



Mémoire de fin d'études

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

Filière : Physique
Option : Physique des Matériaux

THÈME :

Les probabilités de transfert lacunaire de la couche K (η_{KL}) :
Base de données

Préparé par : Rebouli Hadjer

Soutenu le : 28/06/2022

Devant le jury :

Président:	Daoudi Salim	MCA	Université de BBA
Rapporteur:	Kahoul Abdelhalim	Pr.	Université de BBA
Examineur:	Khalfallah Farid	MCA	Université de BBA
Examineur:	Sahnoune Yassine	MCA	Université de BBA

Année Universitaire: 2021-2022

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 sa gentillesse, ses sacrifices et ces 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, Abdelhak et Amine
Ma chère tante, Salima qui n'ont pas cessé de me conseiller, encourager et soutenir tout au long de mes études*

*Je n'oublie pas de penser à mes fidèles amis :
Chahinez, Rou'a, Chaima, Khaoula et Ines
que je considère comme mes sœurs, avec lesquelles
j'ai partagée beaucoup de moments de plaisir*

Que dieu les garde tous

Rebouli hadjer

Remerciements

Avant tout, nous remercions Allah le tout puissant de nous avoir donnée le courage, la volonté, la patience et la santé durant toutes ces années d'études et que grâce à lui ce travail a été réalisé.

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 Pr. **KAHOU** **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.*

*J'exprime toute mon reconnaissance à Mr. **DAOUDI** **Salim**, de bien vouloir nous fait l'honneur de présider le jury de ce mémoire.*

*J'adresse mes sincères remerciements aux Mr. **SAHNOUN** **Yassine** et Mr. **KHALFALLAH** **Farid** membres de jury, pour avoir 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

Hadjer

CHAPITRE I :

Figure I.1: Les couches électroniques et leurs capacités en électrons.....	5
Figure I.2: Certaines des transitions de rayons X de séries K, L et M et les paramètres de sous-couche associés.....	9
Figure I.3: Spectre électromagnétique.....	11
Figure I.4: constitution des rayonnements (ionisant, non ionisant).....	12
Figure I.5: Les étapes de la Diffusion Rayleigh.....	14
Figure I.6: Les étapes de la Diffusion Thomson.....	14
Figure I.7: Effet photoélectrique.....	15
Figure I.8: Effet Compton.....	16
Figure I.9: Création de paire.....	17
Figure I.10: Domaines représentant l'importance relative des trois modes d'interaction des photons avec la matière en fonction du numéro atomique Z de la matière et de l'énergie des photons. Les lignes de séparation représentent les couples de valeurs de Z et de l'énergie pour lesquelles deux effets sont égaux.....	18
Figure I.11: l'atténuation d'un faisceau de photons dans la matière.....	20
Figure I.12: Désexcitation par émission fluorescente.....	21
Figure I.13 : processus de désexcitation de l'atome. Un électron d'un niveau périphérique va venir combler la lacune électronique laissée par l'électron éjecté. Ce faisant, l'électron perd de l'énergie, qui va être émise sous la forme d'un photon de fluorescence X (a) ou transférée à un électron secondaire (e-Auger) qui échappe de l'atome (b).....	24
Figure I.14: Transition de Coster-Kronig.....	25
Figure I.15: Le rendement de fluorescence ω en fonction du numéro atomique Z pour la couche K.....	28

CHAPITRE II :

- Figure II.1 :** La distribution du nombre des valeurs expérimentales des probabilités de transfert lacunaire de la couche K (η_{KL}) en fonction du numéro atomique Z.....**40**
- Figure II.2 :** Histogramme du nombre des données expérimentales des probabilités de transfert lacunaire de la couche K (η_{KL}) entre 1993 et 2020.....**41**
- Figure II.3 :** Les données expérimentales des probabilités de transfert lacunaire (η_{KL-exp}) en fonction du numéro atomique Z des éléments de numéro atomique $19 \leq Z \leq 92$. Dans la même figure la valeur moyenne pondérée η_{KL-w} est aussi présentée.....**51**
- Figure II.4 :** le rapport $R = \frac{\eta_{KL-exp}}{\eta_{KL-w}}$ pour toutes les valeurs expérimentales des éléments de ${}_{19}K$ à ${}_{92}U$ en fonction du nombre atomique Z**52**
- Figure II.5 :** Présent résultats des valeurs moyennes pondérées η_{KL-w} comparer aux valeurs théoriques de Venugopala Rao et al. (1972) et aux valeurs empiriques de Puri et al. (1993) et Schönfeld and Janßen (1996) en fonction du nombre atomique Z**55**

CHAPITRE I :

Tableau I.1: La configuration électronique et le moment angulaire total6

Tableau I.2: Notations (IUPAC et Siegbahn) des principales raies X et leurs intensités relatives par rapport à la raie majeure pour chaque sous couche8

CHAPITRE II :

Tableau II.1: transitions radiatives K_{α} et K_{β} 36

Tableau II.2 : Principales transitions atomiques permises relatives à l'ionisation de la couche L et correspondance entre la notation quantique et celle de Siegbahn.....36

Tableau II.3: Valeurs expérimentales des probabilités de transfert lacunaire de la couche K (η_{KL}) des éléments de numéro atomique $19 \leq Z \leq 92$ 43

Tableau II.4 : Présent calcul de la valeur moyenne pondérée η_{KL-W} pour des cibles de ${}_{19}\text{K}$ à ${}_{92}\text{U}$ comparé aux valeurs théoriques de Venugopala Rao et al. (1972) Et empiriques de Puri et al. (1993) et Schönfeld and Janßen (1996)53

Table des matières

Introduction Générale 1

Chapitre I

Paramètres atomiques et la fluorescence X

I.1. Introduction.....	4
I.2. Organisation des couches électroniques.....	4
I.3. Règles de sélections	6
I.4. Transitions électroniques	7
I.4.1. Transitions entre niveaux.....	7
I.5. Notation de Siegbahn	8
I.6. Interaction rayonnement-matière	9
I.6.1. Classification des rayonnements	9
1) Rayonnement particulaire	10
i. Particules chargées.....	10
ii. particules non chargées	10
2) Rayonnement électromagnétique	10
i. Rayonnements X.....	10
ii. Rayonnements γ	10
iii. Photons d'annihilation.....	10
iv. Photons de freinage.....	10
I.6.1.1. Rayonnement ionisant.....	11
i. Les rayonnements directement ionisants.....	11
ii. Les rayonnements indirectement ionisants.....	12
I.6.1.2. Rayonnement non ionisant	12
I.7. Les interactions	13
I.7.1. Interaction des particules chargées avec la matière.....	13
I.7.2. Interaction des photons avec la matière.....	13
I.7.2.1. La diffusion élastique.....	13
1) Diffusion Thomson.....	13
2) Diffusion Rayleigh.....	13
I.7.2.2. Effet photoélectrique	15
I.7.2.3. Effet Compton.....	15
I.7.2.4. La création de paire e^+e^-	16
I.7.3. Combinaison des trois effets.....	17
I.7.4. Section efficace des interactions.....	18
I.8. Atténuation dans la matière (la perte d'énergie).....	18
I.8.1. Evaluation des coefficients d'atténuation.....	19
I.9. Couche de demi-atténuation.....	20
I.10. Loi de Moseley.....	20
I.11. Transition radiative et non radiative.....	21

Table des matières

I.11.1. Désexcitation radiative.....	21
I.11.1.1. Fluorescence X.....	22
i. Principes de la fluorescence X.....	22
I.11.2. Désexcitation non-radiative.....	22
I.11.2.1. Effet Auger.....	23
i. Principes de l'effet Auger.....	23
I.11.2.2. Transitions de Coster-Kronig.....	24
I.12. Rendement de fluorescence.....	25
I.13. Section efficace	28
I.13.1. Calcul des largeurs.....	28
I.13.2. Relation entre Le rendement de fluorescence et la section efficace de photoionisation de la couche K.....	29
I.14. La probabilité de transfert lacunaire η_{KL}	30
Références bibliographiques.....	31

Chapitre II

Base de données des probabilités de transfert lacunaire de la couche K (η_{KL}) des éléments de numéro atomique $19 \leq Z \leq 92$

II.1. Introduction	35
II.2. Probabilités de transfert lacunaire de la couche K (η_{KL}).....	35
II.3. Base de données	39
II.4. Comparaison.....	53
Références Bibliographiques :.....	56
Conclusion générale.....	60

Introduction générale

La physique atomique a été développée à partir du XX^{ème} siècle pour étudier les mouvements à l'échelle atomique ou subatomique et expliquer de façon précise les mécanismes de l'interaction de la matière avec le rayonnement. Elle est essentielle pour comprendre la structure de l'atome, ses états d'énergie et ses interactions avec les autres champs et particules. L'atome est constitué d'une matière chargée positivement et aussi pleine d'électrons qui gravitent sur des couches (K, L, M, N,...) concentriques autour de ce noyau. Sous l'effet du choc d'une particule (proton, électron, photon X,...) les atomes constituant le matériau peuvent subir une ionisation. L'atome est alors dans un état excité mais la perte d'un électron a rendu la structure électronique de l'atome instable. La désexcitation se fait par une transition électronique : un électron d'un niveau plus élevé « descend », l'atome tend à retrouver son état stable par émission radiative des rayons X ou par des processus non radiatifs d'Auger ou de Coster-Kronig. La probabilité pour qu'une lacune créée dans une couche soit comblée par une transition radiative est dite rendement de fluorescence de la couche considérée.

La fluorescence X est une propriété spectrale des atomes, exploitée couramment en analyse pour obtenir des renseignements qualitatifs et/ou quantitatifs sur la composition élémentaire de toutes sortes de mélanges. Des valeurs précises des paramètres de fluorescence de la couche K, tels que la probabilité de transfert lacunaire de la couche K vers L (η_{KL}), section efficace, rapport d'intensité et le rendement de fluorescence.

La connaissance des probabilités de transfert de lacunes de la couche K vers L est nécessaire. Cependant, la connaissance de la distribution moyenne des lacunes est également importante pour l'étude de processus tels que la capture d'électrons nucléaires, effet photoélectrique et la conversion interne des rayons γ . Dans ce travail, nous avons rassemblés les données expérimentales des probabilités de transfert lacunaire de la couche K (η_{KL}) compilées par différents auteurs publiées durant la période 1993 à 2020 pour les éléments de numéro atomique $Z=19-92$ et on a calculé aussi ces valeurs moyennes pondérées η_{KL-W} pour chaque éléments séparément.

Ce mémoire est divisé en deux chapitres :

- Le premier chapitre: Rappel théorique sur l'interaction rayonnement-matière. Dans le même chapitre, nous avons expliqué la notion des transitions radiatives et non radiatives et la méthode théorique pour calculer les différents paramètres atomiques de la fluorescence X.
- Le deuxième chapitre : Construction d'une nouvelle base donnée; c'est une représentation des probabilités de transfert lacunaire de la couche K (η_{KL}) compilés pendant la période de 1993 à 2020, pour les éléments de numéro atomique $19 \leq Z \leq 92$. Comme deuxième étape on a calculé les valeurs moyennes pondérées de ces données expérimentales pour chaque élément séparément. Finalement une comparaison de nos valeurs pondérées et les résultats expérimentaux, théoriques et empirique des autres auteurs à été faite.

En fin une conclusion générale achève ce travail.

Chapitre I

Paramètres atomiques et la fluorescence X

1.1. Introduction:

Tous les corps présent dans la nature sont composés d'atome. L'atome est un modèle essentiellement théorique, qu'est constitué par l'assemblage de trois particules : des protons et des neutrons qui forment un noyau, autour duquel gravitent des électrons. La fluorescence X consiste à exciter ou ioniser l'atome soit par un faisceau de rayons X, soit par bombardement avec des particules. Les paramètres de fluorescence sont nécessaires non seulement dans la recherche fondamentale, comme la physique atomique, moléculaire et des rayonnements. Mais aussi dans la recherche appliquée, comme l'analyse élémentaire et le calcul de dose. Certains de ces paramètres consistent en une section efficace de fluorescence, probabilité de transfert lacunaire et le rendement de fluorescence.

1.2. Organisation des couches électroniques:

Pour un atome A_ZX nous utiliserons pour décrire le comportement des électrons considéré, des fonctions semblables à celles obtenues dans le cas de l'atome d'hydrogène. A partir des fonctions hydrogénoïdes (charge Ze du noyau), on construit par produit tensoriel la fonction d'onde totale de l'atome, Ces fonctions ne sont pas identiquement les mêmes puisque les noyaux atomiques diffèrent et qu'il faudra tenir compte de la présence des autres électrons, mais elles ont la même forme (Derradj, 2019).

Pour distinguer ces fonctions des états de l'atome d'hydrogène, nous les appellerons orbitales atomiques : elles sont liées à la probabilité de présence de l'électron dans un volume de l'espace autour du noyau. Chaque orbitale est caractérisée par un ensemble de quatre nombres quantiques n, l, m et s :

1- LE NOMBRE QUANTIQUE PRINCIPAL N : correspond aux valeurs possibles de la distance au noyau ; il définit la couche électronique. Les couches successives en partant du noyau sont notées K, L, M, N..., pour les valeurs respectives $n=1, 2, 3, 4...$

2- LE NOMBRE QUANTIQUE AZIMUTAL l : correspond aux valeurs possibles du moment angulaire L de l'électron par rapport au noyau. Il détermine la forme de l'orbitale et définit les sous couches qui sont notées s, p, d, f..., pour des valeurs respectives $l= 0, 1, 2, 3 ...$ avec $0 \leq l \leq n-1$.

3- LE NOMBRE QUANTIQUE MAGNETIQUE M : correspond aux valeurs possibles du moment magnétique M de l'électron dans un champ magnétique. Il ne peut prendre que les valeurs données par la relation $-l \leq m \leq l$.

4- LE NOMBRE QUANTIQUE DE SPIN S : est caractéristique de chaque électron d'une orbitale en outre par son s correspondant au moment angulaire propre S ou spin de l'électron.

Il ne peut prendre que les deux valeurs opposées $s = \pm \frac{1}{2}$. Une orbitale comprend deux états, correspondant respectivement à $s = +\frac{1}{2}$ et $s = -\frac{1}{2}$ (Bensaci and Benchaib, 2014).

Dans un atome, les électrons ne sont pas tous équivalents entre eux. Ils sont répartis dans différents niveaux d'énergie, ou « couches électroniques ». La façon dont les électrons d'un atome est réparti dans les différentes couches de l'atome, est appelée configuration électronique. Chaque couche électronique peut contenir un nombre maximum $N_{Max} = 2n^2$ (d'après le principe d'exclusion de Pauli). La figure (I.1) représente les couches électroniques et leurs capacités en électrons.

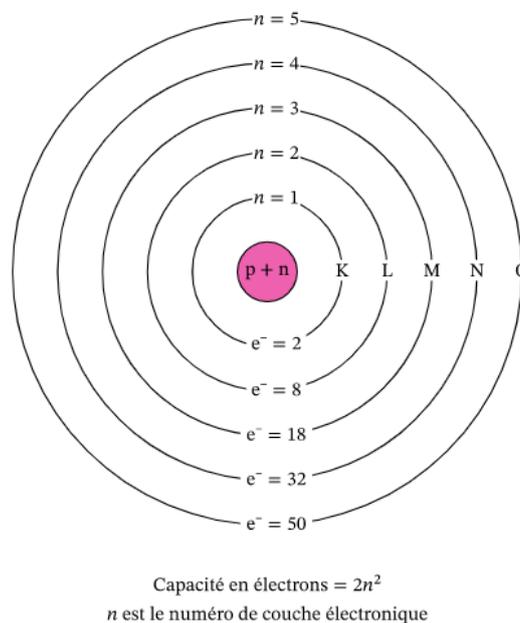


Figure I.1 : Les couches électroniques et leurs capacités en électrons

La couche K, pour laquelle $n = 1$, est la plus proche du noyau, contient deux électrons au maximum, subdivisée à une seule sous-couche K et les couches L, M, N, O, P et Q, correspondant à $n = 2, 3, 4, 5, 6$ et 7 , s'agencent par distance croissante au noyau ;

La couche L, contient huit électrons au maximum, subdivisée à trois sous-couches L_1, L_2, L_3 .

La couche M, contient dix-huit électrons au maximum, subdivisée à cinq sous-couches $M_1, M_2, M_3, M_4, M_5, \dots$ etc.

Couche	Sous-couche	Caractéristique de l'électron
K	K	1s (j=1/2)
L	L ₁	2s (j=1/2)
	L ₂	2p (j=1/2)
	L ₃	2p (j=3/2)
M	M ₁	3s (j=1/2)
	M ₂	3p (j=1/2)
	M ₃	3p (j=3/2)
	M ₄	3d (j=3/2)
	M ₅	3d (j=5/2)
N	N ₁	4s (j=1/2)
	N ₂	4p (j=1/2)
	N ₃	4p (j=3/2)
	N ₄	4d (j=3/2)
	N ₅	4d (j=5/2)
	N ₆	4f (j=5/2)
	N ₇	4f (j=7/2)

Tableau I.1 : La configuration électronique et le moment angulaire total (Derradj, 2019).

I.3. Règles de sélections:

Quand un matériau est bombardé par un faisceau de particules chargées ou par un rayonnement, des électrons sont éjectés, l'atome devient ionisé et est laissé dans un état excité. L'excédant d'énergie est égal à l'énergie requise pour extraire un électron de l'orbite excitée vers un état normal. Cette énergie peut être libérée par la transition d'un électron d'une couche supérieure qui est accompagnée par l'émission d'un rayon X. Si l'électron vient du niveau L, on note la raie K_α et s'il vient du niveau M, c'est la raie K_β . A la transition la plus probable $K \rightarrow L$ est également associée la raie la plus intense de la série K : la raie K_α . En raison de la structure fine, les raies K_α et K_β sont des doublets. Les transitions vers les niveaux L sont notées raies L dont les raies apparaissent dans les transitions $L \rightarrow M$. $L \rightarrow N$.

Ces dernières ont de nombreuses composantes, surtout pour les éléments lourds. Il y a une question qui se pose : pourquoi la limite K est simple, la limite L triple, la limite M quintuple? L'explication ne présente pas de difficultés. La limite K correspond à la désertion de l'électron de la couche à $n = 1$ (n désigne le nombre quantique principal), les deux électrons de cette couche sont des électrons s, c'est-à-dire pour lesquels $l = 0$ et donc j n'a qu'une seule valeur $j = \frac{1}{2}$ (l et j sont respectivement les nombres quantiques associés aux moments angulaires orbital et total de l'électron). Au contraire, les huit électrons de la couche L ont pour nombre quantique principal $n = 2$ et l est soit 0, soit 1. Dans le premier cas $j = \frac{1}{2}$, dans le second $j = \frac{1}{2}$ ou $j = \frac{3}{2}$. En résumé, nous utilisons les règles de sélections quantiques suivantes qui sont des transitions permises (Kahoul, 2006) :

$$\begin{aligned}\Delta n &= 1 \\ \Delta l &= \pm 1 \\ \Delta j &= 0, \pm 1\end{aligned}\tag{I.1}$$

Où n et l sont respectivement les nombres quantiques principal et orbital et j le moment angulaire intrinsèque d'un niveau; Avec $j = l + s = l \pm \frac{1}{2}$ (> 0).

Les autres transitions sont "interdites". Certaines peuvent cependant être observées malgré ces règles mais l'intensité relative des rayons X correspondants est alors extrêmement faible (Meddouh, 2018).

1.4. Transitions électroniques:

1.4.1. 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. 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 (Boufas, 2004):

$$h\nu = E_y - E_x = |E_x - E_y|\tag{I.2}$$

Avec

h : constante de Planck ($6.626 \cdot 10^{-34} \text{ J s}$).

I.5. Notation de Siegbahn:

La notation de Siegbahn consiste à utiliser la lettre correspondante à la raie A concernée. Si l'électron qui comble la lacune de la couche K vient de la couche L_3 par exemple, la raie émise est notée K suivie d'un caractère et un numéro en indice $K_{\alpha 1}$. Tandis que dans la notation IUPAC on désigne la raie A par ses deux couches (ou sous couches) mises en jeu. Ainsi, cette même raie, notée $K_{\alpha 1}$ en notation de Siegbahn, s'écrit $K - L_3$ en notation IUPAC (Krause, 1979).

Cette notation empirique est très utilisée en spectrométrie des rayons X . Dans une série donnée en nomenclature, l'émission X correspondant à la transition d'un électron d'une couche quelconque vers une autre couche A telle que $A = K, L, M, N \dots$, constitue la raie A . Pour identifier les différentes raies A qui correspondent à différentes transitions électroniques vers une même couche, deux notations sont généralement utilisées: la notation de Siegbahn et la notation IUPAC (Benoit et al., 1987) (voir la [Figure I.2](#) et [Tableau I.2](#)).

Séries	IUPAC	Siegbahn	Intensité relative
Raies K	$K - L_3$	$K_{\alpha 1}$	100
	$K - L_2$	$K_{\alpha 2}$	~ 50
	$K - M_3$	$K_{\beta 1}$	~ 17
Raies L3	$K - M_2$	$K_{\beta 3}$	~ 8
	$L_3 - M_5$	$L_{\alpha 1}$	100
	$L_3 - M_4$	$L_{\alpha 2}$	~ 10
	$L_3 - N_{5,4}$	$L_{\beta 2,15}$	~ 25
Raies L2	$L_3 - M_1$	$L_{\gamma 1}$	~ 5
	$M_3 - N_1$	$L_{\beta 6}$	~ 1
	$L_2 - M_4$	$L_{\beta 1}$	100
	$L_2 - N_4$	$L_{\gamma 1}$	~ 20
Raies L1	$L_2 - M_1$	L_{η}	~ 3
	$L_2 - O_1$	$L_{\gamma 6}$	~ 3
	$L_1 - M_3$	$L_{\beta 3}$	100
	$L_1 - M_2$	$L_{\beta 4}$	~ 70
Raies M	$L_1 - N_3$	$L_{\gamma 3}$	~ 30
	$L_1 - N_2$	$L_{\gamma 2}$	~ 30
	$M_5 - N_7$	$M_{\alpha 1}$	
	$M_5 - N_6$	$M_{\alpha 2}$	
	$M_5 - N_5$	M_{β}	

Tableau I.2 : Notations (IUPAC et Siegbahn) des principales raies X et leurs intensités relatives par rapport à la raie majeure pour chaque sous couche. (Dupuis, 2012).

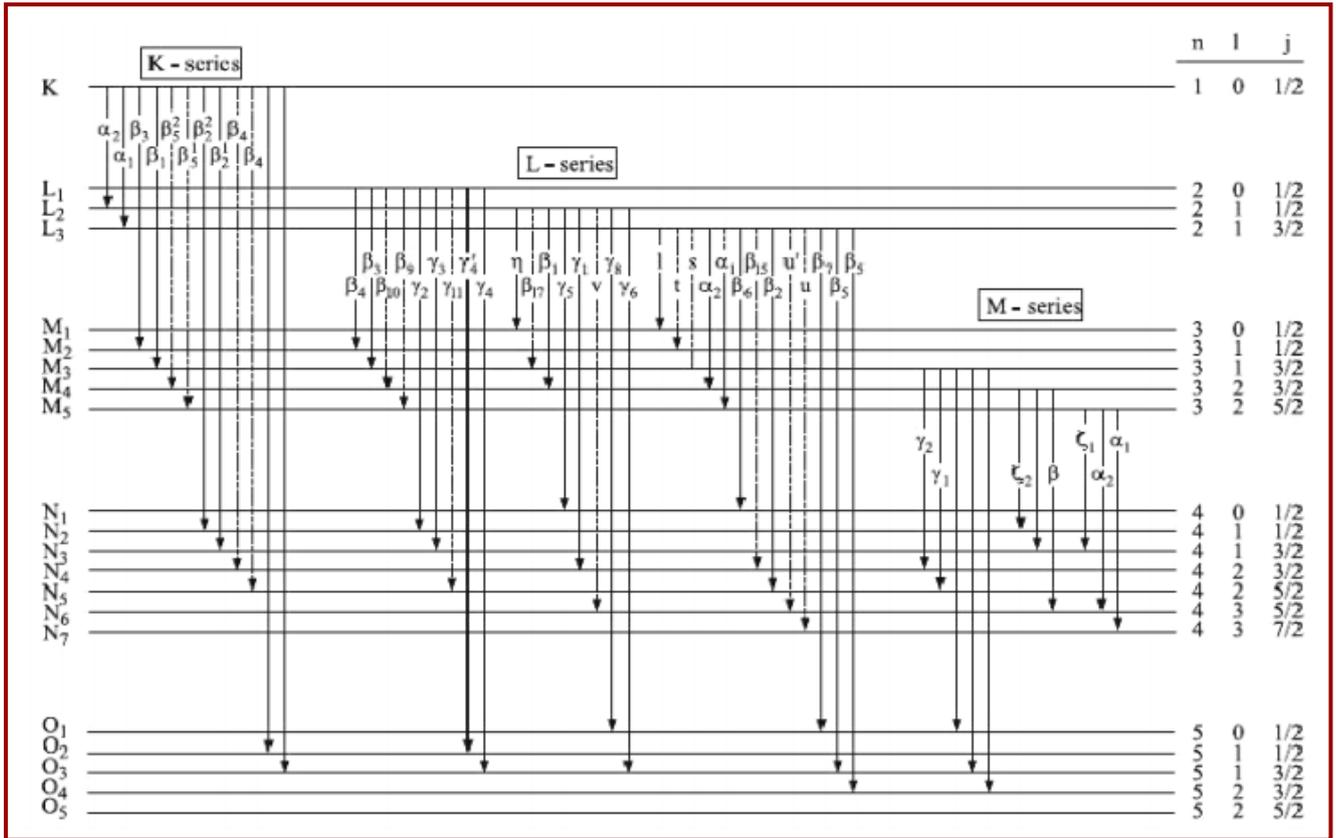


Figure I.2 : Certaines des transitions de rayons X de séries K, L et M et les paramètres de sous-couche associés (Meddough, 2018).

I.6. Interaction rayonnement matière :

Un rayonnement est défini comme un mode de propagation de l'énergie dans l'espace, vide ou matériel. Cette énergie, qui est dite « énergie rayonnée » ou « énergie radiante », se trouve sous la forme soit d'ondes électromagnétiques (photon), soit de particules massives (rayonnement corpusculaire).

Les rayonnements ne peuvent être détectés et caractérisés que grâce à leur interaction avec la matière dans laquelle ils se propagent. Ils peuvent céder au milieu qu'ils traversent, la totalité ou une partie de leur énergie au cours de ces interactions (Meddough, 2018).

I.6.1. Classification des rayonnements :

On peut classer les rayonnements suivant leur nature propre, indépendamment de la matière dans laquelle ils se propagent et cèdent de l'énergie. Cette classification est basée sur la charge électrique des particules constituent le rayonnement.

- On distingue deux types de rayonnement :

1) **Rayonnement particulaire** : qui a une masse au repos (non nulle)

i. Particules chargées ; comme les protons, particules alpha, ...etc.

ii. particules non chargées ; comme les neutrons, faisceaux d'atome ou de molécules, ...etc (Zidi, 2021).

2) **Rayonnement électromagnétique** : qui sont constitués par un flux de photon et donc n'ont pas de masse comme rayonnement gamma, rayonnement X, visibles ou invisibles, les ondes radioélectriques et les ondes lumineuses. 4 catégories de rayonnements électromagnétiques :

*i. **Rayonnements X** :*

Émis lors de la désexcitation d'un atome. Ils sont produits en dehors du noyau et sont utilisés dans la radiographie et la tomographie. Les rayons X font partie du spectre de rayonnements électromagnétiques. La dualité particule-onde de ces rayonnements s'exprime par une relation entre l'énergie E d'un photon et la longueur d'onde X :

$$E = h\nu = \frac{hc}{\lambda} \quad (I.3)$$

D'ou: $\lambda = \frac{hc}{E}$

*ii. **Rayonnements γ** :*

Qui accompagnent la désexcitation d'un noyau. Ils émanent du noyau d'un atome radioactif qui est utilisé pour imager la distribution d'agents chimiques dans le corps.

Les rayons X et gamma sont des ondes électromagnétiques, ou photons, de haute énergie ; ils n'ont ni masse ni charge électrique.

*iii. **Photons d'annihilation** :*

Résultant de l'annihilation d'un positron avec un électron

*iv. **Photons de freinage** :*

Émis lors du ralentissement des électrons dans la matière

La figure (I.3) donne la classification usuelle des ondes électromagnétiques dans l'ordre croissant des fréquences (donc dans l'ordre croissant des énergies des photons associés). On remarquera que l'énergie d'un photon X est de l'ordre de grandeur de l'énergie de liaison des électrons des couches internes des atomes, c'est-à-dire de l'ordre du keV (Tehami, 2018).

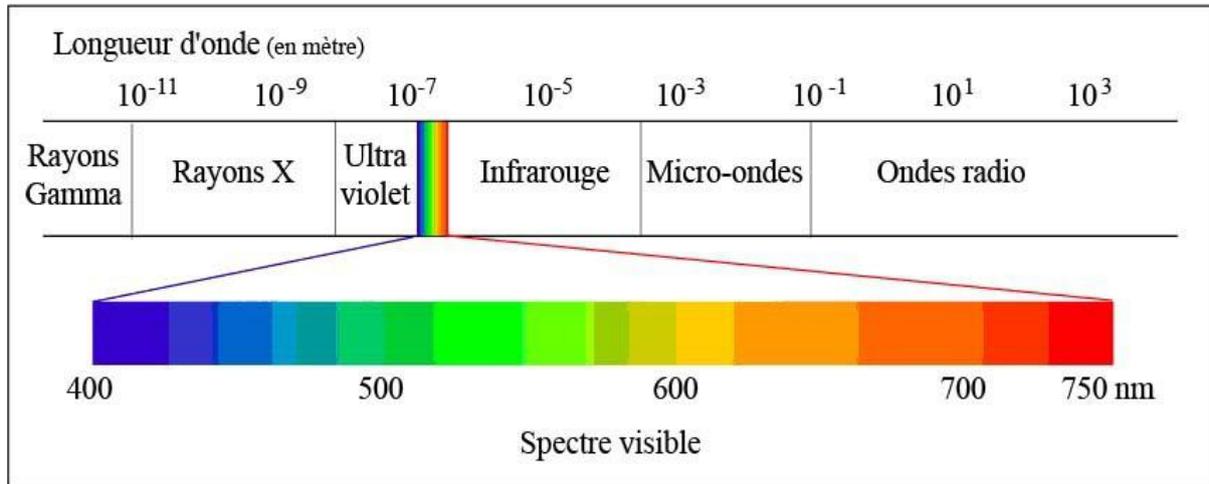


Figure 1.3 : Spectre électromagnétique (Derradj, 2019).

Une autre classification possible des rayonnements tient compte cette fois de leur effet sur le milieu. On est ainsi amenée à définir les rayonnements ionisant ou non comme suit :

1.6.1.1. Rayonnement ionisant:

On distingue les rayonnements ionisants des autres rayonnements par leur capacité à « Arracher » un électron à un atome, c'est-à-dire à transformer ce dernier sous forme d'ion. Au cours de cette interaction, l'atome absorbe la totalité de l'énergie d'un photon incident, perd un électron et devient un ion positif. L'ionisation n'est possible que si l'énergie du photon est égale ou supérieure à l'énergie nécessaire pour ioniser l'atome cible (Odile, 2008).

L'atome le plus facilement ionisable étant le potassium, avec une énergie d'ionisation de 4,3 eV. Tout rayonnement d'une longueur d'onde inférieure à 288 nm peut être considéré comme ionisant (Boukabcha, 2010).

Les rayonnements peuvent être, selon leur nature, directement ou indirectement ionisants :

i. Les rayonnements directement ionisants :

Sont composés de particules chargées qui délivrent leur énergie directement à la matière, par le jeu des forces coulombiennes s'exerçant avec les électrons du milieu. Les transferts d'énergie dépendent des masses des particules en mouvement et il y a lieu de distinguer les particules chargées lourdes (proton, alpha, ions lourdes) et les particules légères (électrons) (Bouhila, 2018).

ii. Les rayonnements indirectement ionisants:

Electriquement neutres, sont susceptibles de transférer une fraction ou la totalité de leur énergie en une seule interaction à des particules chargées du milieu. Ce sont ensuite, des particules secondaire qui ionisent le milieu. Dans ce cas l'ionisation se fait en deux étapes. Le rayonnement électromagnétique (X et gamma) et les neutrons entrent dans cette catégorie, mais leurs modes d'interaction sont différents (Bouhila, 2018).

I.6.1.2. Rayonnement non ionisant :

Le rayonnement non ionisant contient moins d'énergie que le rayonnement ionisant, il ne possède pas assez d'énergie pour produire des ions (entre 4 et 25 eV sont nécessaires pour éjecter les électrons d'un atome neutre). Voici des exemples de rayonnement non ionisant :

La lumière visible, l'infrarouge, les ondes-radio, les micro-ondes et la lumière du soleil (Farah, 2010).

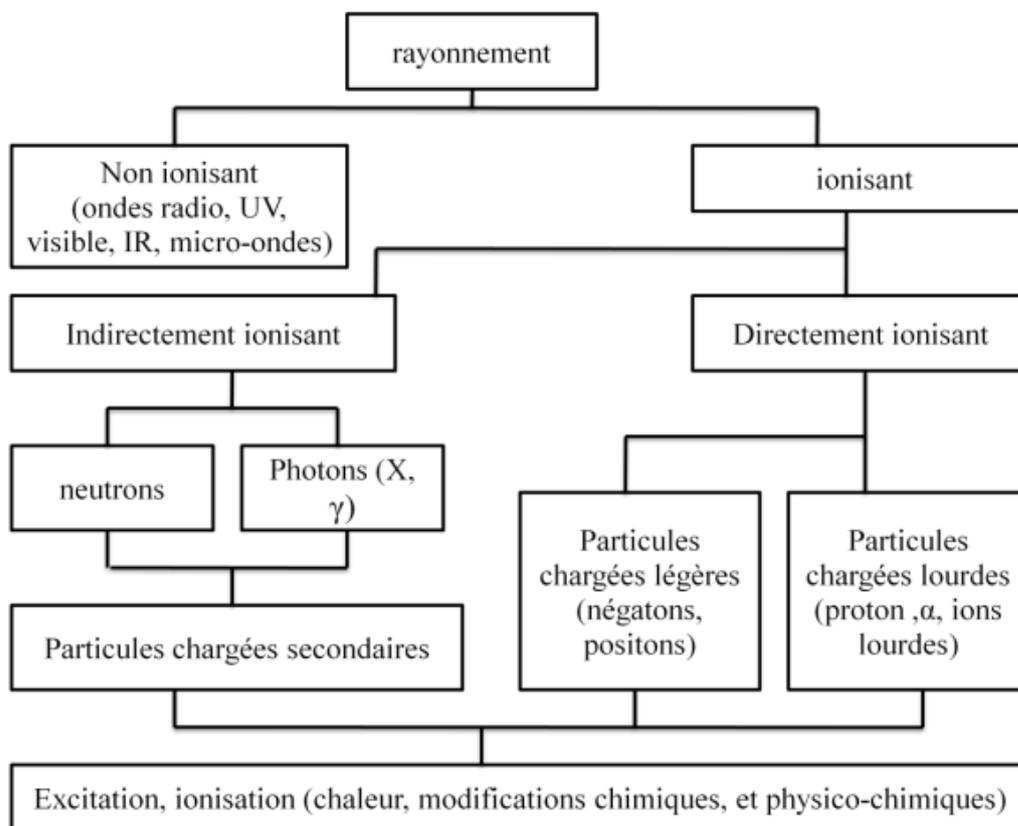


Figure I.4: constitution des rayonnements (ionisant, non ionisant) (Tehami, 2018).

1.7 : Les interactions :

1.7.1 : Interaction des particules chargées avec la matière :

En traversant la matière, les particules chargées interagissent principalement avec les électrons et très rarement avec le noyau. Suite aux collisions des particules avec les électrons atomiques, elles déposent leurs énergies soit en les excitations à des niveaux d'énergie plus élevés. Les atomes peuvent retourner à leurs états fondamentaux en émettant des photons. Les particules peuvent mener des interactions avec des noyaux, si l'interaction se déroule via la force coulombienne, la perte d'énergie serait très faible, si l'interaction se produit par l'intermédiaire de la force coulombienne, la perte d'énergie serait importante, mais celle-ci est caractérisée par une très courte portée de l'ordre de Fermi, aussi la plupart de l'énergie déposée par une particule chargée dans un milieu est attribuée à ses collisions avec les électrons atomiques (Merabtine, 2020).

1.7.2. Interaction des photons avec la matière :

1.7.2.1. La diffusion élastique :

La diffusion élastique d'un photon consiste à une collision avec la matière dans laquelle le transfert d'énergie du photon à l'atome est négligeable.

Il existe deux types de diffusion : la diffusion Rayleigh et la diffusion Thomson. Les diffusions Thomson et Rayleigh sont très semblables et sont souvent considérées de manière globale sous le nom de diffusion Thomson-Rayleigh (Alaine, 2011).

La diffusion Thomson-Rayleigh (ou diffusion simple) concerne les photons de faible énergie : $<45 \text{ KeV}$.

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))

- 1) *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.
- 2) *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 (Zidi, 2021).

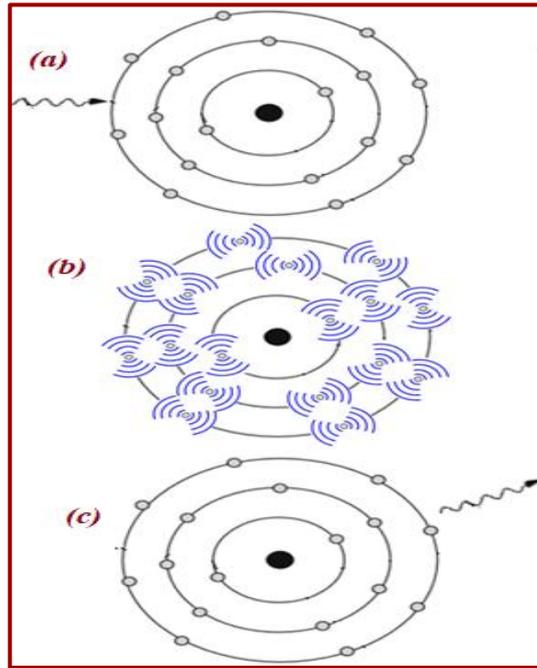


Figure I.5: Les étapes de la Diffusion Rayleigh (Meddouh, 2018)

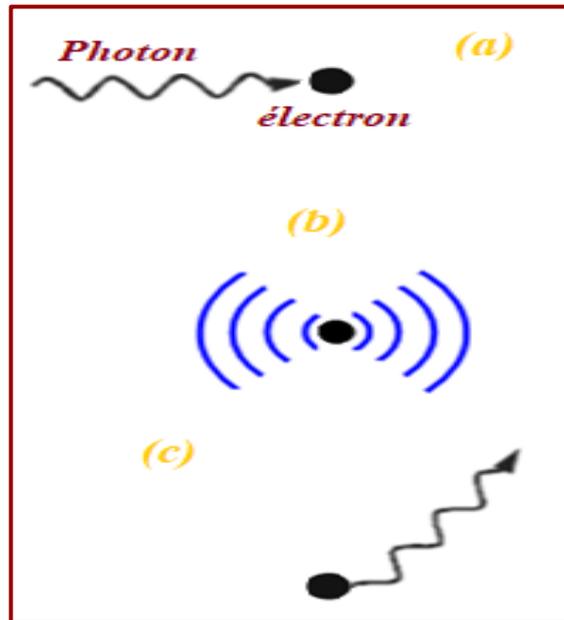


Figure I.6: Les étapes de la Diffusion Thomson (Meddouh, 2018)

Diffusion Thomson-Rayleigh {

- Changement dans la direction de propagation de l'onde électromagnétique associée au photon
- Pas de variation d'énergie

I.7.2.2. Effet photoélectrique :

C'est un phénomène d'absorption totale. L'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.7). 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:

$$E_c = h\nu - E_l \quad (I.4)$$

Où E_l est l'énergie de liaison de l'électron dans l'atome.

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 (Slimani, 2016).

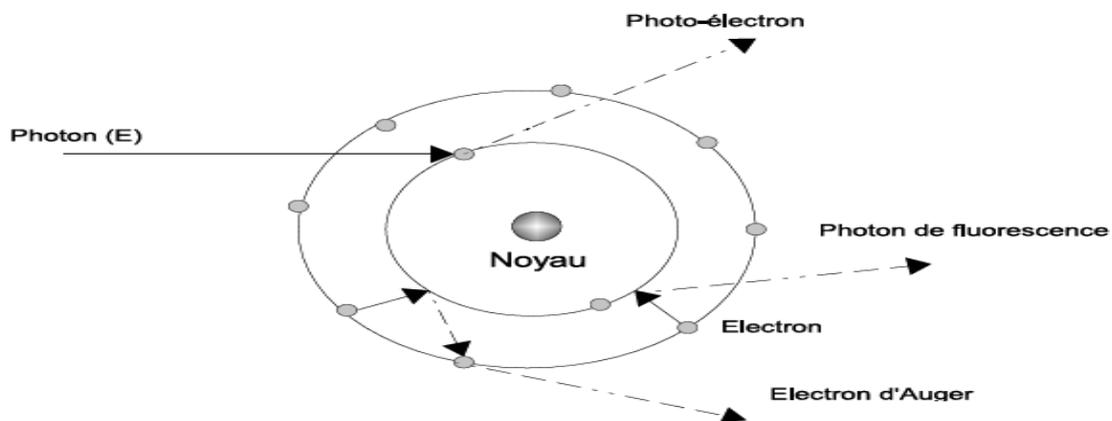


Figure I.7 : Effet photoélectrique (Kebir, 2021)

I.7.2.3. Effet Compton :

Le photon incident cède une partie de son énergie à un électron des couches périphériques de l'atome, qui est éjecté. Il apparaît un nouveau photon diffusé avec une énergie inférieure à son énergie incidente $h\nu_0$ avec $\nu_0 < \nu$. L'électron dit de recul est éjecté avec une énergie cinétique E_{cin} complémentaire de l'énergie du photon diffusé ($h\nu = h\nu_0 + E_{cin}$) et un angle

ϕ . Cet électron de recul peut provoquer des ionisations ultérieures. L'angle de diffusion de l'électron de recul peut être calculé à l'aide de la formule suivante :

$$\Delta \lambda = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos \phi) \quad (\text{I.5})$$

Où $\Delta \lambda$ est la différence de longueur d'onde entre le photon incident et le photon diffusé.

m_e Est la masse de l'électron (Kebir, 2021).

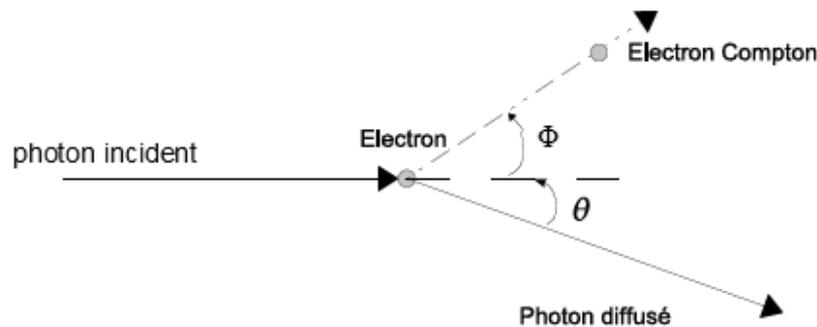
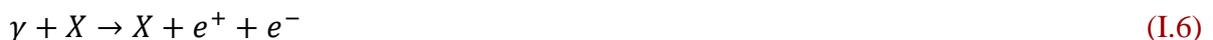


Figure I.8 : Effet Compton (Kebir, 2021).

I.7.2.4. La création de paire e^+e^- :

L'effet de production de paire ou matérialisation consiste à la création d'un pair électron - Positron lorsqu'un photon γ pénètre dans le champ coulombien d'un noyau.



Où γ est le photon incident, X est le noyau (où l'électron atomique), e^+ est le positron, et e^- est l'électron émis.

Le photon disparaît et son énergie est utilisée pour créer la paire et communiquer de l'énergie cinétique à l'électron et au positron, d'après la conservation de l'énergie :

$$E = E_- + E_+ + 2E_0 \quad (\text{I.7})$$

E_- et E_+ Sont respectivement les énergies cinétiques de l'électron et du positron. L'équation (I.7) montre que la création de paire n'est possible que si l'énergie du photon et au moins égale à l'énergie nécessaire pour créer la paire. Le phénomène de matérialisation ne peut se produire dans le vide parce que les principes de conservation de l'énergie et de l'impulsion ne

seraient pas alors simultanément satisfaits. Elle devient possible au voisinage d'un noyau qui, lors du processus, récupère de l'impulsion et, une quantité faible de l'énergie. L'effet de production de paire donne lieu à l'émission de rayonnements secondaires. En effet, en fin de ralentissement, le positron s'annihile avec un électron au repos du milieu, en émettant deux photons d'annihilation d'énergie 511 keV (Bergaoui, 2009).

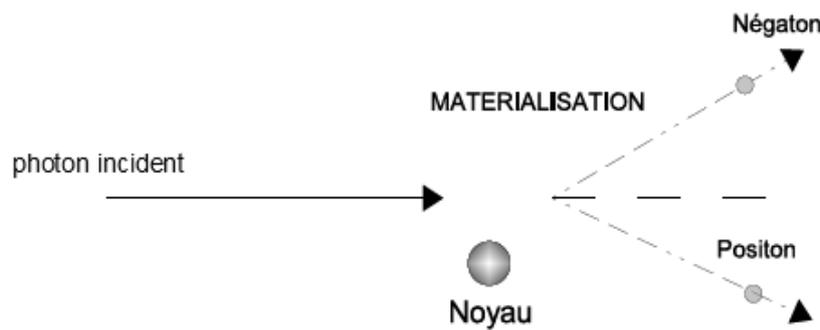


Figure I.9 : Création de paire (Kebir, 2021).

I.7.3. Combinaison des trois effets :

Selon le nombre atomique de la matière traversée et l'énergie des photons γ les trois effets « Photoélectrique, diffusion, et matérialisation » sont plus ou moins importants. Par exemple pour l'aluminium, l'air et l'eau, l'effet photoélectrique prédomine jusqu'à 50 KeV. Photon γ incident, Électron, Positron β^+ puis de 50 keV à 10 MeV c'est l'effet Compton et la production de paire n'est importante qu'au-delà de MeV. Pour le cuivre, de Z moyen, le domaine de l'effet photoélectrique est jusqu'à 150 KeV, celui de l'effet Compton, de 150 keV à 10 MeV, et la matérialisation au-delà, et pour le plomb l'effet photoélectrique prédomine jusqu'à 500 KeV et la zone de l'effet Compton est réduite entre 500 KeV et 5 MeV. La figure (I.10) suivante résume la coexistence de ces trois effets en fonction du nombre atomique Z de la matière absorbante (Denden, 2005).

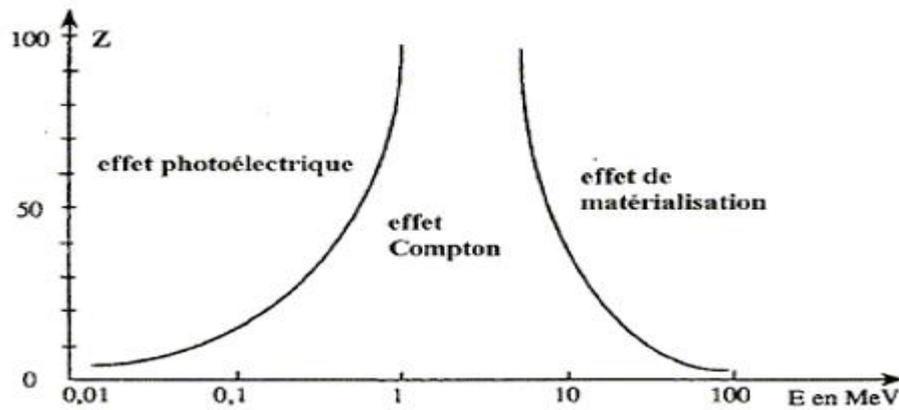


Figure I.10 : Domaines représentant l'importance relative des trois modes d'interaction des photons avec la matière en fonction du numéro atomique Z de la matière et de l'énergie des photons. Les lignes de séparation représentent les couples de valeurs de Z et de l'énergie pour lesquelles deux effets sont égaux (Ragheb, 2014).

1.7.4. Section efficace des interactions :

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 une unité de surface ; on utilise traditionnellement le barn (b) :

$$1b = 10^{-24} \text{cm}^2 = 10^{-28} \text{m}^2 \quad (\text{I.8})$$

A chacun de ces modes d'interaction est associée une section efficace, qui dépend de l'énergie des photons incidents et du numéro atomique Z du matériau traversé. L'importance relative de ces trois modes en fonction de E et Z avec σ_{ph} , σ_{pair} et σ_c les sections efficaces des effets photoélectrique, création de paires et Comptons respectivement.

L'interaction des photons avec la matière a comme section efficace la somme de toutes les sections efficaces des différents processus (Zidi, 2021). Elle est donnée par :

$$\sigma_\gamma = \sigma_{ph} + \sigma_c + \sigma_{pair} \quad (\text{I.9})$$

1.8. Atténuation dans la matière (la perte d'énergie) :

Le processus principal par lequel une particule chargée perd son énergie en passant à travers la matière est l'interaction avec les électrons atomiques par la force de Coulomb (Belbachir, 2010).

La probabilité d'interaction μ d'un photon par unité de longueur est appelée coefficient linéique d'atténuation.

C'est le produit de la section efficace σ par la densité atomique n (nombre d'atomes par unité de volume) :

$$\mu = n\sigma = \frac{dN'}{N'} \cdot dx \quad (\text{I.10})$$

Le coefficient linéique d'atténuation a la dimension de l'inverse d'une longueur; l'intégration de cette relation conduit à une loi exponentielle décroissante liant l'intensité du faisceau de photons émergent du milieu sans y avoir interagi à l'épaisseur traversée x

(Dahi and Meherchi, 2011):

$$N = N_0 e^{-\mu x} \quad (\text{I.11})$$

Où μ : Le coefficient d'atténuation linéique qui dépend de l'énergie de photon et de la nature de milieu.

Aussi le coefficient d'atténuation massique est défini par le rapport du coefficient d'atténuation linéaire sur la densité du milieu, comme indiqué dans la formule (I.12):

$$\mu_m = \frac{\mu}{\rho} = \frac{\sigma_{tot} N}{M} \quad (\text{I.12})$$

1.8.1. Evaluation des coefficients d'atténuation:

-Le coefficient linéique ou massique d'atténuation représente l'effet global d'atténuation du aux trois effets photoélectrique, Compton et de matérialisation.

-On peut définir un coefficient partiel pour chacun des trois effets (Zidi, 2021). On a alors:

$$\mu = \tau + \sigma + \pi \quad (\text{I.13})$$

τ : Coefficient linéique d'atténuation du à l'effet photoélectrique

σ : Coefficient linéique d'atténuation du à l'effet Compton

π : Coefficient linéique d'atténuation du à la matérialisation

De même,

$$\mu_m = \frac{\mu}{\rho} = \frac{\tau + \sigma + \pi}{\rho} \quad (\text{I.14})$$

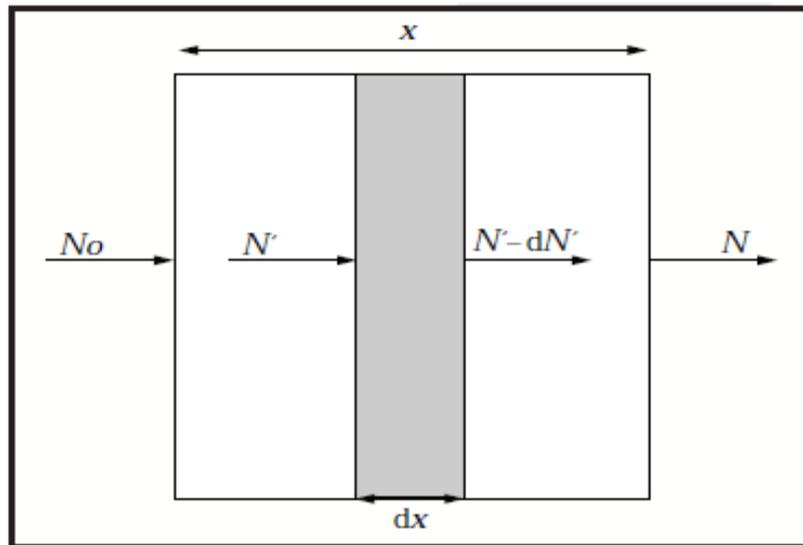


Figure I.11 : l'atténuation d'un faisceau de photons dans la matière (Dahi and Meherchi, 2011).

I.9. Couche de demi-atténuation :

Le coefficient linéique d'atténuation est inversement proportionnel à une grandeur appelée couche de demi-atténuation (*CDA*), qui est l'épaisseur de matériau nécessaire pour atténuer la moitié des photons incidents. En effet, en écrivant $\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\mu CDA}$, il vient immédiatement (Dahi and Meherchi, 2011) :

$$CDA = \frac{\ln 2}{\mu} \quad (\text{I.15})$$

I.10. Loi de Moseley:

L'excitation des atomes étant localisée à des niveaux profonds, les raies d'émissions X sont approximativement indépendantes des liaisons chimiques entre atomes. Moseley a montré que la fréquence d'une raie donnée (par exemple $K_{\alpha 1}$) était proportionnelle au carré du nombre atomique, suivant la relation:

$$\nu = K_1 (Z - K_2)^2 \quad (\text{I.16})$$

Où K_1 et K_2 sont des constantes ayant des valeurs définies pour chaque raie (constantes d'écran) (Benoit et al., 1987).

I.11. 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) (Azli, 2010).

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

$$E = E_i - E_f \quad (\text{I.17})$$

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).

I.11.1. Désexcitation radiative:

Les processus radiatifs regroupent l'ensemble des mécanismes d'absorption ou d'émission de photons. Lorsqu'un atome absorbe un photon, un électron de son nuage électronique peut passer sur une couche supérieure, voire se détacher de l'atome, et celle-ci se retrouve alors dans un état excité ou ionisé. À l'inverse, l'émission de photons peut avoir lieu lors de la désexcitation d'un atome (Merabtine, 2020).

Photon X fluorescent-désexcitation

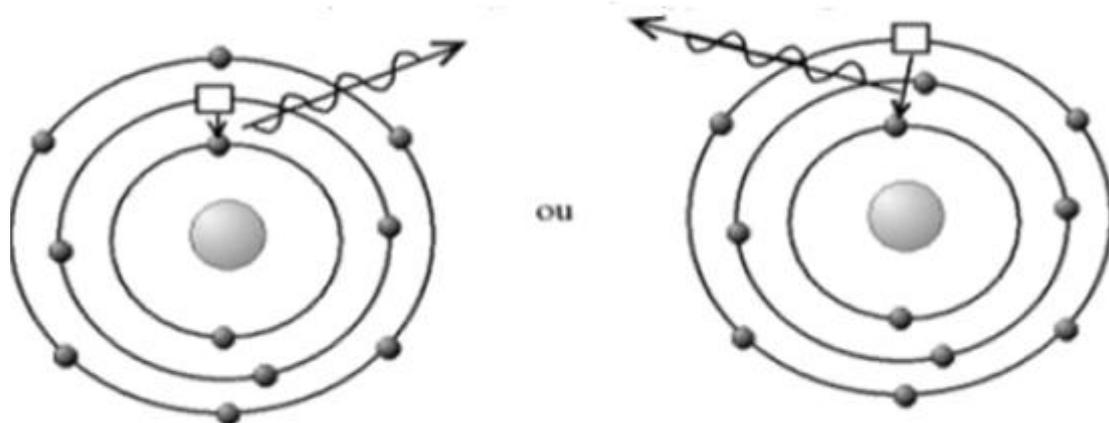


Figure I.12: Désexcitation par émission fluorescente

1.11.1.1. Fluorescence X:

L'électron incident d'énergie cinétique T arrache un électron sur une couche électronique d'un atome: l'atome va donc se retrouver dans un état instable soit excité si l'énergie T de l'électron incident est inférieure à l'énergie de liaison de l'électron arraché, soit ionisé dans le cas contraire. Son retour à l'état fondamental s'accompagne d'une émission de photon X de fluorescence. L'émission de photon de fluorescence fait suite au retour, soit d'un électron libre directement à la place vacante et ainsi de suite (Briere, 2005).

Il peut y avoir plusieurs transitions électroniques possibles; donc, pour un élément donné peut émettre plusieurs types de photons. Pour nommer ces différents types de photons, on utilise la notation inventée par Karl Siegbahn en 1927. Ainsi, on parle de photon $K_{\alpha 1}, K_{\alpha 2}, K_{\beta 1}, K_{\beta 2}, L_{\alpha 1} \dots$ (Derradj, 2019).

i. Principes de la fluorescence X:

Dans un analyseur FRX, l'échantillon est bombardé par des rayons X . Ceci produit l'émission d'électrons, de rayons X et de raies caractéristiques de rayons X . Certains rayons X interagissent avec les électrons des couches internes Y dans l'échantillon ce qui provoque leur éjection.

Les trous créés dans la couche internes Y sont immédiatement remplis par les électrons tombant des couches externes X , où Y est un niveau plus externe que X (Lynch, 2001). Chaque transition électronique émet un rayon X caractéristique (photon de fluorescence) dont l'énergie est égale à la différence d'énergie entre les deux couches d'élément :

$$\Delta E = E_X - E_Y \quad (\text{I.18})$$

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 :

$$\Delta E = E_K - E_{L_2} \quad (\text{I.19})$$

La transition est alors dite radiative (Ben Abdelouahed, 2004).

1.11.2. Désexcitation non-radiative:

L'atome peut aussi se relaxer par voie non radiative (effets Auger, Coster-Kronig). La lacune initiale est comblée par un électron appartenant à une couche supérieure et l'énergie excédentaire est emportée par un électron d'une couche supérieure (effet Auger) ou de cette

même couche (transition Coster-Kronig). Si les trois électrons appartiennent à la même couche on parle de transition Super Coster-Kronig (Hamouda, 2015).

I.11.2.1.Effet Auger:

Un atome excité peut aussi 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, électron d'Auger. Généralement, la probabilité d'avoir un effet Auger augmente avec la diminution de la différence entre les états d'énergie correspondants et est maximale pour les éléments de Z petit.

En prenant par exemple le cas où un électron est sur la couche électronique K d'énergie E_K , après son éjection, un autre électron présent sur la couche L , d'énergie descend sur la couche K en émettant un photon de fluorescence. Ce photon va aller frapper un électron sur la couche M , d'énergie E_M , qui va quitter l'atome (c'est l'électron Auger) alors l'énergie du photon de fluorescence se calcule grâce à la relation (Lalaoui, 2014) :

$$E_K - E_L = E_M + \frac{1}{2}mV^2 \quad (I.20)$$

Où V : la vitesse de l'électron

Et l'énergie E de l'électron Auger se calcule :

$$E = \frac{1}{2}mV^2 = E_K - E_L - E_M \quad (I.21)$$

i. Principes de l'effet Auger:

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 , ces derniers induisent une ionisation dans une couche plus externe L_3 ; qui consiste en une émission d'électron avec une énergie cinétique :

$$E_{cin} = E_K - E_{L2} - E_{L3} \quad (I.22)$$

Et on note une transition de type KL_2L_3 (Ben Abdelouahed, 2004).

Les transitions Auger de type LMM et MNN , conséquences une ionisation des couches L et M respectivement. Or, il y a une forte probabilité pour que ces deux derniers types de transition se produisent dans les éléments de numéro atomique élevés (Landolt, 1997).

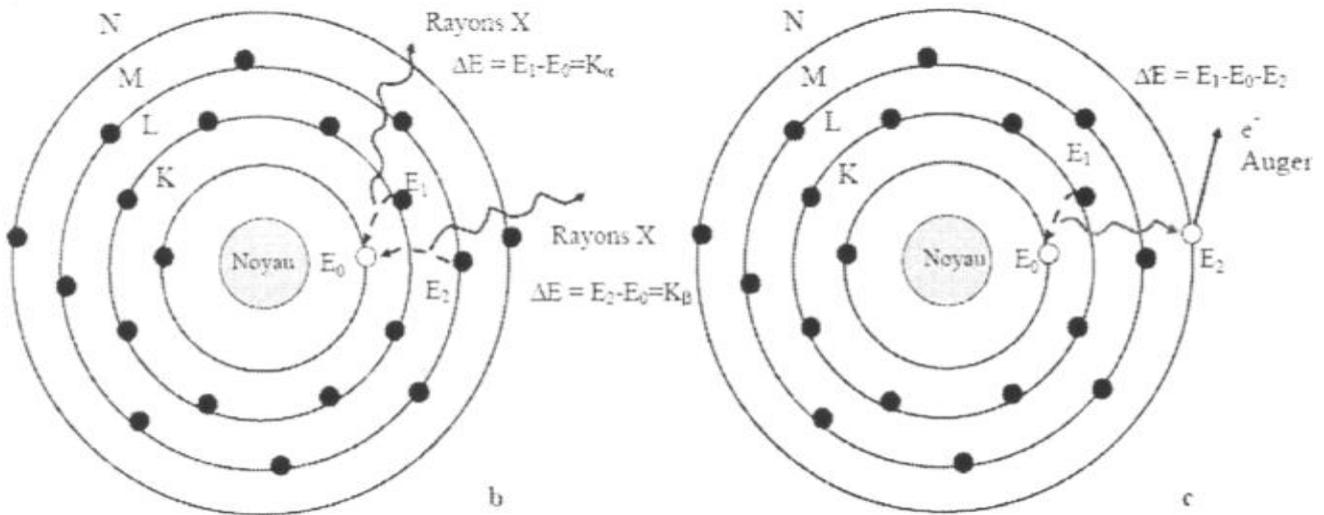


Figure 1.13 : processus de désexcitation de l'atome. Un électron d'un niveau périphérique va venir combler la lacune électronique laissée par l'électron éjecté. Ce faisant, l'électron perd de l'énergie, qui va être émise sous la forme d'un photon de fluorescence X (a) ou transférée à un électron secondaire (e-Auger) qui échappe de l'atome (b)(Kahoul, 2015).

I.11.2.2. Transitions de Coster-Kronig:

Pour les couches $L, M, \dots etc$, la définition précédente du rendement de fluorescence n'est plus valable (Aspiazu, 1991). Ces couches présentent en effet plusieurs niveaux et une lacune électronique sur les niveaux les plus internes peut être transférée sur un niveau plus externe de la même couche avant qu'une transition radiative ou Auger n'ait lieu. Ces transitions entre deux niveaux d'une même couche ont dites "transitions de Coster-Kronig".

Les transitions Coster-Kronig (inter-niveaux) étant en général plus rapides que les transitions inter-couches (radiatives ou non) il découle de ce phénomène que les lacunes produites sur les niveaux internes vont se retrouver dans une grande proportion sur le niveau le plus externe d'une couche (Derradj, 2019).

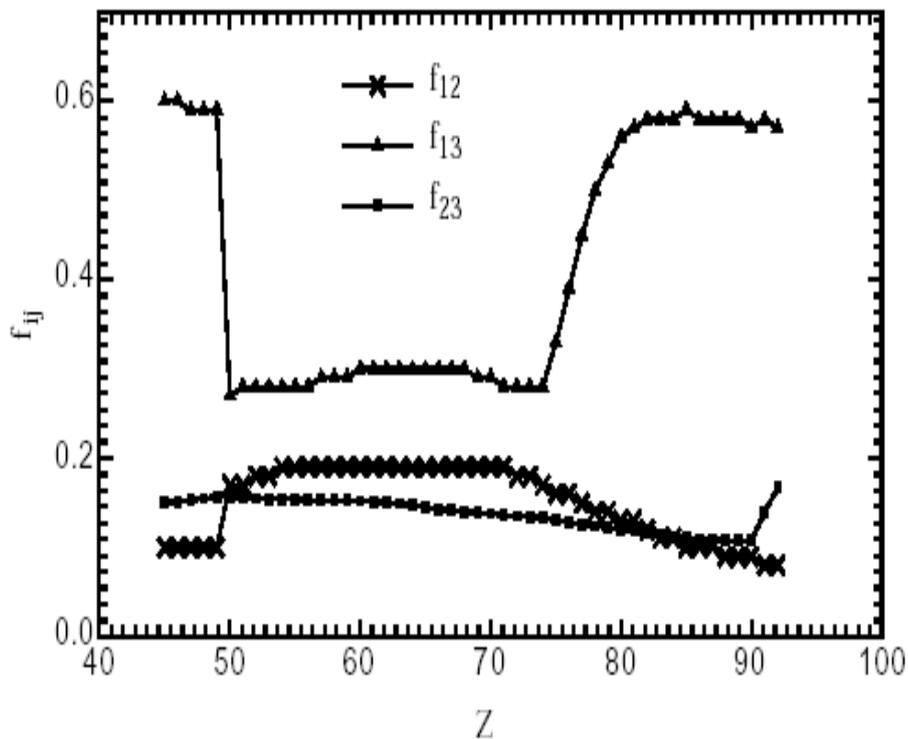


Figure 1.14 : Transition de Coster-Kronig (Strivay, 2002).

I.12. Rendement de fluorescence:

Soit un atome ionisé en couche X ($X = K, L_1, L_2, \dots etc$). L'ionisation a libéré un électron atomique, à la photo-ionisation en particulier correspond une photo électron. Mais, le cortège électronique de l'atome se réorganise avec l'émission de rayonnements (fluorescence X dans le cas de la photo-ionisation) et aussi avec émission d'électrons dits « électrons Auger », par référence aux travaux de Pierre Auger (effet Auger) (Cauchois, 1990).

On définit le rendement de fluorescence ω_K pour la couche X comme étant la probabilité pour qu'une lacune électronique créée dans la couche X soit remplie par un électron en donnant lieu à une transition radiative, il est donné par :

$$\omega_K = \frac{N_X}{N} = \frac{N_X}{N_X + N_A} \quad (I.23)$$

Où N est le nombre initial de lacunes électroniques, N_X et N_A étant le nombre de transitions radiatives et nombre de transitions Auger.

Cette définition n'est cependant vraie que pour la couche K (Beladel, 2015).

On peut écrire le rendement de fluorescence par d'autre relation qui est relié avec la section efficace sous la forme (Hajjar, 2014):

$$\omega_K = \frac{\sigma_K^X}{\sigma_K^I} \quad (\text{I.24})$$

Où σ_K^X est la section efficace de production de photons émis et σ_K^I est la section efficace d'ionisation.

L'expression du rendement de fluorescence pour les orbites supérieures est plus compliquée car celles-ci sont composées de plusieurs sous orbites. De plus, des transitions de Coster-kronig peuvent se produire. Ces transitions sont de type non radiatif et se déroulent entre les sous couches d'une couche ayant le même nombre quantique principal. En effet, les transitions de Coster-Kronig modifient la distribution des sous couches ionisées en transférant l'ionisation d'une sous couche à une autre moins énergétique (Bambynek et al., 1972).

Le rendement de fluorescence de la sous couche i de la couche j ($j = K, L, M \dots$) est égal à :

$$\omega_{ji} = \frac{\sigma_{ji}^X}{\sigma_{ji}^I} \quad (\text{I.25})$$

Le rendement totale ω_j de la couche j est égal à :

$$\omega_j = \sum_{i=1}^K N_{ji} \omega_{ji} \quad (\text{I.26})$$

Où les N_{ji} sont les sections efficaces relatives d'ionisation de la sous-couche i de la couche j :

$$N_{ji} = \frac{\sigma_{ji}^X}{\sum_i \sigma_{ji}^I} \quad (\text{I.27})$$

Où la somme des N_{ji} étant égale à 1.

$$\sum_i N_{ji} = 1 \quad (\text{I.28})$$

Cependant en présence de transitions Coster-Kronig, qui modifient la distribution des sous couches ionisées en transférant l'ionisation d'une sous-couche à une autre moins énergétique, le rendement de fluorescence est donné par :

$$\omega_j = \sum_{i=1}^K V_{ji} \omega_{ji} \quad (\text{I.29})$$

Où les V_{ji} sont les sections efficaces relatives d'ionisation de la sous couche i de la couche j , en incluant les ionisations provenant des transitions de Coster-Kronig; leur somme est supérieure à 1 et ils sont égaux à :

$$\begin{aligned} V_{j1} &= N_{j1} \\ V_{j2} &= N_{j2} + f_{12}^j N_{j1} \\ V_{j3} &= N_{j3} + f_{23}^j N_{j2} + (f_{13}^j + f_{12}^j f_{23}^j) N_{j1} \end{aligned} \quad (\text{I.30})$$

Où les f_{il}^j sont les probabilités de transitions de Coster-Kronig pour déplacer l'ionisation de la sous couche i à la sous couche l (Khelif, 2019).

Ainsi pour la couche L comportant les trois niveaux L_1, L_2 et L_3 ; l'ionisation initiale en L_1 par exemple se transfère en L_2 ou L_3 et l'énergie disponible correspondante peut servir à libérer un électron plus faiblement lié, la transition entre ces trois niveaux appellent transition de Coster-Kronig, et elles sont liées comme suite :

$$\begin{aligned} V_{L1} &= N_{L1} \\ V_{L2} &= N_{L2} + f_{12}^L N_{L1} \\ V_{L3} &= N_{L3} + f_{23}^L N_{L2} + (f_{13}^L + f_{12}^L f_{23}^L) N_{L1} \end{aligned} \quad (\text{I.31})$$

Où f_{12}, f_{13} et f_{23} sont respectivement les probabilités des transitions Coster-Kronig entre L_1L_2, L_1L_3 et L_2L_3 .

De plus, la largeur totale Γ_{T_i} d'un niveau d'énergie (l'atome avec une lacune est dans un état excité) est la somme de largeur de rayonnements (radiatifs) Γ_{X_i} , la largeur non-radiative Γ_{a_i} et la largeur de Coster-Kronig Γ_{k_i} . Alors, le rendement de fluorescence est donc donné par :

$$\omega_i = \frac{\Gamma_{X_i}}{\Gamma_{T_i}} \quad (\text{I.32})$$

Le rendement d'Auger est :

$$a_i = \frac{\Gamma_{a_i}}{\Gamma_{T_i}} \quad (\text{I.33})$$

Et la probabilité de transition Coster-Kronig est donnée par (Derradj, 2019):

$$f_{ik} = \frac{\Gamma_{k_i}}{\Gamma_{T_i}} \quad (\text{I.34})$$

-La probabilité totale:

La probabilité totale ω étant définit comme la relation entre la probabilité de trois paramètres, le rendement de fluorescence, l'effet Auger et les transitions de Coster-Kronig :

$$\omega = \omega_i^k + a_i^k + \sum_{j=i+1}^k f_{ij}^k = 1 \quad (\text{I.35})$$

ω_i^k rendement de fluorescence, a_i^k rendement d'émission Auger et f_{ij}^k est le rendement Coster-Kronig (Bambynek et al., 1972).

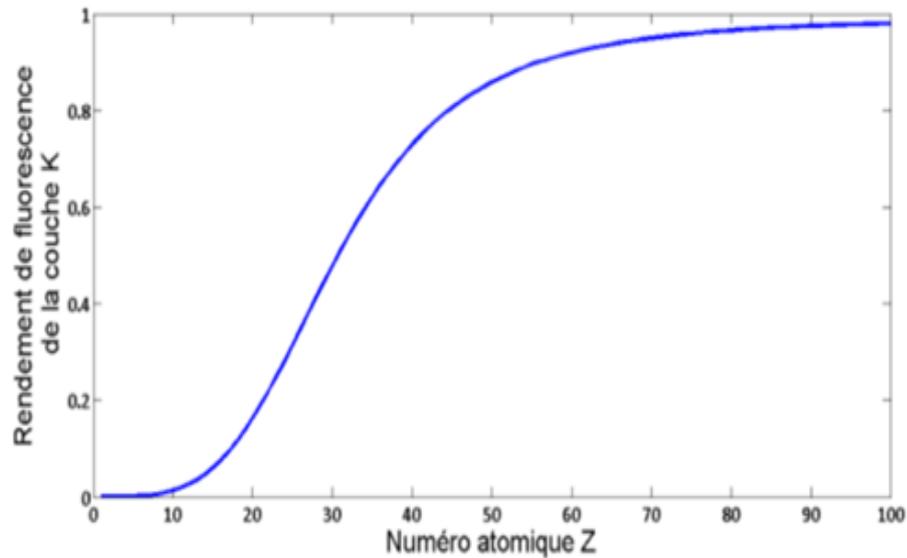


Figure I.15: Le rendement de fluorescence ω en fonction du numéro atomique Z pour la couche K (Hajjar, 2014).

I.13. Section efficace :

I.13.1. Calcul des largeurs :

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 :

$$\Gamma_{X_i, a_i} = \hbar/\tau \quad (\text{I.36})$$

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

La largeur de transition d'une configuration atomique de l'état initial i avec un trou dans la sous-couche S ($S = K, L_1, L_2$ ou L_3) vers une configuration S' avec un trou (pour les transitions radiatives) ou deux trous (pour les transitions non-radiatives) dans la configuration atomique finale j est calculée à partir des taux de transition, $W_{ij}(S \rightarrow S')$ par:

$$\Gamma_S = \frac{\sum_i (2J_i + 1) \hbar \sum_{S'j} W_{ij}(S \rightarrow S')}{\sum_i (2J_i + 1)} \quad (\text{I.37})$$

Où $2J_i + 1$ est le nombre d'états correspondant au niveau i . L'équation (I.37) peuvent être divisés en largeurs radiatives (R) et non-radiative (NR) comme:

$$\Gamma_S = \Gamma_S^R + \Gamma_S^{NR} \quad (\text{I.38})$$

Les largeurs radiatives $K_{\alpha_1}, K_{\alpha_2}$, et K_{β} sont calculés à partir des largeurs des couches et couches par:

$$\Gamma_{K\alpha_1} = \Gamma_K + \Gamma_{L_3} \quad (\text{I.39})$$

$$\Gamma_{K\alpha_2} = \Gamma_K + \Gamma_{L_2} \quad (\text{I.40})$$

$$\Gamma_{K\beta} = \Gamma_K + \Gamma_{M_2} + \Gamma_{M_3} \quad (\text{I.41})$$

Les largeurs non radiative (Auger) KLL sont défini par:

$$\Gamma_{KL_jL_k}^{NR} = \Gamma_K^{NR} + \Gamma_{L_j}^{NR} + \Gamma_{L_k}^{NR} \quad (\text{I.42})$$

1.13.2. Relation entre Le rendement de fluorescence et la section efficace de photoionisation de la couche K:

Le rendement en fluorescence de la couche K est dérivé des taux de transition selon l'équation suivante :

$$\omega_K = \frac{\Gamma_K^R}{\Gamma_K} = \frac{\sum_i (2J_i + 1) \sum_{Sj} W_{ij}(K \rightarrow S)}{\sum_i (2J_i + 1) [\sum_{Sj} W_{ij}^R(K \rightarrow S) W_{ij}^R + \sum_{S'j'} W_{ij}^{NR}(K \rightarrow S')] } \quad (\text{I.43})$$

Les sections efficaces de production des rayons X de la couche K, et les sections efficaces d'ionisation de la même couche sont liées par une relation simple faisant intervenir les rendements de fluorescences (ω_K), et les taux d'émission de rayons X pour les différentes

transitions vers la couche K. La section efficace de production des raies K sera calculée à partir des expressions suivantes :

$$\sigma_{K\alpha}^X = \frac{1}{1 + \left(\frac{K\beta}{K\alpha}\right)} \omega_K \sigma_K^I \quad (\text{I.44})$$

$$\sigma_{K\beta}^X = \frac{1}{1 + \left(\frac{K\beta}{K\alpha}\right)^{-1}} \omega_K \sigma_K^I \quad (\text{I.45})$$

Où σ_K^I sont les sections efficaces de photoionisation de la couche K, définie comme la somme pondérée des sections efficaces de photoionisation de chaque niveau appartenant à la configuration d'un trou de la couche K,

$$\sigma_K^I = \frac{\sum_i (2J_i + 1) \sigma_i^I(K)}{\sum_i (2J_i + 1)} \quad (\text{I.46})$$

Et le rapport d'intensité $\left(\frac{K\beta}{K\alpha}\right)$ est,

$$\left(\frac{K\beta}{K\alpha}\right) = \frac{\sum_{ij} W_{ij}^R(K \rightarrow M_2) + \sum_{ij'} W_{ij'}^R(K \rightarrow M_3)}{\sum_{ik} W_{ik}^R(K \rightarrow L_2) + \sum_{ik'} W_{ik'}^R(K \rightarrow L_3)} \quad (\text{I.47})$$

Les deux relations (I.44) et (I.45) peuvent réécrire sous la forme:

$$\sigma_{K\alpha}^X = F_{K\alpha} \omega_K \sigma_K^I \quad (\text{I.48})$$

$$\sigma_{K\beta}^X = F_{K\beta} \omega_K \sigma_K^I \quad (\text{I.49})$$

$$\text{Avec : } F_{K\alpha} = \frac{1}{1 + \frac{K\beta}{K\alpha}} \quad \text{et} \quad F_{K\beta} = \frac{1}{1 + \frac{K\alpha}{K\beta}}$$

I.14. La probabilité de transfert lacunaire η_{KL} :

Les trois paramètres atomiques, le rendement de fluorescence, le rapport d'intensité de la couche K et la probabilité de transfert lacunaire sont reliés par une expression empirique:

$$\eta_{KL} = \frac{2 - \omega_K}{1 + \frac{K\beta}{K\alpha}} \quad (\text{I.50})$$

Références Bibliographiques :

Alaine S, L'influence des impuretés sur les coefficients des transports, université Tunis-El Manar, 2011.

Aspiazu J., Thèse de Doctorat de l'université Louis Pasteur de Strasbourg, 20/12/1991.

Azli T , Calcul de l'énergie déposée des particules chargées dans la matière, Thèse de magister de l'université Farhat Abbas –Sétif , 11/2010.

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

Benoit D., Grillon F., Maurice F., Ruste J., Tixier R. Microanalyse par sonde électronique : Spectrométrie de Rayons X, Hoggar Edition, Paris, 1987.

Bensaci F., Benchaib H., Etude théorique de la spectroscopie de fluorescence des rayons X (XRF) pour l'étude des matériaux, Mémoire de master, université de Bordj Bou-Arréridj (2014).

Ben Abdelouahed H., Thèse de Doctorat de l'université de Tunis El Manar, 2004.

Bergaoui K, Conception d'un système d'activation neutronique autour d'un générateur D-D de neutrons par une méthode analytique et par simulation Monte-carlo, Mémoire de master, université Tunis, 2009.

Belbachir A, Intéraction rayonnement matière, université d'oran, Septembre 2010.

Beladel B., Thèse de Doctorat, Ouargla, 2/12/2015.

Boufas S., Thèse de Magister de l'université Constantine, 09/11/2004.

Boukabcha M. Etude des effets des radiations sur les systèmes vivants. Mmoire de magister, université d'oran (2010).

Bouhila G. Étude de la répartition de radionucléides présents dans les lacs de barrages artificiels. Applications : 'Barrage de Beni Haroun', Thèse de Doctorat de l'université Constantine 1, 22 / 04 / 2018.

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, 07/04/2010.

Brière E, Vétérinaire et rayonnements ionisants, la faculté de médecine de Créteil, 2005.

Cauchois Y., Despujols J., Techniques de l'ingénieur, 10/06/1990.

Dahi E, Meherchi L, Système de double calcul dosimétrique, Mémoire de master d'université de tlemcen ,2011.

Denden O, La radioactivité des eaux thermales de la wilaya de Sétif, université Ferhat Abbas-Sétif, 26/10/2009.

Derradj I., Calcul des paramètres de la fluorescence X des couches atomiques internes pour des éléments de numéros atomiques $6 \leq Z \leq 99$, Thèse de Doctorat de l'université Mohamed Boudiaf - M'sila, 16./01/2019.

Dupuis T., Développement d'un dispositif d'analyses par faisceaux d'ions de haute énergie et applications en archéométrie, Thèse de Doctorat, Université de Liège, Belgique, 2012.

El Hajjar D. These De Doctorat De L'universite Nantes Angers Le Mans, 24/06/2014.

Farah K. Etude spectroscopiques des verres irradiés : Application en dosimétrie nucléaire, thèse de Doctorat, Université de Monastir, 2010.

Hamouda L, Nouvelle base de données des rendements de fluorescence de la sous-couche L_3 , Mémoire de master, université de Bordj Bou-Arréridj (2015).

Kahoul, A., thèse de Doctorat de l'université Ferhat Abbas Sétif, Algerie, 2006.

Kahoul R, Construction d'une nouvelle base de données des rendements de fluorescence de la sous-couche L_1 , Mémoire de master, université de Bordj Bou-Arréridj (2015).

Kebir H, Rayonnements ionisants, université de Bordj Bou-Arréridj (2021).

Khelif S, Mémoire de master, université de Bordj Bou-Arréridj (2019).

Krause M. O., J. Phys. Chem. Ref. Data 8, 1979.

Lalaoui A, Mémoire de master, université de Bordj Bou-Arréridj (2014).

Landolt D., Corrosion et chimie de surfaces des métaux, PPUR presses polytechniques fédérale de Lausanne Editions, janv1997.

Lynch J., Analyse Physico-Chimique des Catalyseurs Industriels, Editions TECHNIP, Paris, 2001.

Meddouh K., Mémoire de master, université de Bordj Bou-Arréridj (2018).

Merabtine W, Calcul semi-empirique du Rapport d'intensité d'émission de rayons X ($K\beta/K\alpha$) par des photons, Mémoire de master, université de Bordj Bou-Arréridj (2020).

Odile C. Thèse de Doctorat de l'université Paris 12-Val-De-Marne, 27 Mars 2008.

Ragheb D , Développement de la méthode PIXE à haute énergie auprès du cyclotron ARRONAX, Thèse de doctorat l'université Nantes Angers Le Mans, 24/06/2014.

Slimani A, Interaction des rayonnements avec la matière, Mémoire de master, université d'adrar (2016).

Strivay D. thèse de Doctorat, Université de Liege, 2002.

Tehami I. Base de donnée des rapports d'intensité ($K\beta/K\alpha$) des éléments atomiques $11 \leq Z \leq 96$, Mémoire de master, université de Bordj Bou-Arréridj (2018).

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 Bou-Arréridj (2021).

***Base de données des probabilités de transfert
lacunaire de la couche K (η_{KL}) des éléments
de numéro atomique $19 \leq Z \leq 92$***

II.1. Introduction :

Les photons interagissent avec la matière de différentes manières, Dans le processus de photoionisation un électron ionisé laisse derrière lui une lacune. La probabilité de transfert lacunaire de la couche K vers L (η_{KL}) est définie comme le nombre des lacunes de la couche L produites lors de la désintégration d'une lacune de la couche K par des transitions radiatives, également connu sous le nom de fluorescence ou des transitions non radiatives, connu sous le nom de transition Auger. η_{KL} Sont utilisés dans le calcul des processus nucléaires tels que la capture d'électrons, la conversion interne des rayons gamma, l'effet photoélectrique, processus atomiques conduisant à l'émission de rayons X, l'émission Auger et calculs domestiques pour la physique médicale et les processus d'irradiation.

Dans ce chapitre, on a présenté et étudié les valeurs expérimentales des probabilités de transfert lacunaire de la couche K (η_{KL}) (339 valeurs) compilés pendant la période de 1993 à 2020, pour les éléments de numéro atomique $19 \leq Z \leq 92$. Nous avons rassemblés les données expérimentales de (η_{KL}) compilées par différents auteurs (36 papiers).

II.2. Probabilités de transfert lacunaire de la couche K (η_{KL}) :

Les raies d'émission (transition radiative) $K\alpha$ résultent de la transition d'un électron vers la couche K (nombre quantique principal $n=1$) à partir d'une orbitale 2p de la deuxième sous couche L (avec le nombre quantique principal $n=2$). 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 $K\alpha$ est typiquement la ligne spectrale la plus intense pour un élément donné, aussi connue sous le nom série de Lyman. Les émissions $K\beta$ résultent de la transition radiative d'un électron de la couche M où N (nombre quantique principal $n=3,4$) vers la couche K. Dans le tableau (II.1) nous avons présentés toutes les transitions radiatives les plus intenses vers la couche K (Zidi, 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 (par exemple : raies $L\beta_{15}$ et $L\beta_{17}$). En pratique, lors d'une analyse PIXE, les éléments légers et moyens sont détectés seulement par les deux raies $K\alpha$ et $K\beta$ (Meddah, 2021). Les principales transitions atomiques permises relatives à

l'ionisation de la couche L ont été obtenus à partir de tableau (II.2). La table II.2 reprend les principales raies L et on donne la notation entre IUPAC, Siegbahn et la configuration électronique (EC), dans le spectre L on observe trois sous-couches (L1, L2 et L3); donc les transitions vers les niveaux L sont nombreux, surtout pour les éléments de $Z > 50$.

Tableau II.1: transitions radiatives K_α et K_β (Zidi, 2021).

Raies		Transitions	
K_α		$K_{\alpha 1}$	L_3-K
		$K_{\alpha 2}$	L_2-K
		$K_{\alpha 3}$	L_1-K
K_β	$K'_{\beta 1}$	$K_{\beta 1}$	M_3-K
		$K_{\beta 3}$	M_2-K
		$K_{\beta 5}$	$M_{4,5}-K$
	$K'_{\beta 2}$	$K_{\beta 2}$	$N_{2,3}-K$
		$K_{\beta 4}$	$N_{4,5}-K$

Tableau II.2 : 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
$L_{\beta 4}$	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	$2p_{3/2}-3s_{1/2}$
$L_{\beta 3}$	L_1-M_3	$2s_{1/2}-3p_{3/2}$	$L_{\beta 17}$	L_2-M_3	$2p_{1/2}-3p_{3/2}$	L_t	L_3-M_2	$2p_{3/2}-3p_{1/2}$
$L_{\beta 10}$	L_1-M_4	$2s_{1/2}-3d_{3/2}$	$L_{\beta 1}$	L_2-M_4	$2p_{1/2}-3d_{3/2}$	L_s	L_3-M_3	$2p_{3/2}-3p_{3/2}$
$L_{\beta 9}$	L_1-M_5	$2s_{1/2}-3d_{5/2}$	$L_{\gamma 5}$	L_2-N_1	$2p_{1/2}-4s_{1/2}$	$L_{\alpha 2}$	L_3-M_4	$2p_{3/2}-3d_{3/2}$
$L_{\gamma 2}$	L_1-N_2	$2s_{1/2}-4p_{1/2}$	$L_{\gamma 1}$	L_2-N_4	$2p_{1/2}-4d_{3/2}$	$L_{\alpha 1}$	L_3-M_5	$2p_{3/2}-4d_{5/2}$
$L_{\gamma 3}$	L_1-N_3	$2s_{1/2}-4p_{3/2}$	L_ν	L_2-N_6	$2p_{3/2}-3f_{5/2}$	$L_{\beta 6}$	L_3-N_1	$2p_{3/2}-4s_{1/2}$
						$L_{\beta 15}$	L_3-N_4	$2p_{3/2}-4d_{3/2}$

Les sections efficaces de production des rayons X de la couche L, et les sections efficaces d'ionisation de la même couche sont liées par une relation simple faisant intervenir les rendements de fluorescences (ω_{Li}), et les taux d'émission de rayons X pour les différentes transitions vers la couche K ($F_{K\alpha}$ et $F_{K\beta}$). La section efficace de production des raies K sera calculée à partir des expressions suivantes (Ertugrul, 2002c):

$$\sigma_{L_{3l}} = [(\sigma_3 + \eta_{KL3}\sigma_K) + (\sigma_2 + \eta_{KL2}\sigma_K)f_{23} + (\sigma_1 + \eta_{KL1}\sigma_K)(f_{13} + f_{12}f_{23})]\omega_3 F_{3l} \quad (\text{II.1})$$

$$\sigma_{L_{3\alpha}} = [(\sigma_3 + \eta_{KL3}\sigma_K) + (\sigma_2 + \eta_{KL2}\sigma_K)f_{23} + (\sigma_1 + \eta_{KL1}\sigma_K)(f_{13} + f_{12}f_{23})]\omega_3 F_{3\alpha} \quad (\text{II.2})$$

$$\sigma_{L_{3\beta}} = [(\sigma_3 + \eta_{KL3}\sigma_K) + (\sigma_2 + \eta_{KL2}\sigma_K)f_{23} + (\sigma_1 + \eta_{KL1}\sigma_K)(f_{13} + f_{12}f_{23})]\omega_3 F_{3\beta} \quad (\text{II.3})$$

$$\sigma_{L_{2\beta}} = [(\sigma_2 + \eta_{KL2}\sigma_K) + (\sigma_1 + \eta_{KL1}\sigma_K)f_{12}]\omega_2 F_{2\beta} \quad (\text{II.4})$$

$$\sigma_{L_{2\gamma}} = [(\sigma_2 + \eta_{KL2}\sigma_K) + (\sigma_1 + \eta_{KL1}\sigma_K)f_{12}]\omega_2 F_{2\gamma} \quad (\text{II.5})$$

$$\sigma_{L_{1\beta}} = (\sigma_1 + \eta_{KL1}\sigma_K)\omega_1 F_{1\beta} \quad (\text{II.6})$$

$$\sigma_{L_{1\gamma}} = (\sigma_1 + \eta_{KL1}\sigma_K)\omega_1 F_{1\gamma} \quad (\text{II.7})$$

Où $\sigma_i (i = 1, 2, 3)$ est la section efficace de photoionisation de la sous-couche L_i ,

$\omega_i (i = 1, 2, 3)$ est le rendement de fluorescence de la sous-couche L_i ,

$f_{ij} (i = 1, 2 \text{ et } j = 2, 3)$ est les probabilités des transitions de Coster-Kronig, les valeurs η_{KL1} , η_{KL2} et η_{KL3} dans les équations ci-dessus représentent les probabilités de transfert lacunaire totales et $F_{ij} (F_{31}, F_{3\alpha}, F_{3\beta} \dots)$ Sont les fractions des transitions radiatives de la sous-couche $L_i (i = 1, 2, 3)$ contenue dans le j ème ligne spectral.

Les valeurs de F_{ij} sont données dans les relations suivantes :

$$F_{3\alpha} = \frac{[\Gamma(M_4-L_3)+\Gamma(M_5-L_3)]}{\Gamma_3} \quad (\text{II.8})$$

$$F_{3l} = \frac{\Gamma(M_1-L_3)}{\Gamma_3} \quad (\text{II.9})$$

$$F_{3\beta} = \frac{[\Gamma(N_1-L_3)+\Gamma(N_4-L_3)+\Gamma(N_5-L_3)+\Gamma(O_1-L_3)+\Gamma(O_{4,5}-L_3)]}{\Gamma_3} \quad (\text{II.10})$$

$$F_{2\beta} = \frac{[\Gamma(M_4-L_2)+\Gamma(M_3-L_2)]}{\Gamma_2} \quad (\text{II.11})$$

$$F_{1\beta} = \frac{[\Gamma(M_{2,3}-L_1)+\Gamma(M_{4,5}-L_1)]}{\Gamma_1} \quad (\text{II.12})$$

$$F_{1\gamma} = \frac{[\Gamma(N_2-L_1)+\Gamma(N_3-L_1)+\Gamma(O_2-L_1)+\Gamma(O_3-L_1)+\Gamma(P_{2,3}-L_1)]}{\Gamma_1} \quad (\text{II.13})$$

Où $\Gamma_i (i = 1, 2, 3)$ est la largeur radiative totale de les sous-couches L_i et $\Gamma(X_i - Y_j)$ est la largeur partielle.

A partir des équations (II.1) - (II.7), on peut écrire les équations suivantes :

$$\sigma_{L3x} = \sigma_{L3l} + \sigma_{L3\alpha} + \sigma_{L3\beta} \quad (\text{II.14})$$

$$\sigma_{L2x} = \sigma_{L2\beta} + \sigma_{L2\gamma} \quad (\text{II.15})$$

$$\sigma_{L1x} = \sigma_{L1\beta} + \sigma_{L1\gamma} \quad (\text{II.16})$$

Les quantités dans ces équations sont décrites plus haut. La probabilité de transfert lacunaire de la couche K vers les sous-couches L_i est définie comme le nombre des lacunes des sous-couches L_i produites lors de la désintégration d'une lacune de la couche K par des transitions radiatives $K-L_i$ ou par des transitions Auger $K-L_i L_j$ et $K-L_i X$ (avec : $X = M, N, O \dots$). Le nombre moyen de η_{KLi} :

$$\eta_{KLi}(T) = \eta_{KLi}(R) + \eta_{KLi}(A) \quad (\text{II.17})$$

Où $\eta_{KLi}(R)$ et $\eta_{KLi}(A)$ sont les probabilités de transfert lacunaire de la couche K vers les sous-couches L_i des transitions radiatives et Auger.

η_{KLi} ont été calculés à l'aide des équations suivantes :

$$\eta_{KL1}(T) = \frac{\Gamma_R(KL_1) + 2\Gamma_A(KL_1L_1) + \Gamma_A(KL_1L_2) + \Gamma_A(KL_1L_3) + \Gamma_A(KL_1X)}{\Gamma(K)}$$

(II.18)

$$\eta_{KL2}(T) = \frac{\Gamma_R(KL_2) + 2\Gamma_A(KL_2L_2) + \Gamma_A(KL_1L_2) + \Gamma_A(KL_1L_3) + \Gamma_A(KL_2X)}{\Gamma(K)}$$

(II.19)

$$\eta_{KL3}(T) = \frac{\Gamma_R(KL_3) + 2\Gamma_A(KL_3L_3) + \Gamma_A(KL_1L_3) + \Gamma_A(KL_2L_3) + \Gamma_A(KL_3X)}{\Gamma(K)}$$

(II.20)

Avec : $X = M, N, O \dots$ et $\eta_{KL}(T) = \sum_i \eta_{KLi}(T)$

Où $\Gamma_R(KL_i)$ est la largeur partielle radiative de la couche K, $\Gamma_A(K - L_i L_j)$ et $\Gamma_A(K - L_i X)$ sont les largeurs partielles sans rayonnement et $\Gamma(K)$ est la largeur totale de niveau K.

II.3. Base de données :

Plusieurs études expérimentales ont été faites sur les probabilités de transfert lacunaire de la couche K (η_{KL}) pour différents éléments. Il existe presque 339 valeurs de ce paramètre atomique dans notre base de données tirés directement de la littérature (36 articles) (Puri et al. (1993) ; Ertuğrul et al. (1997); Ertuğrul (2002a); Ertuğrul (2002b); Ertuğrul (2002c); Ertuğrul (2003); Ertuğrul et al. (2003); Çimşek et al. (2003); Baydaş (2005); Santra et al. (2005); Ertuğrul et al. (2005); Söğüt (2006); Ertuğrul et al. (2006); Öz (2006); Han et al. (2007); Cengiz et al. (2008); Söğüt et al. (2009); Cengiz et al. (2010); Bennal et al. (2010); Han and Demir (2010); Apaydin and Tıraşoğlu (2012); Turşucu et al. (2012); Anand et al. (2014); George et al. (2014); Streevidya et al. (2014); Anand et al. (2015); Aylikci et al. (2015); Mirji et al. (2015); Mirji et al. (2015); Akman (2016a); Akman (2016b); Alim et al. (2017); (Anand et al. (2018); Uğurlu and Denir (2020); Turhan et al. (2020); Uğurlu et al. (2020); pour lesquels $19 \leq Z \leq 92$, où Z est le numéro atomique de la cible. Toutes ces valeurs sont obtenues par excitation des atomes par des photons.

La figure II.1 montre la distribution des valeurs expérimentales du η_{KL} pour les atomes $19 \leq Z \leq 92$ collectés dans ce travail en fonction du numéro atomique Z de la cible. L'examen et l'analyse de cette figure montre:

- Presque tous les éléments de ${}_{19}\text{K}$ à ${}_{92}\text{U}$ sont couverts à l'exception des éléments tels que ${}_{4}\text{Be}$, ${}_{5}\text{B}$, ${}_{6}\text{C}$, ${}_{7}\text{N}$, ${}_{8}\text{O}$, ${}_{9}\text{F}$, ${}_{10}\text{Ne}$, ${}_{11}\text{Na}$, ${}_{12}\text{Mg}$, ${}_{13}\text{Al}$, ${}_{14}\text{Si}$, ${}_{15}\text{P}$, ${}_{16}\text{S}$, ${}_{17}\text{Cl}$, ${}_{18}\text{Ar}$, ${}_{36}\text{Kr}$, ${}_{43}\text{Tc}$, ${}_{54}\text{Xe}$, ${}_{61}\text{Pm}$, ${}_{84}\text{Po}$, ${}_{85}\text{At}$, ${}_{86}\text{Rn}$, ${}_{87}\text{Fr}$, ${}_{88}\text{Ra}$, ${}_{89}\text{Ac}$, ${}_{91}\text{Pa}$, ${}_{93}\text{Np}$, ${}_{94}\text{Pu}$, ${}_{95}\text{Am}$, ${}_{96}\text{Cm}$, ${}_{97}\text{Bk}$, ${}_{98}\text{Cf}$ et ${}_{99}\text{Es}$ car les données relatives à ces éléments ne sont pas encore rapportées puisque elles sont difficiles à manipuler (pour les éléments lourds), ou il y a un manque des transitions vers les couches L et M (pour les éléments légers) .
- Il existe des cas isolés avec les données qui sont inférieures à deux valeurs (${}_{19}\text{K}$, ${}_{69}\text{Tm}$, ${}_{70}\text{Yb}$, ${}_{71}\text{Lu}$ et ${}_{76}\text{Os}$).
- Pour les éléments: ${}_{20}\text{Ca}$, ${}_{21}\text{Sc}$, ${}_{22}\text{Ti}$, ${}_{23}\text{V}$, ${}_{25}\text{Mn}$, ${}_{31}\text{Ga}$, ${}_{32}\text{Ge}$, ${}_{33}\text{As}$, ${}_{34}\text{Se}$, ${}_{35}\text{Br}$, ${}_{37}\text{Rb}$, ${}_{38}\text{Sr}$, ${}_{39}\text{Y}$, ${}_{40}\text{Zr}$, ${}_{41}\text{Nb}$ et ${}_{44}\text{Ru}$, ${}_{45}\text{Rh}$, ${}_{46}\text{Pd}$, ${}_{49}\text{In}$, ${}_{50}\text{Sn}$, ${}_{51}\text{Sb}$, ${}_{52}\text{Te}$, ${}_{53}\text{I}$, ${}_{55}\text{Cs}$, ${}_{56}\text{Ba}$, ${}_{57}\text{La}$, ${}_{58}\text{Ce}$, ${}_{59}\text{Pr}$, ${}_{60}\text{Nd}$, ${}_{62}\text{Sm}$, ${}_{63}\text{Eu}$, ${}_{64}\text{Gd}$, ${}_{65}\text{Tb}$, ${}_{66}\text{Dy}$, ${}_{67}\text{Ho}$, ${}_{68}\text{Er}$, ${}_{72}\text{Hf}$, ${}_{73}\text{Ta}$, ${}_{74}\text{W}$, ${}_{75}\text{Re}$, ${}_{77}\text{Ir}$, ${}_{78}\text{Pt}$, ${}_{79}\text{Au}$, ${}_{80}\text{Hg}$, ${}_{81}\text{Tl}$, ${}_{82}\text{Pb}$, ${}_{83}\text{Bi}$, ${}_{90}\text{Th}$ et ${}_{92}\text{U}$ avec plus de deux et moins de dix mesures pour les probabilités de transfert lacunaire de la couche K (η_{KL})

- Les métaux de transition et les lanthanides ($21 \leq Z \leq 70$), présentent des valeurs expérimentales importantes dans les quelles le nombre de données varie entre 4 et 15.
- En particulier, Le nickel (${}_{28}\text{Ni}$) (15 valeurs), le Fer (${}_{26}\text{Fe}$), le cobalt (${}_{27}\text{Co}$) et l'argent (${}_{47}\text{Ag}$) (12 valeurs), le cuivre (${}_{29}\text{Cu}$), zinc (${}_{30}\text{Zn}$), le molybdène (${}_{42}\text{Mo}$) et cadmium (${}_{48}\text{Cd}$) (11 valeurs) sont les matériaux les plus souvent utilisés.
- On conclue que les données des probabilités de transfert lacunaire de la couche K (η_{KL}) sont assez bien couvertes pour le reste des numéros atomiques des cibles.

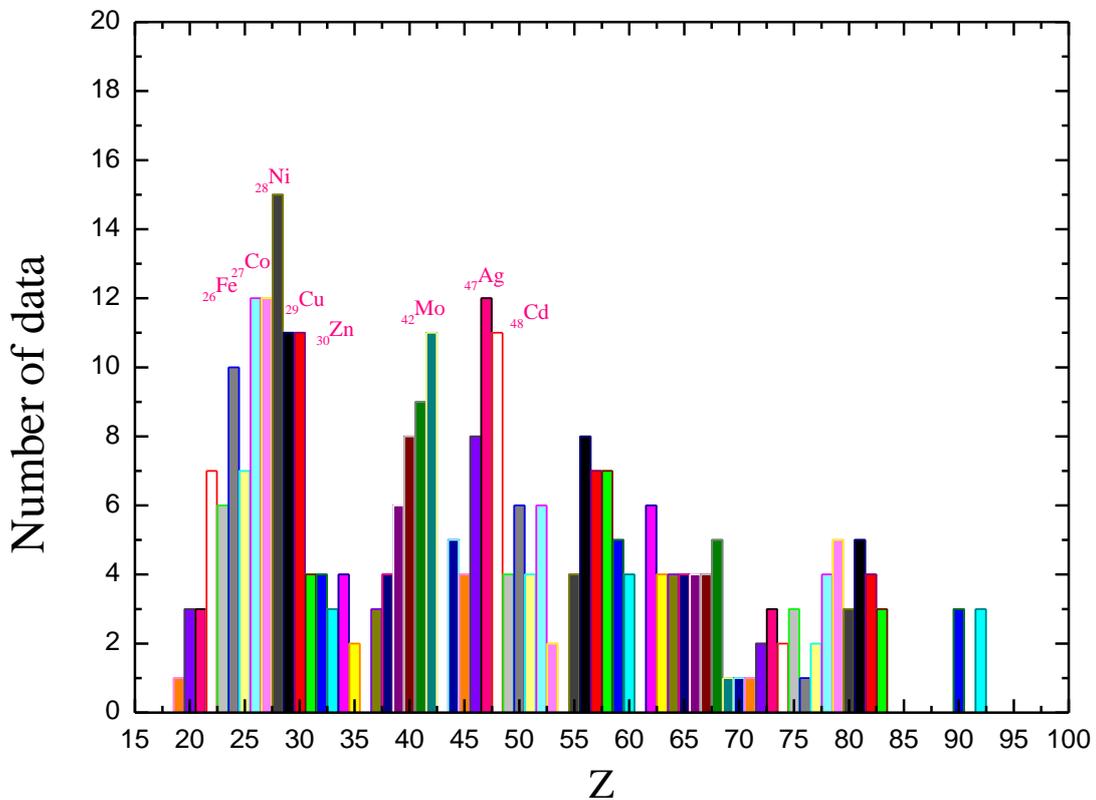


Figure II.1 : La distribution du nombre des valeurs expérimentales des probabilités de transfert lacunaire de la couche K (η_{KL}) en fonction du numéro atomique Z .

Dans la figure II.2 nous avons présenté un histogramme des données pour les probabilités de transfert lacunaire de la couche K (η_{KL}). Les lignes verticales indiquent le nombre annuel de probabilités de transfert lacunaire de la couche K publiés et compilés dans ce travail. L'examen de la figure indique:

- Au cours de la première décennie depuis 1993, les probabilités de transfert lacunaire de la couche K (η_{KL}) était en totale seulement 16 valeurs (6 en 1993 et 10 en 1997), aucune valeur n'a été publiée durant les années 1994, 1995, 1996, 1998, 1999 et 2000.
- Pour la décennie 2001-2010, le champ des mesures de η_{KL} a augmenté de façon remarquable, 166 points ont été publiés (moyenne de 16 valeurs par an), avec un maximum de 44 valeurs pour les années 2005 et 2006; sans données en 2001 et 2004.
- Durant la dernière décennie (2011-2020), le nombre de données expérimentales a augmenté rapidement; 157 valeurs (une moyenne de 16 valeurs par an); avec un maximum de 55 valeurs pour l'année 2020, ça reviens aux travaux du groupe de Uğurlu (Uğurlu and Denir (2020); Uğurlu et al. (2020)). Aucune valeurs n'a était publier en 2011, 2013 et 2019.

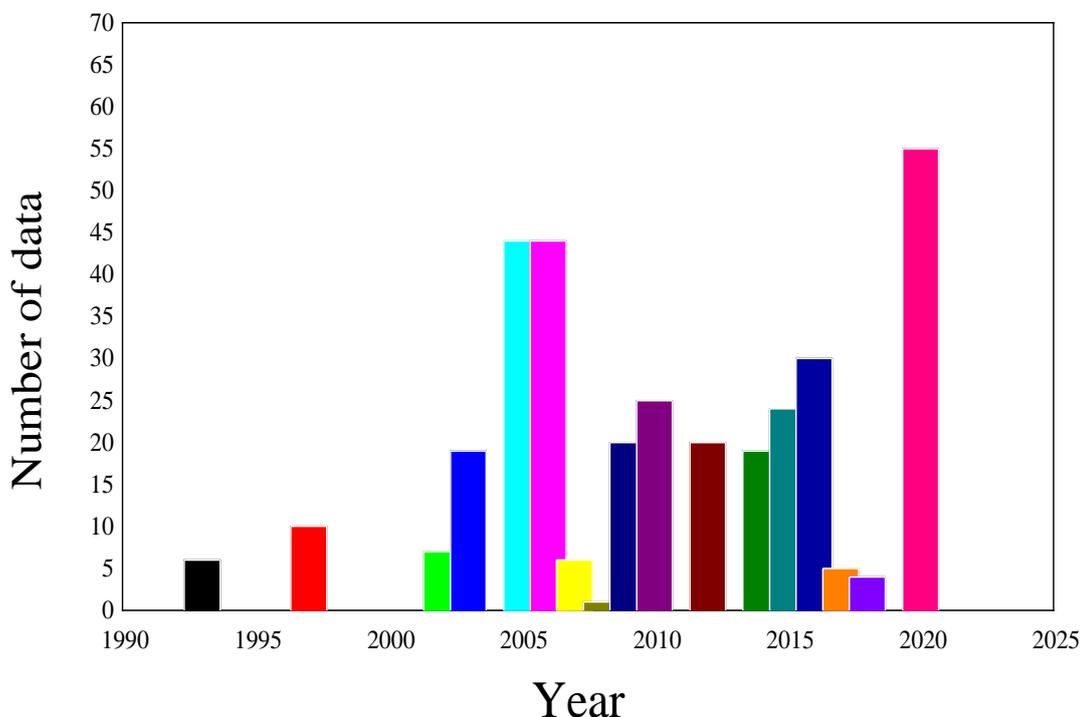


Figure II.2 : Histogramme du nombre des données expérimentales des probabilités de transfert lacunaire (η_{KL}) entre 1993 et 2020.

Le tableau II.3 présente les mesures expérimentales des probabilités de transfert lacunaire de la couche K (η_{KL-exp}) pour les atomes $19 \leq Z \leq 92$ obtenu par photoionisation. La référence ou on a tiré la valeur expérimentale est aussi présenté dans ce tableau. Dans le même tableau on a présenté aussi la valeur moyenne pondérée (η_{KL-W}) qui prend en compte l'incertitude des valeurs expérimentales selon l'équation suivante :

$$\eta_{KL-W} = \left[\left(\sum_{i=1}^N (\Delta(\eta_{KL})_i)^{-2} \right)^{-1} \sum_{i=1}^N \left[\frac{(\eta_{KL})_i}{(\Delta(\eta_{KL})_i)^2} \right] \right] \quad (\text{II.21})$$

Avec :

- $(\eta_{KL})_i$ les probabilités de transfert lacunaire expérimentales.
- N le nombre de données expérimentales.
- $\Delta(\eta_{KL})_i$ l'incertitude sur les valeurs expérimentales.

Dans le même tableau le rapport $R = \frac{\eta_{KL-exp}}{\eta_{KL-W}}$ est aussi présentés.

Dans ce tableau les valeurs expérimentales (η_{KL-exp}) sont présentées pour la première fois. Ces nouvelles données des probabilités de transfert lacunaire de la couche K (η_{KL}) des éléments atomiques $19 \leq Z \leq 92$ pourront être une source de données complémentaire des compilations.

Tableau II.3: Valeurs expérimentales des probabilités de transfert lacunaire de la couche K (η_{KL}) des éléments de numéro atomique $19 \leq Z \leq 92$

Z	η_{KL-exp}	Référence	η_{KL-w}	$R = \frac{\eta_{KL-exp}}{\eta_{KL-w}}$
Z=19, K	1.721±0.153	(Söğüt et al., 2009)	1.721	1
Z=20, Ca	1.689±0.143	(Söğüt et al., 2009)	1.689	1
	1.653	(Uğurlu and Denir, 2020)		0.98
	1.591	(Uğurlu and Denir, 2020)		0.94
Z=21, Sc	1.5986±0.0815	(Aylikci et al., 2015)	1.599	1
	1.623	(Uğurlu and Denir, 2020)		1.02
	1.533	(Uğurlu and Denir, 2020)		0.96
Z=22, Ti	1.586±0.127	(Söğüt et al., 2009)	1.570	1.01
	1.568±0.05	(Han and Demir, 2010)		1
	1.568±0.05	(Han and Demir, 2010)		1
	1.5763±0.0804	(Aylikci et al., 2015)		1
	1.6274	(Alim et al., 2017)		1.04
	1.608	(Uğurlu and Denir, 2020)		1.02
	1.578	(Uğurlu and Denir, 2020)		1
Z=23, V	1.544±0.061	(Ertuğrul et al., 2006)	1.542	1
	1.528±0.122	(Söğüt et al., 2009)		0.99
	1.5459±0.0788	(Aylikci et al., 2015)		1
	1.5529	(Alim et al., 2017)		1.01
	1.565	(Uğurlu and Denir, 2020)		1.01
	1.523	(Uğurlu and Denir, 2020)		0.99
Z=24, Cr	1.493±0.037	(Söğüt, 2006)	1.512	0.99
	1.509±0.044	(Ertuğrul et al., 2006)		1
	1.538±0.123	(Söğüt et al., 2009)		1.02
	1.410±0.05	(Han and Demir, 2010)		0.93
	1.410±0.05	(Han and Demir, 2010)		0.93
	1.410±0.05	(Han and Demir, 2010)		0.93
	1.5161±0.0773	(Aylikci et al., 2015)		1
	1.539±0.014	(Mirji et al., 2015)		1.02
	1.528	(Uğurlu and Denir, 2020)		1.01
	1.492	(Uğurlu and Denir, 2020)		0.99
Z=25, Mn	1.467±0.044	(Ertuğrul et al., 2006)	1.479	0.99
	1.483±0.12	(Öz, 2006)		1
	1.505±0.120	(Söğüt et al., 2009)		1.02
	1.4793±0.0754	(Aylikci et al., 2015)		1
	1.501	(Uğurlu and Denir, 2020)		1.01
	1.391	(Uğurlu and Denir, 2020)		0.94
1.507±0.084	(Turhan et al., 2020)	1.02		
Z=26, Fe	1.453±0.042	(Ertuğrul et al., 2006)	1.478	0.98
	1.451±0.13	(Öz, 2006)		0.98

	1.442±0.144	(Söğüt et al., 2009)		0.98
	1.436±0.05	(Han and Demir, 2010)		0.97
	1.436±0.05	(Han and Demir, 2010)		0.97
	1.436±0.05	(Han and Demir, 2010)		0.97
	1.492±0.055	(George et al., 2014)		1.01
	1.482±0.008	(George et al., 2014)		1
	1.4488±0.0739	(Aylikci et al., 2015)		0.98
	1.4088	(Alim et al., 2017)		9.95
	1.464	(Uğurlu and Denir, 2020)		0.99
	1.488	(Uğurlu and Denir, 2020)		1.01
Z=27, Co	1.415±0.057	(Ertuğrul et al., 2006)	1.444	0.98
	1.418±0.11	(Öz, 2006)		0.98
	1.420±0.142	(Söğüt et al., 2009)		0.98
	1.384±0.05	(Han and Demir, 2010)		0.96
	1.384±0.05	(Han and Demir, 2010)		0.96
	1.454±0.098	(Anand et al., 2015)		1.01
	1.435±0.098	(Anand et al., 2015)		0.99
	1.4169±0.0723	(Aylikci et al., 2015)		0.98
	1.4077	(Alim et al., 2017)		0.97
	1.445±0.003	(Anand et al., 2018)		1
	1.443	(Uğurlu and Denir, 2020)		1
	1.467	(Uğurlu and Denir, 2020)		1.02
Z=28, Ni	1.394±0.042	(Ertuğrul et al., 2006)	1.395	1
	1.388±0.11	(Öz, 2006)		1
	1.364±0.123	(Söğüt et al., 2009)		0.98
	1.388±0.05	(Han and Demir, 2010)		1
	1.388±0.05	(Han and Demir, 2010)		1
	1.388±0.05	(Han and Demir, 2010)		1
	1.388±0.05	(Han and Demir, 2010)		1
	1.412±0.048	(Anand et al., 2015)		1.01
	1.404±0.042	(Anand et al., 2015)		1.01
	1.3853±0.0707	(Aylikci et al., 2015)		0.99
	1.3758	(Alim et al., 2017)		0.98
	1.389±0.082	(Anand et al., 2018)		0.99
	1.413	(Uğurlu and Denir, 2020)		1.01
	1.428	(Uğurlu and Denir, 2020)		1.02
	1.415±0.079	(Turhan et al., 2020)		1.01
Z=29, Cu	1.361±0.041	(Ertuğrul et al., 2006)	1.374	0.99
	1.357±0.12	(Öz, 2006)		0.99
	1.342±0.121	(Söğüt et al., 2009)		0.98
	1.387±0.05	(Han and Demir, 2010)		1.01
	1.386±0.111	(Anand et al., 2015)		1.01
	1.375±0.105	(Anand et al., 2015)		1

	1.3523±0.0690	(Aylikci et al., 2015)		0.98
	1.375±0.017	(Mirji et al., 2015)		1
	1.385±0.039	(Anand et al., 2018)		1.01
	1.375	(Uğurlu and Denir, 2020)		1
	1.274	(Uğurlu and Denir, 2020)		0.93
Z=30, Zn	1.330±0.040	(Ertuğrul et al., 2006)	1.344	0.99
	1.327±0.09	(Öz, 2006)		0.99
	1.298±0.104	(Söğüt et al., 2009)		0.97
	1.352±0.043	(Anand et al., 2015)		1.01
	1.3439±0.045	(Anand et al., 2015)		1
	1.3311±0.0679	(Aylikci et al., 2015)		0.99
	1.345±0.008	(Mirji et al., 2015)		1
	1.338±0.085	(Akman,2016b)		1
	1.354±0.082	(Anand et al., 2018)		1.01
	1.344	(Uğurlu and Denir, 2020)		1
	1.300	(Uğurlu and Denir, 2020)		0.97
Z=31, Ga	1.298±0.10	(Öz, 2006)	1.306	0.99
	1.309±0.062	(Akman,2016b)		1
	1.315	(Uğurlu and Denir, 2020)		1.01
	1.303	(Uğurlu and Denir, 2020)		1
Z=32, Ge	1.262±0.10	(Öz, 2006)	1.281	0.99
	1.290±0.069	(Akman,2016b)		1.01
	1.290	(Uğurlu and Denir, 2020)		1.01
	1.318	(Uğurlu and Denir, 2020)		1.03
Z=33, As	1.238±0.037	(Ertuğrul et al., 2006)	1.229	1.01
	1.231±0.09	(Öz, 2006)		1
	1.185±0.083	(Söğüt et al., 2009)		0.96
Z=34, Se	1.204±0.036	(Ertuğrul et al., 2006)	1.208	1
	1.203±0.08	(Öz, 2006)		1
	1.235±0.099	(Söğüt et al., 2009)		1.02
	1.214±0.076	(Akman,2016b)		1.01
Z=35, Br	1.200±0.048	(Ertuğrul et al., 2006)	1.192	1.01
	1.174±0.07	(Öz, 2006)		0.99
Z=36, Kr				
Z=37, Rb	1.12±0.05	(Puri et al., 1993)	1.123	1
	1.123±0.045	(Ertuğrul et al., 2006)		1
	1.128±0.07	(Öz, 2006)		1
Z=38, Sr	1.10±0.05	(Puri et al., 1993)	1.122	0.98
	1.104±0.055	(Ertuğrul et al., 2006)		0.98
	1.102±0.07	(Öz, 2006)		0.98
	1.341±0.107	(Söğüt et al., 2009)		1.19
Z=39, Y	1.07±0.05	(Puri et al., 1993)	1.076	0.99
	1.081±0.06	(Öz, 2006)		1

	1.082±0.064 1.0231 0.9962 1.0720	(Akman,2016b) (Uğurlu et al., 2020) (Uğurlu et al., 2020) (Uğurlu et al., 2020)		1.01 0.95 0.93 1
Z=40, Zr	1.03±0.05 1.064±0.032 1.061±0.07 1.082±0.031 1.093±0.059 1.0079 0.9758 1.0729	(Puri et al., 1993) (Ertuğrul et al., 2006) (Öz, 2006) (Turşucu et al., 2012) (Akman,2016b) (Uğurlu et al., 2020) (Uğurlu et al., 2020) (Uğurlu et al., 2020)	1.068	0.96 1 0.99 1.01 1.02 0.94 0.91 1
Z=41, Nb	1.02±0.05 1.042±0.031 1.044±0.06 1.061 1.028±0.031 1.041±0.052 0.9641 0.8910 1.0206	(Puri et al., 1993) (Ertuğrul et al., 2006) (Öz, 2006) (Cengiz et al., 2008) (Turşucu et al., 2012) (Akman,2016b) (Uğurlu et al., 2020) (Uğurlu et al., 2020) (Uğurlu et al., 2020)	1.035	0.99 1.01 1.01 1.03 0.99 1.01 0.93 0.86 0.99
Z=42, Mo	1.02±0.05 1.03±0.08 1.026±0.041 1.028±0.05 1.070±0.097 1.039±0.005 1.047±0.030 1.020±0.050 0.8643 0.9447 1.0190	(Puri et al., 1993) (Santra et al., 2005) (Ertuğrul et al., 2006) (Öz, 2006) (Söğüt et al., 2009) (Bennal et al., 2010) (Turşucu et al., 2012) (Akman,2016b) (Uğurlu et al., 2020) (Uğurlu et al., 2020) (Uğurlu et al., 2020)	1.039	0.98 0.99 0.99 0.99 1.03 1 1.01 0.98 0.83 0.91 0.98
Z=43, Tc				
Z=44, Ru	1.041±0.029 1.020±0.043 0.7575 0.8180 0.9429	(Turşucu et al., 2012) (Akman,2016b) (Uğurlu et al., 2020) (Uğurlu et al., 2020) (Uğurlu et al., 2020)	1.034	1.01 0.99 0.73 0.79 0.91
Z=45, Rh	0.992±0.029 0.8253 0.7886 0.8869	(Turşucu et al., 2012) (Uğurlu et al., 2020) (Uğurlu et al., 2020) (Uğurlu et al., 2020)	0.992	1 0.83 0.79 0.89
Z=46, Pd	1.028±0.050	(İmşek et al., 2003)	0.972	1.06

	0.99±0.08	(Santra et al., 2005)		1.02
	0.990±0.043	(Ertuğrul et al., 2006)		1.02
	0.934±0.029	(Turşucu et al., 2012)		0.96
	0.989±0.041	(Akman,2016b)		1.02
	0.7635	(Uğurlu et al., 2020)		0.79
	0.7271	(Uğurlu et al., 2020)		0.75
	0.7783	(Uğurlu et al., 2020)		0.8
Z=47, Ag	0.995±0.030	(İmşek et al., 2003)	0.972	1.02
	0.964±0.06	(Baydaş,2005)		0.99
	0.967±0.029	(Ertuğrul et al., 2006)		1
	0.940±0.080	(Söğüt et al., 2009)		0.97
	0.973±0.006	(Bennal et al., 2010)		1
	0.977±0.028	(Turşucu et al., 2012)		1.01
	0.969±0.007	(George et al., 2014)		1
	0.965±0.021	(George et al., 2014)		0.99
	0.978±0.042	(Akman,2016b)		1.01
	0.9414	(Uğurlu et al., 2020)		0.97
	0.9077	(Uğurlu et al., 2020)		0.93
	0.9106	(Uğurlu et al., 2020)		0.94
Z=48, Cd	0.968±0.039	(İmşek et al., 2003)	0.964	1
	0.957±0.05	(Baydaş, 2005)		0.99
	0.99±0.18	(Santra et al., 2005)		1.03
	0.962±0.038	(Ertuğrul et al., 2006)		1
	1.036±0.104	(Söğüt et al., 2009)		1.08
	0.964±0.004	(Bennal et al., 2010)		1
	0.947±0.028	(Turşucu et al., 2012)		0.98
	0.959±0.040	(Akman,2016b)		1
	1.0024	(Uğurlu et al., 2020)		1.04
	0.9982	(Uğurlu et al., 2020)		1.04
	0.9814	(Uğurlu et al., 2020)		1.02
Z=49, In	0.957±0.035	(İmşek et al., 2003)	0.951	1.01
	0.950±0.028	(Ertuğrul et al., 2006)		1
	0.951±0.006	(Bennal et al., 2010)		1
	0.941±0.041	(Akman,2016b)		0.99
Z=50, Sn	0.928±0.037	(İmşek et al., 2003)	0.942	0.99
	0.935±0.05	(Baydaş,2005)		0.99
	0.943±0.037	(Ertuğrul et al., 2006)		1
	0.942±0.005	(Bennal et al., 2010)		1
	0.944±0.027	(Turşucu et al., 2012)		1
	0.936±0.041	(Akman,2016b)		0.99
Z=51, Sb	0.912±0.027	(İmşek et al., 2003)	0.914	1
	0.926±0.06	(Baydaş,2005)		1.01
	0.924±0.037	(Ertuğrul et al., 2006)		1.01

	0.899±0.040	(Akman,2016b)		0.98
Z=52, Te	0.908±0.03	(Ertuğrul et al., 2003)	0.897	1.01
	0.909±0.027	(Çimşek et al., 2003)		1.01
	0.923±0.046	(Ertuğrul et al., 2006)		1.03
	0.888±0.017	(George et al., 2014)		0.99
	0.895±0.023	(George et al., 2014)		1
	0.887±0.040	(Akman,2016b)		0.99
Z=53, I	0.898±0.018	(Çimşek et al., 2003)	0.902	1
	0.917±0.036	(Ertuğrul et al., 2006)		1.02
Z=54, Xe				
Z=55, Cs	0.897±0.036	(Ertuğrul,2002b)	0.891	1.01
	0.887±0.013	(Çimşek et al., 2003)		1
	0.900±0.05	(Baydaş,2005)		1.01
	0.917±0.041	(Akman,2016b)		1.03
Z=56, Ba	0.874±0.037	(Ertuğrul,2002b)	0.878	1
	0.905±0.04	(Ertuğrul et al., 2003)		1.03
	0.890±0.05	(Baydaş,2005)		1.01
	0.882±0.026	(Ertuğrul et al., 2006)		1
	0.832±0.042	(Söğüt et al., 2009)		0.95
	0.878±0.005	(Streevidya et al., 2014)		1
	0.878±0.009	(Streevidya et al., 2014)		1
0.910±0.043	(Akman,2016b)	1.04		
Z=57, La	0.889±0.037	(Ertuğrul,2002b)	0.893	1
	0.892±0.04	(Ertuğrul et al., 2003)		1
	0.883±0.06	(Baydaş,2005)		0.99
	0.873±0.035	(Ertuğrul et al., 2006)		0.98
	0.975±0.060	(Söğüt et al., 2009)		1.09
	0.884±0.071	(Akman,2016a)		0.99
	0.897±0.045	(Akman,2016b)		1
Z=58, Ce	0.877±0.032	(Ertuğrul,2003)	0.876	1
	0.869±0.03	(Ertuğrul et al., 2003)		0.99
	0.876±0.07	(Baydaş,2005)		1
	0.874±0.053	(Ertuğrul et al., 2005)		1
	0.879±0.079	(Söğüt et al., 2009)		1
	0.875±0.055	(Akman,2016a)		1
	0.886±0.040	(Akman,2016b)		1.01
Z=59, Pr	0.876±0.032	(Ertuğrul,2003)	0.876	1
	0.866±0.04	(Ertuğrul et al., 2003)		0.99
	0.871±0.06	(Baydaş,2005)		0.99
	0.877±0.026	(Ertuğrul et al., 2005)		1
	0.901±0.058	(Akman, 2016a)		1.03
Z=60, Nd	0.877±0.032	(Ertuğrul, 2003)	0.872	1.01
	0.861±0.05	(Ertuğrul et al., 2003)		0.99

	0.872±0.035 0.867±0.072	(Ertuğrul et al., 2005) (Akman, 2016a)		1 0.99
Z=61, Pm				
Z=62, Sm	0.877±0.032 0.864±0.04 0.859±0.05 0.862±0.026 0.849±0.057 0.854±0.065	(Ertuğrul, 2002a) (Ertuğrul et al., 2003) (Baydaş, 2005) (Ertuğrul et al., 2005) (Hnn et al., 2007) (Akman,2016a)	0.865	1.01 1 0.99 1 0.98 1.01
Z=63, Eu	0.855±0.07 0.853±0.034 0.851±0.057 0.847±0.065	(Baydaş,2005) (Ertuğrul et al., 2005) (Hnn et al., 2007) (Akman,2016a)	0.852	1 1 1 0.99
Z=64, Gd	0.851±0.05 0.846±0.042 0.843±0.057 0.852±0.072	(Baydaş,2005) (Ertuğrul et al., 2005) (Hnn et al., 2007) (Akman,2016a)	0.848	1 1 0.99 1.01
Z=65, Tb	0.875±0.032 0.847±0.06 0.851±0.025 0.838±0.068	(Ertuğrul,2002a) (Baydaş,2005) (Ertuğrul et al., 2005) (Akman,2016a)	0.857	1.02 0.99 0.99 0.98
Z=66, Dy	0.843±0.06 0.852±0.025 0.835±0.058 0.869±0.078	(Baydaş,2005) (Ertuğrul et al., 2005) (Hnn et al., 2007) (Akman,2016a)	0.850	0.99 1 0.98 1.02
Z=67, Ho	0.869±0.032 0.838±0.06 0.841±0.034 0.831±0.059	(Ertuğrul,2002c) (Baydaş,2005) (Ertuğrul et al., 2005) (Hnn et al., 2007)	0.851	1.02 0.98 0.99 0.98
Z=68, Er	0.795±0.032 0.833±0.05 0.843±0.051 0.827±0.060 0.826±0.072	(Ertuğrul,2002c) (Baydaş,2005) (Ertuğrul et al., 2005) (Hnn et al., 2007) (Akman,2016a)	0.817	0.97 1.02 1.03 1.01 1.01
Z=69, Tm	0.836±0.033	(Ertuğrul et al., 2005)	0.856	1
Z=70, Yb	0.831±0.025	(Ertuğrul et al., 2005)	0.831	1
Z=71, Lu	0.836±0.042	(Ertuğrul et al., 2005)	0.836	1
Z=72, Hf	0.827±0.050 0.836±0.005	(Ertuğrul et al., 2005) (Bennal et al., 2010)	0.836	0.99 1
Z=73, Ta	0.829±0.002 0.822±0.049 0.831±0.007	(Ertuğrul et al., 1997) (Ertuğrul et al., 2005) (Bennal et al., 2010)	0.829	1 0.99 1
Z=74, W	0.855±0.004	(Ertuğrul et al., 1997)	0.855	1

	0.823±0.041	(Ertuğrul et al., 2005)		0.96
Z=75, Re	0.904±0.005	(Ertuğrul et al., 1997)	0.903	1
	0.824±0.058	(Ertuğrul et al., 2005)		0.91
	0.840	(Apaydin and Tiraşoglu, 2012)		0.93
Z=76, Os	0.812	(Apaydin and Tiraşoglu, 2012)	0.812	1
Z=77, Ir	0.819±0.025	(Ertuğrul et al., 2005)	0.819	1
	0.657	(Apaydin and Tiraşoglu, 2012)		0.8
Z=78, Pt	0.808	(Apaydin and Tiraşoglu, 2012)	0.823	0.98
	0.826±0.009	(Anand et al., 2014)		1
	0.820±0.009	(Anand et al., 2014)		1
	0.823±0.009	(Anand et al., 2014)		1
Z=79, Au	0.815±0.008	(Ertuğrul et al., 1997)	0.820	0.99
	0.820±0.024	(Ertuğrul et al., 2005)		1
	0.812	(Cengiz et al., 2010)		0.99
	0.821±0.004	(Bennal et al., 2010)		1
	0.802	(Apaydin and Tiraşoglu, 2012)		0.98
Z=80, Hg	0.815±0.008	(Ertuğrul et al., 1997)	0.815	1
	0.811±0.032	(Ertuğrul et al., 2005)		1
	0.795	(Apaydin and Tiraşoglu, 2012)		0.98
Z=81, Tl	0.795±0.009	(Ertuğrul et al., 1997)	0.804	0.99
	0.816±0.024	(Ertuğrul et al., 2005)		1.01
	0.766	(Apaydin and Tiraşoglu, 2012)		0.95
	0.809±0.006	(Streevidya et al., 2014)		1.01
	0.803±0.007	(Streevidya et al., 2014)		1
Z=82, Pb	0.805±0.012	(Ertuğrul et al., 1997)	0.812	0.99
	0.809±0.040	(Ertuğrul et al., 2005)		1
	0.814±0.006	(Bennal et al., 2010)		1
	0.730	(Apaydin and Tiraşoglu, 2012)		0.9
Z=83, Bi	0.637±0.013	(Ertuğrul et al., 1997)	0.661	0.96
	0.803±0.032	(Ertuğrul et al., 2005)		1.22
	0.644	(Apaydin and Tiraşoglu, 2012)		0.97
Z=84, Po				
Z=85, At				
Z=86, Rn				
Z=87, Fr				
Z=88, Ra				
Z=89, Ac				
Z=90, Th	0.636±0.013	(Ertuğrul et al., 1997)	0.643	0.99
	0.774±0.056	(Ertuğrul et al., 2005)		1.2
	0.761	(Apaydin and Tiraşoglu, 2012)		1.18
Z=91, Pa				
Z=92, U	0.682±0.021	(Ertuğrul et al., 1997)	0.693	0.98
	0.770±0.055	(Ertuğrul et al., 2005)		1.11
	0.756	(Apaydin and Tiraşoglu, 2012)		1.09

La figure II.3 présente toutes les données expérimentales des probabilités de transfert lacunaire de la couche K (η_{KL}) en fonction du numéro atomique Z des éléments de numéro atomique $19 \leq Z \leq 92$. Dans la même figure la valeur moyenne pondérée η_{KL-W} est aussi présentée.

Il ressort de cette figure que le rapport varie entre 0.6 jusqu'à 1.65 pour les données expérimentales et 0.6 à 1.73 pour la valeur moyenne pondérée. Ces valeurs ont été publiées durant les périodes 1993 et 2020. Elles montrent une foule des données (339) avec des variations relativement importantes. De façon générale, on observe que nos valeurs pondérées des probabilités de transfert lacunaire sont conforme aux valeurs expérimentales, pour tous les éléments dans la région $19 \leq Z \leq 92$. Aussi, une dispersion remarquable est observée pour nos résultats avec les données expérimentales pour les éléments atomiques $39 \leq Z \leq 47$ notamment avec les valeurs expérimentales de Uğurlu et al. (2020). La distribution remarquable des données expérimentales pour certains éléments peut être attribuée au grand nombre de références utilisées pour collecter les données et aux différentes conditions expérimentales dans lesquelles les différentes expériences sont effectuées.

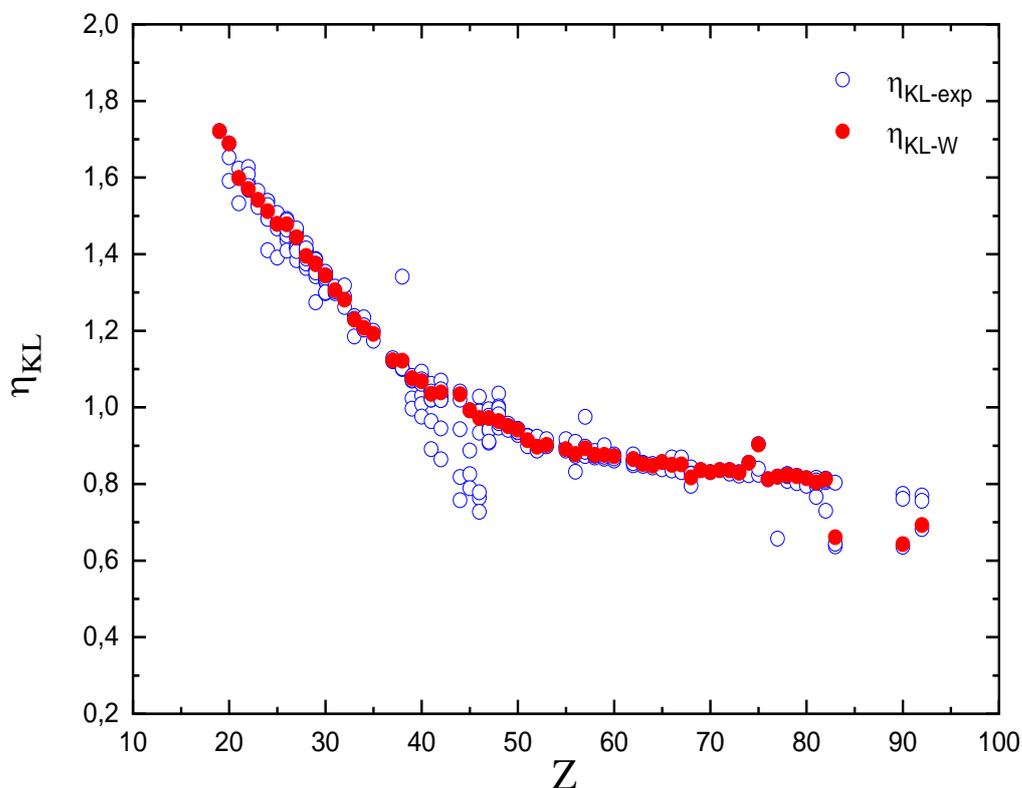


Figure II.3 : Les données expérimentales des probabilités de transfert lacunaire (η_{KL-exp}) en fonction du numéro atomique Z des éléments de numéro atomique $19 \leq Z \leq 92$. Dans la même figure la valeur moyenne pondérée η_{KL-W} est aussi présentée.

Dans la figure II.4 on a présenté le rapport $R = \frac{\eta_{KL-exp}}{\eta_{KL-W}}$ pour toutes les valeurs expérimentales des éléments de ${}_{19}\text{K}$ à ${}_{92}\text{U}$ (339 valeurs). Le rapport est tracé en fonction du nombre atomique Z . Selon la distribution des valeurs expérimentales, en générale pour la majorité de ces valeurs, le rapport R varie entre 0.9 jusqu'à 1.1. Comme nous pouvons le voir sur la même figure, les valeurs des éléments pour ${}_{38}\text{Sr}$ (Söğüt et al., 2009), ${}_{83}\text{Bi}$, ${}_{90}\text{Th}$ et ${}_{92}\text{U}$ (Ertuğrul et al., 2005), ${}_{90}\text{Th}$ (Apaydin and Tıraşoglu, 2012) sont supérieures à nos valeurs pondérées ($R \geq 1.1$). Les valeurs publiées par Uğurlu et al. (2020) ($41 \leq Z \leq 46$) et par Apaydin and Tıraşoglu (2012) (${}_{77}\text{Ir}$) sont inférieures aux nôtres résultats ($R \leq 0.9$).

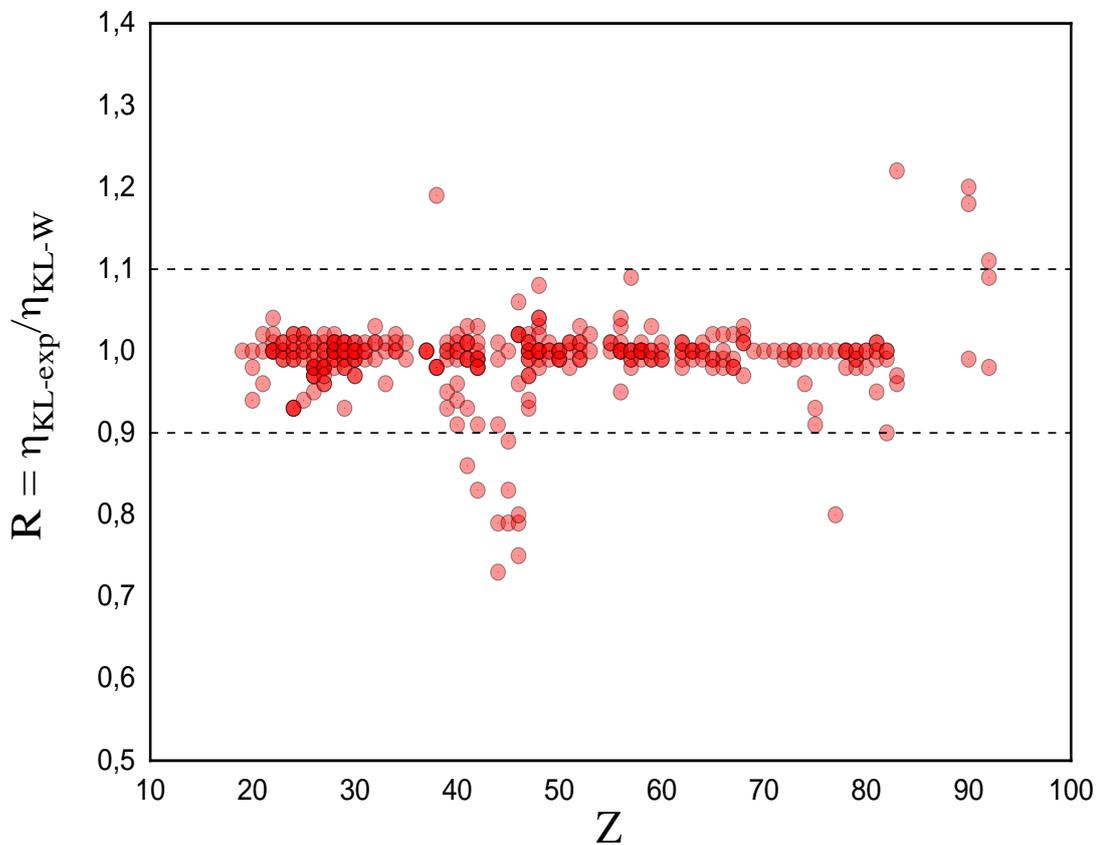


Figure II.4 : le rapport $R = \frac{\eta_{KL-exp}}{\eta_{KL-W}}$ pour toutes les valeurs expérimentales des éléments de ${}_{19}\text{K}$ à ${}_{92}\text{U}$ en fonction du nombre atomique Z .

II.4. Comparaison :

Le présent calcul de la valeur moyenne pondérée η_{KL-W} pour tous les éléments dans la région $19 \leq Z \leq 92$ sont présentés dans le tableau II.4. Les valeurs théoriques de Venugopala Rao et al. (1972), les résultats empiriques de Puri et al. (1993) et Schönfeld and Janßen (1996) sont aussi ajoutés dans le même tableau.

Pour bien comparer nos résultats de la valeur moyenne pondérée η_{KL-W} avec, ceux théoriques et empiriques, ces derniers sont représentés sur la figure II.5 en fonction du numéro atomique Z.

Généralement, il est possible de voir que nos valeurs pondérées des probabilités de transfert lacunaire de la couche K sont conforme aux valeurs théoriques et empiriques des autres auteurs pour tous les éléments avec $19 \leq Z \leq 92$ notamment pour les éléments des numéros atomiques légers et moyens. Pour les valeurs théoriques la comparaison nous permet de dire que nos valeurs sont bonnes avec ceux de Venugopala Rao et al. (1972), avec une déviation qui varie de 0% à 3.98%, à l'exception des trois éléments $_{83}\text{Bi}$, $_{90}\text{Th}$ et $_{92}\text{U}$ où on observe une remarquable variation de 2.86%, 23.64% et 14.43% respectivement. Où la différence relative (RD) entre les valeurs empiriques obtenues et les autres calculs utilisant l'équation $RD(\%) = |(\eta_{KL} - \eta_{KL-W})/\eta_{KL-W}| \times 100$. Concernant les valeurs empiriques, il est facile d'observer que nos valeurs pondérées η_{KL-W} sont bien conforme aux celles de Puri et al. (1993) et Schönfeld and Janßen (1996). De plus, nos données se diffèrent par un très acceptable pourcentage avec les valeurs empiriques de Puri et al. (1993) (l'écart varie entre 0.1% et 2.92%), Schönfeld and Janßen (1996) (0%-4.03%) pour la majorité des éléments. Par contre une grande variation est observée pour quelques éléments lourds notamment : $_{75}\text{Re}$, $_{83}\text{Bi}$, $_{90}\text{Th}$ et $_{92}\text{U}$ où l'écart varie respectivement de : 9.19%, 22.54%, 24.42%, 14%, pour les valeurs de Puri et al. (1993); 8.86%, 22.39%, 23.95%, 14.57% pour les résultats de Schönfeld and Janßen (1996).

Comme conclusion, notre approche de calcul des probabilités de transfert lacunaire pondérée de la couche K (η_{KL-W}), permet d'obtenir des valeurs fiables. Ces données peuvent donc être intégrées comme des valeurs de calcul des sections efficaces d'ionisation et de production des rayons X.

Tableau II.4: Présent calcul de la valeur moyenne pondérée η_{KL-W} pour des cibles de ^{19}K à ^{92}U comparé aux valeurs théoriques de Venugopala Rao et al. (1972) Et empiriques de Puri et al. (1993) et Schönfeld and Janßen (1996).

Z-élément	This work	Other Works		
		Theo.	Emp.	
	η_{KL-W}	Venugopala Rao et al. (1972)	Puri et al. (1993)	Schönfeld and Janßen (1996)
Z=19, K	1.721	--	--	1.654
Z=20, Ca	1.689	1.595	1.65	1.621
Z=21, Sc	1.599	--	--	1.594
Z=22, Ti	1.570	1.548	--	1.566
Z=23, V	1.542	--	--	1.539
Z=24, Cr	1.512	1.495	--	1.508
Z=25, Mn	1.479	--	1.5	1.478
Z=26, Fe	1.478	1.439	--	1.447
Z=27, Co	1.444	--	--	1.418
Z=28, Ni	1.395	1.375	--	1.388
Z=29, Cu	1.374	--	--	1.357
Z=30, Zn	1.344	1.316	1.34	1.326
Z=31, Ga	1.306	--	--	1.294
Z=32, Ge	1.281	1.255	--	1.263
Z=33, As	1.229	--	--	1.232
Z=34, Se	1.208	1.2	--	1.202
Z=35, Br	1.192	--	1.19	1.174
Z=36, Kr	--	1.149	1.16	1.149
Z=37, Rb	1.123	--	--	1.125
Z=38, Sr	1.122	1.104	--	1.102
Z=39, Y	1.076	--	--	1.081
Z=40, Zr	1.068	1.064	1.07	1.062
Z=41, Nb	1.035	--	--	1.045
Z=42, Mo	1.039	1.03	1.04	1.029
Z=43, Tc	--	--	--	1.014
Z=44, Ru	1.034	1.00	--	1.000
Z=45, Rh	0.992	--	0.99	0.987
Z=46, Pd	0.972	0.963	--	0.975
Z=47, Ag	0.972	--	0.97	0.964
Z=48, Cd	0.964	0.952	--	0.953
Z=49, In	0.951	--	0.95	0.944
Z=50, Sn	0.942	0.932	0.94	0.934
Z=51, Sb	0.914	--	--	0.925
Z=52, Te	0.897	0.914	0.92	0.917
Z=53, I	0.902	--	--	0.909
Z=54, Xe	--	0.899	0.9	0.902
Z=55, Cs	0.891	--	--	0.895
Z=56, Ba	0.878	0.887	0.89	0.888
Z=57, La	0.893	--	--	0.882
Z=58, Ce	0.876	0.876	--	0.876
Z=59, Pr	0.876	--	--	0.871
Z=60, Nd	0.872	0.865	0.87	0.866
Z=61, Pm	--	--	--	0.861
Z=62, Sm	0.865	0.857	--	0.857
Z=63, Eu	0.852	--	0.86	0.853
Z=64, Gd	0.848	0.85	--	0.850
Z=65, Tb	0.857	--	--	0.847
Z=66, Dy	0.850	0.843	--	0.843
Z=67, Ho	0.851	--	0.84	0.841
Z=68, Er	0.817	0.836	--	0.838
Z=69, Tm	0.836	--	--	0.835
Z=70, Yb	0.831	0.831	0.84	0.833
Z=71, Lu	0.836	--	--	0.831
Z=72, Hf	0.836	0.826	--	0.829

Z=73, Ta	0.829	--	--	0.827
Z=74, W	0.855	0.821	0.83	0.825
Z=75, Re	0.903	--	0.82	0.823
Z=76, Os	0.812	0.816	--	0.821
Z=77, Ir	0.819	--	0.82	0.819
Z=78, Pt	0.823	0.813	0.82	0.818
Z=79, Au	0.820	--	--	0.816
Z=80, Hg	0.815	0.809	0.81	0.813
Z=81, Tl	0.804	--	--	0.812
Z=82, Pb	0.812	0.806	--	0.811
Z=83, Bi	0.661	--	0.81	0.809
Z=84, Po	--	0.805	--	0.807
Z=85, At	--	--	--	0.805
Z=86, Rn	--	0.802	--	0.804
Z=87, Fr	--	--	--	0.803
Z=88, Ra	--	0.798	0.80	0.801
Z=89, Ac	--	--	--	0.799
Z=90, Th	0.643	0.795	0.80	0.797
Z=91, Pa	--	--	--	0.795
Z=92, U	0.693	0.793	0.79	0.794

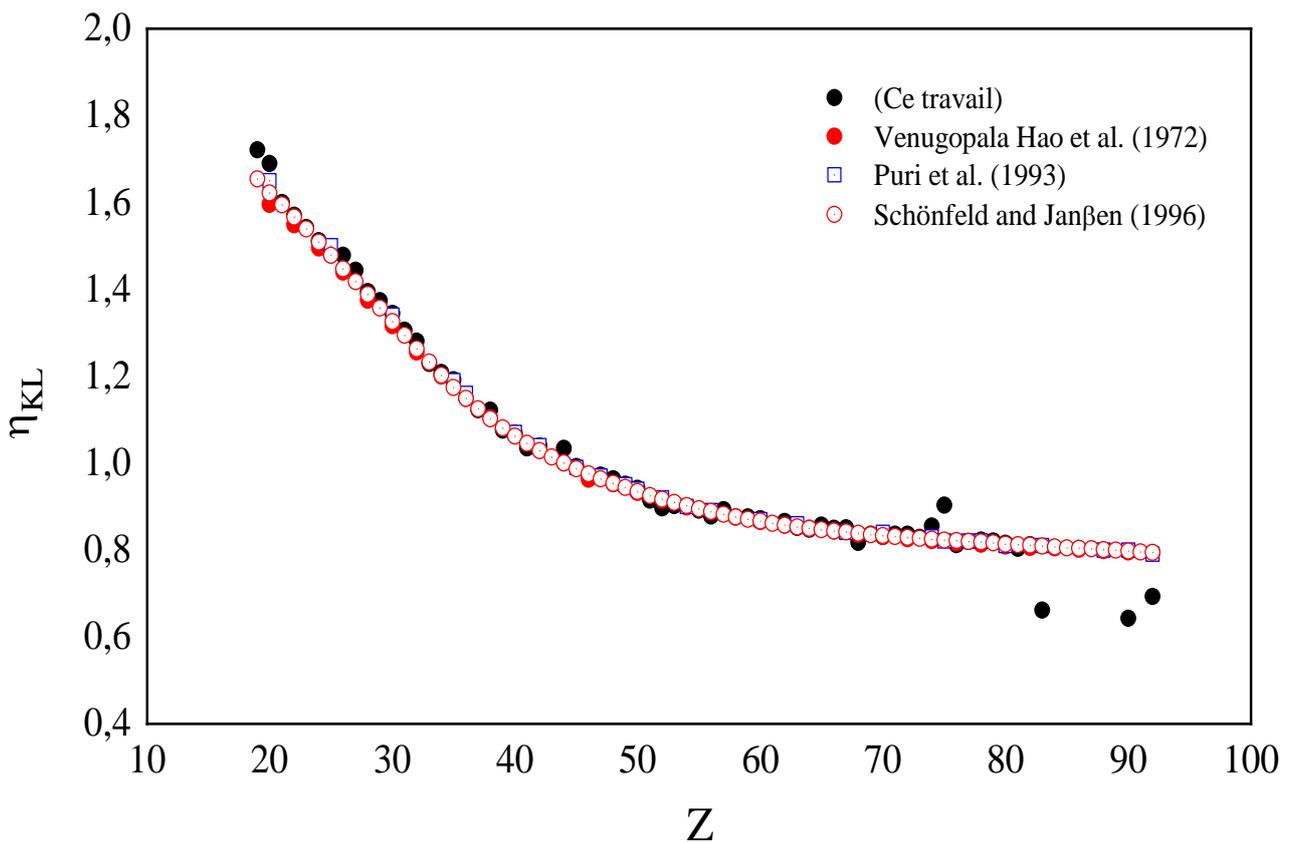


Figure II.5 : Présent résultats des valeurs moyenne pondérées η_{KL-W} comparer aux valeurs théorique de Venugopala Rao et al. (1972) et aux valeurs empiriques de Puri et al. (1993) et Schönfeld and Janßen (1996) en fonction du nombre atomique Z.

Références Bibliographiques :

Akman F. Experimental values of K to Li sub-shell, K to L, and K to M shell vacancy transfer probabilities for some rare earth elements. *Appl. Radiat. Isot.*, 115 (2016 a) 295–303.

Akman F. K to L shell vacancy transfer probabilities and Auger electron emission ratios for elements in the atomic range $30 \leq Z \leq 58$. *Can. J. Phys.*, 94 (2016 b) 679–686.

Anand L. F. M., Gudennavara S. B., Bubbly S. G. and Kerur B. R. K-Shell X-Ray Intensity Ratios and Vacancy Transfer Probabilities of Pt, Au, and Pb by a Simple Method. *J. Exp. Theor. Phys.*, 119 (2014) 392–397.

Anand L. F. M., Gudennavar S. B., Bubbly S. G., and Kerur B. R. $K\beta$ to $K\alpha$ X-Ray Intensity Ratios and K to L Shell Vacancy Transfer Probabilities of Co, Ni, Cu, and Zn. *J. Exp. Theor. Phys.*, 121 (2015) 961–965.

Anand L. F. M., Gudennavar S. B., Bubbly S. G., and Kerur B. R. K-Shell X-Ray Fluorescence Parameters of a Few Low Z Elements. *J. Exp. Theor. Phys.*, 126 (2018) 1–7.

Aylikci V., Kahoul A., Kup Aylikci N., Tıraşoğlu E., And Karahan I. H. Empirical, Semi-Empirical and Experimental Determination of K X-Ray Fluorescence Parameters of Some Elements in the Atomic Range $21 \leq Z \leq 30$. *Spectr. Lett.*, 4, (2015) 331–342.

Alım B., Uğurlu M., Han I., Demir L. Investigation of alloying effects on XRF parameters of 3d transition metals in Permendur49, Kovar and Ti50 Co50 alloys. *J. Radiat. Res. Appl. Sci.*, 11 (2018) 144–149.

Apaydın G, Tıraşoğlu E. Calculation of vacancy transfer probabilities from K to L shell using the X-ray fluorescence parameters. *Radiat. Phys. Chem*, 81 (2012) 1593–1594.

Baydas E. Determination of Ratios of Emission Probabilities of Auger Electrons and K to L Shell Radiative Vacancy Transfer Probabilities for 16 Elements from Ag to Er at 59.5 keV. *Instrum. Sci. Technol.*, 33 (2005) 461–471.

Bennal A.S., Niranjan K.M., Badiger N.M. Determination of K to L shell total vacancy transfer probabilities using a weak gamma source: An alternative method. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.*, 111 (2010) 1363–1371.

Cengiz E., Aylikci V., Kaya N., Apaydın G., Tıraşoğlu E. Chemical effects on K and L shell production cross sections and transfer probabilities in Nb compounds. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 278 (2008) 89–96.

Cengiz E., Tıraşoğlu E., Aylikci V., Apaydın G. The investigations on K and L X-ray fluorescence parameters of gold compounds. *Radiat. Phys. Chem*, 79 (2010) 809–815.

Elif Ö.Z. Determination of ratios of emission probabilities of Auger electrons and K–L-shell radiative vacancy transfer probabilities for 17 elements from Mn to Mo at 59.5 keV. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.*, 97 (2006) 41–50.

Ertuğrul M., Doğan O., Şimşek Ö. and Turgut Ü. Measurement of probabilities for vacancy transfer from the K to L shell of the elements $73 \leq Z \leq 92$. Phys. Rev. A, 55 (1997) 305-308.

Ertugrul M. Measurement of total, radiative and radiationless (Auger) vacancy transfer probabilities from K to Li subshell of Sm and Tb. J. Radioanal. Nucl. Chem., 252 (2002 a) 545–550.

Ertugrul M. Measurement of total, radiative and radiationless (Auger) vacancy transfer probabilities from K to Li sub-shells of Cs, Ba and La. J. Anal. At. Spectrom., 17 (2002 b) 64–68.

Ertugrul M. Measurement of total, radiative and radiationless (Auger) vacancy transfer probabilities from K to Li ($i = 1, 2, 3$) subshell of Ho and Er. Spectrochimica Acta Part B, 57 (2002 c) 63-71.

Ertugral B., Cevik U., Tirasoglu E., Kopya A.I., Ertugrul M., Dogan O. Measurement of K to L shell vacancy transfer probabilities for the elements $52 \leq Z \leq 68$. J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf., 78 (2003) 163–169.

Ertugrul M. Determination Of Probabilities Of Vacancy Transfer From The K To The Li Subshell Using L X-Ray Production Cross-Sections. Journal Of Physics B: Atomic, Molecular And Optical Physics, 36 (2003) 2275–2282.

Ertugral B., Apaydin G., Baltas H., Çevik U., Kobya A.I., Ertugrul M. Measurement of vacancy transfer probabilities from K to L shell for high atomic number elements. Spectrochimica Acta Part B, 60 (2005) 519–524 .

Ertuğral B., Apaydın G., Tekbıyık A., Tıraşoğlu E., Çevik U., Kobya A. I. and Ertuğrul M. Determination of probabilities of vacancy transfer from K to L shell using K X-ray intensity ratios. Eur. Phys. J. D ,37 (2006) 371–375.

Fatih M , Turhan, Turşucu A, Akman F, Akdemir F, Durak R. Chemical effect on K shell X-ray fluorescence parameters for some Mn and Ni Compounds. Radiat. Phys. Chem ,168 (2020) 108564.

George L, Gudennavar S.B., Joseph D, and Bubbly S.G. K shell X-ray intensity ratios and vacancy transfer probabilities of Fe, Ag, and Te following electron capture decay. Can. J. Phys., 92 (2014) 1301–1304.

Han I., Demir L., Ağbaba M. Measurements of L X-ray production cross sections, L subshell fluorescence yields and K to L shell vacancy transfer probabilities. Radiat. Phys. Chem, 76 (2007) 1551–1559.

Han I., Demir L. Alloying effect on K to L shell vacancy transfer probabilities in 3d transition metals. Radiat. Phys. Chem, 79 (2010) 1174–1179.

Meddah M. 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 Bou-Arréridj (2021).

Mirji S, Bernal A.S., Krishnananda, Badiger N.M., Tiwari M.K., and Lodha G.S. Determination of K–L vacancy transfer probabilities of some 3d elements using synchrotron radiation. *Can. J. Phys.* 93 (2015) 760–764.

Mirji S, Bernal A.S., Badiger N.M., Tiwari M.K., Lodha G.S. Chemical sensitivity of K-L vacancy transfer probability in compounds of 3d atoms using synchrotron radiation. *Chem. Phys. Lett.*, 634 (2015) 271–276.

Puri S., Mehta D., Chand B., Singh N and Trehan P.N. Measurements of K to L shell vacancy transfer probability for the elements $37 \leq Z \leq 42$. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B*, 73 (1993) 443-446.

Puri S., Mehta D., Chand B., Singh N., Hubbell J.H., and Trehan P.N. Production of L_i subshell and M shell vacancies following inner-shell vacancy production. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B*, 83 (1993) 21-30.

Santra S., Mandal A.C., Mitra D., Sarkar M., Bhattacharya D. Measurement of the K to L shell vacancy transfer probabilities for Mo, Pd and Cd in photon impact. *Radiat. Phys. Chem.*, 74 (2005) 282–287.

Schönfeld E., Janßen H. Evaluation of atomic shell data. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* 369 (1996) 527-533.

Şimşek Ö., Karagöz D., Ertugrul M. Measurement of K to L shell vacancy transfer probabilities for the elements $46 \leq Z \leq 55$ by photoionization. *Spectrochimica Acta Part B*, 58 (2003) 1859–1865.

Söğüt Ö. Measurement of Γ_{KL} and Γ_{KM} vacancy transfer in Cr_xNi_{1-x} and Cr_xAl_{1-x} alloys. *Phys. Scr.* 73 (2006) 466–470.

Söğüt Ö, Büyükkasap E, Küç Ükönder A And Tarakç İoğlu T. Measurement of vacancy transfer probability from K to L shell using K-shell fluorescence yields. *Pramana – J. Phys.*, 73 (2009) 711-718.

Sreevidyal P. V., Gudennavar S. B., Joseph D and Bubbly S. G. K shell X-ray intensity ratios, K L_i, K-L and K-M vacancy transfer probabilities of Ba and Tl following internal conversion process. *Can. J. phys.*, 92 (2014) 1489-1493.

Turhan M .F., Turşucu A., Akman F., Akdemir F., Durak R. Chemical effect on K shell X-ray fluorescence parameters for some Mn and Ni compounds. *Radiat. Phys. Chem.*, 168 (2020) 108564.

Turşucu A., Önder P., Eroğlu M., Demir D. Determination of K–L total vacancy transfer probabilities using a weak gamma source in 2p geometrical configuration. *Appl. Radiat. Isot.*, 70 (2012) 1509-1511.

Uğurlu M and Demir L. K X-ray fluorescence parameters of some fourth period elements in a magnetic field. *Spectr. lett.*, 53 (2020) 163-171.

Uğurlu M, Akkuş T and Demir L. The magnetic field effect of K X-ray fluorescence parameters of elements in the range $39 \leq Z \leq 48$. *Can. J. Phys.*, 98 (2020) 111-118.

Venugopala Rao P., Hsiung Chen M., and Crasemann B. Atomic Vacancy Distributions Produced by Inner-Shell Ionization. *Phys. Rev. A*, 5 (1972) 997-1012.

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 Bou-Arréridj (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 des probabilités de transfert lacunaire de la couche K (η_{KL}). 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 sommes intéressés aux valeurs expérimentales existantes et à leur organisation sous forme de base de données. Cette base regroupe toutes les valeurs expérimentales des probabilités de transfert lacunaire de la couche K (η_{KL}) publiées durant la période 1993-2020 pour les éléments de numéro atomique $19 \leq Z \leq 92$, où nous avons dénombré 339 valeurs compilées par différents auteurs (36 papiers).

Dans la seconde partie de notre travail, on a utilisé le logiciel de calcul Excel pour calculer les valeurs moyennes pondérées des probabilités de transfert lacunaire de la couche K η_{KL-W} à l'aide de la base de données des valeurs expérimentales. Les résultats obtenus des valeurs moyennes pondérées sont comparés avec les valeurs théoriques et empiriques d'autres auteurs.

Chacune des parties réalisées dans ce travail nous a permis d'obtenir de nouveaux résultats et de tirer plusieurs conclusions. Nous résumons ci-dessous l'essentiel des conclusions tirées de notre travail:

- Concernant la base de données :
 - Presque tous les éléments de $_{19}\text{K}$ à $_{92}\text{U}$ sont couverts à l'exception de quelques éléments où les valeurs expérimentales ne sont pas encore rapportées puisque elles sont difficiles à manipuler.
 - Les éléments lanthanides, en particulier pour $21 \leq Z \leq 70$, présentent des valeurs expérimentales importantes dans lesquelles le nombre de données varie entre 4 et 15.
 - En particulier, Le nickel ($_{28}\text{Ni}$), le Fer ($_{26}\text{Fe}$), le cobalt ($_{27}\text{Co}$) et l'argent ($_{47}\text{Ag}$), le cuivre ($_{29}\text{Cu}$), zinc ($_{30}\text{Zn}$), le molybdène ($_{42}\text{Mo}$) et cadmium ($_{48}\text{Cd}$) sont les matériaux les plus souvent utilisés.

Conclusion générale

- L'écart remarquable des données expérimentales pour quelques éléments peut être attribué au grand nombre de références employées pour les rassembler et par conséquent aux différentes conditions expérimentales dans lesquelles elles ont été mesurées.
- En ce qui concerne les valeurs moyennes pondérées des probabilités de transfert lacunaire de la couche K (η_{KL}) des éléments atomiques :

On a étudié les valeurs des éléments atomiques sur l'intervalle $19 \leq Z \leq 92$, ces résultats ont été présentés dans un tableau et comparés à des autres travaux théoriques et empiriques. Après la comparaison, les résultats obtenus sont en accords avec les résultats théoriques et empiriques des autres auteurs.

Abstract

In this work, we present a compilation of the measured K to L shell vacancy transfer probabilities values (η_{KL}) published in the literature from 1993 to 2020. In the considered period, we found about 339 values (36 papers) for elements with $19 \leq Z \leq 92$. The analysis of the distribution of these experimental data values in function of the atomic number shows that almost all the elements from ${}_{19}\text{K}$ to ${}_{92}\text{U}$ are covered, except some isolated cases with no data or less than two data values were found. A critical examination of these data using *weighted average values* ($\eta_{KL})_W$ have been calculated for each element and a comparison between our values and of others works have been made.

Keywords: K to L shell vacancy transfer probabilities, weighted average values.

Résumé

Dans ce travail, nous présentons une compilation des valeurs mesurées de la probabilité de transfert lacunaire de la couche K vers L (η_{KL}) publiées dans la littérature de 1993 à 2020. Au cours de la période considérée, nous avons trouvé environ 339 valeurs (36 articles) pour des éléments de $19 \leq Z \leq 92$. L'analyse de la distribution de ces valeurs de données expérimentales en fonction du numéro atomique montre que presque tous les éléments de ${}_{19}\text{K}$ à ${}_{92}\text{U}$ sont couverts, à l'exception de quelques cas isolés sans données ou avec moins de deux valeurs. Un examen critique de ces données en utilisant des *valeurs moyennes pondérées* ($\eta_{KL})_W$ a été calculé pour chaque élément et une comparaison entre nos valeurs et d'autres travaux a été faite.

Mots-clés: probabilité de transfert lacunaire de la couche K vers L, valeurs moyennes pondérées.

ملخص

في هذا العمل قدمنا قاعدة بيانات جديدة للقيم التجريبية لاحتمالات نقل الشغور من الطبقة K الى L (η_{KL}) التي نشرت خلال الفترة الممتدة من 1993 إلى 2020 لعناصر ذات العدد الذري المحصور بين $19 \leq Z \leq 92$. خلال هذه الفترة، وجدنا ما يقرب من 339 قيمة (36 مقالة). يوضح تحليل توزيع قيم البيانات التجريبية بدلالة العدد الذري أن جميع العناصر تقريباً من ${}_{19}\text{K}$ إلى ${}_{92}\text{U}$ مغطاة، باستثناء عدد قليل من الحالات المعزولة بدون بيانات أو بأقل من قيمتين. تم القيام بمراجعة نقدية لهذه البيانات باستخدام القيم المتوسطة الموزونة ($\eta_{KL})_W$ لكل عنصر حيث قمنا بالمقارنة بين قيمنا و قيم اعمال اخرى.

كلمات مفتاحية: احتمالات نقل الشغور، القيم المتوسطة الموزونة.