



Mémoire de fin d'études

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

Filière : Physique
Option : Physique des Matériaux

THÈME :

Calcul semi-empirique du Rapport d'intensité d'émission de rayons X (K_{β}/K_{α})
par des photons

Préparé par : MERABTINE Wafa

Soutenu le : 24/09/2020

Devant le jury :

Président :	MOULA Baghdadadi	MCB	Université de BBA
Rapporteur :	DAOUDI Salim	MCA	Université de BBA
Examineur :	SAHNOUNE Yassine	MCB	Université de BBA
Examineur :	KAHOUL Abdelhalim	Pr	Université de BBA

Année Universitaire 2019-2020

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ

DEDICACES

Je dédie ce modeste travail à ma belle et fidèle famille:

A mes très chers parents pour tout leur amour qui ont sacrifié leur vie pour me voir un jour réussi , mon cher père pour leur soutien moral et matériel et encouragement durant toute ma vie, ma chère mère qui a éclairé mon chemin et qui m'a encouragé et soutenue toute au long de mes études.

A mes chers frères : Allaaeddine, Imadeddine et Mouad

A ma cher sœur : Asmaa

A mes fidèles amis que je considère comme mes sœurs

A toute la promotion de la physique

des matériaux et ceux qui me respectent et m'aiment.

WAFAA.

REMERCIEMENTS

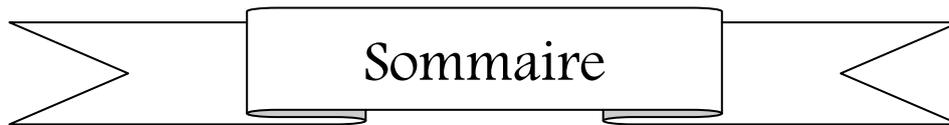
Avant tout, nous remercions Allah le tout puissant de nous avoir donnée le courage, la volonté, la patience et la santé durant toutes ces années d'études et que grâce à lui ce travail a été réalisé.

Nous tenons à remercier tous ceux qui, de près ou de loin ont participé à la mise en œuvre et à l'achèvement de ce travail et plus particulièrement : monsieur Daoudi Salim qui a dirigé ce travail de master et nous a fait bénéficier à la fois de ses compétences scientifiques et de sa grande disponibilité, nous sommes très reconnaissant envers lui de nous avoir orienté dans notre travail nous avons beaucoup appris grâce à ses précieux conseils.

J'exprime toute mon reconnaissance à Mr. MOULA Baghdadi, 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. KAHOUL Abdelhalim membres de jury, pour avoir accepté d'être les examinateurs de ce manuscrit.

Un grande merci à toute notre famille et à tous nos amis.



Sommaire

Introduction générale.	1
Chapitre I	
Rappels théoriques sur Interaction rayonnement-matière	
I.1. Introduction	2
I.2. Rayonnement	3
I.2.1.Types des rayonnements	3
1) Rayonnement électromagnétique	5
2) Rayonnement ionisant	5
i. Rayonnement directement ionisants	5
ii. Rayonnement indirectement ionisants	5
3) Rayonnement non ionisant	5
I. 3.Les interactions	7
I. 3.1.Interaction des particules chargées avec la matière	7
I.3.2.Interaction des photons avec la matière	7
1. La diffusion Rayleigh	8
2. La diffusion Thomson	8
3. Effet photoélectrique	9
4. Effet Compton	10
5. Création de paires	12
I. 4. Atténuation	13
I.5. Section efficace	14
I.6. Les paramètres atomiques	15
I.6.1. Nombre quantique	15
I. 6. 2. Niveaux d'énergie des électrons atomiques	16
I. 6. 3. Règles de sélection	16
I. 6. 4. Transitions électroniques	16
I.7. L'ionisation	18

I.7.1. L'excitation	18
I.7.2. La désexcitation	19
I.7.3. Le phénomène de freinage	19
I. 8. Processus non radiatifs	20
I.8.1. L'effet Auger	20
I. 9. Processus radiatifs	22
I. 9. 1. La fluorescence	22
Les références	24
Chapitre II	26
Calcul semi-empirique du rapport d'intensité (K_{β}/K_{α}) pour les éléments avec $11 \leq Z \leq 96$	
II.1.Introduction	26
II.2.Méthode de calcul	27
II. 2. 1. Méthode semi-empirique	27
II.3. Résultats et discussion	34
Les références	37
Conclusion générale	38

Liste des figures

Figure I.1	le modèle atomique.	2
Figure I.2	Les rayonnements électromagnétiques	4
Figure I.3	Constitution des rayonnements (ionisants et non ionisants)	6
Figure I.4	Interaction des particules chargées avec la matière	7
Figure I.5	Les trois étapes de la diffusion Rayleigh	8
Figure I.6	Les étapes de la diffusion Thomson	9
Figure I.7	L'effet photoélectrique	10
Figure I.8	Energie d'ionisation en fonction du numéro atomique Z pour les différentes couches atomiques K, L et M (Mehenna, 2010)	10
Figure I.9	Diffusion Compton	11
Figure I.10	Représentation schématique de L'effet de production de pair : électron positron	12
Figure I.11	Importance relative des trois effets (Denden 2005).	13
Figure I.12	Coefficients massiques d'atténuation pour le Pb et le Ge (Mehenna, 2010)	14
Figure I.13	Processus d'excitation	18
Figure I.14	Déexcitation d'un atomeL'effet Auger	19
Figure I.15	Phénomène de freinage	20
Figure I.16	La probabilité d'émission des électrons Auger et de rayon x en fonction du numéro atomique (Touaa, 2006)	21
Figure I. 17	Principe d'émission des électrons Auger	22
Figure I. 18	Phénomène de la fluorescence X	23
Figure II. 1	La distribution des valeurs pondérées recommandées $(K_{\beta}/K_{\alpha})_{WR}$ (en points) en fonction du numéro atomique pour $11 \leq Z \leq 96$	29
Figure II. 2	La distribution des résultats de S_Z en fonction de numéro atomique	32

Liste destableaux

Tableau I.1	Niveaux de transition en notations empiriques et quantiques.	17
Tableau II.1	Résumé des rapports d'intensité moyenne $(K_{\beta}/K_{\alpha})_w$ de ${}_{11}\text{Na}$ à ${}_{96}\text{Cm}$, et le nombre de valeurs expérimentales utilisées.	28
Tableau II.2	Les coefficients d'ajustement pour générer les valeurs manquantes des rapports d'intensité K_{β}/K_{α}	30
Tableau II.3	Les rapports d'intensité empirique K_{β}/K_{α} pour les éléments de ${}_{11}\text{Na}$ à ${}_{96}\text{Cm}$	31
Tableau II.4	Les rapports d'intensité semi-empirique K_{β}/K_{α} pour les éléments de ${}_{11}\text{Na}$ à ${}_{96}\text{Cm}$,	33
Tableau II.5	Présent calcul des rapports d'intensités (K_{β}/K_{α}) semi-empirique pour des cibles de ${}_{11}\text{Na}$ à ${}_{96}\text{Cm}$. Les valeurs théoriques, empiriques et expérimentales des autres auteurs sont aussi ajoutées dans le même tableau	35

Introduction générale

La physique atomique est la partie de la physique qui s'occupe de comprendre la structure des atomes et des molécules, les processus et les propriétés physiques et chimiques à l'échelle microscopique, les interactions avec le rayonnement électromagnétique.

Historiquement cette discipline est à l'origine de toute la physique des quanta, et elle a joué un rôle absolument déterminant dans la physique de tout le 20^{ème} siècle. Dans nos jours cette discipline couvre un champ très vaste et ses développements se trouvent finalement dispersés dans de nombreuses spécialités, par exemple : le magnétisme, les propriétés optiques des solides, l'analyse chimique, l'imagerie par résonance magnétique, les lasers...

Les rapports d'intensités (K_{β}/K_{α}) sont des quantités importantes en spectroscopie nucléaire et de physique atomique. Ces quantités ont été l'objet de beaucoup de domaine de recherche, qui a été résumée dans plusieurs articles de synthèse. Étude de ces paramètres pour les éléments du tableau périodique a fait l'objet de plusieurs expériences.

Dans ce travail nous avons calculées valeurs semi-empiriques du rapport d'intensité d'émission de rayons X (K_{β}/K_{α}) par des photons

. Ce mémoire est divisé en deux chapitres :

*Le premier chapitre: Rappels théoriques sur l'interaction rayonnement-matière. Dans le même chapitre, nous avons expliqué la notion sur les transitions radiatives et non radiatives.

*Le deuxième chapitre : Analyse de la base des données des rapports d'intensité K_{β}/K_{α} , et le calcul semi-empirique du rapport d'intensité (K_{β}/K_{α}) pour les éléments de numéro atomique $11 \leq Z \leq 96$.

En fin une conclusion générale achève.

Chapitre I

**Rappels théorique sur l'interaction
rayonnement - matière**

I.1. Introduction :

Tous les corps présent dans la nature sont composés d'atome. L'atome est l'édifice élémentaire de la matière, qu'est constitué par l'assemblage de trois particules : des protons et des neutrons qui forment un noyau, autour duquel gravitent des électrons. Les électrons sont organisés en couche autour du noyau et sont liés à celui-ci par une énergie de liaison qui est d'autant plus faible que la distance entre l'électron et le noyau est élevée. Une schématisation du modèle atomique est rappelée dans la **figure 1**.

Pour un élément chimique défini, il existe le plus souvent plusieurs noyaux isotopes : ils possèdent le même nombre de protons (Z) mais un nombre différent de neutrons (N). Certains de ces isotopes sont instables: ce sont des radioéléments qui se désintègrent spontanément. Ces noyaux instables ont tendance à se transformer pour devenir stables en perdant de l'énergie en émettant des rayons ionisants: c'est ce que l'on appelle la radioactivité (Brière, 2005).

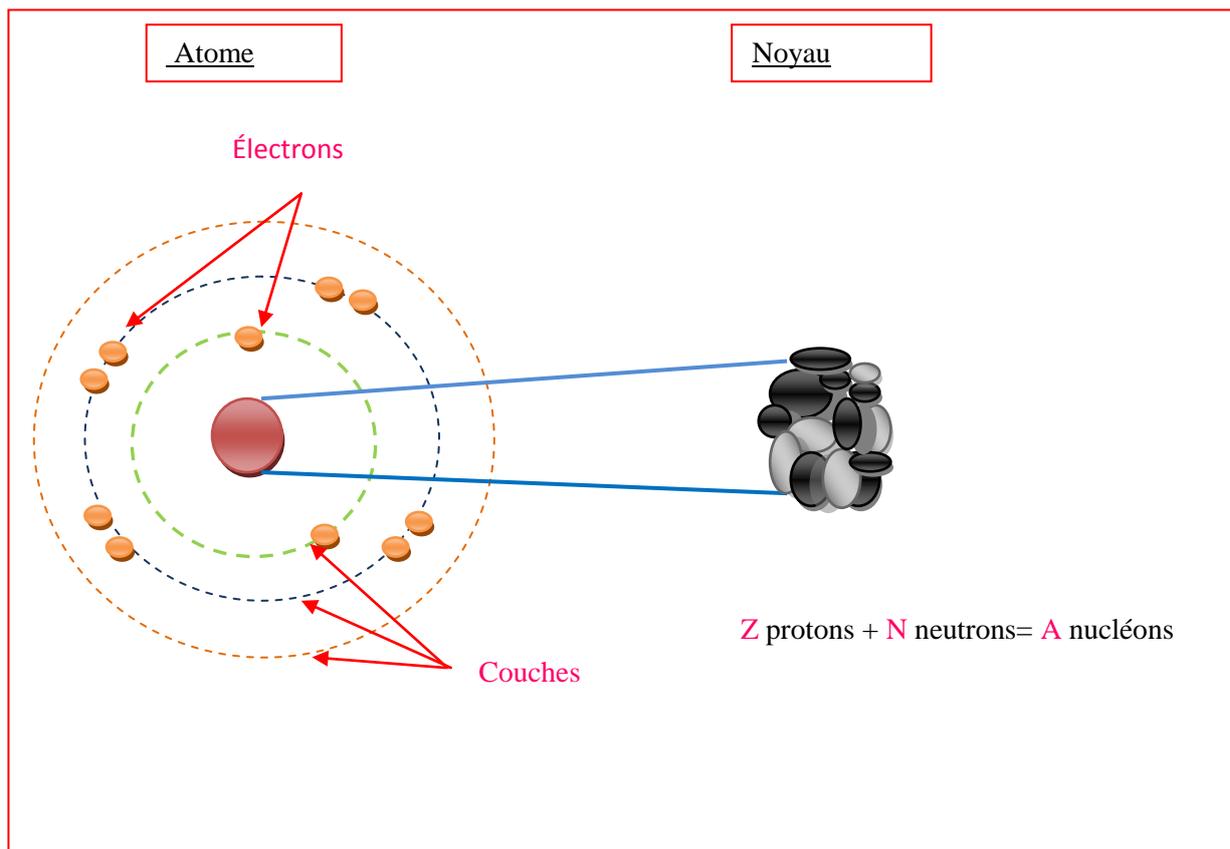


Figure I.1: le modèle atomique.

I.2. Rayonnement :

On peut définir le rayonnement comme un mode de propagation de l'énergie dans l'espace, sous forme d'ondes électromagnétiques ou de particules.

Les rayonnements peuvent être détectés et caractérisés du point de vue métrologique grâce à leurs interactions 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.

Le milieu absorbant, subit des modifications dues au passage des rayonnements. L'étude et la connaissance des différents modes d'interactions avec la matière, en particulier avec les systèmes biologiques, est nécessaire pour comprendre le dépôt d'énergie conséquent au passage de ces rayonnements, ce qui permet d'envisager une métrologie de précision (Mehenna, 2010).

I.2.1. Types 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 constituant le rayonnement. On peut distinguer deux types :

- Rayonnement corpusculaire, neutre comme (photons, neutrons) et chargé comme (électrons, ions).
- Rayonnement ondulatoire comme le rayonnement électromagnétique (rayon x, lumière visible...etc.).

Une autre classification possible des rayonnements tient compte cette fois de leur effet sur le milieu. On est amené deux types :

- Rayonnement ionisant.
- Rayonnement non ionisant (Khaled, 2010).

1. Rayonnement électromagnétique :

Un rayonnement électromagnétique est un rayonnement de photons. Selon l'énergie transportée, il existe différentes catégories de rayonnement électromagnétiques qui définissent le spectre électromagnétiques voir (**FigureI.2**).

• Rayonnement X :

Les rayonnements X sont similaires aux rayonnements γ , seul l'origine de ce rayonnement diffère. En effet, ce dernier résulte soit du freinage des particules β dans la matière soit du changement de niveau d'énergie des électrons dans les atomes.

- **Rayonnement γ :**

Le rayonnement γ accompagne la stabilisation des atomes ne présentant pas de déséquilibre baryonique. Nous noterons qu'en général, la désintégration γ suis une désintégration α ou β . Ce type de rayonnement été mis en évidence par Paul Villard en 1900. Il est dû à une réorganisation des nucléons et de la charge électrique à l'intérieur du noyau.

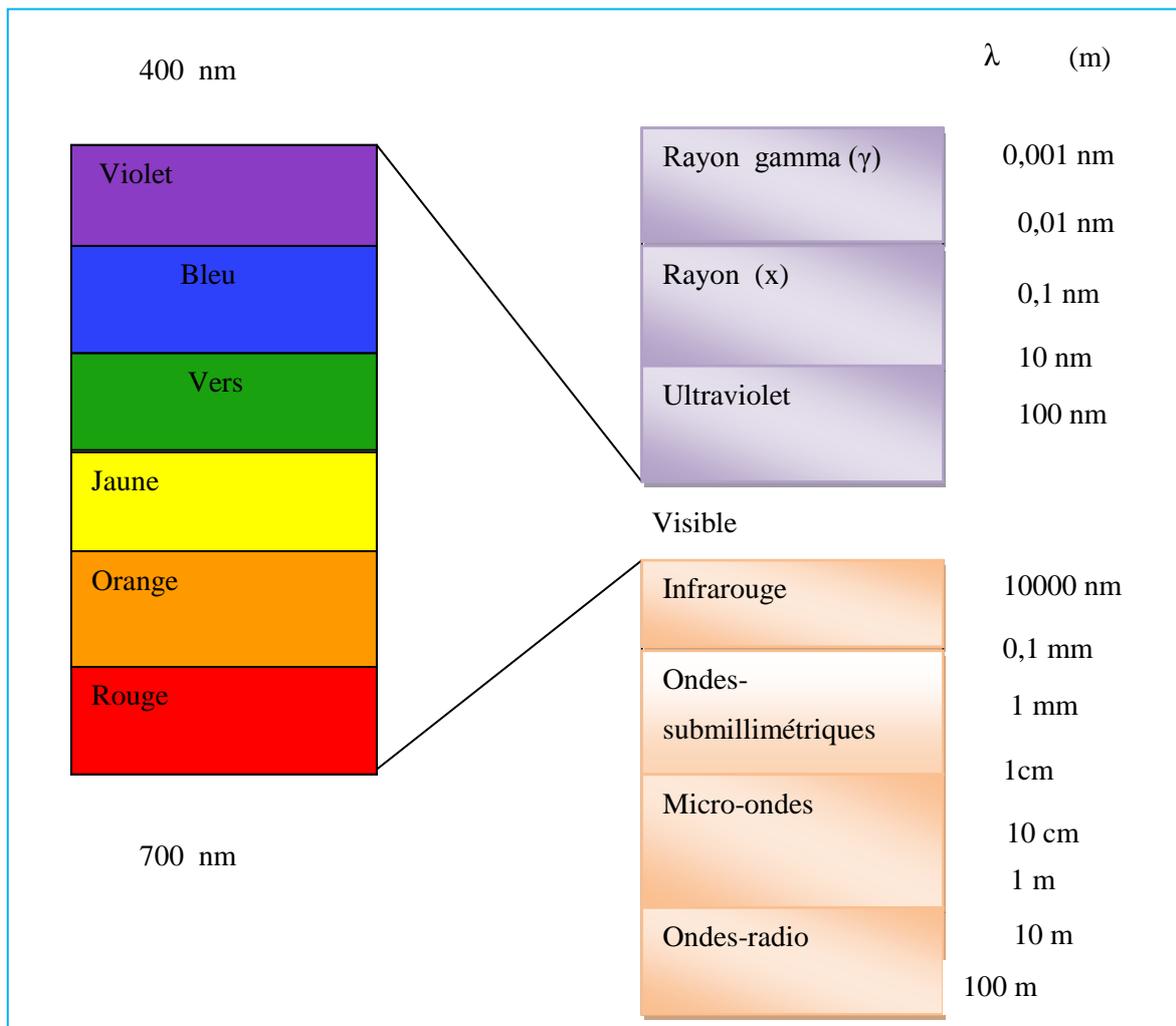
Ce rayonnement constitué uniquement de photons, est par conséquent purement énergétique.

- **Rayonnement de freinage :**

Emis par des interactions énergétiques électrons-noyau.

- **Rayonnement d'annihilation :**

Emis par l'annihilation d'un positron avec un électron orbital (Mehenna, 2010).



FigureI.2: Les rayonnements électromagnétiques.

2. Rayonnement ionisant :

Quand un faisceau de rayonnement de haute énergie traverse un milieu, une partie de son énergie est transférée au milieu par diverses interactions. Si la quantité d'énergie cédée au milieu dépasse un niveau minimal de quelques électron-volte (eV), des liaisons moléculaires du milieu peuvent se casser l'ionisation des atomes, ce qui résulte finalement la production de paires d'ions dans le milieu. Les rayonnements assez énergétiques pour causer la dissociation de la matière en ions positifs et négatifs sont appelés « rayonnements ionisants ».

La commission internationale des unités radiologiques, à défini deux classes de rayonnements ionisants selon les processus par lesquels les particules chargées et non chargées interagissent avec la matière (Mehenna, 2010).

i. Rayonnements directement ionisants :

Se composent de particules chargées rapides (électrons, protons, particules α , ions lourdes) qui transfèrent directement leur énergie cinétique à la matière à travers les nombreuses petites interactions coulombiennes qui se produisent le long du parcours de la particule (Mehenna, 2010).

ii. Rayonnements indirectement ionisants :

Se composent de particules non chargées (photons, neutrons). Ces dernières transfèrent d'abord leur énergie aux particules chargées dans la matière directement par le biais d'interactions coulombiennes diverses.

Les rayonnements indirectement ionisants sont classés dans une des quatre catégories suivante :

1/ Rayonnements de freinage.

2/ Rayons X émis lors des transitions des électrons orbitaux d'une orbite à une autre.

3/ Rayons γ émis lors des transitions nucléaires par décroissance radiative gamma (Mehenna, 2010).

4/ Rayonnements d'annihilation : Les positrons qui sont des antiparticules des électrons, se comportent exactement comme les électrons en ce qui concerne leur passage à travers la matière ; c'est ce n'est que l'interaction avec les électrons de cortège atomique est attractive et non répulsive (Akel, 2008).

3. 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 (Khaled, 2010).

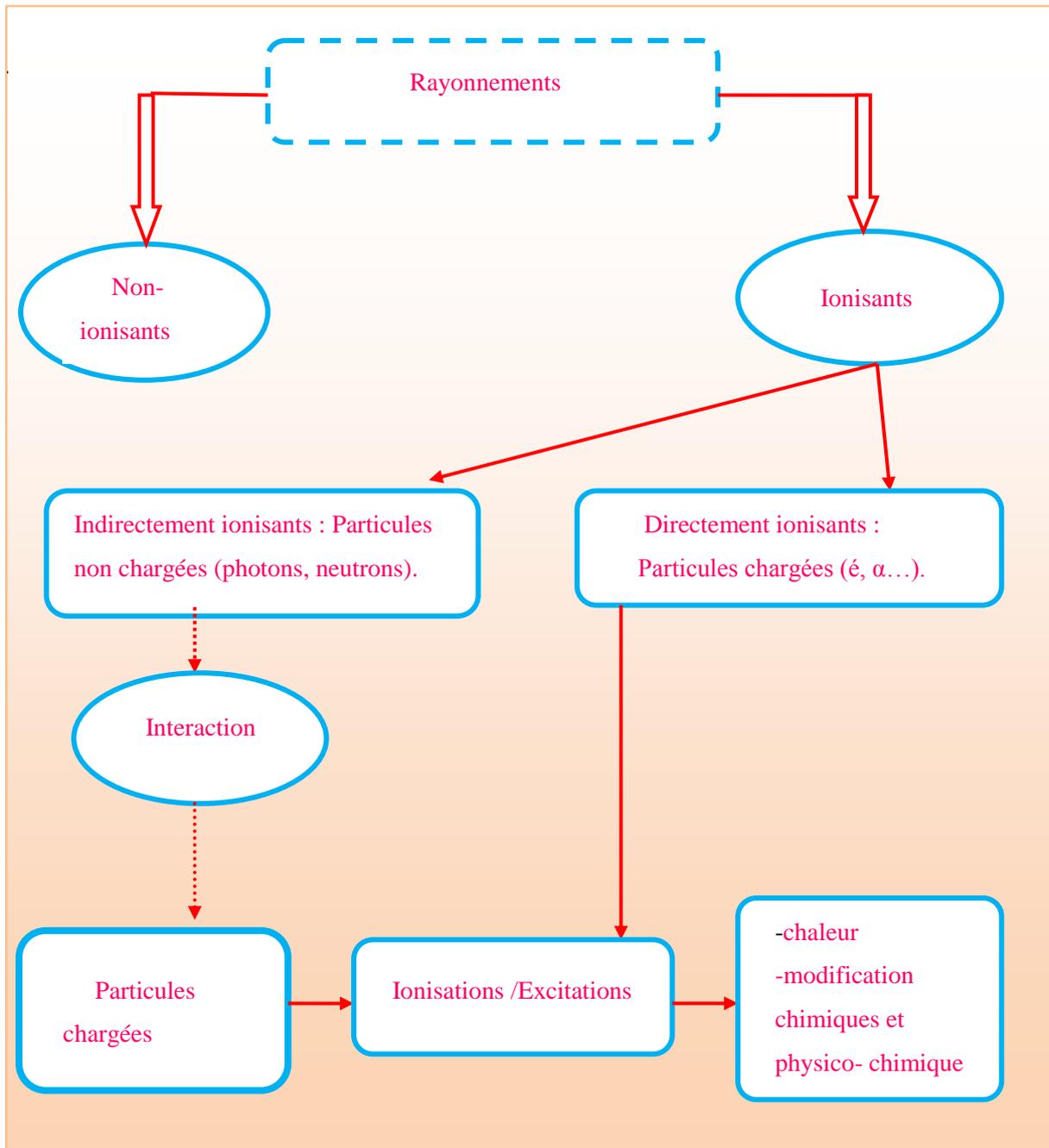


Figure I. 3: Constitution des rayonnements (ionisants et non ionisants).

I. 3. Les interactions :

I. 3. 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 (**Figure I. 4**). 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, la perte d'énergie serait importante, mais celle-ci caractérise 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.

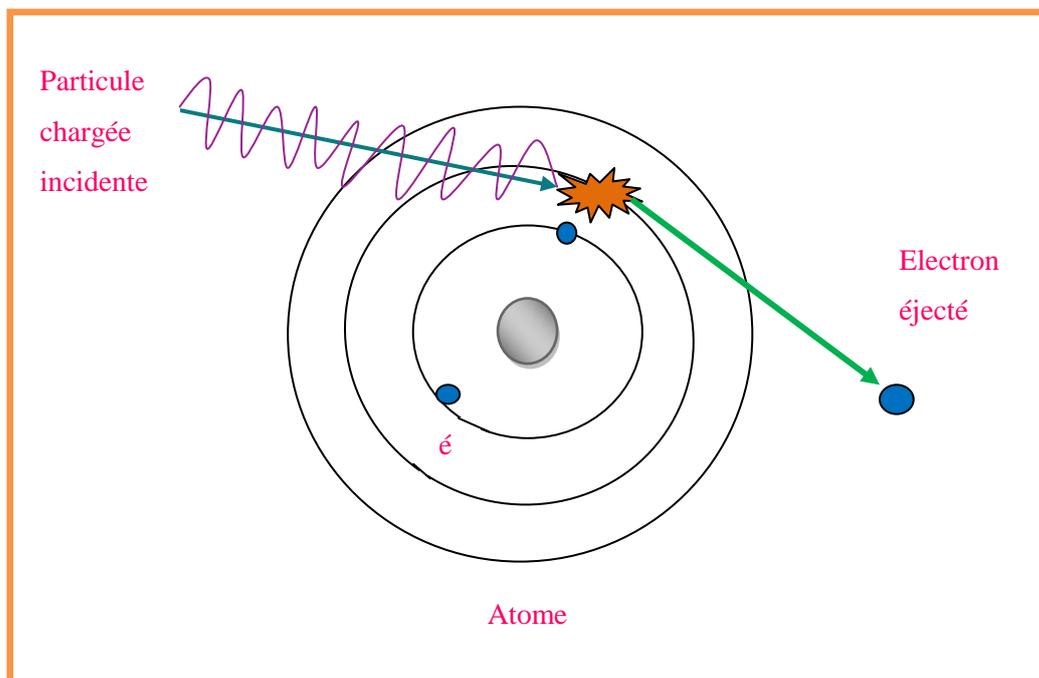


Figure I. 4: Interaction des particules chargées avec la matière.

I. 3. 2 : Interaction des photons avec la matière :

-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 (Selmi, 2011).

1. La diffusion Rayleigh :

Cette diffusion est aussi appelé la diffusion cohérente. Le photon incident interagit avec tous les électrons de l'atome(a) qui se mettent à osciller en phase(b) avant d'émettre un photon de même énergie que le photon incident mais dans une direction que(c) comme le représenté (**Figure I. 5**).

Ce phénomène est équivalent à un simple changement de direction du photon incident (Selmi, 2011).

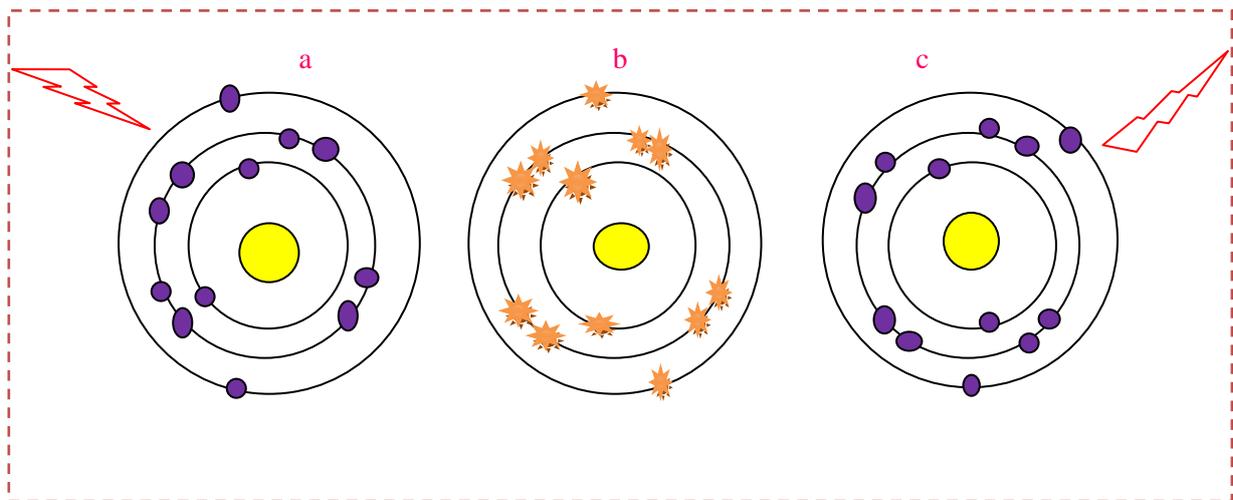


Figure I. 5: Les trois étapes de la diffusion Rayleigh.

2. La diffusion Thomson :

Ce type de diffusion concerne les photons de faible énergie. Le photon incident fait un choc élastique avec un électron fortement lié à l'atome. L'énergie du photon est totalement absorbée par cet électron(a). Ce dernier est mis en oscillation sans avoir une énergie suffisante pour quitter l'atome(b) par relaxation, il réémit un photon de même énergie que le photon incident, mais pas forcément dans la même direction(c) voir (**Figure I. 6**).

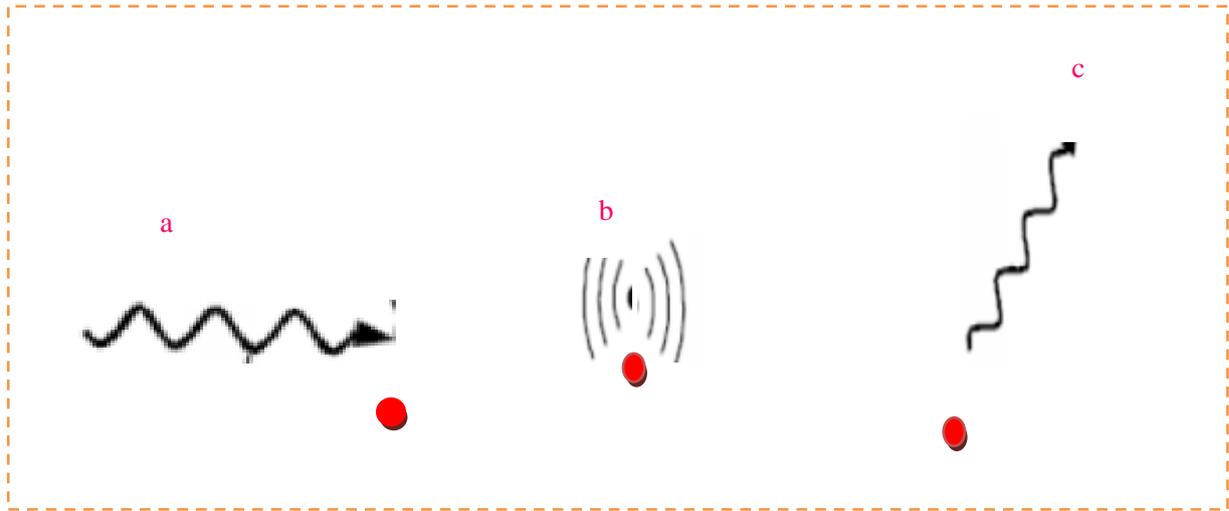


Figure I. 6: Les étapes de la diffusion Thomson.

Les diffusion Thomson et Rayleigh sont très semblables et sont souvent considérées de manière globale sous le nom de diffusion Thomson-Rayleigh (Selmi, 2011).

3. Effet photoélectrique :

Lors de cette interaction, le photon incident est complètement absorbé en cédant toute son énergie à un électron d l'atome cible, c'est tous l'atome qui participe à l'interaction. Un électron isolé ne peut pas interagir de cette façon. L'énergie du photon incident E est converti en énergie de liaison U_i , en énergie cinétique du photoélectrique E_e et en énergie de recul de l'atome E_r .

$$E = U_i + E_e + E_r \quad (\text{I.1})$$

Pour que l'effet photoélectrique se produise, il faut que le photon cède toute son énergie à l'électron, cette énergie doit être supérieure à son énergie de liaison voir (**Figure I. 7**). Celle-ci varie pour les couches les plus internes de l'atome, de quelques KeV pour les matériaux légers à quelques dizaines de KeV pour les matériaux lourds.

La figure (**I. 8**) représente la variation de U_i en fonction du numéro atomique Z pour les différentes couches atomiques. La masse du noyau étant de plusieurs milliers de fois supérieure à celle emportée par le photoélectron.

La direction du photoélectron est liée à la direction et à l'énergie du photon incident. Plus les électrons sont liés à l'atome, plus ils sont une section efficace grande d'être éjectés lors de l'interaction.

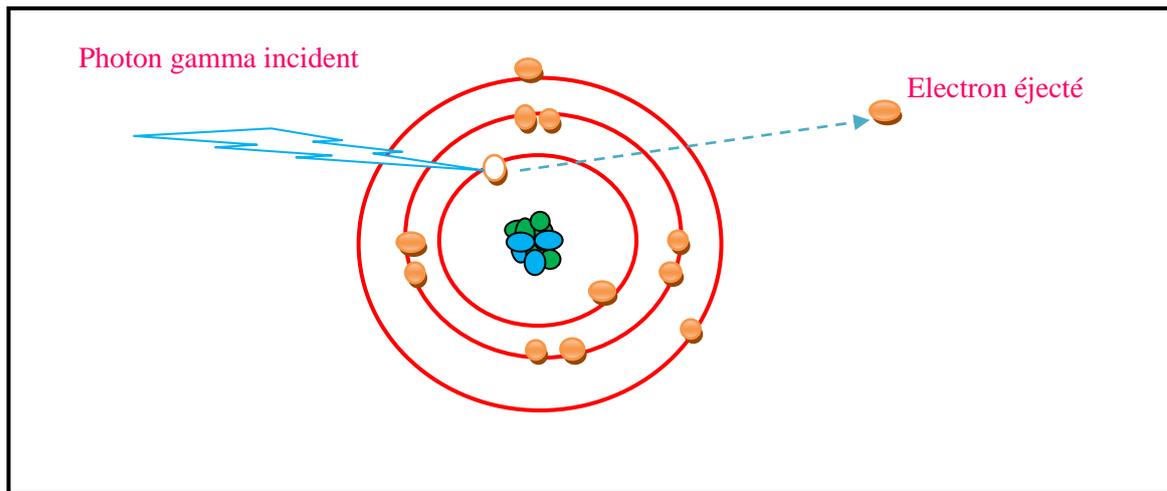


Figure I. 7: L'effet photoélectrique.

Le processus photoélectrique est d'autant plus important que le numéro atomique (Z) du milieu soit élevé et l'énergie du photon est faible (Akel, 2008).

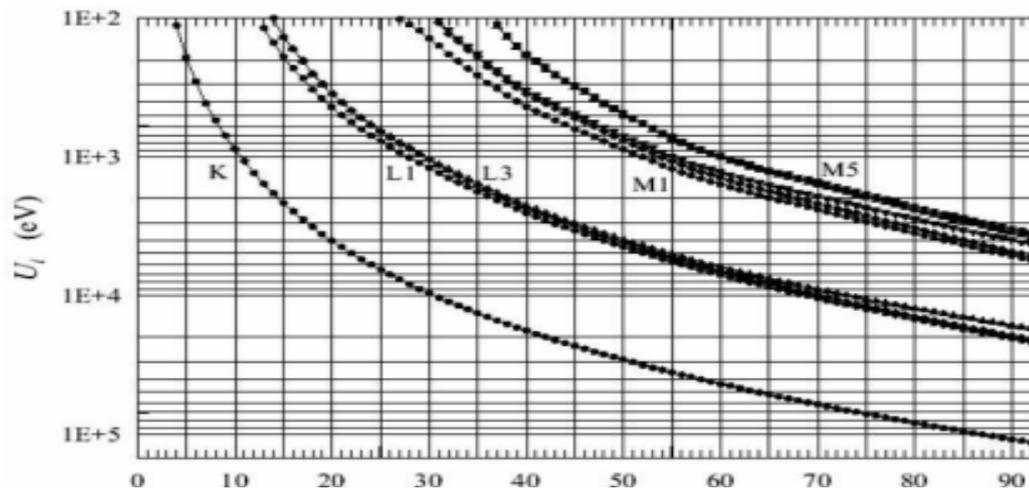


Figure I. 8: Energie d'ionisation en fonction du numéro atomique Z pour les différentes couches atomiques K, L et M (Mehenna, 2010).

4. Effet Compton :

Ce processus consiste en une diffusion élastique d'un photon incident sur un électron faiblement lié, un photon incident éjecte un électron du cortège électronique de l'atome en lui cédant une partie de son énergie, et un photon diffusé avec un changement de direction et d'énergie (**Figure I. 9**).

Pour la suite de cette étude on considère que l'électron est libre. Cette approximation se justifie par le fait que l'énergie de liaison des électrons est faible devant l'énergie des photons incidents. L'étude cinématique de cette diffusion nous donne la relation qui lie l'angle θ_e de diffusion à l'énergie du photon incident E_γ et de photon Compton $E_{\gamma'}$ suivant cette équation:

$$\frac{E_{\nu'}}{E_{\nu}} = \frac{1}{1 + \alpha (1 - \cos \theta_e)} \quad (I.2)$$

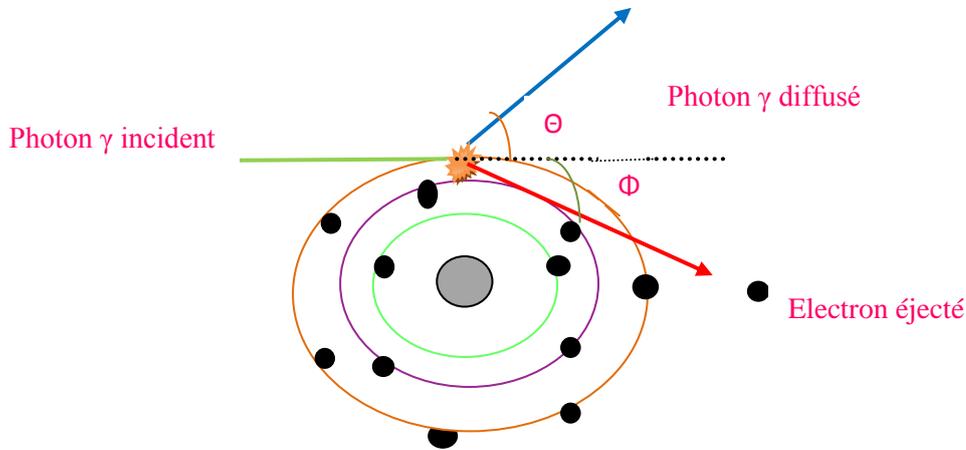


Figure I. 9: Diffusion Compton.

Des lois de conservation de l'impulsion et de l'énergie :

$$E_{e-} = \frac{h\nu}{1 + \frac{m_e c^2}{h\nu (1 - \cos \theta)}} \quad (I.3)$$

Où :

$-m_e c^2$: est l'énergie de masse au repos de l'électron.

$-\theta$: l'angle de diffusion du photon.

$-h\nu$: l'énergie de photon incident.

Comme l'indique la formule (I.3) l'énergie transfère dépend de l'angle de diffusion du photon, il y a alors deux cas extrêmes :

1. De faibles angles ($\theta = 0$), l'énergie du photon diffusé est très proche de celle du photon incident, l'électron n'emporte que peu d'énergie.
2. Pour les grands angles ($\theta = \pi$), l'énergie transférée à l'électron est :

$$E_e = \frac{h\nu}{1 + \frac{m_e c^2}{2 h\nu}} \quad (I.4)$$

L'énergie de l'électron est alors maximale mais elle reste inférieure à l'énergie du photon incident (Akel, 2008).

5. Création de paires :

L'effet de production de paire ou matérialisation consiste à la création d'une paire électron-positron ($\nu \rightarrow e^+e^-$) lorsqu'un photon ν pénètre dans le champ coulombien d'un noyau. Les électrons sont émis vers l'avant et peuvent à leur tour provoquer des excitations et des ionisations. On parle aussi de matérialisation d'un photon en un électron et un positron voir (**Figure I. 10**). C'est une réaction à seuil qui n'est possible que pour des énergies de photons incidents supérieures à $2m_e c^2 = 1,022 \text{ MeV}$.

L'excédent d'énergie étant emporté par l'électron et le positron sous forme d'énergie cinétique :

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

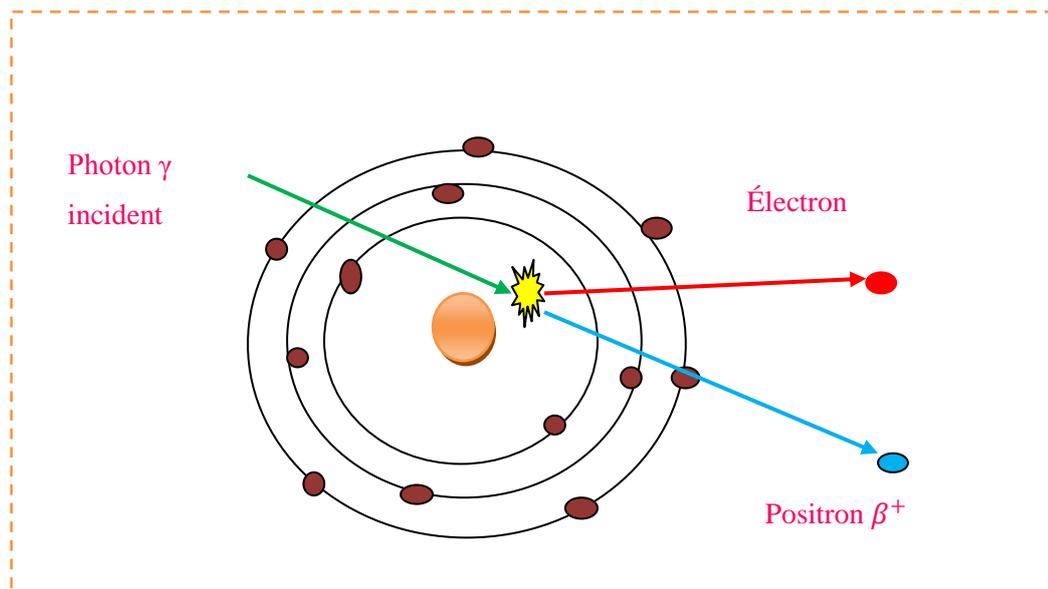


Figure I. 10: Représentation schématique de L'effet de production de paire :
électron positron.

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 en général au voisinage d'un noyau ou d'un électron qui lors de processus récupèrent de l'impulsion et une quantité faible de l'énergie (Akel, 2008).

-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

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 de-là, 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 suivante résume la coexistence de ces trois effets en fonction du nombre atomique Z de la matière absorbante (Denden 2005).

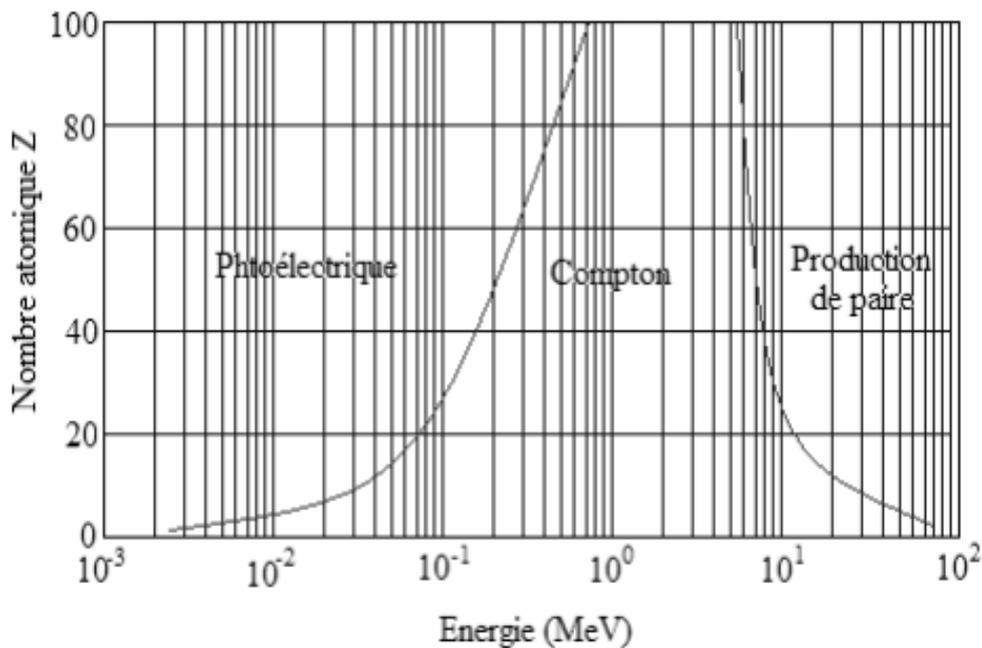


Figure I. 11: Importance relative des trois effets (Denden 2005).

I. 4. Atténuation :

Chaque interaction de photon avec la matière mène à une atténuation de l'intensité de flux initial. Cette atténuation suit une loi exponentielle décroissante entre le nombre de photons incidents I_0 et le nombre de photons transmis I à travers un milieu d'épaisseur x comme indiqué dans l'équation (I.6).

$$N(x) = N_0 \exp(-\mu x) \quad (I.6)$$

Où :

μ : Le coefficient d'atténuation linéique qui dépend de l'énergie de photon et de la nature de milieu. Ce coefficient est lié à la section efficacité totale de l'interaction σ_{tot} par la relation (I.7) :

$$\mu = n\sigma_{tot} = \sigma_{tot} \frac{N_A \rho}{M} \quad (I.7)$$

Où :

N_A : Nombre d'Avogadro.

ρ : La densité.

M : La masse molaire.

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.8) :

$$\mu_m (\text{cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}) = \frac{\mu}{\rho} \quad (\text{I.8})$$

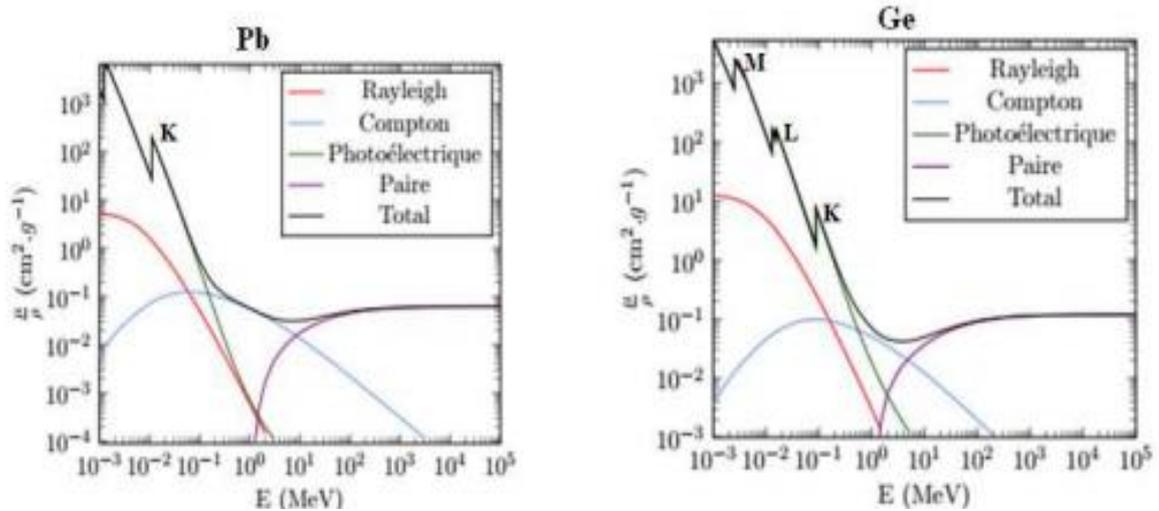


Figure (I.12): Coefficients massiques d'atténuation pour le Pb et le Ge (Mehenna, 2010).

I.5. Section efficace :

La probabilité pour un photon incident de déposer partiellement ou totalement son énergie dans la matière par un processus donné peut être exprimée par une section efficace atomique exprimée en cm^2 ou en barns. La section efficace de chaque mode d'interaction dépend de l'énergie des photons incidents et de numéro atomique Z du matériau traversé.

La section efficace totale pour un photon d'énergie donnée correspond à la somme de toutes les sections efficace des différents processus. Elle est donnée par la relation suivante : (Bouhila, 2018).

$$\sigma_{tot} = \sigma_{ph} + \sigma_c + \sigma_{pair} \quad (\text{I.8})$$

❖ **Section efficace de production des rayons x :**

La section efficace de production de rayon X d'une raie donnée, σ_p , est définie de la manière suivante :

$$\sigma_p = \sigma_i \omega b \quad (I.9)$$

Avec :

ω : Le rendement de fluorescence de la couche.

B : L'intensité relative d'émission de la raie considérée. Le paramètre b correspond à la probabilité qu'une transition donnée ($K_\alpha, K_\beta \dots$) se produise. Il est possible de trouver des valeurs expérimentales ou théoriques ou encore un ajustement des données expérimentales.

σ_i : La section efficace d'ionisation qui décrit la probabilité d'ionisation d'une couche atomique.

Lors de l'utilisation de faisceaux de basse énergie (entre 0,5 et 5 MeV par nucléon), la section efficace de production des raies K est plus élevée que celle de L pour les éléments légers et inversement pour les éléments lourds. Compte tenu de ses valeurs de sections efficaces et des énergies des rayons X associées (Subergaze, 2017)

I.6. Les paramètres atomiques :

Un atome est composé d'un ensemble d'électrons tournant autour d'un noyau. L'état d'un électron, appelé orbitale, est caractérisé par quatre nombres quantiques entiers :

I.6.1. Nombre quantique :

- ❖ Nombre quantique principal positif (n) : ou nommée couches M, N, O ... l'ensemble des électrons caractérisés par : $n=1, 2, 3, \dots$ où les moments sont exprimés par unités de \hbar .
- ❖ Nombre quantique orbital l ($0 \leq l \leq n-1$), on appelle sous-couches s, p, d, f... les états caractérisés par : $l = 0, 1, 2, 3, \dots$ chaque sous-couche comprend, au maximum, $2(2l+1)$ électrons.
- ❖ Nombre quantique magnétique m ($-l \leq m \leq l$) qui détermine l'orientation du volume de déplacement par rapport à une direction arbitraire $z'z$ appelé axe de quantification généralement due à un champ magnétique. Dans le modèle mécanique, ce nombre croît au fur et à mesure que le plan orbital devient normal à l'axe de quantification.
- ❖ Nombre quantique interne j : peut prendre toutes les valeurs entières positives de $(l-s)$ à $(l+s)$.

Où s est le nombre quantique de spin ($s = \pm \frac{1}{2}$) (Bouchocha, 2013).

I. 6. 2. Niveaux d'énergie des électrons atomiques :

Les électrons constituant le cortège électronique des atomes libres sont situés sur des niveaux d'énergie bien définis. Correspondant aux différentes couches (K, L, M...) et sous-couches :

- Deux électrons, au maximum, sont sur la couche K (la plus énergétique en valeur absolue).
- Huit, au maximum, se trouve sur la couche L, subdivisée en sous-couches $L_1 L_2 L_3$.
- Dix-huit, au maximum, remplissent la couche M, subdivisée en sous-couches $M_1 M_2 M_3 M_4 M_5$ (Boufas, 2004).

I. 6. 3. Règles de sélection :

Toutes les transitions électroniques ne sont équiprobables, les transitions permises sont d'origine dipolaire électrique et obéissent aux règles de sélection quantiques suivantes :

$$\begin{cases} \Delta n \geq 1 \\ \Delta l = \pm 1 \\ \Delta j = \pm 1 \text{ ou } 0 \end{cases} \quad (\text{I. 10})$$

n, l et j sont respectivement les nombres quantiques principal, orbital et interne.

I. 6. 4. Transitions électroniques :

Le passage d'un état d'énergie à un autre s'effectue grâce à un saut énergétique. Pour faire passer un électron de son état fondamental à un autre état excité, il faut lui fournir une énergie égal au minimum à la différence entre les deux niveaux d'énergie impliqués dans cette transition. Cependant toutes les transitions ne sont pas possibles. Celles qui sont possibles peuvent être résumées par les règles de sélections basées sur les variations des nombres quantiques des états électroniques (bien que pour certains éléments des raies interdites soient observées).

Pour un atome d'hydrogène :

- Aucune restriction sur la variation de n .
- $\Delta l = \pm 1, \Delta m = 0 \text{ ou } \pm 1, \Delta s = 0$ (I. 11)

Pour une molécule diatomique :

- $\Delta n = \pm 1, \Delta j = \pm 1, \Delta m = 0 \text{ ou } \pm 1$ (I. 12)

Le principe d'exclusion de Pauli exprime que deux électrons ne peuvent avoir les mêmes nombres quantiques sur la même orbitale d'un atome (qui correspond aux trois premiers nombres quantiques identiques), deux électrons doivent avoir des « spins » opposées ou antiparallèles. On représente un tel état atomique par la notation $n^{2s+1}X_j$ dans laquelle n est le nombre quantique principale de l'électron le plus extérieur et X , par analogie avec la notation s, p, d, f s'écrit S pour $L=0$, P pour $L=1$, D pour $L=2$ et F pour $L=3$...

- $2S+1$: est la multiplicité de spin.

Les niveaux de transition sont donnés le tableau I. 1 en utilisant les notations empiriques et quantiques :

Tableau I. 1: Niveaux de transition en notations empiriques et quantiques.

Notation empirique	L	J	Notation quantique
M_1	0	$1/2$	$3p^{1/2}$
M_2	1	$1/2$	$3p^{3/2}$
M_3	1	$3/2$	$3d^{3/2}$
M_4	2	$3/2$	$3d^{5/2}$
M_5	2	$5/2$	$4s^{1/2}$
N_1	0	$1/2$	$4p^{1/2}$
N_2	1	$1/2$	$4p^{3/2}$
N_3	1	$3/2$	$4d^{3/2}$
N_4	2	$3/2$	$4d^{5/2}$
N_5	2	$5/2$	$4f^{5/2}$
N_6	3	$5/2$	$4f^{7/2}$
N_7	3	$7/2$	

L'atome des couches plus externes que celles des électrons éjectés, vont venir combler les états vacants en libérant la différence d'énergie entre les couches de départ et d'arrivée de l'électron sous forme de rayonnement électromagnétique de haute énergie (photon X)(Bouchoucha,2013).

Sous l'influence d'un événement venant de l'extérieure (arrivée d'une particule chargée ou d'un rayonnement d'énergie suffisante), un électron de 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 $E_\gamma > E_x$, avec émission d'un rayonnement électromagnétique; la fréquence ν de celui-ci, est telle que :

$$h\nu = E_Y - E_X = |E_Y| - |E_X| \quad (\text{I. 13})$$

h : constante de Planck ($h = 6.626 \times 10^{-34}$).

ν : étant donc bien défini, cette émission donne lieu à une raie, chaque couche correspond une série de raie (Boufas, 2004).

I.7.L'ionisation :

Dans ce processus, l'interaction est assez intense. Par conséquent, le transfert d'énergie peut être suffisant pour arracher un électron de l'atome cible. Il y a donc une création d'une paire ion-électron (ion positif et électron) dans le milieu.

I.7.1.L'excitation :

Au contraire, l'interaction est insuffisante pour créer une ionisation. Il n'y aura que l'excitation (l'électron change l'état quantique) : le fait passer d'un état initial à un état final moins lié **Figure (I. 13)**, (ce processus est peut probable pour les cibles biologiques) (Aber, 2018).

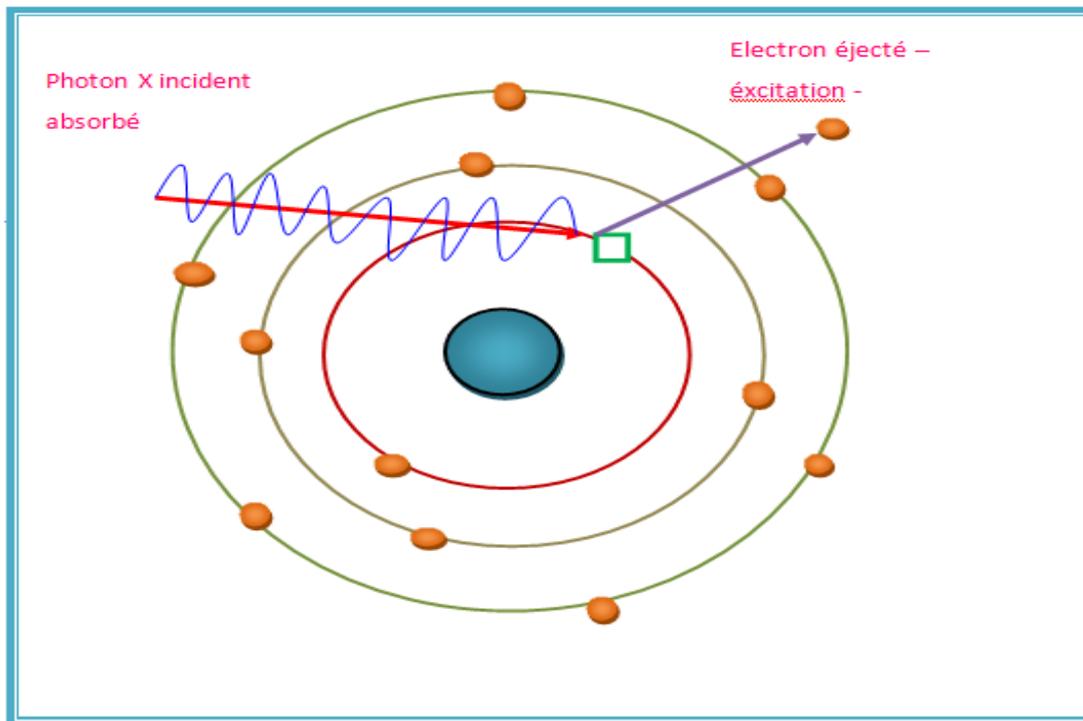


Figure (I. 13): Processus d'excitation.

I.7.2. La désexcitation :

Les processus de désexcitation peuvent se produire spontanément. Lorsque l'électron d'un atome excité revient sur son orbite fondamentale (**Figure I. 14**), la perte d'énergie est composée par l'émission d'un photon ayant une énergie égale au potentiel de désexcitation.

La désexcitation peut aussi résulter de choc avec une particule, qui bénéficie alors, sous forme d'énergie cinétique, de la perte d'énergie interne subie par l'atome (on parle de collision super élastique) (Bourek, 2005).

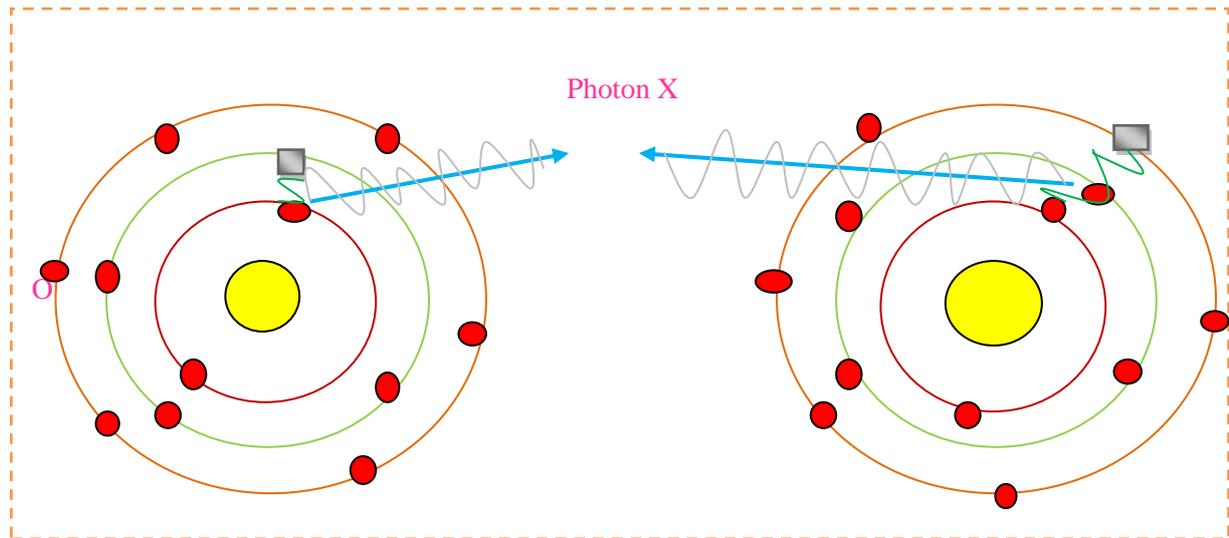


Figure I. 14: Désexcitation d'un atome.

I.7.3. Le phénomène de freinage :

L'électron incident, chargé négativement et d'énergie cinétique T , subit une attraction du noyau, chargé positivement. L'électron est freiné et perd de l'énergie ($T-E$) sous forme de photon X d'énergie (E) voir (**figure 15**). Cette énergie peut varier entre 0 et T selon la distance entre le noyau et l'électron incident, plus l'électron sera proche du noyau plus le freinage sera important et plus l'énergie émise sera importante. Par conséquent on obtient un spectre de rayonnement continu puisque l'énergie E du photon peut varier entre 0 et T de manière continue (Briere, 2005).

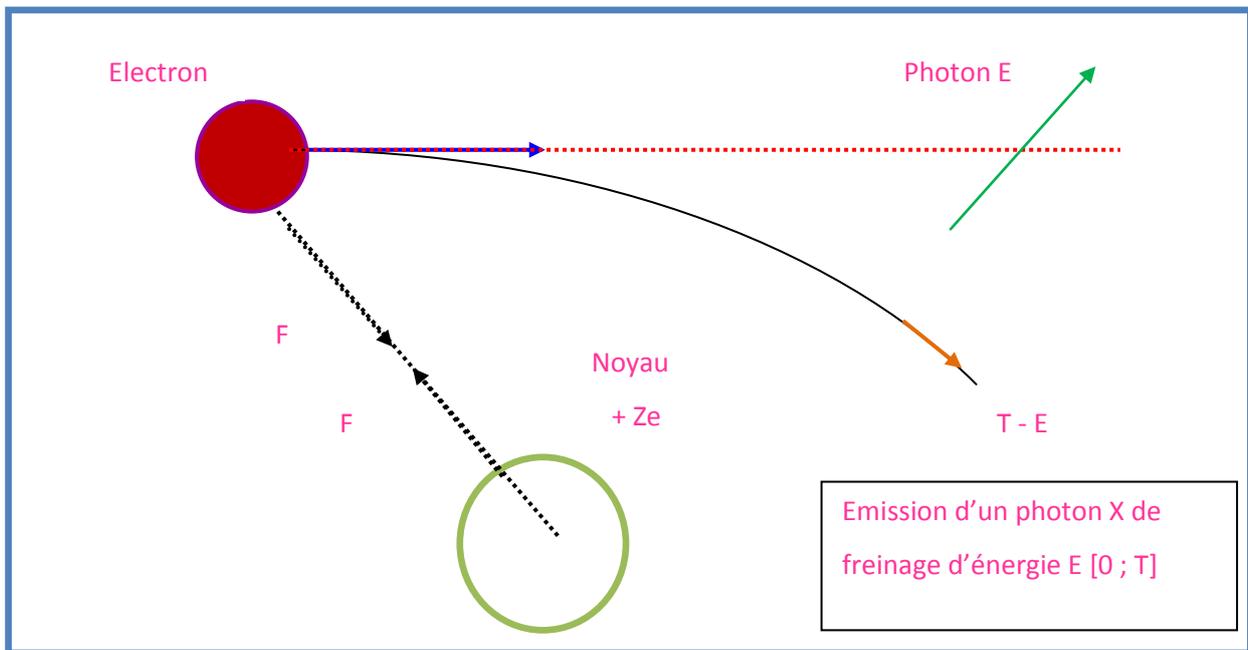


Figure I. 15: Phénomène de freinage.

I.8. Processus non radiatifs :

Le phénomène de relaxation non radiative ne fait pas intervenir de photons. Il a lieu par répartition, sur les molécules voisines, de l'énergie sous forme de chaleur durant les collisions entre les molécules.

I.8. 1. L'effet Auger :

Lorsqu'un atome subit une irradiation par un faisceau d'énergie électromagnétique ou corpusculaire, les niveaux d'énergie sont ionisés. Un électron de niveau X est éjecté, cet électron est appelé électron secondaire vrai. Le retour à l'état fondamental se fait soit par émission d'un autre électron. C'est ce deuxième électron qui prend le nom d'électron Auger (Figure 17). Les deux phénomènes d'émissions sont en compétition et dépendent du numéro atomique Z. (La figure16) montre le rendement (ou probabilité) d'émission radiative et électronique en fonction de Z.

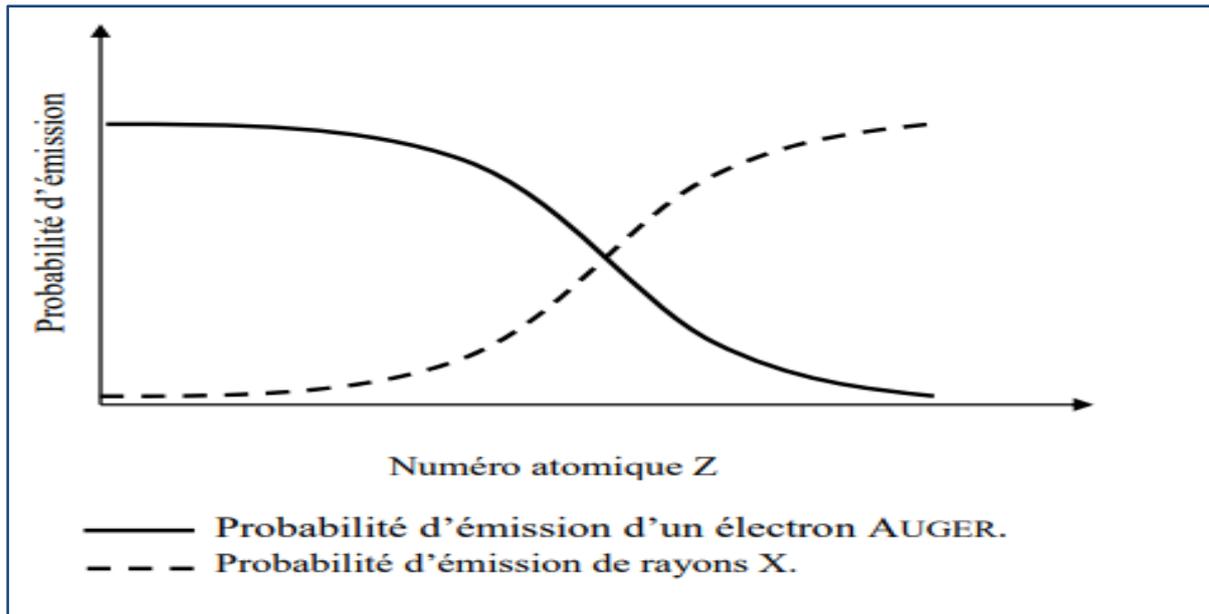


Figure I. 16: La probabilité d'émission des électrons Auger et de rayon x en fonction du numéro atomique (Touaa, 2006).

Ce graphe montre que le phénomène Auger est prépondérant pour les matériaux de faible numéro atomique Z.

L'électron Auger quitte l'atome avec une énergie cinétique donnée approximativement par la relation suivante :

$$E_C = E_X - E_Y - E_Z \quad (\text{I. 14})$$

Où

E_C : L'énergie cinétique de l'électron Auger.

E_X : L'énergie de niveau de cœur.

E_Y : L'énergie du niveau d'où l'électron transite vers le trou.

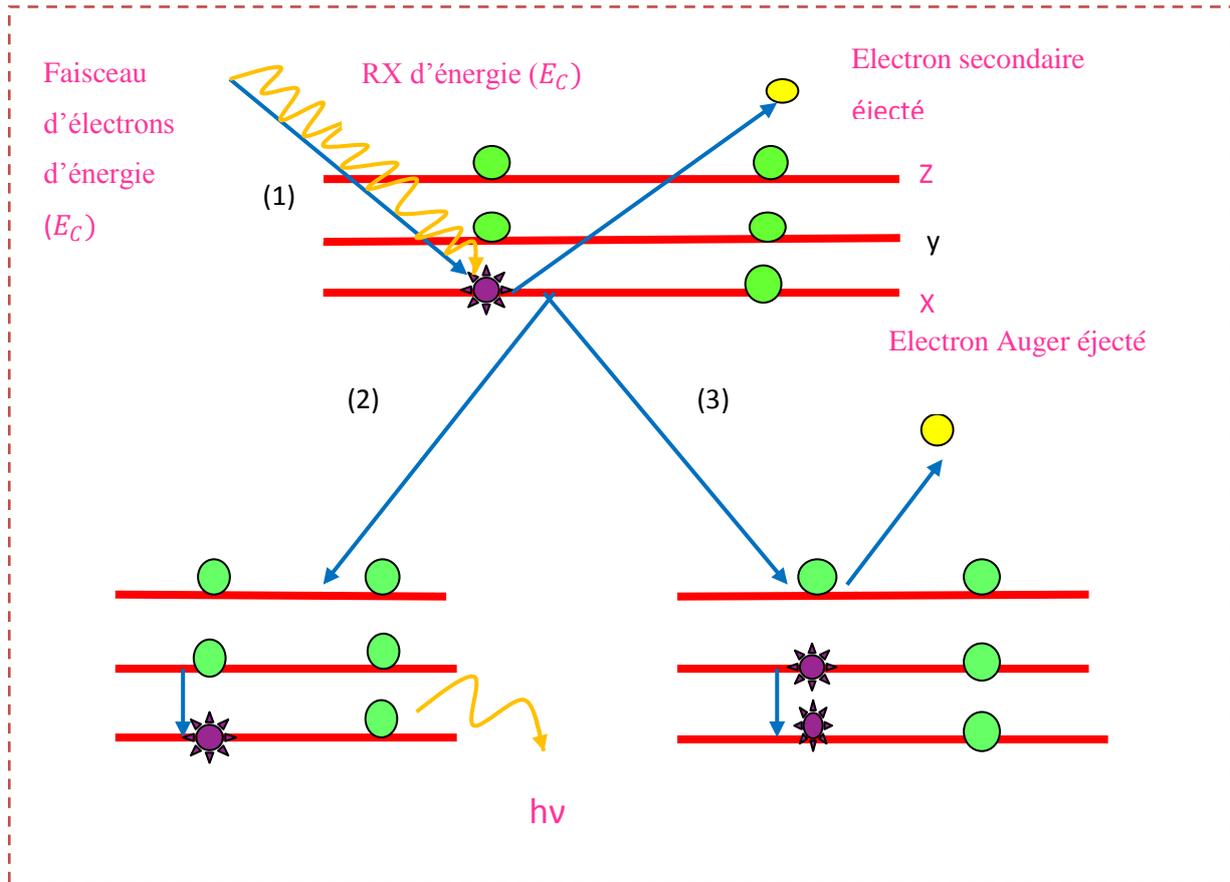


Figure I. 17: Principe d'émission des électrons Auger.

Où

- (1) : Excitation d'un atome par une énergie électromagnétique RX ou électronique d'énergie cinétique.
- (2) : Désexcitation radiative par émission de radiation X caractéristique.
- (3) : Désexcitation non radiative en émettant un nouvel électron d'un niveau supérieure (Touaa, 2006).

I. 9. Processus radiatifs :

Les processus radiatifs regroupent l'ensemble des mécanismes d'absorption ou d'émission de photons. Lorsqu'une particule absorbe un photon, un électron de son nuage électronique peut passer sur une couche supérieure, voire se détacher de la particule, 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'une particule. (Dilmi 2014).

I. 9. 1. La fluorescence :

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 voir (**Figure I. 18**) (Briere, 2005).

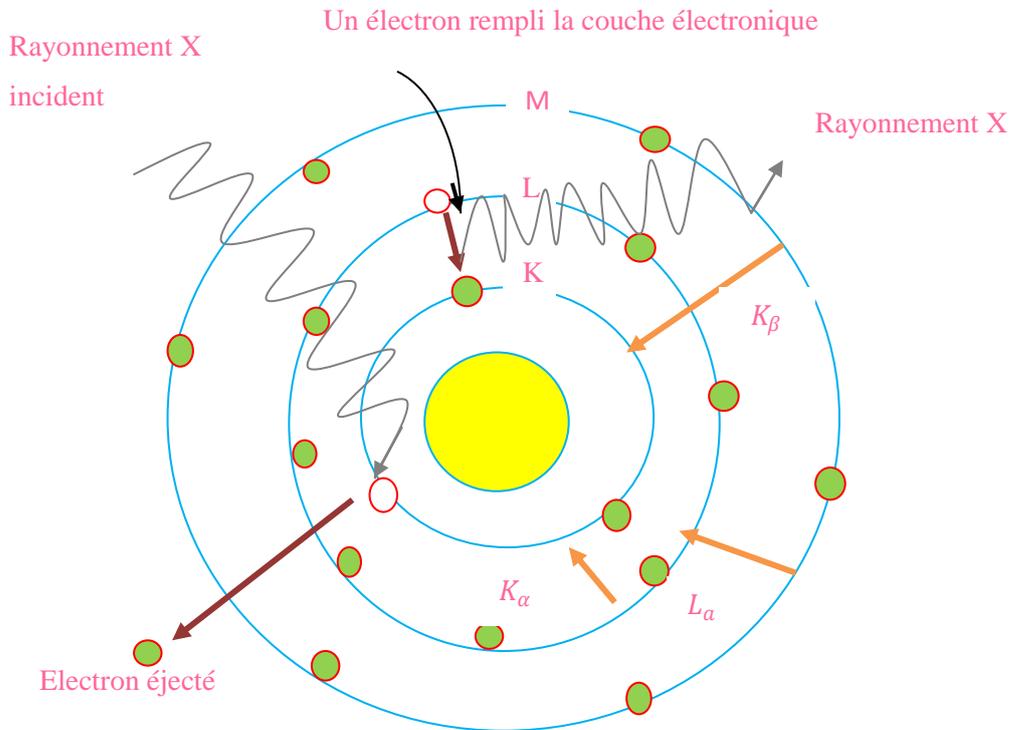


Figure I. 18: Phénomène de la fluorescence X.

I. 9. 2. Le rendement de fluorescence :

Le rendement de fluorescence d'une couche ou d'une sous-couche atomique est défini comme étant la probabilité pour qu'une lacune dans cette couche ou sous-couche soit comblée par une transition radiative. Un atome avec une lacune est dans un état excité ; soit Γ la largeur ou l'incertitude total sur l'énergie de cet état, qui est liée à sa durée de vie moyenne τ par $\Gamma = \hbar / \tau$. La largeur Γ est la somme de la largeur radiative Γ_A et la largeur de Coster-Kroning Γ_{ck} . Alors le rendement de fluorescence w est donné par (Deghfel, 2009).

$$w = \Gamma_R / \Gamma \tag{I. 15}$$

I.10. Références:

Aber Abderrahim, Sections efficaces totales d'excitation des ions heliomoïdes $Ca^{18+}(1S^2)$ par impact d'atomes neutres à 8,6 MeV/Anu, université Tahar Moulay de Saida, 25/06/2018.

Alaine Selmi, L'influence des impuretés sur les coefficients des transports, université Tunis-El Manar, 06/2011.

Alexandre Subercaze, Utilisation combinée des rayons X et gamma émis lors de l'interaction avec la matière d'ions légers aux énergies intermédiaires : des mécanismes primaires de réaction aux applications, université Bretagne Loire, 28/11/2017.

Arib Mehenna, Métrologie des rayonnements à l'aide d'une chambre a extrapolation, université des sciences et de la technologie Houari Boumediene, 06/10/2010.

Bouchoucha Samiya, Sections efficaces semi-empiriques de production des couches M des éléments de numéros atomique $60 \leq z \leq 90$ par des protons en vue des applications analytiques, université de M'sila, 25/06/2013.

Boufas Siham, Synthèse et étude structurale de composes a base d'étain 2 et d'eatin 4, université Mentouri de Constantine, 09/11/2004.

Bourek Yacine, Détermination des conditions d'ionisation caractérisant le seuil de claquage de l'air par la logique floue, université de Batna, 19/12/2005.

Deghfel Bahri, Détermination des sections efficaces d'ionisations et de production des raies M des éléments lourds, université Ferhat Abbas-Sétif, 03/12/2009.

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

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

Référence :

Fatima Zohra Akel, Mesure par spectromètre gamma à bas bruit de fond de l'activité spécifique des éléments radioactifs présents dans l'environnement : applications aux matériaux de construction, université Mentouri Constantine, 2008.

Ghania Bouhila, Etude de la répartition de radionucléides présent dans les lacs de barrages artificiels. Applications : 'barrage de Beni Haroun', université Mentouri de Constantine, 22/04/2018.

Khaled Farah, Etude spectroscopiques des verres irradiés : application en dosimétrie nucléaire, université de Monastir, 10/03/2010.

Samia Dilmi, Etude de quelques processus atomiques affectant la cinétique atomique : Application à l'ionisation de l'hélium neutre et quelques ions héliumoïdes, Université Badji Mokhtar Annaba, 2014.

Touaa zaza, Caractérisation par microscope à force atomique des nanoagrégats d'argent métallique formés sur substrat de silicium et sur des couches minces d'alumine, université Es-Sénia d'Oran, 2006.

CHAPITRE II :

**Calcul semi- empirique du
rapport d'intensité (K_{β}/K_{α})
pour les éléments avec
($11 \leq Z \leq 96$)**

II.1. Introduction

Les méthodes de calcul des sections efficace de production de rayon X, des rendements de fluorescence, des probabilités de transfert entre les couches, des rapports d'intensité radiatives, expérimentaux et analytiques sont très importante en raison du grand nombre de leurs applications dans des divers domaines chimiques, physiques, médicale... . Ainsi, la valeur du rapport d'intensité (K_{β}/K_{α}) requis pour ces applications. Plusieurs tentatives sont été faites, pour mesurer et calculer ces valeurs sur tous les éléments des tableaux périodiques. Le tableau du "meilleur" rapport du taux d'émission des rayons X (K_{β}/K_{α} , $K_{\beta 2}/K_{\alpha 1}$, $K_{\beta 1'}/K_{\alpha 1}$, $(K_{\beta 1} + K_{\beta 3})/K_{\alpha 1}$, $K_{\beta 3}/K_{\beta 1}$ et $K_{\alpha 2}/K_{\alpha 1}$) a été présenté par Nelson et al., (1970), en traçant des courbes lisses à travers les données expérimentales récentes publiées à cette époque, tracées en fonction du numéro atomique $20 \leq Z \leq 100$. Salem et al., (1974) ont calculé les valeurs les plus probables du rapport d'émission de rayons X (K_{β}/K_{α} , $K_{\beta 3}/K_{\beta 1'}$, $K_{\beta 5}/K_{\alpha 1}$, $K_{\beta 4}/K_{\alpha 1}$, $K_{\beta 2'}/K_{\alpha 1}$, $K_{\beta 1}/K_{\alpha 1}$, $K_{\alpha 3}/K_{\alpha 1}$ et $K_{\alpha 2}/K_{\alpha 1}$) pour éléments $12 \leq Z \leq 100$ en structurant des interpolations informatiques des moindres carrés, aux points expérimentaux disponibles en fonction du numéro atomique Z. Scofield (1974) dans son célèbre article calcule les rapports d'émission des rayons X (K_{β}/K_{α} , $K_{\alpha 2}/K_{\alpha 1}$, $K_{\beta 3}/K_{\beta 1}$, $K_{\beta 1}/K_{\alpha 1}$, $K_{\beta 1'}/K_{\alpha 1}$, $K_{\alpha 3}/K_{\alpha 1}$, $K_{\beta 1'}/K_{\alpha 1}$, $K_{\beta 1}/K_{\beta 1}$ et $K_{\beta 5}/K_{\beta 1}$) basés sur la théorie relativiste de Hartree-Slater pour les éléments $5 \leq Z \leq 104$.

Khan et Karimi (1980) ont fait un test (une expertise) du rapport d'intensité expérimental K_{β}/K_{α} résultant de l'ionisation par des protons, deutérons, hélium, oxygène, oxygènes, électrons, photons et conversion interne. Le tableau regroupant les données publiées de 1972 à 1975 (le tableau contient 214 valeurs) pour les éléments avec $12 \leq Z \leq 63$.

Dans le même tableau, les valeurs les plus probables du rapport d'intensité K_{β}/K_{α} ont été présentées utilisant la fonction analytique suivante :

$$(K_{\beta}/K_{\alpha}) = a_0 + \sum_{i=1}^9 a_i Z^i. \tag{II.1}$$

Sieber et al. (1992) ont examiné le rapport expérimental et théorique du taux de transition radiative (K_{β}/K_{α} , $K_{\alpha 2}/K_{\alpha 1}$, $K_{\alpha 3}/K_{\alpha 1}$ et $K_{\beta 1}/K_{\alpha 1}$) sous forme graphique en fonction du numéro atomique Z. Les valeurs mesurées du rapport d'intensité K_{β}/K_{α} publiées dans la littérature entre 1980 et 2011 (41 articles et environ 369 valeurs) ont été rapportées par notre groupe (Kahoul et al. 2014) pour éléments dans la zone atomique $16 \leq Z \leq 92$. Les valeurs moyennes pondérées et non pondérées des données expérimentales ont été interpolées par la

fonction analytique pour déduire de nouveaux valeurs empiriques et semi-empiriques du rapport d'intensité.

Dans ce chapitre on a proposé une simple fonction analytique basée sur les données expérimentales étudier, pour calculer les valeurs semi-empirique du rapport d'intensité (K_{β}/K_{α}) pour les éléments avec $11 \leq Z \leq 96$, puisque on a certaines valeurs qui n'ont pas des valeurs expérimentales (${}_{61}\text{Pm}$, ${}_{84}\text{Po}$, ${}_{85}\text{At}$, ${}_{87}\text{Fr}$, ${}_{89}\text{Ac}$, ${}_{91}\text{Pa}...$), on a fait une interpolation des valeurs expérimentales en utilisant des fonctions analytiques en fonction du nombre atomique Z , pour trouver les rapports d'intensité empirique de la couche K .

Les rapports d'intensité (K_{β}/K_{α}) semi-empiriques de la couche K ont été déduits par une simple fonction analytique basée sur le produit du rapport (II.4) et les valeurs empirique calculés déjà.

Les résultats obtenus ont été présentés sous une forme tabulaire et ont été comparés à des travaux théoriques et expérimentaux.

II.2. Méthode de calcul :

II. 2. 1. Méthode semi-empirique :

Avant tous et pour trouver des résultats convenables, on va calculer le rendement de fluorescence moyenne $(K_{\beta}/K_{\alpha})_w$, à partir de l'équation suivante et à l'aide des valeurs expérimentales calculées.

$$\overline{(K_{\beta}/K_{\alpha})_w} \pm \varepsilon = \left[\left(\sum_{i=1}^N (\Delta(K_{\beta}/K_{\alpha})_i)^{-2} \right)^{-1} \sum_{i=1}^N \left[\frac{(K_{\beta}/K_{\alpha})_i}{(\Delta(K_{\beta}/K_{\alpha})_i)^2} \right] \right] \pm \frac{1}{\sqrt{\sum_{i=1}^N (\Delta(K_{\beta}/K_{\alpha})_i)^{-2}}} \quad \text{(II.2)}$$

Les résultats obtenus de la formule précédente ont été présentés dans le tableau suivant :

Tab 1 : Résumé des rapports d'intensité moyenne (K_{β}/K_{α})_w de ¹¹Na à ⁹⁶Cm, et le nombre de valeurs expérimentales utilisées.

Z,Element	Nbr (K_{β}/K_{α}) _{EXP}	(K_{β}/K_{α}) _w
11, Na	2	0.0085
12, Mg	2	0.0115
13, Al	1	0.018
14, Si	1	0.030
15, P	2	0.0379
16, S	4	0.0572
17, Cl	4	0.0849
18, Ar	1	0.1032
19, K	6	0.1201
20, Ca	7	0.1254
21, Sc	11	0.1267
22, Ti	39	0.1279
23, V	29	0.1380
24, Cr	53	0.1305
25, Mn	28	0.1280
26, Fe4	52	0.1308
27, Co	55	0.1320
28, Ni	80	0.1387
29, Cu	81	0.1360
30, Zn	62	0.1326
31, Ga	4	0.1428
32, Ge	9	0.1493
33, As	12	0.1438
34, Se	15	0.1631
35, Br	12	0.1629
36, Kr	1	0.1715
37, Rb	8	0.1758
38, Sr	10	0.1808
39, Y	32	0.1808
40, Zr	33	0.1808
41, Nb	28	0.1846
42, Mo	31	0.2013
43, Tc	2	0.1815
44, Ru	9	0.2061
45, Rh	9	0.2094
46, Pd	11	0.2112
47, Ag	22	0.2012
48, Cd	23	0.2107
49, In	15	0.212
50, Sn	20	0.2170
51, Sb	10	0.2132
52, Te	12	0.2283
53, I	4	0.2243
54, Xe	3	0.2251
55, Cs	10	0.2251
56, Ba	22	0.2311
57, La	17	0.2415
58, Ce	16	0.2425
59, Pr	7	0.2462
60, Nd	14	0.2445
62, Sm	19	0.2537
63, Eu	15	0.2478
64, Gd	23	0.2555
65, Tb	10	0.2578
66, Dy	19	0.2684
67, Ho	19	0.2598
68, Er	9	0.2578
69, Tm	4	0.2641
70, Yb	6	0.2651
71, Lu	3	0.2533
72, Hf	5	0.2633
73, Ta	9	0.2589
74, W	6	0.2703
75, Re	3	0.2625
76, Os	3	0.2719
77, Ir	2	0.2726
78, Pt	4	0.2651
79, Au	8	0.2698
80, Hg	5	0.2649
81, Tl	5	0.2771
82, Pb	10	0.2706
83, Bi	4	0.2859
86, Rn	3	0.2717
88, Ra	1	0.2837
90, Th	4	0.2910
92, U	5	0.2949
94, Pu	2	0.3002
96, Cm	2	0.3166

Les résultats obtenus dans le tableau précédant ont été utilisées pour tracer la courbe suivante, qui est le rapport d'intensité moyenne $(K_\beta/K_\alpha)_w$ en fonction de numéro atomique Z , pour $11 \leq Z \leq 96$.

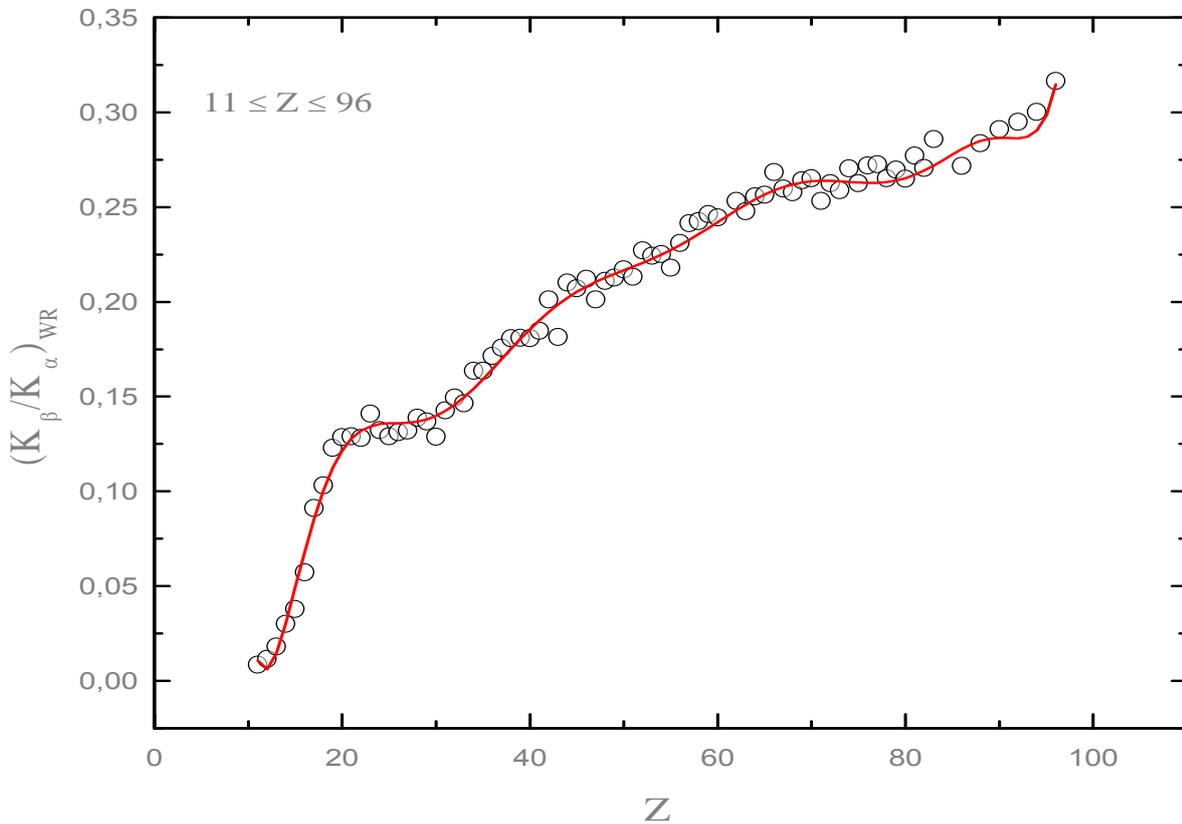


Fig. II.1: La distribution des valeurs pondérées recommandées $(K_\beta/K_\alpha)_{WR}$ (en points) en fonction du numéro atomique pour $11 \leq Z \leq 96$.

$$f(z) = \sum_i A_i Z^i \quad (\text{II.3})$$

Avec :

$0 \leq i \leq 10$ suivant le tableau (2).

Tab 2 : Les coefficients d'ajustement pour générer les valeurs manquantes des rapports d'intensité K_{β}/K_{α} en éléments ${}_{61}\text{Pm}$, ${}_{84}\text{Po}$, ${}_{85}\text{At}$, ${}_{87}\text{Fr}$, ${}_{89}\text{Ac}$, ${}_{91}\text{Pa}$, ${}_{93}\text{Np}$ et ${}_{95}\text{Am}$ selon la formule (II.3).

Z-group	Coefficients of tenth order polynomial fit	
$11 \leq Z \leq 96$	A_0	6,0094558506
	A_1	-1,8387851266
	A_2	$2,3109653762 \times 10^{-1}$
	A_3	$-1,5803617434 \times 10^{-2}$
	A_4	$6,6105972940 \times 10^{-4}$
	A_5	$-1,7850555514 \times 10^{-5}$
	A_6	$3,1763688550 \times 10^{-7}$
	A_7	$-3,7015687923 \times 10^{-9}$
	A_8	$2,7180066501 \times 10^{-11}$
	A_9	$-1,1406204603 \times 10^{-13}$
	A_{10}	$2,0852070296 \times 10^{-16}$

Remarque :

Le tableau 2 utilisé pour tous les éléments, parmi ces éléments : ${}_{61}\text{Pm}$, ${}_{84}\text{Po}$, ${}_{85}\text{At}$, ${}_{87}\text{Fr}$, ${}_{89}\text{Ac}$, ${}_{91}\text{Pa}$, ${}_{93}\text{Np}$ et ${}_{95}\text{Am}$, qu'on ne peut pas calculer leurs valeurs expérimentales.

A l'aide de la l'interpolation obtenu à partir la formule précédente, on a présenté les valeurs du rapport d'intensité empirique $(K_{\beta}/K_{\alpha})_{\text{Emp}}$ dans le tableau suivant :

Tab 3 : Les rapports d'intensité empirique K_{β}/K_{α} pour les éléments de $_{11}\text{Na}$ à $_{96}\text{Cm}$.

Z, Element	$(K_{\beta}/K_{\alpha})_{\text{emp}}$	Z, Element	$(K_{\beta}/K_{\alpha})_{\text{emp}}$
Z=11, Na	0,0108	Z=55, Cs	0,2274
Z=12, Mg	0,0062	Z=56, Ba	0,23
Z=13, Al	0,0146	Z=57, La	0,2328
Z=14, Si	0,0303	Z=58, Ce	0,2358
Z=15, P	0,0491	Z=59, Pr	0,2389
Z=16, S	0,0681	Z=60, Nd	0,2421
Z=17, Cl	0,0855	Z=61, Pm	0,2452
Z=18, Ar	0,1005	Z=62, Sm	0,2484
Z=19, K	0,1125	Z=63, Eu	0,2514
Z=20, Ca	0,1215	Z=64, Gd	0,2541
Z=21, Sc	0,1279	Z=65, Tb	0,2566
Z=22, Ti	0,132	Z=66, Dy	0,2588
Z=23, V	0,1343	Z=67, Ho	0,2606
Z=24, Cr	0,1354	Z=68, Er	0,262
Z=25, Mn	0,1359	Z=69, Tm	0,263
Z=26, Fe	0,136	Z=70, Yb	0,2636
Z=27, Co	0,1362	Z=71, Lu	0,2639
Z=28, Ni	0,1368	Z=72, Hf	0,2638
Z=29, Cu	0,138	Z=73, Ta	0,2636
Z=30, Zn	0,1398	Z=74, W	0,2633
Z=31, Ga	0,1424	Z=75, Re	0,2629
Z=32, Ge	0,1458	Z=76, Os	0,2627
Z=33, As	0,1498	Z=77, Ir	0,2628
Z=34, Se	0,1543	Z=78, Pt	0,2632
Z=35, Br	0,1593	Z=79, Au	0,264
Z=36, Kr	0,1645	Z=80, Hg	0,2653
Z=37, Rb	0,1699	Z=81, Tl	0,267
Z=38, Sr	0,1753	Z=82, Pb	0,2693
Z=39, Y	0,1806	Z=83, Bi	0,2719
Z=40, Zr	0,185	Z=84, Po	0,2748
Z=41, Nb	0,1904	Z=85, At	0,2777
Z=42, Mo	0,1947	Z=86, Rn	0,2806
Z=43, Tc	0,1987	Z=87, Fr	0,283
Z=44, Ru	0,2022	Z=88, Ra	0,2849
Z=45, Rh	0,2053	Z=89, Ac	0,2861
Z=46, Pd	0,2081	Z=90, Th	0,2866
Z=47, Ag	0,2105	Z=91, Pa	0,2865
Z=48, Cd	0,2127	Z=92, U	0,2863
Z=49, In	0,2148	Z=93, Np	0,2871
Z=50, Sn	0,2167	Z=94, Pu	0,2903
Z=51, Sb	0,2187	Z=95, Am	0,2984
Z=52, Te	0,2206	Z=96, Cm	0,3147
Z=53, I	0,2227		
Z=54, Xe	0,225		

Pour déduire les valeurs semi- empiriques du rapport d'intensité (K_{β}/K_{α}) pour les éléments des numéros atomique $11 \leq Z \leq 96$ nous avons utilisé tous d'abord une simple fonction analytique S_z comme suit :

$$S_z = \frac{(K_{\beta}/K_{\alpha})_{exp i}}{(K_{\beta}/K_{\alpha})_w} \tag{II.4}$$

S_z nous permis de tracer la courbe $g(z)$ suivante à l'aide d'une fonction linéaire de l'ordre trois comme suis :

$$S = 1,0876 - 0,00772 Z + 1,62577E - 4 Z^2 - 9,63192E - 7 Z^3 \tag{II.5}$$

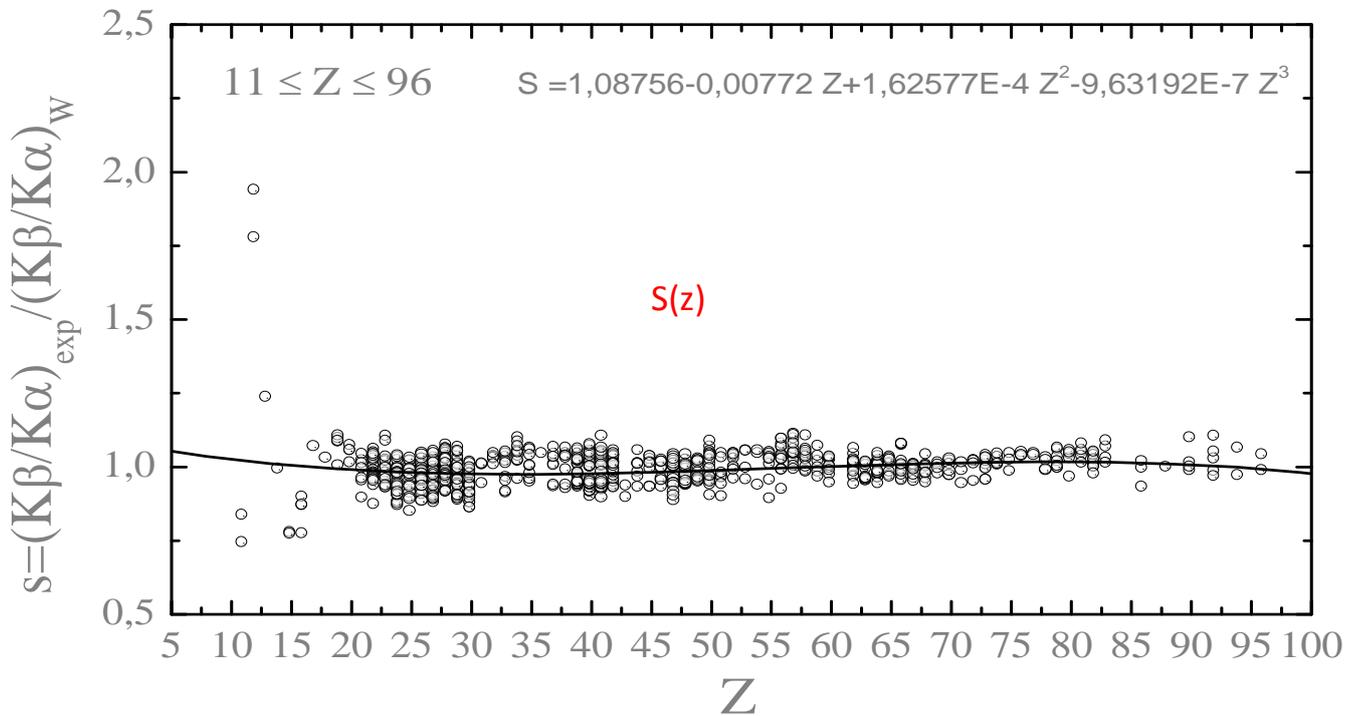


Fig. II.2. La distribution des résultats de S_z en fonction de numéro atomique. Z.

Les rapports d'intensité (K_{β}/K_{α}) semi-empiriques de la couche K ont été déduits par la formule suivante :

$$(K_{\beta}/K_{\alpha})_{s-emp} = S(z) \times (K_{\beta}/K_{\alpha})_{emp} \tag{II.6}$$

Les résultats obtenus à partir de la formule précédente ont été présentés sous une forme tabulaire comme suit :

Tab 4 : Les rapports d'intensité semi-empirique K_{β}/K_{α} pour les éléments de ${}_{11}\text{Na}$ à ${}_{96}\text{Cm}$, les résultats ont été déduits selon la formule (II.6).

Z, Element	$\overline{(K_{\beta}/K_{\alpha})}_{S\text{-emp}}$	Z, Element	$\overline{(K_{\beta}/K_{\alpha})}_{S\text{-emp}}$
Z=11, Na	0,0110	Z=53,	0,2208
Z=12, Mg	0,0063	Z=54, Xe	0,2234
Z=13, Al	0,0148	Z=55, Cs	0,2262
Z=14, Si	0,0306	Z=56, Ba	0,2291
Z=15, P	0,0493	Z=57, La	0,2322
Z=16, S	0,0682	Z=58, Ce	0,2355
Z=17, Cl	0,0854	Z=59, Pr	0,2389
Z=18, Ar	0,1001	Z=60, Nd	0,2425
Z=19, K	0,1117	Z=61, Pm	0,2459
Z=20, Ca	0,1203	Z=62, Sm	0,2495
Z=21, Sc	0,1264	Z=63, Eu	0,2528
Z=22, Ti	0,1302	Z=64, Gd	0,2559
Z=23, V	0,1322	Z=65, Tb	0,2587
Z=24, Cr	0,1330	Z=66, Dy	0,2612
Z=25, Mn	0,1333	Z=67, Ho	0,2633
Z=26, Fe	0,1333	Z=68, Er	0,2650
Z=27, Co	0,1333	Z=69, Tm	0,2663
Z=28, Ni	0,1338	Z=70, Yb	0,2671
Z=29, Cu	0,1348	Z=71, Lu	0,2677
Z=30, Zn	0,1365	Z=72, Hf	0,2678
Z=31, Ga	0,1390	Z=73, Ta	0,2677
Z=32, Ge	0,1422	Z=74, W	0,2676
Z=33, As	0,1461	Z=75, Re	0,2673
Z=34, Se	0,1505	Z=76, Re	0,2672
Z=35, Br	0,1554	Z=77, Ir	0,2673
Z=36, Kr	0,1605	Z=78, Pt	0,2678
Z=37, Rb	0,1658	Z=79, Au	0,2686
Z=38, Sr	0,1711	Z=80, Hg	0,2699
Z=39, Y	0,1764	Z=81, Tl	0,2715
Z=40, Zr	0,1815	Z=82, Pb	0,2738
Z=41, Nb	0,1862	Z=83, Bi	0,2763
Z=42, Mo	0,1906	Z=84, Po	0,2790
Z=43, Tc	0,1947	Z=85, At	0,2817
Z=44, Ru	0,1983	Z=86, Rn	0,2844
Z=45, Rh	0,2015	Z=87, Fr	0,2865
Z=46, Pd	0,2045	Z=88, Ra	0,2880
Z=47, Ag	0,2071	Z=89, Ac	0,2887
Z=48, Cd	0,2095	Z=90, Th	0,2887
Z=49, In	0,2119	Z=91, Pa	0,2881
Z=50, Sn	0,2140	Z=92, U	0,2873
Z=51, Sb	0,2163	Z=93, Np	0,2874
Z=52, Te	0,2185	Z=94, Pu	0,2898
		Z=95, Am	0,2971
		Z=96, Cm	0,3124

II.3. Résultats et discussion:

Le présent calcul du rendement de fluorescence moyen semi- empirique de la couche K pour tous les éléments dans la région $11 \leq Z \leq 96$ sont présentés dans le **Tableau5**. Les valeurs théoriques de Chen et al. (1981), les résultats interpolés de Puri et al. (1993), Hubbell et al. (1994), Öz et al. (1999), Bendjedi et al. (2015), et les mesures expérimentales de McNeir et al. (1991), Duggan et al. (1985), Ertugrul (2002), Durak et Özdemir (2000), Singh et al. (1990), Apaydin et al. (2008) sont aussi ajoutés dans le même tableau.

Généralement, il est possible de voir que les rendements de fluorescencemoyen semi-empirique de la sous- couche K calculés on utilisant la formule (**II.6**) sont conformément aux valeurs théoriques, et expérimentalesinterpolées pour les éléments dans la région $11 \leq Z \leq 96$. Pour les valeurs expérimentales, la comparaison nous permet de dire que nos valeurs varient entre les résultats de McNeir et al. (1991), Duggan et al. (1985), Ertugrul (2002), Durak et Özdemir (2000), Singh et al. (1990), Apaydin et al. (2008), alors qu'une légère différence est observée pour celles du Duggan et al. (1985) et Apaydin et al. (2008) pour les éléments : $_{37}\text{Rb}$, $_{38}\text{Sr}$, $_{80}\text{Hg}$ et $_{81}\text{Tl}$ où une dispersion remarquable observée des données expérimentales de ces éléments. De plus, nos données se diffèrent par un petit pourcentage avec les valeurs théoriques de Chen et al. (1981) dans la zone complète de nombre atomique .la différence relative (RD) entre les valeurs semi-empiriques obtenues et les autres calculs utilisant l'équation :

$$RD(\%) = \left| \frac{((K\beta/K\alpha)_w - (K\beta/K\alpha)_{s-emp})}{(K\beta/K\alpha)_w} \right| \times 100$$

D'après cette équation on peut deviser l'intervalle de ce calcul en deux :

1. Cinq éléments qui ont un pourcentage $\geq 10\%$.
2. Les autres éléments on un pourcentage $\leq 10\%$.

Donc les résultats de calcules sont très acceptable.

Aussi, de **Tab 4**, il est facile d'observer que nos valeurs semi-empiriques du rendement de fluorescence de la couche K sont bien conforme aux celles interpolées dePuri et al. (1993), Hubbell et al. (1994), Öz et al. (1999), Bendjedi et al. (2015). En vue de la gamme d'erreur de ces calculs, l'accord varie de 0.065% à 12.78%pour Puri et al. (1993), 0.016% à 12.78%pour Hubbell et al. (1994), 0.015% à 11.51%pour Öz et al. (1999) et 2.81% à 15.50% pour Bendjedi et al. (2015) à l'exception du fer ($_{26}\text{Fe}$). Un désaccord de 25.19 % et 21.57% a été observé en comparant avec les résultats de Puri et al. (1993) et celles de Öz et al. (1999) respectivement.

Table 5.Présent calcul desrapports d'intensités (K_{β}/K_{α})semi-empiriquepour des cibles de $_{11}\text{Na}$ à $_{96}\text{Cm}$. Les valeurs théoriques, empiriques et expérimentalesdes autres auteurs sont aussi ajoutées dans le même tableau.

Z-élément	This Works Semi-emp.	Other Works			Exp.
		Theo. (Scofield, 1974)	Fitt. (empirique)		
		(Salem et al. 1974)	(Khan and Karimi, 1980)	(Kahoul et al. 2014)	
Z=11, Na	0,0110				-
Z=12, Mg	0,0063				-
Z=13, Al	0,0148	-	-	-	-
Z=14, Si	0,0306	-	0.013	-	0.0378 ^a
Z=15, P	0,0493	0.00611	-	0.013	0.0609 ^a
Z=16, S	0,0682	0.01705	0.027	0.014	0.0911 ^a
Z=17, Cl	0,0854	0.0309	-	0.025	-
Z=18, Ar	0,1001	0.0467	0.059	0.042	0.122 ^a
Z=19, K	0,1117	0.0638	-	0.063	0.128 ^a
Z=20, Ca	0,1203	0.0818	0.105	0.085	0.129 ^a
Z=21, Sc	0,1264	0.0956	-	0.110	0.132 ^a
Z=22, Ti	0,1302	0.1065	0.128	0.120	0.1479 ^b
Z=23, V	0,1322	0.1106	-	0.127	-
Z=24, Cr	0,1330	0.1137	0.134	0.131	0.132 ^c
Z=25, Mn	0,1333	0.1161	-	0.131	0.1342 ^c
Z=26, Fe	0,1333	0.1153	0.135	0.132	0.137 ^c
Z=27, Co	0,1333	0.1195	-	0.133	0.138 ^c
Z=28, Ni	0,1338	0.1208	0.135	0.134	0.1392 ^c
Z=29, Cu	0,1348	0.1218	-	0.134	0.141 ^c
Z=30, Zn	0,1365	0.1227	0.135	0.135	0.143 ^c
Z=31, Ga	0,1390	0.1216	-	0.136	0.152 ^c
Z=32, Ge	0,1422	0.1241	0.138	0.137	0.157 ^c
Z=33, As	0,1461	0.1277	-	0.139	0.162 ^c
Z=34, Se	0,1505	0.1321	0.147	0.146	0.169 ^c
Z=35, Br	0,1554	0.1371	-	0.152	-
Z=36, Kr	0,1605	0.1425	0.157	0.156	0.175 ^c
Z=37, Rb	0,1658	0.1484	-	0.161	0.183 ^c
Z=38, Sr	0,1711	0.1545	0.172	0.166	0.188 ^c
Z=39, Y	0,1764	0.1545	-	0.170	0.193 ^c
Z=40, Zr	0,1815	0.1600	0.180	0.175	-
Z=41, Nb	0,1862	0.1652	-	0.179	0.1737 ^d
Z=42, Mo	0,1906	0.1696	0.190	0.183	0.196 ^c
Z=43, Tc	0,1947	0.1737	-	0.187	-
Z=44, Ru	0,1983	0.1772	0.197	0.191	0.1772 ^d
Z=45, Rh	0,2015	0.1809	-	0.195	0.202
Z=46, Pd	0,2045	0.1843	0.204	0.199	-
Z=47, Ag	0,2071	0.1875	-	0.202	0.1809 ^d
Z=48, Cd	0,2095	0.1906	0.210	0.206	-
Z=49, In	0,2119	0.1933	-	0.209	0.1875 ^d
Z=50, Sn	0,2140	0.1964	0.213	0.212	0.1906 ^d
Z=51, Sb	0,2163	0.1995	-	0.216	0.1993 ^d
Z=52, Te	0,2185	0.2027	0.220	0.218	0.1964 ^d
Z=53, I	0,2208	0.2061	-	0.222	0.1995 ^d
Z=54, Xe	0,2234	0.2096	0.225	0.224	-
Z=55, Cs	0,2262	0.2132	-	0.227	0.2061 ^d
Z=56, Ba	0,2291	0.2168	0.232	0.230	0.2105 ^e
		0.2205	-	0.233	-
		0.2240	0.237	0.235	-
		0.2273		0.237	-
					0.2326 ^e
					-

Z-élément	This Works	Other Works				Exp.
		Theo.	Fitt.			
	Semi-emp	(Scofield, 1974)	(Salem et al. 1974)	(Khan and Karimi, 1980)	(Kahoul et al. 2014)	
Z=57, La	0,2322					
Z=58, Ce	0,2355					
Z=59, Pr	0,2389				0.2390	
Z=60, Nd	0,2425				0.2428	0.2336 ^e
Z=61, Pm	0,2459	0.2304	-	0.240	0.2461	0.2319 ^e
Z=62, Sm	0,2495	0.2316	0.242	0.242	0.2491	0.2338 ^e
Z=63, Eu	0,2528	0.2336	-	0.244	0.2517	0.2384 ^e
Z=64, Gd	0,2559	0.2354	0.247	0.246	0.2539	-
Z=65, Tb	0,2587	0.2372	-	0.248	0.2558	0.2429 ^e
Z=66, Dy	0,2612	0.2389	0.250	0.250	0.2575	-
Z=67, Ho	0,2633	0.2405	-	0.252	0.2589	0.2496 ^e
Z=68, Er	0,2650	0.2426	0.255	0.254	0.2600	-
Z=69, Tm	0,2663	0.2435	-	0.256	0.2610	0.2507 ^e
Z=70, Yb	0,2671	0.2449	0.257	0.258	0.2618	0.2525 ^e
Z=71, Lu	0,2677	0.2463	-	0.259	0.2625	-
Z=72, Hf	0,2678	0.2476	0.260	0.261	0.2631	0.256 ^f
Z=73, Ta	0,2677	0.2488	-	0.262	0.2636	0.270 ^f
Z=74, W	0,2676	0.2518	0.264	0.264	0.2641	0.260 ^f
Z=75, Re	0,2673	0.2534	-	0.265	0.2646	0.268 ^f
Z=76, Os	0,2672	0.2551	0.267	0.266	0.2651	0.273 ^f
Z=77, Ir	0,2673	0.2551	-	0.268	0.2657	0.266 ^f
Z=78, Pt	0,2678	0.2568	0.269	0.269	0.2664	0.274 ^f
Z=79, Au	0,2686	0.2584	-	0.270	0.2672	0.275 ^f
Z=80, Hg	0,2699	0.2600	0.273	0.271	0.2682	-
Z=81, Tl	0,2715	0.2615	-	0.272	0.2695	-
Z=82, Pb	0,2738	0.2631	0.275	0.273	0.2709	0.2675 ^g
Z=83, Bi	0,2763	0.2646	-	0.275	0.2726	0.2759 ^g
Z=84, Po	0,2790	0.2662	0.278	0.276	0.2746	0.2759 ^g
Z=85, At	0,2817	0.2679	-	0.277	0.2770	0.281 ^h
Z=86, Rn	0,2844	0.2696	0.280	0.277	0.2797	0.2748 ^g
Z=87, Fr	0,2865	0.2713	-	0.278	0.2829	0.2793 ^g
Z=88, Ra	0,2880	0.2731	0.283	0.279	0.2865	-
Z=89, Ac	0,2887	0.2748	-	0.280	0.2906	-
Z=90, Th	0,2887	0.2766	0.286	0.281	0.2952	0.2785 ^g
Z=91, Pa	0,2881	0.2784	-	0.282	0.3004	-
Z=92, U	0,2873	0.2800	0.287	0.283	0.3062	0.2837 ^g
Z=93, Np	0,2874	0.2816	-	0.283	0.3126	-
Z=94, Pu	0,2898	0.2832	0.288	0.284	0.3197	0.2824 ^g
Z=95, Am	0,2971	0.2844	-	0.285	-	-
Z=96, Cm	0,3124	0.2856	0.289	0.286	-	0.2814 ^g
		0.2869	-	0.286	-	-0.300 ^h
		0.2879	0.291-	0.287	-	-
		0.2891	0.293	-	-	0.308 ^h
		0.2903	-	-	-	-
						0.310 ^h

❖ Les références

Chang, C. N., Chen, C. T., Yen, C. C., and Chiou, Y. H. Wu. C. W. Su. S. K., "The vanadium K_{β}/K_{α} intensity ratios of some vanadium compounds". J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys.27, 5251-5256 (1994).

Kahoul, A., KupAylikci, N., Aylikci, V., Deghfel, B., Kasri, Y., and Nekkab, M., "New procedure calculation of photon-induced K_{β}/K_{α} intensity ratios for elements $_{16}\text{S}$ to $_{92}\text{U}$ ". J. Radiat. Res. Appl. Sci. 7, 346-362 (2014).

Khan, Md. R., and Karimi, M., "K β /K α Ratios in Energy-dispersive X-Ray emission analysis". X-ray spectrum. 9, 32-35 (1980).

Kup Aylikci, N., Aylikci, V., Kahoul, A., Tiraşoğlu, E., Karahan, I. H., Cengiz, E., 2011. Effect of pH treatment on K-shell x-ray intensity ratios and K-shell x-ray-production cross sections in ZnCo alloys. Phys. Rev. A, 84 (4), 042509-10.

Nelson G.C., Saunders, B.G., and Salem, S. I., "K x-ray transition probabilities" At. Data 1, 377-384 (1970)

Öz, E., "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, 41-50(2006).

Salem, S. I., Panossian, S. L., and Krause, R. A., "Experimental K and L relative x-ray emission rates". At. Data Nucl. Data Tables 14, 91-109 (1974).

Scofield, J.H., "Relativistic Hartree-Slater values for K and L X-ray emission rates ". Atom. Data Nucl. Data Tables 14, 121-137(1974).

Sieber, K., Mohammedein, A.M.M., Musiol, G., Reiche, I., and Zschornack, G., "X-ray intensity ratios for microprobes and PIXE". Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B 68, 292-299 (1992).

Zararsiz, A., "K β /K α x-ray intensity ratio in the region of $15 \leq Z \leq 22$ ". J. Radioanal. Nucl. Chem. 185, 193-197 (1994).

Conclusion Générale

Nous avons présenté dans ce travail les résultats des calculs semi-empirique du rapport d'intensité (K_{β}/K_{α}) pour les éléments atomique avec $11 \leq Z \leq 96$.

On présente la base des données du rapport d'intensité (K_{β}/K_{α}) fondé sur les données expérimentales étudiées pendant la période de 1969 à 2018, et site dans le chapitre II, on rassemblés les données expérimentales des rapports d'intensité (1114 valeurs) compilées par différents auteurs.

On calcul le rapport d'intensité à l'aide de la base de données des valeurs expérimentales en utilisant des simples fonctions analytiques, et des courbes en fonction de numéro atomique Z pour déduits le calcul semi-empiriques du rapport d'intensité (K_{β}/K_{α}).

Les résultats obtenus ont des bons accords avec les autres résultats théoriques et expérimentaux. On a étudié intervalle $11 \leq Z \leq 96$, les résultats obtenus et ont été présentés dans un tableau et comparés à des autres travaux théoriques, expérimentaux.

۱۵۰

۱۵۱

۱۵۲

ملخص

في هذا العمل , المتمثل في الحسابات شبه التجريبية لنسبة الشدة K_{β}/K_{α} للعناصر الذرية $11 \leq Z \leq 96$ واعتمادا على البيانات المنشورة في المقالات العلمية خلال الفترة ما بين 1969 الى 2018 قمنا بتمثيلها على شكل بيانات تمثيلية وكذا بحساب القيم التمثيلية للعناصر $11 \leq Z \leq 96$ مع النتائج التجريبية والنظرية لنسبة الشدة K_{β}/K_{α} باستعمال طريقة التحاكي حيث كانت النتائج المتحصل عليها جد مقبولة مقارنة بالنتائج المنشورة سابقا

الكلمات المفتاحية : K_{β} , K_{α} و نسب الشدة.

Abstract

In this work, the semi-empirical computation of the intensity ratio K_{β}/K_{α} for the elements atomic $11 \leq Z \leq 96$ the low of the data are published in the literature during the period 1969 to 2018, the calculation of the semi-empirical values of the intensity ratio K_{β}/K_{α} of the elements $11 \leq Z \leq 96$ compared with the experimental and theoretical results using the interpolation method and the results obtained were very acceptable compared to the previously published results.

Key words: K_{β} , K_{α} , intensity ratios.

Résumé

Dans ce travail, le calcul semi-empirique du rapport d'intensité K_{β}/K_{α} pour les éléments atomique $11 \leq Z \leq 96$ est basé sur la base de données qui sont publiées dans la littérature durant la période 1969 à 2018, le calcul des valeurs semi-empiriques du rapport d'intensité K_{β}/K_{α} des éléments $11 \leq Z \leq 96$ comparé avec les résultats expérimentaux et théoriques en utilisant la méthode d'interpolation et les résultats obtenus étaient très acceptables par rapport aux résultats précédemment publiés.

Mots clés : K_{β} , K_{α} , les rapports d'intensité.