

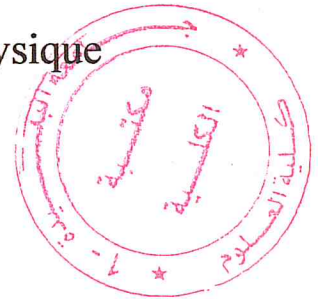
République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
Université Saad Dahleb Blida 1



Faculté des Sciences
Département de Physique
Laboratoire de Physique Théorique et Interactions Rayonnement matière.
LPTHIRM

Mémoire de fin d'étude
Pour l'obtention du diplôme de Master en Physique

Option : Physique des Rayonnements.



Thème :

Mesure du Flux de Neutrons pour une Source $^{226}\text{Ra-Be}$ par la Méthode d'Analyse par Activation Neutronique.

Présenté par :

Belkessa Kahina

Soutenu le 08 Juillet 2018 devant le jury composé de :

Mr. S. A. Yahiaoui	MCB	U. S. D.-Blida 1	Président.
Mr. A. A. Mouzali	MCB	U. S. D.-Blida 1	Examineur.
Mr. M. Chekirine	MCB	U. S. D.-Blida 1	Examineur.
Mr. R. Khelifi	Professeur	U. S. B.-Blida 1	Promoteur.

Blida 2017/2018

MA-530-145-1

Remerciements

Je souhaite exprimer ma profonde gratitude à mes parents, mon frère et ma sœur pour leur soutien indéfectible depuis toujours.

Le présent travail de mémoire a été réalisé au sein du laboratoire de physique théorique et interaction rayonnement matière (LPTHIRM) à l'Université de Blida 1. Je tiens à exprimer toute ma reconnaissance à mon directeur de thèse Monsieur R. KHELIFI Professeur à L'université de Blida 1 pour son soutien, je le remercie chaleureusement aussi le département de physique qui m'a ouvert ses porte pour atteindre mon objectif. Je remercie Monsieur A. A. MOUZALI, docteur à l'université de Blida 1, Monsieur S.-A. YAHIAOUI docteur à l'université de Blida 1 et Monsieur M. CHEKIRINE, docteur à l'université de Blida 1, qui m'ont fait l'honneur d'être les examinateurs de mon travail et ont accepté de consacrer du temps pour la lecture et le jugement de mon mémoire. Je tiens également à remercier toute l'équipe du laboratoire (LPTHIRM) et toutes les personnes qui ont contribué de près ou de loin à l'élaboration de ce travail. J'adresse de chaleureux remerciements à Monsieur M. CHALLAL, Monsieur A. OULEBSIR, Madame A. AMI docteurs à l'université de M'hamed Bouguarra Boumerdès et Monsieur FELLAH, professeur à l'université USTHB pour leur soutiens et encouragement le long de ce travail. J'adresse de chaleureux remerciement à Monsieur H. REBAHI et mes collègues qui étaient toujours présents au cours de ce travail.

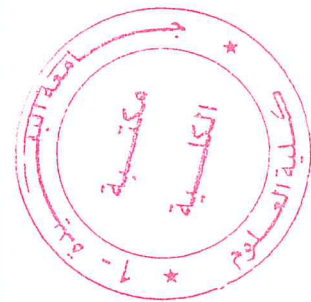


TABLE DES MATIERES

Introduction générale.....	1
Chapitre 1 : Rappels théoriques sur l'interaction rayonnement matière	
1.1 Introduction.....	2
1.2 Interaction des rayonnements électromagnétiques avec la matière.....	2
1.2.1 Effet photoélectrique.....	3
1.2.2 Effet Compton.....	4
1.2.3 Création de paires.....	5
1.2.4 Coefficient d'atténuation d'un faisceau de photons.....	6
1.3 Interaction des neutrons avec la matière.....	7
1.3.1 Propriétés des neutrons.....	7
1.3.3 Différents types de réactions induites par les neutrons.....	9
1.3.3 Corrections dues à l'atténuation des rayons gamma et à la perturbation du flux de neutrons à l'intérieur d'échantillons volumineux.....	11
1.4 Sources de neutrons.....	13
1.4.1 Source isotopique de neutron.....	13
1.4.2 Générateur de neutron.....	15
1.4.3 Réacteurs.....	15
1.5 Détection des rayonnements.....	17
1.5.1 Détecteur des rayonnements électromagnétiques.....	17
1.5.2 Détecteurs de neutrons.....	18
Chapitre 2 : Matériels et méthodes	
2.1 Introduction.....	21
2.2 Chaîne de spectrométrie gamma.....	21
2.2.1 Calibration de la chaîne de spectrométrie.....	22
a. Calibration en énergie.....	22
b. Calibration en efficacité.....	23
2.3 Mesure de l'efficacité de détection ponctuelle en coordonnées spatiales.....	23
2.4 Calcul de l'efficacité de détection pour un échantillon volumineux.....	26
2.5 Principe de l'analyse par activation neutronique.....	30
2.6 Dispositif expérimental en AAN.....	31
2.6.1 Source ^{226}Ra -Be.....	32
2.6.2 Echantillon utilisé pour mesurer le flux de neutron.....	33

2.6.3 Détection des rayonnements gammas retardés.....	34
---	----

Chapitre 3 : Résultats et discussion

3.1 Mesure par spectrométrie gamma.....	35
3.1.1 Calibration en énergie.....	35
3.1.2 Mesure de l'efficacité ponctuelle en coordonnées spatial.....	36
3.1.3 Mesure des valeurs du centre virtuel à l'intérieur du détecteur.....	51
3.2 Calcul de l'efficacité volumineuse.....	53
3.3 Mesure du flux de neutron.....	56
Conclusion générale.....	58
Références.....	59

Annexe

Tables des figures

1.1 Types d'interactions prépondérantes suivant l'énergie du photon et le numéro atomique Z	3
1.2 Effet photoélectrique.....	4
1.3 Diffusion Compton.....	5
1.4 Création de paire.....	6
1.5 Coefficients d'atténuation massiques partiels et totaux pour H_2O et pour Pb	7
1.6 Schéma de voies de sortie possibles des réactions neutroniques.....	9
1.7 Spectres de neutrons des sources isotopique $Be (\alpha, n)$	14
1.8 Comparaison des spectres de neutrons.....	15
2.1 Chaîne de mesure dédiée à la spectrométrie gamma.....	21
2.2 Détecteur à scintillation $3" \times 3"$ de type "ORTEC digiBASE".....	22
2.3 Spectre représente le nombre de coups reçus en fonction de l'énergie.....	22
2.4 Dispositif expérimental de calibration.....	23
2.5 Efficacité de détection en fonction de l'angle solide.....	24
2.6 Dispositif expérimental pour mesurer l'efficacité ponctuelle.....	25
2.7 Position de la source cylindrique par rapport au détecteur.....	27
2.8 Irradiation de l'échantillon.....	31
2.9 Détection des rayonnements gamma retardé.....	33
2.10 Source ^{226}Ra - Be	33
3.1 La droite de calibration en énergie de la chaîne de mesure.....	35
3.2 Dispositif expérimental pour mesurer l'efficacité ponctuelle en coordonnées spatiales..	36
3.3 Spectre expérimental d'Europium.....	37
3.4 Courbe de l'efficacité à la distance $X = 0, Z = 2$ et $X = 0, Z = 12 (cm)$	39
3.5 Courbe de l'efficacité à la distance $X = 1, Z = 4$ et $X = 1, Z = 12 (cm)$	50
3.6 Courbe de l'efficacité à la distance $X = 4, Z = 2$ et $X = 4, Z = 12 (cm)$	50
3.7 Courbe de l'efficacité à la distance $X = 8, Z = 4$ et $X = 8, Z = 10 (cm)$	51
3.8 Droite de l'efficacité ^{-0.5} en fonction de Z pour $E = 122$ et $1112 KeV$	52
3.9 Droite de l'efficacité ^{-0.5} en fonction de Z pour $E = 244$ et $1112 KeV$	52
3.10 Droite de l'efficacité ^{-0.5} en fonction de Z pour $E = 344$ et $1408 KeV$	53
3.11 Courbe de l'efficacité volumineuse pour une géométrie cylindrique.....	53
3.12 Coefficient d'atténuation massique de l'Indium.....	55
3.13 Efficacité volumineuse pour un échantillon cylindrique.....	54
3.14 Spectre obtenu après irradiation de l'indium dans le canal rapide.....	54

Liste des tableaux

1.1 Classification des neutrons en fonction de leur énergie.....	9
1.2 Caractéristiques des sources Be (α , n).....	15
2.1 Propriétés de la réaction de capture neutronique.....	33
3.1 Efficacité spatiale pour $X = 0$ et $Z = 2$ (cm).....	36
3.2 Efficacité spatiale pour $X = 0$ et $Z = 4$ (cm).....	37
3.3 Efficacité spatiale pour $X = 0$ et $Z = 6$ (cm).....	37
3.4 Efficacité spatiale pour $X = 0$ et $Z = 8$ (cm).....	37
3.5 Efficacité spatiale pour $X = 0$ et $Z = 10$ (cm).....	37
3.6 Efficacité spatiale pour $X = 0$ et $Z = 12$ (cm).....	37
3.7 Efficacité spatiale pour $X = 1$ et $Z = 2$ (cm).....	38
3.8 Efficacité spatiale pour $X = 1$ et $Z = 4$ (cm).....	38
3.9 Efficacité spatiale pour $X = 1$ et $Z = 6$ (cm).....	38
3.10 Efficacité spatiale pour $X = 1$ et $Z = 8$ (cm).....	38
3.11 Efficacité spatiale pour $X = 1$ et $Z = 10$ (cm).....	38
3.12 Efficacité spatiale pour $X = 1$ et $Z = 12$ (cm).....	39
3.13 Efficacité spatiale pour $X = 2$ et $Z = 2$ (cm).....	39
3.14 Efficacité spatiale pour $X = 2$ et $Z = 4$ (cm).....	39
3.15 Efficacité spatiale pour $X = 2$ et $Z = 6$ (cm).....	39
3.16 Efficacité spatiale pour $X = 2$ et $Z = 8$ (cm).....	39
3.17 Efficacité spatiale pour $X = 2$ et $Z = 10$ (cm).....	40
3.18 Efficacité spatiale pour $X = 2$ et $Z = 12$ (cm).....	40
3.19 Efficacité spatiale pour $X = 3$ et $Z = 2$ (cm).....	40
3.20 Efficacité spatiale pour $X = 3$ et $Z = 4$ (cm).....	40
3.21 Efficacité spatiale pour $X = 3$ et $Z = 6$ (cm).....	40
3.22 Efficacité spatiale pour $X = 3$ et $Z = 8$ (cm).....	41
3.23 Efficacité spatiale pour $X = 3$ et $Z = 10$ (cm).....	41
3.24 Efficacité spatiale pour $X = 3$ et $Z = 12$ (cm).....	41
3.25 Efficacité spatiale pour $X = 4$ et $Z = 2$ (cm).....	41
3.26 Efficacité spatiale pour $X = 4$ et $Z = 4$ (cm).....	41
3.27 Efficacité spatiale pour $X = 4$ et $Z = 6$ (cm).....	42
3.28 Efficacité spatiale pour $X = 4$ et $Z = 8$ (cm).....	42
3.29 Efficacité spatiale pour $X = 4$ et $Z = 10$ (cm).....	42

3.30 Efficacité spatiale pour $X = 4$ et $Z = 12$ (cm).....	42
3.31 Efficacité spatiale pour $X = 5$ et $Z = 2$ (cm).....	42
3.32 Efficacité spatiale pour $X = 5$ et $Z = 4$ (cm).....	43
3.33 Efficacité spatiale pour $X = 5$ et $Z = 6$ (cm).....	43
3.34 Efficacité spatiale pour $X = 5$ et $Z = 8$ (cm).....	43
3.35 Efficacité spatiale pour $X = 5$ et $Z = 10$ (cm).....	43
3.36 Efficacité spatiale pour $X = 5$ et $Z = 12$ (cm).....	44
3.37 Efficacité spatiale pour $X = 6$ et $Z = 2$ (cm).....	44
3.38 Efficacité spatiale pour $X = 6$ et $Z = 4$ (cm).....	44
3.39 Efficacité spatiale pour $X = 6$ et $Z = 6$ (cm).....	44
3.40 Efficacité spatiale pour $X = 6$ et $Z = 8$ (cm).....	44
3.41 Efficacité spatiale pour $X = 6$ et $Z = 10$ (cm).....	45
3.42 Efficacité spatiale pour $X = 6$ et $Z = 12$ (cm).....	45
3.43 Efficacité spatiale pour $X = 7$ et $Z = 2$ (cm).....	45
3.44 Efficacité spatiale pour $X = 7$ et $Z = 4$ (cm).....	45
3.45 Efficacité spatiale pour $X = 7$ et $Z = 6$ (cm).....	45
3.46 Efficacité spatiale pour $X = 7$ et $Z = 8$ (cm).....	46
3.47 Efficacité spatiale pour $X = 7$ et $Z = 10$ (cm).....	46
3.48 Efficacité spatiale pour $X = 7$ et $Z = 12$ (cm).....	46
3.49 Efficacité spatiale pour $X = 8$ et $Z = 2$ (cm).....	46
3.50 Efficacité spatiale pour $X = 8$ et $Z = 4$ (cm).....	47
3.51 Efficacité spatiale pour $X = 8$ et $Z = 6$ (cm).....	47
3.52 Efficacité spatiale pour $X = 8$ et $Z = 8$ (cm).....	47
3.53 Efficacité spatiale pour $X = 8$ et $Z = 10$ (cm).....	47
3.54 Efficacité spatiale pour $X = 8$ et $Z = 12$ (cm).....	48
3.55 Valeur de Z_C pour $X = 0, 1$ et 2 (cm).....	50
3.56 Valeur de Z_C pour $X = 3, 4$ et 5 (cm).....	50
3.57 Valeur de Z_C pour $X = 6, 7$ et 8 (cm).....	51
3.58 Les valeurs de l'efficacité étalée pour une géométrie cylindrique (Diamètre 8 cm, hauteur 10 cm).....	52
3.59 Les valeurs du coefficient d'atténuation pour l' ^{152}In pour une épaisseur $x = 0.05$ cm..	53
3.60 Les valeurs de l'efficacité volumineuse pour les énergies de l' ^{116}In	54
3.61 Flux de neutrons dans le canal rapide.....	55

Résumé

L'objectif de ce mémoire est de mesurer le flux de neutrons pour une source $^{226}\text{Ra-Be}$. Nous avons utilisé la méthode d'analyse par activation neutronique (AAN) ou un élément cible est irradié pendant un temps déterminé par un rayonnement neutronique. La radioactivité de l'élément formé est analysée quantitativement et, 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. D'où la nécessité de mettre en œuvre une chaîne de spectrométrie gamma en utilisant un détecteur à scintillation NaI(Tl).

La mesure ne pourra se faire qu'avec une efficacité de détection. Comme l'échantillon Utilisé est volumique cela nécessite le passage d'une efficacité ponctuelle mesurée expérimentalement au calcul de l'efficacité volumineuse de détection. Dans ce travail nous avons choisi la méthode semi-empirique de correction de l'efficacité pour des sources volumineuses présentées par Galloway [30]. La méthode corrige l'effet de l'auto-atténuation et l'effet du changement de l'angle solide pour chaque position dans le volume couvert par la source.

Abstract

The objective of this thesis is to measure the neutron flux for a ^{226}Ra -Be source.

We used the method of neutron activation analysis (NAA), a target element is irradiated for a given time to neutron radiation. The radioactivity of the formed element is quantitatively analyzed and, taking into account the radionuclide period, the irradiation time and the waiting time before measurement, the measurement time, the reaction cross section, the neutron fluence is evolved. Integrated during the irradiation time, from which it is necessary to implement a gamma spectrometry chain using a scintillation detector NaI (TI).

The measurement can only be done with a detection efficiency, as the sample used is voluminal it requires the passage from a point efficiency measured experimentally to the computation of the large detection efficiency. In this work we have chosen the semi-empirical method of efficiency correction for large sources presented by Galloway [30]. The method corrects the effect of self-attenuation and the effect of changing the solid angle for each position in the volume covered by the source.

Introduction

L'analyse par activation neutronique ou bien (AAN) est une méthode d'analyse Nucléaire multiélémentaire. Sa mise en œuvre consiste à irradier l'échantillon à analyser par un flux de neutron et à identifier ensuite, après irradiation les isotopes radioactifs créés à partir des éléments à doser. L'analyse AAN est non seulement multiélémentaire et très sensible (limite de détection pouvant atteindre 10^{-12} g et moins quelque fois [1]), mais de plus sa réponse est indépendante de la forme chimique de l'élément et c'est une analyse qualitative et quantitative.

L'obstacle de son utilisation réside dans la lenteur de la procédure d'analyse. En effet, l'analyse des traces des radionucléides de longue période, la durée d'irradiation peut prendre plusieurs heures également pour la mesure et ceci pour un seul échantillon. La seule manière de remédier à ces inconvénients, consiste à l'utilisation des échantillons volumineux à des flux plus élevés et des dispositifs de comptage plus efficaces. L'application de cette méthode se trouve dans divers domaines tel que l'environnement [2], la santé [3], l'industrie et elle est utilisée aussi pour mesurer le flux de neutrons pour différentes sources isotopiques [4, 5]. Dans ce mémoire nous avons utilisé cette technique afin de mesurer le flux de neutrons pour une source $^{226}\text{Ra-Be}$.

Le présent manuscrit est structuré en trois chapitres. Dans le premier chapitre, nous rappelons les bases théoriques nécessaires à la compréhension des mécanismes d'interaction des rayonnements électromagnétiques, ainsi que des neutrons avec la matière.

Ensuite, dans le deuxième chapitre, nous décrivons la procédure expérimentale du travail tel que le principe de la chaîne de spectrométrie gamma, la correction effectuée pour l'efficacité de détection pour pouvoir exécuter la méthode d'analyse par activation neutronique, ainsi que la méthode utilisée pour cette correction.

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

Chapitre 1

Rappels théoriques sur l'interaction rayonnement-matière.

1.1 Introduction

"Un rayonnement ionisant est un transport d'énergie sous la forme de particules ou d'onde électromagnétique d'une longueur d'onde inférieure ou égale à 100 nm, soit d'une fréquence supérieure ou égale à 3×10^{15} Hz, pouvant produire des ions directement ou indirectement"[1]. Parmi les rayonnements ionisants, on distingue ceux qui sont directement ionisants, particules chargées (α , p , β ...), de ceux qui sont indirectement ionisants (γ , neutrons). Ces derniers n'ionisent la matière que par l'intermédiaire de particules chargées secondaires qu'ils créent dans le milieu.

1.2 Interaction des rayonnements électromagnétiques avec la matière

Le terme photon concerne les rayonnements électromagnétiques émis soit dans les Transitions nucléaires " γ ", soit dans les transitions atomiques "X", "UV", "Visible", "IR"... La traversée des matériaux par les photons est associée à une probabilité d'interagir avec ce milieu. Cette interaction peut être classée selon :

- La nature de l'interaction : photon – électron ou photon – noyau,
- Le type de l'effet produit : l'absorption, la diffusion ou la production 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 [2- 5].

Dans la figure 1.1 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 paire (e^- , e^+) est prépondérante pour les hautes énergies et la diffusion Compton pour des énergies intermédiaires.

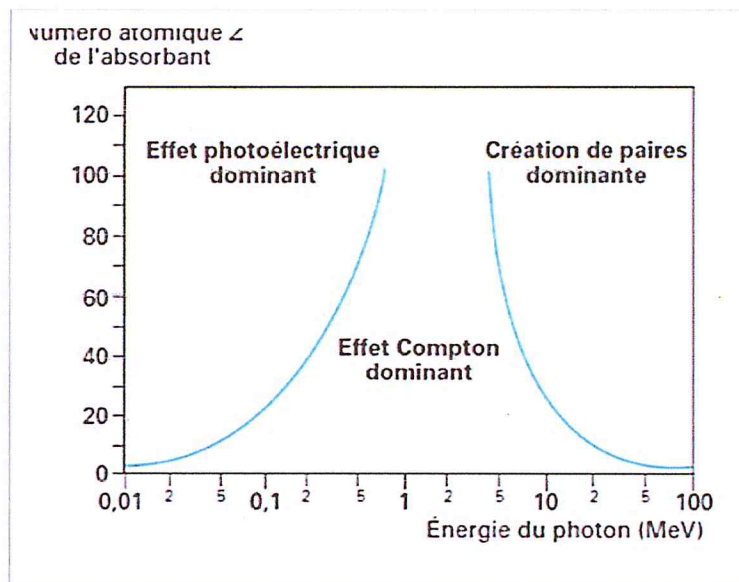


Figure 1.1 : Types d'interactions prépondérantes suivant l'énergie du photon et le numéro atomique Z .

1.2.1 Effet photoélectrique

Au cours de l'effet photoélectrique, le photon interagit avec un électron du cortège du noyau, il lui cède totalement son énergie. 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 . Après cet événement, l'atome subit un réarrangement au cours duquel, soit un photon de fluorescence est émis, soit un nouvel électron est éjecté avec une énergie cinétique E_e (effet Auger). L'effet photoélectrique n'a lieu que si $h\nu \geq U_L$ (effet seuil).

$$E_e = E - U_L$$

Le processus photoélectrique est d'autant plus important que le numéro atomique (Z) du milieu est élevé et l'énergie du photon est faible $E \leq 0.2$ MeV, d'où la section efficace pour l'effet photoélectrique est [7] :

$$\sigma_{ph} \propto \frac{Z^{4.35}}{E^3}$$

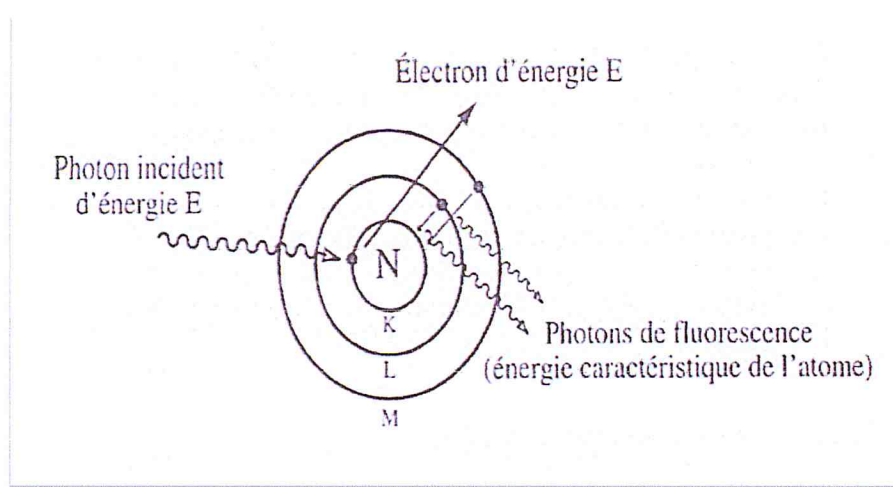


Figure 1.2 : Effet photoélectrique.

1.2.2 Effet Compton

Le photon interagit avec un électron que l'on peut considérer comme libre et au repos (l'énergie de liaison étant négligeable devant l'énergie du photon). Après la diffusion inélastique, le photon est dévié selon l'angle θ par rapport à la direction du photon incident, l'électron reculant selon l'angle Φ_e . La conservation de l'énergie s'écrit :

$$h\nu = h\nu' + E_e \quad (1.1)$$

dans ce processus, une partie de l'énergie initiale est transmise à l'électron au cours de l'interaction. Le photon diffusé d'énergie $E' = h\nu'$ pourra éventuellement donner lieu à d'autres diffusion Compton. La conservation de la quantité de mouvement donne :

$$P = p' \cos\theta + p_e \cos\Phi_e$$

$$0 = -p' \sin\theta + p_e \sin\Phi_e$$

L'énergie du photon diffusé est alors :

$$E' = \frac{h\nu}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)}$$

Avec $\alpha = h\nu/m_0c^2$.

Dans le cas où les photons incidents sont de haute énergie ($E \gg E_0$) pour tous les angles de diffusion, sauf près de 0° , l'énergie du photon diffusé est :

$$E' = \frac{h\nu}{1 + (\frac{h\nu}{m_0c^2})(1 - \cos\theta)} \approx \frac{m_0c^2}{1 - \cos\theta}$$

A partir de l'équation 1.1, on déduit l'énergie de l'électron Compton :

$$E_e = h\nu \frac{2\alpha}{1 - 2\alpha + (1 + \alpha)^2 \tan^2\Phi_e} \quad (1.2)$$

Les angles de diffusion de l'électron et du photon sont reliés par la relation suivante :

$$-\cot\Phi_e = \frac{\tan(\frac{\theta}{2})}{(1+\alpha)}$$

L'effet compton est prépondérant pour les Z faibles, et des photons d'énergies comprises entre 0.2 Mev et quelques Mev, la section efficace compton est :

$$\sigma_c \propto \frac{Z}{h\nu}$$

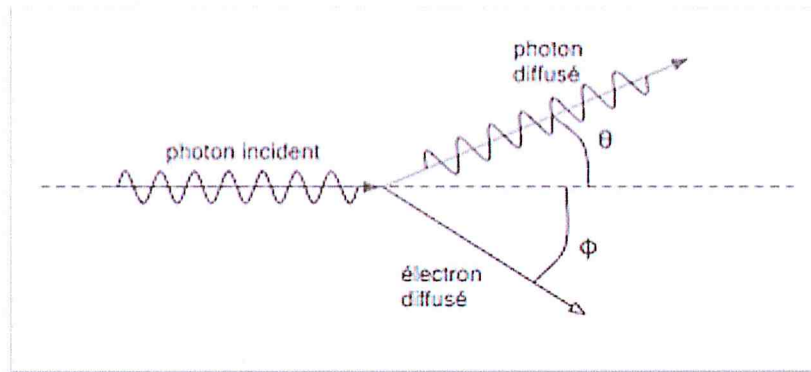


Figure 1.3 : Diffusion compton.

1.2.3 Création de paires

L'effet de matérialisation se produit à l'énergie élevée ($E \geq 2m_0c^2$). Le photon pénétrant dans le champ coulombien d'un noyau se matérialise sous forme d'une paire électron-positron (e^-, e^+). L'électron et le positron sont ralentis dans la matière environnante. A la fin de son parcours, le positron interagit avec un électron et s'annihile ce qui engendre l'émission de deux photons de 511 keV. La conservation de l'énergie s'écrit :

$$h\nu = 2m_0c^2 + E_{e^-} + E_{e^+}$$

E_{e^-} et E_{e^+} sont respectivement les énergies cinétique de l'électron et du positron les lois de conservation du moment cinétique font que ces deux photons sont émis dans des directions opposées.

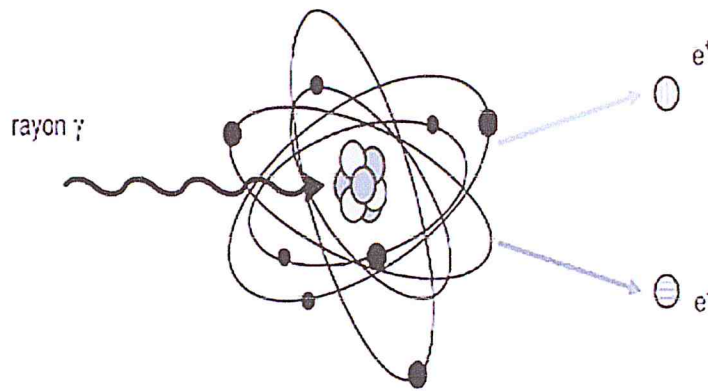


Figure 1.4 : Création de paire.

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 γ avec la matière a comme section efficace la somme des

Trois sections efficaces des différents processus. Elle est donnée par :

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

1.2.4 Coefficients d'atténuation d'un faisceau de photons

L'atténuation des photons s'exprime par le coefficient d'atténuation qui présente la fraction des photons incidents interagissant par unité de longueur. Ce coefficient tient compte des sections efficaces des trois processus de pertes d'énergie. Ainsi, pour N_0 photon incidents, le nombre N de photons qui traversent une épaisseur x de matériau sans interagir est donné par la relation suivante :

$$N(x) = N_0 e^{-\mu x}$$

avec μ coefficient d'atténuation total défini par :

$$\mu = n\sigma_{tot}$$

ou $n = \frac{N_A \rho}{M}$, N_A nombre d'Avogadro, ρ la densité et M masse molaire.

La figure 1.5 montre une présentation des coefficients d'atténuation massiques partiels et totaux pour deux matériaux : l'eau et le Plomb [6]

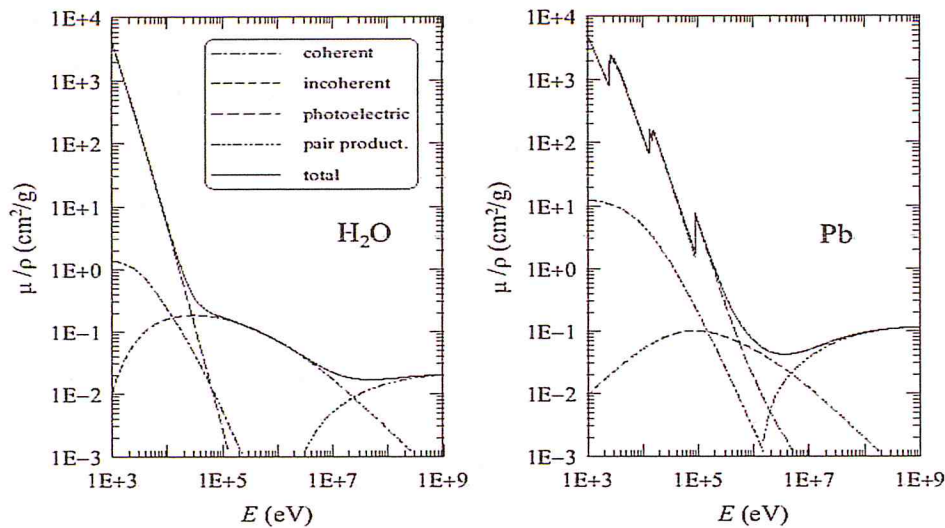


Figure 1.5: Coefficients d'atténuation massiques partiels et totaux pour H_2O et pour Pb.

A titre d'exemple, pour réduire d'un facteur 10 l'intensité d'un faisceau de photons γ dont l'énergie est comprise entre 1 et 3 MeV, il faut une épaisseur dans le Pb :

$$X \simeq \frac{35}{\rho} \text{ cm}$$

ρ étant la masse volumique de la matière irradiée en g/cm^3 . Pour atténuer le faisceau d'un facteur 10^n , l'épaisseur de la matière irradiée doit être égale à nX .

On déduit le libre parcours moyen R des photons dans un milieu par :

$$R = \frac{1}{\mu} = 1.14X_{1/2}$$

$X_{1/2}$ représente l'épaisseur de la matière dans laquelle la moitié des photons incidents a disparu.

1.3 Interaction des neutrons avec la matière

1.3.1 Propriétés des neutrons

Le neutron est une particule de charge nulle de masse au repos $939.5 \text{ MeV}/c^2$. Il est instable lorsqu'il n'est pas lié, avec une demi-vie de 12 min. 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 depuis le neutron froid jusqu'au neutron de plusieurs centaines de MeV. Le tableau 1.1 reprend la classification des neutrons [2] :

Neutron	Énergie
Thermique	$E_n \leq 0.4 \text{ eV}$
Épithermique	$0.4 \text{ eV} < E_n \leq 500 \text{ keV}$
Rapide	$E_n \geq 500 \text{ keV}$

Tableau 1.1 : Classification des neutrons en fonction de leur énergie.

Neutrons thermique

Les sources de neutrons produisent toujours des particules dont les énergies sont de l'ordre du MeV, ou au-dessus. Ce sont des neutrons rapides. Quand de tels neutrons pénètrent dans un milieu peu absorbant, ils perdent progressivement leur énergie, par des processus successifs de diffusion généralement élastique sur les noyaux des atomes du milieu. Au bout d'un nombre suffisant d'interactions, ils sont "thermalisés", cela signifie qu'ils sont en équilibre thermodynamique avec le milieu, et le nombre de neutrons est donné par l'expression de Boltzmann :

$$N_i = N_0 e^{-\beta E_i}$$

Ou :

N_i : Le nombre de neutron thermique,

k_B : La constante de Boltzmann,

T : Est la température absolue.

L'énergie cinétique moyenne des neutrons thermiques est alors :

$$E = \int E_i dn_i = k_B T$$

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 la valeur la plus probable. On convient de définir une limite supérieure au-dessous de laquelle ils sont considérés comme des neutrons thermiques. Cette valeur est de 0.4 eV, une valeur correspondante au changement remarquable qui est observé pour la section efficace d'absorption du cadmium (Cd).

Neutrons intermédiaires

Les neutrons intermédiaires résultent de la collision élastique entre des neutrons rapides et un noyau cible léger d'un matériau ralentisseur. Ces neutrons se situent dans la gamme d'énergie de 0.4 eV à 200 keV, et donnent un spectre $f(E_n)$, proportionnel à $1/E_n$.

Neutron rapides

Les neutrons sont considérés comme rapides si leur énergie est supérieure à 500 keV. Quand l'énergie des neutrons est supérieure à 50 MeV, ils sont considérés comme relativistes.

1.3.2 Différents types de 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 de l'ordre de 10^{-14} s, peut se désexciter selon plusieurs voies, en émettant (Figure 1.6) [12] :

- Les particules massiques associées ou non à des rayonnements γ :
 - Un neutron : on a alors une réaction de diffusion,
 - Plusieurs neutrons : $(n, 2n)$, $(n, 3n)$, (n, xn) ,
 - Une particule chargée légère : (n, p) , (n, d) , (n, t) , $(n, {}^3_2He)$, $(n, {}^4_2He)$,
 - Les fragments de fission associés à des neutrons et des gammas : réaction (n, f) ,
- Les rayonnements gamma : réaction (n, γ) , réaction d'activation.

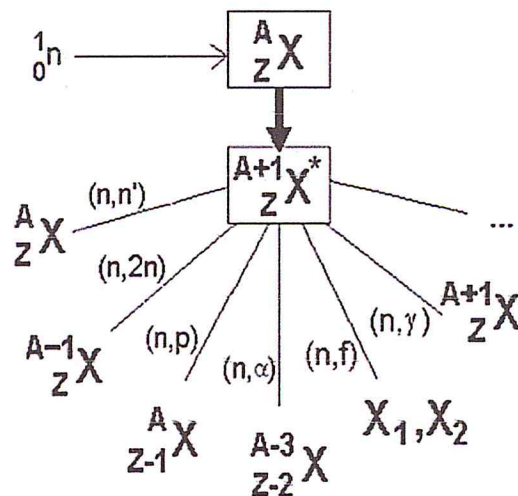


Figure 1.6 : Schéma de voies de sortie possibles des réactions neutroniques.

X : noyau cible.

Z : nombre de proton.

A : nombre de nucléons.

N : nombre de neutrons.

γ : gamma émis.

Réaction de diffusion neutronique ($n, n'\gamma$)

La diffusion peut être élastique ou inélastique. Les réactions de diffusion sont à l'origine des capacités de modération de certains matériaux. Elles modifient l'énergie et la direction du neutron incident, mais ne le font pas disparaître comme c'est le cas pour les réactions d'absorption.

Lors d'une diffusion élastique, l'énergie totale du système neutron noyau est conservée. Une partie de l'énergie cinétique du neutron est emportée sous forme d'énergie de recul par le noyau cible. Le neutron perd donc de l'énergie : c'est cet effet de modération qui est recherché dans les échantillons en masse afin de thermaliser les neutrons rapides (en moyenne 4.5 MeV) émis par la source $^{226}\text{RaBe}$ sans les absorber.

Lors de la diffusion inélastique, une partie de l'énergie cinétique du neutron incident est transférée au noyau cible sous forme d'énergie d'excitation. Celui-ci se désexcite ensuite par émission de rayonnement gamma. La réaction est notée ($n, n'\gamma$). Les réactions de diffusion inélastiques sont des réactions à seuil. Elles nécessitent parfois des neutrons d'énergie supérieure à quelques MeV.

Réaction de fission

L'absorption d'un neutron par un noyau fissile conduit à la formation d'un noyau composé. La fission d'un noyau produit généralement deux fragments de masse plus faible dans un état excité et s'accompagne de l'émission de neutron et de rayonnement gamma. Les fragments de fission présentent une distribution du nombre de masse A centrée autour de 100 et 140. Une fission produit également un dégagement d'énergie de l'ordre de 200 MeV pour l' ^{235}U .

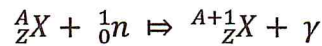
La réaction de fission (n, f) est favorisée dans le cas des noyaux fissiles par les neutrons thermiques qui apportent l'énergie nécessaire pour surmonter la barrière de potentiel. C'est le cas des noyaux ^{235}U , ^{239}Pu ou ^{241}Pu . La fission peut également être provoquée par un neutron rapide d'énergie de l'ordre du MeV et plus. Le neutron rapide apporte alors son énergie cinétique qui permet de franchir la barrière de potentiel. C'est le cas des noyaux tels que ^{238}U ou ^{240}Pu .

Moins de 10^{-13} s après l'interaction, des neutrons et des gammas prompts sont émis. De cent millisecondes à 55 secondes après, certains produits de fission, appelés précurseurs, se désexcitent par radioactivité β^- et émettent des gammas et des neutrons retardés [8]. Le nombre de gammas prompts émis lors d'une fission varie de 7 à 10, et leur énergie totale moyenne est comprise entre 7 et 9 MeV.

Ces rayonnements sont inexploitable en mesure gamma active, en raison du bruit de fond élevé induit par les très nombreux noyaux fils se désexcitant dans un laps de temps très court. Le nombre de gamma retardés émis lors d'une fission varie de 6 à 8 en moyenne. Leur énergie moyenne est de l'ordre du MeV. Ces rayonnements retardés sont exploitables par la spectrométrie gamma.

Réaction de capture radiative

La réaction de capture neutronique radiative :



Avec γ : gamma émis

Le plus souvent, la probabilité de capture radiative d'un neutron est la plus élevée pour des neutrons thermiques. Les gammas de capture sont émis quasi-simultanément (10^{-14} et 10^{-16} s après l'absorption du neutron) et emportent le surplus d'énergie résultant du bilan énergétique de la réaction. En effet, on a :

$$Q = m({}^A_ZX)c^2 + m({}^1_0n)c^2 - m({}^{A+1}_ZX)c^2$$

Q est presque toujours positif pour la capture neutronique et vaut l'énergie de liaison du neutron absorbé (entre 2 et 10 MeV) dans le noyau formé ${}^{A+1}_ZX$.

1.3.3 Corrections dues à l'atténuation des rayons gamma et à la perturbation du flux de neutrons à l'intérieur d'échantillons volumineux

Le signal mesuré dépend dans un premier temps des paramètres de capture neutronique de l'élément d'intérêt et dans second temps des paramètres liés à la détection du photon d'énergie E_γ émis (intensité d'émission et rendement de détection à cette énergie). D'autre part, il augmente avec la quantité de matière et la durée de l'irradiation.

La déduction de la masse d'un élément d'un échantillon à partir d'un signal utile A, nécessite la connaissance du flux de neutrons et du rendement de détection du dispositif de mesure. La mesure absolue du flux de neutrons est délicate et a conduit à réaliser des mesures relatives en comptant des raies de capture de différents éléments produit pendant la même irradiation (même flux de neutron).

La détermination du rendement de détection peut être effectuée en utilisant des rayonnements gamma de capture présentant des raies sur une large gamme d'énergie. Ceci permet une comparaison à basse énergie avec des sources isotopiques. L'utilisation d'un code

de transport des neutrons et des photons (de type Monte Carlo N-particle) permet également d'appréhender le rendement de détection à haute énergie [9].

En tenant compte des deux phénomènes, le flux de particules qui n'a pas interagit à une profondeur x dans l'échantillon, $\Phi(x)$ est introduit sous forme différentielle :

$$\frac{\partial \Phi(x)}{\partial x} = -\Sigma_t \Phi(x) \quad \text{Pour les neutrons.} \quad (1.3)$$

$$\frac{\partial \Phi(x)}{\partial x} = -\mu_t \Phi(x) \quad \text{Pour les photons.} \quad (1.4)$$

Ou :

- x est la profondeur dans l'échantillon (m)
- Σ_t est la section efficace macroscopique (m^{-1})
- μ_t est le coefficient d'atténuation gamma (m^{-1})

Par intégration des équations (1.3) et (1.4) sur toute la profondeur x de l'échantillon, on obtient :

$$\Phi(x) = \Phi(0)e^{-\Sigma_t x}, \text{ pour les neutrons}$$

$$\Phi(x) = \Phi(0)e^{-\mu_t x}, \text{ pour les photons}$$

1.4 Sources de neutron

Les sources de neutrons utilisées en analyse par activation sont de trois types :

- Sources isotopique,
- Générateur de neutrons,
- Réacteur de recherche.

1.4.1 Sources isotopique de neutrons

La source isotopique la plus utilisée est le californium ^{252}Cf , qui par fission spontanée donne un flux de neutrons de 2.34×10^{12} n/s/g et d'énergie moyenne 2.14 MeV. Elle a une période de 2.646 ans [15].

D'autres sources utilisent la réaction (α, n) ; c'est le cas par exemples de l'Américium-béryllium $^{241}\text{AmBe}$ et le Radium-béryllium $^{226}\text{RaBe}$ pour lesquelles l'américium et le radium sont des émetteurs α et le béryllium est le siège de la réaction (α, n) .

Ce type de sources possède cependant une intensité moins élevée de l'ordre de quelques 10^6 n/s/ci, par contre la période est plus grande, 458 ans pour l'américium et 1600 ans pour le Radium [15].

Un certain nombre de radio émetteurs α est utilisé dans les sources de neutrons. Une étude de leurs caractéristiques est donnée dans le tableau 1.2 [15].

Le spectre de neutron est calculé à partir des données nucléaire, à savoir, l'énergie des alphas, le pouvoir d'arrêt dans le béryllium, le diagramme des niveaux d'énergie. L'intensité et l'énergie dépendent du mode de fabrication de la source, par exemple sa géométrie cylindrique, sa composition, la présence des radios émetteurs descendants, etc.

L'intensité des neutrons par $10^6 \alpha$ donnée dans la table 1.2, est calculée à partir de la relation [15] :

$$Y = 0.95 + 0.152 E_{\alpha}^{3.65} (n/10^6 \alpha)$$

Un certain nombre de considérations est pris en compte pour le choix de la source appropriée pour l'analyse par activation, à savoir sa période, le flux de neutron, son cout et enfin sa disponibilité.

Les sources isotopiques de neutrons sont toujours entourées par un matériau modérateur pour ralentir les neutrons rapides en neutrons thermiques.

Les sources isotopiques de neutrons ^9_4Be (α, n) possèdent un spectre d'énergie continu avec une énergie moyenne autour de 4 MeV (Figure 1.7).

Nucléide	Période	$E_{\alpha}(MeV)$	Intensité des α ($n.s^{-1}$) par $10^6 \alpha$	Intensité des n ($n.s^{-1}Ci^{-1}$) 10^6	Energie moyenne des Neutrons MeV
^{238}Pu	89 années	5.5	-	2.8	4.0
^{239}Pu	24119 années	5.14	65	1.6	4.59
^{210}Po	138 jours	5.30	73	2.5	4.54
^{241}Am	432.2 années	5.48	82	2.2	4.46
^{244}Cm	18.1 années	5.79	100	3.0	4.31
^{242}Cm	163 jours	6.10	118	4.0	4.16
^{226}Ra	1620 années	7.69	502	1.1	3.94
^{227}Ac	22 années	7.36	702	1.5	3.87

Tableau 1.2 : Caractéristiques des sources Be (α , n)

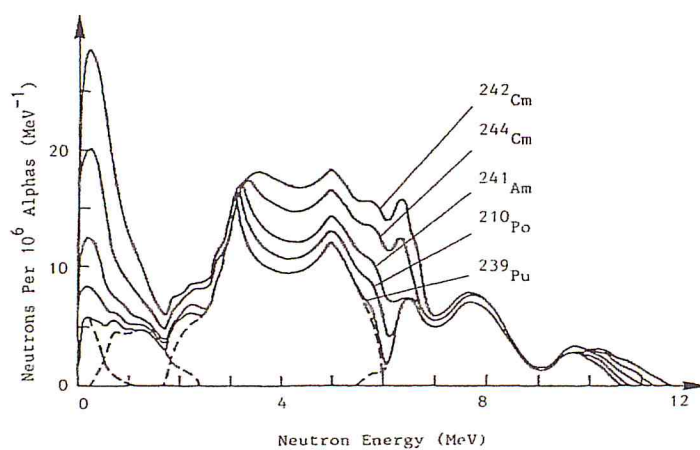


Figure 1.7 : Spectres de neutrons des sources isotopiques Be (α , n) [15].

1.4.2 Générateur de neutrons

Une autre façon de produire des neutrons est non pas d'utiliser la fission spontanée des noyaux lourds mais la fusion de noyaux légers. Les deux réactions les plus utilisées sont [16] :

- La fusion Deutérium-Deutérium (D-D) ${}^2_1H + {}^2_1H \rightarrow {}^3_2He + n$
- La fusion Deutérium-Tritium (D-T) ${}^2_1H + {}^3_1H \rightarrow {}^4_2He + n$

Ces réactions sont employées dans les générateurs de neutrons dans lesquelles des ions deutérium sont accélérés sous une tension de 100 à 300 keV. La réaction D-D produit des neutrons de 2.45 MeV et la réaction D-T des neutrons de 14 MeV. Des intensités de 10^8 n/s à 10^{11} n/s peuvent être atteintes en fonctionnement continu.

L'émission de neutron par un générateur peut être arrêtée à tout moment, comparant au réacteur nucléaire il y a toujours les fragments de fission qui sont radioactives.

Les spectres de neutrons pour les sources isotopiques directes et indirectes et celui d'un générateur de neutron sont illustrés dans la figure 1.8.

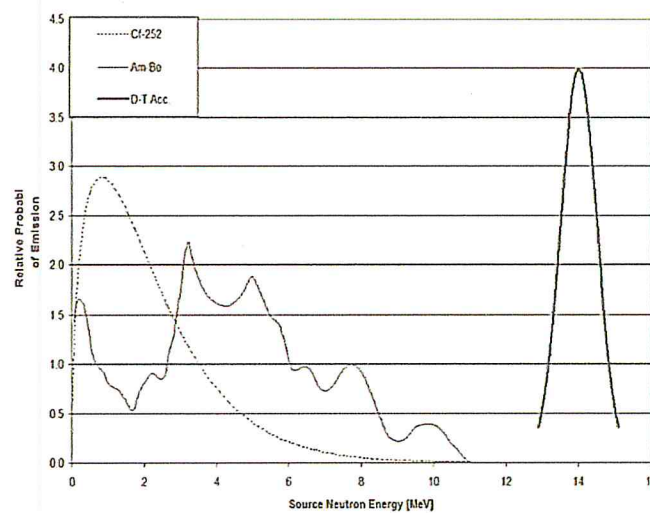
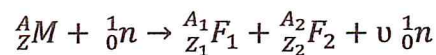


Figure 1.8 : Comparaison des spectres de neutrons.

1.4.3 Réacteur

Dans un réacteur nucléaire un faisceau de neutrons a un flux $>10^6 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

La production des neutrons a lieu lors de la fission d'un noyau A_ZM selon :



Avec :

$A+1 = A_1 + A_2 + \nu$; $Z = Z_1 + Z_2$ F_1 et F_2 sont respectivement les fragments produits ; ν est un nombre de neutrons, compris entre 2 et 3.

Avec un réacteur, cette méthode présente une flexibilité pour le choix de la masse de l'échantillon. Toutefois, on doit prendre en compte le fait qu'une grande masse de l'échantillon peut affecter les mesures car le bruit de fond en dépend.

1.5 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.

1.5.1 Détecteur de 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, donc le choix de ces derniers dépend des paramètres propres au détecteur : résolution en énergie, efficacité de détection et le temps de réponse.

Il faut au minimum 20 eV d'énergie déposée pour créer un photon dans un scintillateur et environ 3 eV sont suffisants pour créer une paire électron-trou dans un semi-conducteur. Ainsi, si avec un scintillateur en NaI(Tl) on obtient une résolution de 6 % à 660 keV, la résolution avec du germanium atteint le keV, soit moins de 0,2 %. Cette différence est due à l'erreur statistique relativement plus faible sur le plus grand nombre d'ionisations produites [7, 16].

- **Détecteur iodure de sodium NaI(Tl)**

Employés en spectroscopie gamma grâce à sa grande efficacité et à son haut pouvoir d'absorption.

C'est le premier scintillateur non organique employé avec un tube photomultiplicateur. La luminescence de NaI(Tl) est caractéristique de l'ion Tl^+ dans le cristal NaI. Le rendement de luminescence est de l'ordre $\approx 13\%$ pour la concentration optimale en thallium. L'énergie du photon de luminescence est $h\nu = 3$ eV et sa longueur d'onde ≈ 430 nm [16].

L'iodure de sodium (NaI) possède plusieurs propriétés intéressantes pour la détection des rayonnements :

- Masse volumique élevée qui assure une bonne absorption d'une fraction importante du rayonnement gamma ;
- Facilement usinable permettant de fabriquer des détecteurs de forme diverses adaptées aux conditions expérimentales ;
- Facilement activable au thallium assurant ainsi un bon rendement de luminosité.

Cristal à scintillation

Dans un cristal de type semi-conducteur ou les électrons sont répartis en bande d'énergie, On peut distinguer trois bandes, la bande de valence, bande de conduction et la bande interdite [17].

Dans le scintillateur iodure de sodium (NaI) dopé au thallium (Tl) la scintillation peut avoir lieu grâce à la création de niveaux d'énergie dans la bande interdite par la présence de l'activateur (Tl).

Tube photomultiplicateur

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

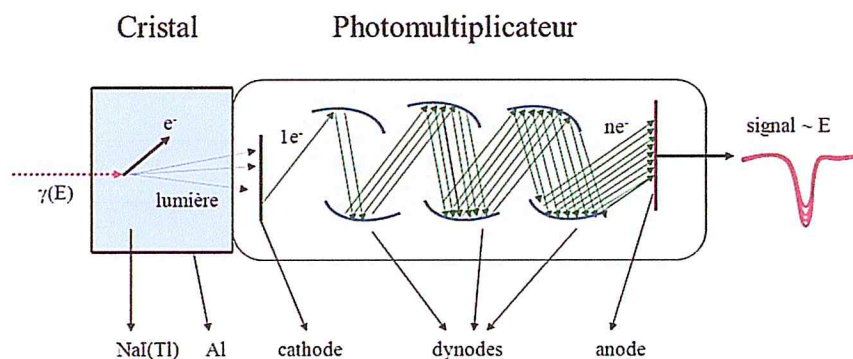


Figure 1.9 : Tube photomultiplicateur.

1.5.2 Détecteur de neutron

Le neutron étant une particule sans charge globale, sa détection ne peut s'effectuer que par le biais de réactions nucléaires et de leurs effets sur un milieu matériel. Les réactions utiles sont (n, n') , $(n, \gamma n')$, (n, p) , (n, α) , (n, f) .

Parmi les détecteurs de neutron citons quelques-uns :

– Feuille d'activation neutronique

Mesure du flux de neutron par la méthode d'analyse par activation neutronique. Le principe est simple : un élément cible est irradié pendant un temps déterminé au rayonnement neutronique.

Les neutrons provoquent la transmutation des noyaux et ceux-ci deviennent radioactifs.

La radioactivité de l'élément formé est analysée quantitativement et, 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 [7].

– Chambres à impulsion, chambre à fission

Les chambres d'ionisation, fonctionnant en impulsion, présentent l'avantage d'une bonne séparation entre le signal dus aux particules lourdes chargées et le signal parasite apporté par les photons : il faut en effet que la charge collectée soit importante pour obtenir l'impulsion.

Comme détecteurs de neutrons, on emploie des chambres à dépôt de bore ^{10}B mettant en œuvre la réaction (n, α) ou à dépôt fissile utilisant des fragments de fission [7].

– Compteurs proportionnels

Grace à leur amplification interne, les compteurs proportionnels permettent la séparation

Des interactions dans le milieu détecteur. Un simple seuil électronique suffit pour distinguer les impulsions dues aux réactions nucléaires, des impulsions dues aux photons.

• Compteurs à réaction (n, α)

Dans les compteurs proportionnels, les réactions utilisées généralement sont surtout des réactions pour les neutrons de basse énergie, thermiques essentiellement.

Les réactions intéressantes sont $[^{10}_5\text{B}(n, \alpha)^7_3\text{Li} \text{ et } ^3_2\text{He}(n, p)^3_1\text{H}]$.

Le bore est employé sous forme de trifluorure de bore, (BF_3) , pour le remplissage des compteurs. La sensibilité est bonne la section efficace est de 3840 b à 0.025 eV, mais le gaz doit être utilisé à une pression inférieure à la pression atmosphérique : l'amélioration de la sensibilité passe par l'augmentation des dimensions du compteur.

L'hélium 3 a une sensibilité encore meilleure la section efficace est de 5330 b à 0.025 eV, il peut supporter des pressions de plusieurs bars d'où la possibilité de réaliser des compteurs à la fois sensible et de très petit volume [7].

- **Compteur à proton de recul**

C'est un spectromètre de bonne collimation à la fois des neutrons incidents et des protons de recul et offre en contrepartie une faible sensibilité. Il ne saurait donc être utilisé qu'en présence d'un flux important de neutron rapide [18].

L'appareillage électronique employé en conjonction avec le compteur proportionnel contient : le filtre, l'électrode collectrice du compteur est alimentée par une haute tension stabilisée et filtrée, un préamplificateur, un amplificateur et un générateur de tension [18].

Chapitre 2

Matériels et Méthodes.

2.1 Introduction

De nombreuses techniques d'analyse élémentaire sont fondées sur l'utilisation des Spectres de raies atomiques ou nucléaires. Pour pouvoir identifier les raies émises et mesurer leurs intensités, il est nécessaire de les détecter. Dans ce travail, nous avons fait appel à la méthode de spectrométrie γ .

2.2 Chaîne de spectrométrie gamma

De façons générales, tous les éléments qui composent une chaîne de spectrométrie gamma doivent avoir la propriété de la linéarité c'est-à-dire la proportionnalité entre l'énergie cédée et l'impulsion finale obtenue. 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. La figure 2.1 représente le schéma d'une chaîne de mesure dédiée à la spectrométrie gamma. Dans ce travail la chaîne de spectrométrie gamma est associée à un détecteur à scintillation 3"× 3" de type "ORTEC digi BASE" (figure 2.2), toutes l'électroniques est incluses à l'intérieur (préamplificateur, haut-tension et la carte d'acquisition), cette carte contient 1024 canaux servant à la collecte du spectre gamma, permet le stockage des impulsions de même amplitude dans le même canal. 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 700 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 2.3).

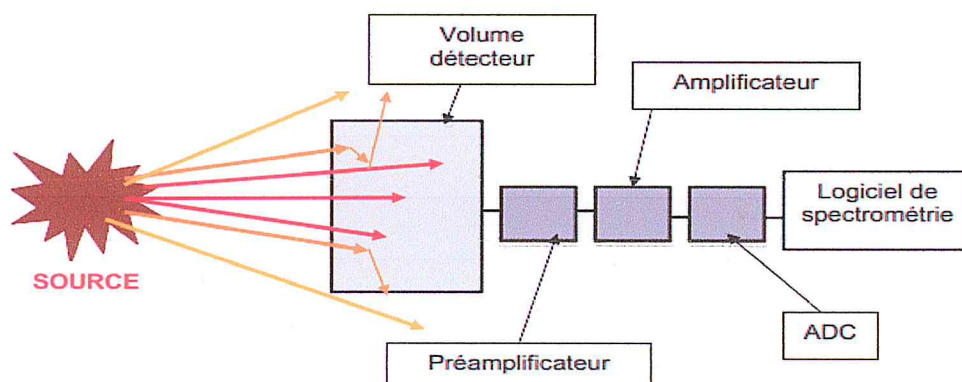


Figure 2.1 : Chaîne de mesure dédiée à la spectrométrie gamma.

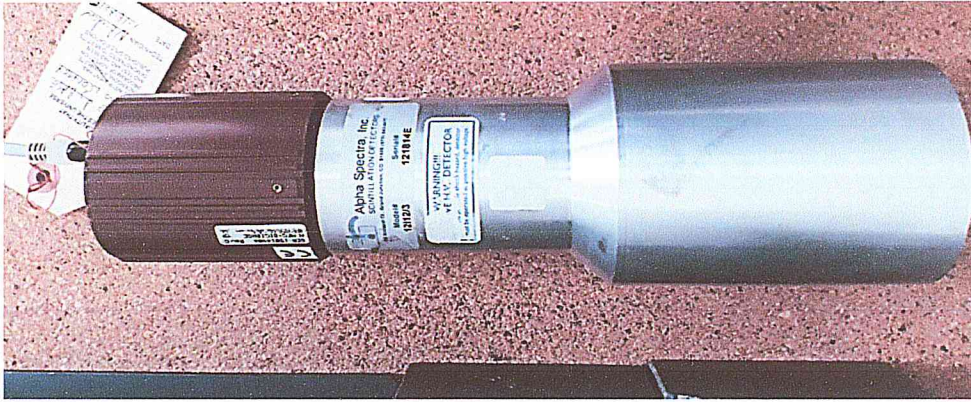


Figure 2.2 : Détecteur à scintillation 3"× "3 de type "ORTEC digiBASE".

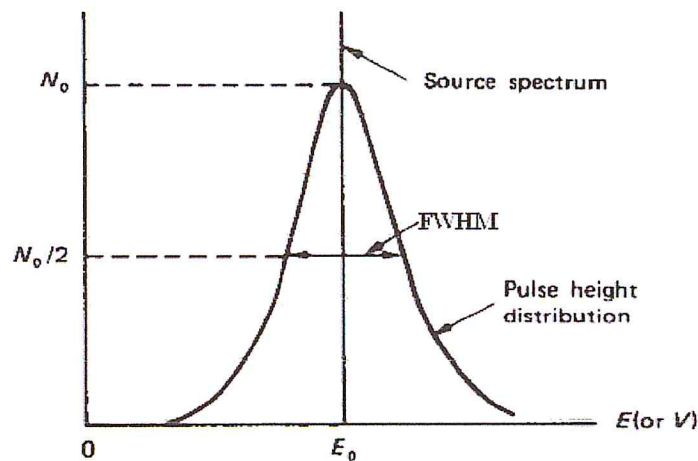


Figure 2.3 : Spectre représente le nombre de coups reçus en fonction de l'énergie.

2.2.1 Calibration de la chaîne de spectrométrie gamma

La calibration de la chaîne de spectrométrie gamma comporte deux étapes : calibration en énergie qui consiste à vérifier la linéarité du détecteur, ainsi que d'identifier les radionucléides existant dans l'échantillon à analyser et la calibration en efficacité qui permet de remonter à l'activité des radionucléides.

a. Calibration en énergie

Pour pouvoir identifier les énergies des radionucléides formés dans notre échantillon (Analyse qualitative), il faut calibrer en énergie notre chaîne de détection, pour cela on utilise des sources radioactives émettrices des rayonnements gamma. Enfin on obtient des spectres de raies d'absorption totale qui sont classées par leurs amplitudes et chaque canal est associé à une énergie. Les canaux et l'énergie sont liés par une relation polynomiale comme le montre l'équation [19] :

$$E \text{ (KeV)} = A_0 + A_1C + A_2C^2 + A_3C^3 \dots \quad (2.1)$$

A_0, A_1, A_2, A_3 sont les coefficients à déterminer, C représente le canal. Pour augmenter l'ordre du polynôme, un plus grand nombre de point d'étalonnage sont nécessaires.

Le coefficient A_0 représente le décalage du point de départ par rapport à zéro, A_1 représente le gain et les deux autres coefficients représentent la partie non linéaire de la courbe d'étalonnage.

La figure 2.4 montre une image du dispositif expérimental de calibration.

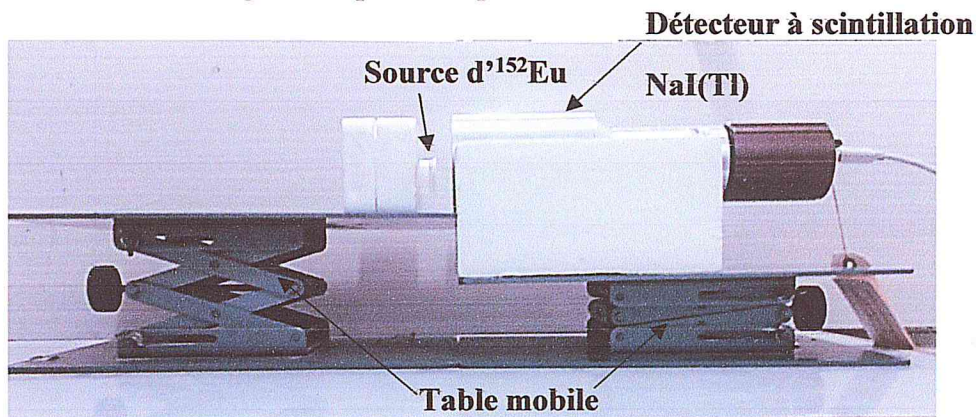


Figure 2.4 : Dispositif expérimental de calibration en énergie.

b. Calibration en efficacité

Pour établir une calibration en efficacité, on doit utiliser des sources étalons qui sont de natures et de formes semblables à celles de l'échantillon à analyser. Une courbe de rendement en fonction de l'énergie est obtenue pour une géométrie et une matrice donnée. A partir de cette courbe, les efficacités de détection des différents pics du spectre de l'échantillon sont exploitées. Cependant, lorsque l'échantillon est différent de l'étalon, il est nécessaire de corriger l'efficacité [20]. Dans ce travail l'échantillon utilisé est cylindrique et la source est ponctuelle, on effectue d'abord un étalonnage en efficacité pour la source ponctuelle, ensuite on corrige pour une source volumineuse pour pouvoir calculer le flux de neutrons.

2.3 Mesure de l'efficacité ponctuelle en coordonnées spatiales

L'efficacité d'un détecteur est liée à sa capacité de détecter un rayonnement donné, ayant une énergie donnée. Ce paramètre traduit le rendement du détecteur. On définit deux types d'efficacité :

- Efficacité absolue : c'est le rapport entre le nombre de rayonnements détectés et le nombre de rayonnements émis par la source. [21- 23] :

$$\varepsilon_{abs}(E) = \frac{N_{détectés}(E)}{N_{émis}(E)}$$

$N_{détectés}(E)$ C'est le nombre de photons détectés pour chaque énergie de la source et $N_{émis}(E)$ est le nombre de photons émis par la source.

L'efficacité absolue est liée à la géométrie du détecteur qui ne permet pas d'envelopper la totalité des rayonnements émis par la source.

- Efficacité intrinsèque : elle ne tient compte que du nombre de rayonnements qui pénètrent dans la surface de détection. [21- 24]

$$\varepsilon_{int} = \frac{N_{détectés}}{N_{incident}}$$

Les deux efficacités peuvent être liées par l'entité d'angle solide Ω (représente la surface du détecteur et la distance source-détecteur) :

$$\varepsilon_{abs} = \frac{\Omega}{4\pi} \varepsilon_{int}$$

Avec l'angle solide : $\Omega = 2\pi \left(1 - \frac{d}{\sqrt{d^2 + a^2}}\right)$

$a = r$ le rayon du détecteur et d la distance source-détecteur (figure 2.5).

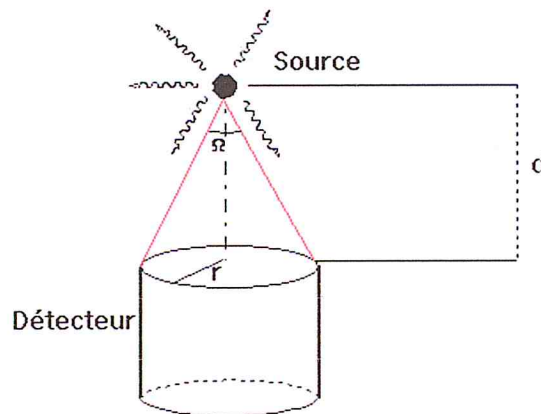


Figure 2.5 : Efficacité de détection en fonction de l'angle solide.

Pour mesurer l'efficacité ponctuelle en coordonnées spatiales nous avons utilisé une source d'Europium-152 d'activité connue émettrices de rayonnements gamma de différentes énergies et d'intensités connues.

On fait un balayage pour la source et le détecteur, une fois le détecteur est fixé à une position donnée (suivant l'axe X), on déplace la source pour différente position (suivant l'axe Z) figure (2.6). Pour chaque position de la source et du détecteur on calcule l'efficacité ponctuelle par la relation suivante [25- 27] :

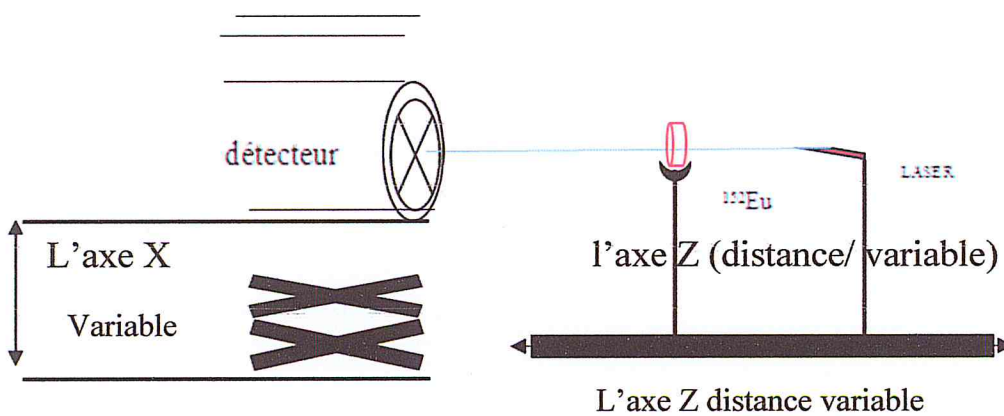
$$\varepsilon_p (E, x, y, z) = \frac{S}{A \times t_c \times I_\gamma} \quad (2.2)$$

S est l'aire sous le pic photoélectrique, A est l'activité de la source d' ^{152}Eu le jour de mesure, t_c le temps de comptage et I_γ est l'intensité de la raie γ .

L'activité de la source d' ^{152}Eu le jour de calibration est donnée par la relation suivante [21] :

$$A(t) = A_0 e^{-t/\tau} \quad (2.3)$$

A(t) c'est l'activité le jour de mesure, A_0 activité initiale (le jour de fabrication) en Bq, t le temps du jour de calibration et τ durée de vie moyenne ($t_{1/2} \times 1.4427$) en s.



Table

Figure 2.6 : Dispositif expérimental pour mesurer l'efficacité ponctuelle.

2.4 Calcul de l'efficacité de détection pour une source volumineuse

Le passage de l'efficacité ponctuelle à l'efficacité volumineuse se fait par plusieurs méthodes, soient par simulation Monte Carlo, correction de l'angle solide, utilisation de plusieurs sources radioactive avec différentes géométries, calcul de l'efficacité en fonction de la position et généralisé dans l'espace du volume après correction de l'atténuation... [27- 29]. Dans ce travail nous avons choisi la méthode semi-empirique de correction de l'efficacité pour des sources volumineuses présentées par Galloway [30]. La méthode corrige l'effet de l'auto-atténuation et l'effet du changement de l'angle solide pour chaque position dans le volume couvert par la source. Bien que cette méthode soit adéquate aux sources cylindriques avec des diamètres plus petits que le diamètre du détecteur, la formule générale qui permet le passage de l'efficacité ponctuelle à l'efficacité volumineuse est donnée par :

$$\varepsilon_v(E_\gamma, V, M(x_0, y_0, z_0)) = \frac{1}{V} \iiint \varepsilon_p(E_\gamma, x, y, z) e^{-\mu(E_\gamma)\lambda(x,y,z)} dV \quad (2.4)$$

ε_v l'efficacité d'une source volumineuse, V volume de la source, ε_p l'efficacité d'une source ponctuelle au point (x, y, z), μ le coefficient d'atténuation linéique en (cm^{-1}) et $\lambda(x, y, z)$ la distance parcourue par le photon à l'intérieur de la source en (cm), ($\lambda = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$).

L'efficacité ponctuelle est déterminée expérimentalement grâce au calcul précédent, le coefficient d'atténuation linéique peut être déterminé par plusieurs méthodes tel que la mesure expérimental, le calcul par simulation Monte Carlo, l'utilisation du code XCOM... [30-32].

Dans ce travail nous avons utilisé le code XCOM pour déterminer le coefficient d'atténuation pour chaque énergie.

Pour calculer l'intégrale (2.4) on fixe x et y tel que $x = y$ par symétrie cylindrique et on varie z d'où :

$$\varepsilon_v = \frac{1}{V} \int_a^b \varepsilon_p(E_\gamma, x_0, y_0, z) e^{-\mu(E_\gamma)\lambda(x_0, y_0, z)} dz \quad (2.5)$$

a et b varient selon l'échantillon (source étalée) utilisé. La figure 2.7 montre une position de la source cylindrique par rapport à la position du détecteur.

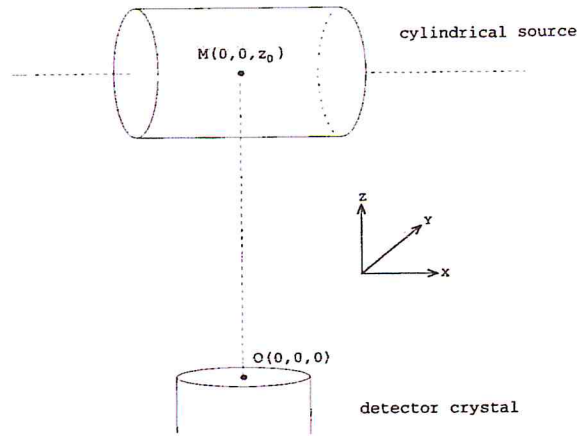


Figure 2.7 : Position de la source cylindrique par rapport à la position du détecteur.

Le calcul analytique de l'intégrale (2.5) est long et compliqué, donc nous avons utilisé une des méthodes numérique d'intégration [30] qui consiste à remplacer l'intégrale par une somme discrète sur un nombre fini de points tel que [33- 35] :

$$I = \int_a^b f(x)dx \approx \sum_{i=1}^N a_i f(x_i)$$

l'intégrale calculé, a_i et $f(x_i)$ dépendent de la méthode choisie pour approximer l'intégrale I . Pour que l'évaluation numérique soit correcte, il est nécessaire d'imposer que pour toute méthode vérifie que [36] :

$$\lim_{N \rightarrow \infty} I_N = I$$

Au-delà de la vérification de ce critère, la qualité d'une méthode sera évaluée par la manière dont la convergence de I_N vers I est meilleure. Il existe plusieurs méthodes d'intégration numérique citons [34- 36]:

- Les méthodes de Cotes.
- Méthode de Romberg.
- Les méthodes de Gauss.

Les méthodes de Gauss ajoutent aux méthodes précédentes le pouvoir à utiliser des abscisses non régulièrement espacées ce qui permet d'agrandir la convergence de cette méthode [36].

Parmi Ces méthodes il y a celle de Gauss Legendre utilisé par Galloway, dans ce cas une fonction pour l'efficacité de détection doit être prise [30] :

$$\varepsilon_{ps}(E_\gamma, x_0, y_0, z) = \frac{1}{r^2} \tag{2.6}$$

Avec :

$$r^2 = x^2_0 + y^2_0 + (z - z_c(E_\gamma))^2$$

z_c : Le centre virtuelle à l'intérieure du volume actif du détecteur.

Dans ce travail nous avons choisi la méthode de Gauss Chebyshev pour faciliter l'algorithme du programme numérique et de procédé rapidement aux calculs. Soit $w(x)$ une fonction Strictement positive sur $[a, b]$ appelée fonction poids on choisit une suite de points x_k telle que l'intégrale soit approchée par une somme discrète de la forme [37, 38] :

$$\int_a^b W(x)f(x) dx = \sum_{k=0}^n A_k f(x_k) \quad (2.7)$$

Pour Gauss-Chebyshev la fonction poids et donnée par :

$W(x) = \frac{1}{\sqrt{(1-x^2)}}$ sur l'intervalle $(-1, 1)$ (les racines du polynôme de Chebyshev du 1^{er} espèce sont sous forme de cos d'où l'intervalle $(-1,1)$).

A_k, x_k Coefficient et solution du polynôme de Chebyshev (T_n) respectivement :

$$A_k = \frac{\pi}{n+1} \text{ et } x_k = \cos\left(\frac{2k+1}{2(n+1)}\pi\right).$$

Comme la fonction poids pour cette transformation est sur l'intervalle $(-1, 1)$ il faut effectuer un changement de variable pour l'intégrale donnée dans (2.5) :

$$\varepsilon_v = \frac{1}{v} \int_a^b f(z) dz = \frac{1}{v} \alpha \int_{-1}^1 \frac{f(\alpha z' + \beta) \sqrt{(1-z'^2)}}{\sqrt{(1-z'^2)}} dz' \quad (2.8)$$

Avec :

$$f(z) = \varepsilon_p(E_\gamma, x_0, y_0, z) e^{-\mu(E_\gamma) \lambda(x_0, y_0, z)}, \alpha = \frac{1}{2} (b - a) \text{ et } \beta = \frac{1}{2} (b + a).$$

On doit multiplier et diviser par $\sqrt{1 - z'^2}$ pour pouvoir appliquer la transformation de Chebyshev.

D'après l'équation (2.7), l'approximation de l'intégrale (2.8) est :

$$\int_a^b f(z) dz \approx \frac{\pi}{n+1} \sum_{k=0}^n f(z'_k) \quad (2.9)$$

Avec $z'_k = \cos\left(\frac{2k+1}{2(n+1)}\pi\right)$, n degré de précision.

Finalement l'intégrale approchée de l'équation (2.5) est donnée par :

$$\varepsilon_v \approx \frac{1}{V} \alpha \left(\frac{\pi}{n+1} \right) \sum_{k=0}^n \frac{\sqrt{(1-z_k'^2)}}{x_0^2 + y_0^2 + (\alpha z_k' + \beta - z_c(E_\gamma))^2} e^{-\mu(E_\gamma)\lambda(x_0, y_0, \alpha z_k' + \beta)} \quad (2.10)$$

2.5 Principe de l'analyse par activation neutronique

L'analyse par activation neutronique AAN est une méthode nucléaire qui consiste à détecter les rayons gammas retardés émis par l'échantillon, ce dernier est irradié par un flux de neutrons lents ou rapides. 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 (analyse qualitative). La mesure de l'intensité de leur rayonnement permet d'en connaître la teneur (analyse quantitative).

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 λ et la période T ($T = \frac{\ln 2}{\lambda}$).
- n le nombre de noyaux de l'isotope cible sur le quel peut se faire la réaction.
- Φ le flux de neutrons incident ($n.cm^{-2}.s^{-1}$)

Le nombre n lié à la masse m de l'élément par la relation [39] :

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

m : masse de l'élément en g.

θ : Facteur d'abondance isotopique de l'isotope cible.

N : Nombre d'Avogadro.

M : Masse molaire de l'élément en g.

La population N de noyaux radioactifs évolue dans 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 Φ , soit à un taux de $\sigma \times \Phi \times n$. On a donc [39,40] :

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

Soit :

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

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 [39,40] :

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

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 ε , 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 :

$$\Phi = \frac{N_c}{\varepsilon \sigma n (1 - e^{-\lambda t_{ir}}) e^{-\lambda t_d} (1 - e^{-\lambda t_c})} \quad (2.11)$$

2.6 Dispositif expérimental en AAN

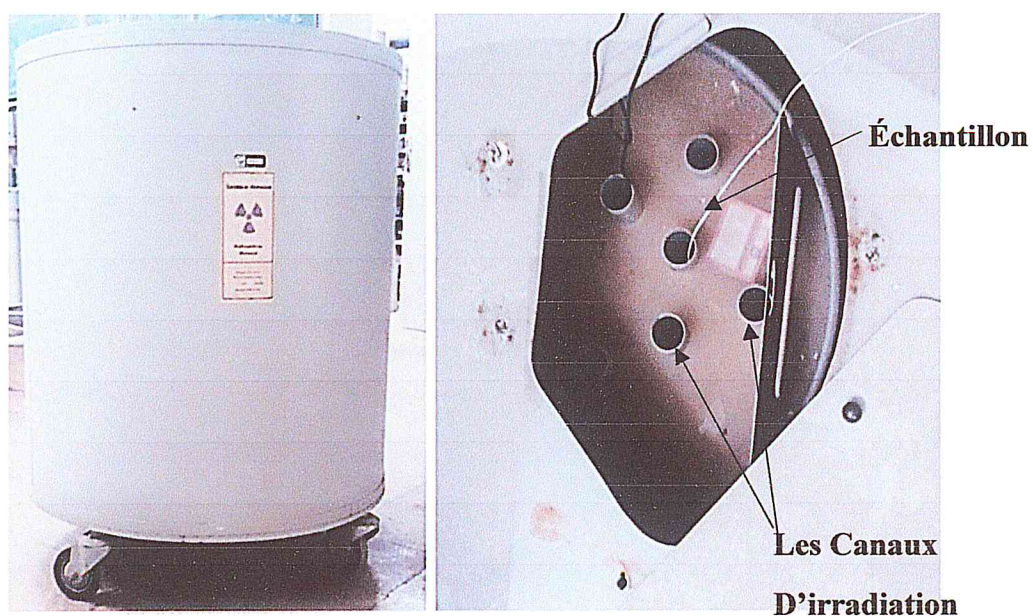


Figure 2.8 : Station d'irradiation.

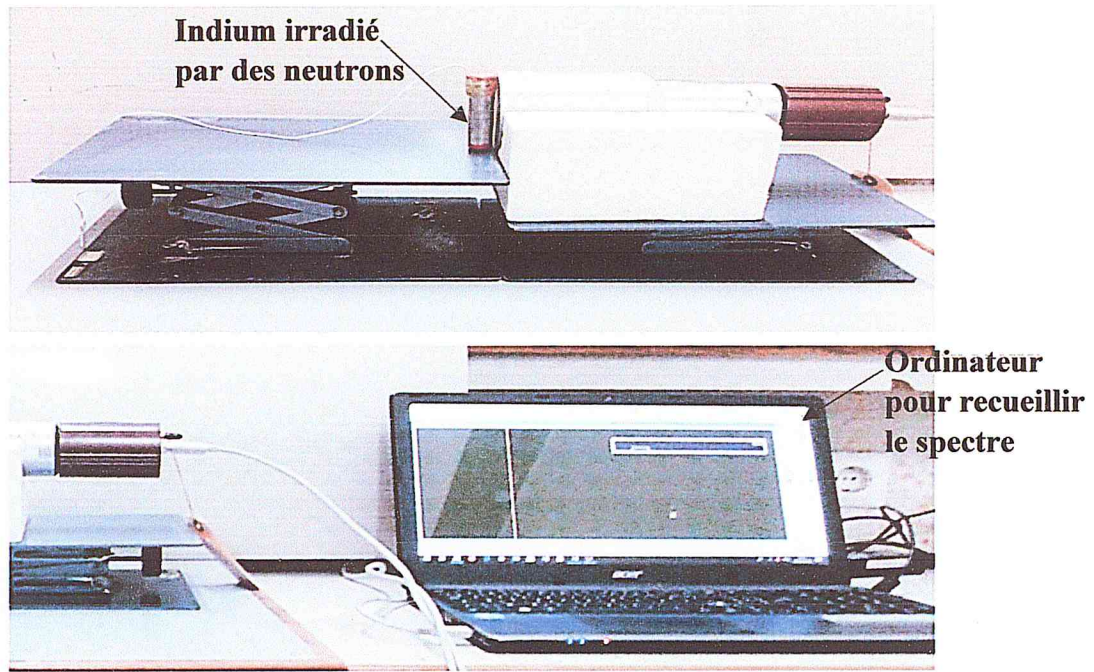


Figure 2.9 : Détection des rayonnements gamma retardé.

a. Source $^{226}\text{Ra-Be}$

La source de neutron blindé (559 30) avec une préparation de radium béryllium contenant 3 mg de radium a été spécialement construite pour des expériences de radioactivité artificielle en cours de physique et de chimie. L'activité atteint environ $\cong 3$ mci [36].

Les constituants de la source donnée par le constructeur :

- Matériel : poudre de RaBe
- Substance radioactive : Radium-226
- Neutrons émis : maximum 10^5 /s.
- Les canaux d'irradiation :

Nombre de canaux : 7

Longueur : 300 mm

Diamètre : 30 mm

- Distance canal source

4 canaux à une distance 7 cm de la source (flux rapide).

2 canaux à une distance 14 cm de la source (flux épithermique).

1 canal à 20 cm de la source (flux thermique).

- Densité de flux de neutrons dans chaque canal d'irradiation :

Aprox. 100 n / s cm^2 .

Aprox. 50 n / s cm^2 .

Aprox. 25 n / s cm^2 .

- Données mécanique : diamètre 800 mm, hauteur 950 mm, poids 115 kg.

La figure 2.10 montre une image de la source $^{226}\text{Ra-Be}$.

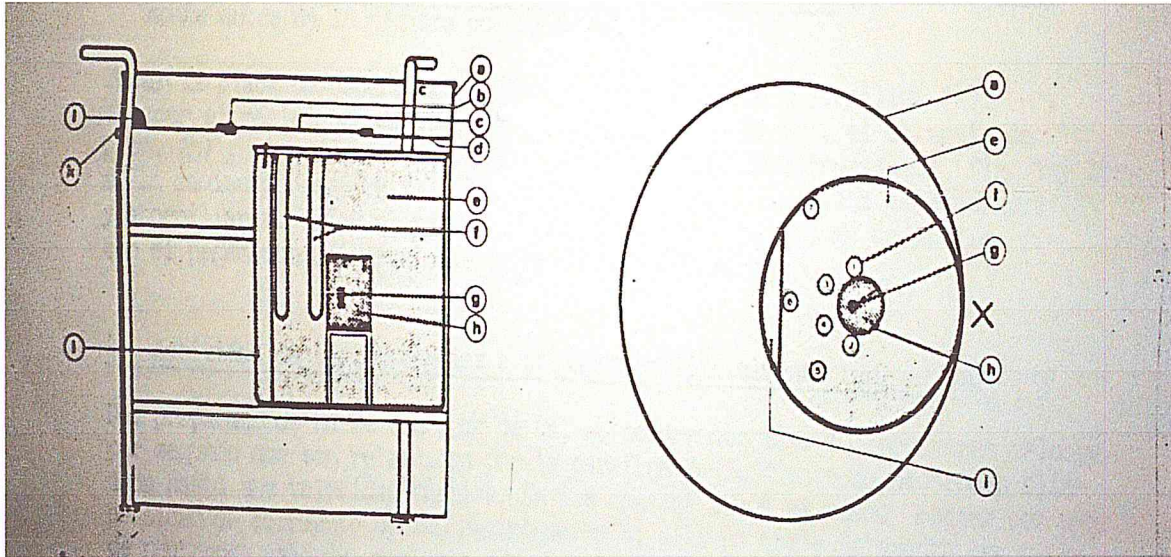


Figure 2.10 : Source $^{226}\text{Ra-Be}$.

- a) Support de protection.
- b) Verrou de sécurité.
- c) Couvercle.
- d) Plaque de recouvrement.
- e) Modérateur de paraffine.
- f) Canaux d'irradiation.
- g) Source de Ra-Be.
- h) Blindage en plomb.

b. L'échantillon utilisé pour mesurer le flux de neutrons

L'échantillon utilisé est une plaque métallique d'indium de très haute pureté enveloppé dans un porte échantillon cylindrique, 15 g de masse, 7 cm de hauteur et 0.05 cm d'épaisseur. L'échantillon est irradié dans les trois canaux d'irradiation rapide, épi thermique et le thermique, pendant un temps bien déterminé ($t_i \cong 2 \times T$), la réaction nucléaire produite c'est la capture neutronique : $^{115}\text{In} (n, \gamma) ^{116}\text{In}$, l'élément radioactif

formé c'est l'indium-116. Le tableau 2.1 présente les propriétés de la réaction précédente :

Réaction	Abondance isotopique (%)	Section efficace (b)	Période T (min)	Energie des γ émis (KeV)
$^{115}\text{In} (n, \gamma) ^{116}\text{In}$	96	70	54.1	417, 1097, 1293

Tableau 2.1 : Propriétés de la réaction de capture neutronique.

c. Détection des rayonnements gamma retardé :

Après irradiation de l'échantillon, nous avons quantifié les rayonnements gamma émis par l'élément radioactif formé en utilisant la chaîne de spectrométrie gamma décrite dans (2.2). Après un temps de mesure bien déterminé on obtient un spectre qui représente le nombre de coups reçus en fonction de l'énergie, ce nombre est proportionnel au nombre de neutron absorbés.

Chapitre 3

Résultats et Discussion

3.1 Mesure par spectrométrie gamma

Les mesures par spectrométrie gamma permettent de construire des spectres : histogrammes donnant la population de photons détectés en fonction de leur énergie. L'analyse des spectres se fait à partir des caractéristiques suivantes :

- Par la position des pics (ou énergie des photons), c'est l'analyse qualitative du spectre qui permet de déterminer les radioéléments présents dans l'échantillon analysé.
- Par la surface des pics (ou nombre d'impulsions), c'est l'analyse quantitative du spectre.

3.1.1 Calibration en énergie

Pour pouvoir identifier les énergies des radionucléides formés dans notre échantillon (analyse qualitative), nous avons utilisé une source radioactive émettrice des rayonnements gamma l' ^{152}Eu (voir Annexe A) pour calibrer la chaîne de détection, cette calibration permet d'établir la relation entre les numéros des canaux de l'analyseur et l'énergie connue des photons (équation 2.1).

La droite de calibration en énergie de la chaîne de mesure est représentée par la figure (3.1)

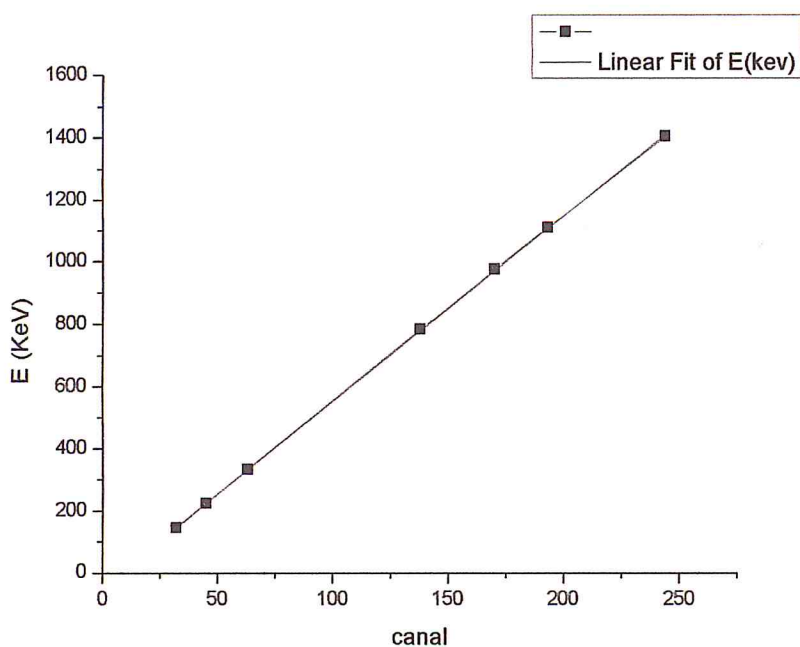


Figure 3.1 : La droite de calibration en énergie de la chaîne de mesure.

Après étalonnage les coefficients A_0 et A_1 sont égaux à : -42.73 et 5.95 respectivement.

3.1.2 Mesure de l'efficacité ponctuelle (spatiale)

Pour mesurer l'efficacité ponctuelle en coordonnée spatiale nous avons utilisé la source d'Europium (^{152}Eu) par rapport à sa grande gamme d'énergie. Son activité est calculée le jour de mesure (équation 2.3). Nous avons utilisé un détecteur à scintillation NaI(Tl) 3" * "3 qui est polarisé à une tension de 700 KeV (le principe de fonctionnement est décrit dans le chapitre 1), sa résolution en énergie est de 7% à l'énergie 661 KeV, la section efficace de l'effet photoélectrique est de $Z^{4.5}$ ce qui implique que la détection des rayonnements gamma s'effectue avec une meilleure efficacité. Cet avantage est dû aux matériaux composant le scintillateur (nombre atomique élevé et grande densité) [22, 23].

Le dispositif expérimental est décrit dans la (figure 3.2). Le balayage que nous avons effectué suivant l'axe X et Z dépend de la géométrie de l'échantillon utilisé (un cylindre de 10 cm de hauteur et 8 cm de diamètre), d'où le déplacement du détecteur suivant l'axe X de 0 à 8 cm et le déplacement de la source de 2 à 12 cm suivant l'axe Z . Nous avons utilisé un laser pour assurer la linéarité du dispositif (le centre de la source et le centre du détecteur doivent être sur la même ligne). Pour chaque position de la source et du détecteur nous avons obtenue un spectre expérimental figure 3.2. L'efficacité ponctuelle pour chaque position est calculée par la relation (2.2) avec l'activité de la source le jour de mesure elle a pour valeur :

$$A(t) = 37331.89 \text{ Bq}$$

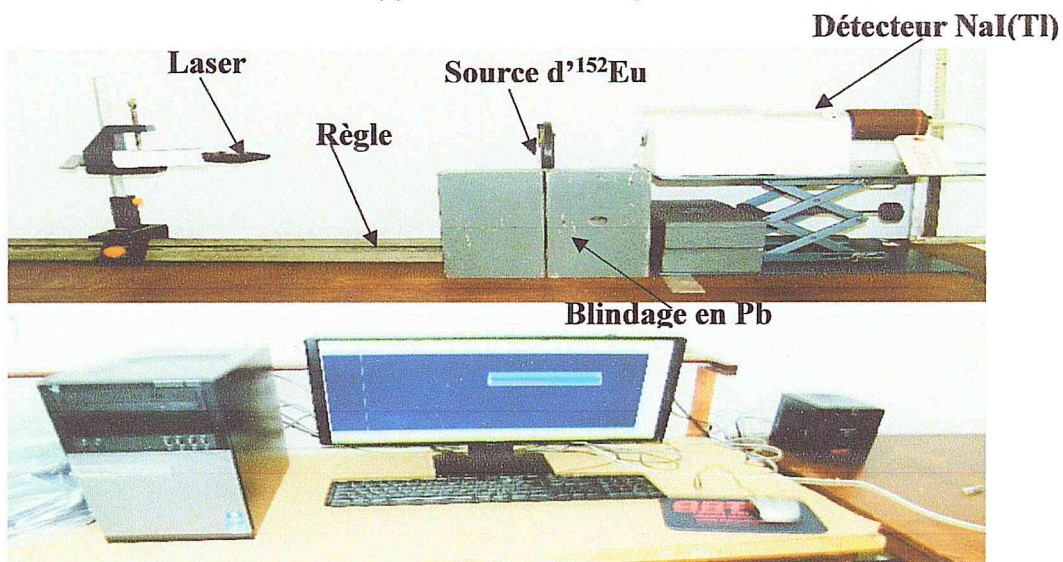


Figure 3.2: Dispositif expérimental pour mesurer l'efficacité ponctuelle en coordonnées spatiales.

Les résultats sont illustrés dans les tableaux suivant :

E (KeV)	X (cm)	Z (cm)	S	$\varepsilon_p(E) \times 10^{-2} \pm \sigma \times 10^{-6}$
121.8	0	2	463150 ± 841	7.55 ± 10.0
244.3			54883 ± 422	3.40 ± 9.00
344.3			294774 ± 786	5.10 ± 7.00
778.9			50906 ± 525	1.80 ± 3.40
964.0			34995 ± 479	1.10 ± 1.70
1112.1			81104 ± 611	2.80 ± 5.80
1408.0			63452 ± 467	1.20 ± 1.20

Tableau 3.1 : Efficacité spatiale pour $X = 0$ et $Z = 2$ (cm).

S représente l'aire nette sous le pic photoélectrique, σ l'erreur statistique est donnée par [27] :

$$\sigma_{\varepsilon_p} = \varepsilon_p \sqrt{\left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial A}\right)^2 \sigma_A^2 + \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial N}\right)^2 \sigma_N^2 + \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial I}\right)^2 \sigma_I^2}$$

σ_A L'erreur statistique de l'activité de la source, σ_N l'erreur sur le nombre de coups sous le pic photoélectrique et σ_I l'erreur sur l'intensité de la raie gamma émise par la source (Annexe).

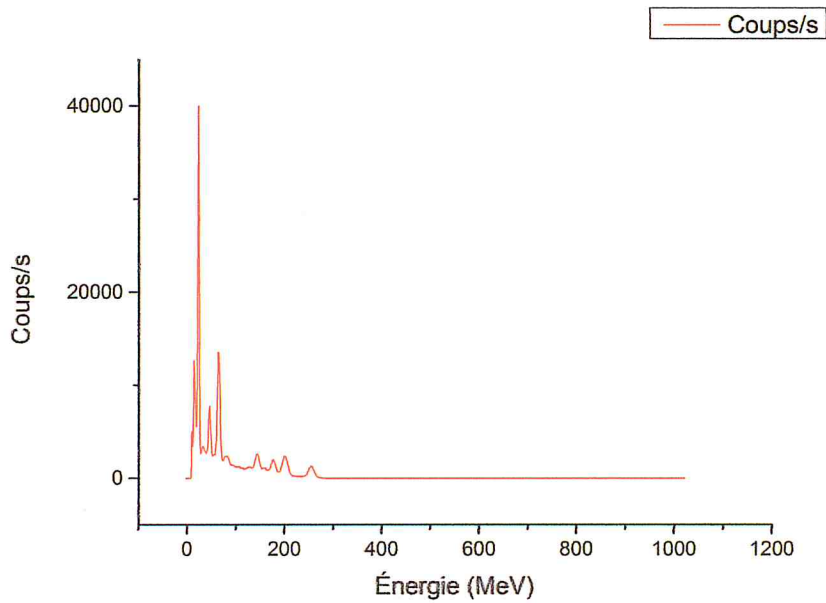


Figure 3.3 : Spectre expérimental d' ^{152}Eu .

E (KeV)	X (cm)	Z (cm)	S	$\varepsilon_p(E) \times 10^{-2} \pm \sigma \times 10^{-6}$
121.8	0	4	233769 \pm 605	3.80 \pm 3.80
244.3			33742 \pm 340	2.07 \pm 4.40
344.3			188370 \pm 633	3.28 \pm 3.60
778.9			36458 \pm 459	1.30 \pm 2.10
964.0			26567 \pm 401	0.84 \pm 1.00
1112.1			48432 \pm 469	1.65 \pm 2.70
1408.0			37887 \pm 348	0.83 \pm 0.65

Tableau 3.2 : Efficacité spatiale pour $X = 0$ et $Z = 4$ (cm).

E (KeV)	X (cm)	Z (cm)	S	$\varepsilon_p(E) \times 10^{-2} \pm \sigma \times 10^{-6}$
121.8	0	6	201628 \pm 591	2.20 \pm 1.40
244.3			30673 \pm 344	1.26 \pm 1.80
344.3			168740 \pm 608	1.95 \pm 1.40
778.9			35876 \pm 454	0.85 \pm 0.91
964.0			20535 \pm 370	0.43 \pm 0.34
1112.1			54895 \pm 469	1.25 \pm 1.00
1408.0			44562 \pm 368	0.66 \pm 0.36

Tableau 3.3 : Efficacité spatiale pour $X = 0$ et $Z = 6$ (cm).

E (KeV)	X (cm)	Z (cm)	S	$\varepsilon_p(E) \times 10^{-2} \pm \sigma \times 10^{-6}$
121.8	0	8	208741 \pm 598	1.68 \pm 0.81
244.3			42017 \pm 399	1.26 \pm 1.60
344.3			175001 \pm 631	1.50 \pm 0.82
778.9			34286 \pm 453	0.60 \pm 0.48
964.0			21321 \pm 367	0.33 \pm 0.19
1112.1			54895 \pm 475	0.85 \pm 0.66
1408.0			46975 \pm 379	0.50 \pm 0.22

Tableau 3.4 : Efficacité spatiale pour $X = 0$ et $Z = 8$ (cm).

E (KeV)	X (cm)	Z (cm)	S	$\varepsilon_p(E) \times 10^{-2} \pm \sigma \times 10^{-6}$
121.8	0	10	122116 \pm 487	1.40 \pm 0.24
244.3			45793 \pm 445	1.01 \pm 1.20
344.3			173322 \pm 645	1.17 \pm 0.52
778.9			32270 \pm 445	0.45 \pm 0.28
964.0			23206 \pm 374	0.29 \pm 0.13
1112.1			49912 \pm 460	0.66 \pm 0.40
1408.0			44441 \pm 377	0.38 \pm 0.13

Tableau 3.5 : Efficacité spatiale pour $X = 0$ et $Z = 10$ (cm).

E (KeV)	X (cm)	Z (cm)	S	$\varepsilon_p(E) \times 10^{-2} \pm \sigma \times 10^{-6}$
121.8	0	12	145630 \pm 561	1.01 \pm 0.23
244.3			43942 \pm 453	0.87 \pm 0.86
344.3			127297 \pm 569	0.71 \pm 0.23
778.9			29681 \pm 438	0.34 \pm 0.17
964.0			22588 \pm 465	0.23 \pm 0.80
1112.1			39367 \pm 428	0.43 \pm 0.20
1408.0			44462 \pm 383	0.32 \pm 0.87

Tableau 3.6 : Efficacité spatiale pour $X = 0$ et $Z = 12$ (cm).

E (KeV)	X (cm)	Z (cm)	S	$\varepsilon_p(E) \times 10^{-2} \pm \sigma \times 10^{-6}$
121.8	1	2	240967 ± 637	3.78 ± 3.80
244.3			49744 ± 411	2.93 ± 9.00
344.3			27837 ± 770	5.13 ± 7.00
778.9			52964 ± 554	1.82 ± 3.40
964.0			32130 ± 465	0.97 ± 1.40
1112.1			83054 ± 624	2.73 ± 5.60
1408.0			58277 ± 466	1.24 ± 1.20

Tableau 3.7 : Efficacité spatiale pour $X = 1$ et $Z = 2$ (cm).

E (KeV)	X (cm)	Z (cm)	S	$\varepsilon_p(E) \times 10^{-2} \pm \sigma \times 10^{-6}$
121.8	1	4	223688 ± 598	3.52 ± 3.30
244.3			35069 ± 377	2.13 ± 4.80
344.3			182295 ± 626	3.06 ± 3.20
778.9			34588 ± 454	1.19 ± 2.00
964.0			23497 ± 379	0.72 ± 0.84
1112.1			49373 ± 471	1.63 ± 2.50
1408.0			44390 ± 379	0.95 ± 0.65

Tableau 3.8 : Efficacité spatiale pour $X = 1$ et $Z = 4$ (cm).

E (KeV)	X (cm)	Z (cm)	S	$\varepsilon_p(E) \times 10^{-2} \pm \sigma \times 10^{-6}$
121.8	1	6	220444 ± 611	2.23 ± 1.40
244.3			43635 ± 399	1.69 ± 1.70
344.3			174338 ± 623	1.91 ± 1.30
778.9			33983 ± 466	0.76 ± 0.80
964.0			23701 ± 372	0.47 ± 0.36
1112.1			51986 ± 480	1.12 ± 1.20
1408.0			43437 ± 372	6.08 ± 0.35

Tableau 3.9 : Efficacité spatiale pour $X = 1$ et $Z = 6$ (cm).

E (KeV)	X (cm)	Z (cm)	S	$\varepsilon_p(E) \times 10^{-2} \pm \sigma \times 10^{-6}$
121.8	1	8	243320 ± 651	1.96 ± 1.00
244.3			39136 ± 396	1.19 ± 1.50
344.3			153493 ± 600	1.32 ± 0.69
778.9			29817 ± 429	0.53 ± 0.40
964.0			22679 ± 376	0.35 ± 0.21
1112.1			41605 ± 440	0.70 ± 0.52
1408.0			46251 ± 381	0.50 ± 0.21

Tableau 3.10 : Efficacité spatiale pour $X = 1$ et $Z = 8$ (cm).

E (KeV)	X (cm)	Z (cm)	S	$\varepsilon_p(E) \times 10^{-2} \pm \sigma \times 10^{-6}$
121.8	1	10	228449 ± 650	1.44 ± 0.59
244.3			36821 ± 406	0.87 ± 0.86
344.3			145110 ± 601	0.98 ± 0.4
778.9			28256 ± 427	0.39 ± 0.23
964.0			22567 ± 374	0.28 ± 0.13
1112.1			49964 ± 459	0.66 ± 0.40
1408.0			45273 ± 394	0.38 ± 0.13

Tableau 3.11 : Efficacité spatiale pour $X = 1$ et $Z = 10$ (cm).

E (KeV)	X (cm)	Z (cm)	S	$\varepsilon_p(E) \times 10^{-2} \pm \sigma \times 10^{-6}$
121.8	1	12	208248 ± 642	1.09 ± 0.23
244.3			33918 ± 411	0.67 ± 5.50
344.3			131483 ± 592	0.69 ± 0.22
778.9			268666 ± 419	0.30 ± 0.15
964.0			20589 ± 370	0.21 ± 0.08
1112.1			46732 ± 449	0.51 ± 0.25
1408.0			45646 ± 386	0.33 ± 0.09

Tableau 3.12 : Efficacité spatiale pour $X = 1$ et $Z = 12$ (cm).

E (KeV)	X (cm)	Z (cm)	S	$\varepsilon_p(E) \times 10^{-2} \pm \sigma \times 10^{-6}$
121.8	2	2	388344 ± 785	3.78 ± 3.80
244.3			69354 ± 487	3.90 ± 10.00
344.3			422065 ± 745	6.73 ± 8.00
778.9			55860 ± 625	1.83 ± 3.80
964.0			31977 ± 469	0.93 ± 1.30
1112.1			76952 ± 605	2.41 ± 4.50
1408.0			58780 ± 439	1.19 ± 1.00

Tableau 3.13 : Efficacité spatiale pour $X = 2$ et $Z = 2$ (cm).

E (KeV)	X (cm)	Z (cm)	S	$\varepsilon_p(E) \times 10^{-2} \pm \sigma \times 10^{-6}$
121.8	2	4	244566 ± 627	3.85 ± 3.80
244.3			29244 ± 364	1.73 ± 3.80
344.3			152162 ± 585	2.55 ± 2.50
778.9			27648 ± 442	0.95 ± 1.40
964.0			21877 ± 364	0.68 ± 0.75
1112.1			48056 ± 461	1.58 ± 2.40
1408.0			41296 ± 375	0.88 ± 0.71

Tableau 3.14 : Efficacité spatiale pour $X = 2$ et $Z = 4$ (cm).

E (KeV)	X (cm)	Z (cm)	S	$\varepsilon_p(E) \times 10^{-2} \pm \sigma \times 10^{-6}$
121.8	2	6	251453 ± 648	2.63 ± 1.40
244.3			33246 ± 368	1.31 ± 1.90
344.3			142459 ± 604	1.59 ± 1.00
778.9			29976 ± 451	0.69 ± 0.70
964.0			28335 ± 420	0.57 ± 4.90
1112.1			49765 ± 469	1.09 ± 1.10
1408.0			45499 ± 380	0.65 ± 0.35

Tableau 3.15 : Efficacité spatiale pour $X = 2$ et $Z = 6$ (cm).

E (KeV)	X (cm)	Z (cm)	S	$\varepsilon_p(E) \times 10^{-2} \pm \sigma \times 10^{-6}$
121.8	2	8	178917 ± 561	1.68 ± 0.81
244.3			25869 ± 344	1.02 ± 1.60
344.3			105544 ± 523	1.18 ± 0.70
778.9			23361 ± 386	0.54 ± 0.47
964.0			15330 ± 328	0.32 ± 0.21
1112.1			36362 ± 405	0.80 ± 0.71
1408.0			33959 ± 330	0.48 ± 0.23

Tableau 3.16 : Efficacité spatiale pour $X = 2$ et $Z = 8$ (cm).

E (KeV)	X (cm)	Z (cm)	S	$\varepsilon_p(E) \times 10^{-2} \pm \sigma \times 10^{-6}$
121.8	2	10	219424 \pm 642	1.38 \pm 0.59
244.3			34138 \pm 404	0.81 \pm 0.79
344.3			133665 \pm 594	0.90 \pm 0.36
778.9			26354 \pm 424	0.36 \pm 0.21
964.0			20207 \pm 372	0.25 \pm 0.11
1112.1			48547 \pm 453	0.64 \pm 0.38
1408.0			44503 \pm 387	0.38 \pm 0.13

Tableau 3.17 : Efficacité spatiale pour $X = 2$ et $Z = 10$ (cm).

E (KeV)	X (cm)	Z (cm)	S	$\varepsilon_p(E) \times 10^{-2} \pm \sigma \times 10^{-6}$
121.8	2	12	227608 \pm 677	1.06 \pm 0.33
244.3			37807 \pm 435	0.66 \pm 0.51
344.3			144214 \pm 624	0.71 \pm 0.22
778.9			29470 \pm 442	0.30 \pm 0.13
964.0			22903 \pm 390	0.21 \pm 0.73
1112.1			51521 \pm 475	0.50 \pm 0.24
1408.0			49681 \pm 413	0.31 \pm 0.08

Tableau 3.18 : Efficacité spatiale pour $X = 2$ et $Z = 12$ (cm).

E (KeV)	X (cm)	Z (cm)	S	$\varepsilon_p(E) \times 10^{-2} \pm \sigma \times 10^{-6}$
121.8	3	2	347404 \pm 750	5.48 \pm 6.50
244.3			41387 \pm 387	2.45 \pm 5.70
344.3			209490 \pm 696	3.52 \pm 4.00
778.9			54259 \pm 614	1.87 \pm 4.00
964.0			33265 \pm 501	1.02 \pm 1.50
1112.1			79138 \pm 627	2.61 \pm 5.40
1408.0			56655 \pm 447	1.21 \pm 1.2

Tableau 3.19 : Efficacité spatiale pour $X = 3$ et $Z = 2$ (cm).

E (KeV)	X (cm)	Z (cm)	S	$\varepsilon_p(E) \times 10^{-2} \pm \sigma \times 10^{-6}$
121.8	3	4	252069 \pm 634	3.90 \pm 3.90
244.3			30576 \pm 327	1.79 \pm 3.50
344.3			172400 \pm 610	2.85 \pm 2.90
778.9			31723 \pm 428	1.07 \pm 1.50
964.0			20616 \pm 358	0.62 \pm 6.70
1112.1			52322 \pm 468	1.70 \pm 2.60
1408.0			42516 \pm 367	0.90 \pm 0.70

Tableau 3.20 : Efficacité spatiale pour $X = 3$ et $Z = 4$ (cm).

E (KeV)	X (cm)	Z (cm)	S	$\varepsilon_p(E) \times 10^{-2} \pm \sigma \times 10^{-6}$
121.8	3	6	278146 \pm 648	2.73 \pm 1.8
244.3			35120 \pm 361	1.30 \pm 1.8
344.3			190457 \pm 435	2.00 \pm 1.4
778.9			33278 \pm 435	0.72 \pm 0.67
964.0			27391 \pm 399	0.52 \pm 0.40
1112.1			55005 \pm 485	1.13 \pm 1.1
1408.0			49863 \pm 396	0.67 \pm 0.36

Tableau 3.21 : Efficacité spatiale pour $X = 3$ et $Z = 6$ (cm).

E (KeV)	X (cm)	Z (cm)	S	$\varepsilon_p(E) \times 10^{-2} \pm \sigma \times 10^{-6}$
121.8	3	8	167875 \pm 554	1.84 \pm 1.10
244.3			22188 \pm 300	0.91 \pm 1.20
344.3			121011 \pm 526	1.42 \pm 0.88
778.9			20876 \pm 350	0.50 \pm 0.42
964.0			15729 \pm 323	0.34 \pm 0.23
1112.1			35591 \pm 388	0.82 \pm 0.73
1408.0			31875 \pm 334	0.48 \pm 0.24

Tableau 3.22 : Efficacité spatiale pour $X = 3$ et $Z = 8$ (cm).

E (KeV)	X (cm)	Z (cm)	S	$\varepsilon_p(E) \times 10^{-2} \pm \sigma \times 10^{-6}$
121.8	3	10	210977 \pm 651	1.33 \pm 0.55
244.3			30177 \pm 361	0.71 \pm 0.62
344.3			160659 \pm 620	1.08 \pm 0.45
778.9			25714 \pm 411	0.35 \pm 0.20
964.0			15729 \pm 323	0.21 \pm 0.13
1112.1			43316 \pm 448	0.57 \pm 0.34
1408.0			43151 \pm 376	0.38 \pm 0.12

Tableau 3.23 : Efficacité spatiale pour $X = 3$ et $Z = 10$ (cm).

E (KeV)	X (cm)	Z (cm)	S	$\varepsilon_p(E) \times 10^{-2} \pm \sigma \times 10^{-6}$
121.8	3	12	167342 \pm 574	0.88 \pm 0.26
244.3			27872 \pm 359	0.55 \pm 0.40
344.3			147974 \pm 608	0.83 \pm 0.28
778.9			30570 \pm 456	0.82 \pm 0.43
964.0			21767 \pm 369	0.35 \pm 0.13
1112.1			38713 \pm 425	0.22 \pm 0.10
1408.0			44190 \pm 387	0.42 \pm 0.12

Tableau 3.24 : Efficacité spatiale pour $X = 3$ et $Z = 12$ (cm).

E (KeV)	X (cm)	Z (cm)	S	$\varepsilon_p(E) \times 10^{-2} \pm \sigma \times 10^{-6}$
121.8	4	2	221774 \pm 605	3.49 \pm 3.33
244.3			43672 \pm 393	2.59 \pm 6.15
344.3			21053 \pm 344	3.54 \pm 5.60
778.9			38219 \pm 200	1.32 \pm 4.35
964.0			25651 \pm 369	0.78 \pm 6.02
1112.1			63174 \pm 425	1.85 \pm 2.12
1408.0			47504 \pm 390	1.02 \pm 0.87

Tableau 3.25 : Efficacité spatiale pour $X = 4$ et $Z = 2$ (cm).

E (KeV)	X (cm)	Z (cm)	S	$\varepsilon_p(E) \times 10^{-2} \pm \sigma \times 10^{-6}$
121.8	4	4	160706 \pm 518	2.53 \pm 2.07
244.3			38146 \pm 375	2.26 \pm 5.12
344.3			15375 \pm 592	2.51 \pm 2.51
778.9			27773 \pm 408	1.31 \pm 1.83
964.0			21177 \pm 354	0.65 \pm 0.70
1112.1			48058 \pm 461	1.58 \pm 2.40
1408.0			36157 \pm 343	0.77 \pm 0.57

Tableau 3.26 : Efficacité spatiale pour $X = 4$ et $Z = 4$ (cm).

E (KeV)	X (cm)	Z (cm)	S	$\varepsilon_p(E) \times 10^{-2} \pm \sigma \times 10^{-6}$
121.8	4	6	170702 \pm 548	1.79 \pm 1.03
244.3			35671 \pm 370	1.41 \pm 2.08
344.3			15322 \pm 587	1.72 \pm 1.13
778.9			28181 \pm 410	0.65 \pm 0.60
964.0			25140 \pm 386	0.51 \pm 0.40
1112.1			49403 \pm 454	1.09 \pm 1.09
1408.0			41723 \pm 357	0.59 \pm 0.30

Tableau 3.27 : Efficacité spatiale pour $X = 4$ et $Z = 6$ (cm).

E (KeV)	X (cm)	Z (cm)	S	$\varepsilon_p(E) \times 10^{-2} \pm \sigma \times 10^{-6}$
121.8	4	8	122584 \pm 479	1.29 \pm 0.46
244.3			27669 \pm 333	1.09 \pm 1.46
344.3			11380 \pm 515	1.27 \pm 0.73
778.9			20805 \pm 359	0.48 \pm 0.39
964.0			13129 \pm 290	0.27 \pm 0.16
1112.1			33827 \pm 382	0.74 \pm 0.62
1408.0			30367 \pm 314	0.43 \pm 0.19

Tableau 3.28 : Efficacité spatiale pour $X = 4$ et $Z = 8$ (cm).

E (KeV)	X (cm)	Z (cm)	S	$\varepsilon_p(E) \times 10^{-2} \pm \sigma \times 10^{-6}$
121.8	4	10	147555 \pm 547	0.95 \pm 0.33
244.3			33970 \pm 390	0.82 \pm 0.79
344.3			14418 \pm 592	0.98 \pm 0.40
778.9			29406 \pm 446	0.41 \pm 0.25
964.0			20588 \pm 379	0.26 \pm 0.12
1112.1			47998 \pm 450	0.64 \pm 0.38
1408.0			42265 \pm 397	0.37 \pm 0.13

Tableau 3.29 : Efficacité spatiale pour $X = 4$ et $Z = 10$ (cm).

E (KeV)	X (cm)	Z (cm)	S	$\varepsilon_p(E) \times 10^{-2} \pm \sigma \times 10^{-6}$
121.8	4	12	13444 \pm 547	0.70 \pm 0.20
244.3			32863 \pm 401	0.65 \pm 0.52
344.3			12761 \pm 572	0.71 \pm 0.23
778.9			29563 \pm 443	0.34 \pm 0.17
964.0			21775 \pm 378	0.22 \pm 0.08
1112.1			44703 \pm 378	0.49 \pm 0.20
1408.0			42265 \pm 397	0.30 \pm 0.09

Tableau 3.30 : Efficacité spatiale pour $X = 4$ et $Z = 12$ (cm).

E (KeV)	X (cm)	Z (cm)	S	$\varepsilon_p(E) \times 10^{-2} \pm \sigma \times 10^{-6}$
121.8	5	2	182764 \pm 555	2.88 \pm 2.53
244.3			49820 \pm 442	2.85 \pm 7.61
344.3			179760 \pm 631	3.02 \pm 3.21
778.9			36168 \pm 473	1.24 \pm 2.01
964.0			24376 \pm 381	0.74 \pm 0.87
1112.1			56048 \pm 240	1.85 \pm 1.46
1408.0			43372 \pm 363	0.93 \pm 0.72

Tableau 3.31 : Efficacité spatiale pour $X = 5$ et $Z = 2$ (cm).

E (KeV)	X (cm)	Z (cm)	S	$\varepsilon_p(E) \times 10^{-2} \pm \sigma \times 10^{-6}$
121.8	5	4	136020 \pm 483	2.14 \pm 1.63
244.3			33485 \pm 389	1.98 \pm 5.05
344.3			127873 \pm 539	2.15 \pm 1.96
778.9			22344 \pm 370	0.77 \pm 0.97
964.0			18978 \pm 333	0.58 \pm 0.5
1112.1			40258 \pm 404	0.33 \pm 1.76
1408.0			28696 \pm 355	0.61 \pm 0.46

Tableau 3.32 : Efficacité spatiale pour $X = 5$ et $Z = 4$ (cm).

E (KeV)	X (cm)	Z (cm)	S	$\varepsilon_p(E) \times 10^{-2} \pm \sigma \times 10^{-6}$
121.8	5	6	150790 \pm 524	1.58 \pm 0.87
244.3			38534 \pm 395	1.52 \pm 3.43
344.3			136883 \pm 561	1.53 \pm 0.96
778.9			29250 \pm 423	0.67 \pm 0.64
964.0			17443 \pm 330	0.35 \pm 0.24
1112.1			32600 \pm 393	0.72 \pm 0.62
1408.0			34056 \pm 332	0.49 \pm 0.23

Tableau 3.33 : Efficacité spatiale pour $X = 5$ et $Z = 6$ (cm).

E (KeV)	X (cm)	Z (cm)	S	$\varepsilon_p(E) \times 10^{-2} \pm \sigma \times 10^{-6}$
121.8	5	8	83713 \pm 405	0.82 \pm 0.32
244.3			18590 \pm 294	0.68 \pm 0.75
344.3			104046 \pm 498	1.08 \pm 0.56
778.9			17375 \pm 328	0.37 \pm 0.26
964.0			13517 \pm 306	0.25 \pm 0.15
1112.1			38450 \pm 388	0.71 \pm 0.56
1408.0			25394 \pm 306	0.37 \pm 0.15

Tableau 3.34 : Efficacité spatiale pour $X = 5$ et $Z = 8$ (cm).

E (KeV)	X (cm)	Z (cm)	S	$\varepsilon_p(E) \times 10^{-2} \pm \sigma \times 10^{-6}$
121.8	5	10	101034 \pm 455	0.63 \pm 0.18
244.3			24874 \pm 340	0.59 \pm 0.48
344.3			11988 \pm 536	0.75 \pm 0.27
778.9			23120 \pm 383	0.32 \pm 0.17
964.0			18995 \pm 352	0.23 \pm 0.09
1112.1			40218 \pm 423	0.53 \pm 0.30
1408.0			35949 \pm 357	0.31 \pm 0.09

Tableau 3.35 : Efficacité spatiale pour $X = 5$ et $Z = 10$ (cm).

E (KeV)	X (cm)	Z (cm)	S	$\varepsilon_p(E) \times 10^{-2} \pm \sigma \times 10^{-6}$
121.8	5	12	92418 ± 451	0.48 ± 0.11
244.3			16533 ± 296	0.33 ± 0.20
344.3			130337 ± 583	0.73 ± 0.40
778.9			21957 ± 382	0.25 ± 0.11
964.0			19160 ± 353	0.19 ± 0.07
1112.1			309119 ± 420	0.34 ± 0.16
1408.0			35401 ± 364	0.25 ± 0.07

Tableau 3.36 : Efficacité spatiale pour $X = 5$ et $Z = 12$ (cm).

E (KeV)	X (cm)	Z (cm)	S	$\varepsilon_p(E) \times 10^{-2} \pm \sigma \times 10^{-6}$
121.8	6	2	153812 ± 521	2.37 ± 1.92
244.3			25882 ± 315	1.50 ± 2.80
344.3			134136 ± 558	2.21 ± 2.04
778.9			26061 ± 415	0.88 ± 1.23
964.0			18964 ± 362	0.57 ± 0.66
1112.1			32033 ± 339	1.41 ± 1.54
1408.0			43699 ± 452	0.67 ± 0.64

Tableau 3.37 : Efficacité spatiale pour $X = 6$ et $Z = 2$ (cm).

E (KeV)	X (cm)	Z (cm)	S	$\varepsilon_p(E) \times 10^{-2} \pm \sigma \times 10^{-6}$
121.8	6	4	117291 ± 456	1.84 ± 1.32
244.3			24337 ± 309	1.44 ± 2.67
344.3			97713 ± 478	1.64 ± 1.32
778.9			19654 ± 347	0.67 ± 0.80
964.0			15482 ± 301	0.47 ± 0.43
1112.1			31012 ± 374	1.02 ± 1.25
1408.0			25621 ± 291	0.55 ± 0.34

Tableau 3.38 : Efficacité spatiale pour $X = 6$ et $Z = 4$ (cm).

E (KeV)	X (cm)	Z (cm)	S	$\varepsilon_p(E) \times 10^{-2} \pm \sigma \times 10^{-6}$
121.8	6	6	138561 ± 502	1.45 ± 0.78
244.3			29140 ± 345	1.15 ± 1.60
344.3			113934 ± 519	1.28 ± 0.75
778.9			23375 ± 393	0.54 ± 0.48
964.0			17521 ± 328	0.36 ± 0.24
1112.1			36155 ± 399	0.79 ± 0.69
1408.0			30092 ± 321	0.43 ± 0.20

Tableau 3.39 : Efficacité spatiale pour $X = 6$ et $Z = 6$ (cm).

E (KeV)	X (cm)	Z (cm)	S	$\varepsilon_p(E) \times 10^{-2} \pm \sigma \times 10^{-6}$
121.8	6	8	143527 ± 522	1.13 ± 0.46
244.3			30555 ± 365	0.90 ± 0.98
344.3			127372 ± 557	1.07 ± 0.50
778.9			26171 ± 400	0.45 ± 0.30
964.0			17936 ± 338	0.27 ± 0.14
1112.1			41569 ± 425	0.68 ± 0.47
1408.0			31599 ± 339	0.34 ± 0.12

Tableau 3.40 : Efficacité spatiale pour $X = 6$ et $Z = 8$ (cm).

E (KeV)	X (cm)	Z (cm)	S	$\varepsilon_p(E) \times 10^{-2} \pm \sigma \times 10^{-6}$
121.8	6	10	88740 \pm 440	0.56 \pm 0.15
244.3			23259 \pm 336	0.55 \pm 0.45
344.3			109903 \pm 526	0.70 \pm 0.25
778.9			22431 \pm 373	0.31 \pm 0.16
964.0			16251 \pm 331	0.20 \pm 0.08
1112.1			39541 \pm 422	0.52 \pm 0.29
1408.0			33565 \pm 352	0.29 \pm 0.09

Tableau 3.41 : Efficacité spatiale pour $X = 6$ et $Z = 10$ (cm).

E (KeV)	X (cm)	Z (cm)	S	$\varepsilon_p(E) \times 10^{-2} \pm \sigma \times 10^{-6}$
121.8	6	12	130177 \pm 523	0.71 \pm 0.20
244.3			22466 \pm 336	0.47 \pm 0.03
344.3			108609 \pm 536	0.64 \pm 0.20
778.9			21692 \pm 382	0.26 \pm 0.12
964.0			16139 \pm 323	0.17 \pm 0.06
1112.1			37352 \pm 409	0.43 \pm 0.20
1408.0			32848 \pm 349	0.25 \pm 0.28

Tableau 3.42 : Efficacité spatiale pour $X = 6$ et $Z = 12$ (cm).

E (KeV)	X (cm)	Z (cm)	S	$\varepsilon_p(E) \times 10^{-2} \pm \sigma \times 10^{-6}$
121.8	7	2	86570 \pm 409	1.36 \pm 0.65
244.3			22689 \pm 299	1.34 \pm 2.42
344.3			109387 \pm 500	1.83 \pm 1.54
778.9			22840 \pm 370	0.79 \pm 1.00
964.0			15134 \pm 308	0.46 \pm 0.43
1112.1			39551 \pm 405	1.30 \pm 1.73
1408.0			32033 \pm 307	0.69 \pm 0.45

Tableau 3.43 : Efficacité spatiale pour $X = 7$ et $Z = 2$ (cm).

E (KeV)	X (cm)	Z (cm)	S	$\varepsilon_p(E) \times 10^{-2} \pm \sigma \times 10^{-6}$
121.8	7	4	71663 \pm 371	1.12 \pm 0.65
244.3			12584 \pm 232	0.74 \pm 1.03
344.3			92260 \pm 460	1.54 \pm 1.20
778.9			18751 \pm 338	0.64 \pm 0.90
964.0			13355 \pm 284	0.40 \pm 0.45
1112.1			28818 \pm 347	0.96 \pm 1.09
1408.0			23148 \pm 273	0.49 \pm 0.80

Tableau 3.44 : Efficacité spatiale pour $X = 7$ et $Z = 4$ (cm).

E (KeV)	X (cm)	Z (cm)	S	$\varepsilon_p(E) \times 10^{-2} \pm \sigma \times 10^{-6}$
121.8	7	6	87701 \pm 413	0.91 \pm 0.78
244.3			22257 \pm 306	0.87 \pm 1.20
344.3			110628 \pm 507	1.23 \pm 0.98
778.9			20650 \pm 354	0.47 \pm 0.60
964.0			15138 \pm 311	0.31 \pm 0.23
1112.1			32659 \pm 382	0.71 \pm 1.20
1408.0			29227 \pm 310	0.41 \pm 0.18

Tableau 3.45 : Efficacité spatiale pour $X = 7$ et $Z = 6$ (cm).

E (KeV)	X (cm)	Z (cm)	S	$\varepsilon_p(E) \times 10^{-2} \pm \sigma \times 10^{-6}$
121.8	7	8	90127 ± 427	0.72 ± 0.25
244.3			21605 ± 322	0.65 ± 1.02
344.3			102531 ± 502	0.87 ± 0.89
778.9			19486 ± 344	0.34 ± 0.62
964.0			14802 ± 304	0.23 ± 0.40
1112.1			31622 ± 384	0.53 ± 1.21
1408.0			28665 ± 318	0.31 ± 0.20

Tableau 3.46 : Efficacité spatiale pour $X = 7$ et $Z = 8$ (cm).

E (KeV)	X (cm)	Z (cm)	S	$\varepsilon_p(E) \times 10^{-2} \pm \sigma \times 10^{-6}$
121.8	7	10	87373 ± 436	0.55 ± 0.13
244.3			16192 ± 287	0.38 ± 0.22
344.3			89856 ± 488	0.60 ± 0.16
778.9			20978 ± 371	0.28 ± 0.12
964.0			17949 ± 341	0.22 ± 0.07
1112.1			32757 ± 388	0.43 ± 0.18
1408.0			30248 ± 340	0.26 ± 0.06

Tableau 3.47 : Efficacité spatiale pour $X = 7$ et $Z = 10$ (cm).

E (KeV)	X (cm)	Z (cm)	S	$\varepsilon_p(E) \times 10^{-2} \pm \sigma \times 10^{-6}$
121.8	7	12	40577 ± 311	0.21 ± 0.036
244.3			15028 ± 294	0.19 ± 0.20
344.3			87331 ± 494	0.49 ± 0.40
778.9			19184 ± 355	0.20 ± 0.11
964.0			16059 ± 328	0.16 ± 0.07
1112.1			34534 ± 400	0.38 ± 0.16
1408.0			31008 ± 347	0.22 ± 0.05

Tableau 3.48 : Efficacité spatiale pour $X = 7$ et $Z = 12$ (cm).

E (KeV)	X (cm)	Z (cm)	S	$\varepsilon_p(E) \times 10^{-2} \pm \sigma \times 10^{-6}$
121.8	8	2	72883 ± 377	1.23 ± 1.21
244.3			12502 ± 233	0.79 ± 0.20
344.3			74388 ± 438	1.34 ± 0.45
778.9			15827 ± 322	0.58 ± 0.14
964.0			11911 ± 281	0.39 ± 0.10
1112.1			29466 ± 365	1.04 ± 0.22
1408.0			22282 ± 280	0.51 ± 0.08

Tableau 3.49 : Efficacité spatiale pour $X = 8$ et $Z = 2$ (cm).

E (KeV)	X (cm)	Z (cm)	S	$\varepsilon_p(E) \times 10^{-2} \pm \sigma \times 10^{-6}$
121.8	8	4	65214 ± 356	1.03 ± 0.63
244.3			10879 ± 220	0.65 ± 0.92
344.3			73719 ± 427	1.24 ± 0.30
778.9			13985 ± 296	0.48 ± 0.45
964.0			10885 ± 258	0.33 ± 0.80
1112.1			23528 ± 329	0.77 ± 0.70
1408.0			20011 ± 269	0.43 ± 0.68

Tableau 3.50 : Efficacité spatiale pour $X = 8$ et $Z = 4$ (cm).

E (KeV)	X (cm)	Z (cm)	S	$\varepsilon_p(E) \times 10^{-2} \pm \sigma \times 10^{-6}$
121.8	8	6	80700 ± 400	0.85 ± 0.86
244.3			13541 ± 250	0.53 ± 0.35
344.3			90207 ± 473	1.01 ± 0.25
778.9			17052 ± 326	0.39 ± 0.68
964.0			12621 ± 287	0.26 ± 0.42
1112.1			28214 ± 362	0.62 ± 0.90
1408.0			25613 ± 300	0.36 ± 0.70

Tableau 3.51 : Efficacité spatiale pour $X = 8$ et $Z = 6$ (cm).

E (KeV)	X (cm)	Z (cm)	S	$\varepsilon_p(E) \times 10^{-2} \pm \sigma \times 10^{-6}$
121.8	8	8	86065 ± 421	0.67 ± 0.22
244.3			22447 ± 318	0.66 ± 0.63
344.3			98713 ± 496	0.82 ± 0.34
778.9			19978 ± 358	0.34 ± 0.20
964.0			14844 ± 315	0.22 ± 0.10
1112.1			28214 ± 326	0.50 ± 0.26
1408.0			25788 ± 319	0.27 ± 0.09

Tableau 3.52 : Efficacité spatiale pour $X = 8$ et $Z = 8$ (cm).

E (KeV)	X (cm)	Z (cm)	S	$\varepsilon_p(E) \times 10^{-2} \pm \sigma \times 10^{-6}$
121.8	8	10	87750 ± 433	0.55 ± 0.15
244.3			15365 ± 283	0.36 ± 0.24
344.3			87336 ± 483	0.58 ± 0.18
778.9			18256 ± 350	0.25 ± 0.12
964.0			14957 ± 307	0.18 ± 0.07
1112.1			27793 ± 379	0.36 ± 0.18
1408.0			29212 ± 338	0.25 ± 0.07

Tableau 3.53 : Efficacité spatiale pour $X = 8$ et $Z = 10$ (cm).

E (KeV)	X (cm)	Z (cm)	S	$\varepsilon_p(E) \times 10^{-2} \pm \sigma \times 10^{-6}$
121.8	8	12	39911 ± 310	0.21 ± 0.03
244.3			8415 ± 230	0.16 ± 0.14
344.3			69934 ± 458	0.39 ± 0.4
778.9			19214 ± 350	0.22 ± 0.12
964.0			13828 ± 311	0.14 ± 0.23
1112.1			30844 ± 350	0.34 ± 0.13
1408.0			28690 ± 345	0.20 ± 0.05

Tableau 3.54 : Efficacité spatiale pour $X = 8$ et $Z = 12$ (cm).

D'après les résultats présentés dans les tableaux précédents la relation (2.6) présentée dans le chapitre 2 est vérifiée, la variation de l'efficacité est inversement proportionnelle à la distance et à l'énergie. Quand l'énergie augmente la section efficace de l'effet photoélectrique diminue.

Pour les énergies 344.3 et 1112.1 keV la surface nette sous le pic photoélectrique augmente, d'où l'augmentation de l'efficacité pour ces deux énergies cela par rapport à la diffusion des photos sur les deux briques du plomb.

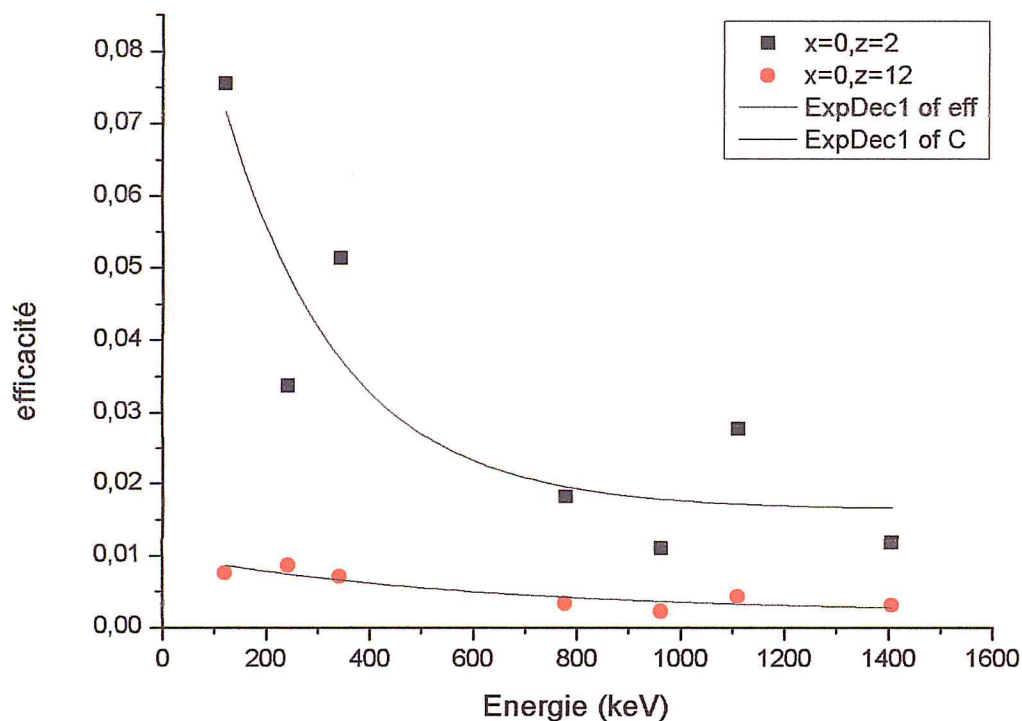


Figure 3.4 : Courbe de l'efficacité à la distance $X = 0$, $Z = 2$ et $X = 0$, $Z = 12$ (cm).

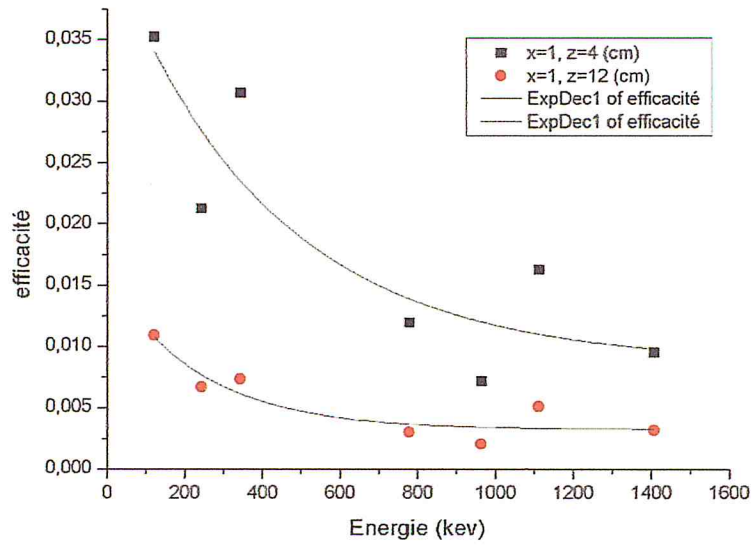


Figure 3.5 : Courbe de l'efficacité à la distance $X = 1$, $Z = 4$ et $X = 1$, $Z = 12$ (cm).

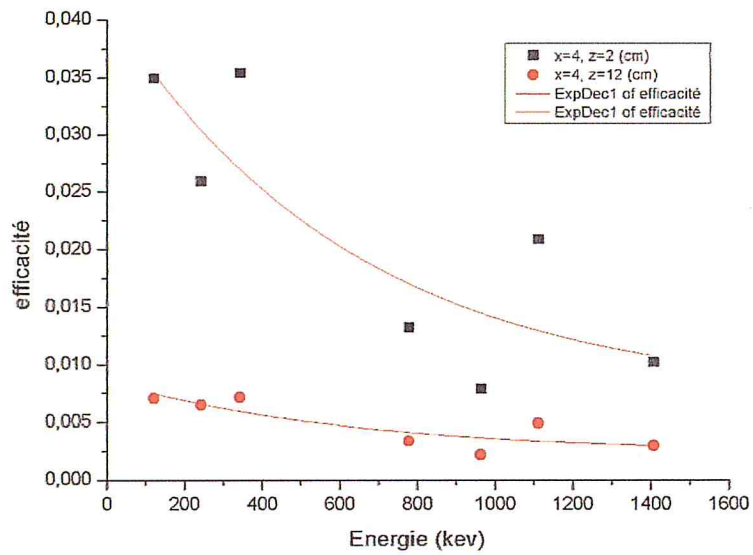


Figure 3.6 : Courbe de l'efficacité à la distance $X = 4$, $Z = 2$ et $X = 4$, $Z = 12$ (cm).

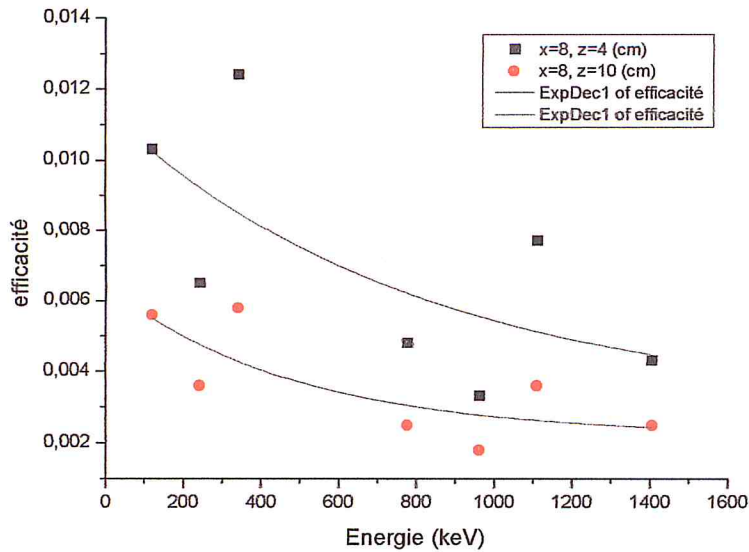


Figure 3.7 : Courbe de l'efficacité à la distance $X = 8$, $Z = 4$ et $X = 8$, $Z = 10$ (cm).

3.1.3 Calcul des valeurs $Z_c(E_\gamma)$ (centre virtuelle du détecteur)

Z_c Représente le centre virtuelle à l'intérieur du volume actif du détecteur, cette distance peut être calculée à partir des efficacités trouvées pour chaque point, on obtient une droite $\varepsilon_p(E_\gamma)^{-0.5}$ en fonction de Z pour une position X fixe, l'intersection de la droite avec l'axe Z donne la valeur de Z_c pour chaque énergie. Les résultats sont présentés dans les tableaux suivant :

E (keV)	X (cm)	Z_c (cm)	X (cm)	Z_c (cm)	X (cm)	Z_c (cm)
121.8	0	-4.13	1	-6.55	2	-5.17
244.3		-6.20		-6.63		-6.32
344.3		-3.96		-3.06		-3.71
778.9		-5.15		-4.65		-5.17
964.0		-6.14		-6.29		-5.91
1112.1		-4.60		-5.95		-6.42
1408.0		-8.60		-8.14		-8.13

Tableau 3.55 : Valeur de Z_c pour $X = 0, 1$ et 2 (cm).

E (keV)	X (cm)	Z_c (cm)	X (cm)	Z_c (cm)	X (cm)	Z_c (cm)
121.8	3	-4.12	4	-5.36	5	-5.34
244.3		-6.36		-6.84		-5.45
344.3		-6.36		-5.36		-6.60
778.9		-4.22		-6.84		-5.87
964.0		-6.60		-7.81		-8.04
1112.1		-4.66		-7.09		-5.80
1408.0		-7.33		-5.63		-8.26

Tableau 3.56 : Valeur de Z_c pour $X = 3, 4$ et 5 (cm).

E (keV)	X (cm)	Z_c (cm)	X (cm)	Z_c (cm)	X (cm)	Z_c (cm)
121.8	6	-5.34	7	-4.13	8	-4.14
244.3		-5.45		-6.58		-5.35
344.3		-7.95		-6.32		-6.32
778.9		-6.38		-5.62		-5.80
964.0		-8.03		-6.60		-6.20
1112.1		-6.05		-5.90		-5.55
1408.0		-8.76		-8.20		-8.14

Tableau 3.57 : Valeur de Z_c pour $X = 6, 7$ et 8 (cm).

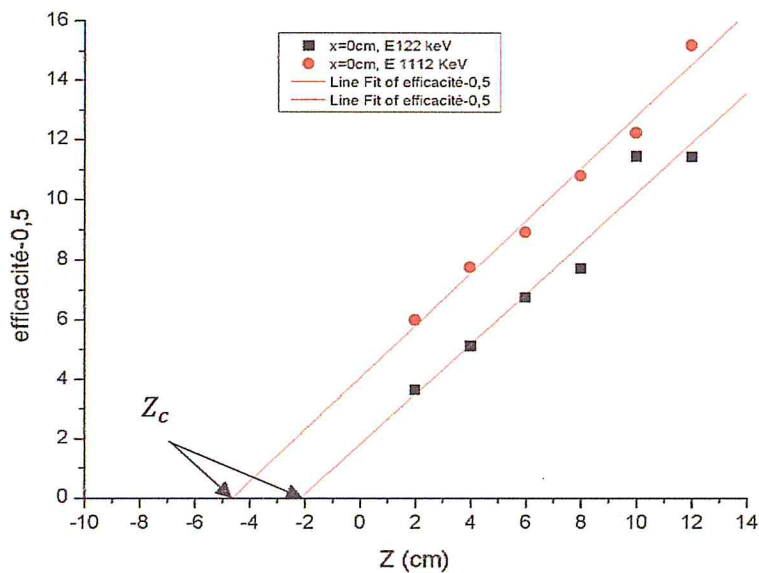


Figure 3.8 : Droite de l'efficacité^{-0.5} en fonction de Z pour $E = 122$ et 1112 KeV.

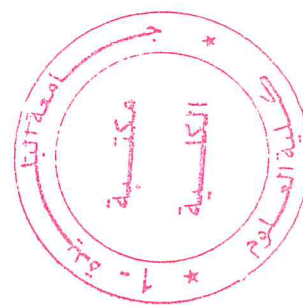
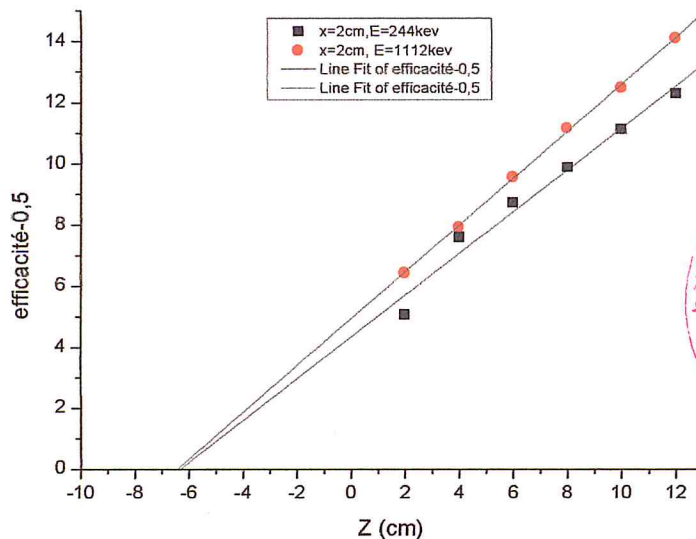


Figure 3.9 : Droite de l'efficacité^{-0.5} en fonction de Z pour $E = 244$ et 1112 KeV.

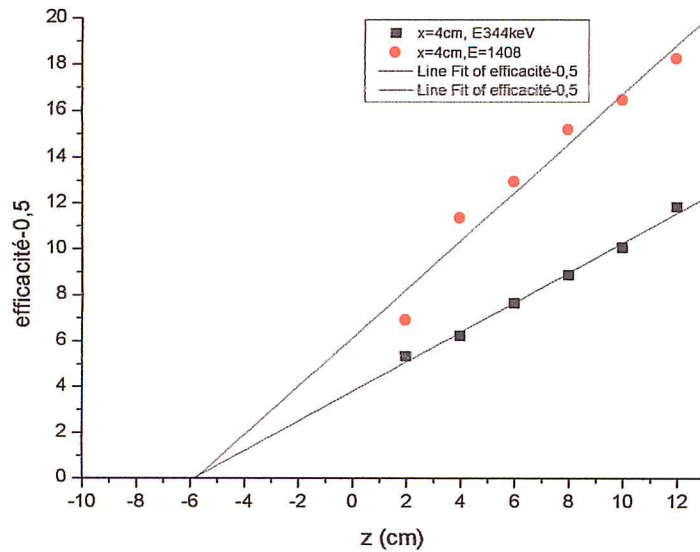


Figure 3.10 : Droite de l'efficacit ^{-0.5} en fonction de Z pour $E = 344$ et 1408 KeV .

Les valeurs de Z_c sont comparés avec les résultats donnés dans [30].

3.2 Calcul de l'efficacité volumineuse

Afin de calculer l'efficacité volumineuse nous avons choisi la méthode présentée par Galloway équation (2.5) avec ($a=2$ et $b=12$). Nous avons effectué une transformation pour cette équation et nous avons obtenu l'équation 2.10 avec ($\alpha = 5, \beta = 7$) pour calculer cette équation nous avons utilisé un programme numérique écrit sur Fortran (Formula Translator) c'est un langage de programmation utilisé principalement pour le calcul scientifique. Ce programme calcul la somme de $k=0$ jusqu'à $n=100$ pour les différentes positions de X (de 0 à 8 cm) sans tenir compte de l'atténuation des rayonnements gamma à l'intérieur de la source. La valeur moyenne représente la valeur de l'efficacité étalée pour chaque énergie pour une géométrie cylindrique (diamètre 8 cm, hauteur 10 cm). Les résultats sont présentés dans le tableau (3.58) et la figure 3.11 :

E (keV)	$\varepsilon_p \times 10^{-4}$
121.8	1.43
244.3	1.15
344.3	1.30
778.9	1.11
964.0	0.89
1112.1	1.05
1408.0	0.77

Tableau 3.58 : les valeurs de l'efficacité étalée pour une géométrie cylindrique (Diamètre 8 cm, hauteur 10 cm).

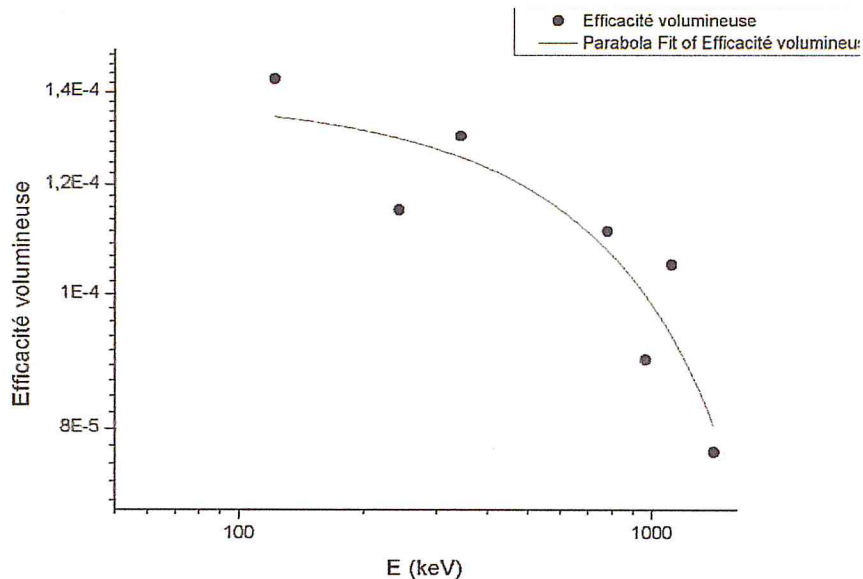


Figure 3.11 : courbe de l'efficacité volumineuse pour une géométrie cylindrique.

L'analyse par activation neutronique impose d'utiliser des échantillons cylindriques de 3 cm de diamètre au maximum, c'est par rapport aux canaux d'irradiation. L'échantillon utilisé pour mesurer le flux de neutrons (^{115}In) est enveloppé dans un porte échantillon cylindrique (diamètre 2 cm, hauteur 7 cm). Pour calculer le coefficient d'atténuation μ nous avons utilisé un code de calcul XCOM [42] qui permet de calculer le coefficient d'atténuation massique (cm^2/g) figure 3.12. En multipliant par la densité du matériau on obtient le coefficient d'atténuation linéique. Les résultats sont présentés dans le tableau 3.59 :

E (keV)	μ (cm^{-1})	$e^{-\mu x}$
121.8	7.07	0.70
244.3	1.50	0.92
344.3	0.99	0.95
417.0	0.80	0.96
778.9	0.49	0.97
964.0	0.43	0.98
1097.0	0.41	0.98
1112.1	0.40	0.98
1293.0	0.37	0.98
1408.0	0.35	0.98

Tableau 3.59 : les valeurs du coefficient d'atténuation pour une épaisseur $x=0.05$ cm de l'Indium.

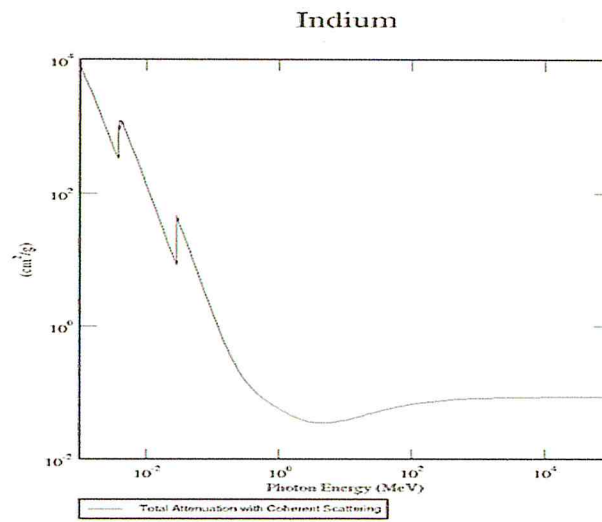
On a $e^{-\mu x} \cong 1$, d'où le calcul de l'efficacité volumineuse sans tenir compte de l'atténuation des rayonnements gamma à l'intérieur de l'échantillon.

La courbe de l'efficacité volumineuse pour l'échantillon utilisé pour mesurer le flux de neutron est donnée dans la figure 3.13. A partir de cette courbe on utilise un fit parabolique l'équation est donnée par $y = A_0 + Bx + cx^2$ avec : $A_0 = 0.0048$, $B = -3.86 \times 10^{-7}$ et $c = -8.86 \times 10^{-10}$. Nous avons

calculé l'efficacité volumineuse pour les trois énergies de l'indium. Les résultats sont donnés dans le tableau (3.60) :

E (keV)	$\epsilon_v \times 10^{-3}$
417	3.10
1097	2.40
1293	2.10

Tableau 3.60 : Les valeurs de l'efficacité volumineuse pour les énergies de l' ^{116}In .



. Figure 3.12 : Coefficient d'atténuation massique de l' ^{115}In .

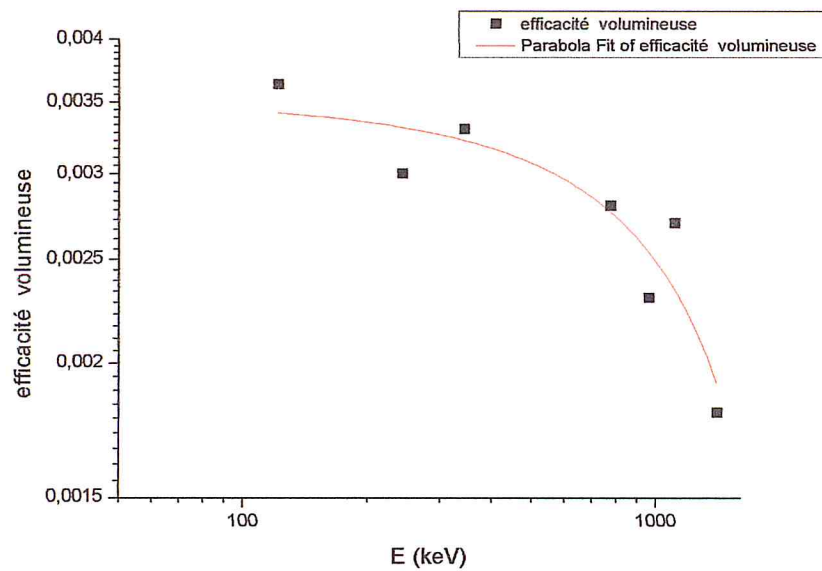


Figure 3.13 : efficacité volumineuse pour un échantillon cylindrique (diamètre 2 cm, hauteur 7 cm).

3.3 Mesure du flux de neutron

Pour mesurer le flux de neutron l'échantillon est irradié dans le canal rapide pendant un temps $2 \times T$ (tableau 2.1). La radioactivité de l'élément formé 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 évolue la fluence neutronique intégrée pendant le temps d'irradiation. La figure 3.14 présente le spectre obtenu après irradiation. En remplaçant le nombre de coups obtenus pour chaque énergie dans l'équation (2.11) on retrouve le flux de neutron dans le canal rapide. Les résultats sont présentés dans le tableau 3.61 :

E (keV)	$t_i(s)$	$t_d(s)$	$t_c(s)$	$\Phi_n(cm^{-2}s^{-1})$
417	7200	15	400	95 ± 10.4
1097				78 ± 10.4
1293				83 ± 10.3

Tableau 3.61 : flux de neutrons dans le canal rapide.

La valeur moyenne représente la valeur du flux dans le canal rapide : $\Phi_n = 85 \pm 10 (n.cm^{-2}.s^{-1})$ cette valeur est comparée à celle donnée par le constructeur [36] :

$$\Phi_n (\text{Mesurée}) \approx \Phi_n (\text{Constructeur}).$$

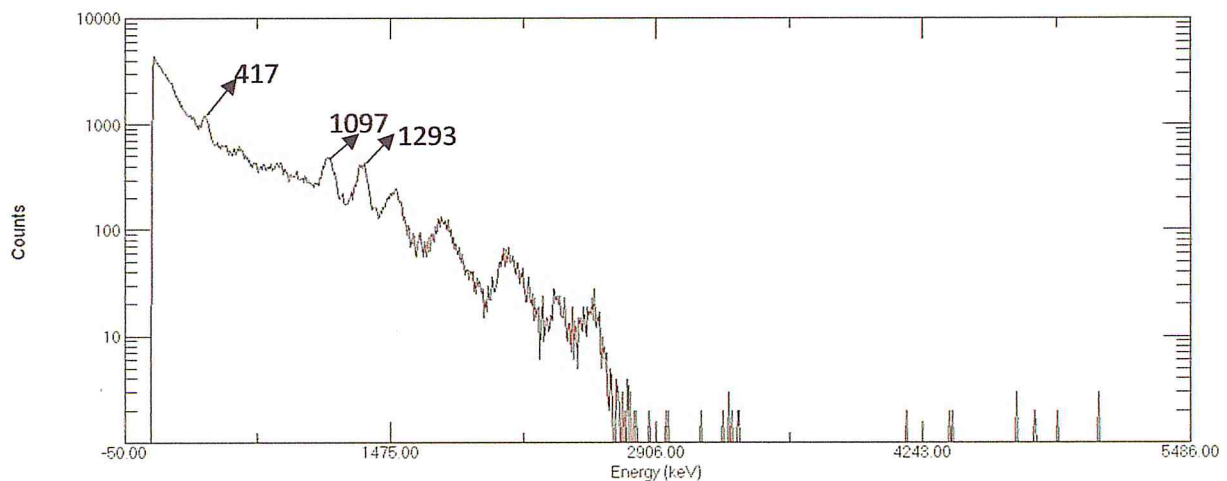


Figure 3.14 : Spectre obtenu après irradiation de l' ^{115}In dans le canal rapide.

Après irradiation de l'échantillon dans le canal thermique, nous avons obtenu un spectre où le bruit de fond est plus important que le nombre de coups sous le pic des énergies précédentes, donc le flux de neutron est faible dans ce canal. Ce résultat est comparé au résultat donné par le constructeur [41] et d'autres travaux similaires [43], ce qui valide les calculs effectués dans ce travail. D'après ces résultats on conclue que ce flux de neutron est dédié aux travaux pédagogique et non pas à la recherche car il est trop faible.

Conclusion générale

Dans ce travail la méthode d'analyse par activation neutronique a été utilisée pour mesurer le flux de neutron pour une source $^{226}\text{Ra-Be}$. Un échantillon est irradié dans les trois canaux d'irradiation pendant un temps bien déterminé. Les éléments qu'il contient subissent des réactions nucléaires, conduisant à la création d'isotopes radioactifs caractéristiques des éléments bombardés. L'objectif était de déterminer qualitativement et quantitativement la radioactivité de l'isotope formé en utilisant la chaîne de spectrométrie gamma. Un préalable pour exécuter cette technique d'analyse est qu'une correction appropriée doit être faite, cette correction consiste de passer de l'efficacité de détection d'une source ponctuelle à une source volumineuse. Pour ce faire nous avons utilisé une méthode qui corrige l'effet de l'auto-atténuation et l'effet du changement de l'angle solide pour chaque position dans le volume couvert par la source. Les résultats du flux de neutron obtenus sont approximativement égaux aux valeurs données par le constructeur, on conclue que la méthode utilisé pour corriger l'efficacité de détection est valable et ce flux de neutron est dédié aux travaux pédagogique et non pas à la recherche.

Références

- [1] P. Süe UMR 9956 CEA-CNRS (Laboratoire Internationale, des Techniques Nucléaires Originales que sont l'Analyse par Activation Neutronique et la Microanalyse par Faisceaux d'Ions).
- [2] 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° 207 - Juillet-Septembre 2010.
- [3] L. A. Hamidatou, S. Khaled, T. Akhal, M. Ramdhane, Determination of Trace Elements in Cigarette Tobacco with the k-based NAA Using Es-Salaam Research Reactor. Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry, 281 (2009) 535-540.
- [4] M. Asamoah, B.J.B. Nyarko, Neutron Flux Distribution in the Irradiation Channels Of Am-Be Neutron Source Irradiation Facility. Annals of Nuclear Energy 38 (2011) 1219- 1224.
- [5] N. Jovancvic, M. Krmar, Neutrons in The Low-Background Ge-Detector Vicinity Estimated from Different Activation Reactions. Elsevier Applied Radiation and Isotops 69 (2011) 629-635.
- [6] C. Jimonet, Décret n° 2002-460 (2009).
- [7] D. Blanc, Les Rayonnements Ionisants Détection, Dosimétrie et Spectrométrie, 2ème édition.
- [8] N. Tsoulfanidis, Measurement and Detection of Radiation, Second Edition.
- [9] L. Valentin, Physique Subatomique, Noyaux et Particules.
- [10] C. le Sech, Physique Nucléaire, des Quarks aux Applications. Dunod, Paris, 2010.
- [11] M.J. Berger & J.H Hubbell XCOM : Photon Cross Section on a Personal Computer, Report NBSIR 87-3597 (National Bureau of Standards, Gaithersburg, MD (1978).
- [12] H. Métivier, Radioprotection et Ingénierie Nucléaire, EDP Sciences 2006.
- [13] T. Gozani, Active Non-Destructive Assay of Nuclear Materials Nureg/CR-0602 (1981)
- [14] J-L MA Dispositif MEC : Interprétation Quantitative des Spectres de Capture Note Interne CEA (1998).
- [15] J.Hoste, Isotopic Neutron Sources of Neutron Activation Analysis, IAEA- TECDOC, Vienna 248 (1988), no.465.
- [16] G. E Knoll, Radiation Detection and Measurement, Third Edition.
- [17] H. Métivier. Physique des Semi-Conducteurs et des Composants Electroniques. Dunod. (2001).

- [18] P. Marguin, A. Moussa Compteur Proportionnel à Protons de Recul pour Spectrométrie de Neutrons Rapides, HAL Archives-Ouvertes. Fr.
- [19] K. Amgarou, C. Domingo, T. Bouassoule, F. Fernandez, Monte Carlo simulation of the NaI(Tl) detector reponse to measure gold activated foils, Nuclear Instruments in Physics Research B 267 (2009) 2944-2951.
- [20] S. Dziri , Etudes Expérimentales et Simulations Monte Carlo en Spectrométrie Gamma : Correction des Effets de Cascade et de Matrice pour des Mesures Environnementales. (2014. Cité page 41).
- [21] S. Gobain Crystals (www.crystals.saint-gobain.com), Efficiency Calculations for Selected Scintillators.
- [22] K. Arif, A. Malik, Monte Carlo EGS5 Simulation of Hight Purity Germanium (HPGe) Detector, Pakistan Institute of Engg. And Applied Sciences (PIEAS) (2015).
- [23] I. Akkurt, H. O. Tekin, A. Mesbahi, Calculation of Detection Efficiency for the Gamma Detector Using MCNPX, ACTA Physica Polonicaa. 128 (2015).
- [24] A. A. Mowlavi, R. Izadi Najafabadi, R. Koochi Faygh, Calculation of Intrinsic Efficiency of NaI(Tl) Detector Using MCNP Code, International Journal of Pure and Applied Physics ISSN 0973-1776 Vol.1, No.2 (2005), pp. 129-136.
- [25] Danilo C. Vasconcelos, Claubia Pereira, Sergio Gallardo, Zildete Rocha, Talita O. Santos, Efficiency Simulation of A HPGe Detector for The Environmental Radioactivity Laboratory/CDTN Using A MCNP-Gammavision Method, 2011 International Nuclear Atlantic Conference - INAC 2011 Belo Horizonte, MG, Brazil, October 24-28, 2011
- [26] D. M. Montalvan Olivares, M.V.Manso Guevara, G. Fermin, Determination of the HPGe Detector Efficiency in Measurments of Radioactivity in Xtended Environmental Samples, Applied Radiation and Isotopes 130 (2017) 34-42.
- [27] A. M. El-Khatib, M. M. Gouda, M. S. Badwi, A. Hamzawy. N. S. Hussein, M. I. Abbas, Calculation of the Full-Energy Peak Efficiency of NaI(Tl) Detector Using the Efficiency Transfer Method for Large Radioactive Cylindrical Sources, Chaines Journal of Physics 54 (2016) 592-606.
- [28] V. Anneclair, D. Nora, Neutron Activation Analysis of Inhomogeneous Large Samples, chapter 4, Department of Radiochemistry of the Interfaculty Reactor Institute, Delft University of Technology, Mekelweg 15, 2629 JB Delft.
- [29] N. I. Maidana. V. R. Juan A. Garcia-Alvarez. M. Hermida-Lopez. L. Brualla, Experimental HPGe Coaxial Detector Response and Efficiency Compared to Monte Carlo Simulations.

- [30] M.W. Ronald Overwater, P. Bode and J .M. Jeroen, Gamma-ray Spectroscopy of Voluminous Sources Corrections for Source Geometry and Self-Attenuation, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A324 (1993) 209-218.
- [31] H. Ozan Tekin, MCNP-X Monte Carlo Code Application for Mass Attenuation Coefficients of Concrete at Different Energies by Modeling 3" × 3 NaI(Tl) Detector and Comparison with XCOM and Monte Carlo Data, Hindawi Publishing Corporation Science and Technology of Nuclear Installation, 6547318, (2016) pages 7.
- [32] A. Nachab, M. Benjelloun, A. Nourredine, Simulation du Coefficient D'auto-absorption des Photons Gamma pour des Echantillons de Géométries Cylindriques. Phys. Chem. News 7 52-58 (2002).
- [33] M. Abramowitz and I.A. Stegun, Handbook of Mathematical Functions With Formulas, Graphs, and Mathematical Tables. National Bureau of Standards Applied Mathematics Series. 55 (1970).
- [34] D. Pennequin, Méthodes Numériques. Licence 3ème année, UFR 27 Année Universitaire 2015-2016 (page 64- 67).
- [35] E. Hairer et G. Wanner, Introduction à l'Analyse Numérique. Juin 2005 page (13-14).
- [36] P. Viot, Méthode d'Analyse Numérique Cours du DEA « Modélisation et statistique des systèmes complexes ». Chapitre 1, HAL Id : cel-00092946 <https://cel.archives-ouvertes.fr/cel-00092946> septembre 2006.
- [37] Integration Using Chebyshev Polynomials, Chapter 8 inis.jinr.ru/...%20Chebyshev%20polynomials %20(2003)/C0355-C.
- [38] Lecture 25: Gaussian quadrature: nodes, weights; examples; extensions.
- [39] N. Chevarier et J. Tousset, Analyse par Activation, Bulletin De L'union des Physiciens N° 665 université C. Bernard Lyon 1 Villeurbanne.
- [40] M. Blaauww, the Holistic Analysis Of Gamma-ray Spectra in Instrumental Neutron Activation Analysis, Interfacultaire Reactor Instituut van de Technische Universiteit Delft 1993.
- [41] Leybold-Heraeus Gmbh, Instrucciones de Servicio 559 30, source de neutron blindé RaBe.
- [42] NIST XCOM (National Institute of Standards and Technology). Physical Meas. Laboratory.
- [43] A. Didi, A. Dadouche and J. Tajmouati, Desing of Irradiation Channels in Radium-Beryllium ²²⁶Ra-Be Neutron Irradiation Facility Usmba-Fsdm-Fez Morocco. 83 (2015) 32963-32967.

Annexe

Raies d'émission gamma de l' ^{152}Eu

E (keV)	I (%)	ΔI (%)
121.78	28.200	0.500
244.6989	7.530	0.130
344.2811	26.57	0.400
411.126	2.238	0.040
443.965	3.125	0.050
778.903	12.970	0.220
867.390	4.214	0.060
964.055	14.630	0.230
1085.842	10.130	0.160
1112.08	13.540	0.200
1212.97	1.412	0.030
1299.15	1.626	0.030
1408.022	20.85	0.290

L'erreur sur l'activité de la source d'Eu est de $\Delta A = 3\%$.

