayon X, et $\Gamma_{3\alpha}$ est la probabilité de l'émission d'un rayon $X_{L\alpha}$, c'est-à-dire des transitions $L_3 \rightarrow M_5$ et $L_3 \rightarrow M_4$, conduisant à l'émission des raies $L_{\alpha 1}$ et $L_{\alpha 2}$ respectivement (Kahoul, 2006).

On aura aussi: L_y ($y=\alpha, \beta$)

$$\begin{aligned}\Gamma_{1\beta} &= \Gamma_1(M_2, M_3 \rightarrow L_1) + \Gamma_1(M_4, M_5 \rightarrow L_1) \\ \Gamma_{2\beta} &= \Gamma_2(M_4 \rightarrow L_2) + \Gamma_2(M_3 \rightarrow L_2) \\ \Gamma_{3\alpha} &= \Gamma_3(M_4 \rightarrow L_3) + \Gamma_3(M_5 \rightarrow L_3)\end{aligned}\tag{I.37}$$

$$\Gamma_{3\beta} = \Gamma_3(N_1 \rightarrow L_3) + \Gamma_3(N_4 \rightarrow L_3) + \Gamma_3(N_5 \rightarrow L_3) + \Gamma_3(O_1 \rightarrow L_3) + \Gamma_3(O_4, O_5 \rightarrow L_3)$$

Avec :

$\Gamma_{1\beta}$: est la probabilité de l'émission X pour (M_2, M_3, M_4, M_5) vers L_1 .

$\Gamma_{2\beta}$: est la probabilité de l'émission X pour (M_3, M_4) vers L_2 .

$\Gamma_{3\alpha}$ et $\Gamma_{3\beta}$ sont les probabilités de l'émission X pour (M_4, M_5) , (N_1, N_4, N_5) et (O_1, O_4, O_5) vers L_3 .

I.11. Rapport des intensités de l'émission des rayons X théorique:

I.11.1. Largeurs radiative et non-radiative:

Le passage d'un rayonnement électromagnétique ou corpusculaire dans la matière, peut exciter les couches électroniques profondes des atomes et conduire à la formation de lacunes électroniques, l'atome est donc dans un état instable. Pour rejoindre sa configuration électronique initiale, chaque lacune sera comblée en un temps très court (10^{-15} à 10^{-17} s) par un électron des couches externes. Ce réarrangement électronique s'accompagne d'une libération d'énergie pouvant prendre deux formes: radiative et non radiative. Le premier processus, correspond à l'émission des rayons X, dit rayons X caractéristiques, tandis que le second constitue l'effet Auger et les transitions de Coster-Kronig.

Un atome avec une lacune est dans un état excité; soit la largeur ou l'incertitude totale sur l'énergie de cet état, qui est reliée à sa durée de vie moyen τ par (Guerra et al., 2015):

$$\Gamma_{X_i, a_i} = \hbar/\tau \quad (\text{I.38})$$

Où Γ_{X_i} est la largeur radiative, Γ_{a_i} est la largeur non-radiative.

La largeur radiative d'un niveau atomique i est donnée par (Guerra et al., 2015):

$$\Gamma_i^R = \hbar \sum_j W_{ij} \quad (\text{I.39})$$

Où W_{ij} est la probabilité de transition d'un niveau i vers tout les niveaux finals possibles j .

Supposant qu'un trou initial de la sous-couche S_n de plusieurs niveaux, identifié par le moment angulaire total J_i et le schéma de couplage, statistiquement peuplé (occupé), la largeur de la radiation (R) de la sous-couche S_n est obtenue en faisant la somme du Γ_{ij}^R partiel, pour tous les niveaux i du système avec un trou dans la sous-couche S_n ionisée radiativement vers tout les niveaux j du système, avec un trou dans une sous-couche supérieure (Guerra et al., 2015):

$$\Gamma_{S_n}^R = \frac{\sum_i \sum_j (2j+1) \Gamma_{ij}^R}{\sum_i (2J_i+1)} \quad (\text{I.40})$$

Ici, $\Gamma_{ij}^R = \hbar W_{ij}^R$

et Γ_{ij}^R est la largeurs partielles d'un trou de cette sous-couche ionisée vers des sous-couches supérieures $j > n$.

I.11.2. Calcul des rapports des intensités:

Par exemple, pour calculer les rapports de taux d'émission $\frac{L_\beta}{L_\alpha}$; et basé sur la notation de Siegbahn et la notation IUPAC ; on déduit ces rapports selon l'équations suivante:

$$\left(\frac{L_\beta}{L_\alpha}\right) = \left(\frac{L_{\beta_1} + L_{\beta_3} + L_{\beta_4} + \dots}{L_{\alpha_1} + L_{\alpha_2}}\right) = \frac{\sum_{ij} (2J_i+1) \left(W_{ij}^R \left((L_2 - M_4) + (L_1 - M_3) + (L_1 - M_2) + \dots \right) \right)}{\sum_{ij} (2J_i+1) \left(W_{ij}^R \left((L_3 - M_5) + (L_3 + M_4) \right) \right)} \quad (\text{I.41})$$

Références Bibliographiques :

Azli T. Calcul de l'énergie déposée des particules chargées dans la matière ,Thèse de magister de l'université Farhat Abbas –Sétif (2010).

Bambynek W., Carsemann B., Fink W., Freund H.U, Mark H., Swift C.D., Price R.E., Rao P. V. Rev. Mod, Phys 44, (1972) 716.

Belgium W. K. Rayonnements Ionisants, Hans Suijkerbuijk Edition, (2014).

Benslimane M. Thèse de Magister de l'université Constantine (2004).

Beladel B. Etude du taux de sélénium dans la ration alimentaire Algérienne au moyen des techniques nucléaire de microanalyse, Thèse de doctorat université Kasdi Merbah-Ouregla (2015).

Boudra N. Analyse des éléments polluants dans l'eau de mer et les sédiments marins par les technique nucléaires :PIXE , EDXRF et NAA, Mémoire de magister de l'université Houari Boumediene (2010).

Boufas S. Synthés et étude structurale décompose à base d'étain II et d'étain 4, Thèse de magister de l'université Mentouri de Constantine (2004).

El Hajjar Ragheb D. Développement ès de la méthode PIXE à haute énergie auprès du cyclotron ARRONAX, Thèse de doctorat l'université Nantes Angers Le Mans (2014).

Guerra M., Sampaio J. M., Madeira T. I., Parente F., Indelicato P., Marques J. P., Santos J. P., Hoszowska J., Dousse J.-Cl., Loperetti L., Zeeshan F., Müller M., Unterumsberger R., Beckhoff B. Phys. Rev. 92 (2015) 022507.

Kahoul A. Sections Efficaces De Production Des Raies L Des Elements Lourds En Vue Des Applications Analytiques, Thèse De Doctorat, Université Ferhat Abbas - Setif, (2006).

Mariam R. Détermination des intensités absolues d'émission XL d'actinides à l'aide d'un calorimètre métallique magnétique de haute résolution, Thèse de doctorat de l'université Paris-Saclay (2019).

Meddah S. Etude des paramètres atomiques intrinsèques pour l'émission des rayons X: Rapport de l'intensité de la raie L. Mémoire de Master, université de Bordj BouArréridj, (2021).

Meddouh K. Calcul théorique des sections efficaces de photo-ionisation du soufre par des photons d'énergie 6-60 keV. Mémoire de Master, université de Bordj BouArréridj, (2018).

Slimani A. interaction des rayonnements avec la matière, mémoire de fin d'étude en vue de l'obtention du diplôme de master (2016).

Chapitre II

**Détermination du rapport d'intensité
d'émission de rayons X des raies L $\left(\frac{L\beta}{L\alpha}\right)$
dans le cas des lanthanides
($57 \leq Z \leq 71$)**

II.1. Introduction :

Le domaine d'étude des collisions entre des rayonnements ou bien des particules chargées et des atomes cibles occupe une place importante dans la recherche en physique et son importance n'a cessé de s'accroître au cours des décennies. Les récentes implications de ce domaine dans la recherche médicale, notamment en thérapie de certaines maladies par radiation, ainsi que les applications technologiques de nouveaux matériaux a suscité l'intérêt de nombreux groupes de recherche à travers le monde.

L'étude des collisions rayonnements, particules chargées - atomes cible repose sur la détermination de certains paramètres fondamentaux liés au phénomène de collision. Parmi ces paramètres essentiels, on peut citer le calcul des sections efficaces de production de rayons X, la connaissance des rendements de fluorescence, la détermination des probabilités de transfert de lacunes et des rapports d'intensité des différents éléments cibles.

Dans ce chapitre on a proposé une simple fonction analytique basée sur les données expérimentales pour calculer les valeurs semi-empiriques du rapport d'intensité $\left(\frac{L\beta}{L\alpha}\right)$ dans le cas des lanthanides ($57 \leq Z \leq 71$). Les résultats obtenus ont été présentés sous forme tabulaire et graphique et ont été comparés à des valeurs expérimentales.

II.2. Les lanthanides :

Les lanthanides sont les 15 éléments de la première période du bloc f, hormis le lutécium, qui appartient au bloc d, allant du lanthane ($Z=57$) au lutécium ($Z=71$). Ils tirent leur nom du lanthane, premier de la famille, en raison de leurs propriétés chimiques très semblables à ce dernier, du moins pour les plus légers d'entre eux. On les désigne parfois sous le symbole chimique collectif Ln, qui représente alors n'importe quel lanthanide. Ce sont des métaux brillants avec un éclat argenté qui ternit rapidement lorsqu'ils sont exposés à l'air libre. Ils sont de moins en moins mous au fur et à mesure que leur numéro atomique augmente.

En parcourant la période, la configuration électronique de l'atome varie de $[Xe]4f^05d^16s^2$ à $[Xe]4f^{14}5d^16s^2$ (voir tableau II.1), conduisant ainsi au remplissage progressif de la sous-couche 4f. La plupart des ions lanthanides adoptent la configuration $[Xe]f^{n+1}6s^2$. Cette famille des lanthanides est subdivisée en deux catégories (Weibel, 2005):

- le groupe cérique, du lanthane $_{57}\text{La}$ au samarium $_{62}\text{Sm}$.
- le groupe yttrique, du l'europium $_{63}\text{Eu}$ au lutécium $_{71}\text{Lu}$.

Tableau II.1: Configurations électroniques des lanthanide (Weibel , 2005).

Numéro atomique Z	Nom	Symbole	Configuration électronique
57	Lanthane	La	$[\text{Xe}]5d^1 6s^2$
58	Cérium	Ce	$[\text{Xe}]4f^1 5d^1 6s^2$
59	Praséodyme	Pr	$[\text{Xe}]4f^3 6s^2$
60	Néodyme	Nd	$[\text{Xe}]4f^4 6s^2$
61	Prométhéum	Pm	$[\text{Xe}]4f^5 6s^2$
62	Samarium	Sm	$[\text{Xe}]4f^6 6s^2$
63	Europium	Eu	$[\text{Xe}]4f^7 6s^2$
64	Gadolinium	Gd	$[\text{Xe}]4f^7 5d^1 6s^2$
65	Terbium	Tb	$[\text{Xe}]4f^9 6s^2$
66	Dysprosium	Dy	$[\text{Xe}]4f^{10} 6s^2$
67	Holmium	Ho	$[\text{Xe}]4f^{11} 6s^2$
68	Erbium	Er	$[\text{Xe}]4f^{12} 6s^2$
69	Thulium	Tm	$[\text{Xe}]4f^{13} 6s^2$
70	Ytterbium	Yb	$[\text{Xe}]4f^{14} 6s^2$
71	Lutécium	Lu	$[\text{Xe}]4f^{14} 5d^1 6s^2$

Les composants à lanthanides sont employés par exemple pour réaliser des supraconducteurs, des aimants aux terres rares samarium-cobalt et néodyme-fer-bore, des catalyseurs pour le raffinage du pétrole, et des batteries d'accumulateurs pour automobiles hybrides électriques. Les cations de lanthanides sont utilisés comme ions actifs de matériaux luminescents pour applications optoélectroniques, en premier lieu pour réaliser des lasers Nd:YAG. Les amplificateurs optiques à fibres dopées à l'erbium sont un composant important des systèmes de télécommunications à fibres optiques. Les substances phosphorescentes à lanthanides ont également été très utilisées pour réaliser des tubes cathodiques, notamment de télévision en couleurs. Des sphères en grenat de fer et d'yttrium (YIG) peuvent être utilisées comme résonateurs microondes réglables. Les oxydes de lanthanides mélangés au tungstène permettent d'améliorer leurs propriétés thermiques lors du soudage TIG, permettant de remplacer le dioxyde de thorium ThO_2 , dont l'utilisation présente des risques sanitaires. Des lanthanides sont également utilisés par de nombreux équipements militaires tels que les jumelles de vision nocturne et les télémètres. Le système de radars AN/SPY-1 équipant certains bâtiments dotés du système de combat Aegis et le système de propulsion hybride des destroyers de la classe Arleigh Burke utilisent tous des aimants à terres rares. Les lanthanides interviennent également dans des domaines tels que la photocatalyse (« water splitting »), la photoluminescence, la formulation de matériaux avancés pour l'électronique, ainsi que dans l'industrie nucléaire, avec la conception de matrices d'accueil pour l'incorporation, le stockage et le retraitement d'actinides.

II.3. Base de données :

Dans le but de déterminer les paramètres nécessaires au calcul semi-empirique, nous avons utilisé principalement la compilation de Meddah (Meddah, 2021). La base de données expérimentale totale du rapport d'intensité d'émission de rayons X des raies L $\left(\frac{L\beta}{L\alpha}\right)$ dans le cas des lanthanides ($57 \leq Z \leq 71$) obtenue comporte 262 valeurs (voir tableau II.2). Toutes les valeurs du rapport d'intensité $\frac{L\beta}{L\alpha}$ obtenues par excitation de photons, protons et alpha. Ces données expérimentales ont été publiées entre 1983 et 2016.

Quand il y a des différentes mesures pour la même quantité (dans ce cas c'est le rapport d'intensité $\frac{L\beta}{L\alpha}$) le calcul de la valeur moyenne pondérée est donné par la relation suivantes (Daoudi, 2020) :

$$\overline{\left(\frac{L\beta}{L\alpha}\right)}_W = \left[\left(\sum_{i=1}^N \left(\Delta \left(\frac{L\beta}{L\alpha} \right)_{\text{exp}-i} \right)^{-2} \right)^{-1} \sum_{i=1}^N \left[\frac{\left(\frac{L\beta}{L\alpha} \right)_{\text{exp}-i}}{\left(\Delta \left(\frac{L\beta}{L\alpha} \right)_{\text{exp}-i} \right)^2} \right] \right] \quad (\text{II.1})$$

Avec :

- $\left(\frac{L\beta}{L\alpha}\right)_{\text{exp}-i}$ les rapports d'intensités expérimentales.
- N le nombre de données expérimentales pour chaque élément.
- $\Delta \left(\frac{L\beta}{L\alpha}\right)_{\text{exp}-i}$ l'incertitude sur les valeurs expérimentales.

Aussi, l'erreur sur la valeur moyenne pondérée par la moyenne des écarts avec les données expérimentales est donnée par la relation:

$$\Delta \left(\frac{L\beta}{L\alpha}\right)_W = \frac{1}{\sqrt{\sum_{i=1}^N \left(\Delta \left(\frac{L\beta}{L\alpha} \right)_{\text{exp}-i} \right)^{-2}}} \quad (\text{II.2})$$

Dans le tableau II.2, nous présentons la base de données des rapports d'intensité $\frac{L\beta}{L\alpha}$ expérimentaux ainsi que l'incertitude de mesure de cette valeur pour les éléments atomiques de $57 \leq Z \leq 71$, la référence ou on a tiré la valeur est aussi présenté dans le même tableau, la valeur moyenne pondéré $\overline{\left(\frac{L\beta}{L\alpha}\right)}_W$ et l'erreur $\Delta \left(\frac{L\beta}{L\alpha}\right)_W$ est aussi représentés dans le même tableau (en gras).

Lorsque nous comparons les valeurs expérimentales du rapport d'intensité d'émission de rayons X $\left(\frac{L\beta}{L\alpha}\right)$ pour chaque élément, nous pouvons voir que toutes les mesures

sont acceptables, à l'exception de quelques valeur, qui se situent au-dessus où au-dessous de la valeur moyenne pondérée $\overline{\left(\frac{L\beta}{L\alpha}\right)_W}$. Cette situation nous oblige de retirer des valeurs éloignées de la valeur moyenne pondérée pour quelques éléments de notre base de données. A cet effet, une façon naturelle de présenter visuellement l'écart des points expérimentaux individuels par rapport à la moyenne pondérée correspondante pour l'élément est de tracer l'écart signé en multiples de l'écart type combiné défini par l'équation:

$$z_i = \frac{\left(\frac{L\beta}{L\alpha}\right)_{\text{exp-i}} - \left(\frac{L\beta}{L\alpha}\right)_W}{\sqrt{\left(\Delta\left(\frac{L\beta}{L\alpha}\right)_{\text{exp-i}}\right)^2 + \left(\Delta\left(\frac{L\beta}{L\alpha}\right)_W\right)^2}} \quad (\text{II.3})$$

et la valeur moyenne de z_i est défini par :

$$\bar{z} = \frac{\sum_{i=1}^n z_i}{N} \quad (\text{II.4})$$

Où N le nombre de données expérimentales pour chaque élément.

Aussi, dans le tableau II.2, nous avons présenté l'écart type z_i et la valeur moyenne \bar{z} pour les éléments atomiques de $57 \leq Z \leq 71$.

Tableau II.2: Valeurs expérimentales du rapport d'intensité des rayons X $\left(\frac{L\beta}{L\alpha}\right)_{exp}$ des éléments de numéro atomique $57 \leq Z \leq 71$ (lanthanides).

Z, Element	$\left(\frac{L\beta}{L\alpha}\right)_{exp-i} \pm \left(\frac{L\beta}{L\alpha}\right)_{exp-i}$	Références	$\left(\frac{L\beta}{L\alpha}\right)_w \pm \Delta \left(\frac{L\beta}{L\alpha}\right)_w$	Z_i	\bar{z}
Z=57, La	0.6817±0.0339 0.7752±0.0601 0.80±0.071 0.9708±0.0848 1.0638±0.0905 1.1111±0.0740 0.861±0.061 1.034±0.061 1.01±0.06 1.133±0.058 1.133±0.073 0.7752±0.06 0.8±0.071 0.9091±0.036	(Baydaş et al., 2001) (Durak and Özdemir, 2001) (Ertuğrul, 1996) (Shatendra et al., 1983) (Shatendra et al., 1983) (Shatendra et al., 1983) (Singh et al., 1987a) (Singh et al., 1987a) (Singh et al., 1987a) (Singh et al., 1987a) (Singh et al., 1987a) (Singh et al., 1987a) (Durak and Özdmir, 2001) (Ertuğrul, 1996) (Raghavaiah et al., 1990)	0.8875±0.0152 0.9076±0.0183	-5.539 -1.812 -1.205 0.967 1.921 2.96 -0.422 2.33 1.979 4.094 3.292 -1.814 -1.205 0.553	0.436
Z=58, Ce	0.6289±0.0301 0.7813±0.061 0.7547±0.0655 1.0101±0.0816 1.0526±0.0886 1.0989±0.0724 0.883±0.048 0.978±0.078 1.06±0.053 1.186±0.064 1.102±0.068 0.952±0.074 1.033±0.051 1.186±0.064 1.075±0.066 0.7813±0.061 0.7547±0.066 0.9259±0.037	(Baydaş et al., 2001) (Durak and Özdemir, 2001) (Ertuğrul, 1996) (Shatendra et al., 1983) (Shatendra et al., 1983) (Shatendra et al., 1983) (Singh et al., 1987a) (Singh et al., 1987a) (Singh et al., 1987a) (Singh et al., 1987a) (Singh et al., 1987a) (Singh et al., 1987a) (Singh et al., 1987b) (Singh et al., 1987b) (Singh et al., 1987b) (Singh et al., 1987b) (Durak and Özdmir, 2001) (Ertuğrul, 1996) (Raghavaiah et al., 1990)	0.9016±0.0132 0.9189±0.0167	-7.669 -1.689 -1.975 1.477 1.837 2.858 -0.089 1.139 3.129 4.538 3.078 0.854 2.734 4.538 2.768 -1.689 -1.961 0.96	0.824
Z=59, Pr	1.0557±0.1238 0.7937±0.0693 0.8019±0.0714 0.936±0.048 0.966±0.052 0.991±0.052 1.131±0.055 1.031±0.060 1.055±0.042 1.076±0.050 1.0556±0.1238 0.7937±0.069 0.8019±0.071 0.9434±0.038	(Alqadi et al., 2013) (Durak and Özdemir, 2001) (Ertuğrul, 1996) (Singh et al., 1987a) (Singh et al., 1987a) (Singh et al., 1987a) (Singh et al., 1987a) (Singh et al., 1987a) (Rao et al., 1993b) (Rao et al., 1993b) (Alqadi et al., 2013) (Durak and Özdmir, 2001) (Ertuğrul, 1996) (Raghavaiah et al., 1990)	0.9711±0.0151	0.678 -2.501 -2.318 -0.698 -0.094 0.368 2.804 0.968 1.88 2.008 0.678 -2.512 -2.331 -0.677	-0.125
Z=60, Nd	0.7813±0.061 0.7974±0.0719 0.835±0.040 0.92±0.039 0.913±0.038 1.115±0.054 1.013±0.053 0.901±0.037 0.952±0.042	(Durak and Özdemir, 2001) (Ertuğrul, 1996) (Singh et al., 1987a) (Singh et al., 1987a) (Singh et al., 1987a) (Singh et al., 1987a) (Singh et al., 1987a) (Singh et al., 1987b) (Singh et al., 1987b)	0.916±0.0123 0.8931±0.0129	-2.165 -1.626 -1.936 0.098 -0.075 3.593 1.783 -0.385 0.823	-0.090

	1.115±0.054 0.955±0.049 0.76±0.061 0.7813±0.061 0.7974±0.072 0.9346±0.037	(Singh et al., 1987b) (Singh et al., 1987b) (Hajivaliei et al., 2000) (Durak and Özdmir, 2001) (Ertuğrul, 1996) (Raghavaiah et al., 1990)		3. 593 0. 772 -2. 507 -2. 165 -1. 624 0. 477	
Z=61, Pm	1.0309±0.041	(Raghavaiah et al., 1990)	1.0309±0.041	0	0
Z=62, Sm	0.7813±0.0671 0.8627±0.040 0.7886±0.0721 1.0101±0.0918 1.0638±0.0905 1.1904±0.0850 0.997±0.056 1.09±0.057 1.139±0.063 1.145±0.056 1.219±0.087 0.8±0.064 0.7813±0.064 0.7886±0.072 0.810±0.049 0.815±0.049 0.826±0.05 0.826±0.05 0.836±0.05 1.0204±0.041	(Durak and Özdemir, 2001) (Durdu and Kucukonder, 2012) (Ertuğrul, 1996) (Shatendra et al., 1983) (Shatendra et al., 1983) (Shatendra et al., 1983) (Singh et al., 1987a) (Singh et al., 1987a) (Singh et al., 1987a) (Singh et al., 1987a) (Singh et al., 1987a) (Hajivaliei et al., 2000) (Durak and Özdmir, 2001) (Ertuğrul, 1996) (Han et al., 2008) (Han et al., 2008) (Han et al., 2008) (Han et al., 2008) (Han et al., 2008) (Raghavaiah et al., 1990)	0.9183±0.0128 0.8790±0.0138	-2. 006 -1. 324 -1. 771 0. 99 1. 592 3. 165 1. 37 2. 939 3. 433 3. 946 3. 42 -1. 813 -2. 099 -1. 774 -2. 138 -2. 04 -1. 788 -1. 788 -1. 595 2. 377	0.155
Z=63, Eu	0.7587±0.050 0.7628±0.0669 0.822±0.035 0.934±0.042 0.992±0.048 1.038±0.047 1.079±0.060 1.065±0.063 0.81±0.065 0.7628±0.067 0.813±0.049 0.816±0.049 0.826±0.05 0.837±0.05 0.833±0.05 0.9709±0.039	(Durdu and Kucukonder, 2012) (Ertuğrul, 1996) (Singh et al., 1987a) (Singh et al., 1987a) (Singh et al., 1987a) (Singh et al., 1987a) (Singh et al., 1987a) (Singh et al., 1987a) (Hajivaliei et al., 2000) (Ertuğrul, 1996) (Han et al., 2008) (Han et al., 2008) (Han et al., 2008) (Han et al., 2008) (Han et al., 2008) (Raghavaiah et al., 1990)	0.8854±0.0123 0.8644±0.0131	-2. 461 -1. 802 -1. 709 1. 111 2. 151 3. 141 3. 161 2. 798 -1. 14 -1. 8 -1. 433 -1. 374 -1. 154 -0. 94 -1. 018 2. 091	-0.024
Z=64, Gd	0.6289±0.0312 0.7813±0.0696 0.9615±0.0092 1±0.9 1.0989±0.0845 1.1627±0.0811 0.886±0.037 0.932±0.04 0.982±0.043 1.05±0.047 1.079±0.055 1.14±0.062 0.81±0.065 0.7813±0.07 0.821±0.049 0.830±0.05 0.835±0.05	(Baydaş et al., 2001) (Ertuğrul, 1996) (krishnananda et al., 2016) (Shatendra et al., 1983) (Shatendra et al., 1983) (Shatendra et al., 1983) (Singh et al., 1987a) (Singh et al., 1987a) (Singh et al., 1987a) (Singh et al., 1987a) (Singh et al., 1987a) (Singh et al., 1987a) (Hajivaliei et al., 2000) (Ertuğrul, 1996) (Han et al., 2008) (Han et al., 2008) (Han et al., 2008)	0.9289±0.0072 0.9428±0.0074	-9. 369 -2. 109 2. 791 0. 079 2. 005 2. 872 -1. 138 0. 076 1. 218 2. 547 2. 706 3. 382 -1. 818 -2. 098 -2. 179 -1. 958 -1. 859	-0.528

	0.839±0.05 0.847±0.05 0.9901±0.04 0.58±0.08	(Han et al., 2008) (Han et al., 2008) (Raghavaiah et al., 1990) (Mohan et al., 1987)		-1.78 -1.621 1.506 -4.344	
Z=65, Tb	1.006±0.080 1.053±0.084 1.058±0.085 0.8264±0.0615 0.7911±0.0701 0.856±0.036 0.934±0.043 0.922±0.040 1.074±0.050 1.148±0.075 1.158±0.060 0.8264±0.061 0.7911±0.07 0.804±0.048 0.808±0.048 0.819±0.049 0.820±0.049 0.824±0.049 0.9174±0.037 0.58±0.08	(Al-Saleh and Saleh, 1999) (Al-Saleh and Saleh, 1999) (Al-Saleh and Saleh, 1999) (Durak and Özdemir, 2001) (Ertuğrul, 1996) (Singh et al., 1987a) (Singh et al., 1987a) (Singh et al., 1987a) (Singh et al., 1987a) (Singh et al., 1987a) (Singh et al., 1987a) (Durak and Özdmir, 2001) (Ertuğrul, 1996) (Han et al., 2008) (Han et al., 2008) (Han et al., 2008) (Han et al., 2008) (Han et al., 2008) (Raghavaiah et al., 1990) (Mohan et al., 1987)	0.8492±0.0118 0.8616±0.0126	1.939 2.403 2.433 -0.364 -0.817 0.179 1.902 1.746 4.376 3.936 5.05 -0.367 -0.818 -0.914 -0.834 -0.599 -0.579 -0.5 1.756 -3.329	0.830
Z=66, Dy	1.044±0.084 1.044±0.084 1.061±0.085 0.826±0.0683 0.7937±0.0705 0.903±0.054 0.885±0.141 0.918±0.039 0.964±0.042 1.014±0.045 1.074±0.049 1.143±0.057 1.218±0.071 1.1614±0.074 1.1578±0.078 0.75±0.060 0.8264±0.068 0.7893±0.07 0.832±0.05 0.835±0.05 0.844±0.051 0.852±0.051 0.853±0.051 0.841±0.062 0.786±0.03 0.8078±0.072 0.9259±0.037	(Al-Saleh and Saleh, 1999) (Al-Saleh and Saleh, 1999) (Al-Saleh and Saleh, 1999) (Durak and Özdemir, 2001) (Ertuğrul, 1996) (Kumar et al., 2012) (Öz et al., 2004) (Singh et al., 1987a) (Singh et al., 1987a) (Singh et al., 1987a) (Singh et al., 1987a) (Singh et al., 1987a) (Singh et al., 1987a) (Kaçal et al., 2011) (Kaçal et al., 2011) (Hajivaliei et al., 2000) (Durak and Özdmir, 2001) (Ertuğrul, 1996) (Han et al., 2008) (Han et al., 2008) (Han et al., 2008) (Han et al., 2008) (Han et al., 2008) (Yaçin et al., 2008) (Yaçin et al., 2008) (Porikli, 2012) (Raghavaiah et al., 1990)	0.9289±0.0105 0.8863±0.0114	1.36 1.36 1.542 -1.489 -1.897 -0.471 -0.31 -0.27 0.811 1.842 2.895 3.694 4.028 3.111 2.908 -2.937 -1.49 -1.972 -1.897 -1.838 -1.631 -1.838 -1.631 -1.477 -1.458 -1.398 -4.496	-0.183
Z=67, Ho	1.11±0.089 1.067±0.085 1.101±0.088 0.8621±0.0669 0.8299±0.0751 0.9524±0.118 1.082±0.039 1.072±0.034 0.961±0.04	(Al-Saleh and Saleh, 1999) (Al-Saleh and Saleh, 1999) (Al-Saleh and Saleh, 1999) (Durak and Özdemir, 2001) (Ertuğrul, 1996) (Öz et al., 2004) (Rao et al., 1993b) (Rao et al., 1993b) (Garg et al., 1986)	0.8896±0.0077 0.9190±0.0131	2.467 2.079 2.393 -0.408 -0.791 0.531 4.84 5.232 1.753	0.966

	0.963±0.039 1.048±0.056 1.058±0.048 1.199±0.062 1.22±0.068 0.6821±0.067 0.8299±0.075 0.840±0.05 0.843±0.05 0.846±0.05 0.852±0.051 0.859±0.051 0.905±0.057 0.813±0.011 0.8326±0.062 0.9901±0.04	(Garg et al., 1986) (Garg et al., 1986) (Garg et al., 1986) (Garg et al., 1986) (Garg et al., 1986) (Durak and Özdmir, 2001) (Ertuğrul, 1996) (Han et al., 2008) (Han et al., 2008) (Han et al., 2008) (Han et al., 2008) (Han et al., 2008) (Yaçın et al., 2008) (Yaçın et al., 2008) (Porikli, 2012) (Raghavaiah et al., 1990)		1. 846 2. 802 3. 464 4. 952 4. 828 -3. 077 -0. 792 -0. 98 -0. 921 -0. 862 -0. 729 -0. 593 0. 268 -5. 705 -0. 912 2. 467	
Z=68, Er	0.6285±0.0059 0.8403±0.0565 0.815±0.0731 0.9259±0.129 0.939±0.038 1.02±0.045 1.104±0.053 1.095±0.051 1.137±0.056 1.263±0.069 1.1669±0.076 1.1587±0.075 0.82±0.066 0.8403±0.056 0.815±0.075 0.846±0.051 0.852±0.051 0.852±0.051 0.853±0.051 0.885±0.051 0.8347±0.063 0.9901±0.04	(Baydaş et al., 2001) (Durak and Özdemir, 2001) (Ertuğrul, 1996) (Öz et al., 2004) (Garg et al., 1986) (Garg et al., 1986) (Garg et al., 1986) (Garg et al., 1986) (Garg et al., 1986) (Garg et al., 1986) (Kaçal et al., 2011) (Kaçal et al., 2011) (Hajivalieci et al., 2000) (Durak and Özdmir, 2001) (Ertuğrul, 1996) (Han et al., 2008) (Han et al., 2008) (Han et al., 2008) (Han et al., 2008) (Han et al., 2008) (Porikli, 2012) (Raghavaiah et al., 1990)	0.6909±0.0053 0.8337±0.0255	-7. 868 2. 633 1. 693 1. 82 6. 466 7. 263 7. 756 7. 881 7. 931 8. 267 6. 248 6. 222 1. 95 2. 656 1. 651 3. 025 3. 142 3. 142 3. 161 3. 785 2. 275 7. 415	4.023
Z=69, Tm	1.0919±0.087 1.0079±0.081 1.0716±0.086 0.8123±0.0726 0.8123±0.073 0.9615±0.038 1.035±0.047 1.094±0.053 1.156±0.057 1.175±0.06 1.28±0.073 1.203±0.073	(Al-Saleh and Saleh, 1999) (Al-Saleh and Saleh, 1999) (Al-Saleh and Saleh, 1999) (Ertuğrul, 1996) (Ertuğrul, 1996) (Raghavaiah et al., 1990) (Singh et al., 1987c) (Singh et al., 1987c) (Singh et al., 1987c) (Singh et al., 1987c) (Singh et al., 1987c) (Singh et al., 1987c) (Singh et al., 1987c)	1.0497±0.0175 1.0670±0,0193	0. 476 -0. 504 0. 25 -3. 179 -3. 162 -2. 108 -0. 293 0. 794 1. 783 2. 005 3. 068 2. 042	0.097
Z=70, Yb	1.1314±0.091 1.0852±0.087 1.1212±0.090 1.0152±0.0505 1.5152±0.1837 1.4493±0.1743 1.137±0.040 1.060±0.038 1.003±0.043 1.043±0.046	(Al-Saleh and Saleh, 1999) (Al-Saleh and Saleh, 1999) (Al-Saleh and Saleh, 1999) (Baydaş et al., 2001) (Durak and Özdemir, 2001) (Ertuğrul, 1996) (Rao et al., 1993b) (Rao et al., 1993b) (Garg et al., 1986) (Garg et al., 1986)	1.2459±0.0098 1.1755±0.0197	-1. 251 -1. 836 -1. 377 -4. 485 1. 464 1. 165 -2. 644 -4. 737 -5. 508 -4. 314	-0.875

	1.125±0.057 1.138±0.055 1.212±0.063 1.365±0.073 1.1468±0.074 1.1655±0.075 0.83±0.066 1.5152±0.184 1.4493±0.174 1.4577±0.036 1.4205±0.016 0.9804±0.039 1.5528±0.077	(Garg et al., 1986) (Garg et al., 1986) (Garg et al., 1986) (Garg et al., 1986) (Kaçal et al., 2011) (Kaçal et al., 2011) (Hajivaliei et al., 2000) (Durak and Özdmir, 2001) (Ertuğrul, 1996) (Yaçın et al., 2008) (Yaçın et al., 2008) (Raghavaiah et al., 1990) (Küçükönder et al., 2004)		-2.09 -1.931 -0.532 1.617 -1.328 -1.063 -6.233 1.462 1.167 5.677 9.306 -6.602 3.954	
Z=71, Lu	1.0891±0.087 1.0702±0.086 1.0954±0.088 1.3423±0.0829 1.1325±0.072 1.1249±0.072 1.3423±0.083 0.9009±0.036 1.024±0.046 1.089±0.053 1.141±0.056 1.22±0.065 1.363±0.085 1.485±0.099	(Al-Saleh and Saleh, 1999) (Al-Saleh and Saleh, 1999) (Al-Saleh and Saleh, 1999) (Ertuğrul, 1996) (Kaçal et al., 2011) (Kaçal et al., 2011) (Ertuğrul, 1996) (Raghavaiah et al., 1990) (Singh et al., 1987c) (Singh et al., 1987c) (Singh et al., 1987c) (Singh et al., 1987c) (Singh et al., 1987c) (Singh et al., 1987c)	1.0998±0.017 1.1314±0.0202	-0.121 -0.338 -0.049 2.866 0.442 0.339 2.862 -4.996 -1.546 -0.194 0.704 1.789 3.036 3.835	0.616

Dans la figure II.1 nous avons présenté l'écart type z_i et la valeur moyenne \bar{z} pour les éléments atomiques de $57 \leq Z \leq 71$. Une première analyse de la figure montre que la majorité des données de l'écart type z_i sont concentrées autour de zéro pour tous les éléments. Cependant, certaines valeurs sont très dispersées, notamment pour les éléments du groupe de l'yttrique (du ${}_{63}\text{Eu}$ au ${}_{71}\text{Lu}$), en raison du grand nombre de données expérimentales pour ces éléments et aussi au grand nombre de références utilisées pour collecter les données et bien sur aux différentes conditions expérimentales dans lesquelles les différentes expériences sont effectuées.

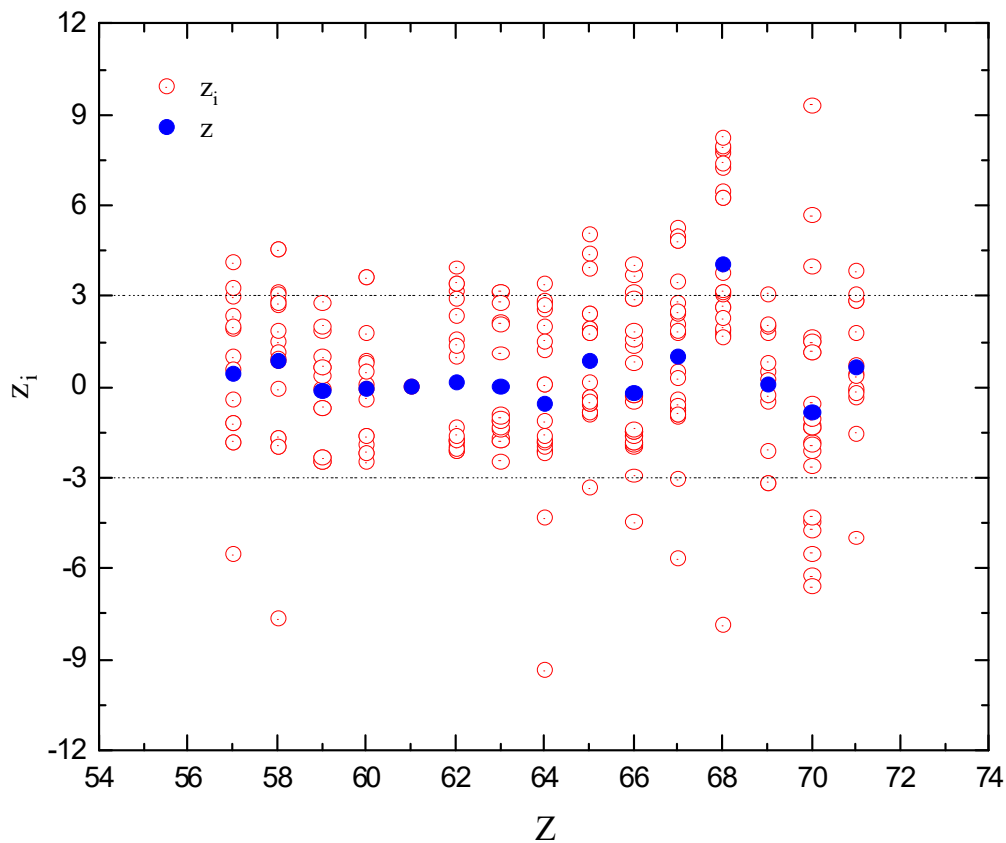


Figure II.1: L'écart type z_i et la valeur moyenne \bar{z} pour les lanthanides.

Pour obtenir une valeur moyenne pondérée fiable, avec suffisamment de données nous avons considéré uniquement les points de données expérimentales pour lesquels l'écart type z_i varie dans l'intervalle allant de -3 à +3. Notre critère rejette 63 données expérimentales sur 262 (environ 24%). Nous notons qu'il n'y a pas de données rejetées pour les deux éléments $_{59}\text{Pr}$ et $_{61}\text{Pm}$. Un nombre important de donnée expérimentales à été rejeté pour les deux éléments $_{68}\text{Er}$ et $_{70}\text{Yb}$ (15 valeurs \sim 68% pour $_{68}\text{Er}$ et 9 valeurs \sim 39% pour $_{70}\text{Yb}$). Pour le reste des éléments du lanthanide le nombre des valeurs rejetés varie entre 2 et 5 (soit de 12% à 25%), i.e. 21% pour $_{57}\text{La}$, 27% pour $_{58}\text{Ce}$, 13% pour $_{60}\text{Nd}$, 25% pour $_{62}\text{Sm}$, 12% pour $_{63}\text{Eu}$, 14% pour $_{64}\text{Gd}$, 20% pour $_{65}\text{Tb}$, 18% pour $_{66}\text{Dy}$, 16% pour $_{67}\text{Ho}$, 25% pour $_{69}\text{Tm}$ et 21% pour $_{71}\text{Lu}$. Par la rejection de ces valeurs, les données expérimentales pour les éléments ($57 \leq Z \leq 71$) sont maintenant plutôt cohérentes, ce qui entraîne une réduction de l'erreur pour le calcul des valeurs moyennes pondérées. Les données rejetées, c'est-à-dire $-3 \leq z_i \leq +3$, sont énumérées en gras dans le tableau II.2 pour les éléments: $_{57}\text{La}$, $_{58}\text{Ce}$, $_{60}\text{Nd}$, $_{62}\text{Sm}$, $_{63}\text{Eu}$, $_{64}\text{Gd}$, $_{65}\text{Tb}$, $_{66}\text{Dy}$, $_{67}\text{Ho}$, $_{68}\text{Er}$, $_{69}\text{Tm}$, $_{70}\text{Yb}$ et $_{71}\text{Lu}$.

Nous utilisons le terme valeur moyenne pondérée recommandée $\left(\frac{L\beta}{L\alpha}\right)_{WR}$ pour décrire le rapport d'intensité $\left(\frac{L\beta}{L\alpha}\right)$ pour les éléments de $_{57}\text{La}$ à $_{71}\text{Lu}$ obtenus en recalculons la moyenne pondérée de toutes les valeurs expérimentales $\left(\frac{L\beta}{L\alpha}\right)_{exp}$ à l'aide de la formule (II.1) c'est-à-dire sans les données expérimentales dont l'écart type z_i en dehors de l'intervalle -3 à +3. Le nombre de données (262) est diminué après la sélection et devenu 199 (tous les valeurs qui n'appartient pas à l'intervalle $-3 \leq z_i \leq +3$ sont réjetées).

Une liste des valeurs moyennes pondérées recommandées est donnée dans le tableau II.1. Ces valeurs recommandées sont proposées pour le calcul des nouvelles données semi-empiriques du rapport d'intensité d'émission de rayons X $\left(\frac{L\beta}{L\alpha}\right)_{s-emp}$.

II.4. Méthode des moindres carrés :

Si on se contente de tracer à main levée la courbe qui "passe au mieux" par les points représentatifs, différentes personnes vont obtenir des résultats différents. Il existe une méthode mathématique pour déterminer la "meilleure" courbe: c'est la méthode des moindres carrés. Elle consiste, dans sa version la plus simple, à trouver la courbe qui minimise les carrés des écarts des points représentatifs à cette droite (figure II.2) (Zidi, 2021).

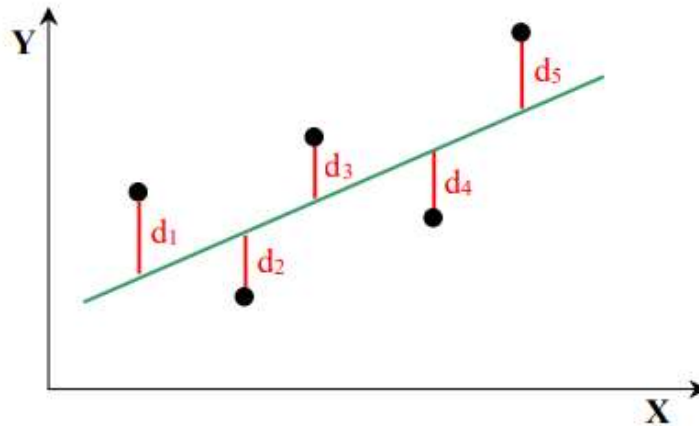


Figure II.2: Droite de régression de Y en fonction de X (Zidi, 2021).

Il faut que : $S = \sum(d_i)^2 = \text{minimum}$

II.4.1. Approximation polynomiale de degré 2 :

Soit un nuage de n points (x_i, y_i) . On cherche une courbe polynomiale de degré 2 ($y = f(x) = a \cdot x^2 + b \cdot x + c$) qui passe au plus près des points au sens des moindres carrés. c'est-à-dire que la somme des carrés des distances des points du nuage à ceux des points de la parabole de même abscisse (Zidi, 2021) :

$$S = \sum_{i=1}^n [y_i - f(x_i)]^2 = \sum_{i=1}^n [y_i - (a \cdot x_i^2 + b \cdot x_i + c)]^2 \text{ est minimum.}$$

Une condition nécessaire pour que cette somme soit minimum est que les dérivées partielles par rapport à a , b , et c soient nulles.

$$\begin{cases} \frac{\partial S}{\partial a} = -2 \sum_{i=1}^n (x_i^2) \cdot [y_i - (a \cdot x_i^2 + b \cdot x_i + c)] \\ \frac{\partial S}{\partial b} = -2 \sum_{i=1}^n (x_i) \cdot [y_i - (a \cdot x_i^2 + b \cdot x_i + c)] \\ \frac{\partial S}{\partial c} = -2 \sum_{i=1}^n [y_i - (a \cdot x_i^2 + b \cdot x_i + c)] \end{cases} \quad (\text{II.5})$$

On tire après un calcul simple :

$$\begin{cases} \sum_{i=1}^n x_i^2 \cdot y_i - a \cdot \sum_{i=1}^n x_i^4 - b \cdot \sum_{i=1}^n x_i^3 - c \cdot \sum_{i=1}^n x_i^2 = 0 \\ \sum_{i=1}^n x_i \cdot y_i - a \cdot \sum_{i=1}^n x_i^3 - b \cdot \sum_{i=1}^n x_i^2 - c \cdot \sum_{i=1}^n x_i = 0 \\ \sum_{i=1}^n y_i - a \cdot \sum_{i=1}^n x_i^2 - b \cdot \sum_{i=1}^n x_i - n \cdot c = 0 \end{cases} \quad (\text{II.6})$$

Ce qui donne le système :

$$\begin{cases} a. \sum_{i=1}^n x_i^4 + b. \sum_{i=1}^n x_i^3 - c. \sum_{i=1}^n x_i^2 = \sum_{i=1}^n x_i^2 \cdot y_i \\ a. \sum_{i=1}^n x_i^3 + b. \sum_{i=1}^n x_i^2 + c. \sum_{i=1}^n x_i = \sum_{i=1}^n x_i \cdot y_i \\ a. \sum_{i=1}^n x_i^2 + b. \sum_{i=1}^n x_i + n. c = \sum_{i=1}^n y_i \end{cases} \quad (II.7)$$

Si on pose :

$$A = \begin{bmatrix} \sum_{i=1}^n x_i^4 & \sum_{i=1}^n x_i^3 & \sum_{i=1}^n x_i^2 \\ \sum_{i=1}^n x_i^3 & \sum_{i=1}^n x_i^2 & \sum_{i=1}^n x_i \\ \sum_{i=1}^n x_i^2 & \sum_{i=1}^n x_i & n \end{bmatrix} \quad X = \begin{bmatrix} a \\ b \\ c \end{bmatrix} \quad \text{et} \quad B = \begin{bmatrix} \sum_{i=1}^n x_i^2 \cdot y_i \\ \sum_{i=1}^n x_i \cdot y_i \\ \sum_{i=1}^n y_i \end{bmatrix} \quad (II.8)$$

On obtient la forme matricielle du système :

$$\begin{bmatrix} \sum_{i=1}^n x_i^4 & \sum_{i=1}^n x_i^3 & \sum_{i=1}^n x_i^2 \\ \sum_{i=1}^n x_i^3 & \sum_{i=1}^n x_i^2 & \sum_{i=1}^n x_i \\ \sum_{i=1}^n x_i^2 & \sum_{i=1}^n x_i & n \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} a \\ b \\ c \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sum_{i=1}^n x_i^2 \cdot y_i \\ \sum_{i=1}^n x_i \cdot y_i \\ \sum_{i=1}^n y_i \end{bmatrix} \quad (II.9)$$

Donc :

$$X = A^{-1} \times B \quad (II.10)$$

III.4.2. Approximation polynomiale de degré N :

Par généralisation des équations (II.8) et (II.9) on peut déduire une formule matricielle pour l'interpolation des moindres carrés de degré N :

$$\begin{bmatrix} \sum_{i=1}^n x_i^{2N} & \sum_{i=1}^n x_i^{2N-1} & \dots & \sum_{i=1}^n x_i^N \\ \sum_{i=1}^n x_i^{2N-1} & \sum_{i=1}^n x_i^{2N-2} & \dots & \sum_{i=1}^n x_i^{N-1} \\ \sum_{i=1}^n x_i^{2N-2} & \sum_{i=1}^n x_i^{2N-3} & \dots & \sum_{i=1}^n x_i^{N-2} \\ \vdots & \vdots & \dots & \vdots \\ \sum_{i=1}^n x_i^N & \sum_{i=1}^n x_i^{N-1} & \dots & n \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \\ \vdots \\ a_n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sum_{i=1}^n x_i^N \cdot y_i \\ \sum_{i=1}^n x_i^{N-1} \cdot y_i \\ \vdots \\ \sum_{i=1}^n x_i^{N-N} \cdot y_i \end{bmatrix} \quad (III.11)$$

II.5. Calcul semi-empirique :

Nous présentons des nouveaux paramètres pour le calcul semi-empirique du rapport d'intensité $\left(\frac{L\beta}{L\alpha}\right)$ pour des cibles de $_{57}\text{La}$ à $_{71}\text{Lu}$. La base de données des valeurs expérimentales utilisées dans ce travail se fonde sur les différentes mesures présentées dans le tableau II.2. Le calcul est basé sur la méthode des moindres carrés adoptée pour le logiciel ORIGINE (Meddah, 2021).

Pour déduire les valeurs semi-empirique des rapports d'intensité $\left(\frac{L\beta}{L\alpha}\right)$, nous définissons d'abord le rapport :

$$R = \frac{\left(\frac{L\beta}{L\alpha}\right)_{exp}}{\left(\frac{L\beta}{L\alpha}\right)_{WR}} \quad (\text{III.12})$$

avec : $\left(\frac{L\beta}{L\alpha}\right)_{exp}$ sont les valeurs du rapport d'intensité expérimentales. $\left(\frac{L\beta}{L\alpha}\right)_{WR}$ représente les valeurs moyennes pondérées recommandées (Tableaux II.2). C'est une manière simple de présenter toutes les données expérimentales du ce rapport par comparaison aux valeurs pondérées.

Nous avons tracé le rapport d'intensité normalisé R en fonction du numéro atomique Z .

La figure II.3 montre l'évolution de R en fonction de Z pour le rapport $\frac{L\beta}{L\alpha}$. Ensuite ce rapport sera ajusté par un polynôme de degré trois :

$$f(Z) = \sum_{i=0}^3 a_i Z^i \quad (\text{III.11})$$

Le fit est représenté en trait plein dans la même figure. Les coefficients de fit a_i et b_i sont résumés dans le tableau II.3.

Comme deuxième étape les valeurs moyennes pondérées recommandées sont tracées en fonction de Z et interpolées on utilisant la formule suivante:

$$\left(\frac{L\beta}{L\alpha}\right)_{WR} = \sum_{i=0}^3 b_i Z^i = g(Z) \quad (\text{III.13})$$

La figure II.4 montre les valeurs moyennes pondérées recommandées $\left(\frac{L\beta}{L\alpha}\right)_{WR}$ en fonction de Z et le fit. Les coefficients du fit sont présentés aussi dans le même tableau II.3.

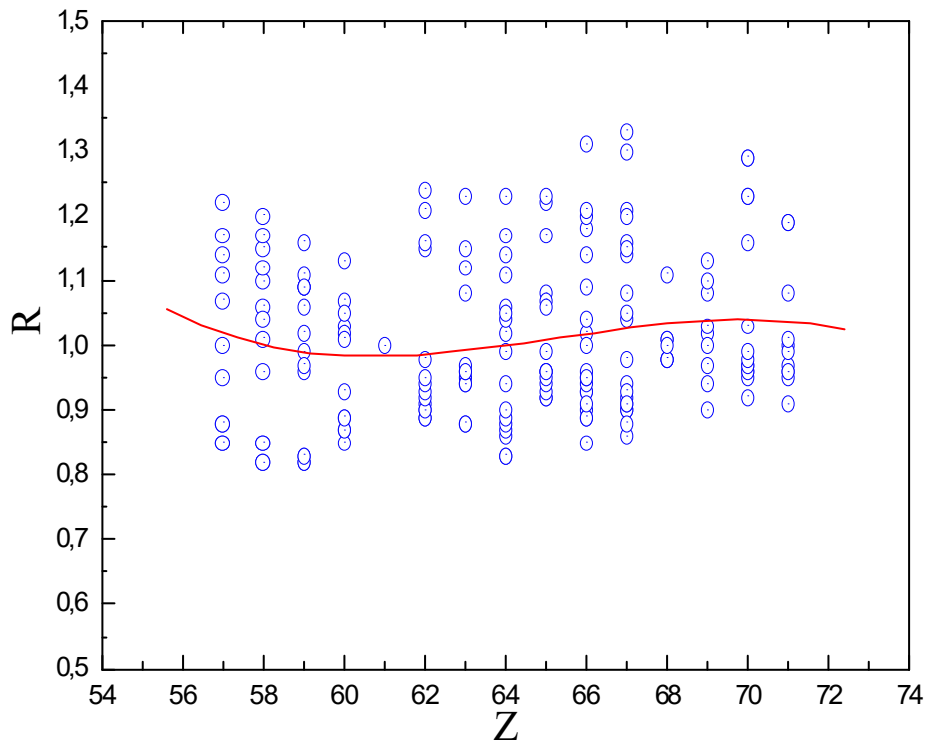


Figure II.3 : La distribution du rapport $R = \frac{\left(\frac{L\beta}{L\alpha}\right)_{exp}}{\left(\frac{L\beta}{L\alpha}\right)_{WR}}$ pour les lanthanides ($57 \leq Z \leq 71$) en fonction du numéro atomique Z . La courbe de l'interpolation est représentée en trait plein.

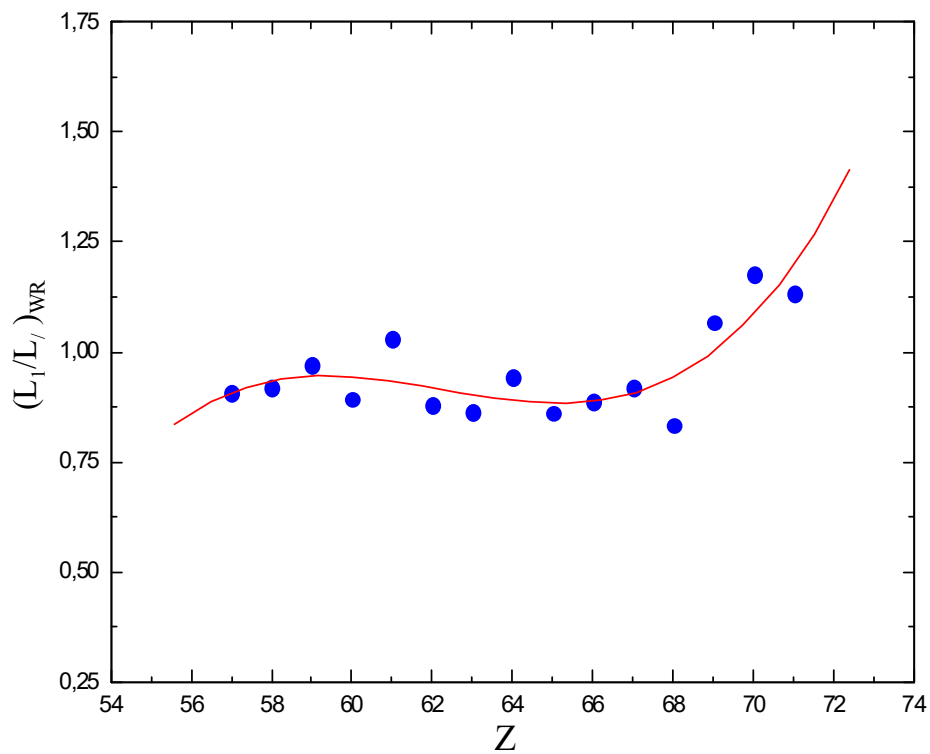


Figure II.4 : La distribution des valeurs moyennes pondérées recommandées $\left(\frac{L\beta}{L\alpha}\right)_{WR}$ pour les lanthanides ($57 \leq Z \leq 71$) en fonction du numéro atomique Z . La courbe de l'interpolation est représentée en trait plein.

Définissant maintenant le rapport d'intensité d'émission des rayons X semi-empirique

$\left(\frac{L\beta}{L\alpha}\right)_{s-emp}$ comme :

$$\left(\frac{L\beta}{L\alpha}\right)_{s-emp} = f(Z) \times g(Z) \tag{III.15}$$

Tableau II.3: Coefficients de l'interpolation.

<i>i</i>	<i>f</i> (<i>Z</i>)	<i>g</i> (<i>Z</i>)
	<i>a_i</i>	<i>b_i</i>
0	41.8141605566	-151.4960239991
1	-1.8936281424	7.3753279648
2	0.0291489417	-0.1187049038
3	-1.4883904567×10 ⁻⁴	6.3545542148×10 ⁻⁴

II.6. Résultats et discussion :

Le présent calcul du rapport d'intensité d'émission des rayons X semi-empirique

$\left(\frac{L\beta}{L\alpha}\right)_{s-emp}$ pour tous les éléments dans la région $57 \leq Z \leq 71$ sont présentés dans le tableau II.4.

Les valeurs expérimentales de Shatendra et al. (1983), Raghavaiah et al. (1990), Garg et al. (1986), Meddah (2021), Durak and Özdemir (2001), Ertugrul (1996) et Han et al. (2008) sont aussi intégrées dans le même tableau.

Tableau II.4 : Présent calcul des rapports d'intensités $\left(\frac{L\beta}{L\alpha}\right)_{s-emp}$ semi-empirique pour les lanthanides ($57 \leq Z \leq 71$) comparées aux valeurs expérimentales et empiriques des autres auteurs.

Z-élément	This Works	Other Works					
		s-emp	Exp.				
	s-emp.	(Meddah, 2021)	(Shatendra et al., 1983)	(Raghavaiah et al., 1990).	(Durak and Özdemir, 2001)	(Ertuğrul, 1996)	(Han et al., 2008)
Z=57, La	0.9073	0.9869	0.9708	0.9091	0.775	0.800	-
Z=58, Ce	0.9347	0.9936	1.0101	0.9259	0.781	0.755	-
Z=59, Pr	0.9458	1.0004	-	0.9434	0.794	0.802	-
Z=60, Nd	0.9444	1.0072	-	0.9346	0.781	0.797	-
Z=61, Pm	0.9343	1.0139	-	1.0309	-	-	-
Z=62, Sm	0.9195	1.0205	1.0638	1.0204	0.781	0.789	0.822
Z=63, Eu	0.9036	1.0271	-	0.9709	-	0.763	0.825
Z=64, Gd	0.8905	1.0335	1	0.9901	-	0.781	0.834
Z=65, Tb	0.8840	1.0397	-	0.9174	0.826	0.791	0.814
Z=66, Dy	0.8880	1.0457	-	0.9259	0.826	0.789	0.843
Z=67, Ho	0.9061	1.0514	-	0.9901	0.862	0.830	0.848
Z=68, Er	0.9423	1.0568	-	0.9901	0.840	0.815	0.852
Z=69, Tm	1.0004	1.0619	-	-	-	0.812	-
Z=70, Yb	1.0841	1.0667	-	0.9804	1.515	1.449	-
Z=71, Lu	1.1973	1.0710	-	-	-	1.372	-

Pour bien comparer nos résultats semi-empiriques du rapport d'intensité avec ces valeurs expérimentales, la figure II.5 représente nos valeurs $\left(\frac{L\beta}{L\alpha}\right)_{s-emp}$ et ceux expérimentaux des autres auteurs en fonction du numéro atomique Z.

Généralement, il est possible de voir que nos valeurs semi-empiriques du rapport d'intensité sont conformément aux valeurs expérimentales des autres auteurs $\left(\frac{L\beta}{L\alpha}\right)_{s-emp}$ pour tous les éléments dans la région $57 \leq Z \leq 71$. La comparaison nous permet de dire que nos valeurs varient entre les résultats de Shatendra et al. (1983), Raghavaiah et al. (1990), Garg et al. (1986), Meddah (2021) d'une part (en haut) et les valeurs de Durak and Özdemir (2001), Ertugrul (1996) et Han et al. (2008) d'autre part (en bas). Une dispersion remarquable est observée pour nos résultats avec les données expérimentales de Durak and Özdemir (2001) et Ertugrul (1996) pour l'élément ${}_{70}\text{Yb}$ où l'écart est 39.75% et 33.66% respectivement. Où la différence relative (RD) entre les valeurs empiriques obtenues et les autres calculs utilisant l'équation $RD(\%) = \left| \left(\left(\frac{L\beta}{L\alpha} \right)_{exp} - \left(\frac{L\beta}{L\alpha} \right)_{s-em} \right) / \left(\frac{L\beta}{L\alpha} \right)_{s-emp} \right| \times 100$. Les résultats semi-empiriques et expérimentaux diffèrent au fur et à mesure que le numéro atomique augmente. De plus, nos données se diffèrent par un acceptable pourcentage avec les valeurs expérimentales de Shatendra et al. (1983) (l'écart varie entre 7% et 15.69%), Raghavaiah et al. (1990) (l'écart varie entre 0.2% et 11.18%), Garg et al. (1986) (l'écart varie entre 0.35% et 7.48%), Meddah (2021) (l'écart varie entre 1.61% et 17.76%), Durak and Özdemir (2001) (l'écart varie entre 4.87% et 17.30%), Ertugrul (1996) (l'écart varie entre 8.40% et 19.23%) et Han et al. (2008) (l'écart varie entre 5.07% et 10.60%).

Comme conclusion, notre approche de calcul du rapport d'intensité d'émission des rayons X semi-empiriques $\left(\frac{L\beta}{L\alpha}\right)_{s-emp}$, permet d'obtenir des valeurs fiables. Cette approche peut donc être intégrée comme des formules de calcul des sections efficaces d'ionisation et de production des rayons X (Meddah, 2021).

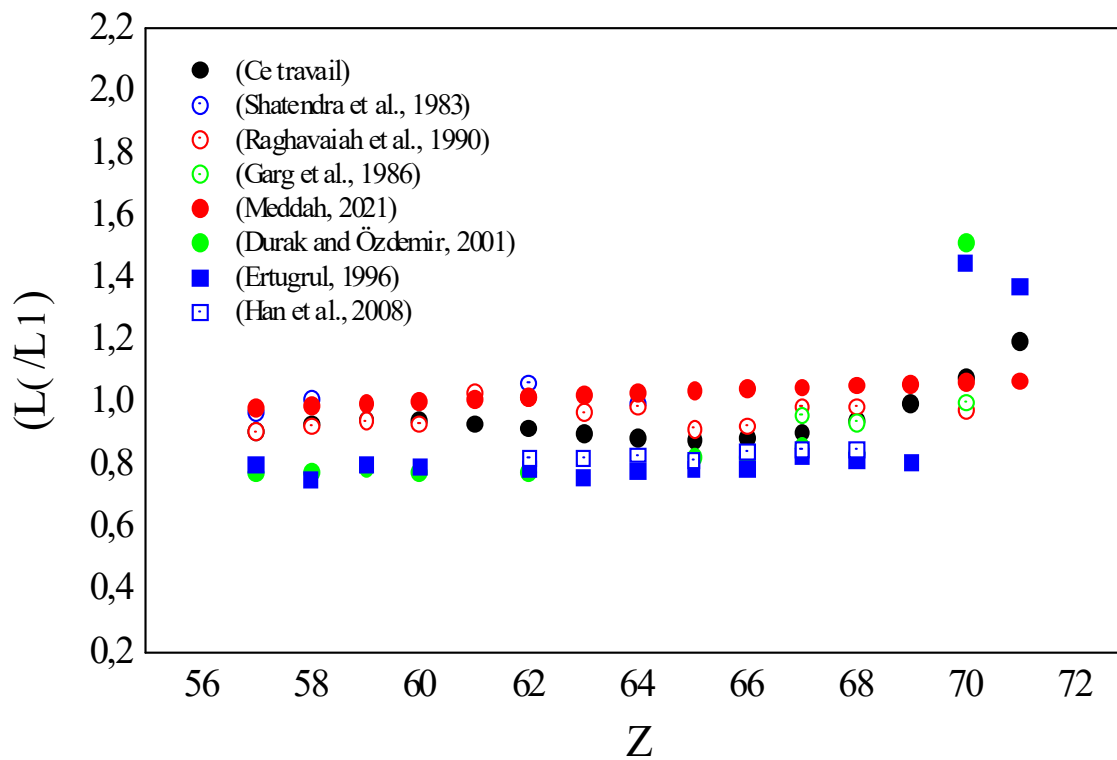


Figure II.5 : Nos valeurs semi-empiriques du rapport d'intensité $\left(\frac{L\beta}{L\alpha}\right)_{s-emp}$ comparer aux valeurs expérimentales de : Shatendra et al. (1983), Raghavaiah et al. (1990), Garg et al. (1986), Meddah (2021), Durak and Özdemir (2001), Ertugrul (1996) et Han et al. (2008) en fonction du nombre atomique Z.

Références Bibliographiques :

Alqadi, M.K, Alsenjlawi, Y., Alzoubi, F.Y. Measurement of L X-Ray relative intensities for selected heavy elements. Radiat. Phys. Chem.87 (2013) 31–34.

Al-Saleh K.A., Saleh N.S. L X-ray fluorescence cross-sections of heavy elements excited by 16.04, 16.90 and 17.78 keV photons Radiat. Phys. Chem.54 (1999) 117–124

Baydaş E., Söğüt Ö., Büyükkasap E., Şahin Y.. L X-ray intensity ratios of some elements in the region of $56 \leq Z \leq 83$. J. Radioanal. Nucl. Chem. Vol. 247, No 3 (2001) 487-489.

Daoudi S., Kahoul A., Kup Aylikci N., Sampaio J.M., Marques J.P., Aylikci V., Sahnoune Y., Kasri Y., Deghfel B., "Review of experimental photon-induced $K\beta/K\alpha$ intensity ratios". At. Data Nucl. Data Tables 132, (2020)101308-40.

Dogan O., Simsek O, Turgut U, Ertugrul M. L X-ray intensity ratios in heavy elements at 59.5 and 122 keV photons. J. Radioanal. Nucl. Chem. 232, N1-2 (1998) 143-146.

Durak R., Özdemir Y. Measurement of $L\alpha/L_{\beta}$, $L\alpha/L\gamma$ and $L\alpha/L_{\gamma}$ X-ray intensity ratios for elements in the atomic range $57 \leq Z \leq 92$ using radioisotope X-ray fluorescence. Phys. Lett. A 284 (2001) 43–48

Durdu B.G., Kucukonder A. Variation of the L X-ray fluorescence cross-sections, intensity ratios and fluorescence yields of Sm and Eu in halogen compounds Radiat. Phys. Chem.81 (2012) 135–142.

Ertugrul M. The vacancy transfer probability dependence on relative L X-ray intensities in the atomic range $57 \leq Z \leq 92$ at 59.5 keV. Nucl. Instrum. Methods B 111 (1996) 229-233

Garg M. L., Mehtat D., Verma H. R., Singht N., Mangal P. C., Trehan P. N., Measurement of L x-ray fluorescence cross sections and relative intensities for Ho, Er and Yb in the energy range 11-41 keV J. Phys. B: At. Mol. Phys. 19 (1986) 1615-1622

Hajivaliei M., Puri S., Garg M.L., Mehta D., Kumar A., Chamoli S.K., Avasthi D.K., Mandal A., Nandi T.K., Singh K.P., Sing Nirmal, Govil I.M.. K and L X-ray production cross sections and intensity ratios of rare-earth elements for proton impact in the energy range 20–25MeV . Nucl. Instrum. Methods B 160 (2000) 203–215.

Han I., Sahin M., Demir L. Angular variations of K and L X-ray fluorescence cross sections for some lanthanides. Can. J. Phys. Vol 86 (2008) 361-367.

Kacal M.R., Durak R., Akman F., Turhan M.F., Han I. Measurement of L subshell fluorescence cross sections and intensity ratios of heavy elements at 22.6 keV. Radiat. Phys. Chem.80 (2011) 692–700.

Krishnananda, Santosh Mirji, Badiger N.M., Tiwari M.K.. Measurement of the radiative L3-M vacancy transfer probabilities of some 4f elements and compounds using Indus-2 synchrotron radiation Chem. Phys. Lett.658 (2016) 192–196.

Küçükönder, Durdu B. G., Söüt Ö., Büyükkasap E.. L X-ray production cross sections, average L shell fluorescence yield and intensity ratios in heavy elements. J. Radioan. Nucl. Chem., Vol. 260, No. 1 (2004) 89–97.

Kumar Anil, Puri Sanjiv. $L_{i\frac{1}{2}-3}$ sub-shell x-ray relative intensities for some compounds of ^{66}Dy at 22.6 and 59.54 keV incident photon energies. Radiat. Phys. Chem.81 (2012) 735–739.

Meddah S. Etude des paramètres atomiques intrinsèques pour l'émission des rayons X: Rapport de l'intensité de la raie L. Mémoire de Master, université de Bordj BouArréridj, (2021).

Mohan H., Singh P. S, Singh D, Verma H R and Khurana C S. Proton-induced L x-ray production cross sections and intensity ratios for Gd and Tb in the energy range 250-400 keV J. Phys. B: At. Mol. Phys. 20 (1987) 5355-5362.

Öz E., Baydas E., Erturul M., Sahin Y. Measurement of L shell X-ray fluorescence intensity ratios for some elements in the atomic number range of $66 \leq Z \leq 90$ by photoionization of consecutive L-subshells. J. Radioan. Nucl. Chem., Vol. 260, No. 1 (2004) 75–79.

Porikli S. Chemical shift and intensity ratio values of dyspersium, holmium and erbium L X-ray emission lines Radiat. Phys. Chem.81 (2012) 113–117.

Raghavaiah V., Venkateswara N. Rao, Bhuloka Reddy S., Satyanarayana G., Sree Krishna Murty G., Chandrasekhar Rao M. V. S.and Sastry D. L. $L_{II}L_{III}$ and $L_{IV}L_{V}$ X-Ray Intensity Ratios for Elements in the Range $Z = 55-80$. X-Ray Spectrom., VOL. 19 (1990) 23-26.

Rao V. L x-ray Fluorescence cross sections and intensity ratios in some high-Z elements excited by 23.62- and 24.68-keV photons. Phys. Rev. A, 47,(1993b) 1087-1093.

Shatendra K, Allawadhi K L and Sood B S. Energy dependence of photon-induced L-shell x-ray intensity ratios in some high-Z elements J. Phys. B: At. Mol. Phys. 16 (1983) 4313-4322.

Singh S., Mehta D., Garg M., Kumar S., Singh N., Mangal P C and Trehant P N. Measurement of L x-ray fluorescence cross sections and relative intensities for elements $56 \leq Z \leq 66$ in the energy range 11-41keV J. Phys. B: At. Mol. Phys. 20 (1987a) 5345-5353.

Singh S., Garg M L, Mehta D., Verma H R, Singh N., Mangal P C and Trehan P N. Measurements of photon-induced L x-ray fluorescence cross sections and relative intensities for Ba, Ce and Nd at 15.2, 17.8, 22.6 and 25.8keV J. Phys. B: At. Mol. Phys. 20 (1987b) 941-947.

Singh S., Mehtat D., Gargt M., Kumasr S., Singh N., Mangal P C and Trehant P N Measurement of photon-induced L x-ray fluorescence cross sections and relative intensities for Tm, Lu, Th and U in the energy range 15-60 keV. J. Phys. B: At. Mol. Phys. 20 (1987c) 3325-3333.

Turgut U., Ertugrul M., L X-ray intensity ratios for elements in the range $74 \leq Z \leq 92$ at 31.635 keV. Nucl. Instrum. Methods B 222 (2004) 432–436.

Yalçın P., Porikli S., Kurucu Y., Sahin Y. Measurement of relative L X-ray intensity ratio following radioactive decay and photoionization. Phys. Lett. B 663 (2008) 186–190.

Weibel N. Marqueurs Luminescents à Base d'Ions Lanthanides: Synthèse, Propriétés et Marquage de Protéines. Thèse de doctorat, Université Louis Pasteur - Strasbourg I, France (2005).

Zidi A. Calcul du rapport d'intensité d'émission des rayons X ($K\beta/K\alpha$) des éléments lourds. Mémoire de Master, université de Bordj BouArréridj (2021).

Conclusion générale

Dans le travail de recherche accompli, dans le cadre de ce mémoire de master, nous avons apporté une contribution dans la recherche du rapport de l'intensité des rayons X $\left(\frac{L\beta}{L\alpha}\right)$ dans le cas des lanthanides $57 \leq Z \leq 71$. La connaissance de ce paramètre est essentielle dans le domaine de l'ionisation des couches atomiques internes. Ce travail peut être divisé en deux parties.

- Dans la première partie, nous nous sommes intéressés aux valeurs expérimentales existantes et à la sélection de ces données à partir de l'étude de l'écart type entre les valeurs expérimentales et les valeurs moyennes pondérées. La base de données expérimentale totale du rapport d'intensité d'émission de rayons X des raies L $\left(\frac{L\beta}{L\alpha}\right)$ dans le cas des lanthanides ($57 \leq Z \leq 71$) obtenue comporte 262 valeurs. Toutes les valeurs du rapport d'intensité $\frac{L\beta}{L\alpha}$ obtenues par excitation de photons, protons et alpha. Ces données expérimentales ont été publiées entre 1983 et 2016. Après la sélection des données expérimentales, notre critère rejette 63 données sur 262 (environ 24%).
- Dans la seconde partie de notre travail, nous avons élaboré une méthode pour laquelle on peut déduire des valeurs du rapport d'intensité semi-empirique $\left(\frac{L\beta}{L\alpha}\right)_{s-emp}$ dans le cas des lanthanides. Cette méthode consiste à introduire une fonction analytique basée sur le fitting du rapport $\frac{\left(\frac{L\beta}{L\alpha}\right)_{exp}}{\left(\frac{L\beta}{L\alpha}\right)_{WR}}$ et les valeurs moyennes pondérées recommandées $\left(\frac{L\beta}{L\alpha}\right)_{WR}$ en fonction du numéro atomique Z. Les rapports d'intensité semi-empirique déduits sont relativement en bon accord avec ceux d'autres groupes de recherche. En plus, les nouvelles valeurs que nous avons trouvées, peuvent être ajoutées à des bases de données pour les chercheurs dans le domaine des processus d'ionisation des couches atomiques internes.

Abstract

The work we report here is with the aim of presenting a study of the experimental results of the intensity ratio ($L\beta/L\alpha$) and the deduction of semi-empirical values in the case of Lanthanides ($57 \leq Z \leq 71$). In the first part, we were interested in the existing experimental values and in the selection of these data from the study of the standard deviation between the experimental values and the weighted average values. In the second part of this work, we have developed a method for which we can deduce values of the semi-empirical intensity ratio $(L\beta/L\alpha)_{s-em}$ in the case of lanthanides.

Keywords: Lanthanides, Intensity ratios or X ray emission ($L\beta/L\alpha$), Recommended weighted average values, Semi-empirical calculation.

Résumé

Le travail que nous rapportons ici est dans le but de présenter une étude des résultats expérimentaux du rapport d'intensité ($L\beta/L\alpha$) et la déduction des valeurs semi-empiriques dans le cas des lanthanides ($57 \leq Z \leq 71$). Dans la première partie, nous nous sommes intéressés aux valeurs expérimentales existantes et à la sélection de ces données à partir de l'étude de l'écart type entre les valeurs expérimentales et les valeurs moyennes pondérées. Dans la seconde partie de ce travail, nous avons élaborée une méthode pour laquelle on peut déduire des valeurs du rapport d'intensité semi-empirique $(L\beta/L\alpha)_{s-emp}$ dans le cas des lanthanides.

Mots-clés: Lanthanides, Rapport d'intensité de l'émission des rayons X ($L\beta/L\alpha$), Valeurs moyennes pondérées recommandées, Calcul semi-empirique.

ملخص

يهدف العمل الذي نقدمه هنا إلى تقديم دراسة للنتائج التجريبية لنسبة شدة انبعاث الأشعة السينية ($L\beta/L\alpha$) واستنباط القيم شبه التجريبية في حالة اللانثانيدات ($57 \leq Z \leq 71$). في الجزء الأول من هذا العمل، اهتمنا بالقيم التجريبية الموجودة وذلك بمراجعة نقدية لهذه البيانات اعتماداً على دراسة الانحراف المعياري بين القيم التجريبية و القيم المتوسطة الموزونة. في الجزء الثاني قمنا بتطوير طريقة يمكننا من خلالها استنتاج قيم لنسبة شدة انبعاث الأشعة السينية شبه التجريبية $(L\beta/L\alpha)_{s-emp}$ في حالة اللانثانيدات.

كلمات مفتاحية: اللانثانيدات، نسبة شدة انبعاث الأشعة السينية ($L\beta/L\alpha$) ، القيم المتوسطة الموزونة ، قيم شبه تجريبية المزكاة .