

République Algérienne Démocratique et Populaire  
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique  
Université Saad Dahlab Blida1  
Faculté Des Sciences  
Département De Physique  
Laboratoire de physique Théorique et Interaction Rayonnement matière.



Mémoire de fin d'étude  
Pour l'obtention du diplôme de master en physique

Option : Physique des Rayonnements.

Thème :

Détermination du flux de neutrons issue d'une source de  $^{226}\text{Ra-Be}$   
Par la méthode d'activation neutronique

Réalisé par :

- Ahmed Hamada Abdelouahab
- Amariche Hassan

Soutenu devant le jury composé de :

- |                     |            |              |              |
|---------------------|------------|--------------|--------------|
| ➤ Mme Ouir Souad    | M.C.B      | U.S.D.Blida1 | Présidente   |
| ➤ Mme Cherfi Amel   | M.A.A      | U.S.D.Blida1 | Examinatrice |
| ➤ Mr Khelifi Rachid | Professeur | U.S.D.Blida1 | Promoteur    |

Année universitaire : 2021/2022

## **Remerciements**

*Nous tenons d'abord à remercier le bon dieu le tout puissant et miséricordieux, qui nous a donné la force et la patience d'accomplir ce modeste travail*

*Le présent travail de mémoire a été réalisé au sein du laboratoire de physique théorique et l'interaction rayonnement matière (LPTHIRM) à l'Université de Blida 1.*

*Nous tenons surtout à exprimer nos vifs remerciements à notre promoteur Monsieur **R. KHÉLIFI** professeur à l'Université de Blida 1 pour son aide, ses précieux conseils et le soutien qu'il n'a pas hésité à nous apporter ainsi que le co-promoteur Monsieur **Y. BENALLAL** doctorant à l'Université de Blida 1 qui a précieusement contribué au bon déroulement de notre stage et ce, avec son assistance permanente.*

*Nous adressons aussi nos sincères remerciements aux membres de jury, Mme **Ouir Souad** M.C.B à l'Université de Bida 1, Mme **Cherfi Amel** M.A.A à l'Université de Blida 1 pour l'intérêt qu'ils ont porté à notre recherche en acceptant d'examiner notre travail et de l'enrichir par leurs propositions.*

*Un grand remerciement à toute l'équipe du laboratoire (LPTHIRM) et à tous les enseignants que nous avons croisé durant notre cursus au sein du département de physique de l'Université Blida 1.*

*On ne saurait oublier de remercier nos chers parents, qui ont été toujours à nos côtés et qui nous ont aidés et soutenu, nous leur souhaitons la bonne santé et une longue vie.*

## Table des matières :

Introduction .....	1
<b>CHAPITRE I : RAPPELS THEORIQUES</b>	
1. Introduction .....	3
2. Interaction des neutrons avec la matière.....	3
2.1. Propriétés des neutrons .....	3
2.2. Les réactions induites par les neutrons .....	4
2.3. La section efficace .....	8
3. Sources des neutrons .....	9
3.1. Source isotopique de neutron.....	9
3.2. Générateur de neutron.....	11
3.3. Les Réacteurs .....	12
4. Interaction photon-matière.....	12
4.1. Effet photoélectrique.....	13
4.2. Effet Compton.....	14
4.3. Création de paires.....	15
4.4. Coefficients d'atténuation d'un faisceau de photon.....	16
5. Détection des rayonnements .....	17
5.1. Détecteur des rayonnements électromagnétiques .....	17
5.2. Détecteur de neutron .....	18
<b>CHAPITRE II : MATERIELS ET METHODES</b>	
1. Introduction .....	21
2. Principe de l'analyse par activation neutronique.....	21
2.1. Activité induite.....	<b>Erreur ! Signet non défini.</b>
3. Source Radium Beryllium ( $^{226}\text{Ra}$ -Be) .....	22
3.1. Constituants de la source de neutron ( $^{226}\text{Ra}$ -Be).....	23
3.2. L'échantillon .....	24
4. Détection des rayonnements gamma retardés .....	26
4.1. Principaux éléments constituant une chaîne de spectrométrie gamma .....	26
4.2. Gamma Vision .....	27
4.3. Origin .....	27
5. La simulation de Monte Carlo .....	27
5.1. MCNP .....	28
6. Les expériences.....	28

7. Simulation de l'échantillon, le détecteur et le château par MCNP .....	29
---	----

### **CHAPITRE III : RESULTATS ET DISCUSSION**

1. Calibration de chaine d'acquisition .....	32
2. Calcul de l'efficacité volumineuse .....	33
3. Mesure du flux de neutron.....	36
4. Comparaison des résultats avec la référence .....	38
5. Conclusion générale .....	31

## Liste des figures :

Figure 1. 1: Schéma de voies de sortie possibles des réactions neutroniques.....	5
Figure 1. 2: Diffusion élastique d'un électron sur un noyau. ....	5
Figure 1. 3: capture radiative.....	6
Figure 1. 4: réaction de fission .....	7
Figure 1. 5: réaction de transmutation de $^{16}_8O(n, p)^{14}_7N$ .....	8
Figure 1. 6: Spectre de neutron des sources isotopiques Be ( $\alpha, n$ ).....	11
Figure 1. 7: Types d'interactions prépondérantes suivant l'énergie du photon et le numéro atomique Z.....	13
Figure 1. 8: Effet photoélectrique.....	14
Figure 1. 9: Effet Compton .....	15
Figure 1. 10: création de paire.....	15
Figure 1. 11: coefficient massique d'atténuation totale et partiele pour le Cuivre. ....	16
Figure 1. 12: Tube photomultiplicateur.....	18
Figure 2. 1: capture de neutrons par un noyau cible suivie de l'émission de rayons gamma. .....	<b>Erreur ! Signet non défini.</b>
Figure 2. 2: la distribution des canaux dans une source de neutrons ( $^{226}\text{Ra-Be}$ ) . ....	23
Figure 2. 3: schéma détaillé de sources de neutrons ( $^{226}\text{Ra-Be}$ ) . ....	24
Figure 2. 4: section efficace de cuivre en fonction de l'énergie des neutrons. ....	25
Figure 2. 5: photo d'un échantillon de cuivre 63. ....	25
Figure 2. 6: Un échantillon de $^{63}\text{Cu}$ dans l'un des canaux d'irradiation de la source $^{226}\text{Ra-Be}$ ....	25
Figure 2. 7: chaine de spectrométrie gamma.....	26
Figure 2. 8: Détecteur à scintillation $\text{LaBr}_3\text{Ce} \times 2$ modèle $\text{BrilLanCeTM380}$ de Saint-Gobain Crystal. ....	27
Figure 2. 9: Image montrant le processus de détection de l'échantillon. ....	29
Figure 3. 1: La droite de calibration en énergie de la chaine d'acquisition .....	32
Figure 3. 2: la géométrie de la source ponctuelle.....	33
Figure 3. 3: la fonction GEB. ....	34
Figure 3. 4: comparaison entre le spectre expérimental et simulé. ....	34
Figure 3. 5: la géométrie de la source étalée. ....	33
Figure 3. 6: le spectre simulé de Cuivre.....	33
Figure 3.7: le spectre obtenu après l'irradiation dans le canal 1. ....	36

Figure 3. 8: le spectre obtenu après l'irradiation dans le canal 5. ....37

**Liste des tableaux :**

Tableau 1. 1: Classification des neutrons en fonction de leur énergie. ....3

Tableau 1. 2: illustration l'interaction ( $\alpha, n$ ) avec l'émetteur alpha 210-Po avec différentes cibles.  
.....9

Tableau 1. 3: Caractéristique des sources Be( $\alpha, n$ ).. ....10

Tableau 2.1 : propriétés de la réaction de Capture neutronique.....24

Tableau 3.1 : représentent le flux total dans canal 1.....37

Tableau 3.2 : représentent le flux total dans canal 5.....37

Tableau 3. 3: Flux de neutrons dans le canal 1et 5. ....37

Tableau 3. 4: Comparaison entre le flux mesuré dans canal 1 et la référence. ....38

Tableau 3. 5: Comparaison entre le flux mesuré dans canal 5 et la référence. ....38

## Liste des abréviations

<b>A.A.N</b>	Analyse par activation neutronique
<b>La-Br<sub>3</sub></b>	lanthane de bromure
<b>Ce</b>	Cérium
<b>Cs</b>	Césium
<b>Eu</b>	Europium
<b>M.C.N.P</b>	Monte Carlo N-particule
<b>P.D.F</b>	Probability density function
<b>G.E.B</b>	Gaussien energy broadening
<b>AIEA</b>	Agence international de l'énergie atomique
<b>A.D.C</b>	Analogue digital converter
<b>FWHM</b>	full width at half maximum
<b>M.C.A</b>	Analyseur Multicanaux

## ملخص

تم قياس تدفق النيوترونات من مصدر  $^{226}\text{Ra-Be}$  لورقة التنشيط من خلال طريقة تحليل تنشيط النيوترونات (N.A.A)، ولهذا الغرض تم تعريض اسطوانة من  $\text{Cu-63}$  عالي النقاء للنيوترونات المصدر في قنوات التشعيع (السريعة و شبه حرارية). طيف غاما الذي تم الحصول عليه باستخدام سلسلة مطيافية غاما تتكون من كاشف  $\text{La-Br}_3$  بدقة 2.7% عند ذروة  $\text{Cs-137}$  البالغة 661KeV.

## Résumé :

Le Flux de neutron issue d'une source  $^{226}\text{Ra-Be}$  de feuille d'activation a été mesuré par la méthode d'analyse par activation neutronique (A.A.N), A cet effet, un barreau de  $\text{Cu-63}$  de haute pureté à été exposé aux neutrons de la source dans les canaux d'irradiation (épi-thermique et rapide). Le spectre gamma obtenu à l'aide d'une chaîne de spectroscopie gamma composé d'un détecteur  $\text{La-Br}_3$  ayant une résolution 2.7% au pic du  $\text{Cs-137}$  de 661 KeV.

## ABSTRACT:

The neutron flux from a  $^{226}\text{Ra-Be}$  activation foil source was measured by the neutron activation analysis methode. For this purpose, a hight purity  $\text{Cu-63}$  cylinder was exposed to the neutrons from the source in the irradiation channels (epi-thermal and fast). The gamma spectrum obtained with the help of the chain of gamma spectroscopy composed of  $\text{La-Br}_3$  detector having a resolution of 2.7% at the peack of  $\text{Cs-137}$  of 661 KeV.



### Introduction générale

L'analyse par activation neutronique est une méthode de détermination qualitative et quantitative. Cette technique est basée sur la mesure des rayonnements caractéristiques de radionucléides formés par irradiation de matériaux à l'aide de neutrons [1].

La technique de l'analyse par activation neutronique est basée sur la mesure des rayonnements émis lors de la décroissance des noyaux radioactifs formés par irradiation neutronique d'un matériau. La source de neutrons la plus appropriée pour cette application est généralement un réacteur de recherche [1].

L'NAA est une méthode analytique dotée de plusieurs avantages :

- Simplicité de la préparation des échantillons.
- Facilité d'utilisation des systèmes de mesures analytiques.
- Ne nécessite pas une préparation chimique.
- Précision des résultats d'analyse (3 à 5%).
- Excellente sensibilité (limite de détection pouvant atteindre  $10^{-12}$ g et moins quelque fois [2])
- Multi-élémentaire.

L'application de cette méthode se trouve dans plusieurs domaines tels que l'environnement [3], la géochimie, les sciences des matériaux, l'archéologie, la biologie et l'industrie. Elle est utilisée aussi pour mesurer le flux de neutron pour différentes sources isotopiques [4, 5].

Dans ce mémoire nous avons utilisé cette technique afin de mesurer le flux de neutron pour la source de ( $^{226}_{88}\text{Ra} - \text{Be}$ )

Le présent manuscrit est structuré en trois chapitres. Dans le premier chapitre, nous rappelons les notions théoriques nécessaires de l'interaction rayonnement matière

Ensuite, dans le deuxième chapitre nous décrivons la procédure expérimentale des travaux tels que le principe de la chaîne de spectrométrie gamma, la simulation Monte Carlo N-particules pour calculer l'efficacité de détection et les logiciels utilisés.

Enfin, dans le troisième chapitre, nous présentons les différents calculs effectués le long de ce travail ainsi que les résultats retrouvés.

***CHAPITRE I***  
***RAPPELS THEORIQUES***

## 1. Introduction

Les rayonnements ionisants font acquérir aux atomes ou molécules neutres une charge électrique positive ou négative. Les types les plus connus de rayonnements ionisants sont les rayons alpha, beta, gamma, X et le rayonnement neutronique. Les rayonnements composés des particules chargées tel que les rayons alpha ou beta ont un effet ionisant direct, alors que les rayonnements neutres tels que les rayons X, gamma et rayonnement neutronique, ont un effet ionisant indirect, ce qui signifie que ces rayonnements commencent par engendrer des particules chargées, lesquelles exercent ensuite l'effet ionisant [6].

## 2. Interaction des neutrons avec la matière

### 2.1. Propriétés des neutrons

Le neutron est une particule électriquement neutre du type fermion (spin  $s=1/2$ ), de masse au repos  $939.57 \text{ MeV}/c^2$ . A l'état libre, il est instable avec une demi-vie de 12 minutes.

Il se désintègre selon la réaction:  $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$

Le neutron fait partie des particules indirectement ionisantes. Il interagit avec le noyau sans être gêné par le champ coulombien. Il est généralement classé en fonction de son énergie, qui s'étend du neutron froid jusqu'à plusieurs centaines de MeV. Le tableau 1.1 reprend la classification des neutrons [7-8] :

Classification	Energie
Neutrons thermiques	$0.025eV \leq E_n \leq 0.4eV$
Neutrons épi-thermiques	$0.4eV \leq E_n \leq 100eV$
Neutrons intermédiaires	$100eV \leq E_n \leq 200KeV$
Neutrons rapides	$200KeV \leq E_n \leq 10MeV$
Neutrons relativistes	$E_n \geq 10MeV$

Tableau 1. 1: classification des neutrons en fonction de leur énergie.

**-Neutrons thermiques** : sont les neutrons qui, après ralentissement ont une énergie cinétique leur permettant d'être en équilibre thermique avec les noyaux du milieu modérateur.

Leur spectre est décrit par la distribution de Maxwell-Boltzmann. La distribution de vitesses des neutrons est donnée alors par l'expression :

$$n(v)dv = \frac{4n_{th} v^2}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{m}{K_B T}\right)^{3/2} e^{-\frac{1mv^2}{2K_B T}} dv \quad 1.1$$

Où :

$n_{th}$  : est la densité neutronique totale

$m$  : la masse du neutron.

$k_B$  : la constante de Boltzmann.

$T$  : la température absolue

L'énergie cinétique la plus probable des neutrons thermiques est alors donnée par [7] :

$$E_n = \int E_i dn_i = k_B T \quad 1.2$$

A 20°C, cette énergie est de 0.0253 eV. A cause de la distribution de la vitesse en fonction de la température du milieu dans lequel ils interagissent, il est évident que les neutrons n'ont pas tous la même énergie cinétique. Leur énergie cinétique moyenne se situe autour de cette valeur qui est la plus probable. La limite supérieure de l'énergie au-dessous de laquelle ils sont considérés comme des neutrons thermiques est de 0,4 eV, cette valeur correspond au changement remarquable observé à la section efficace d'absorption du cadmium (Cd).

-**Les neutrons épi-thermiques** : sont les neutrons qui ont une énergie allant de 0,4 eV (l'énergie de coupure du cadmium) jusqu'à environ 100 eV.

-**Les neutrons intermédiaires** : sont les neutrons qui résultent des collisions entre les neutrons rapides et les noyaux des éléments du matériau considéré. Ils sont situés dans la gamme d'énergie entre 100 eV et 200 keV et leur spectre  $f(E_n)$  est proportionnel à  $1/E_n$ .

- **Les neutrons rapides** : sont ceux dont l'énergie est supérieure à 200 keV et toutes les sources de neutrons produisent des neutrons rapides.

## 2.2. Les réactions induites par les neutrons

Lors de l'interaction d'un neutron avec un noyau cible, il se forme un noyau composé dans un état fortement excité. Cet état instable, d'une durée de vie d'ordre  $10^{-14}s$ , peut se désexciter selon plusieurs voies [9] :

- Diffusion élastique (n, n)
- Capture radiative (n,  $\gamma$ )
- Fission (n, f)
- Diffusion inélastique (n,  $n'\gamma$ )
- Transmutation (n, p) (n,  $\alpha$ )

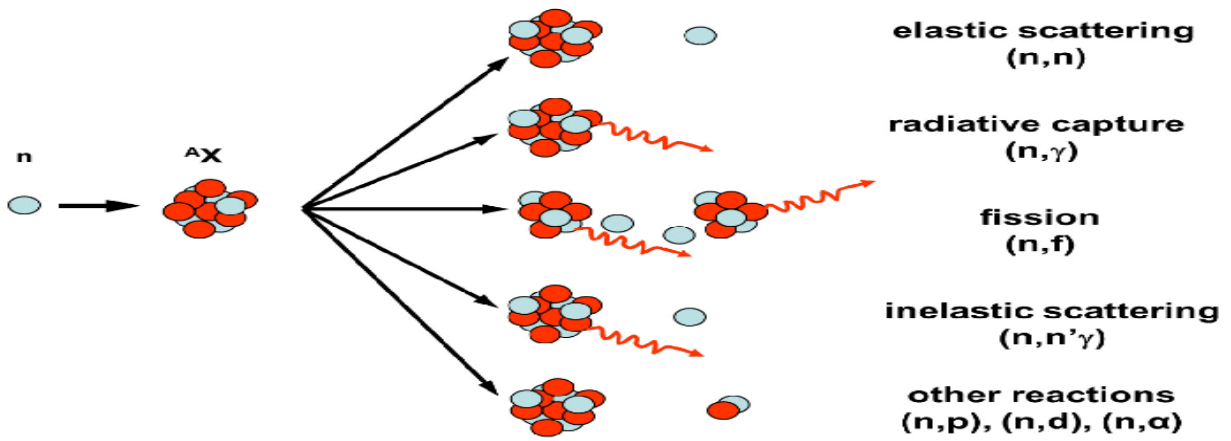


Figure 1. 1: Schéma de voies de sortie possibles des réactions neutroniques.

-La diffusion élastique (n, n) : Le neutron incident est dévié de sa trajectoire initiale, l'interaction se réduit à un simple transfert d'énergie cinétique. L'énergie totale du système neutron-noyau étant conservée, une partie de l'énergie cinétique du neutron incident est transférée au noyau cible sous forme d'énergie de recul.

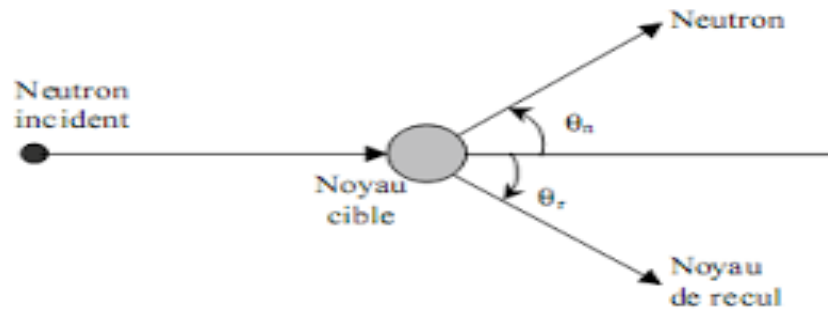
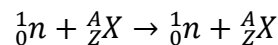


Figure 1. 2: Diffusion élastique d'un neutron sur un noyau.

La nature des particules est conservée, le noyau de recul reste dans son état fondamental. L'équation de la diffusion élastique s'écrit :



Ce type d'interaction constitue le principal mécanisme de perte d'énergie du neutron dans les domaines d'énergie intermédiaire et rapide. L'énergie du neutron diffusé dépend de l'angle de diffusion.

L'énergie maximale transférée est  $E_{Max} = \frac{4mM}{(m+M)^2} E_n$  1.3

$m$  la masse du neutron,

$M$  la masse du noyau ralentisseur

$E_n$  L'énergie du neutron incident.

La perte d'énergie moyenne du neutron est donc d'autant plus grande que le noyau cible est léger. La valeur maximale de l'énergie transférée est atteinte pour l'hydrogène qui représente le meilleur ralentisseur pour les neutrons rapides.

**-la capture radiative ( $n, \gamma$ ) :** La capture neutronique radiative s'effectue avec la formation d'un noyau composé par l'absorption d'un neutron incident. Dans le centre de masse, le noyau ainsi formé possède une énergie d'excitation élevée qui est la somme de l'énergie cinétique du neutron incident et de son énergie de liaison dans le noyau composé. La désexcitation de ce noyau peut s'effectuer par l'émission d'un seul photon très énergétique appelé gamma prompt, ou progressivement par passage par des niveaux d'excitation intermédiaires, avec émission de plusieurs photons caractéristiques (on parle alors de cascade).

La réaction de capture radiative (dont la probabilité est la plus élevée pour les neutrons thermiques) est :  ${}_0^1n_{th} + {}_Z^AX \rightarrow {}_Z^{A+1}X^* \rightarrow {}_Z^{A+1}X + \gamma$

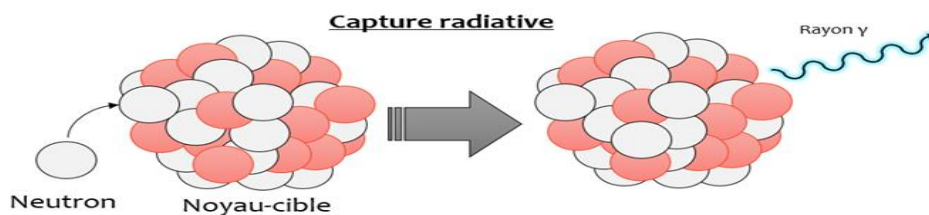


Figure 1. 3: capture radiative

**-La fission :** La fission est une réaction d'absorption particulière. Elle peut être provoquée, assez facilement, par des neutrons d'énergie cinétique épithermique sur certains noyaux lourds appelés noyaux fissiles tel que l'uranium 235 ou le plutonium 239.

La réaction de fission est une source d'énergie très élevée (de l'ordre de 200MeV), elle est accompagnée par l'émission d'un ou de plusieurs neutrons rapides.

La réaction de fission est donnée par :  ${}_0^1n + {}_Z^AX \rightarrow {}_Z^{A+1}X^* \rightarrow {}_{Z_1}^{A_1}Y + {}_{Z_2}^{A_2}T + Kn + Q$

Avec :  $Q = (M_n + M_{Z_2X} - M_{Z_1Y} - M_{Z_2T}) \times c^2$

Où : K représente le nombre moyen de neutron émis au cours de la fission ( $K = 2$  ou  $3$ )

Q : l'énergie libérée.

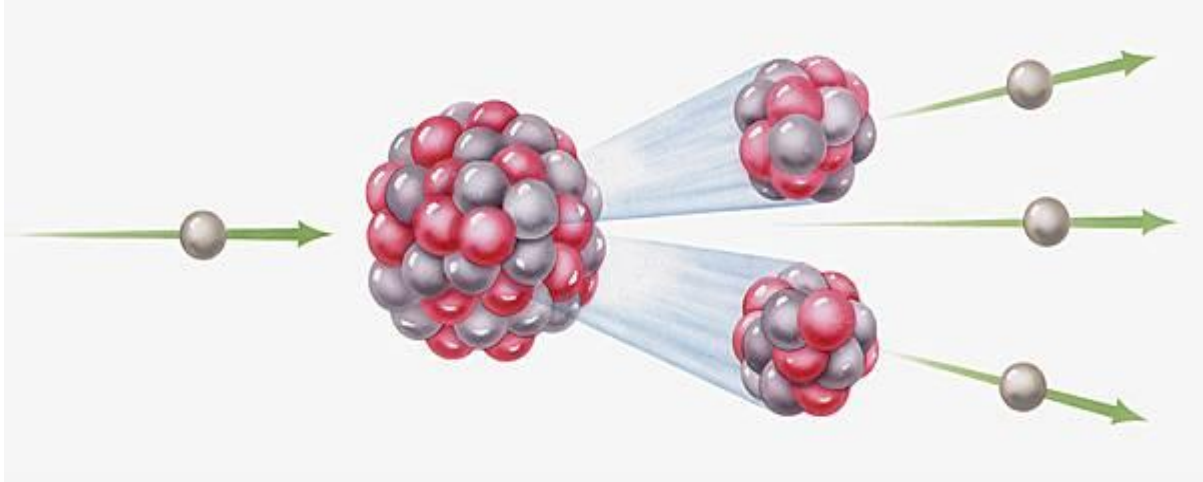
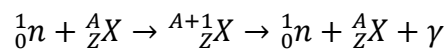


Figure 1. 4: réaction de fission

**-diffusion inélastique (n, γ) :** La diffusion inélastique s'effectue par l'absorption du neutron incident formant ainsi un noyau composé qui se désintègre en émettant un neutron et laissant le noyau résiduel dans un état excité. Ce noyau revient à l'état fondamental par l'émission d'un ou de plusieurs photons. Cette réaction est représentée par l'équation :



Dans cette réaction, la quantité de mouvement et l'énergie totale sont conservées, mais l'énergie cinétique du système ne l'est plus. En effet, une partie de l'énergie cinétique du neutron incident est cédée au noyau sous forme d'énergie d'excitation. La diffusion inélastique étant à seuil, le neutron doit posséder une énergie cinétique suffisante pour exciter le noyau au moins jusqu'au premier niveau. Le seuil de la diffusion inélastique est donné par :  $E_s = E^* \left( \frac{M_n + M_x}{M_x} \right)$

1.4

$E^*$  L'énergie du niveau excité en MeV,  $M_n$  et  $M_x$  sont respectivement les masses du neutron et du noyau X.

**-Transmutation (n, p) (n, α) :** Dans ce type d'interaction, le noyau composé formé par l'absorption du neutron incident émet une particule ou plusieurs particules. Les réactions du type

(n, p), (n, α)...etc. se produisent plus facilement avec les noyaux légers qui opposent à l'émission d'une particule chargée une barrière coulombienne moins élevée.

Les neutrons qui provoquent ces réactions possèdent généralement des énergies élevées, à l'exception des réactions  $^{10}_5B (n, \alpha)^7_3Li$ ,  $^{16}_8O(n, p)^{16}_7N$  et les réactions  $^{14}_7N(n, p)^{14}_6C$

Ces réactions sont représentées par l'équation  $^A_ZX + ^1_0n \rightarrow ^{A-a+1}_{Z-z}Y + ^a_zW + Q$

Q : la chaleur émise en MeV

W : la particule légère émise

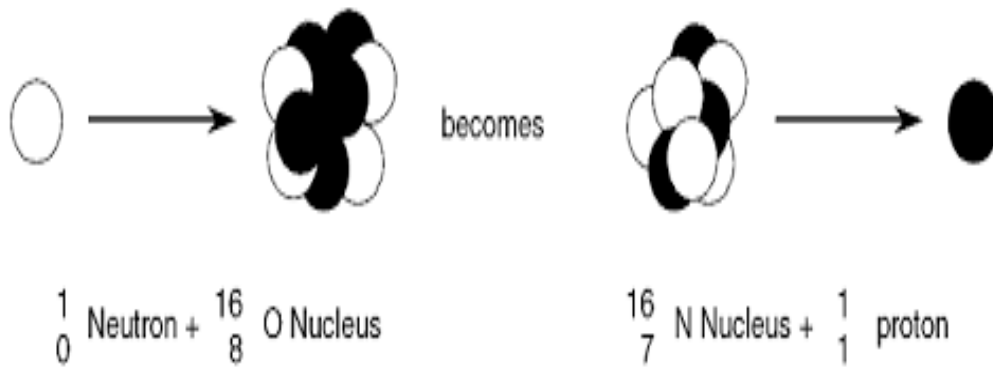


Figure 1. 5: réaction de transmutation de  $^{16}_8O(n, p)^{16}_7N$

### 2.3. La section efficace

La notion de section efficace est nécessaire pour quantifier le nombre de réactions résultant de l'interaction entre un flux de particules et une cible. Elle peut être « microscopique » quand elle est caractéristique du « noyau-cible » individuel, ou « macroscopique » quand elle caractérise un matériau contenant un grand nombre de noyaux-cibles [8].

#### ➤ Section efficace microscopique

Représente l'aire efficace traversée par le projectile quand il provoque une réaction sur la cible. Elle est notée  $\sigma$  et s'exprime en  $cm^2$  ou en barns ( $1\text{barn}=10^{-24}cm^2$ ) [10]

Chaque type d'interaction a sa propre section efficace microscopique on note [11] :

$\sigma_f$  : Section efficace de fission

$\sigma_c$  : Section efficace de capture radiative

$\sigma_s$  : Section efficace de diffusion  $\gamma$

La section efficace microscopique totale  $\sigma_T = \sigma_f + \sigma_c + \sigma_s$



➤ **Section efficace macroscopique**

Cette grandeur est proportionnelle au nombre d'« obstacles » que le neutron est susceptible de rencontrer, donc au nombre de noyaux  $n$  par unité de volume ( $\text{cm}^3$ ), elle s'exprime par la relation :  $\Sigma = n \cdot \sigma$  (en  $\text{cm}^{-1}$ )

Où :  $n$  c'est le nombre d'atome de noyau cible par unité de volume  $\text{cm}^{-3}$   
 $\sigma$  section efficace microscopique en  $\text{cm}^2$

**3. Sources de neutrons**

Les sources de neutron utilisées en analyse par activation sont de trois types [12]:

- Source isotopique
- Générateur de neutron
- Réacteur de Nucléaires

**3.1. Source isotopique de neutron**

On distingue trois grands types de sources isotopiques de neutrons : les émetteurs alpha, qui produisent des neutrons par une réaction ( $\alpha, n$ ), les émetteurs gamma par une réaction ( $\gamma, n$ ) et les isotopes d'éléments lourds qui subissent une fission spontanée [12].

**-Alpha ( $\alpha, n$ ) source**

Les émetteurs alpha radioactifs peuvent être utilisés comme sources de neutrons car ils induisent des réactions ( $\alpha, n$ ) sur un certain nombre de nucléides cibles. Le béryllium est généralement utilisé comme matériau cible à travers la réaction  ${}^9_4\text{Be}(\alpha, n){}^{12}_6\text{C}$  qui a une valeur  $Q$  de 5,70 MeV [12].

Noyau cible	${}^7_3\text{Li}$	${}^9_4\text{Be}$	${}^{10}_5\text{B}$	${}^{11}_5\text{B}$	${}^{13}_6\text{C}$	${}^{18}_8\text{O}$	${}^{19}_9\text{F}$
Q(MeV)	-2.79	5.70	1.06	0.16	2.22	-0.70	-1.95
Intensité des neutrons per $10^6$ alphas	2.6	80	13	26	10	29	12

**Tableau 1. 2: illustration l'interaction ( $\alpha, n$ ) avec l'émetteur alpha 210-Po avec différentes cibles [12].**

Un certain nombre d'émetteurs alpha peuvent être sélectionnés comme source possible. Le tableau 1.3 présente une vue d'ensemble de leurs caractéristiques [12].

L'intensité des neutrons de  $10^6 \alpha$  donnée au tableau 1.3 est calculée d'après la relation [12] :

$$Y = 0.95 + 0.152E_{\alpha}^{3.65}$$

Les spectres neutroniques peuvent être calculés à partir des données nucléaires pertinentes, par exemple les énergies alpha, le pouvoir d'arrêt du béryllium, le diagramme des niveaux d'énergie, etc [12].

Afin de réaliser d'analyse par activation, un certain nombre de considérations déterminent le choix de la source, à savoir le prix, la demi-vie, le rendement en neutrons et le blindage requis contre les rayons gamma [12].

Nucléide	Période	$E_{\alpha}$ (MeV)	Intensité des neutrons par $10^6 \alpha$ (n/s)	Intensité des neutrons $\times (10^6)$ (n.ci/s)	Energie moyenne des neutrons MeV
$^{238}_{94}Pu$	89 ans	5.5	-	2.8	4.0
$^{239}_{94}Pu$	24.360 ans	5.14	65	1.6	4.59
$^{210}_{84}Po$	138 j	5.3	73	2.5	4.54
$^{241}_{95}Am$	458 ans	5.48	82	2.2	4.46
$^{244}_{96}Cm$	18.1 ans	5.79	100	3.0	4.31
$^{242}_{96}Cm$	163 j	6.10	118	0.04	3.49
$^{226}_{88}Ra$	1620 ans	[7.69-4.77]	502	11	3.94
$^{227}_{89}Ac$	22 ans	[7.36-5.65]	702	15	3.87

**Tableau 1. 3: Caractéristique des sources Be( $\alpha$ . n)[12].**

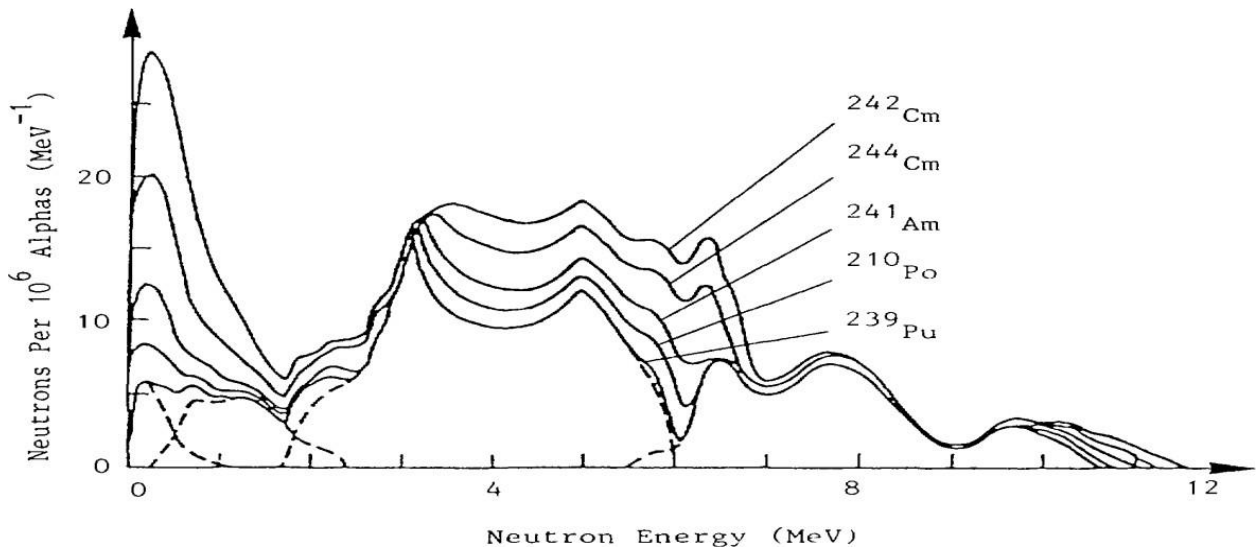


Figure 1. 6: Spectre de neutron des sources isotopique Be ( $\alpha$ , n) [12].

**-source de fission spontanée :**

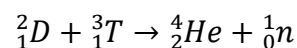
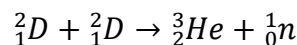
Un certain nombre d'éléments transuraniens se désintègrent non seulement par désintégration  $\alpha$ , mais aussi par fission spontanée, produisant plusieurs neutrons au cours du processus [12].

**- source de photo-neutrons**

Lorsque l'énergie  $\gamma$  dépasse l'énergie de liaison des neutrons dans le noyau, une réaction ( $\gamma$ , n) peut avoir lieu. Seuls le béryllium ( $Q=-1,665$  MeV) et le deutérium ( $Q=-2,225$  MeV) doivent être pris en compte, car la plupart des noyaux ont une énergie de liaison des neutrons supérieure à 8 MeV. En pratique, seul le  $^{124}\text{Sb}$  est utilisé comme source gamma [12].

**3.2. Générateur de neutron**

Un générateur de neutrons permet de produire un faisceau de neutrons mono énergétique [13]. Le fonctionnement d'un tel générateur repose sur une réaction nucléaire de fusion, deux réactions nucléaires sont utilisées pour produire des neutrons rapides avec des accélérateurs à basse tension [14] :



Les bilans énergétiques Q pour ces deux réactions sont respectivement [15] :

$$Q_{DD} = 2.7 \text{ MeV}$$

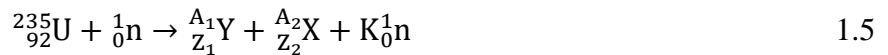
$$Q_{DT} = 17.590 \text{ MeV}$$

Les neutrons produits ont une énergie de 2.5 MeV pour la réaction DD et 14.1 MeV pour la réaction DT [14].

### 3.3. Les Réacteurs

Sous l'effet d'une collision avec un neutron incident, un atome d'uranium se brise en deux, cette fission produit l'éjection d'autres neutrons qui peuvent provoquer à leur tour une nouvelle fission, le tout s'accompagnant d'un grand dégagement d'énergie [16].

La réaction de fission :



Le réacteur nucléaire est un système permettant de contrôler cette réaction en chaîne et de récupérer l'énergie qu'elle dégage [16].

### 4. Interaction photon-matière

Le terme photon concerne les rayonnements électromagnétiques émis soit dans les transitions nucléaires ( $\gamma$ ), soit dans les transitions atomiques (X). La traversée des matériaux par les photons est associée à une probabilité d'interaction avec ce milieu. Ces interactions aléatoires dépendent de l'énergie du photon, de la densité et la composition du milieu. Elles peuvent être classées selon :

- La nature de l'interaction : photon-électron ou photo-nucléaire
- Le type de l'effet produit : l'absorption, la diffusion, créations de paires

D'autres processus d'interaction moins importants peuvent se produire avec un photon. En l'occurrence la diffusion Rayleigh avec un électron lié et la diffusion Thomson avec un électron libre [3-4].

Dans la figure 1.7 sont représentées les importances relatives des différents processus d'interaction en fonction de l'énergie et du Z du milieu traversé. L'effet photoélectrique prédomine à basse énergie, la création de pair ( $e^- , e^+$ ) est prépondérante pour les énergies  $E_\gamma \geq 2m_0c^2$  et la diffusion Compton pour des énergies intermédiaires.

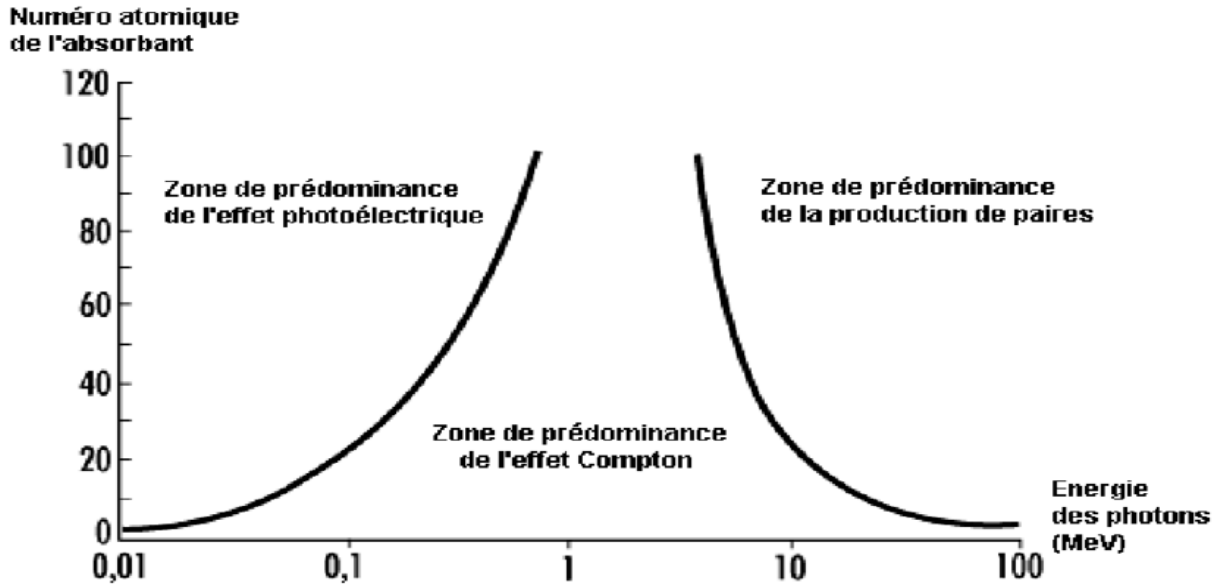


Figure 1. 7: Types d'interactions prépondérantes suivant l'énergie du photon et le numéro atomique Z[3,4].

#### 4.1. Effet photoélectrique

L'interaction d'un photon avec la matière se traduit par le transfert total de son énergie  $E_\gamma = h\nu$  à un électron lié (couche K), l'électron cible est éjecté de sa couche avec une énergie égale à l'énergie du photon diminuée de son énergie de liaison  $U_L$  (équation 1.6). Suite à l'ionisation, l'atome a un excès d'énergie qui équivaut à l'énergie de liaison de l'électron. Cet excès est dissipé de deux façons : redistribution les électrons restants (cascade d'Auger) qui sera suivie par l'émission d'un autre électron (non radiative) ou par désexcitation en émettant des rayons X par fluorescence (Figure 1.8).

$$E_c = E_\gamma - U_l \quad (1.6)$$

Le processus photoélectrique est d'autant plus important que le numéro atomique (Z) du milieu est élevé et l'énergie du photon d'ordre de centaine de keV

La section efficace d'interaction dépend du nombre atomique Z et de l'énergie du photon incident  $E_\gamma$  suivant la formule [17]

$$\sigma_{ph} \propto \frac{Z^4}{(h\nu)^3}$$

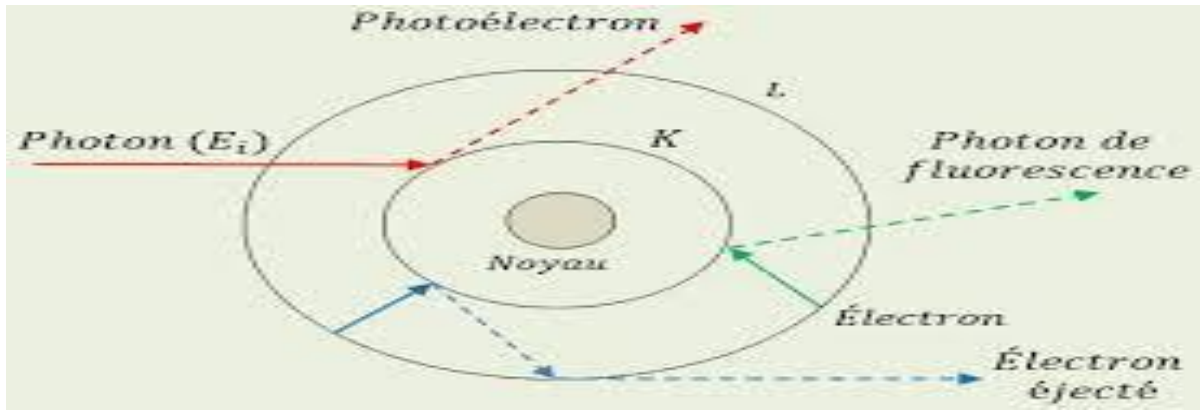


Figure 1. 8: Effet photoélectrique.

#### 4.2. Effet Compton

L'effet Compton est aussi appelé diffusion incohérente. C'est le transfert partiel de l'énergie du photon incident à un électron du cortège électronique faiblement lié (libre).

Le photon Compton peut être diffusé selon l'angle  $0 \leq \theta \leq \pi/2$  par rapport à la direction d'incidence avec une énergie  $E'_\gamma$ . L'électron Compton recule selon l'angle  $0 \leq \varphi \leq \pi/2$  avec une énergie cinétique  $E_c$ . La conservation de l'énergie totale et de l'impulsion donne [3,4] :

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \left(\frac{E_\gamma}{m_e \times c^2}\right)(1 - \cos \theta)} \quad 1.7$$

La diffusion du Compton du photon et de l'éjection de l'électron Compton est régie par une relation angulaire entre  $\theta$  et  $\varphi$

$$\cot(\varphi) = \left(1 + \frac{E_\gamma}{m_e \times c^2}\right) \times \tan\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad 1.8$$

L'effet Compton est prépondérant pour les Z moyen, et des photons d'énergie comprise entre 0.2MeV et quelque MeV, la section efficace Compton est :

$$\sigma_c \propto \frac{Z}{E_\gamma}$$

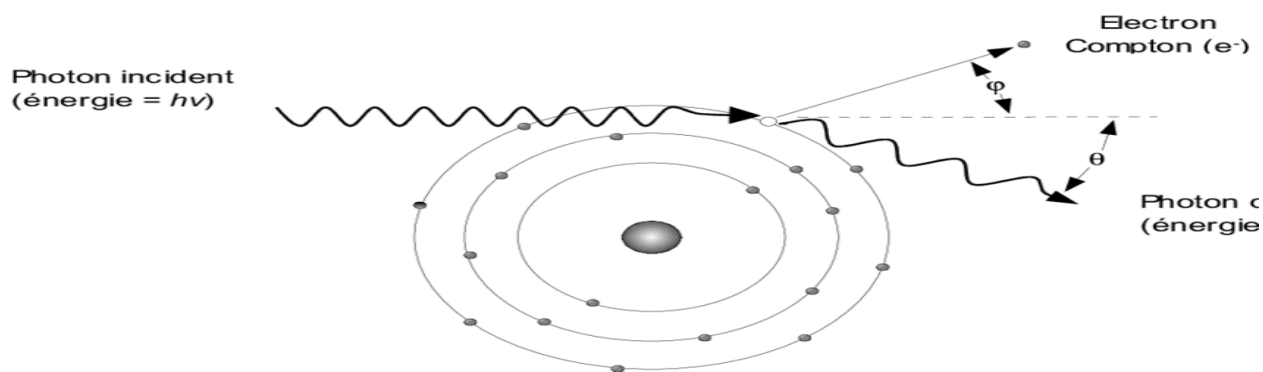


Figure 1. 9: Effet Compton

### 4.3. Création de paires

La création de paire est un processus qui se produit dans le champ coulombien du noyau. La matérialisation du photon incident se traduit par la création d'une paire électron-positron (figure 1.10). cette réaction devient possible dans le cas où  $E_\gamma \geq 2 \times E_0$  ( $E_0 = m_0 \times c^2 = 0.511 \text{ MeV}$ ) si on désigne par  $E_{e^-}$  et  $E_{e^+}$  respectivement les énergies cinétique de l'électron et du positron, la loi de conservation de l'énergie s'écrit :

$$E_\gamma = 2m_0c^2 + E_{e^-} + E_{e^+} \quad 1.9$$

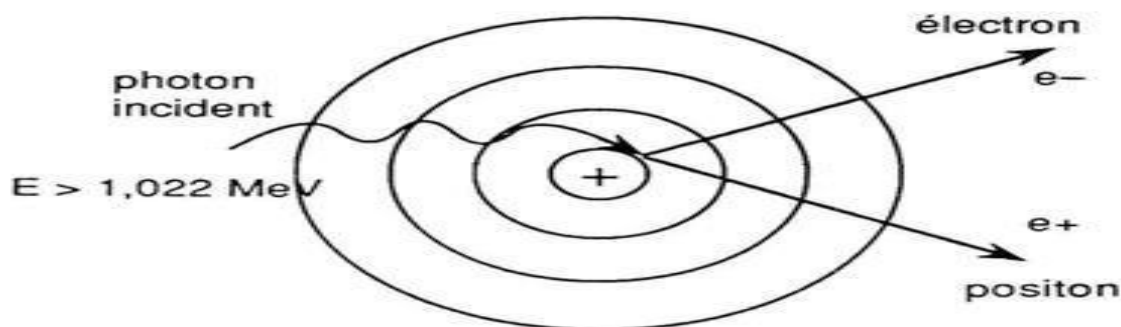


Figure 1. 10: création de paire

La section efficace d'interaction dépend de l'énergie du photon incident et du Z du milieu traversé. Elle varie en  $Z^2$  pour les interactions dans le champ coulombien du noyau et en Z pour les interactions dans le champ coulombien de l'électron. La section efficace est :

$$\sigma_{pair} \propto Z^2 h\nu$$

Ainsi, l'interaction des photons  $\gamma$  avec la matière a comme section efficace la somme des trois sections efficaces des différents processus. Elle est donnée par :

$$\sigma_{total} = \sigma_{ph} + \sigma_c + \sigma_{pair}$$

#### 4.4. Coefficient d'atténuation d'un faisceau de photon

L'atténuation est la diminution de l'intensité d'un faisceau de photon lorsqu'il traverse un milieu. Elle suit une loi exponentielle décroissante entre le nombre de photon incident  $I_0$  et le nombre de photon transmis  $I$  à travers un milieu d'épaisseur  $x$ .

$$I(x) = I_0 \cdot e^{-\mu \cdot x}$$

Avec  $\mu$  coefficient d'atténuation linéique total défini par :

$$\mu = n \times \sigma_{total}$$

Ou  $n = \frac{N_A \cdot \rho}{M}$ ,  $N_A$  nombre d'Avogadro ( $\text{mol}^{-1}$ ),  $\rho$  la densité ( $\text{g} \cdot \text{mol}^{-1}$ ),  $M$  masse molaire ( $\text{g} / \text{mol}$ ).

On définit le libre parcours moyen  $\lambda$  des photons dans un milieu par :

$$\lambda = \frac{1}{\mu}$$

La figure 1.11 montre une présentation des coefficients d'atténuation massique partielle et totale pour le Cuivre. [20]

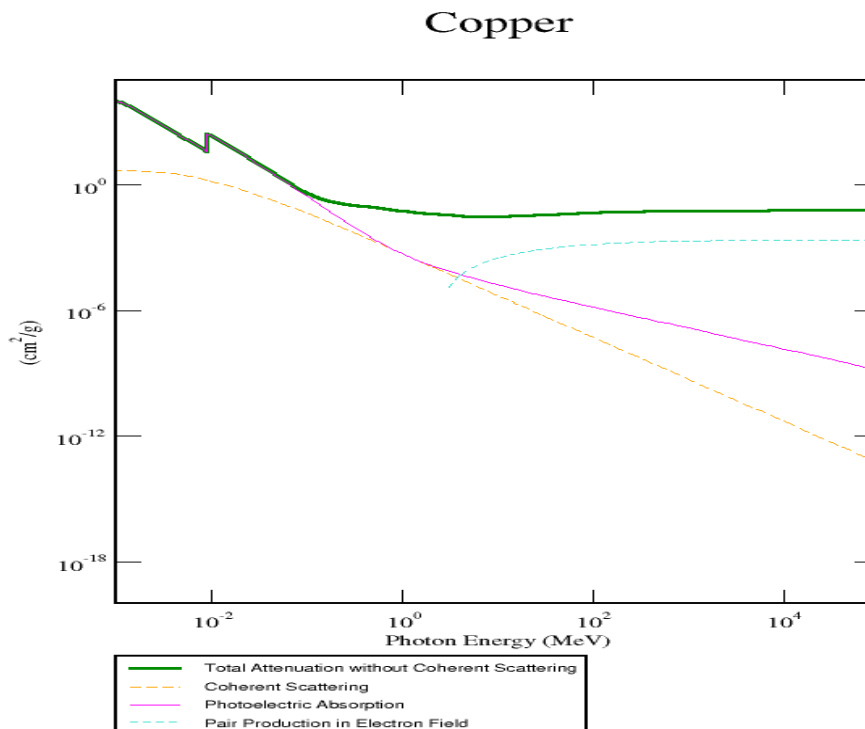


Figure 1. 11: coefficient massique d'atténuation total et partiel pour le Cuivre[20].



## **5. Détection des rayonnements**

Un ensemble de détection permet de convertir l'énergie invisible des rayonnements ionisants en signal mesurable. Un détecteur qui n'est finalement qu'une variété particulière de capture physique, peut être considéré comme un volume de milieu sensible dans lequel ont lieu les interactions avec les rayonnements incidents.

### **5.1. Détecteur des rayonnements électromagnétiques**

Parmi les détecteurs gammas qui ont une bonne résolution en énergie pour effectuer les mesures spectroscopiques sont les scintillateurs et les semi-conducteurs. Le choix de ces derniers dépend des paramètres propres au détecteur : résolution en énergie ; efficacité de détection ; le temps mort.

Il faut au minimum 20 eV d'énergie déposée pour créer un photon dans un scintillateur et environ 3eV sont suffisants pour créer une paire électron-trou dans un semi-conducteur [19].

Si avec un scintillateur LaBr<sub>3</sub> on obtient une résolution d'entre 2.8 et 4% à 662 keV, la résolution d'un semi-conducteur HP Ge soit 0.2% à l'énergie 1.3 keV [19].

La détection des rayonnements ionisants par la lumière de scintillation produite dans certains matériaux est l'une des plus anciennes techniques connues. Le processus de scintillation reste l'une des méthodes les plus utiles pour la détection et la spectroscopie d'un large éventail de rayonnements [20].

Il existe deux types de détecteur à scintillation : Organique et inorganique.

- Scintillateur organique : le processus de fluorescence dans les matières organiques résulte de transitions dans la structure des niveaux d'énergie d'une seule molécule et peut donc être observé à partir d'une espèce moléculaire donnée, indépendamment de son état physique [20].
- Scintillateur inorganique : le mécanisme de scintillation dans les matériaux inorganiques dépend des états d'énergie exploités par le réseau cristallin du matériau. Les électrons ne disposent que de bandes d'énergie discrètes dans les matériaux classés comme isolants ou semi-conducteurs [20].

#### **Détecteur LaBr<sub>3</sub>(Ce) :**

Le scintillateur inorganique au Bromure de Lanthane dopé par le Cérium( LaBr<sub>3</sub>(Ce)) est un nouveau type de détecteur nucléaire utilisé dans les systèmes de spectrométrie gamma. Il

devient une alternative intéressante au détecteur NaI (Tl) conventionnel en raison de ses performances intrinsèques prometteuses : comparé au détecteur NaI (Tl), le scintillateur  $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$  présente de nombreuses caractéristiques utiles : une meilleure résolution en énergie (3% à 662 keV), une réponse temporelle rapide permettant des applications à taux de comptage élevé, une efficacité de détection gamma élevée, un fonctionnement à température ambiante et une technologie permettant de fabriquer des cristaux de plus grandes tailles[21].

### -Cristal à scintillation :

Dans le scintillateur  $\text{LaBr}_3$  dopé au cérium (Ce) la scintillation peut avoir lieu grâce à la création de niveaux d'énergie dans la bande interdite par la présence de l'activateur(Ce).

### -Tube photomultiplicateur

Un tube photomultiplicateur est constitué de deux parties principales : la photocathode qui est construite d'un matériau photosensible, et la section multiplicatrice qui est composée de dynodes. L'anode recueille les électrons provenant des dynodes et génère des impulsions (signal final).

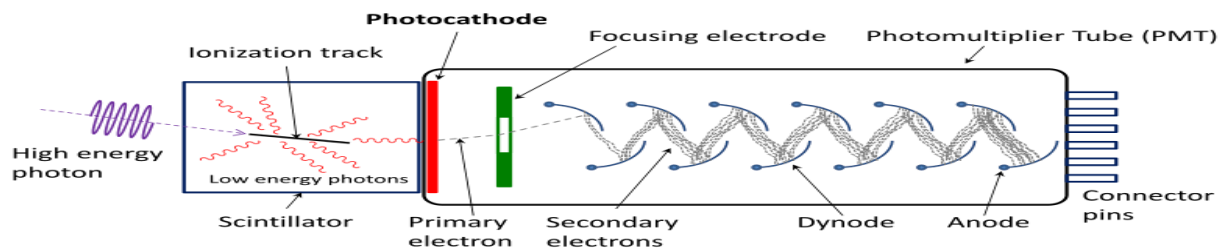


Figure 1. 12: Tube photomultiplicateur

## 5.2. Détecteur de neutron

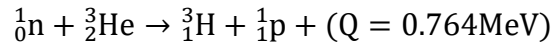
Les neutrons n'interagissent pas avec les électrons de la matière, il faut utiliser des réactions nucléaires pour la détection (détection indirecte),

- réactions nucléaires (n, p) ou (n,  $\alpha$ )
- réaction de fission (n, f)
- réaction de capture radiative (n,  $\gamma$ )

### 5.2.1. Détecteurs $^3\text{He}$

Le détecteur  $^3\text{He}$  est un compteur proportionnel qui fonctionne selon le principe de l'ionisation et l'amplification gazeuse.

On utilise le compteur proportionnel à gaz  $^3_2\text{He}$ , pour la détection des neutrons thermiques grâce à l'ionisation du gaz par les produits de la réaction de capture neutronique suivante :



### **5.2.2. Chambres à fission**

Les parois de ces chambres sont couvertes par un matériau dont la section efficace de fission induite par neutron est importante, les neutrons sont détectés par l'intermédiaire des fragments de fission produits dans la chambre à fission.

### **5.2.3. Détecteur d'activation neutronique**

Certains matériaux s'activent sous l'effet des neutrons et deviennent radioactifs (émetteurs  $\beta$  ou  $\gamma$ ), les réactions de capture ( $n, \gamma$ ) sont les plus probables pour les neutrons à basse énergie. La quantité de la radioactivité  $\gamma$  émise après un certain temps d'irradiation est fonction du flux de neutron utilisé.

Dans ce travail nous utiliserons ce dernier pour la mesure du flux issu d'une source de neutron  $^{226}_{88}\text{Ra} - \text{Be}$ .

***CHAPITRE II***  
***MATERIELS ET METHODES***

## 1. Introduction

Georg Von Hevesy et Hilde Levi introduisirent dès 1936 l'analyse par activation neutronique comme méthode de détermination quantitative des concentrations des éléments. Les sources de neutrons relativement faibles disponibles à l'époque limitaient toutefois les possibilités de la méthode. Vingt ans plus tard, les réacteurs de recherche nucléaire sont devenus disponibles en tant que sources intenses d'activation du rayonnement. La disponibilité de la technique d'analyse a stimulé la recherche dans divers domaines tels que la chimie, la physique des solides. D'autres techniques d'analyse d'éléments traces telles que la spectrométrie d'absorption atomique(AAS), l'émission de rayons X induite par protons(PIXE) [22].

## 2. Principe de l'analyse par activation neutronique

L'analyse par Activation neutronique AAN est une méthode nucléaire qui consiste à détecter les rayons gamma retardés émis par l'échantillon, ce dernier est irradié par un flux de neutrons. Les éléments qu'il contient subissent des réactions nucléaires, conduisant à la création d'isotopes radioactifs caractéristiques des éléments bombardés.

L'identification des isotopes radioactifs permet de connaître la nature des éléments présents dans l'échantillon. La mesure de l'intensité de leur rayonnement permet d'en connaître la teneur.

L'évolution de ces populations nucléaires radioactive en cours d'irradiation est facile à exprimer quantitativement soient :

- N le nombre des noyaux radioactifs, présents à l'instant t, qui sont caractérisés par la constante radioactive  $\lambda$  et la période T.
- n le nombre de noyaux de l'isotope cible sur le quel peut se faire la réaction.
- $\phi$  le flux de neutrons incident ( $n.cm^{-2}.s^{-1}$ ).

Le nombre n lié à la masse m de l'élément par la relation [23] :

$$n = \frac{m \times \theta \times N_A}{M}$$

m : masse de l'élément en g.

$\theta$  : Facture d'abondance isotopique de l'isotope cible.

$N_A$  : Nombre d'Avogadro.

M : Masse molaire de l'élément en g.

La population N de noyaux radioactifs évolue le temps pour deux raisons. La première est qu'elle est constituée de noyaux instables, le taux d'évolution  $dN/dt$  comprend donc un terme négatif :

$-\lambda N$ . La seconde raison est que les réactions nucléaires créent de nouveaux noyaux,

proportionnellement à n et à  $\phi$ , soit à un taux de  $\sigma \times \phi \times n$ .

On a donc [23,24] :

$$\frac{dN}{dt} = \sigma \times \phi \times n - \lambda N$$

Soit:

$$N (t_{ir} + t_d) = \frac{n \sigma \phi}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t_{ir}})$$

Ce taux  $dN/dt$  se réduit naturellement à  $-\lambda N$  dès que l'irradiation est arrêtée. La population  $N$  décroît donc après irradiation suivant l'exponentielle :

$$N (t_{ir} + t_d) = \frac{n \sigma \phi}{\lambda} n e^{-\lambda t_d}$$

A cette population  $N$  est associée une radioactivité  $A$  telle que :

$$A = \lambda N$$

Donc la mesure ne pourra se faire qu'avec une efficacité de détection  $\varepsilon$ , donc le nombre de coups comptés pendant une durée  $t_c$  s'écrira ainsi :

$$N_c = \varepsilon n \sigma \phi (1 - e^{-\lambda t_{ir}}) \int_{t_d}^{t_d+t_c} e^{-\lambda t} dt$$

Soit :

$$N_c = \varepsilon n \sigma \phi (1 - e^{-\lambda t_{ir}}) e^{-\lambda t_d} (1 - e^{-\lambda t_c})$$

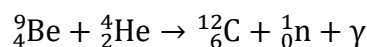
Finalement :

$$\phi = \frac{N_c}{\varepsilon n \sigma (1 - e^{-\lambda t_{ir}}) e^{-\lambda t_d} (1 - e^{-\lambda t_c})}$$

### 3. Source Radium Beryllium ( $^{226}\text{Ra-Be}$ )

La source de neutrons radium-béryllium est une source blindée utilisée pour des travaux pratiques et la recherche dans le domaine nucléaire. Elle contient du Radium 226, qui est l'isotope le plus courant du radium, il représente plus de 99 % des rayonnements naturellement présent sur terre. D'une demi-vie de 1600 ans, il est très fortement radioactif, présentant une activité spécifique de  $36.6 \text{ GBq g}^{-1}$ , Il se désintègre par radioactivité alpha, en présence d'une énergie de 4784 KeV (94%) ou 4602 KeV (6%), et en émettant un rayonnement  $\gamma$  de 186.211 KeV [25].

La réaction productrice de neutrons est :



### 3.1. Constituants de la source de neutron ( $^{226}\text{Ra-Be}$ )

#### 3.1.1. Le récipient

Contient de la paraffine qui agit comme un modérateur avec une densité de  $0.9 \text{ g/cm}^3$ , il existe 7 canaux d'irradiation en aluminium, chacun de 2.9 cm diamètre et de 30 cm de profondeur, ils sont répartis de la manière suivante [25] :

Les canaux 1, 2, 3 et 4 sont à 7 cm de la source.

Les canaux 5 et 6 se trouvent à une distance de 14 cm.

Le canal 7 est situé à 20 cm de cette source.



**Figure 2. 1: La distribution des canaux dans une source de neutrons ( $^{226}\text{Ra-Be}$ ) [25].**

#### 3.1.2. Le réservoir

Il est fabriqué en acier sous forme d'un cylindre de diamètre de 49.5 cm et d'une hauteur de 46.75 cm. L'acier contient les proportions suivantes : Fe 65.16%, Cr 16.96%, Ni 3.61%, Mo 2.29%, Mn 1.59%, Si 0.37%, P 0.011%, S 0.008%, C 0.004% [25].

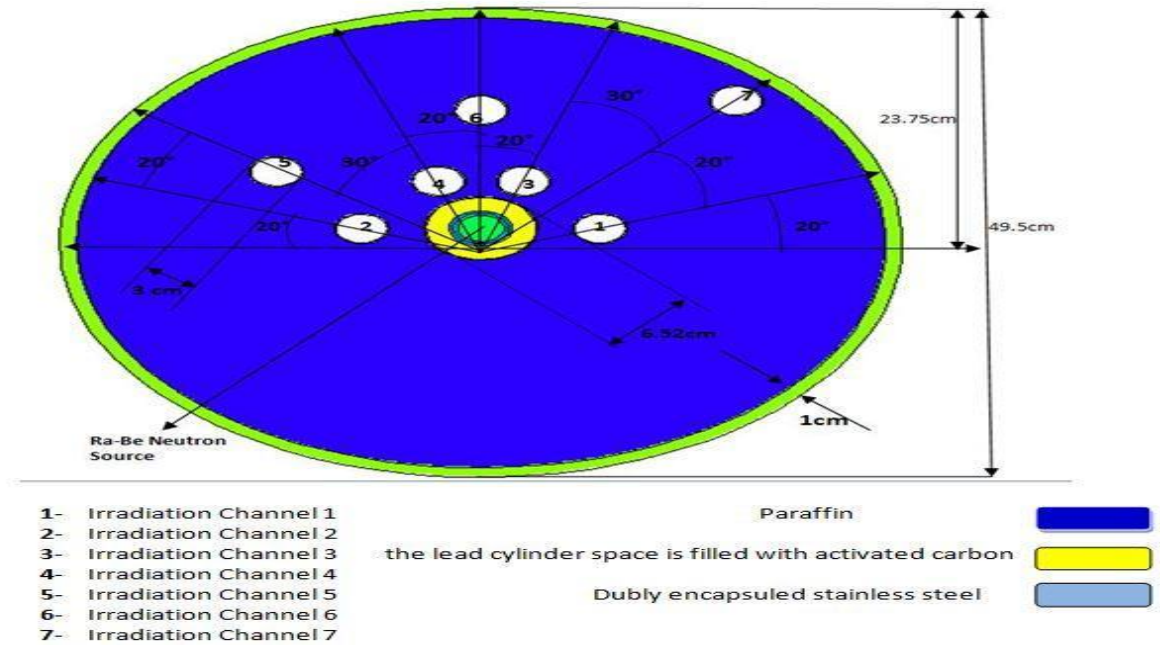


Figure 2. 2: schéma détaillé de sources de neutrons ( $^{226}\text{Ra-Be}$ ) [25].

### 3.2. L'échantillon

L'échantillon utilisé est un barreau cylindrique métallique de cuivre ( $^{63}\text{Cu}$ ) avec une abondance d'isotope de 69.1% et de période  $T = 12.87$  h, 634 g de masse, 15 cm de hauteur et 2.4 cm d'épaisseur. L'échantillon est irradié dans les deux canaux d'irradiation rapide, épithermique, pendant un temps bien déterminé  $t_i$ . La réaction nucléaire produite c'est la capture neutronique :  $^{63}\text{Cu} (n, \gamma) ^{64}\text{Cu}$ , l'élément formé c'est le cuivre 64 et l'énergie des  $\gamma$  émis est 511 KeV.

Réaction	Abondance isotopique( %)	Section efficace (b)	Période T (h)	Energie des $\gamma$ émis (KeV)
$^{63}\text{Cu} (n, \gamma) ^{64}\text{Cu}$	69.1	4.51	12.87	511

Tableau 2.1 : propriétés de la réaction de Capture neutronique.



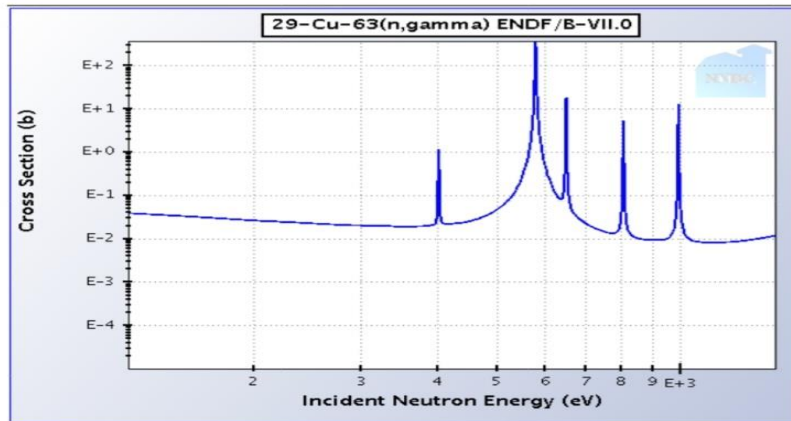


Figure 2. 3: Section efficace de cuivre en fonction de l'énergie des neutrons [26].



Figure 2. 4: photo d'un échantillon de cuivre 63.

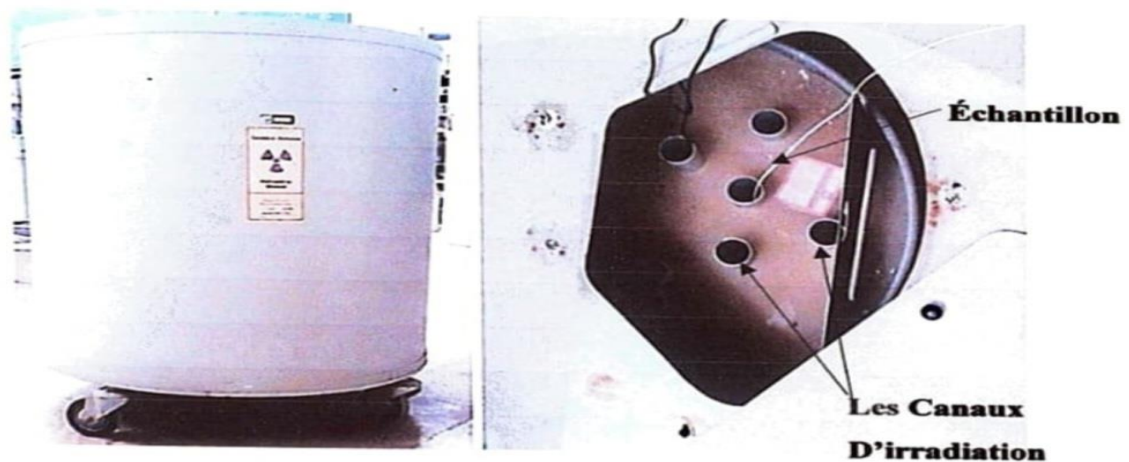


Figure 2. 5: Un échantillon de  $^{63}\text{Cu}$  dans l'un des canaux d'irradiation de la source  $^{226}\text{Ra-Be}$ .

#### 4. Détection des rayonnements gamma retardés

Après irradiation de l'échantillon, nous avons quantifié les rayonnements gamma émis par l'élément radioactif formés en utilisant la chaîne de spectrométrie gamma. Après un temps de mesure bien déterminé on obtient un spectre qui représente le nombre de coups reçus en fonction de l'énergie.

##### 4.1. Principaux éléments constituant une chaîne de spectrométrie gamma

Dans une mesure de spectrométrie gamma, les principaux éléments qui composent une chaîne de mesure sont montrés dans la figure 2.6 La chaîne de mesure classique est constituée d'un détecteur, un préamplificateur, un amplificateur, un convertisseur analogique numérique (ADC), une électronique d'acquisition et un logiciel d'analyse. Dans ce travail la chaîne de spectrométrie gamma est associée à un détecteur à scintillation  $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$   $2' \times 2'$  était un modèle BrillanCe<sup>TM</sup>380 de Saint-Gobain Crystal (figure 2.7) [27]. Toute l'électronique est incluse à l'intérieur (préamplificateur, haut tension et la carte d'acquisition), On obtient ainsi un spectre qui représente le nombre de coups reçus en fonction de l'énergie, le détecteur est polarisé à une tension de 805 Volt. Enfin un ordinateur muni d'une carte d'acquisition et un logiciel de traitement des données "GAMMA VISION", permettent de recueillir le spectre en temps réel.

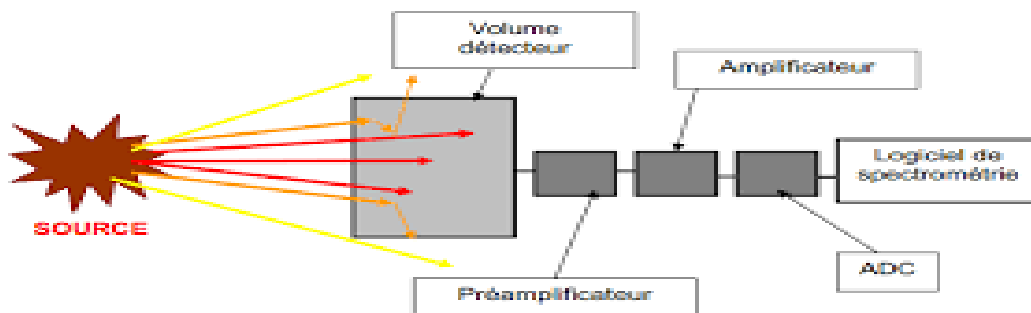


Figure 2. 6: Chaîne de spectrométrie gamma.



**Figure 2. 7: Détecteur à scintillation  $\text{LaBr}_3(\text{Ce}) \times 2$  modèle BrillanCe<sup>TM</sup> 380 de Saint-Gobain Crystal.**

#### 4.2. Gamma Vision

Gamma vision est une Application de spectroscopie gamma tout compris pour les hauts et bas systèmes de spectromètre gamma à résolution. Il regroupe toutes les fonctionnalités de base avancées pour des mesures précises et cohérentes dans une interface intuitive qui simplifie la configuration et le fonctionnement. Avec des commandes MCA intégrées, des fonctions avancées d'analyse du spectre, l'automatisation des opérations de routine, le contrôle de la qualité et Sécurité, Gamma vision est universellement adapté aux laboratoires de production à grande échelle [28].

#### 4.3. Origin

Origin est une application scientifique avancée de création graphiques et d'analyse de données pour les besoins des scientifiques, ingénieurs, développeurs de logiciels [29]. Dans ce travail, nous avons utilisé la version 2019.

#### 5. La simulation de Monte Carlo

Les méthodes de Monte Carlo sont une classe d'algorithmes de calcul qui s'appuient sur l'échantillonnage aléatoire répété pour calculer leurs résultats. Ces algorithmes sont souvent utilisés pour simuler des systèmes physiques et mathématiques. En raison de leur dépendance au calcul répété de nombres aléatoires ou pseudo-aléatoires, les méthodes de Monte Carlo sont bien adaptées au calcul par un ordinateur. Ils sont le plus souvent employés quand il est impossible ou impossible de calculer un résultat exact avec un algorithme déterministe. Les méthodes de

simulation de Monte Carlo sont particulièrement utiles dans l'étude de systèmes avec un grand nombre de degrés de liberté couplés, tels que : les fluides, les matériaux désordonnés, les solides fortement couplés et les structures cellulaires ou, dans notre cas, les interactions de rayonnement.

Les algorithmes modernes de Monte Carlo sont tous exécutés sur des ordinateurs. Le progiciel actuellement le plus utilisé pour de tels calculs est MCNP, qui signifie Monte Carlo N-Particule. Il est capable de suivre 34 types de particules de nucléons, photons, ions légers et plus de 2000 ions lourds à presque toutes les énergies [30].

### **5.1. MCNP**

MCNP est un code transport Monte Carlo à usage général, à énergie continue, à géométrie généralisée, dépendant du temps, couplé neutron/photon/électron. Il peut être utilisé dans plusieurs modes de transport : neutron seulement, photon seulement, électron seulement, transport combiné neutron/photon où les photons sont produits par interactions neutroniques, neutron/photon/électron, photon/électron, ou électron/photon. Le régime d'énergie des neutrons est de 10 MeV à 20 MeV, et les régimes d'énergie des photons et des électrons sont de 1 KeV à 1000 MeV.

L'utilisateur crée un fichier d'entrée qui est ensuite lu par MCNP. Ce fichier contient des informations sur le problème dans des domaines tels que :

La spécification de géométrie.

La description des matériaux et le choix des évaluations transversales, l'emplacement et les caractéristiques de la source de neutrons, de photons ou d'électrons.

Le type de réponses ou de décomptes souhaités, les techniques de réduction de la variance utilisées pour améliorer l'efficacité [31].

## **6. Les expériences**

### **➤ Etape 1**

Nous plaçons le barreau de cuivre 63 dans le canal 1 de la source de neutrons ( $^{226}\text{Ra-Be}$ ) pendant  $t_i = 72.15$  heures (le temps d'irradiation) pour atteindre la saturation maximale de l'élément radioactif cuivre 63. Après on retire l'échantillon de la source de neutrons et on le place devant le détecteur  $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$  en mesurant le temps de décroissance entre les deux instants de retrait de l'échantillon de la source et de le placer devant le détecteur, que l'on note  $t_d = 18.42$  s, ainsi que la mesure du temps de comptage  $t_c = 6091$  s.

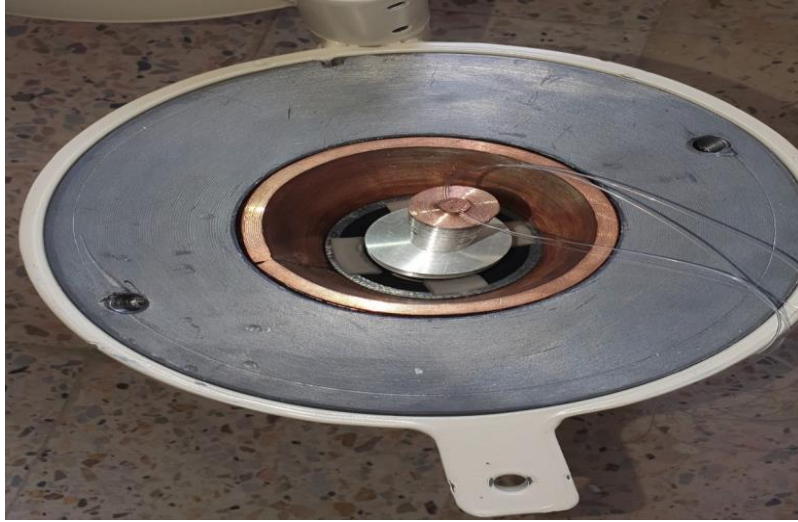


Figure 2. 8: Image montrant le processus de détection de l'échantillon.

➤ **Etape 2**

Après avoir attendu que l'échantillon revienne à son état stable, nous l'avons placé dans le canal 5 de la source de neutrons ( $^{226}\text{Ra-Be}$ ) pendant  $t_i = 74.13$  heures, puis nous l'avons replacé devant le détecteur que l'étape 1 avec  $t'_d = 42.87$  s et  $t'_c = 3596$  s.

**7. Simulation de (l'échantillon, le détecteur et le château) par MCNP**

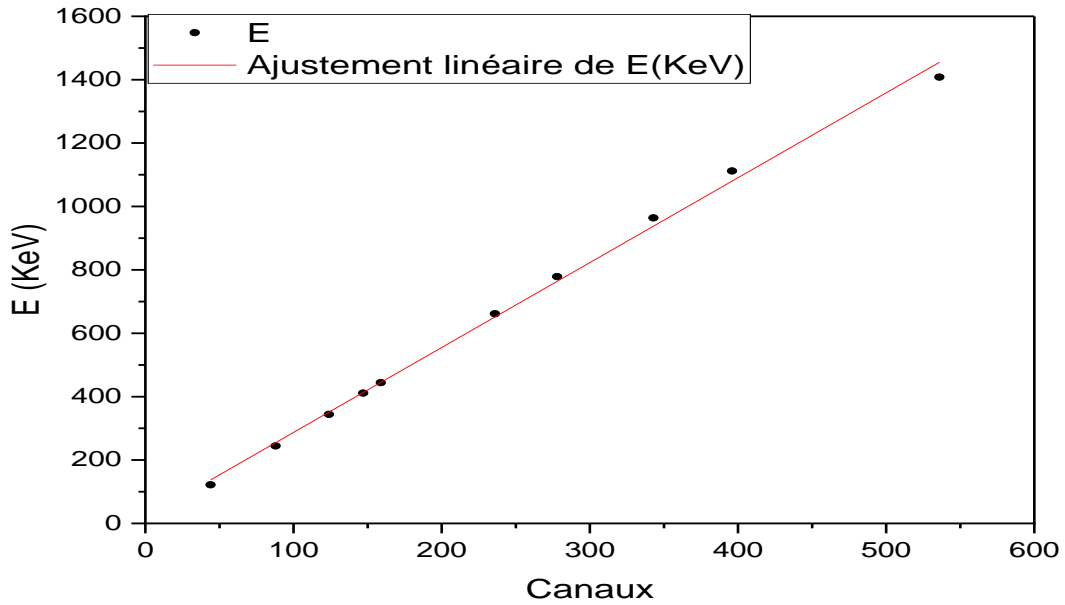
Nous avons lancé le code MCNP (5<sup>ème</sup> version) sur l'ordinateur en précisant la géométrie, les dimensions et les éléments constitutifs pour chacun du détecteur, de l'échantillon radioactif et du château.

## ***CHAPITRE III***

### ***RESULTATS ET DISCUSSION***

**1. Calibration de chaine d'acquisition**

Pour pouvoir identifier l'énergie de radionucléide formé dans notre échantillon, nous avons utilisé deux sources radioactives émettrices du rayonnement gamma l'Eu-152 et Cs-137 pour calibrer la chaine de détection, cette calibration permet d'établir une relation entre les canaux de l'analyseur et l'énergie des sources.



**Figure 3. 1: La droite de calibration en énergie de la chaine d'acquisition**

La courbe est une droite dont l'équation est de la forme  $E=a \times C+b$  tel que  $a=2.678$  et  $b=19.317$  KeV.

## 2. Calcul de l'efficacité volumineuse

Pour calculer l'efficacité nous avons utilisé le code MCNP qui est pré - mentionné au deuxième chapitre.

Nous suivons les étapes suivantes :

- On définit la géométrie de détecteur et de la source, en utilisant une source ponctuelle de Cs-137

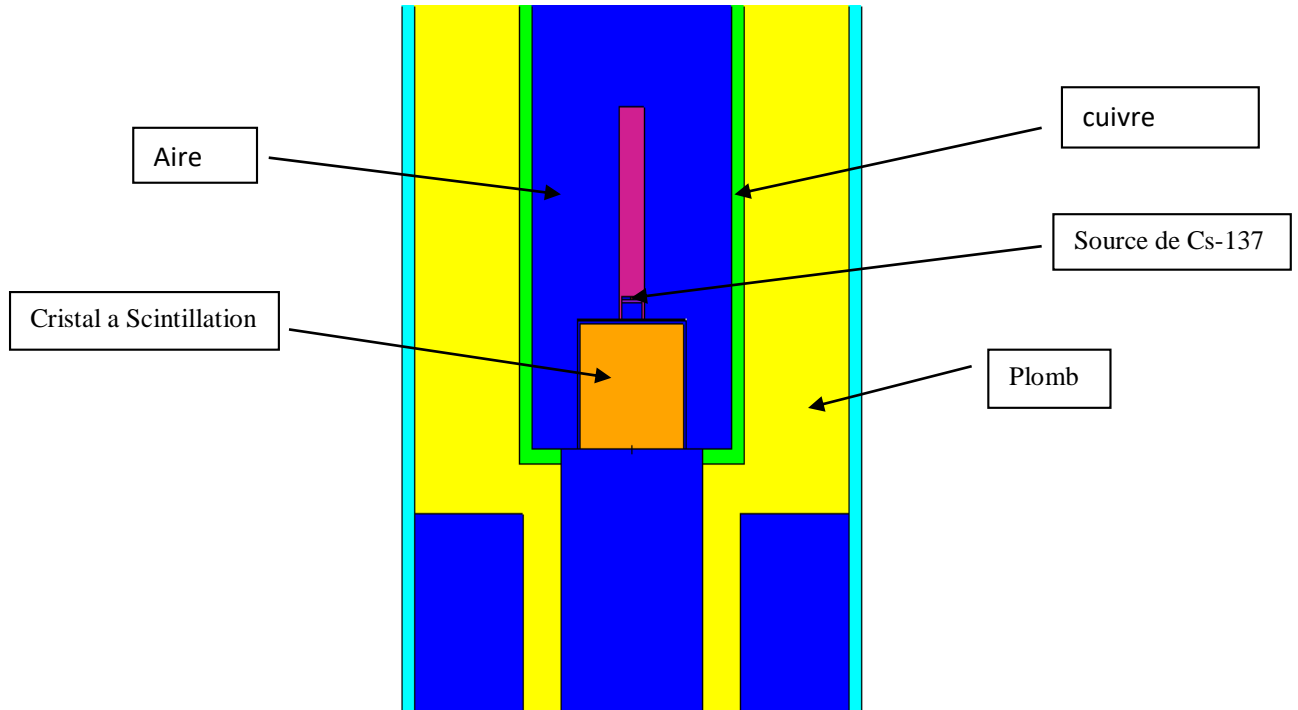


Figure 3. 2: la géométrie de la source ponctuelle.

- La fonction GEB : représente la variation de FWHM en fonction de l'énergie qui est égale à :  $FWHM = a + b\sqrt{E + cE^2}$ .



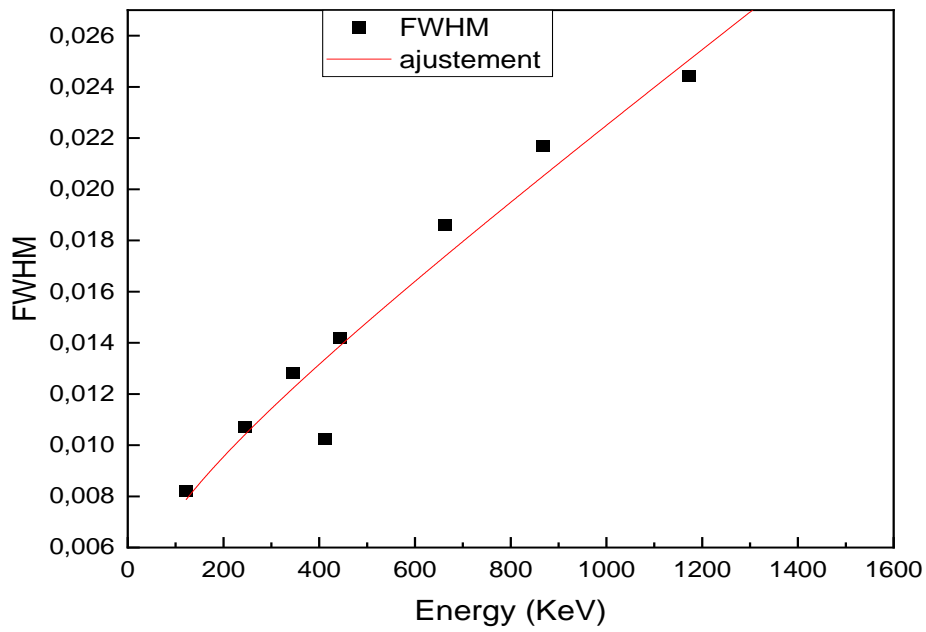


Figure 3. 3: La fonction GEB.

tel que  $a=0.00273$ ,  $b=0.01387$  et  $c=1.03153$

- La validation : pour valider le programme on fait une comparaison entre le spectre expérimental et simulé.

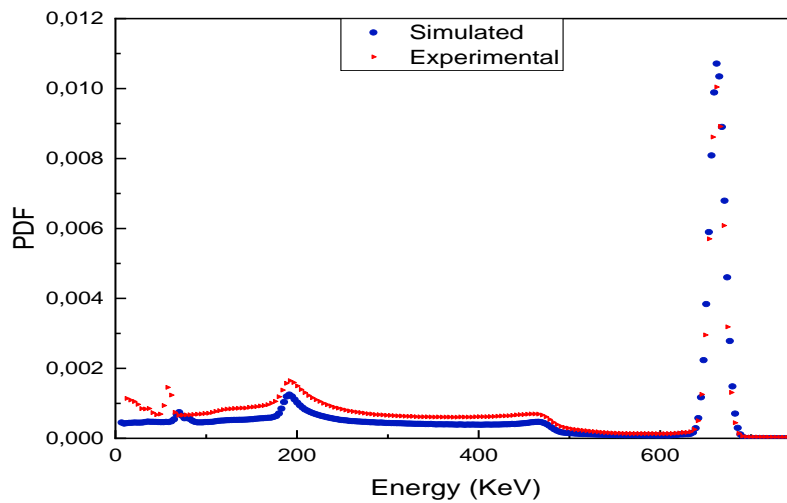


Figure 3. 4: Comparaison entre le spectre expérimental et simulé.

- Calcul de l'efficacité étalée : pour calculer l'efficacité étalée en modifiant sur la géométrie de la source (on enlève la source de Cs-137 et on remplace par le barreau de cuivre)

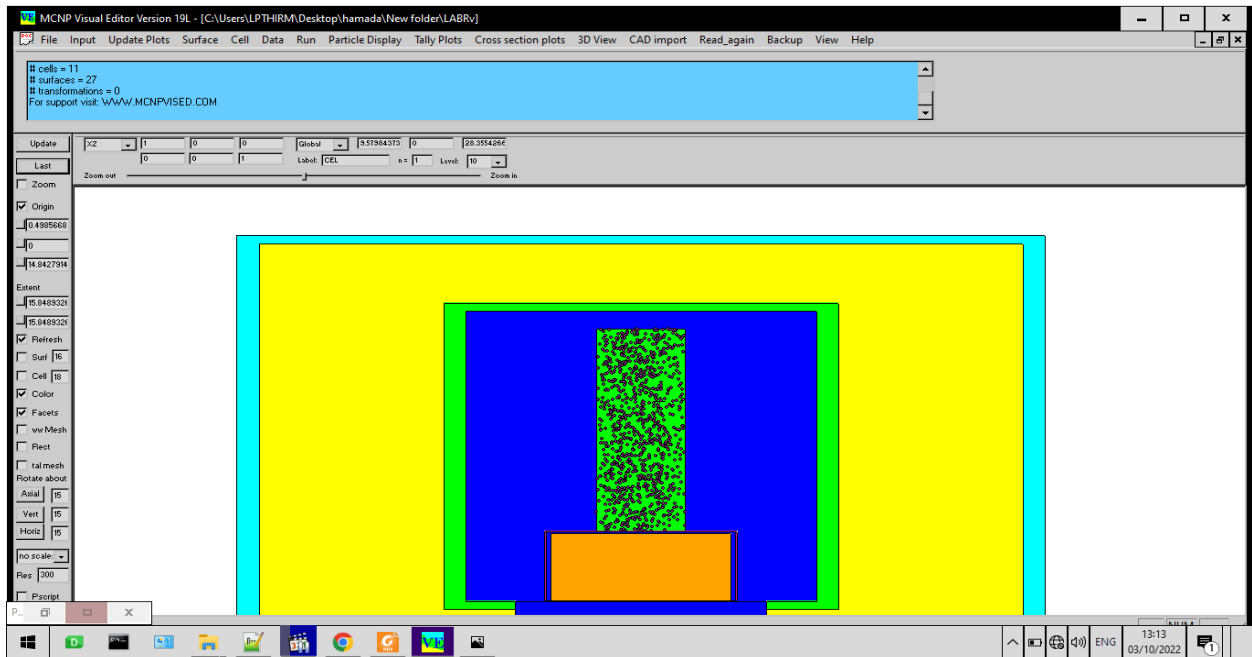


Figure 3.5: la géométrie de la source étalée.

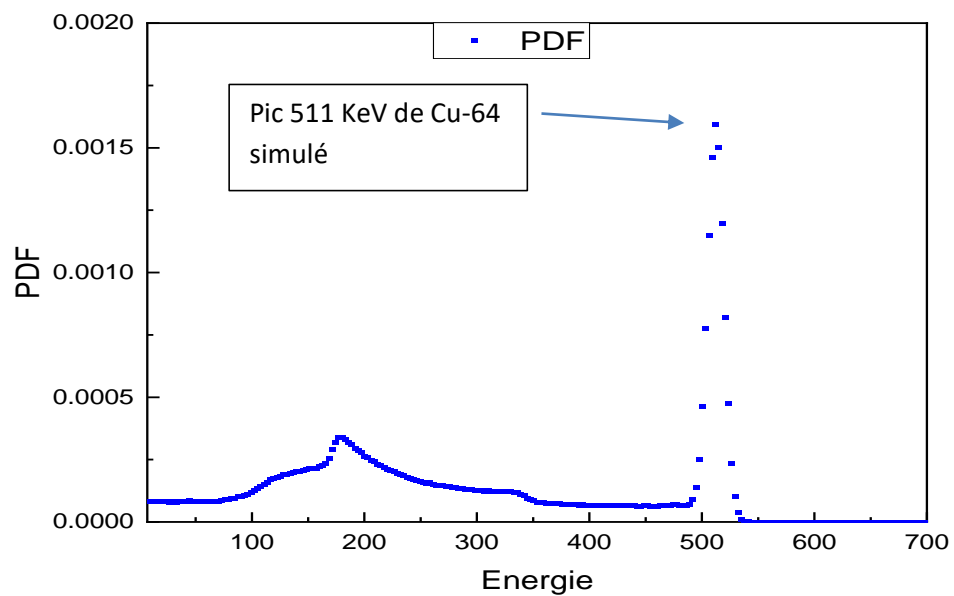


Figure 3. 6: le spectre simulé de Cuivre.

La valeur de l'efficacité étalée est égal la somme entre  $-3 \sigma$  et  $+3 \sigma$ .

La valeur numérique de l'efficacité est : 0.89 %.

### 3. Mesure du flux de neutron

Pour mesurer le flux de neutron, l'échantillon est irradié dans le canal rapide et épi-thermique pendant un temps  $t_i \approx \frac{11}{2} \times T$  (tableau 2.1). La radioactivité de l'élément formée est analysée quantitativement en utilisant la chaîne de spectrométrie gamma, compte-tenu de la période du radionucléide, des temps d'irradiation et d'attente avant mesure, du temps de mesure, de la section efficace de réaction, on évalue la fluence neutronique intégrée pendant le temps d'irradiation.

Les figures 3.5 et 3.6 représentent respectivement le spectre obtenu après l'irradiation dans le canal 1 et 5. En remplaçant le nombre de coups obtenus par leur énergie caractéristique dans l'équation (2.11) on trouve le flux de neutron dans les deux canaux 1 et 5.

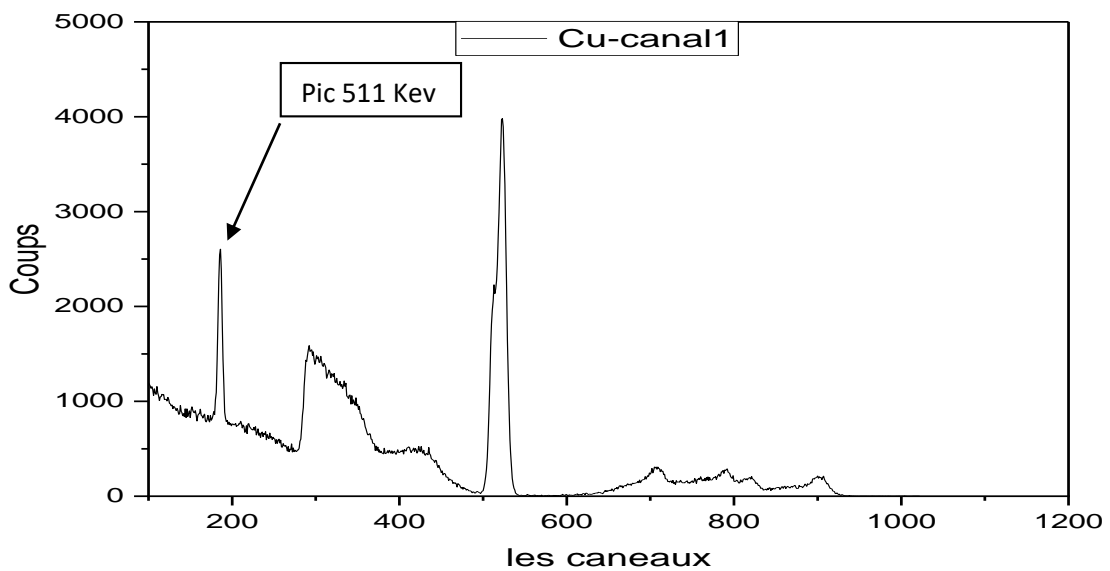


Figure 3.7: le spectre obtenu après l'irradiation dans le canal 1.

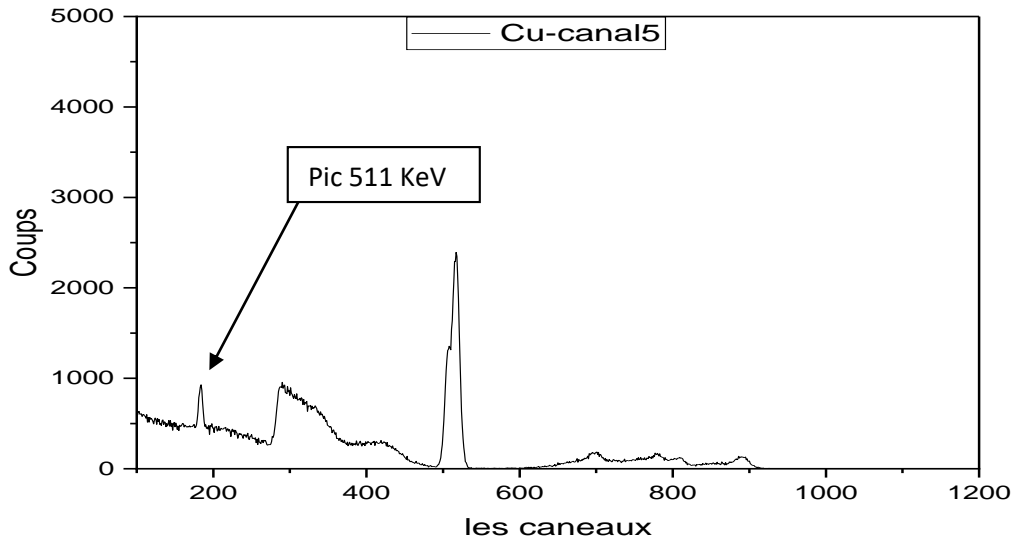


Figure 3. 8: le spectre obtenu après l'irradiation dans le canal 5.

Les résultats sont présentés dans les tableaux suivants :

E (keV)	$t_i$ (s)	$t_d$ (s)	$t_c$ (s)	$N_c$	$\phi_t$
511	259200	18,42	6091	10833	1771.32

Tableau 3.1 : représent le flux total dans canal 1.

E (keV)	$t_i$ (s)	$t_d$ (s)	$t_c$ (s)	$N_c$	$\phi_t$
511	259200	42.78	3596	2752	323.623

Tableau 3.2 : représente le flux total dans canal 5.

Calcul du flux rapide, épi-thermique et thermique dans les Canaux 1 et 5

Flux de neutron( $n.cm^{-2}.s^{-1}$ )	Canal 1	Canal 5
Flux thermique	917.39	259.003
Flux épi-thermique	536.67	54.20
Flux rapide	317.26	10.42

Tableau 3. 3: Flux de neutrons dans le canal 1et 5.

**4. Comparaison des résultats avec la référence [25]**

Les tableaux suivants représentent les résultats obtenus pour le flux de neutrons thermique, épi-thermique et rapide avec le flux de référence [25] :

Flux de neutron(n.cm <sup>-2</sup> .s <sup>-1</sup> )	Canal 1	Référence	Δflux
Flux thermique	917.39	1200	23.5 %
Flux épi-thermique	536.67	701	23.5%
Flux rapide	317.26	415	23.5%

**Tableau 3. 4: comparaison entre le flux mesuré dans canal 1 et la référence.**

Flux de neutron(n.cm <sup>-2</sup> .s <sup>-1</sup> )	Canal 5	Référence	Δflux
Flux thermique	259.003	626	58.5%
Flux épi-thermique	54.20	131	58.5%
Flux rapide	10.42	25.5	58.5%

**Tableau 3. 5: comparaison entre le flux mesuré dans canal 5 et la référence.**

$$\Delta\text{flux} = \frac{\text{flux réf} - \text{flux mesuré}}{\text{flux réf}}$$

## Conclusion générale

L'utilisation de la méthode d'analyse par activation neutronique a contribué à la détermination du flux neutronique dans les canaux rapides et épi-thermique d'une source de neutrons ( $^{226}\text{Ra}$ -Be) disponible au laboratoire LPTHIRM.

L'échantillon est irradié dans deux canaux d'irradiation pendant un temps bien déterminé. Le flux obtenu sous-estimer par rapport à la référence, l'échantillon volumique crée une dispersion de flux dans l'échantillon. Plus l'échantillon est grand, plus l'efficacité de détection est faible.

La détection des neutrons par la technique d'activation neutronique nécessite des échantillons de petite taille afin d'obtenir des valeurs plus précises.

L'objectif était de déterminer qualitativement et quantitativement la radioactivité de l'isotope formé à l'aide d'une chaîne de spectrométrie gamma. Les résultats de flux de neutrons obtenus sont presque égaux aux valeurs de la référence 5, de sorte que  $\text{Cu}_{63}$  peut être considéré parmi les meilleurs éléments pouvant être utilisés dans de telles recherches.

## Références

- [1] <https://www.iaea.org/fr/themes/lanalyse-par-activation-neutronique>.
- [2] P. Sue UMR 9956 CEA-CNRS (laboratoire Internationale, des techniques Nucléaires Originales que sont l'analyse par activation Neutronique et la Microanalyse par faisceau d'ions).
- [3] M. Belamri, K. Benrachedi, Use of neutron Activation Analysis for the control of Air pollution of Algiers. Laboratoire de Technologie Alimentaire-Université M'hamed Bouguarra-Boumerdès-Algérie. Pollution Atmosphérique N° 2007-juillet-Septembre2010.
- [4] ] N. Jovancvic, M. Krmar Neutrons in the Low-Background Ge-Detector Vicinity Estimated from Different Activation Reaction. Elsevier Applied Radiation and Isotop 69(2011) 629-635.
- [5] C. Jimonet, Décret n°2002-460(2009).
- [6] F.N.Flakus.La détection et la mesure des rayonnements ionisants-Bref historique AIEA BulletinnVol,23,N°24.
- [7] Reuss, P, Précis de neutronique, EDP Science(2003).
- [8] Bussac, J., Reuss. P, Traité de neutronique, 2ème Edition (1985).
- [9] H.Métivier, Radioprotection et Ingénierie, Nucléaire, EDP Science 2006.
- [10] A.Lachner, édité par B. Holzer, Particule Interaction With matter, (CERN, Geneva, 2018).
- [11] J.U. Burnham, J.E crist et A.Broughton, neutron cross section, neutron density and neutron flux, nuclear Theory-course227.
- [12] J. Hoste isotopic neutron source of neutron activation Analysais, IAEA-TECDOC, Vienna 248(1988) n°465.
- [13] Kenneth S. Krane, Introductory Nuclear physics, Oregon State Univrsity.
- [14] Neutron Generators for analytical purposes, publie par F.Mulhauser, IAEA Radiation Technologie Reports N°1.
- [15] Wagner L.Araugo et Tarcisio Riberiro de compos, Design and investigation of DD compact neutron generator in head radiotherapy.
- [16] <http://www.cea.fr/comprendre/pages/energies/nucleaire/essentiel-sur-fonctionnement-reacteur-nucleaire-electrogene.aspx>.

- [17] D. Blanc Les Rayonnements Ionisants Détection, Dosimétrie et spectrométrie, 2éme édition.
- [18] NIST XCOM : Element/Compound/Mixture-Physical Measurement laboratory.
- [19] Fiche technique de détecteur : <http://www.ortec-online.com/products/radiation-detectors/scintillation-detectors/scintillation-detector-type/lanthanum-bromide-detectors>.
- [20] G.E Knoll, Radiation Detection and Measurement, Third Edition.
- [21] Validation of NaI(Tl) and LaBr3(Ce) detector,s models via measurement and Monte Carlo simulation.
- [22] G. Hevesy, Hilde Levi: "The action of neutrons on the rare earth elements", Det kgl. Danske Videnskabernes Selskab, Mathematish-fysiske Meddelelser 14, 5 (1936) 1-34.
- [23] N. Chevarier et J. Tousset, Analyse par Activation, Bulletin De L'union des physiciens N° 665 université C. Bernard Lyon 1 Villeurbanne.
- [24] M. Blaauww, the Holistic Analysis Of Gamma-ray Spectra in instrumental Neutron Activation Analysis, Interfacultaire Reactor Instituut van de Technische Universiteit Delft 1993.
- [25] Didi, A., Dadouch, A., &Tajmouati, J. (2015). Design of Irradiation Channels in Radium-Beryllium 226 Ra-Be Neutron Irradiation Facility Usmba-Fsdm-Fez Morocco.E Nuclear& Radiation Phys, 83, 32963.
- [26] Lura Daraban, C. Cosma, L, Daraban,  $^{63}\text{Cu}(n, \gamma)^{64}\text{Cu}$  Nuclear Reaction Cross Section Measurement at Thermal Neutrons Using Isotopic Neutrons for  $^{64}\text{Cu}$  Production, Faculty of Engineering and Enviromental Science, Faculty of Phsics, University Babes-Bolyai, Cluj-Napoca, Romania.
- [27] R Casanovas, JJ Morant, M Salvado. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A? 2012 Elsevier B. V. All rights reserved.
- [28] <https://www.ortec-online.com/products/application-software/gammavision>.
- [29] <http://www.speciation.net/Database/Companies/OriginLab-Corporation/-;i497a-1>.
- [30] Harvey, Zachary R., "Neutron flux and energie characterisation of a plutonium-beryllium isotopic neutron source by Monte Carlo simulation with verification by neutron activation analysis" (2010). UNLV theses/Dissertations/Professional Papers/Capstones.Paper 900, p 6-7.



[31] R. Kinsey, "Data Formats and Procedures for the Evaluated Nuclear Data File, ENDF,"  
Brookhaven National Laboratory report BNL-NCS-50496 (ENDF 102) 2nd Edition (ENDF/B-  
V° (October 1979), p 1-1.