

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA
RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE MOHAMED SEDDIK
BEN YAHIA - JIJEL



FACULTE DES SCIENCES EXACTES ET
INFORMATIQUE
DEPARTEMENT DE PHYSIQUE

Mémoire présenté pour obtenir le diplôme de
Master en physique

Spécialité : Physique Médicale

Présenté par :

- Moundas Mouna
- Bouredjoul Soumia

Intitulé

**Identification et qualification des produits de fission par
spectrométrie gamma**

Soutenue le : **12/07 /2022** devant le jury:

Président : D.Boumala

MCA. Univ. de Jijel

Rapporteur : A. Seghour

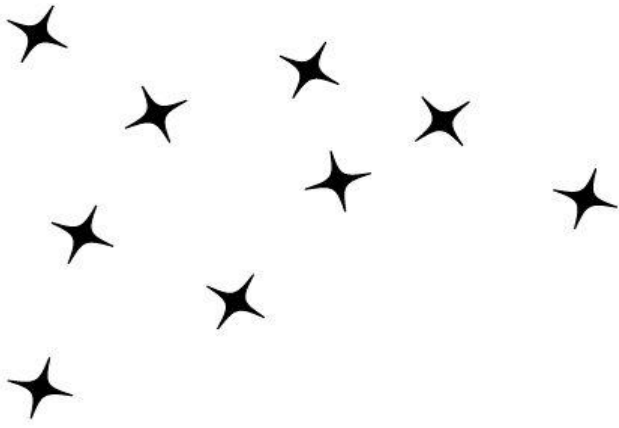
Prof Centre de Recherche Nucléaire d'Alger

Co-Rapporteur : A.Belafrites

Professeur Université de Jijel

Examineur : A .Tedjani

MCA. Univ. de Jijel



Remerciements

Nous tenons en premier lieu à remercier 'Allah' le tout puissant et miséricordieux, qui nous a données la force et la patience d'accomplir ce modeste travail.

*Nous exprimons notre profonde reconnaissance et notre plus vive gratitude à notre encadreur : Mr : **Seghour Abdeslam**, directeur de recherche au Centre de recherche nucléaire d'Alger (CRNA), qui a assuré avec beaucoup d'intérêt l'évolution de ce mémoire. Nous le remercions également pour ses remarques admirables et ses conseils précieux.*

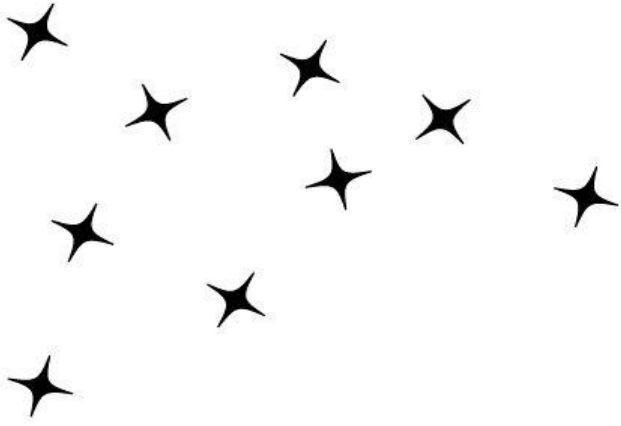
*Nous remercions également Monsieur **Belafrites Abdelfettah**, Professeur de l'université de Jijel, qui a assuré notre orientation vers le CRNA et qui a fait l'honneur de Co-encadreur.*

*Nous remercions également les membres des jurys Monsieur **Boumala Dalil** et Monsieur **Tedjani Ahmed** pour l'honneur qu'ils nous ont fait en acceptant de juger ce travail.*

Nous adressons également nos sincères remerciements à tous les enseignants du département de physique à l'université de Jijel et à tous les ingénieurs du département de l'environnement et de sûreté nucléaire au CRNA.

Enfin, c'est avec beaucoup de plaisir que nous prouvons remercier profondément nos familles pour leurs conseils et encouragements durant toutes les années de nos études.

Merci à Tous.



Dédicace

Je dédie ce travail

A ma très chère mère Hayat. Quoi que je fasse ou que je dise, je ne saurai point te remercier comme il se doit. Ton affection me couvre, ta bienveillance me guide et ta présence à mes côtés a toujours été ma source de force pour affronter les différentes obstacles.

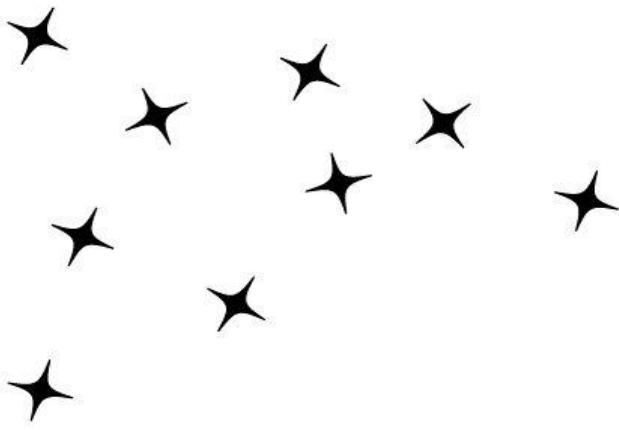
A mon très cher père Younes, merci pour les valeurs nobles, l'éducation et le soutien.

Aucune dédicace ne saurait exprimer l'amour, l'estime et le respect que j'ai toujours pour toi. Merci d'être toujours là pour moi. A mes frères islam, Yousef. Puisse Dieu vous donne santé, bonheur, courage et surtout réussite. Une spéciale dédicace a mon oncle djamel.

A mes sœurs Wafa, Amina, Ahlem et petite sœur hanane. Je vous souhaite du fond de mon coeur une belle vie pleine de joie, de bonheur et d'amour. A toute ma famille et mes chers amis pour leur soutien tout au long de mon parcours universitaire.

A tous ceux qui m'aiment et que j'aime.

Soumia



Dédicace

Je dédie ce travail

A ma très chère mère Nacira. Quoi que je fasse ou que je dise, je ne saurai pointte remercier comme il se doit. Ton affection me couvre, ta bienveillance me guide et ta présence à mes côtés a toujours été ma source de force pour affronter les différents obstacles.

A mon très cher père Saber. Merci pour les valeurs nobles, l'éducation et le soutien.

Aucune dédicace ne saurait exprimer l'amour, l'estime et le respect que j'ai toujours pour toi. Merci d'être toujours là pour moi. A mes frères Zakaria, Haïtem, Abdo et mon petit frère Amine. Puisse Dieu vous donner santé, bonheur, courage et surtout réussite.

A ma grand sœur Manel, je te souhaite du fond de mon cœur une belle vie pleine de joie, de bonheur et d'amour.

A toute ma famille et mes chers amis pour leur soutien tout au long de mon parcours universitaire.

A tous ceux qui m'aiment et qui m'aiment et que j'aime.

Mouna

Table des matières

Introduction général	1
Chapitre 1 : Généralités sur la fission nucléaire	2
1 Introduction.....	2
2 La fission nucléaire.....	2
2.1 Définition de la fission nucléaire.....	2
2.2 Types de fission nucléaire.....	3
2.2.1 La fission spontanée.....	3
2.2.2 La fission induite (provoquée).....	4
3 Mécanisme de la fission.....	5
4 Fragments de fission.....	8
5 Produits de fission.....	10
6 Répartition en masses du fragment de fission..... ;.....	12
6.1 Rendement de produit de la fission (yield).....	14
7 Neutrons émis par la fission.....	14
7.1 Neutrons prompts (rapides).....	14
7.2 Neutrons retardés.....	15
8 Rayons gamma prompts.....	16
9 Energie libéré par la fission.....	16
9.1 Énergie des fragments de fission.....	17
Chapitre 2: La spectrométrie gamma	18
1 Introduction.....	18
2 La spectrométrie gamma.....	18
2.1 Principe de la spectrométrie gamma.....	19
2.2 Les caractéristiques principales des spectromètres.....	19
3 Les détecteurs semi-conducteurs.....	20
3.1 Les semi-conducteurs.....	20
3.2 Semi-conducteur à germanium.....	22
3.2.1 Les détecteurs germanium (Ge).....	22
3.2.2 Les différentes configurations géométriques Ge (HP).....	24
3.2.3 Fonction de détecteur à germanium Ge(HP).....	25
4 L'interaction du rayonnement gamma avec la matière.....	25

4.1	L'effet photoélectrique.....	26
4.2	L'effet Compton.....	27
4.3	L'effet de création de paires électron-positron (effet matérialisation).....	28
4.4	Section efficace.....	29
5	La chaîne de mesure et ses différentes composantes.....	30
5.1	Le détecteur Ge(HP).....	31
5.2	Electronique associée.....	31
5.2.1	Le préamplificateur.....	31
5.2.2	L'amplificateur.....	32
5.2.3	Le convertisseur analogique-numérique (ADC).....	32
5.2.4	L'analyseur multicanaux (MCA pour Multi Channel Analyser).....	32
6	Caractéristiques et performance d'un détecteur.....	33
6.1	La résolution en énergie.....	33
6.2	L'efficacité de détection.....	34
6.3	Temps mort.....	36
7	Spectrométrie gamma à bas bruit de fond.....	36
7.1	Blindage.....	36
8	Limitation de la technique de détection.....	37
8.1	Le rapport signal /bruit.....	37
8.2	La limite de détection.....	37
Chapitre 3 : Procédures expérimental & Discussion des résultats.....		38
1	Introduction.....	39
2	Configuration du spectromètre.....	39
2.1	Description des constituants de la chaîne de spectrométrie.....	39
3	L'efficacité de détection.....	41
3.1	Étalonnage en énergie.....	41
3.2	Mesure de bruit de fond.....	42
3.3	Le rendement de détection.....	43
4	Synoptique d'analyse des spectres.....	44
5	Mesure de la radioactivité dans les échantillons.....	45
5.1	Échantillon de sol.....	45
5.2	Mesure de la radioactivité dans l'échantillon de sol.....	48
6	Calcul le rapport de rendement de fission.....	52
7	Discussions des résultats.....	57

Conclusion générale.....60
Annexe A.....61

Liste des figures

Figure (1-1) : schéma du processus de fission induit par neutron. En suivant la ligne du temps.....	3
Figure (1-2) : Fission induite.....	5
Figure (1-3) : Déformation du noyau, lors de la fission.....	6
Figure (1-4) : Énergie Critique de la fission.....	7
Figure (1-5) : Fragment de fission.....	9
Figure (1-6) : Distribution en masse d'U-235.....	13
Figure (1-7) : les deux courbes représentent les rendements de fission d' ²³⁵ U et d' ²⁴¹ Pu pour les neutrons rapides et thermiques. [11].....	14
Figure (1-8) : Production de neutrons totale par fission de l' ²³³ U.....	16
Figure (2-9) : Spectre gamma obtenu avec un détecteur germanium hyper pur où chaque pic correspond à une raie d'émission gamma de la source.....	18
Figure (2-10) : Principe de spectrométrie gamma.....	19
Figure (2-11) : Schéma de fonctionnement d'un détecteur à base de semi-conducteur.....	22
Figure (2-12) :Diagramme des bandes d'énergie simplifié.....	22
Figure (2-13) : Le détecteur germanium hyper pur Ge (HP).....	23
Figure (2-14) : Schéma des différents types de détecteur.....	24
Figure (2-15) : Les différents types de détecteur à leur domaine d'énergie [20].....	25
Figure (2-16) : Les différents types de détecteur à leur domaine d'énergie [20].....	29
Figure (2-17) : Chaîne de spectrométrie gamma.....	31
Figure (2-18) : Histogrammes donnant le nombre de photons détectés en fonction de nombre de canal.....	33
Figure (2-19) : Définition de la résolution pour un pic parfaitement gaussien.....	31
Figure (2-20) : Angel solide de détection.....	32
Figure (3-21) schéma de l'ensemble détection, et la forme du signal à la sortie du préamplificateur et de l'amplificateur.....	40
Figure (3-22) : Courbe d'étalonnage énergie obtenue par logiciel Génie 2000.....	42
Figure (3-23) : le spectre de bruit de fonde.....	43
Figure (3-24) : Deffant étapes d'analyse.....	44
Figure (3-25) : Spectre de standard de sol (100g) délavé de 2000.....	46
Figure (3-26) : Courbe d'étalonnage en efficacité.....	48

Figure (3-27) : spectre de l'échantillon obtenu par logiciel Génie 2000 pour le temps du comptage $t = 14601.87s$	48
Figure (3-28) : la courbe de rapport pour la fission d' Th^{232} pour le neutron rapide.....	54
Figure (3-29) : la courbe de rapport de la fission d' U^{233}	55
Figure (3-30) : la courbe de rapport pour la fission d' U^{235}	56
Figure (3-31) : la courbe de rapport pour la fission d' U^{238}	56
Figure (3-32) : la courbe de rapport pour la fission d' Pu^{239}	57
Figure (3-33) : la courbe de rapport pour la fission d' Pu^{241}	58

Liste des tableaux

Tableau (1-1) : Énergies Critiques de la fission.....	8
Tableau (1-2): Les produits de fission les plus importants.....	11
Tableau (1-4) : Proportion des produits de fission classés par familles chimiques pour une fission par le ^{235}U et le ^{239}Pu aux neutrons thermiques.....	12
Tableau (1-5) : Demi-vie moyenne T et fraction de neutrons retardés β_i de chaque groupe de précurseur pour ^{239}U et ^{239}Pu	16
Tableau (3-6) : Représentation des sources et étalonnage en énergie du détecteur.....	41
Tableau (3.7) : les différents radioéléments existant dans le standard de sol.....	45
Tableau (3-8) : corresponde l'activité corrigée et T (demi-vie) et la probabilité des émissions γ	47
Tableau (3-9) : Tableau d'étalonnage en efficacité standard de sol	47
Tableau (3-10) : les différents radionucléides sont existants dans l'échantillon analysé et leur efficacité.....	49
Tableau (3-11) : Tableau correspond l'activité spécifique de l'échantillon.....	50
Tableau (3-12) : Le nombre du noyau dans l'échantillon.....	51
Tableau (3-13) : le rapport de nombre de noyau.....	52
Tableau (3-14) : Le rapport de rendement de fission pour les radionucléides ^{134}Cs et ^{137}Cs	53

Introduction générale

En physique nucléaire et en chimie nucléaire, la fission nucléaire est une réaction de désintégration radioactive dans lequel un noyau lourd se divise en deux noyaux plus légers, en libérant de l'énergie. Ces deux noyaux sont appelés produits de fission.

L'étude des produits de fission, de leur nature et tout particulièrement de leurs rendements de fission est un sujet de recherche toujours d'actualité en raison de son importance pour les études de sûreté nucléaire et des applications du nucléaire pour la production de l'énergie.

Notre étude a pour but l'identification et la qualification, par spectrométrie gamma, de produits de fission contenus dans un échantillon qui a subi des fissions provoquées par des irradiations aux neutrons.

Le présent mémoire est subdivisé en trois chapitres. Dans le premier chapitre, nous allons aborder l'étude du phénomène de la fission à travers la définition des types, du mécanisme ainsi que des fragments et des produits de fission.

Le deuxième chapitre sera consacré à la spectrométrie gamma, au principe de détection, et le mode de fonctionnement d'un détecteur de germanium Ge(HP).

Dans le troisième chapitre, nous présenterons les procédures expérimentales en décrivant les étapes du déroulement de la méthode de spectrométrie gamma ainsi que la présentation des résultats obtenus suivi de leur analyse et interprétation.

CHAPITRE 1

Généralités sur la fission nucléaire

1 Introduction

La découverte du neutron par Chadwick en 1932 marque un tournant dans l'histoire de la physique nucléaire. Auparavant, les physiciens avaient accès à une gamme de modèles qualitatifs, empiriques et souvent contradictoires sur le noyau atomique. Ensuite, les progrès ont été vertigineux et ils ont développé en quelques années une théorie des interactions nucléaires [1].

La fission nucléaire a été découverte en décembre 1938 par Otto Hahn et Fritz Strassmann, qui ont découvert que les nucléides d'uranium lourds se divisaient en nucléides plus légers lorsque des neutrons leur étaient lancés. Deux mois plus tard, Lise Meitner et Otto Robert Frisch l'ont expliqué théoriquement en utilisant le modèle de la goutte. Selon l'équation masse-énergie d'Albert Einstein $E = mc^2$, le processus de fission libère beaucoup d'énergie. Une autre caractéristique du processus de fission est l'émission de neutrons, deux ou trois neutrons par fission. Ces propriétés permettent à une réaction en chaîne auto-entretenu de se produire. Peu de temps après la découverte du processus de fission, les scientifiques ont commencé des expériences et ont tenté de l'utiliser pour des applications nucléaires. En 1940, Enrico Fermi construit le premier réacteur nucléaire. Depuis lors, l'industrie de l'énergie nucléaire s'est développée rapidement dans le monde entier. Elle est maintenant devenue une partie importante de la production mondiale d'électricité [2].

2 La fission nucléaire

2.1 Définition de la fission nucléaire

La fission nucléaire est l'éclatement d'un noyau atomique lourd, tel que l'uranium, en deux plus légers. Elle s'accompagne de l'émission de 2 ou 3 neutrons et de beaucoup d'énergie. Dans un environnement clos, les neutrons émis bombardent d'autres noyaux atomiques, provoquant des réactions en chaîne contrôlées (réacteurs nucléaires) ou non contrôlées (bombes atomiques).

La fission peut être spontanée, comme le ^{252}Cf , ou elle peut être causée par des particules (provoquée), comme la fission de l'uranium ^{235}U par les neutrons. Un noyau de fission est un noyau composite avec un numéro atomique tel que Z_f et plusieurs nucléons ou nombres de masse A_f . Par exemple, pour la réaction d' ^{235}U , le noyau cible est (^{235}U) et le noyau de fission est (^{236}U). La loi de conservation impose que deux fragments de fission, les notes (A_1^*, Z_1) et (A_2^*, Z_2) vérifient la relation suivante :

$$\begin{cases} A_F = A_1^* + A_2^* & (\text{conservation de la masse}). \\ Z_F = Z_1 + Z_2 & (\text{conservation de la charge nucléaire}). \end{cases}$$

La fission nucléaire est principalement asymétrique, c'est-à-dire que les deux noyaux produits sont de taille inégale. Cette caractéristique conduit à la fameuse "courbe à double pic" du rendement de fission [3].

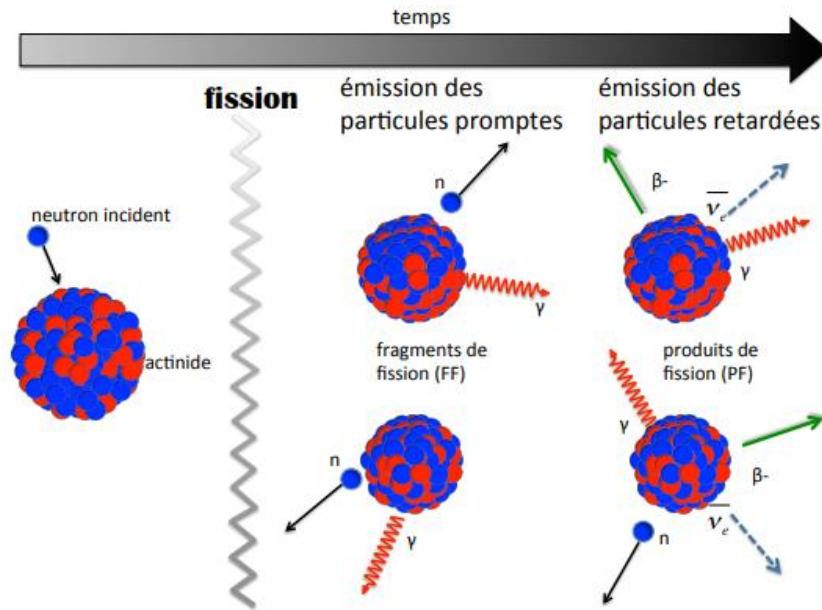


Figure (1-1) : schéma du processus de fission induit par neutron. En suivant la ligne du temps.

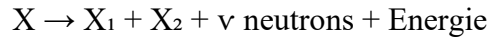
Sur la Figure (1-1), à gauche : le neutron incident entraîne la fission de l'actinide. Au milieu : deux nouveaux noyaux sont créés, ce sont les fragments de fission (FF). A droite : après l'émission des particules promptes (neutrons et rayonnements γ), les deux noyaux sont nommés "produits de fission" (PF). Les produits de fission peuvent encore émettre des particules retardées : Électrons (β^-), antineutrinos ($\bar{\nu}_e$), neutrons (n), rayonnements γ .

2.2 Types de fission nucléaire

2.2.1 La fission spontanée

La fission des noyaux lourds instables est dite spontanée si ces noyaux fissionnent spontanément sans l'intervention de facteurs extérieurs, la force nucléaire dans ces noyaux peut difficilement équilibrer la force coulombienne. Plus le rapport A/Z est élevé, plus la probabilité de fission est grande.

Dans la fission spontanée, un noyau lourd instable X se divise en deux noyaux Y1 et Y2 et quelques (ν) neutrons :

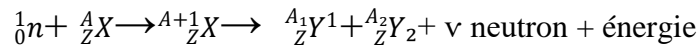


Le noyau lourd ^{252}Cf , par exemple, subit la fission spontanée avec une période $T = 85$ ans (si c'était le seul processus de décroissance).

Cependant, la plupart des éléments transuraniens subissent aussi la décroissance α . Ainsi, le noyau ^{252}Cf dont la probabilité pour l'émission α est considérablement plus élevée que pour la fission spontanée, ce qui conduit à une période total de 2.645 ans. Un échantillon de 1 μg de ^{252}Cf émettra $1.92 \cdot 10^7$ particules alpha et subit $6.14 \cdot 10^5$ fissions par seconde. Chaque fission spontanée du ^{252}Cf donne deux fragment de fission et libère un certain nombre de neutrons rapides. Les fragments de fission sont des ions positifs de masses moyennes groupés en groupe léger et un groupe lourd, avec des nombres de masse moyens $A = 108$ et 143.

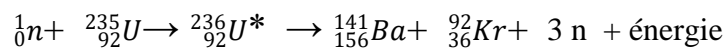
2.2.2 La fission induite (provoquée)

La fission de noyau est dit provoquée, si elle est provoquée par une particule, un neutron en particulier, portant ce noyau à un état excité qui provoque la rupture après 10^{-4} seconde. La fission est donc le résultat d'une réaction nucléaire :



L'absorption d'un neutron par le noyau ${}_Z^AX$ donne le noyau composé ${}_Z^{A+1}X^*$ dans un état excité qui peut se désexciter spontanément par fission.

Le noyau ${}_{92}^{235}\text{U}$ absorbe un neutron de très faible énergie pour donner un noyau composé ${}_{92}^{236}\text{U}$ hautement excité qui fissionne instantanément par l'une des voies de fission, comme suit [4] :



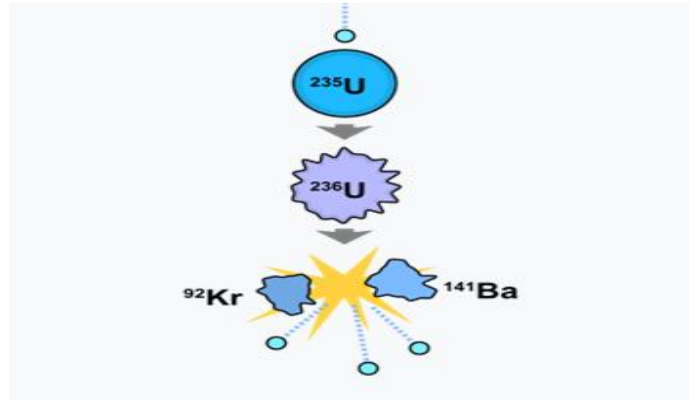


Figure (1-2) : Fission induite.

3 Mécanisme de la fission

La fission nucléaire est un processus particulièrement intéressant pour les noyaux lourds, dans lequel les propriétés et les mécanismes complexes de la matière nucléaire dans le processus de déformation sont mis en évidence. Dans un premier temps, la fission peut être vue comme une évolution de la forme.

- Le processus de fission peut être expliqué à l'aide du modèle de goutte liquide du noyau. Le noyau est comme une goutte de liquide car chaque particule constitutive interagit également avec ses voisins les plus proches. En première approximation, l'énergie de liaison d'un noyau est donc proportionnelle au nombre de nucléons, c'est-à-dire au nombre de masse A .
- La particule affecte le noyau (généralement un neutron), fournissant au noyau une certaine énergie d'excitation. Cette énergie est uniformément répartie dans le noyau, qui se déforme et se met à vibrer.
- Lorsque l'énergie d'excitation est très faible, le noyau prend un modèle ovale B sur la figure (1-3) : la distribution des charges positives s'arrête, et l'énergie électrostatique diminue. D'autre part, la surface du noyau augmente et son énergie de surface augmente.
- Le noyau reste de forme ovale et tend à reprendre sa forme d'origine après une série d'oscillations si la variance de l'énergie de surface est supérieure à la variance électrostatique.
- Plus l'énergie d'excitation est élevée, plus l'amplitude des vibrations est grande : un étranglement se forme dans la partie centrale du noyau. Comme dans le cas d'un liquide, chaque segment est incliné vers une forme sphérique et représente un

étranglement central (C). Les deux fragments ainsi créés forment deux centres chargés positivement qui se croisent (D) et se repoussent rapidement (E). Cela conduit au phénomène de fission. Les propriétés de base de la fission sont déduites des valeurs d'énergie de surface et d'énergie électrostatique.

- L'excès d'énergie assuré à un noyau pour passer à l'étape (C) est appelé l'énergie critique ou énergie seuil. L'énergie critique pour la fission peut également être considérée à l'aide d'une courbe d'énergie potentielle, comme sur la figure (1-4).

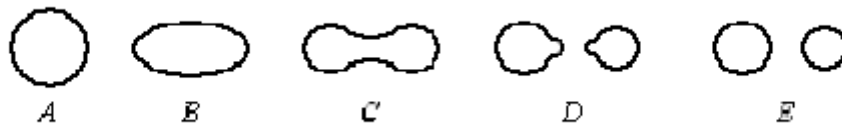


Figure (1-3) : Déformation du noyau lors de la fission.

Les changements d'énergie potentiels pour les systèmes subissant une fission peuvent être plus complexes, mais pour les besoins actuels, la version simplifiée illustrée à la figure (1-4) est suffisante. Au point E, les deux noyaux de fragments de fission sont supposés être éloignés, de sorte que l'énergie potentielle du système est effectivement nulle. Au fur et à mesure que les noyaux se rapprochent, l'énergie potentielle augmente en raison de la répulsion électrostatique de leurs charges positives. Lorsque les fragments atteignent le point C, ils se touchent grossièrement, l'attraction devient dominante et le potentiel énergétique diminue vers le point A.

Le dernier point peut être considéré comme correspondant à l'état fondamental du noyau composé, formé par la capture de neutrons par le noyau cible, c'est-à-dire qu'il représente l'énergie du noyau composé sans l'énergie d'excitation produite par la capture de neutrons. Pour produire une fission avec une probabilité assez élevée, le système doit se déplacer du point A au point E, et il ne peut le faire, en général, que si le noyau composé gagne suffisamment d'énergie pour le soulever jusqu'au point C. Par conséquent, la différence entre les énergies A et C représente l'énergie critique ou énergie d'activation pour la fission.

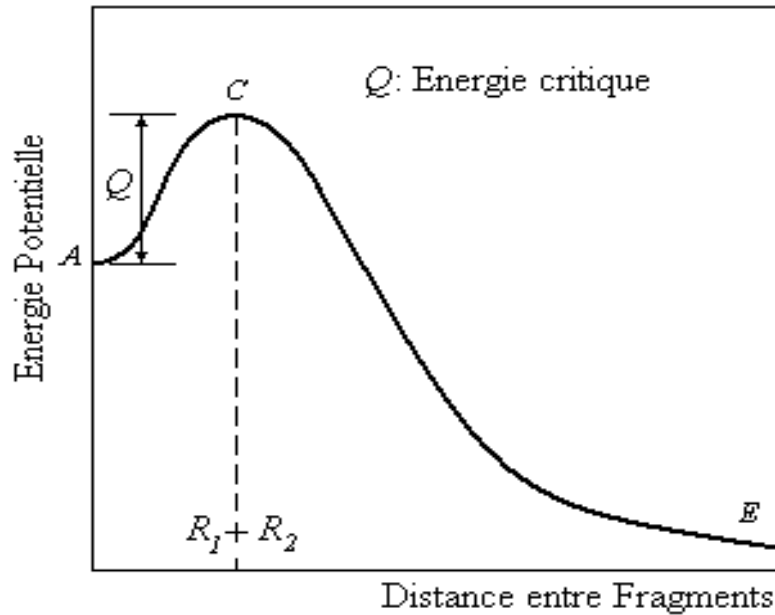


Figure (1-4) : Énergie Critique de la fission.

Selon le calcul du modèle de gouttelettes, l'énergie de fission critique devrait diminuer à mesure que la valeur de Z^2/A augmente, où Z est le numéro atomique et A est le nombre de masse du noyau.

Un argument qualitatif menant à cette conclusion est que la répulsion entre les nucléons favorisant la fission varie avec Z^2 , tandis que la force d'attraction est à peu près proportionnelle à A , donc la fission devrait se produire plus facilement à mesure que Z^2/A augmente. Lorsque Z^2/A est inférieur à 35, l'énergie critique est si grande que des neutrons de très haute énergie (ou d'autres particules) sont nécessaires pour induire la fission. Mais pour les noyaux avec des valeurs de Z^2/A supérieures à 35, l'énergie critique est inférieure à 6 MeV, ce qui est de l'ordre de l'énergie de liaison des neutrons, et donc des neutrons de basse énergie qui accompagnent l'énergie d'excitation captée. L'énergie critique peut être calculée à partir du modèle de goutte liquide. Les valeurs de nombreux nucléides ainsi obtenues sont comparées dans le tableau (1-1) à l'énergie de liaison du dernier neutron.

L'énergie de liaison du dernier neutron au noyau composé (^{235}U) est de 6,4 MeV, tandis que l'énergie de fission critique est de 5,3 MeV. Par conséquent, pour les autres nucléides fissiles (^{238}U) et (^{239}Pu), l'énergie de liaison des neutrons supplémentaires dépasse l'énergie de fission critique.

Par conséquent, la capture d'un neutron d'énergie cinétique nulle fournirait l'énergie d'excitation suffisante pour permettre au noyau composé de subir la fission. Ceci explique pourquoi ces nucléides sont fissibles par des neutrons de toutes les énergies et s'appellent

donc fissiles. Cependant, avec ^{232}Th et ^{238}U , la situation est différente puisque l'énergie de liaison du neutron supplémentaire est beaucoup moins que l'énergie critique. Afin de provoquer la fission à un taux significatif, le neutron entrant doit contribuer assez d'énergie cinétique pour composer le déficit. L'image développée à partir du tableau (1.1) est principalement conceptuelle, puisque l'énergie de seuil prévue donnée pour la fission rapide de ^{238}U est 0.6 MeV comparé à une valeur expérimentale de 1.1 MeV.

Tableau (1-1) : Énergies Critiques de la fission.

Noyau Cible	Z/A	Énergie Critique en MeV	Énergie de liaison du dernier neutron
^{232}Th	34.9	6.5	5.1
^{233}U	36.4	4.6	6.6
^{235}U	36.0	5.3	6.4
^{238}U	35.6	5.5	4.9
^{239}Pu	37.0	4.0	6.4

La différence dans les énergies de liaison de neutron entre $^{233}_{92}\text{U}$, $^{235}_{92}\text{U}$ et $^{239}_{94}\text{U}$, d'une part, et $^{232}_{90}\text{Th}$ et $^{238}_{92}\text{U}$ d'autre part, résulte du fait que les premiers contiennent des nombre impairs des neutrons, tandis que les derniers ont des nombres pairs. L'addition d'un neutron à un noyau impair pour former un autre avec un nombre pair des neutrons est associée à une énergie de liaison qui est environ 1 MeV plus grand que pour le changement d'un noyau pair à un autre impair, dans la même origine de masse [5].

4 Fragments de fission

Les fragments de fission nucléaire sont les fragments laissés après la fission nucléaire. Typiquement, lorsque le noyau d'uranium 235 subit une fission, le noyau se divise en deux noyaux plus petits, accompagnés de quelques neutrons, et libère de l'énergie sous forme d'énergie cinétique de ces fragments de fission et de rayons gamma.

La moyenne de la masse des fragments est d'environ 118, mais très peu de fragments proches de cette moyenne sont trouvés. Il est beaucoup plus probable de se briser en

fragments inégaux, et les masses de fragments les plus probables se situent autour des masses 95 (Krypton) et 137 (Baryum).

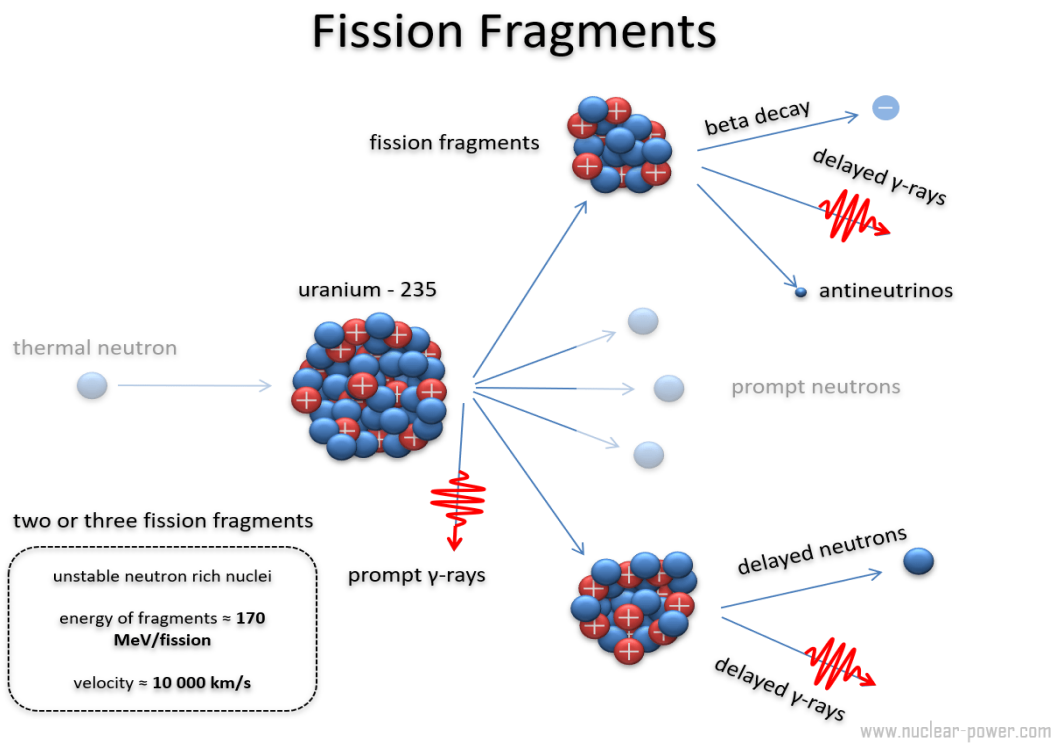


Figure (1-5) : Fragment de fission.

La plupart de ces fragments de fission sont hautement instables (radioactifs) et subissent d'autres désintégrations radioactives pour se stabiliser. Les fragments de fission interagissent fortement avec les atomes environnants.

La plus grande partie de l'énergie produite lors de la fission (environ 80 % soit environ 170 MeV soit environ 27 pico-joules) apparaît sous forme d'énergie cinétique des fragments de fission. La vitesse initiale de ces fragments de fission est de l'ordre de 10 000 km par seconde. La création de paires d'ions nécessite de l'énergie, qui est perdue à partir de l'énergie cinétique du fragment de fission chargé, provoquant sa décélération. Les ions positifs et les électrons libres créés par le passage du fragment de fission chargé vont alors se réunir, libérant de l'énergie sous forme de chaleur (par exemple, l'énergie vibratoire ou l'énergie de rotation des atomes).

La portée de ces particules massives et hautement chargées dans le combustible est de l'ordre du micromètre, de sorte que l'énergie de recul est effectivement déposée sous forme de chaleur au point de fission [6].

5 Produits de fission

Les produits de fission regroupent les différents atomes issus d'une réaction de fission, à savoir :

- Les noyaux créés par la première fission nucléaire, les produits fils.
- Les noyaux issus d'un atome fils instable : les petits enfants. Par exemple, pour l'uranium 235, les produits de fission regroupent les atomes qui résultent de la première réaction de fission (le Krypton par exemple) ainsi que les atomes créés par la suite, en cas d'instabilité d'un produit fils instable (le Ruthénium, le Strontium). La période radioactive de ces différents atomes est très variable [7]. Le tableau (1-2) donne quelques produits de fission :

Tableau (1-2): Les produits de fission les plus importants [8].

	L'élément	Période	Pourcentage fission	Mode de désintégration
Produits de fission	^{89}Sr	50.5 j	4.77	β -
	$^{90}\text{Sr}^*$, ^{90}Y	28.7 a, 64.1 h	5.76	β -, β -
	^{95}Zr , ^{95}Nb	64.09 d, 35.0 d	6.51	β - γ , β - γ
	$^{99}\text{Mo}^*$, $^{99}\text{Tc-m}^*$	2747 d, 6.006 h	6.09	β - γ , β - γ
	$^{103}\text{Ru}^*$, $^{103}\text{Rh}^*$	39.272 j, 56.116 min	3.03	β - γ , β - γ
	^{106}Ru , $^{106}\text{Rh}^*$	372.6 j	0.4	β - γ , β - γ
	$^{129}\text{Te-m}$	8.021 j	0.661	β - γ
	$^{131}\text{I}^*$	33.6 j	2.875	β - γ
	$^{132}\text{Te}^*$, ^{132}I	76.856 h, 2.3 h	4.282	β - γ , β - γ
	^{137}Cs , $^{137}\text{Ba-m}$	30.0a, 2.55 min	6.136	β - γ
	$^{140}\text{Ba}^*$, $^{140}\text{La}^*$	12.751 j, 1.6779 j	6.134	β - γ , β - γ
	$^{144}\text{Ce}^*$, ^{144}Pr	284.45 j, 17.28 j	5.443	β - γ , β - γ

Les produits de fission constituent la principale source de risque pour la santé de la population dans les circonstances d'un hypothétique accident de réacteur nucléaire. Connaître les quantités et les formes physiques et chimiques des produits de fission émis par le réacteur dans une telle situation est d'une grande importance du point de vue de la sûreté.

Dans le Tableau (1-3) les produits de fission sont classés selon leur forme chimique : les produits de fission qui ont des propriétés chimiques semblables à celles de l'uranium comme l'Yttrium ou le Zirconium ; les éléments qui se réduisent facilement comme le Molybdène, le Technétium, les platinoïdes, les halogènes, les alcalins relativement volatils comme le césium, et les gaz insolubles dans le dioxyde d'uranium. Ces derniers sont en sursaturation dans la matrice combustible et vont chercher à la quitter durant l'irradiation [9].

Tableau (1-3) : Proportion des produits de fission classés par familles chimiques pour une fission par le ^{235}U et le ^{239}Pu aux neutrons thermiques.

Type de produit de fission	Nature chimique	Proportion des principaux PF	
		^{235}U	^{239}Pu
Gaz	Kr	2.1	0.9
	Xe	13.7	12.3
Volatils	Cs	7.5	10.8
	I	0.4	1.1
	Te	1.1	1.7
Métaux (Inclusions)	Ru	6.1	10.9
	Pd	0.8	7.5
	Te	3.2	3.1
	Rh	1.4	3.6
Mixte	Mo	12.9	11.6
Oxydes solubles (Inclusions)	Ba	3.4	3.6
	Sr	1.9	0.7
Mixte	Zr	16.5	9.7
Oxydes solubles (Inclusions)	Ce	6.7	5.6
	Y	2.5	0.9
	Nd	10.5	8.2
	Pr	3.0	2.7
	La	3.6	2.9
Autres éléments mineurs	-	3.2	2.1

6 Répartition en masses du fragment de fission

La répartition de la masse des fragments formés lors de la fission est l'une des caractéristiques les plus frappantes du processus. Cela dépend de la masse du noyau de fission et de l'énergie d'excitation pour que la fission se produise. Aux basses énergies d'excitation, la fission de nucléides tels que l'uranium 235 ou le plutonium 239 est asymétrique, c'est-à-dire que des fragments se forment avec une distribution de probabilité (ou de rendement) bimodale, favorisant la fission de masse inégale. Ceci est illustré à la figure (1.6). Comme on le notera, à mesure que la masse du noyau de fission augmente, les groupes légers de la masse du fragment se déplacent vers des nombres de masse plus élevés, tandis que les positions des groupes lourds restent presque stationnaires. À mesure que l'énergie d'excitation de fission augmente, la probabilité de division de masse symétrique augmente, tandis que la probabilité de division asymétrique diminue. Ainsi, La probabilité d'une vallée entre deux pics augmente (pour former le rendement), et à forte excitation, la distribution de masse devient un modale, les rendements symétriques étant maximisés. Les isotopes du radium présentent une

intéressante distribution de masse à trois pics, et les nucléides plus légers que le radium présente une distribution de masse symétrique à un pic. Cependant, ces nucléides nécessitent des énergies d'activation relativement élevées pour la fission. Pour les noyaux très lourds dans la région du fermium-260, même pour la fission spontanée, la courbe masse-rendement devient symétrique (pic unique) et la fragmentation est anormalement élevée. La compréhension de ces distributions de masse a été l'un des défis majeurs de la fission, et malgré de grands progrès (voir ci-dessous), une explication théorique complète fait toujours défaut [10].

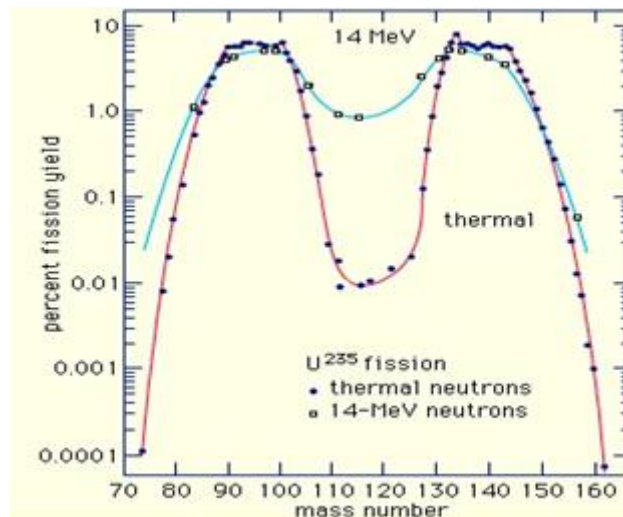


Figure (1-6) : Distribution en masse d'U-235.

6.1 Rendement de produit de la fission (yield)

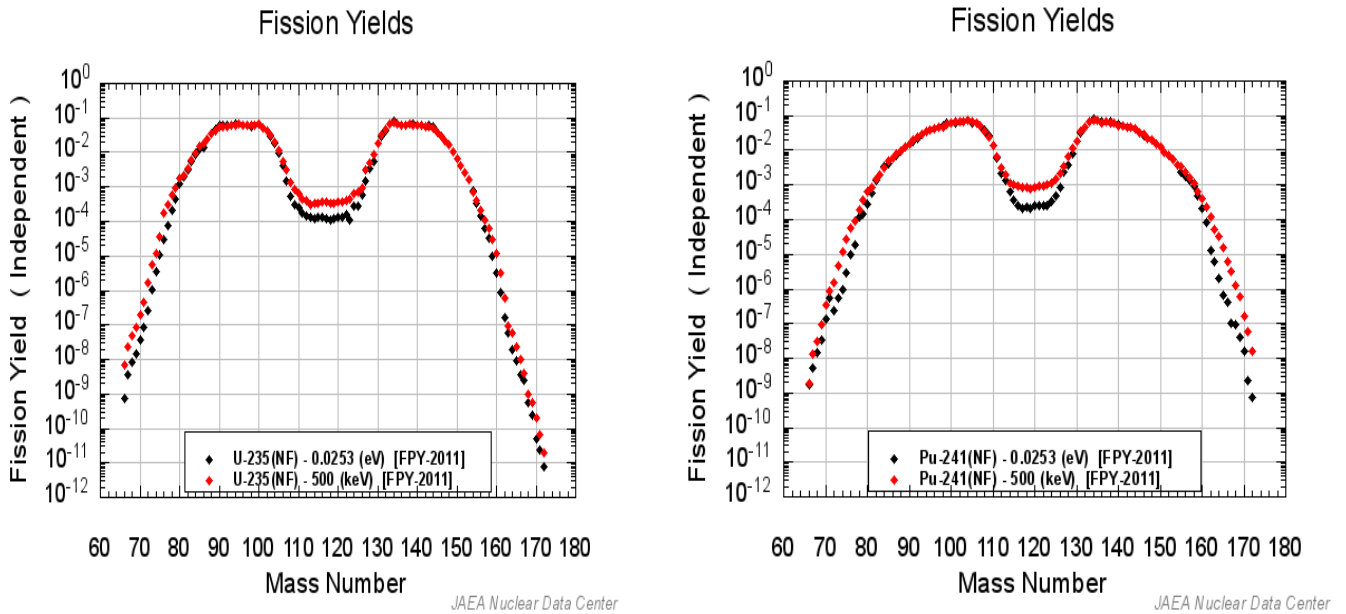


Figure (1 -7) : les deux courbes représentent les rendements de fission d²³⁵U et d²⁴¹Pu pour les neutrons rapides et thermiques [11].

En remarque que la distribution en masse différent en présence des neutrons rapides et thermiques pour ²³⁵U et ²³⁹Pu, donc elle est dépendante de l'énergie des neutrons et de l'élément cible.

7 Neutrons émis par la fission

A noter qu'il existe deux types de neutrons :

7.1 Neutrons prompts (rapides)

Les neutrons prompts qui représentent plus de 99% des neutrons de fission sont directement émis lors de la fission.

Quand une fission induite se produit, des neutrons seront émis en moins de 10-14 s après la fission. Vu ce temps très court (sur une échelle de temps pour les phénomènes de cinétique des réacteurs) entre fission et émission, ces neutrons seront appelés neutrons

prompts. Le nombre de neutrons qui est libéré par fission est appelé la multiplicité neutronique μ .

La multiplicité μ émis en fission est déterminée par la distribution de probabilité $P(\mu)$ des poly-neutrons. Cette distribution de probabilité dépend de l'énergie du neutron incident dans la fission induite. Le nombre moyen de neutrons μ obtenu après fission du noyau est donné par :

$$\bar{\mu} = \sum_{\mu} \mu P(\mu)$$

Les neutrons rapides sont émis ont une énergie relativement élevée et sont donc très rapides [12].

7.2 Neutrons retardés

La fission d'un noyau lourd résulte en l'émission de ν neutrons. Cette production de neutrons peut être subdivisée en deux parties, ceux dits prompts produits immédiatement après la fission, ν_p , et ceux dits retardés émis plus tard lors de la désexcitation des fragments de fission et de leur chaîne de décroissance, ν_d .

La fraction de neutrons produits par ce biais est appelée fraction physique de neutrons retardés et est $\beta = \frac{\nu_d}{\nu}$.

Ces fragment de fission sont appelés précurseur de neutrons retardés, ils sont regroupés en familles f auxquelles on associe une période de décroissance λ_f et une fraction de neutrons retardés β_f telle que $\sum_f \beta_f = \beta$. La distribution des précurseurs de neutrons retardés est notée $P_f(r, t)$ dépendant de la position (r) et du temps t . La valeur β varie sensiblement en fonction de l'isotope fissionnant et légèrement avec l'énergie du neutron incident provoquant la fission comme illustré sur la figure (1-8).

La constante de décroissance des précurseurs de neutrons retardés varie entre 0.1 seconde (s) et 1 minute.

Le tableau (1-4) résume les constantes de décroissance moyennes pour chaque groupe de précurseurs et la fraction de neutrons retardés β_i pour le groupe de précurseurs i [13].

Tableau (1-4) : Demi-vie moyenne $t_{1/2}$ et fraction de neutrons retardés β_i de chaque groupe de précurseur pour ^{239}U et ^{239}Pu .

Groupe i	^{235}U		^{239}Pu	
	T1/2 (s)	β_i	T1/2 (s)	β_i
1	55.72	2.1510^{-4}	54.28	7.310^{-5}
2	22.72	1.42410^{-3}	23.04	6.2610^{-4}
3	6.22	1.27410^{-3}	5.6	4.4310^{-4}
4	2.30	2.56210^{-3}	2.13	6.8510^{-4}
5	0.61	7.4810^{-4}	0.618	1.8110^{-4}
6	0.23	2.7310^{-4}	0.257	9.210^{-5}
Moyenne	9.03	6.5010^{-3}	10.7	2.1010^{-3}

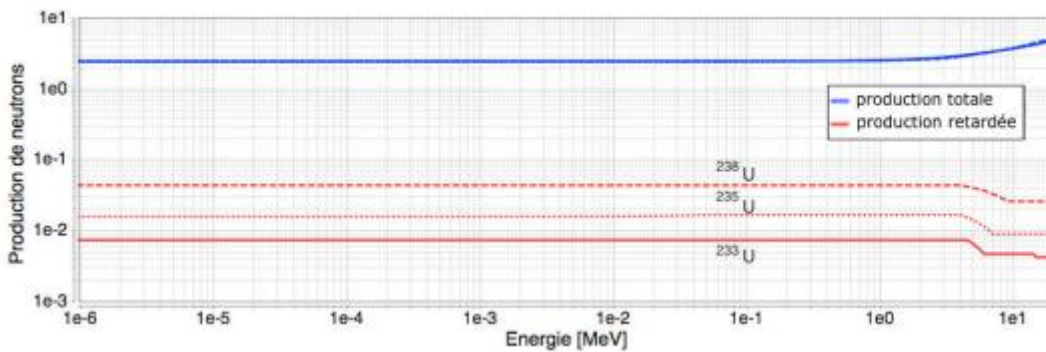


Figure (1-8) : Production de neutrons totale par fission de l' ^{233}U .

8 Rayons gamma prompts

Un certain nombre de rayons gamma sont émis à l'instant de la fission, ils sont appelés les rayons gamma prompts, pour les distinguer des rayonnements gamma de la décroissance radioactive des produits de fission.

La distribution d'énergie, ou spectre d'énergie, des rayons gamma accompagnant la fission de ^{235}U est donnée par l'équation suivant. L'énergie totale des rayons gamma est d'environ 7,3 MeV par fission et l'énergie moyenne des photons est de 0,9 MeV. [5]

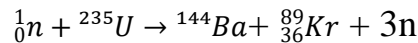
$$\Gamma(E) = \begin{cases} 6.6 & 0.1 \leq E \leq 0.6 \text{ MeV} \\ 20.2e^{-1.78E} & 0.6 \leq E \leq 1.5 \text{ MeV} \\ 7.2e^{-1.09E} & 1.5 \leq E \leq 10.5 \text{ MeV} \end{cases}$$

9 Energie libéré par la fission

9.1 Énergie des fragments de fission

La libération d'énergie dans la fission peut être calculée de deux manières : (1) à partir de la différence de masse et (2) à partir du potentiel de Coulomb. La méthode (1) a donné les résultats plus précis. En termes de mécanisme, la méthode (2) est la plus instructive physiquement.

Nous utiliserons ces deux méthodes pour effectuer le calcul pour le cas de la fission de ^{235}U :



En termes de masses atomiques, la libération d'énergie est :

$$Q = [M({}^{235}_{92}\text{U}) - M({}^{144}_{56}\text{Ba}) - (M({}^{89}_{36}\text{Kr}) - 2m_n)] c^2 = 173 \text{ MeV}$$

Où les masses atomiques M de ^{235}U , ^{144}Ba , ^{89}Kr et du neutron sont 235,0439 u, 143,9229 u, 88,9176 u et 1,0087 u, respectivement.

Ainsi, sur la base des différences de masse, l'énergie transportée par la fission fragments et neutrons est de 173 MeV. Pour les seuls fragments de fission, il est environ 167 MeV. Ceci est pour une seule paire particulière de fragments de fission. Pour d'autres paires, la libération d'énergie est légèrement différente, bien que le processus soit qualitativement similaire.

Le calcul suppose tacitement que les fragments sont formés dans leur état fondamental. Cependant, ils sont généralement formés dans excités états, et une partie de l'énergie disponible est emportée par la désexcitation gamma rayons plutôt que l'énergie cinétique des particules. Cependant, de toute façon, l'énergie de désexcitation est une partie de l'énergie totale libérée [14].

CHAPITRE 2

La spectrométrie gamma

1 Introduction

Les rayonnements ionisants nucléaires sont généralement invisibles. La mise en œuvre des méthodes de détection a pour but la caractérisation d'éléments radioactifs.

Les méthodes de mesure peuvent être destructives ou non destructives. Parmi ces dernières, nous mentionnons la spectrométrie gamma. Cette technique de mesure nucléaire très utilisée, est basée sur l'utilisation des détecteurs semi-conducteurs tels que le germanium "hyper pur" Ge (HP).

Dans ce chapitre, nous allons décrire la technique de spectrométrie gamma. Son principe de fonctionnement est basé sur l'interaction des photons γ avec la matière.

2 La spectrométrie gamma

La spectrométrie gamma est une technique non destructive de mesure nucléaire utilisée pour identifier et quantifier des éléments radioactifs par la mesure de l'énergie et du nombre des rayonnements gamma émis par la source [15].

Le flux de photons gamma émis par la source interagit en déposant l'intégralité ou une partie de son énergie dans le cristal de détection.

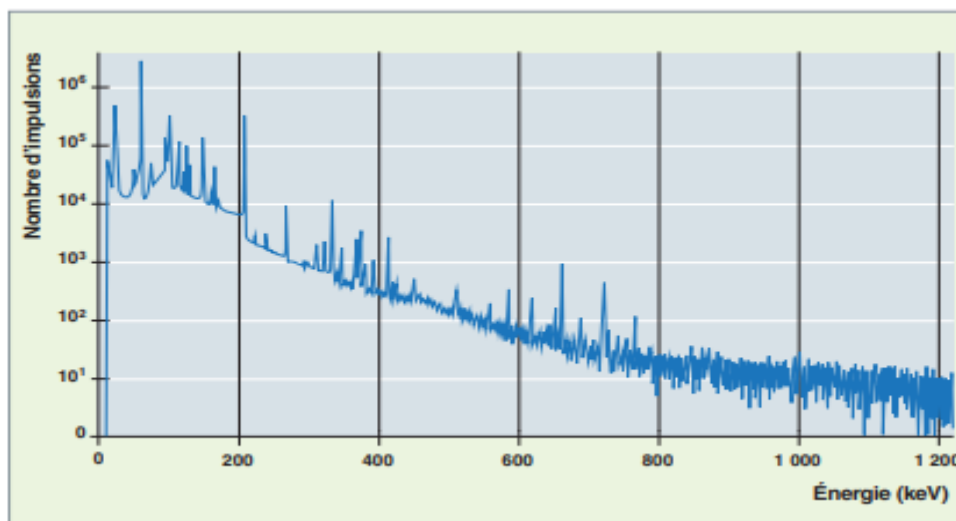


Figure (2-9) : Spectre gamma obtenu avec un détecteur germanium hyper pur où chaque pic correspond à une raie d'émission gamma de la source.

2.1 Principe de la spectrométrie gamma

Le principe de la détection des rayonnements repose sur leur interaction avec la matière constituant de détecteur.

La spectrométrie gamma consiste à mesurer l'énergie des rayonnements γ émis d'un échantillon de manière naturelle (radioactivité) ou artificielle et le nombre d'impulsions détectées pendant une durée donnée. L'analyse d'un échantillon par spectrométrie donne naissance à un spectre. Ce spectre est composé de raies qui constituent une représentation graphique (histogramme) du taux d'impulsions détectées en fonction de l'énergie. Il est alors possible l'identification des différents radioéléments présents dans un échantillon radioactif (analyse qualitative) et la détermination de l'activité de chaque radioélément (analyse quantitative).

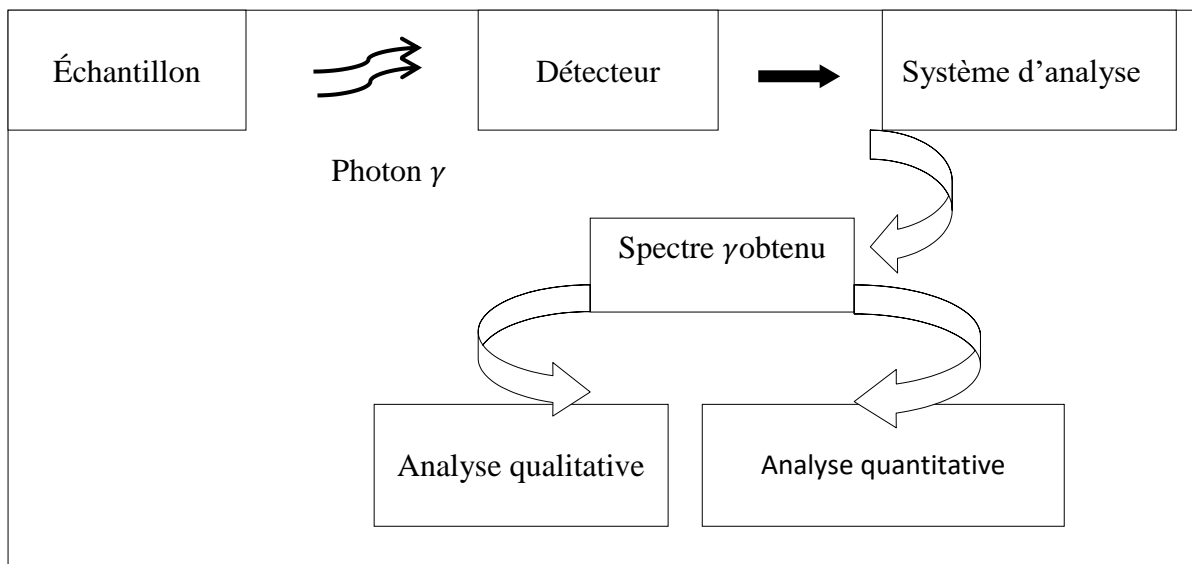


Figure (2-10) : Principe de spectrométrie gamma.

2.2 Les caractéristiques principales des spectromètres

Les principales caractéristiques des spectromètres sont :

- L'efficacité relative : elle dépend de nombreux facteurs comme le type et l'énergie du rayonnement incident, la géométrie du cristal (volume), la densité et le numéro atomique du matériau utilisé, les éventuelles zones mortes dues aux propriétés de transport des porteurs et au mécanisme d'induction de signal. Les cristaux de détection étant principalement de formes cylindriques, l'efficacité de détection varie en fonction de l'angle d'incidence des photons et l'axe de révolution du cylindre.

- La résolution en énergie : dans les semi-conducteurs, une paire d'électron-trou est créée par quelques eV, ceci est environ 10 fois moins que l'ionisation d'un gaz, et 100 fois moins qu'avec l'excitation dans un scintillateur. Cela se traduit par une meilleure résolution en énergie, puisque la statistique sur le nombre de charges élémentaires créées est plus favorable.
- La linéarité énergétique : correspond au passage entre l'énergie déposée par le rayonnement et l'énergie à laquelle celui-ci est enregistré. Celle des détecteurs à semi-conducteur est bonne, dans la mesure où le seuil de perte d'énergie est très faible.
- Le bruit intrinsèque : il correspond aux événements enregistrés en l'absence de rayonnement. Pour les spectromètres semi-conducteurs, il correspond au courant de fuite. Celui-ci existe faiblement et il n'est pas gênant en lui-même mais ses fluctuations le sont. Celles-ci sont causées par la nature discrète des phénomènes élémentaires aléatoires (agitation thermique). Moins il y aura de porteurs « inutiles » (générés par autre chose que le rayonnement) dans un détecteur, mieux cela sera. C'est pour cette raison que les semi-conducteurs sont refroidis.
- Le temps de montée : la durée d'un signal correspond au temps de transit des porteurs ou à leur durée de vie. Il peut aller de la nanoseconde à la microseconde selon la géométrie du détecteur et l'intensité du champ électrique. Ce temps de montée peut influencer la résolution du détecteur et le temps mort qui est un paramètre important lors de mesures à des taux de comptage élevés [15].

3 Les détecteurs semi-conducteurs

3.1 Les semi-conducteurs

La recherche sur les matériaux semi-conducteurs a commencée au début du 19^{ème} siècle. Dans les années 1950, la découverte de particules alpha au moyen d'une jonction dans un cristal de germanium a été notée. Depuis, plusieurs laboratoires ont consacré leurs recherches au développement de détecteurs à semi-conducteurs, cette classe de matériaux se situe entre les métaux (conducteur) et les isolants (non conducteur).

La résistivité ρ des semi-conducteur varie de 10^{-3} à $10^{+4}\Omega.cm$. La conduction électrique se fait par les électrons et les trous. Un semi-conducteur peut être soit intrinsèque (pur) ou extrinsèque (dopé) par des impuretés. Parmi les plus célèbres, Les plus couramment utilisés sont le silicium **Si** et le germanium **Ge** de la colonne IV du tableau périodique. Ces deux semi-conducteurs sont composés d'atomes identiques. Ces semi-

conducteurs ont une densité plus élevée que les détecteurs de gaz. Leur qualité, bon avantage pour la détection des particules à haute énergie et bonne résolution en énergie notamment.

S'il faut au moins 20 eV de l'énergie déposée pour créer un photon dans un scintillateur et environ 30 eV dans un gaz pour créer une paire électron-ion, alors environ 3 eV suffisent pour former une paire électron-trou dans un semi-conducteur. Ceci a permis de supplanter les détecteurs à gaz et à scintillation dans de nombreuses applications.

Ainsi, si avec un scintillateur en NaI on obtient une résolution de 6% à 660 eV, la résolution avec du germanium (refroidi) 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 [16].

Donc un semi-conducteur est un isolant pour une température de zéro absolu (0 K), leur bande de valence est remplie d'électrons et leur bande de conduction complètement vide, la largeur de leur bande interdite (gap) est cependant beaucoup plus petite que celle d'un véritable isolant, pour le germanium $E_g = 0.67\text{eV}$ et pour silicium $E_g = 1.15\text{eV}$ à température ambiante alors qu'un bon isolant $E_g \geq 7\text{eV}$ [17].

Le passage d'un électron de la bande de valence vers la bande de conduction se traduit physiquement par la rupture d'une liaison chimique au sein du matériau considéré. L'électron libéré pourra ensuite se déplacer à travers le réseau cristallin via, par exemple, l'application d'un champ électrique, ou bien se recombiner pour reformer la liaison brisée. Un électron de charge négative e^- libéré va forcément laisser derrière lui une lacune électronique au sein du matériau, de charge positive e^+ , ce qui se traduira énergétiquement par l'apparition d'un trou dans la bande de valence. Ce duo de particules chargées s'appelle s'appelle une "paire électron /trou" et sous application d'un champ électrique, le courant résultant de la création de ces paires électron/trou (notées e^+/h^+) sera la somme des électrons présents dans la BC (bande de conduction) et des trous présents dans la BV (bande de valence) par unité de temps [18].

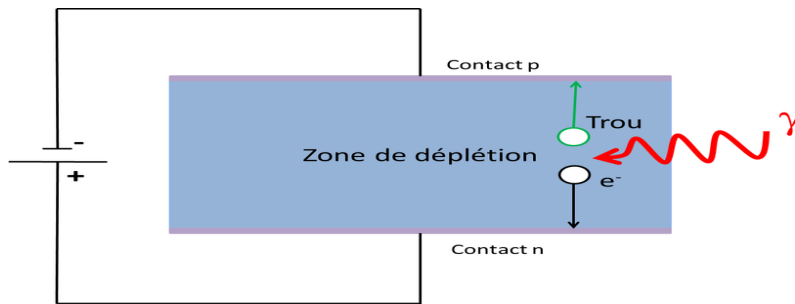


Figure (2-11) : Schéma de fonctionnement d'un détecteur à base de semi-conducteur.

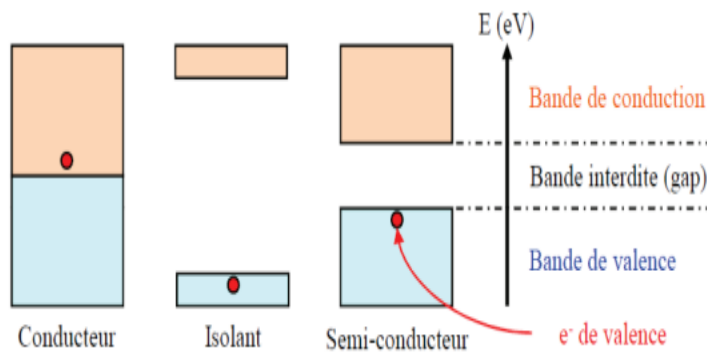


Figure (2-12) : Diagramme des bandes d'énergie simplifié.

A $T = 0$ K, dans les métaux (conducteurs), la bande de conduction (BC) et la bande d'énergie de valence (BV) se chevauchent. Les électrons peuvent alors se déplacer de proche en proche entre les atomes. Dans les isolants, la hauteur de la bande interdite séparant la bande de conduction (BC) de la bande de valence (BV) est importante ($E_g \approx 5$ eV). Il n'y a pas de niveau d'énergie accessible pour les électrons, la conduction est impossible. Dans les semi-conducteurs, la hauteur de la bande interdite est plus faible ($E_g \approx 1-3$ eV). La conduction reste faible et augmente significativement avec la température. Les matériaux conducteurs possèdent une conductivité liée à la mobilité et au nombre de porteurs de charge.

3.2 Semi-conducteur à germanium

3.2.1 Les détecteurs germanium (Ge)

Le Ge est un élément chimique tétravalent (quatre électrons périphérique, groupe IV) de structure cristalline type diamant. Il existe sous forme de cinq isotopes stable ou de

très longues durées de vie : ^{74}Ge (35,95%), ^{72}Ge (27,66%), ^{70}Ge (21,23%), ^{73}Ge (7,73%) et ^{76}Ge (7,44%).

Il possède une très grande résistivité ($53\Omega \cdot \text{cm}$ à 24°C) contrairement au Cu ($1,7 \cdot 10^{-6} \Omega \cdot \text{cm}$).

Il existe deux types de détecteurs au germanium : les détecteurs compensés au lithium et détecteurs au germanium ultra-pur. Détecteurs Germanium Compensés au Lithium sont fabriqués de la même manière que les détecteurs au silicium compensés au lithium. Il a été remplacé par les détecteurs au germanium ultra-pur dont les performances sont équivalentes pour un même volume actif mais qui permet notamment d'être ramené à température ambiante entre des mesures. En effet, le Lithium diffuse à température ambiante et les détecteurs germanium compensés au Lithium ne peuvent être utilisés à température ambiante. Il s'agit d'un cristal de germanium pur dont la concentration en impureté a été abaissée de 10^{13} à 10^{10} atomes/ cm^3 [19].



Figure (2-13) : Le détecteur germanium hyper pur Ge (HP).

3.2.2 Les différentes configurations géométriques Ge (HP)

En spectrométrie γ , les cristaux Ge(HP) existent sous forme de trois configurations qui sont : planaires, coaxiaux et puits. Chacun de ces détecteurs est adapté à un type d'échantillon ou de radionucléide donné. Les détecteurs planaires ont une forme de galette dont le schéma est représenté sur la figure (2.14) (gauche). Ces détecteurs, dont l'épaisseur maximale du cristal est d'environ 3 cm, associés à une fenêtre d'entrée en carbone, sont utilisés pour la détection de photons de faibles énergies (figure 2.15) avec une efficacité d'environ 30%. Ces détecteurs sont adaptés pour des échantillons minces. Concernant les échantillons volumineux, il est préférable d'utiliser des détecteurs coaxiaux (figure 2.14-centre) de forme cylindrique avec une partie centrale creuse. Ce type de détecteur possède une fenêtre en béryllium ou en aluminium. Ils sont adaptés aux mesures des photons de haute énergie (figure 2.15) avec une efficacité de l'ordre de 15%.

Si échantillon est en très faible quantité, il est souhaitable de le mesurer avec un détecteur puits, qui permet ainsi d'obtenir une grande efficacité géométrique (80%). Les détecteurs puits (figure 2.6- droite) ont la même configuration que les détecteurs coaxiaux mais contrairement à ces derniers, le trou central sert à réceptionner l'échantillon d'un volume maximal de 5 cm^3 . La fenêtre d'entrée est en aluminium. [20]

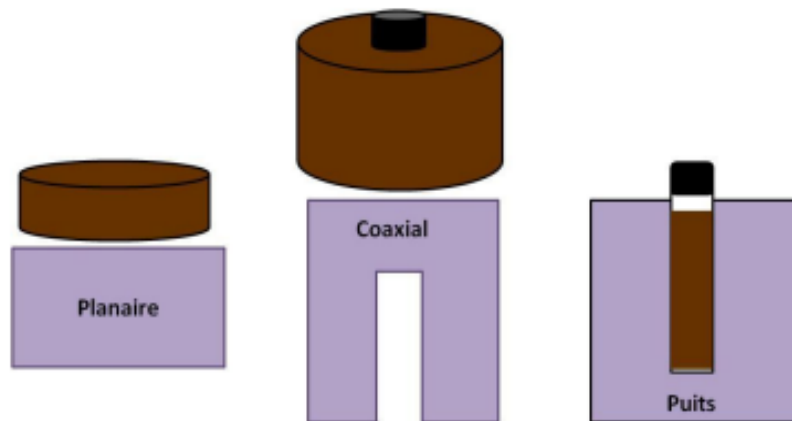


Figure (2-14) : Schéma des différents types de détecteur.

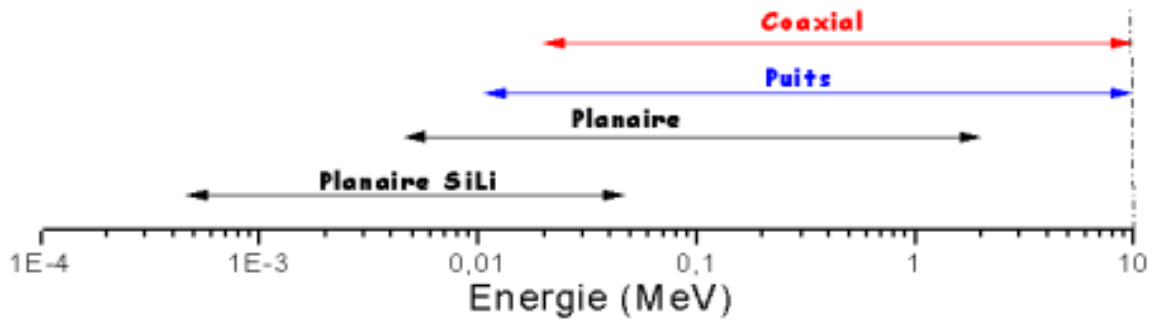


Figure (2- 15) : Les différents types de détecteur à leur domaine d'énergie [20].

3.2.3 Fonction de détecteur à germanium Ge(HP)

La détection des particules énergique est basée sur la collection des porteurs de charge générés.

- Structure du détecteur : constitué d'un cristal de germanium, d'une structure en plomb permettant d'atténuer le bruit extérieur (rayonnement cosmique...), d'une structure en cuivre (cage de faraday) et d'un cryostat permettant de baisser la température du cristal et donc son agitation thermique ce qui limite le bruit et stabilise le cristal.
- Principe de fonctionnement :

Un photon issu de l'élément radioactif interagit avec le cristal de Ge par effet photoélectrique (plus souvent), Compton ou par création de paire ce qui aura pour effet de céder de l'énergie aux électrons du cristal qui peuvent ainsi passer le gap énergétique et être accélérés par une haute tension ce qui fournit un courant dont la quantité de charge obtenue est proportionnelle à l'énergie déposée dans le cristal par le rayonnement [21]. Afin d'atteindre une efficacité maximale, les détecteurs Ge (HP) doivent fonctionner à des températures extrêmement basses d'azote liquide (-196 °C), car à température ambiante, le bruit d'excitation thermique est très élevé.

4 L'interaction du rayonnement gamma avec la matière

Le rayonnement gamma est une onde électromagnétique de haute énergie qui est émise par les noyaux excités.

Pour des photons traversant un milieu donné, tous les effets peuvent se produire, mais avec une section efficace selon l'énergie des photons et la nature du milieu. Cette interaction peut être classée selon :

- La nature d'interaction : photon-électron (le plus souvent) ou photon-noyau (rarement).
- Le type de l'évènement produit : absorption, diffusion ou production de paires.

Les rayonnements gamma interagissent avec la matière par trois moyens principaux :

Pour des énergies inférieures à 3 MeV, on observe l'effet photoélectrique, la diffusion Compton et la création de paires pour des énergies d'au moins 1022 keV. Lorsque le photon transmet toute son énergie à un électron et disparaît on parle d'effet photoélectrique. Mais lorsqu'un photon transfère une partie de son énergie et est diffusé, on parle de l'effet Compton. Pour des énergies supérieures à 1022 keV la production de paires est également possible. Schématiquement, l'effet photoélectrique est nettement prépondérant pour des photons γ de faible énergie alors que la création de paires est l'effet principal pour les photons de haute énergie.

L'effet Compton se produit principalement dans le domaine d'énergie intermédiaire. Les limites entre ces domaines énergétiques dépendant de la matière traversée [22].

4.1 Effet photoélectrique

Lorsqu'un photon entre en collision avec les électrons des couches internes d'un atome, on parle d'effet photoélectrique. Dans ce cas, la totalité de l'énergie du photon incident est absorbée par l'atome. Cette énergie est transférée à un électron qui est éjecté de sa couche électronique (énergie de liaison) et emporte l'excédent d'énergie sous forme d'énergie cinétique. L'énergie cinétique de l'électron E_c égale à l'énergie du photon incident ($h\nu$) moins l'énergie de liaison de l'électron qui a été éjecté. L'énergie du photon incident ($h\nu$) est plus grande que l'énergie de liaison de l'électron E_l .

$$E_c = h\nu - E_l$$

Suite à l'ionisation de l'atome par effet photoélectrique le cortège électronique subit un réarrangement au cours duquel soit un électron appelé "électron Auger" est éjecté, soit un rayon X de fluorescence est émis par désexcitation. [23]. Les photons de fluorescence peut à son tour expulser un deuxième électron de l'atome, dans ce cas on dit ou' il s'agit d'un électron Auger. [24]

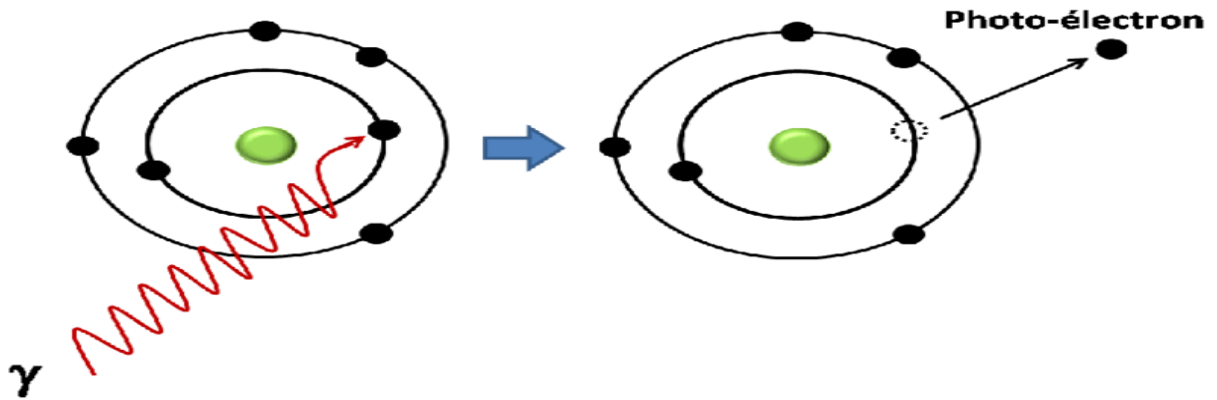


Figure (2- 16) : L'effet photoélectrique.

4.2 Effet Compton

L'effet Compton ou la diffusion Compton correspond un choc entre un photon et un électron. Ce phénomène consiste en la diffusion élastique d'un photon incident sur un électron d'une couche externe de l'atome (faiblement lié) auquel il cède une partie de son énergie. Pour des photons de faible énergie ($<0,5\text{MeV}$), la majeure partie de l'énergie est emportée par le photon (diffusion). Pour les photons d'énergie plus élevée ($>2\text{MeV}$).

La probabilité d'interaction par effet Compton ne dépend que de la densité du matériau traversé. [23]

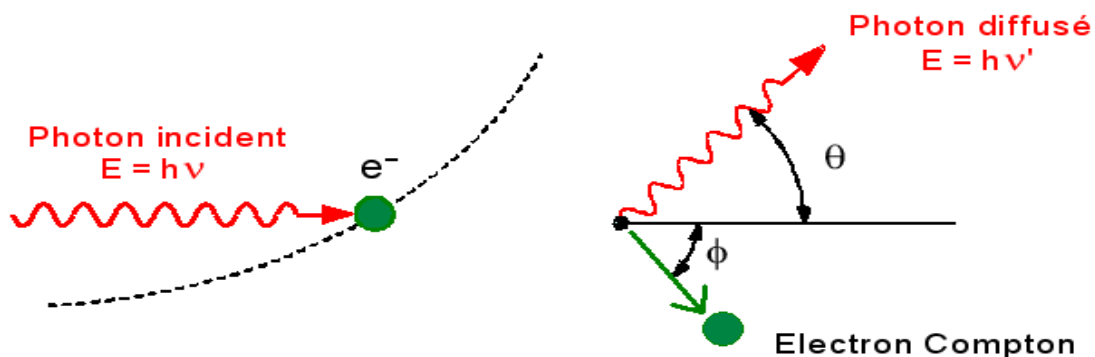


Figure (2-17) : L'effet Compton.

La relation entre la longueur d'onde du photon diffusé et l'angle de diffusion θ est :

$$\frac{c}{\nu'} - \frac{c}{\nu} = \lambda' - \lambda = \frac{h}{m_e \cdot c}$$

L'énergie transférée à l'électron est donnée par la relation :

$$T = h\nu - h\nu' = \frac{(h\nu)^2(1 - \cos \theta)}{m_e + h\nu(1 - \cos \theta)}$$

4.3 L'effet de création de paires électron-positron (effet matérialisation) :

Dans le champ électrique intense qui règne au voisinage du noyau, le photon peut se matérialiser sous forme d'un électron et d'un positron. Une énergie de $2 \times 0,51 \text{ MeV}$, correspondant à leurs masses, est dépensée pour créer l'électron et le positron. L'excédent d'énergie se répartit, sous forme d'énergie cinétique, entre les deux particules.

$$E_c = h\nu - 2m_e$$

L'électron et le positron sont ensuite ralentis dans la matière par suite de collisions. Lorsqu'il est suffisamment lent, le positron rencontre un électron du milieu et les deux particules s'annihilent en émettant deux photons de $0,51 \text{ MeV}$.

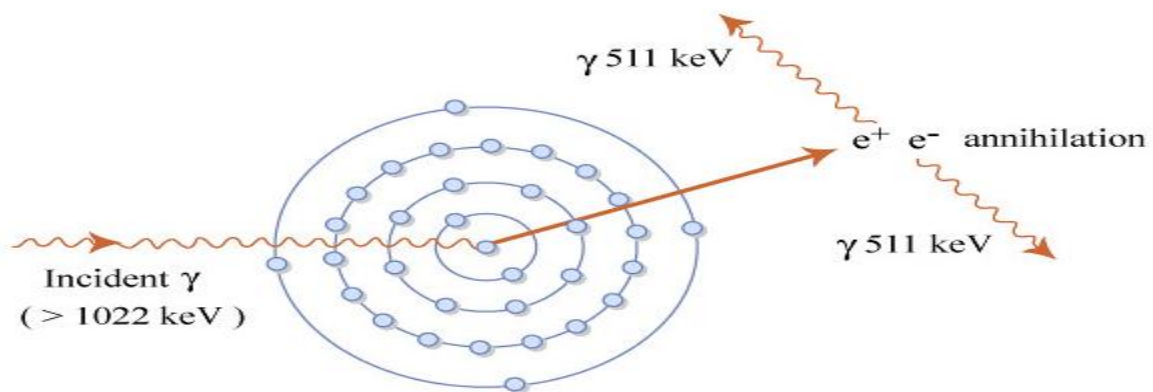


Figure (2 -18) : L'effet de création de paires électron-positron.

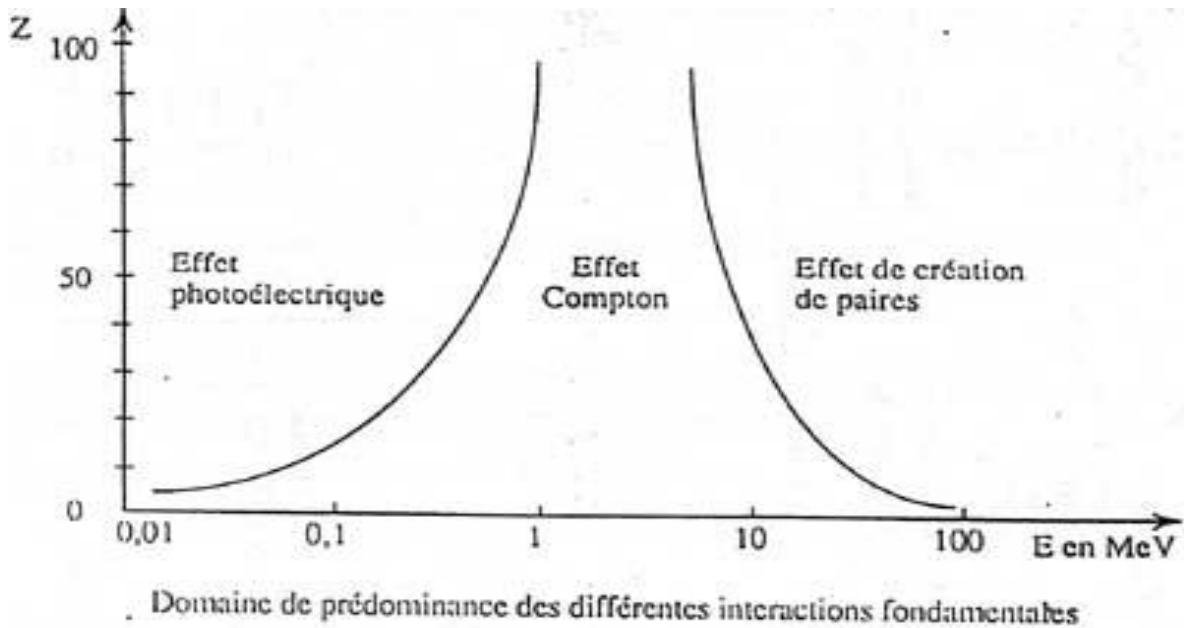


Figure (2-19) : Les différents types de détecteur à leur domaine d'énergie [20].

4.4 Section efficace

La probabilité pour un photon incident de déposer partiellement ou totalement son énergie dans la matière par un processus donné peut être exprimée par une section efficace. Elle dépend de l'énergie de la particule incidente et de la nature de la particule cible. La section efficace est proportionnelle au taux d'interaction. L'unité utilisée est le barn (10^{-24}cm^2). La probabilité totale σ pour qu'un photon d'énergie donnée soit absorbé par un atome peut être exprimée par la somme des sections efficaces, σ_{EP} , σ_{DC} et σ_{PP} définies pour chaque processus d'interaction (respectivement l'effet photoélectrique, la diffusion Compton et la production de paires) [23].

$$\sigma_{tot} = \sigma_{EP} + \sigma_{DC} + \sigma_{pp}$$

La probabilité d'interaction du photon peut aussi être exprimée macroscopiquement par le coefficient d'atténuation linéaire, μ (en cm^{-1}), produit de la section efficace par la densité atomique n_a (en cm^{-3}) :

$$\mu = \sigma \cdot n_a = \sigma \cdot \frac{\rho \cdot N_A}{M_{mol}}$$

Avec de même $\mu = \mu_{EP} + \mu_{CD} + \mu_{CD}$.

Où ρ et M_{mol} sont la masse volumique et la masse molaire du matériau considéré et N_A le Nombre d'Avogadro [24].

5 La chaîne de mesure et ses différentes composantes

Une chaîne de spectrométrie gamma est composée des éléments suivants :

- Un détecteur relié à un préamplificateur ;
- Un amplificateur ;
- Un convertisseur analogique/ digital (ADC) ;
- Un analyseur multi-canal (MCA) ;

L'ensemble de détection permet de mesurer un signal issu de l'interaction des rayons gamma avec le cristal de germanium. Cette interaction génère des charges électriques qui sont collectées grâce à la différence de potentiel appliqué au détecteur. Les porteurs de charge sont collectés à l'aide d'un préamplificateur pendant un certain laps de temps et donne lieu à une impulsion de courant à la sortie du détecteur, dont l'amplitude est proportionnelle à l'énergie déposée par les photons gamma dans le détecteur. La fonction d'un préamplificateur est la conversion de la charge en tension électrique et une première amplification. La mise en forme du signal et une deuxième amplification sont réalisées par l'amplificateur et l'ADC pour la convertir de l'impulsion de la forme analogique à la forme digitale.

L'analyse de l'amplitude de l'impulsion est réalisée par un analyseur multicanaux. Le choix du nombre de canaux nécessaire pour l'acquisition dépend de la résolution du détecteur et de la plage d'énergie.

Un Pc d'acquisition, associé à un analyseur, enregistre l'énergie de l'évènement en incrémentant le canal correspondant. Un spectre est ainsi collecté et analysé [25].

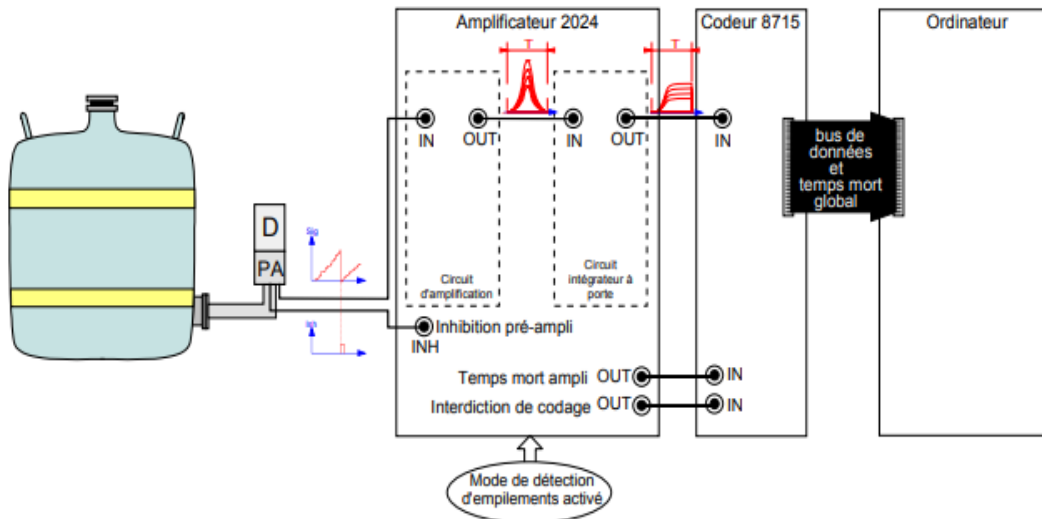


Figure (2-20) : Chaîne de spectrométrie gamma

5.1 Le détecteur Ge(HP)

Dans un détecteur de germanium de haute pureté Ge(HP), le signal détecté dans le cristal peut provenir du rayonnement gamma issu de l'échantillon, du milieu environnant ou des matériaux constituant le détecteur. Le choix d'un type particulier de détecteur est fonction des objectifs désirés : planaire pour des mesures à basse énergie (généralement keV , type coaxial pour des mesures à moyenne et haute énergie ($200keV$).

5.2 Electronique associée

Le rôle essentiel de l'électronique est de fournir l'amplification, la mise en forme et acquisition du signal délivré par le spectromètre gamma.

5.2.1 Le préamplificateur

C'est le premier dispositif rencontré en sortie du détecteur. Pour diminuer le bruit électronique, le préamplificateur doit être placé le plus près possible du détecteur et il est solidaire du cryostat. Le rôle principal du préamplificateur est de réaliser une première amplification du signal généré par l'interaction des γ avec le cristal. Il joue également le rôle d'adaptateur d'impédance entre la sortie du détecteur et l'entrée de l'étage suivant. Il est en général placé à proximité du cristal sous le même capot. De cette manière, les composants sensibles à la température sont refroidis et le bruit thermique minimisé [23].

5.2.2 L'amplificateur

Réalise deux tâches essentielles : la mise en forme du signal et son amplification. Exploite les impulsions sortant du préamplificateur. Il adapte tout d'abord l'amplitude du signal incident à une gamme de tension exploitable par l'étage suivant. Il réalise ensuite une mise en forme, le plus souvent gaussienne, en filtrant une partie des parasites de haute fréquence. L'amplification est toujours réalisée le plus tôt possible afin de limiter le bruit généré par le module de mise en forme. Les amplificateurs sont fournis avec une sortie unipolaire et bipolaire, le rapport optimal signal /bruit (B/S) est obtenu en sélectionnant la sortie unipolaire [23].

5.2.3 Le convertisseur analogique-numérique (ADC)

A la sortie de l'amplificateur on a un signal gaussien, le convertisseur transforme l'amplitude du signal à une quantité numérique qui est proportionnelle à l'énergie déposée dans le cristal [26]. Cette valeur est l'adresse à laquelle l'électronique d'acquisition incrémentera le contenu d'un canal de l'analyseur.

5.2.4 L'analyseur multicanaux (MCA pour Multi Channel Analyser)

Il collecte, classe et enregistre les informations dans différents canaux : chaque canal correspond à une énergie. Cela permet d'obtenir un histogramme en temps réel dans lequel l'énergie déposée dans le cristal, est reliée au numéro de canal et le nombre de coup dans un canal donné, et elle est proportionnelle aux nombres de photons ayant déposé la même énergie dans le cristal comme indiqué dans la figure (2-21). La plupart du temps, le logiciel utilisé pour l'acquisition des données permet également de réaliser une première analyse qualitative et quantitative des spectres [23].

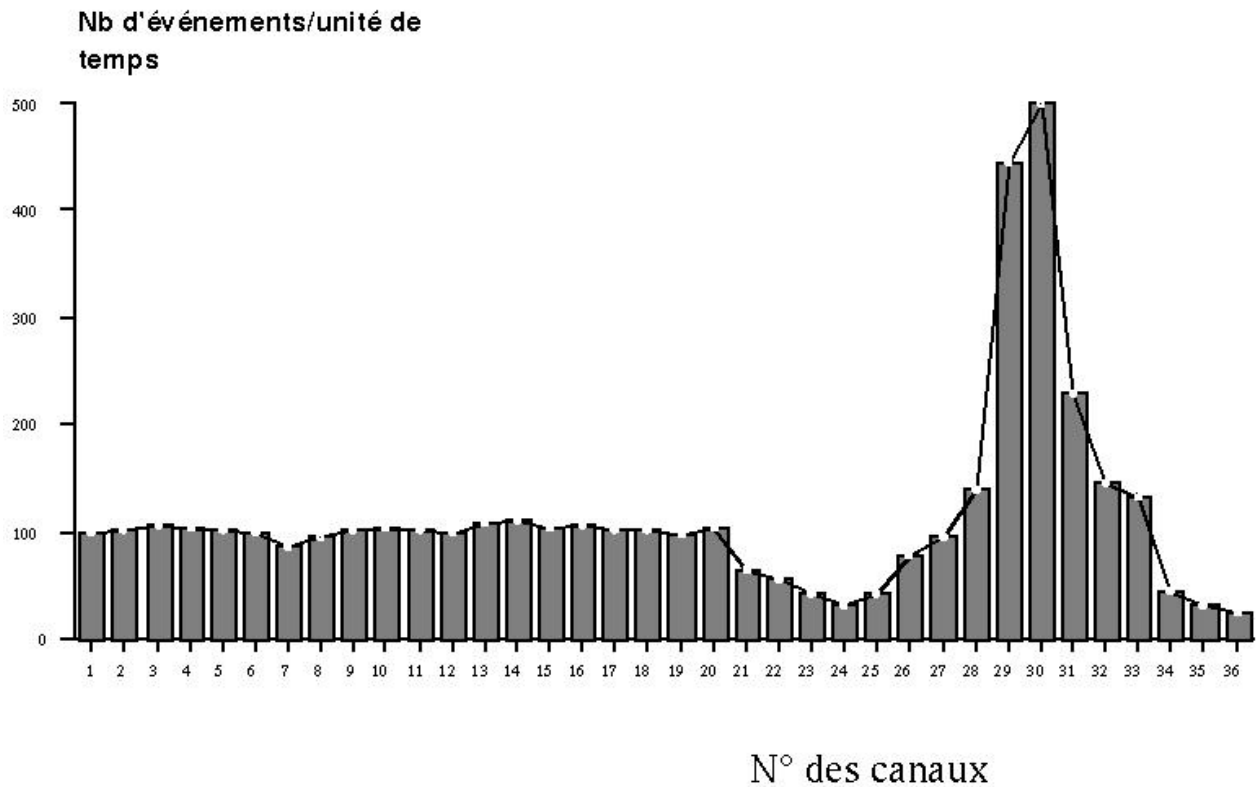


Figure (2-21) : Histogrammes donnant le nombre de photons détectés en fonction de nombre de canal.

6 Caractéristiques et performance d'un détecteur

Un détecteur est en général un milieu où l'interaction du rayonnement avec la matière a lieu, et un dispositif électronique qui traduit sa sensibilité au rayonnement en délivrant un signal électrique. Ses principales caractéristiques sont : la résolution en énergie, l'efficacité de détection et le temps mort.

6.1 La résolution en énergie

La performance d'un détecteur se caractérise en particulier par sa résolution énergétique σE , ou la largeur à mi-hauteur des pics (FWHM= Full Width at Half Maximum) qui influe sur la pouvoir séparateur et les limite de détection [27], Spectrométrie gamma. La résolution dépend de l'énergie de photon incident et de matériau du détecteur. La résolution en énergie détermine la capacité d'un détecteur à séparer les raies dans le spectre.

La définition de la résolution en fait une grandeur sans dimension. Une bonne résolution est de l'ordre de 1% mais certains détecteurs sont loin de cette performance. La résolution FWHM, σE (exprimée en keV), est la pleine largeur du pic mesurée à mi-hauteur consulté la

figure (2.22). Dans le cas idéal, la forme du pic est parfaitement gaussienne, et la résolution est liée à l'écart-type $\sigma(E)$ de la distribution :

$$\delta E = \sqrt{8 \ln 2} \cdot \sigma_E = 2.35 \cdot \sigma_E$$

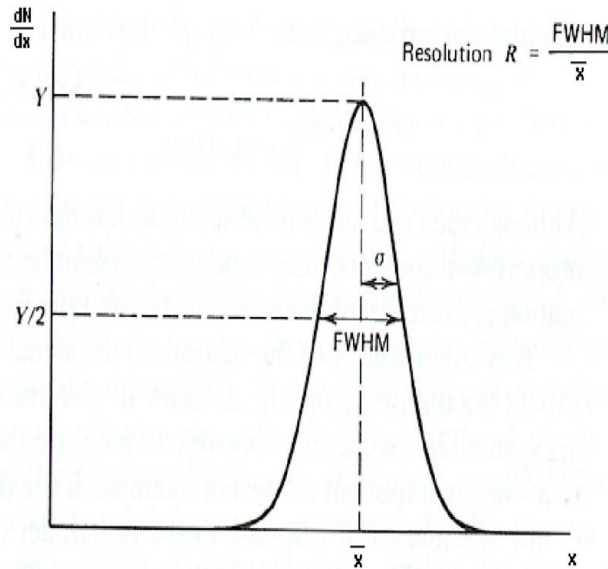


Figure (2-22) : Définition de la résolution pour un pic parfaitement gaussien.

6.2 L'efficacité de détection

En général la géométrie des détecteurs ne permet pas de mesurer la totalité des rayonnements émis. En effet d'une part les détecteurs couvrent rarement un angle solide suffisant et d'autre part une partie des rayonnements traverse le détecteur sans interagir ou bien s'atténue partiellement avant de quitter la zone utile de détection. On a donc introduit la notion d'efficacité de détection qui traduit la capacité d'un dispositif à détecter un rayonnement donné d'une énergie donnée [26]. On trouve deux efficacités possibles : absolue et intrinsèque.

L'efficacité absolue ou rendement d'un détecteur est le rapport des rayonnements mesurés sur les rayonnements émis par la source. L'efficacité est souvent exprimée en pourcentage du nombre de rayonnements incidents. Pour les compteurs de particules on a :

$$\varepsilon_{abc} = \frac{\text{nombre d'impulsion comptés}}{\text{Nombre de rayonnement assés de la source}}$$

L'efficacité intrinsèque ne prend en compte que le rayonnement ayant traversé le détecteur.

$$\varepsilon_{int} = \frac{\text{nombre de particuls détectés}}{\text{nombre de particules traversant le détecteur}}$$

L'efficacité absolue est reliée à l'efficacité intrinsèque par la relation suivante [28].

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

Avec :
$$\Omega = 2\pi \left(1 - \frac{d}{\sqrt{d^2 + r^2}}\right)$$

Où Ω est l'angle solide sous-tendu par la source et la surface de la zone active du détecteur, pour une source ponctuelle située à une distance (d) du détecteur de rayon (r) sources.

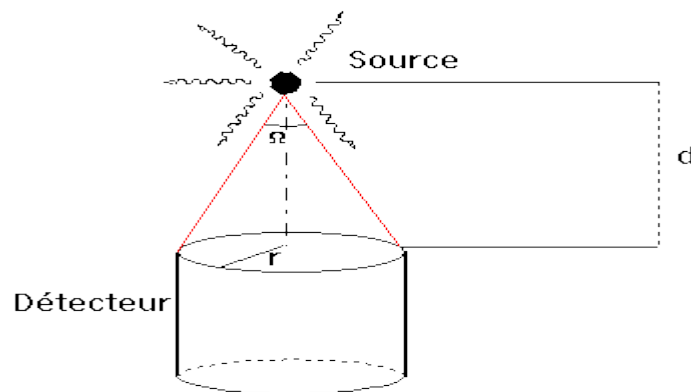


Figure (2-23) : Angle solide de détection.

Le nombre de rayonnement ayant pénétré le compteur et obtenu par le calcul de la géométrie source-détecteur, comme indiqué sur la figure (2-23) et à partir du nombre de rayonnements émis par la source. La réponse de détecteur en fonction de l'énergie du rayonnement incident peut être caractérisée par son efficacité.

La connaissance de cette réponse est très importante pour les mesures quantitatives de rayonnement.

6.3 Temps mort

Si le détecteur délivre des impulsions électriques, le signal peut persister quelques temps 12^{-9} s pour les semi-conducteurs à quelques millisecondes 10^{-3} s pour les détecteurs à gaz.

Cela conduit à un moment important et une durée non négligeable pendant laquelle le détecteur est "occupé" à engendrer le signal dû à une interaction et donc tout ou partiellement indisponible pour le traitement complet de l'interaction suivante. Il s'ensuit des pertes d'informations importantes à haut taux d'irradiation des détecteurs, qu'il sera nécessaire de corriger pour remonter à l'irradiation réelle.

7 Spectrométrie gamma à bas bruit de fond

Le problème commun à toutes les expériences de la radioactivité est d'éviter, ou tout au moins de minimiser les événements de bruit de fond dus aux impuretés radioactives en provenance du détecteur lui-même, de son blindage et de l'environnement. Nous pouvons dire que le bruit de fond est le comptage ou l'enregistrement d'un spectre dans des conditions normales d'utilisation de la chaîne de mesure en absence de la source dont on veut mesurer le rayonnement. La connaissance de ce bruit de fond est utile pour améliorer la limite de détection. Le bruit de fond doit être réduit au minimum.

L'origine de spectre de bruit de fond est due à la combinaison de différentes composantes :

- ✓ Les rayons gamma de l'environnement ;
- ✓ La radioactivité des matériaux qui construisent le détecteur ;
- ✓ Les rayonnements cosmiques ;
- ✓ La radio pureté de blindage.

7.1 Blindage

La fonction première du blindage est d'isoler le détecteur Ge(HP) et l'échantillon du milieu externe afin de réduire au maximum la contribution des rayonnements cosmiques et telluriques. On utilise généralement un blindage en plomb (Pb) qui contribue efficacement à atténuer les rayonnements γ ou X émis à partir des éléments radioactifs issus des chaînes de désintégrations des radionucléides naturels contenus dans les matériaux de construction de la salle du laboratoire ainsi que des rayonnements émis par les interactions des rayonnements cosmiques avec les différents matériaux au voisinage du détecteur. Une mince couche en cuivre est aussi utilisée à l'intérieur du blindage en plomb et qui sert à arrêter les

rayonnements X caractéristiques les beta de faible énergies.

8 Limitation de la technique de détection

8.1 Le rapport signal /bruit

Le rapport signal/bruit désigne la qualité d'une transmission d'information par rapport aux parasites. Ce concept est utilisé pour désigner un équipement électronique. Il s'obtient alors en comparant le signal d'entrée avec le signal de sortie pour mesurer le niveau du bruit (signal parasite). Supposons un pic isolé dans une certaine région du spectre. L'excès de coups par rapport au continuum constitue le signal utile et est mesuré par l'aire du pic, notée N_s . En tenant compte de l'efficacité du détecteur, il est ainsi possible d'évaluer le flux émis par la source. L'aire du pic obtenue par la soustraction du nombre de coups dans le continuum au nombre total de coups mesurés sur un intervalle d'énergie $[E_{min}, E_{max}]$ appelé région d'intérêt. La qualité du signal de mesure par le rapport signal sur bruit représente l'amplitude des fluctuations de bruit de fond. Afin de maximiser le rapport S/B, la largeur de la région d'intérêt doit être choisie de manière optimale : suffisamment large pour intégrer tout le signal utile et assez étroite pour minimiser l'intégration du bruit du continuum [24].

8.2 La limite de détection

Lors de la mesure d'un échantillon de très faible activité, le résultat peut être très proche de celui obtenu lors de la détermination du bruit de fond (signal détecté en l'absence d'un radionucléide recherché). Compte tenu du caractère aléatoire du processus de désintégration radioactive, un résultat légèrement supérieur au bruit de fond mesuré ne donne pas l'assurance de la présence d'un radionucléide, pas plus d'ailleurs qu'un légèrement inférieur à ce même bruit de fond ne garantit l'absence de ce radioélément [29].

La limite de détection (LD) est la valeur minimale de l'activité mesurée qui peut être détectée. Elle est déterminée par rapport au le seuil de décision (SD). Le seuil de décision est la valeur avec laquelle on estime qu'un comptage supérieur à cette valeur révèle effectivement la présence de la radioactivité dans l'échantillon mesuré. Selon les techniques de mesure, LD est approximativement égale à 2 SD.

Si le radionucléide recherché est un émetteur multi-gamma, sa limite de détection est égale à la plus faible valeur des limites de détection calculées sur ses différentes raies γ . Pour

mesures des basses activités de bas niveau, le critère décisif est la limite de détection. Elle est exprimée de la façon suivant [30] :

$$L_D = 4.65\sqrt{N_B + 2.71}$$

LD = est la limite détecte

➤ AMD :

$$AMD = \frac{LD}{\varepsilon.I.t.m}$$

Avec

AMD : est l'activité minimale détectable ;

ε : est l'efficacité de détection.

I : est l'intensité d'émission ;

t : le temps de comptage ;

m : est la masse de l'échantillon.

CHAPITRE 3

Procédures expérimental & Discussion des résultats

1 Introduction

Dans ce chapitre nous allons expliciter les procédures pratiques à suivre et les étapes de calculs.

La spectrométrie gamma a pour but l'identification des différents radioéléments présents dans un échantillon radioactif (d'après l'énergie du pic) et la détermination de leurs activités (d'après l'aire du pic). On tire profit des informations issues de l'analyse du pic de pleine énergie (photoélectrique) et de l'étalonnage du détecteur en énergie et en efficacité [9].

Dans la première partie nous allons expliquer les caractéristiques de détecteur utilisé Ge(HP) et nous allons procéder à l'étude des standards de sol (50cc) et le traitement des spectres obtenus.

Dans la deuxième partie, nous présenterons un aperçu général sur l'échantillon à analyser, et nous montrerons les différentes étapes d'élaboration du travail expérimental et le calcul de l'efficacité et l'activité de l'échantillon.

La troisième partie sera réservée à la sélection des produits de fission à partir la valeur de rendement de fission et nous déterminerons l'âge de leurs productions.

2 Configuration du spectromètre

2.1 Description des constituants de la chaîne de spectrométrie

Nous avons utilisé un ensemble d'éléments dans notre chaîne de mesure. Cette chaîne d'acquisition est composée de cinq parties (voire la figure 3-24):

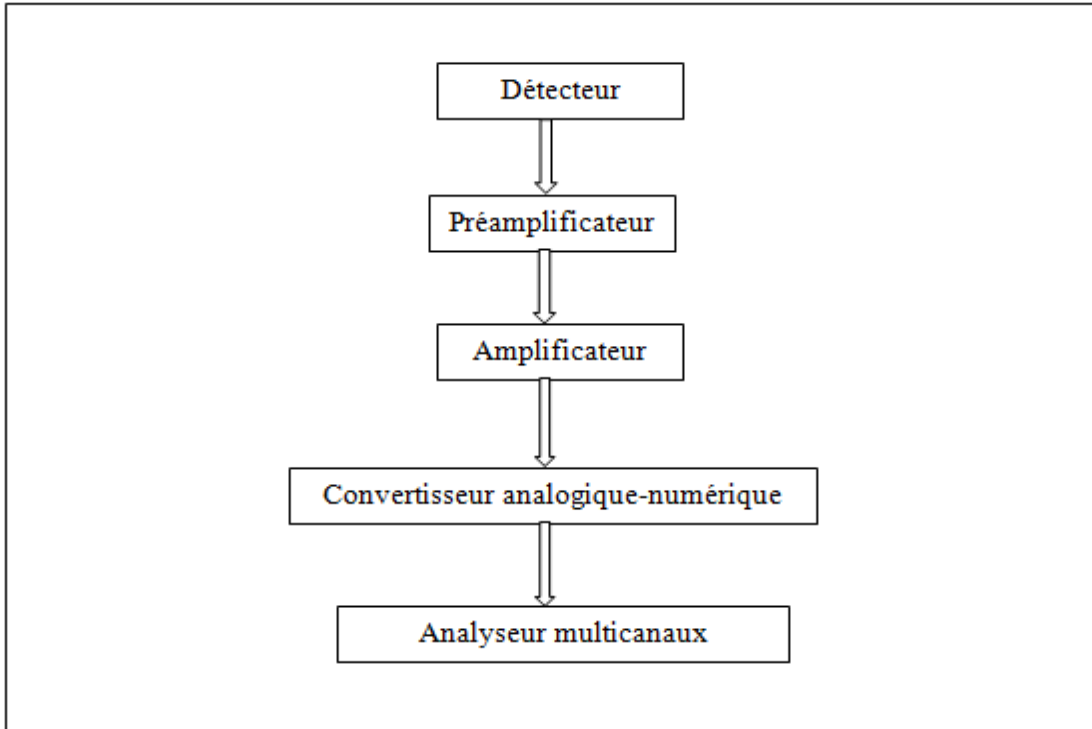


Figure (3-24) : schéma de l'ensemble de détection, et la forme du signal à la sortie du préamplificateur et de l'amplificateur.

L'ensemble de détection permet de mesurer un signal issu de l'interaction des rayonnements ionisants avec le cristal de germanium, de l'amplifier et de le mettre en forme en vue d'une analyse ultérieure. Mais avant, le photon qui entre dans le milieu sensible du détecteur n'ionise pas directement la matière, plutôt il transmet partiellement ou totalement son énergie aux particules chargées, électrons, qui ionisent la matière du milieu détecteur [31].

➤ **Les caractéristiques de détecteur :**

Dans cette étude, on utilise un détecteur coaxial à semi-conducteur Germanium de haute pureté posé verticalement et connecté à un préamplificateur et un Dewar d'Azote liquide placé dans une enceinte blindée à bas bruit de fond. Ce détecteur manufacturé par la société Canberra Modèle GX4018, ayant les spécifications suivantes :

Un diamètre de 61.2 mm, une hauteur de 59.8 mm, une distance fenêtre d'entrée de 5 mm, et 1.8 keV de résolution respectivement pour les raies gamma de 122 keV du ^{57}Co et de 1332.5 keV du ^{60}Co et une efficacité relative de 40 % à 1.33 MeV du ^{60}Co (énergie de 2^{ème} pic du ^{60}Co).

Avant de commencer l'analyse de nos échantillons, nous étalonnons notre spectromètre (étalonnage en efficacité). La soustraction du bruit de fond, l'identification du pic et le calcul de l'activité sont effectués manuellement.

3 L'efficacité de détection

La calibration de la chaîne de mesure est réalisée par de nombreuses sources appelées étalons adaptées à la géométrie de mesure de l'échantillon. Les étalons multi-gamma servent à l'étalonnage en énergie et en efficacité des détecteurs utilisés pour les mesures de faible niveau d'activité.

4.1 Étalonnage en énergie

Pour avoir une bonne analyse qualitative, il est nécessaire de bien calibrer en énergie notre chaîne de spectrométrie gamma, pour cela nous avons utilisé des sources radioactivité (^{241}Am , ^{137}Cs , ^{60}Co) avec les énergies et les nombres de canal correspondant, présentés dans le tableau suivant :

Tableau (3-5) : Représentation des sources et étalonnage en énergie du détecteur.

Source	^{241}Am	^{137}Cs	^{60}Co	
Énergie (keV)	59.5	661.6	1173.2	1332.5
Canal	99	1062	1870	2131

La droite d'étalonnage en énergie du système de mesure est donnée par la figure (3-25) :

$$E = 0.628Ca - 2.370$$

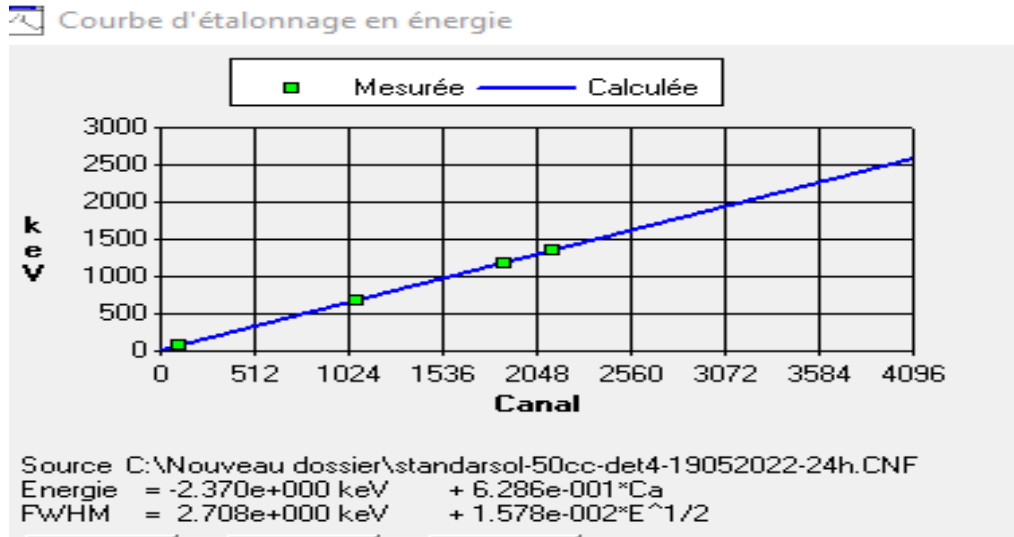


Figure (3-25) : Courbe d'étalonnage énergie obtenue par logiciel Genie 2000

4.2 Mesure de bruit de fond

Le bruit de fond est un inconvénient dans toute chaîne de mesure en spectrométrie gamma. Ce bruit de fond provient de différentes sources. Les principales sources du bruit de fond d'un détecteur sont:

- Une radioactivité naturelle, qui regroupe les chaînes ^{238}U , ^{237}U , ^{232}Th ainsi que ^{40}K ;
- Une radioactivité artificielle (^{137}Cs produit des retombées d'essais atmosphériques, des centrales nucléaires,...) ;
- Une radioactivité cosmogonique créée par le rayonnement cosmique ;
- Les signaux parasites de l'électronique associée ;

Il est important connaître le bruit de fond de la chaîne de spectrométrie gamma dans la mesure des échantillons de faible niveau d'activité comme dans notre cas. Le bruit de fond a été déterminé en absence de toute source radioactive. Pendant une période de comptage, estimée à 18.45 heures (66427.48 s), nous avons obtenu le spectre de bruit de fond suivant :

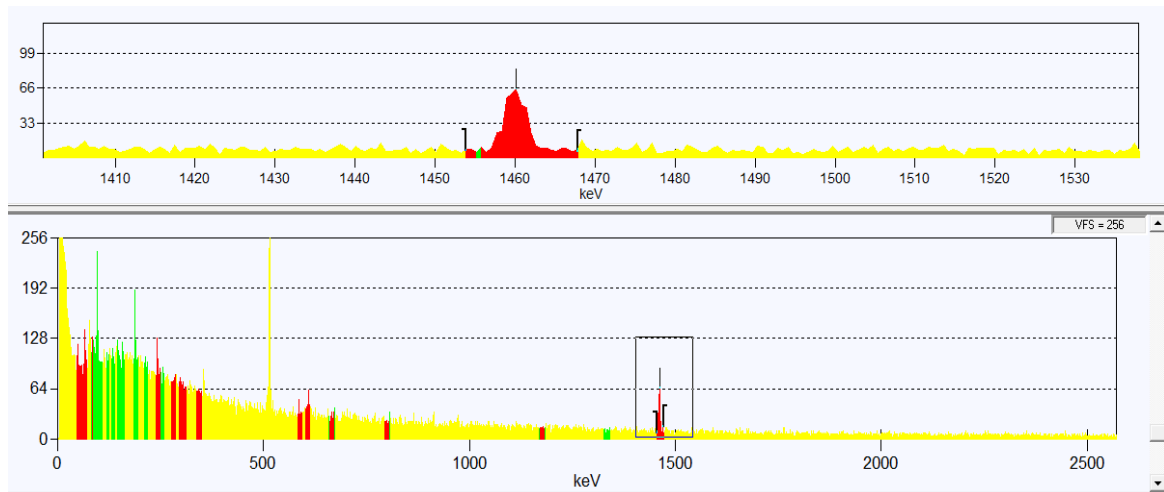


Figure (3-26) : le spectre de bruit de fond.

4.3 Le rendement de détection

Le rendement de détection est l'efficacité de détection pour l'ensemble des échantillons analysés, dans un temps de comptage donné. C'est le rapport du nombre de photons détectés sur le nombre de photons émis par la source radioactive. Cette opération a été réalisée avec un standard de même géométrie, de même densité et de même matrice que l'échantillon à analyser. Le calcul de l'efficacité de détection est déterminé expérimentalement, à l'aide de l'échantillon standard. Cet échantillon standard est souvent préparé au laboratoire en injectant une activité connue [31].

L'expression de l'efficacité de détection ε_i , à une énergie du différent pic i , est définie par l'équation suivant:

$$\varepsilon_i = \frac{N_{net\ i}}{A_i \cdot I_i \cdot t_c \cdot m} \quad (3-1)$$

Où $N_{net\ i}$: Le comptage net du pic i de l'échantillon standard

A_i : L'activité de la source standard corrigée à la date de comptage en Bq/kg.

I_i : La probabilité d'émission gamma pour l'énergie de pic i .

t_c : Le temps de comptage en second (s).

m : la masse de l'échantillon standard en Kg.

5 Synoptique d'analyse des spectres

On a fait l'analyse des échantillons dans le laboratoire de CRNA à l'aide du logiciel Genie 2000. En choisissant les pics qui correspondent à chaque énergie. Chaque pic est sélectionné sur la base de la table des radionucléides par ordre énergie donnée. Après, on soustrait le bruit de fond pour chaque pic. Les différentes étapes de l'analyse des échantillons par spectrométrie gamma sont résumées dans le schéma suivant :

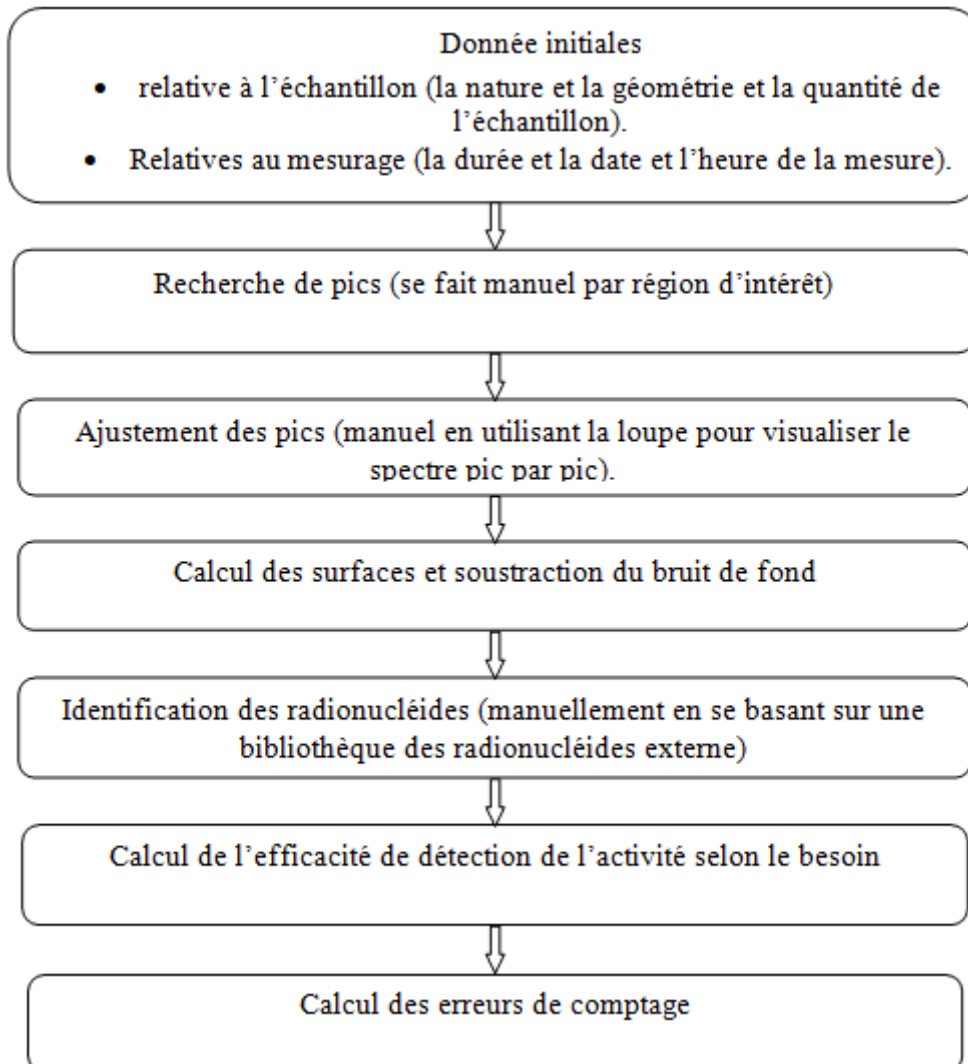


Figure (3-27) : Deffant étapes d'analyse.

6 Mesure de la radioactivité dans les échantillons

6.1 Échantillon de sol

Nous avons utilisé des échantillons de sol, et pour assurer une bonne analyse nous passons par plusieurs étapes.

- **Étalonnage en efficacité (standard de sol)**

L'étalonnage en efficacité a été effectué par un standard qui contient des éléments avec des activités bien connues. Dans ce travail on va utiliser un standard de sol (de masse 100 g et géométrie 50cc) à la date de référence 01/01/2018 (standard de service CRNA).

L'acquisition des données, pendant un temps de comptage suffisant égal à 86400 secondes (24h). Une fois l'acquisition terminée, on a déterminé le nombre net des coups sur chaque pic à partir du spectre obtenu par logiciel Génie 2000. Les différents radionucléides détectés sont donnés dans le tableau (3-7) :

Tableau (3-6) : les différents radioéléments existant dans le standard de sol.

Radioélément	Date de référence	L'activité massique (Bq/kg)	L'incertitude (Bq/kg)
K-40	01/01/2018	374	15
Co-60		141.8	2.7
Ba-133		56.8	0.9
Cs-134		112.2	1.6
Cs-137		64.9	1.2
Tl-208		11.7	0.4
Pb-210		485	11.6
Pb-212		32.6	1.3
Pb-214		31.2	1.5
Bi-214		31.2	1.5
Ra-226		31.2	1.5
Ra-228		32.6	1.3
Ac-228		32.6	1.3
Th-228		32.6	1.3
Pa-234m		25	1.7
Th-234		25	1.7
U-235		1.0	0.1
Am-241	53.1	0.9	

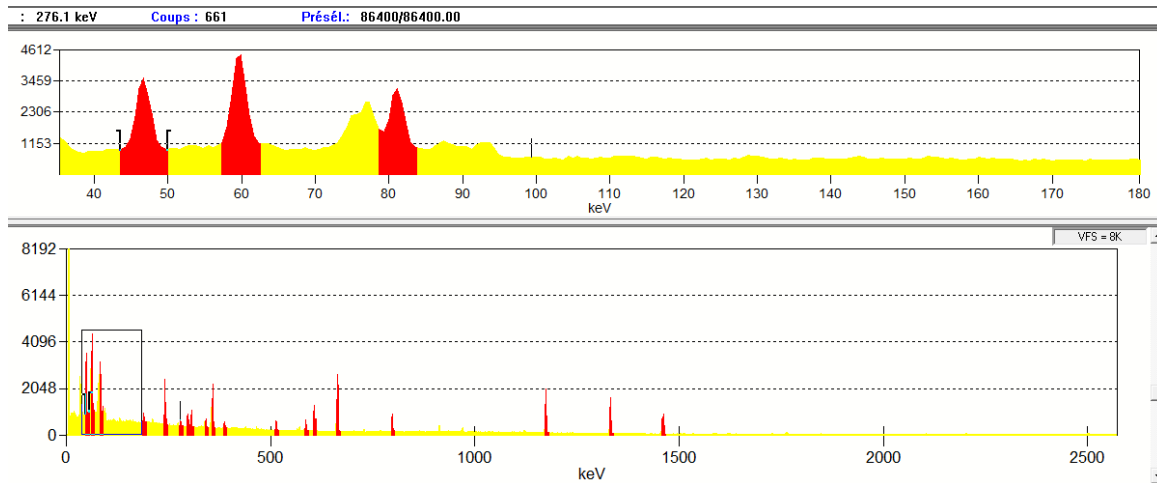


Figure (3-28) : Spectre de standard de sol (100 g) délivrée par Genie 2000.

- **Calcul de l'activité corrigée :**

Le temps qui s'écoule entre la date de référence de standard et la date de la mesure de 19/05/2022 est : $t_{écoulé} = 4.33 \text{ année} = 1,365.10^8 \text{ (s)}$.

L'activité corrigée est calculée par la loi de décroissance:

$$A_{corrigée}(t_{écoulé}) = A_0 \times \exp(-\lambda \cdot t_{écoulé}) \quad (3-2)$$

Le temps de comptage présélectionné $t_c = 86400 \text{ (S)} = 24 \text{ (h)}$, avec de temps mort de : 1 (s).

Les résultats de calcul sont résumés dans le tableau (3-7)

- **Calcul de l'efficacité :**

D'après la relation (3-1) et les informations acquises du spectre obtenu par le Genie 2000 après le comptage du standard de sol on trouve le tableau (3-8) qui lie l'énergie et l'efficacité.

Pour calculer l'incertitude de l'efficacité on utilise la loi suivante :

$$\frac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon} = \sqrt{\left(\frac{\Delta N_{net}}{N_{net}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta A_c}{A_c}\right)^2 + \left(\frac{\Delta m}{m}\right)^2 + \left(\frac{\Delta t}{t}\right)^2 + \left(\frac{\Delta I}{I}\right)^2} \quad (3-3)$$

Où $\Delta t = 1s$

$\Delta m = 10^{-3}g$

$\Delta I = 0$

ΔN_{net} est donnée par le logiciel Genie 2000

ΔA_c sont données dans le tableau précédent (Tableau (3-7)) :

Tableau (3-7) : corresponde l'activité corrigée et T (demi-vie) et la probabilité des émissions γ de différent radionucléide qui existe dans l'étalon de sol.

Source	E (keV)	T (ans)	I (%)	A_c (Bq/kg)
^{210}Pb	46.52	22.3	4.05	424.1
^{241}Am	59.2	432.2	36.3	52.73
^{133}Ba	81	10.5	33	42.71
	276.6		7.32	
	302.8		17.8	
	356		62.05	
^{134}Cs	604.2	2.062	97.6	26.31
^{137}Cs	661.7	30.17	85.2	58.72
^{134}Cs	795.8	2.062	85.4	26.31
^{60}Co	1173.2	5.271	99.90	77.821
^{60}Co	1332.5	5.271	99.98	77.821
^{40}K	1460.8	$1.277 \cdot 10^9$	10.67	373.99

Tableau (3-8) : Tableau d'étalonnage en efficacité standard de sol (100g), $t_c=86400$ s.

E (keV)	I (%)	Aire de pic: N_{net}	Efficacité(%)
46.52	4.05	9909 \pm 1.66%	6.667 \pm 0.0019
59.2	36.3	13798 \pm 1.23%	8.342 \pm 0.014
81	33	8612 \pm 3.2%	6.731 \pm 0.002
276.6	7.32	1461 \pm 5.54%	5.37 \pm 0.0030
302.8	17.8	2648 \pm 3.11%	4.01 \pm 0.0013
356	62.05	8469 \pm 2.8%	3.823 \pm 0.0012
582.8	85.77	2194 \pm 25.29%	2.532 \pm 0.0063
604.2	97.6	5420 \pm 1.6%	2.444 \pm 0.0005
661.7	85.2	11741 \pm 1.2%	2.722 \pm 0.0005
795.8	85.4	3598 \pm 2.25%	1.862 \pm 0.0004
1173.2	99.90	10734 \pm 1.05%	1.597 \pm 0.0003
1332.5	99.98	9737 \pm 1.06%	1.448 \pm 0.0003
1460.8	10.67	4889 \pm 6.81%	1.396 \pm 0.001

La courbe d'étalonnage en efficacité est présentée dans la figure (3-31) suivante.

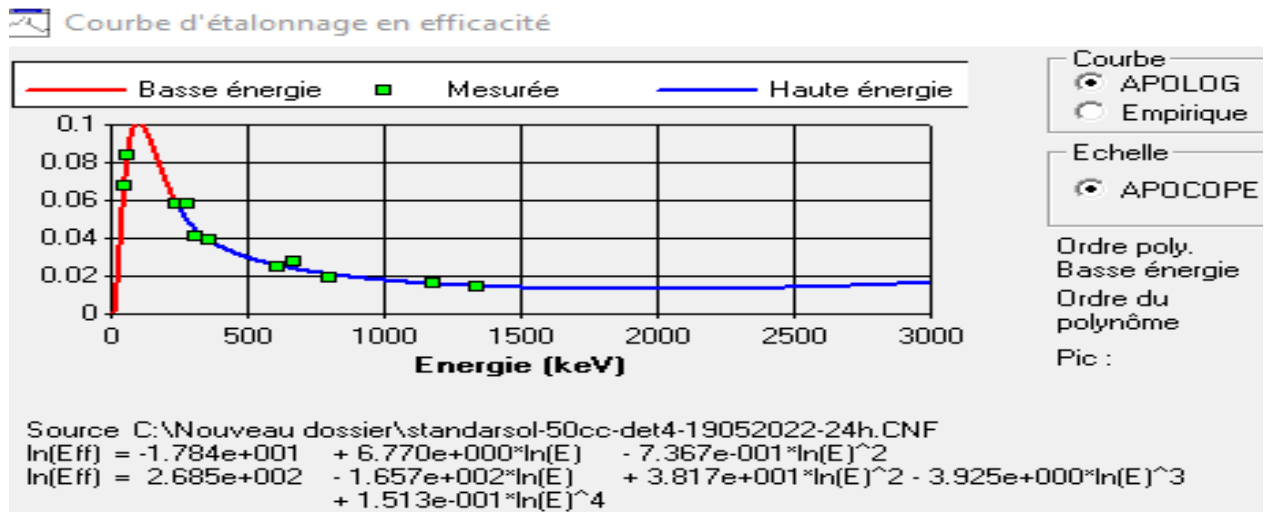


Figure (3-29) : Courbe d'étalonnage en efficacité.

6.2 Mesure de la radioactivité d'un échantillon de sol

On a rempli un flacon (50cc) avec 147g de sol, en respectant les mêmes conditions que celles du standard utilisé dans notre expérience, lors de l'étalonnage en efficacité (masse, géométrie). Le comptage a lieu pendant une période de 4 (h)= 14601.87(s) avec un temps mort de 0.01%, pour les échantillons et le bruit de fond. Dans la figure suivante, on a présenté le spectre obtenu par logiciel Genie 2000.

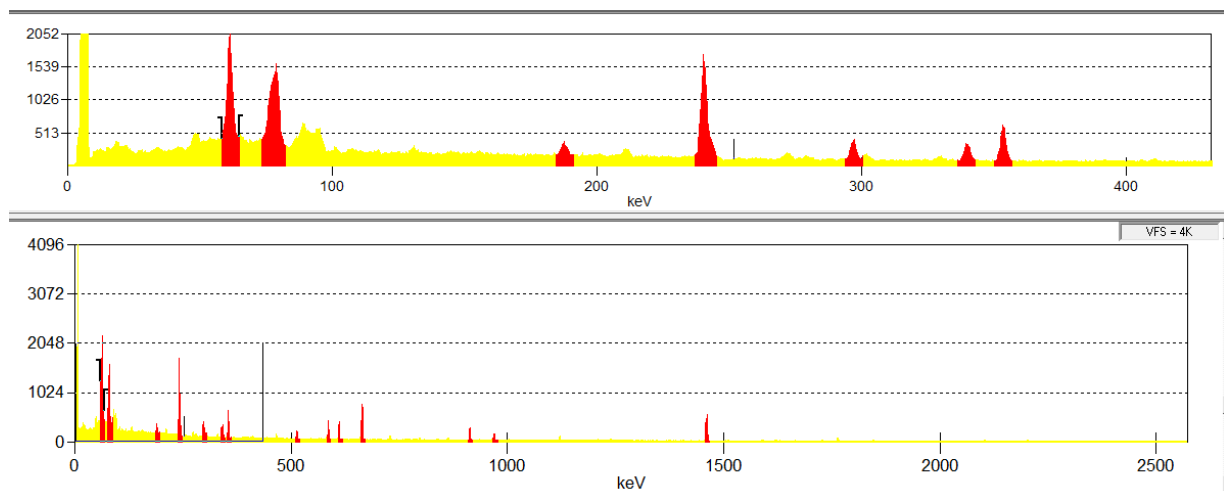


Figure (3 -30) : Spectre de l'échantillon obtenu par logiciel Genie 2000 avec un temps de comptage $t = 14601.87s$.

Après le traitement du spectre qui consiste à délimiter les pics d'intérêt et le calcul de surface nette (l'aire pic), à les identifier en se basant sur leur énergie. Ensuite, nous

calculons l'efficacité aux différentes énergies pour l'échantillon de sol, en utilisant la courbe d'étalonnage correspondant au standard utilisé données par la figure (3-29).

Le tableau (3-10), résumé les résultats obtenus après le traitement de spectre.

Tableau (3-9) : les différents radionucléides sont existants dans l'échantillon analysé et leur efficacité.

	E (keV)	I (%)	Aire de pic : $N_{éch}$	$\varepsilon(\%)$
^{241}Am	59.5	35.90	$6818 \pm 1.68\%$	8.342 ± 0.014
^{212}Pb	238.8	44.60	$7239 \pm 1.95\%$	5.601 ± 0.0030
^{214}Pb	295.2	19.70	$1364 \pm 3.95\%$	4.75 ± 0.0013
^{228}Ac	338.2	11.40	$1169 \pm 4.14\%$	3.9 ± 0.0013
^{214}Pb	351.92	38.90	$2321 \pm 2.58\%$	3.79 ± 0.0013
^{208}Tl	582.8	85.77	$1751 \pm 2.8\%$	2.551 ± 0.0063
^{214}Bi	609.31	45.49	$1606 \pm 2.94\%$	2.635 ± 0.0063
^{137}Cs	661.66	85.21	$3369 \pm 1.87\%$	2.586 ± 0.0005
^{212}Bi	727.17	7.56	$365 \pm 7.2\%$	2.22 ± 0.0004
^{134}Cs	795.8	85.440	$283 \pm 8.9\%$	1.853 ± 0.0004
^{228}Ac	911	27.7	$1316 \pm 3.05\%$	1.785 ± 0.0003
^{228}Ac	969.11	16.60	$717 \pm 5.7\%$	1.64 ± 0.0003
^{214}Bi	1120.3	15.70	$343 \pm 7.1\%$	1.55 ± 0.0003
^{40}K	1460.3	10.66	$2349 \pm 9.75\%$	1.394 ± 0.001

• **Calcul de l'activité spécifique de l'échantillon :**

Pour le calcul de l'activité spécifique A (Bq.kg^{-1}) on va appliquer la relation suivante :

$$A = \frac{N_{éch}/t_{éch} - N_{BF}/t_{BF}}{I.\varepsilon.m} \quad (3-4)$$

$N_{éch}$: est la surface nette du pic,

I : est l'intensité d'émission gamma,

$t_{éch}$: est le temps de comptage d'échantillon,

t_{BF} : est le temps de comptage de bruit de fond,

m : est la masse d'échantillon analyse en kg,

Pour calculer l'erreur sur la radioactivité on utilise la loi suivante :

$$\frac{\Delta A}{A} = \sqrt{\left(\frac{\Delta N_{éch}}{N_{éch}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta N_{BF}}{N_{BF}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta t_c}{t_c}\right)^2 + \left(\frac{\Delta I}{I}\right)^2 + \left(\frac{\Delta m}{m}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon}\right)^2} \quad (3-5)$$

Les résultats sont indiqués sur le tableau (3-10).

Tableau (3-10) : Tableau correspond l'activité spécifique de l'échantillon.

	E (keV)	Aire de pic éch : $N_{é.i}$	L'intensité : I (%)	Efficacité : ε %)	L'activité $A_{éch}$ (Bq/kg)	AMD (Bq/kg)
^{241}Am	59.5	6818±1.68	35.90	8.342±0.0014	108.08±1.822	/
^{212}Pb	238.8	7239±1.95	44.60	5.601±0.0030	136.87±2.7	/
^{214}Pb	295.2	1364±3.95	19.70	4.75±0.0013	71.16±2.812	/
	351.92	2321±2.58	38.90	3.79±0.0013	73.53±1.899	/
^{228}Ac	338.2	1169±4.14	11.40	3.9±0.0013	126.24±5.228	/
	911	1316±5.05	27.70	1.78±0.0003	124.34±6.279	
	969.11	717±5.7	16.60	1.55±0.0005	129.61±7.388	
^{208}Tl	582.8	1751±2.8	85.77	2.55±0.0063	38.071±1.092	/
^{214}Bi	609.31	1606±2.94	45.49	2.63±0.0063	66.99±2.014	/
	1120.3	343±7.1	15.70	1.55±0.0003	61.69±4.380	/
^{137}Cs	661.66	3369±1.87	85.21	2.72±0.0005	67.83±1.269	/
^{212}Bi	727.17	365±7.2	7.56	2.22±0.0004	101.31±7.295	/
^{134}Cs	795.8	283±8.9	85.440	1.85±0.0004	8.33±0.741	/
^{40}K	1460.3	2349±9.75	10.66	1.39±0.001	401.36±39.134	6.29

Avec : LD = 84.71 Bq/kg.

- **Calcul de nombre de noyau pour les radionucléides qui existent dans l'échantillon analysé :**

On a la relation de l'activité suivante :

$$A_{éch} = \lambda \cdot N \rightarrow N = A_{éch} / \lambda \quad (3-6)$$

Avec A : l'activité de l'élément radionucléide existant. Les résultats de calcul sont mentionnés dans le tableau suivant :

Tableau (3-11) : Le nombre des noyaux dans l'échantillon.

	E (keV)	T	$A_{éch}$ (Bq/kg)	Nombre de noyaux : N
^{241}Am	59.5	22,3 ans	108.08	$1,09 \cdot 10^{11}$
^{212}Pb	238.8	10,64 ans	136.87	$6,628 \cdot 10^{10}$
^{214}Pb	295,2	29,916 min	71.16	$1,786 \cdot 10^5$
	351.92		73.53	$1,846 \cdot 10^5$
^{228}AC	338,2	6,16 h	126.24	$4,039 \cdot 10^6$
	911		124.34	$3,978 \cdot 10^6$
	969,11		129.61	$4,154 \cdot 10^6$
^{208}Tl	583	3,058 min	38.07	$1,007 \cdot 10^4$
^{214}Bi	609,31	19,8 min	66.992	$1,148 \cdot 10^5$
	1120,3		61.961	$1,062 \cdot 10^5$
^{137}Cs	661,66	30,17 ans	67.837	$9,311 \cdot 10^{10}$
^{212}Bi	727,17	60,54 min	101.319	$5,310 \cdot 10^5$
^{134}Cs	795,8	2,062 ans	8.336	$7,827 \cdot 10^8$
^{40}K	1460,3	$1,277 \cdot 10^8$ ans	401.36	$2,332 \cdot 10^{18}$

Le rendement de fission est défini par le nombre des noyaux d'un isotope donné par rapport au nombre total des noyaux de fission

$$Y_i = \frac{N_i}{\sum N_i} \quad (3-7)$$

A partir de valeur de rendement donnée par l'annexe A, nous avons extrait les éléments des produits fission qui existent dans l'échantillon étudié, et qui sont le ^{137}Cs et ^{134}Cs . Après avoir

calculé le taux de rendement de fission et le rapport du nombre des noyaux, on obtient les courbes ci-dessous, qui représente le rapport en fonction du temps.

- **Calcul le du rapport de nombre des noyaux $R_N : N(^{134}\text{Cs})/N(^{137}\text{Cs})$:**

A partir du spectre des énergies gamma émis par les radionucléides contenus dans l'échantillon, nous avons identifié deux radio-isotopes du césium, à savoir, ^{134}Cs et ^{137}Cs . La détermination des activités de ces isotopes a permis d'évaluer les nombres de noyaux correspondants à chaque radio-isotopes et d'en déduire leur rapport :

$$R_N = \frac{N_{\text{élément}}}{N_{\text{référence}}}$$

En prenant comme référence le radio-isotope le plus abondant dans l'échantillon, dans notre cas c'est le ^{137}Cs , nous obtenons les résultats reportés sur le Tableau 3-12.

Tableau (3-12) : Rapport du nombre des noyaux.

	N_{noyau}	$R = \frac{N_{\text{élément}}}{N_{\text{référence}}}$
^{134}Cs	$7.827 \cdot 10^8$	0.0084
^{137}Cs	$9.311 \cdot 10^{10}$	1.00

7 Calcul du rapport de rendement de fission

Les produits de fission dans l'échantillon sont dus à des réactions de fission qui ont été induites dans l'échantillon il y a de cela un temps t qui nous est inconnu. Toutefois, à partir de la loi de décroissance radioactive il est possible de déterminer ce temps en utilisant les rendements tabulés des produits de fission et les résultats des mesures des activités des produits de fission résiduels dans l'échantillon.

Pour calculer le rapport de rendement de fission *après une durée de décroissance t* , on applique la relation de décroissance suivante :

$$N(t) = N_0 \cdot \exp^{-\lambda t} \tag{3-8}$$

Donc pour les deux radio-isotopes ^{134}Cs et ^{137}Cs , nous avons :

$$\begin{cases} N(t)_{134Cs} = N_{0134Cs} \cdot \exp - \lambda_{134Cs} \cdot t \\ N(t)_{137Cs} = N_{0137Cs} \cdot \exp - \lambda_{137Cs} \cdot t \end{cases}$$

$$\frac{N(t)_{134Cs}}{N(t)_{137Cs}} = \frac{N_{0134Cs}}{N_{0137Cs}} \exp^{-(\lambda_{134Cs} - \lambda_{137Cs}) \cdot t} \quad (3-9)$$

D'un autre côté, les rendements des produits de fission tabulés représentent en réalité les rapports des noyaux et sont donnés par les relations :

$$\begin{cases} Y^{134Cs} = \frac{N^{134Cs}}{N_{tot}} \\ Y^{137Cs} = \frac{N^{137Cs}}{N_{tot}} \end{cases}$$

$$\frac{Y^{134Cs}}{Y^{137Cs}} = \frac{N^{134Cs}}{N^{137Cs}} \quad (3-10)$$

On remplace la relation (3-10) dans la relation (3-9), et on obtient :

$$\frac{N(t)_{134Cs}}{N(t)_{137Cs}} = \frac{Y^{134Cs}}{Y^{137Cs}} \exp^{-(\lambda_{134Cs} - \lambda_{137Cs}) \cdot t} \quad (3-11)$$

Tableau (3-13) : Rapports tabulés Y^{134Cs}/Y^{137Cs} de rendement de fission pour les radionucléides ^{134}Cs et ^{137}Cs .

	Rapport de rendement Thermique	Rapport de rendement rapide
^{232}Th	-	0.926±0.43
^{233}U	1.01±0.33	0.97±0.46
^{235}U	1.25±0.1	1.31±0.35
^{238}U	-	1.13±0.52
^{239}Pu	1.04±0.36	1.18±0.28
^{241}Pu	1.119±0.29	1.21±0.26

- **Tracé des courbes du rapport de rendement en fonction du temps :**

D'après les résultats de calcul du rapport de rendement et du rapport R_N et les courbes d'évolution des rapports de rendement de fission, on obtient les courbes suivantes :

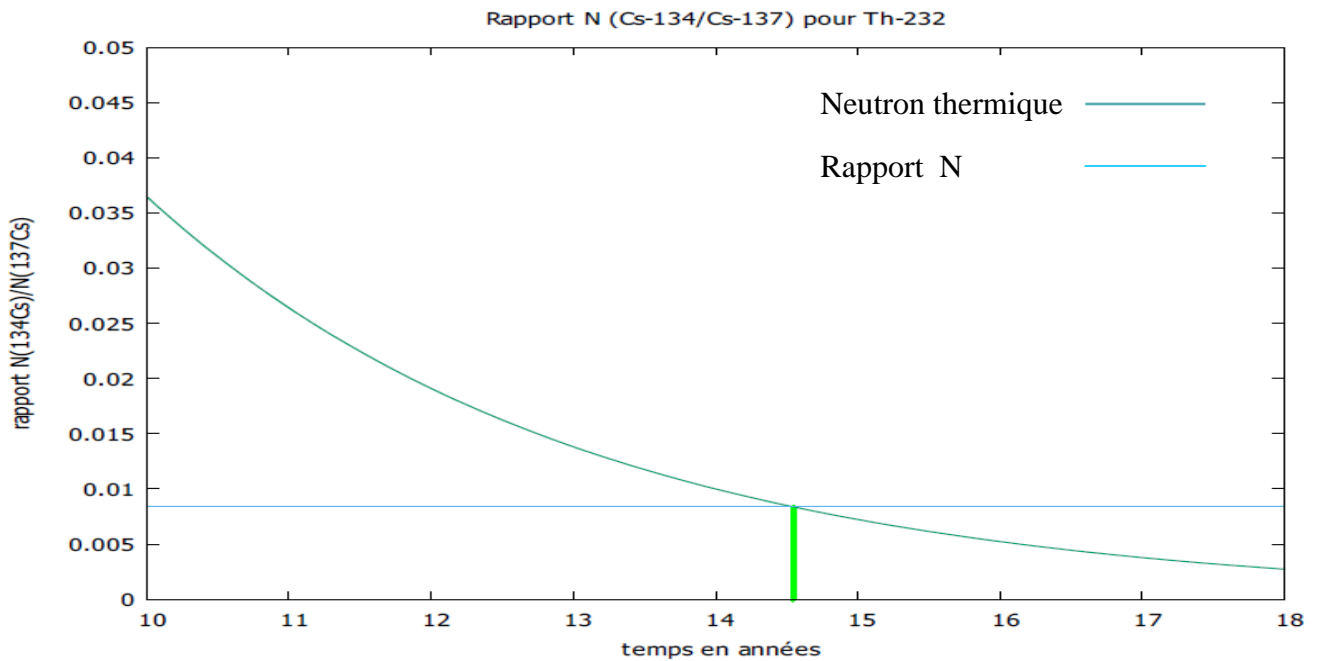


Figure (3-31): la courbe de rapport pour la fission d' ^{232}Th pour les neutrons rapides en fonction de temps.

On peut avoir ce rapport en considérant la fission d' ^{232}Th avec des neutrons rapides, qui a eu lieu il y a 14.5 années.

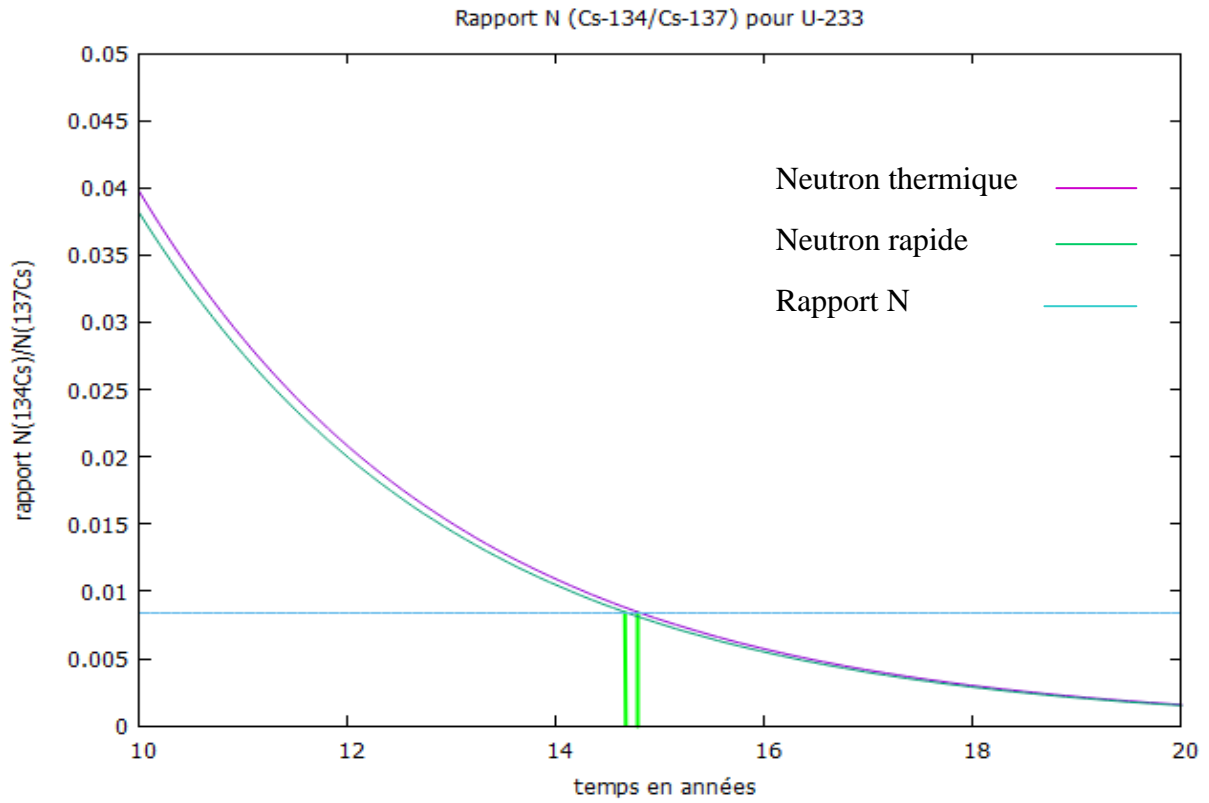


Figure (3-32) : la courbe de rapport de la fission d' ^{233}U en fonction de temps.

Nous pouvons obtenir cette courbe en considérant la fission d' ^{233}U avec des neutrons rapides et thermiques, qui s'est passée il y a 14.8 années.

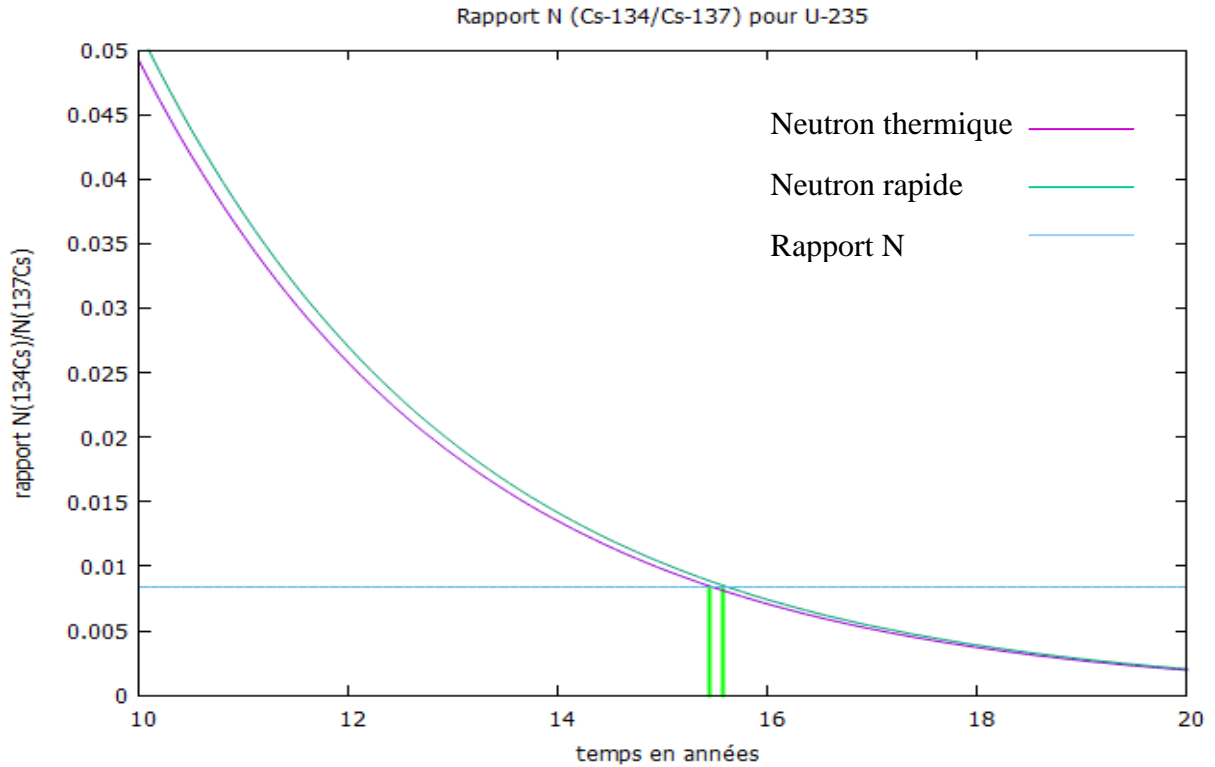


Figure (3-33): la courbe de rapport pour la fission d' ^{235}U en fonction de temps.

Le rapport est dû à la fission d' ^{235}U avec des neutrons rapides et thermiques qui a eu lieu il y a 15 années.

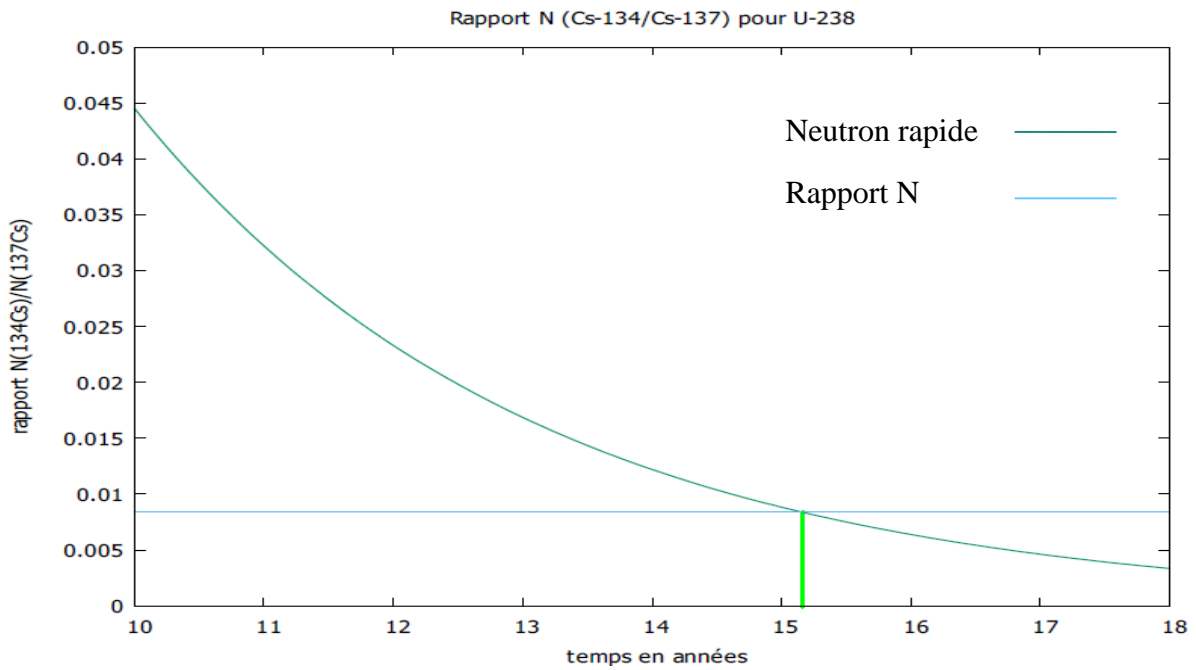


Figure (3-34) : la courbe de rapport pour la fission d' ^{238}U en fonction de temps.

On peut avoir le rapport de rendement à partir de la fission d' ^{238}U avec des neutrons rapides qui a eu lieu avant 15 années.

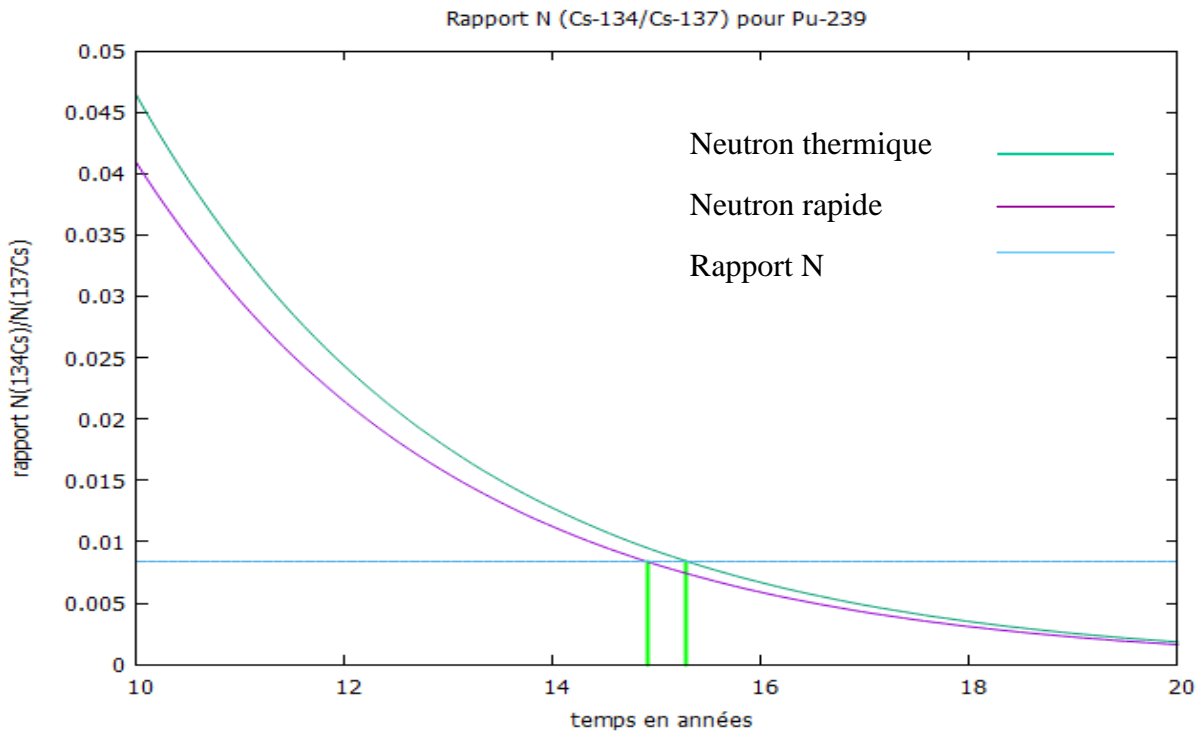


Figure (3-35) : la courbe de rapport pour la fission d' ^{239}Pu en fonction de temps.

A travers la valeur de rapport de rendement de la fission du ^{239}Pu avec les neutrons rapides et thermiques et la courbe que nous avons obtenue, nous trouvés que cette fission a eu lieu il y a 14.8 années.

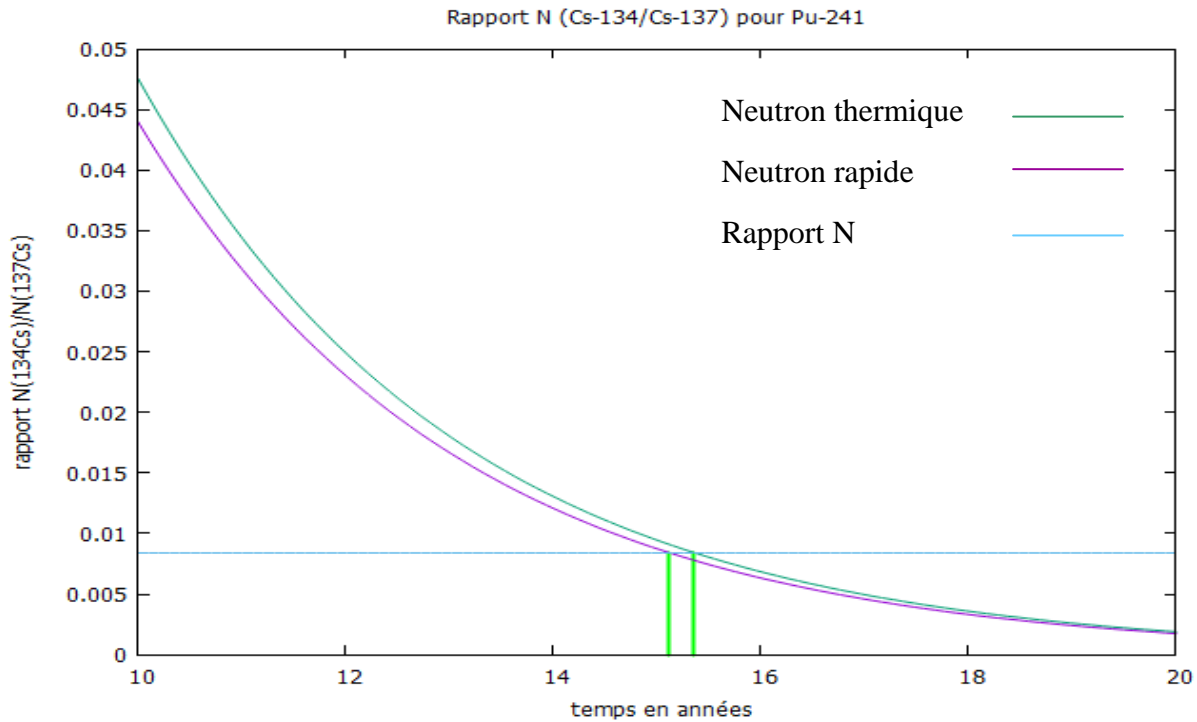


Figure (3-36): la courbe de rapport pour la fission d' ^{241}Pu en fonction de temps.

Le rapport est obtenu à partir de la fission du ^{241}Pu avec les neutrons rapides et thermiques, qui s'est produite depuis 15.3 années.

Traditionnellement, toutes les données de fission du rendement des produits de fission sont divisées en différentes énergies des neutrons incidents : thermiques et rapides, répertoriés sous forme suivant :

Fission de neutron thermique : rendement de fission pour ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu .

Fission de neutron rapide : rendement de fission pour ^{232}Th , ^{233}U , ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu .

8 Discussions des résultats

A partir des courbes de rendement de fission en fonction du temps, nous concluons que les fissions de ^{232}Th et ^{238}U qui ne peuvent avoir lieu qu'avec les neutrons rapides sont peu probables pour être réalisés expérimentalement. En effet, les moyens d'irradiation aux neutrons avec des flux importants ne sont disponibles que dans les réacteurs nucléaires. Or, les expositions aux neutrons rapides dans les réacteurs nucléaires exigent que l'échantillon soit introduit à l'intérieur du cœur du réacteur où les neutrons

rapides sont les plus prépondérants. Toutefois, la masse de l'échantillon qui est de l'ordre de 100 g de matière fissile, va nécessairement perturber le pilotage du réacteur et constitue un risque pour la sûreté de pilotage du réacteur. L'irradiation de ce type d'échantillon n'est généralement pas autorisée dans les réacteurs nucléaires.

En plus des raisons de la sûreté nucléaire d'irradiation aux neutrons rapides dans les réacteurs nucléaires, l'irradiation de l'élément d' ^{239}Pu qui peut fissionner avec des neutrons rapides et thermiques il y a 14.8 années, n'est pas possible à cause de la non-disponibilité de cet élément. Par conséquent, les radionucléides produits (^{134}Cs et ^{137}Cs) ne sont pas le résultat de la fission de l'élément plutonium-239, ainsi que l'uranium-233 pour les mêmes raisons.

Finalement et par des considérations sur la faisabilité de l'irradiation aux neutrons en dehors du cœur d'un réacteur nucléaire, Les éléments ^{235}U et ^{241}Pu , qui ont fissionné il y a 15 années, en présence des neutrons rapides ou thermiques, sont des origines probables de la production des radionucléides ^{134}Cs et ^{137}Cs détectés dans le spectre de l'échantillon du sol avec une tendance vers la fission ^{235}U en raison de la non disponibilité du ^{241}Pu .

Conclusion

Ce travail a porté sur l'identification et la qualification des produits de fission, en mesurant la radioactivité spécifique des différents radionucléides présents dans un échantillon de sol que nous avons analysé par la technique de spectrométrie gamma par le détecteur Ge(HP). C'est une technique très efficace et très puissante pour déterminer leurs activités. Après des différentes étapes d'analyse on a trouvé, le ^{134}Cs et le ^{137}Cs , qui sont des produits de fission grâce à la valeur de rendement de fission de différents éléments (^{232}Th , ^{233}U , ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu). La valeur obtenue à partir du rapport de rendement de fission, nous a permis de déterminer le temps de ces réactions de fission, et à partir de laquelle qu'on a pu déterminer l'origine de ces produits de fission. Il s'agit vraisemblablement de la fission d' ^{235}U .

Annexe A

Le rendement de fission de chaîne

^{232}Th , ^{233}U , ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu

Radionucléide	nombre de masse (A)	Rendement de fission thermique (%)	Rendement de fission rapide (%)
90-Th-232	134	-	5.84±0.31
	.	-	.
	137	-	6.30±0.30
92-U-233	134	6.29±0.25	6.37±0.36
	.	.	.
	137	6.22±0.21	6.51±0.31
92-U-235	134	7.79±0.11	7.77±0.34
	.	.	.
	137	6.221±0.069	5.889±0.096
92-U-238	134	-	6.81±0.61
	.	-	.
	137	-	6.02±0.15
94-Pu-239	134	6.87±0.36	7.52±0.26
	.	.	.
	137	6.594±0.080	6.36±0.12
94-Pu-241	134	7.53±0.52	7.73±0.21
	.	.	.
	137	6.28±0.14	6.37±0.18

[33] : <https://www-nds.iaea.org/sgnucdat/c1.htm>

Références

- [1] https://www.laradioactivite.com/site/pages/Decouverte_neutron.htm
- [2] **M. LoicThulliez** :Thèse de doctorat d'Université Paris-Saclay « Caractérisation des fragments de fission et développement du dispositif expérimental FALSTAFF»
- [3]**F.Martin** /Thèse doctorat de l'université de Grenoble / « Étude des distributions en masse, charge nucléaire et énergie cinétique des produits de fission de l'²³⁵U (n_{th} , f) et du ²⁴¹Pu (n_{th} , f) mesurées auprès du spectromètre de masse Lohengrin (ILL) »
- [4] livre de Professeur **A. BOUCENNA** .Université Ferhat Abbas. sétif / « La physique nucléaire »
- [5] **H.Slamene** : l'étude de thème « Déperdition des neutrons par réactions non essentielles », thèse de magister, université Ferhat Abbas-Sétif
- [6] <https://www.nuclear-power.com/nuclear-power/fission/fission-fragments/>
- [7] https://www.irsn.fr/FR/connaissances/Nucleaire_et_societe/education-radioprotection/bases_radioactivite/Pages/5-fission-reaction-en-chaine-produits-de-fission.aspx?dId=fdfbf94-5a08-4374-99a7-e772c13d6efc&dwId=4ebb03d4-cee6-4f60-b75e-bf421cc5b46c#.Ylamf8jMLIU
- [8] **F.MESSAID**, Technique Supérieur /Mémoire de fin d'étude de spécialisation in radioprotection / « technique d'écharnage et méthode d'analyse d'échantillon de l'environnement par spectrométrie gamma »
- [9] **F. GUPTA**« /Etude du comportement du produit de fission césium dans le dioxyde d'uranium par méthode ab initio »/thèse docteur en sciences de l'universite de paris-xi
- [10] <https://www.britannica.com/science/nuclear-fission/The-stages-of-fission>
- [11] **Fission Yield Graph** - JAEA Nuclear Data Center/<https://www.ndc.jaea.go.jp> > FPYfig
- [12] Livre « **Physique des Réacteurs Nucléaires** » /Peter Baeten/ SCK-CEN, Centre d'Etudes de l'Energie Nucléaire, Boeretang 200, B-2400 Mol
- [13] **A. Laureau** : Thèse de doctorat de l'université gnoble alpes « Développement de modèles neutronique pour le couplage thermo hydraulique du MSFR et le calcul de paramètres cinétique effectifs »
- [14] Liver **David Bodansky** [NUCLEAR ENERGY Principles, PRQCTICES, QND PROSPECT SECOND EDITION]
- [15] : **F. Panza**, Développement de la spectrométrie gamma in site pour la Cartographie de site, thèse de doctorat, Université de Strasbourg, (2012).
- [16] : **A. TEDJANI**, Détermination de la concentration en uranium et l'émanation du radon partir de certaine matériaux de construction, Thèse de magister, Université Mentouri Constantine(2011)

[17] : **I.mazerage**, mémoire de magister

[18]**V.FROGER**, Couches minces de chalcogénures de zinc déposées par spray-CVD assisté par rayonnement infrarouge pour des applications photovoltaïques, thèse de doctorat Paris Tech, l'Ecole National Supérieur d'Arts et Métiers.2012ENAM0040.PDF

[19] **F. Courtine**, Etalonnage d'une spectrométrie gamma. En vue de la mesure de la radioactivité naturelle, Mesure Expérimental et Modélisation par technique de Monte-Carlo, université Blaise Pascal (2007).

[20] **M.Minna**, Etude de la purification d'un matériau par fusion- solidification " zone melting ", thèse en mécanique, Ecole polytechnique, 2005

[21] **M.TH**, P.T raport.pdf, spectrométrie gamma « Étalonnage d'une spectrométrie gamma, Université Nice Sophia Antipoli.

[22] : Cour **N.ounoughi**, 3ème années licence, physique de rayonnement, université de Jijel.

[23] **K.Hadda**, Etude de concentration de U238 dans concentrations de l'uranium-238 dans les eaux thermales a l'est algérien, universite Ferhat Abbas-Sétif, 2017

[24] **B. Pirard**, Etude et validation d'un spectromètre gamma pour la mesure de la Composition chimique des surfaces planétaires, Thèse de doctorat, Université Toulouse III- Paul Sabatier (2006).

[25] **Gasser. Estelle**, Spectrométrie gamma au laboratoire et in situ : développements et application environnementales, thèse de doctorat 2014, Université de Strasbourg.

[26] **A.Lyoussi**, Mesure nucléaire non destructive dans le cycle du combustible, Technique de l'ingénieur, BN 3 405, (2005).

[27] Laboratoire Henri Becquerel, Spectrométrie gamma.

[28] **W.Boukhanfouf**.

[29] **Azlitarek.**, Simulation de la détection des rayonnements gamma par un détecteur en Germanium/ thèse de doctorat, Université de Sétif 1.

[30] Liver [**Radiation Detection and Measurement**].

[31] **C.Guembou**. Etude des échantillons environnementaux par spectrométrie gamma :Cas des sols des Cambus1 et 2del'université de Douala.

Résumé

La fission nucléaire est un processus long durant lequel des noyaux lourds se scindent en deux noyaux plus légers. Cette scission s'accompagne de la libération d'une grande quantité d'énergie avec émission de deux ou trois neutrons. Afin de déterminer quantitativement et qualitativement les produits de fission, nous avons utilisé une technique de mesure nucléaire par spectrométrie gamma. C'est une technique non destructive qui est bien adaptée pour l'identification et la quantification de différents radioéléments dans un échantillon donné. Après les étapes de mesure et d'analyse, nous avons pu déterminer les produits de fission dans un échantillon de laboratoire et évaluer leurs activités spécifiques. Sur la base du taux de rendement de fission, nous avons pu identifier les radionucléides Cs-134 et Cs-137 et de les relier à la fission du noyau ^{235}U induite par des neutrons thermiques. L'âge du déroulement de ce processus a été estimé à une date d'il y a 15 années.

Abstract

Nuclear fission is a long process during which heavy nuclei split into two lighter nuclei. This split is accompanied by the release of a large amount of energy with the emission of two or three neutrons. In order to quantitatively and qualitatively determine the fission products, we used a nuclear measurement technique by gamma spectrometry. It is a non-destructive technique that is well suited for the identification and quantification of different radioelements in a given sample. After the measurement and analysis steps, we were able to determine the fission products in a laboratory sample and assess their specific activities. Based on the fission yield rate, we were able to identify the radionuclides Cs-134 and Cs-137 and relate them to the fission of the ^{235}U nucleus induced by thermal neutrons. The age of the unfolding of this process was estimated at a date of 15 years ago.

المخلص

9 الانشطار النووي هو عملية طويلة تنقسم خلالها النوى الثقيلة إلى نواتين أخف وزنا . يصاحب هذا الانقسام إطلاق كمية كبيرة من الطاقة مع انبعاث نيوترونين أو ثلاث نيوترونات. من أجل تحديد نواتج الانشطار كميًا و نوعيًا , استخدمنا تقنية قياس نووي بواسطة مقياس طيف جاما. إنها تقنية غير مدمرة مناسبة تمامًا لتحديد و تقدير العناصر المشعة المختلفة في عينة ما . بعد خطوات القياس و التحليل , تمكنا من تحديد نواتج الانشطار في هذه العينة المدروسة و تقييم أنشطتها المحددة . بناءً على معدل إنتاجية الانشطار , تمكنا من تحديد نويدتين مشعيتين وهما السيزيوم 137 و السيزيوم 134 وتم ربطها بانشطار نواة اليورانيوم 235 الناجم عن النيوترونات الحرارية و بالاعتماد على نسبة مردود هذا الانشطار بدلالة الزمن تمكنا من تقدير عمر هذا الانشطار و الذي قدر بخمسة عشرة سنة.