

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEURE ET DE LA
RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE
« HOUARI BOUMEDIENE »
FACULTE DE PHYSIQUE



MEMOIRE

Présenté pour l'obtention du diplôme de MAGISTER

en : Physique

Spécialité : Sciences Nucléaires

Par : RADJAI Missoum

Sujet

Etude par le code Monte Carlo MCNP5 de l'auto-absorption des rayons gamma et de l'efficacité de détection pour la quantification des radio-traceurs dans des échantillons volumineux

Soutenu publiquement le 17/06 /2012 devant le jury composé de :

Z. MELIANI	Professeur à/ U.S.T.H.B	Présidente
M. BELGAID	Professeur à/ U.S.T.H.B	Directeur de mémoire
N. MOUSSAOUI	Maitre de conférences A/à/U.S.T.H.B	Examineur
A. Ait KAKI	Maitre de conférences A/à/U. O. Bouagui	Examineur
M.BELAMRI	Maitre de recherche B /à/C.R.N.A	Invité

Table des matières

Introduction

Chapitre I Interaction Rayonnement gamma avec la Matière

Introduction.....	8
I -1- Les processus d'interaction des photons avec la matière.....	8
I-1-1 - Effet photoélectrique.....	8
I-1-2 - Effet Compton :	10
I-1-3- Création de paires :	12
I-2-Interactions des électrons avec la matière.....	15

Chapitre II Spectrométrie Gamma et dispositif d'acquisition et d'Analyse

II-1- La spectrométrie gamma	- 19 -
II-2- Généralités sur les détecteurs.....	- 19 -
II-2-1- Les semi-conducteurs	- 20 -
II-2-1-1-Les détecteurs germanium.....	- 22 -
II-2-2-Principales caractéristiques d'un détecteur	- 23 -
II-2-2-1- L'efficacité de détection.....	- 23 -
a-Efficacité absolue :	- 24 -
b-Efficacité Intrinsèque:	- 24 -
II-2-2-2- la résolution énergétique (largeur de la raie à mi-hauteur)	- 25 -
II-2-2-3-- le rapport Pic/Compton.....	- 26 -
II-3- Matériel d'acquisition.....	- 28 -
II-3-1- Le détecteur.....	- 29 -
II-3-2- La Source d'Eu-152, géométrie Marinelli	- 30 -
II-3-3- Electronique associée.....	- 31 -
II-3-3-1- Le préamplificateur et l'amplificateur	- 32 -
II-3-3-2- Le logiciel de traitement et d'analyse du signal (Génie 2000).....	- 32 -

CHAPITRE III Simulation Par La Méthode De Monte Carlo

Introduction.....	35
III-1- Historique	35
III-2- Principe.....	36
III-3- Transport de particules	37
III-4- Les différents codes de calcul Monte Carlo	37
III-5- Le traitement de la physique par MCNP5	38
III-6- Utilisation de MCNP 5	40
III-6-1- Définition des surfaces	40
III-6-2- Définition des cellules.....	41
III-6-3- Définition des sources.....	42
III-6-4- Définition des observables ou des quantités à calculées (tallies)	43
III-6-5- Définition des matériaux	44

Chapitre IV PARTIE EXPERIMENTALE ET SIMULATION

IV-I- Méthode

IV-I-1- Simulation de l'efficacité du détecteur avec une source Marinelli.....	48
IV-I-1-1- Caractéristiques des fichiers d'entrée (Fichier INPUT)	48
A- La géométrie modélisée.....	48
B- définition des cellules.....	49
C- Définition des surfaces.....	51
D- Définition de la source	53
E- Définition des observables « tallies ».....	54
F- Résultat de la simulation.....	56

IV-I-2-validation expérimentale de l'efficacité du détecteur avec une source Marinelli	57
IV-I-2-1-Résultats expérimentaux de l'efficacité.....	59
IV-I-2-2-Correction due à l'effet de coïncidence sur un spectre de photons.....	59
IV-I-2-3-Comparaison des données simulées et expérimentales.....	63
IV-I-3-Facteur de normalisation.....	64
IV-I-4-Evaluation du coefficient d'auto-absorption relatif.....	65
IV-I-5-Simulation de l'efficacité du détecteur géométrie Marinelli sol.....	66
IV-2- Procédure expérimentale	
IV-2-1-Principe de l'évaluation de l'activité d'un radioélément dans un échantillon.....	69
IV-2-2- Préparation des échantillons.....	69
IV-2-3-Mesure et traitement des spectres gamma.....	70
IV-2-4-Mesure de l'activité spécifique des radio-traceur.....	72
IV-2-5-Résultats et discussions	73
IV-2-5-1-Radioactivité dans la nature.....	73
IV-2-5-2-Généralités sur le Césium 137.....	74
IV-2-5-3-Calcul de l'incertitude.....	76
IV-2-5-4-Comparaison avec la littérature	77
Conclusion.....	79

Remerciements

De Tout d'abord, je remercie Dieu le tout puissant de m'avoir donné santé, patience et courage pour mener à terme ce modeste travail.

Ce travail a été réalisé au département de l'irradiateur de la division des techniques nucléaires (Centre de Recherche nucléaire d'Alger) sous la responsabilité de Mr Azbouche Ahmed Chargé de Recherche je tiens à remercier

De nombreuses personnes ont contribué de près ou de loin à l'aboutissement de ce travail et bien sûr, je ne voudrais oublier personne, et c'est bien le moment venu de les remercier tous. Alors, que ceux que j'ai omis de citer veulent bien me pardonner d'avance.

*J'exprime ma profonde gratitude à tous ceux qui m'ont fait l'honneur d'accepter de rapporter ce mémoire je commence par Mlle **Z.MELIANI** mon professeur à l'USTHB, qui m'a fait l'immense privilège de tenir le rôle de présidente*

*Je tiens à exprimer ma profonde reconnaissance à Monsieur **M.Belgaid**, professeur à l'USTHB, pour avoir encadré et dirigé ce travail de recherche durant 2 ans. Je lui exprime ma profonde gratitude pour la confiance qu'il m'a accordée, pour ses compétences professionnelles, pour ses critiques constructives, pour le temps qu'il a pris pour me guider de façon toujours judicieuse. Qu'il soit assuré de mon profond respect.*

*J'exprime mes remerciements les plus respectueux à Monsieur **A. AZZBOUCHE** chargé de recherche au Centre de Recherche Nucléaire d'Alger pour le suivie et la réalisation de ce travail ainsi que ses précieux conseils et ses compétences scientifiques dont j'ai bénéficiés tout au long de la préparation de ce mémoire.*

*Un grand merci à Monsieur **N.MOUSSAOUI** Maître de Conférences à l'USTHB, Monsieur. **A.Ait KAKI** Maître de Conférences à l'université d'Oum el Bouagui et Monsieur **M. BELAMRI** Maître de recherche au CRNA qui ont consacré une partie de leur temps à la lecture et l'examen de ce travail.*

Je tiens également à remercier :le Directeur Générale du Centre de Recherche Nucléaire d'Alger, ainsi que tout les chercheurs et le personnel du CRNA.

*J'exprime ma gratitude envers tous les membres du laboratoire pour leur soutien morale. Je souhaite bon courage à mes camarades qui n'ont pas fini leurs mémoires. Une mention spéciale à mes chers amis **T. Bitam** , **F. Redjem**, **L. Boudissa**, **D.Boukchiche**, **A. Raked** , **K.Boukeffoussa** sans oublier **K. Kadi** pour leur aide précieuse.*

Et pour finir, un grand merci à mes parents, à mes sœurs, à mes frères, à ma femme sans oublier mes enfants Mohamed et Younes.

Merci à tous.

Introduction

Introduction

Les applications des techniques nucléaires sont actuellement dans divers secteurs (industriel, médical, géosciences, environnement etc...) et leurs utilisations concourent à la réalisation d'objectifs en matière de diagnostic, de contrôle des procédés et d'analyses multi-élémentaires. La spectrométrie gamma est l'une des techniques les plus utilisées.

Parmi les diverses techniques d'analyse, la spectrométrie gamma est considérée comme un moyen sensible et efficace pour la quantification des radio-traceurs dans l'environnement. Elle est basée sur la détection des rayons gamma émis par les radionucléides dans différents échantillons. La connaissance de l'efficacité de détection et la bonne estimation de l'auto-absorption des gammas dans la matrice (sol) rendent la technique plus fiable et plus précise.

Dans ce travail nous nous intéressons à l'étude paramétrique de cette technique et de l'efficacité de détection par la méthode Monte Carlo en utilisant le Code de simulation MCNP5, afin de déterminer l'activité spécifique des radio-traceurs de faibles activités dans une matrice lourde (sol). Ces radio-traceurs de très faibles activités nécessitent l'utilisation d'échantillons volumineux placés à proximité du détecteur de telle sorte que l'angle solide vu par le détecteur dépasse le demi-espace 2π . Pour cela un porte échantillon Marinelli a été choisi.

La première étape de ce travail consiste à la simulation de l'efficacité du détecteur pour une géométrie Marinelli d'une source d' ^{152}Eu dans une matrice de résine, en tenant compte de l'effet de coïncidence. La correction de l'auto-absorption gamma sera prise en considération afin de permettre une détermination du profil de concentration de radio-traceurs.

Le premier chapitre du manuscrit est consacré à l'étude de l'interaction gamma avec la matière.

Le second chapitre est dédié au dispositif expérimental et au logiciel d'acquisition des spectres gamma.

Le troisième chapitre est consacré à une description générale des méthodes de simulation Monte Carlo. L'accent sera mis sur le code mis en œuvre dans ce travail à savoir le code MCNP (Monte Carlo N-Particles) développé par le Laboratoire National de Los Alamos.

Le quatrième chapitre est consacré à une étude paramétrique de l'efficacité et à l'évaluation de l'auto-absorption gamma dans les échantillons, pour une géométrie complexe Marinelli utilisée auprès d'une chaîne de détection gamma. Les mesures expérimentales seront confrontées aux calculs de modélisation par Monte Carlo des géométries de détection. Comme illustration, les facteurs d'auto-absorption évalués ont été appliqués pour corriger les analyses quantitatives de la spectrométrie gamma des échantillons de sol.

Chapitre I

Interaction Rayonnement gamma avec la Matière

Introduction

Le terme « photon » s'applique aux rayonnements électromagnétiques émis dans différents processus d'interaction en particulier dans les transitions nucléaires « rayons γ », ou dans les transitions atomiques « rayons X, UV, lumière, etc. ». Lors de la traversée d'un milieu matériel quelconque, un photon a une certaine probabilité d'interagir avec ce milieu. Cette interaction peut être classée selon:

- la nature de l'interaction : photon/électron ou photon/noyau,
- le type de l'événement produit : l'absorption, la diffusion ou la production de paires.

I-1- Les processus d'interaction des photons avec la matière

Le type d'interaction dépend du milieu traversé et de l'énergie du photon incident. Il peut se produire trois processus d'interaction dont l'occurrence est régie par des lois statistiques, elles mêmes régies par les paramètres de l'interaction à savoir la section efficace.

I-1-1 - Effet photoélectrique

Au cours de ce processus, le photon interagit avec un électron du cortège électronique ; il lui cède totalement son énergie $E_\gamma = h\nu$ et disparaît. L'électron cible quitte donc sa couche avec une énergie E_e égale à l'énergie du photon, diminuée de son énergie de liaison E_L . Après cet événement, l'atome subit un réarrangement au cours duquel, soit un photon de fluorescence est émis, soit un électron Auger est éjecté. Cet effet ne se produit que si $E_\gamma \geq E_L$ (effet à seuil).

$$E_e = E_\gamma - E_L \quad (\text{I-1})$$

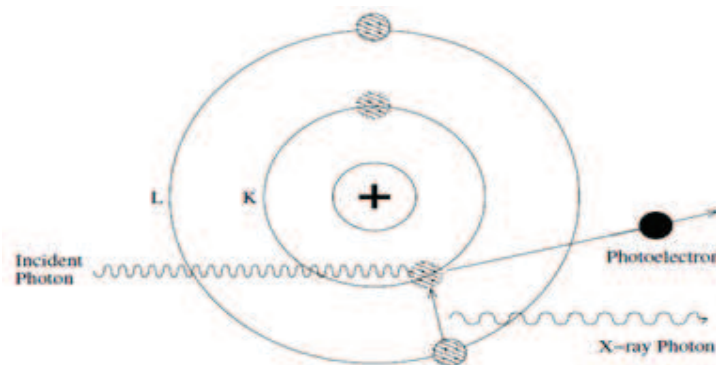


Figure (I-1) : l'effet photoélectrique d'un photon sur un électron. [1]

Ce processus est prédominant pour des photons de basse énergie par rapport aux autres effets, en particulier pour les éléments à Z élevé.

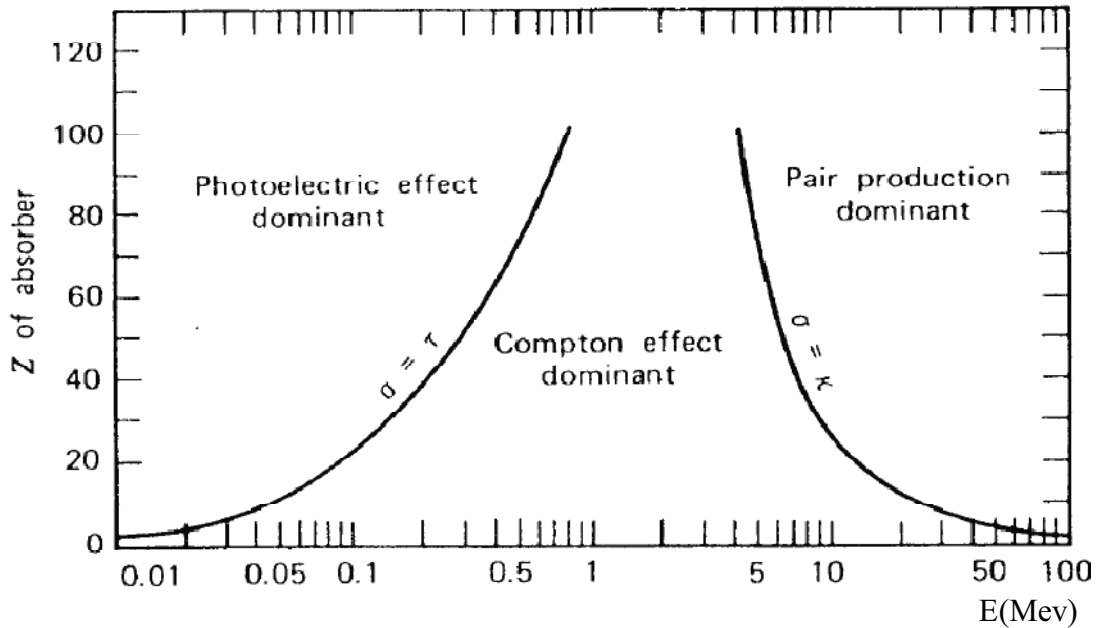


Figure (I -2): Prédominance du type d'interaction en fonction de l'énergie et du numéro atomique du Matériau. [2]

La probabilité d'interaction photoélectrique d'un photon avec un atome est donnée par la relation suivante [3]:

$$\sigma_{pe} = \frac{8\pi r_0^2}{3} \frac{Z^2}{(137)^4} 4\sqrt{2} \alpha^{-7/2} \quad \text{avec} \quad \alpha = E_\gamma/E_0 \quad (I-2)$$

où E_γ : énergie du photon incident

E_0 : énergie d'électron au repos,

r_0 : rayon classique d'électron (2,818 fm),

Z: numéro atomique de la cible

D'une façon générale, et pour une couche électronique n, la section efficace σ_{pe} est

proportionnelle à $\frac{Z^n}{E_\gamma^{3.5}}$.

La figure (I-3) représente les sections efficaces de l'effet photoélectrique pour le carbone, le fer et l'uranium.

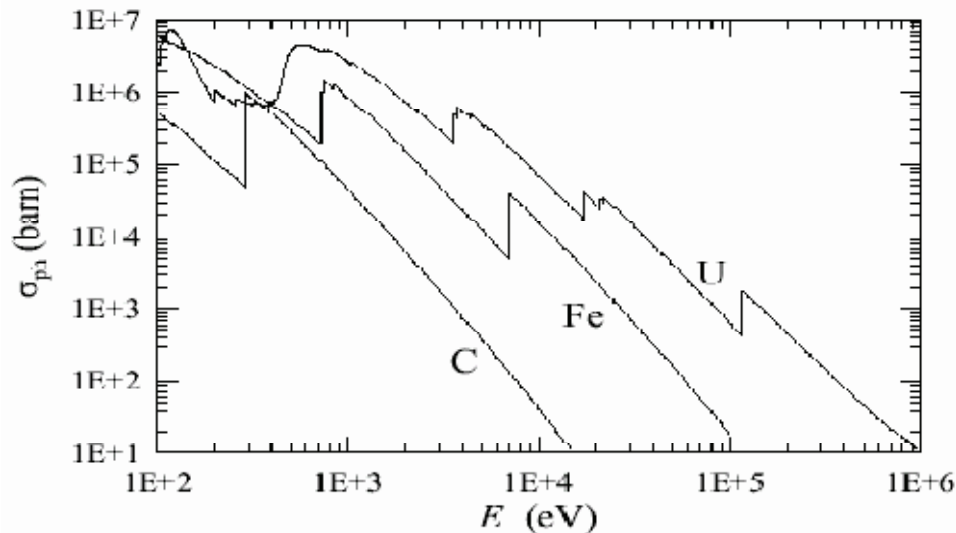


Figure (I-3): Section efficace atomique de l'effet photoélectrique
Pour trois matériaux (C, Fe et U). [3]

I-1-2 - Effet Compton :

Lors d'une interaction Compton, le photon incident d'énergie E_γ subit une diffusion sur un électron faiblement lié et perd une partie de son énergie qui est transférée à l'électron, que l'on considère donc libre et initialement au repos. Il s'agit donc d'une diffusion élastique où le photon est émis à un angle θ par rapport à la direction incidente et l'électron reculant selon l'angle φ . La conservation de l'énergie donne alors :

$$E = E' + T_e \quad (I-3)$$

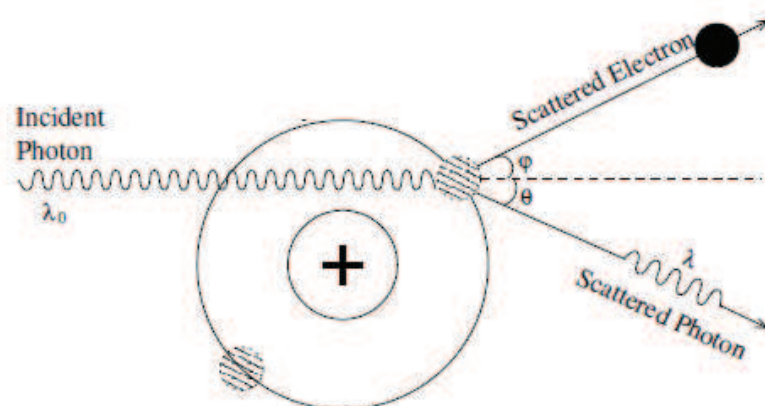


Figure (I-4): diffusion Compton d'un photon d'énergie $E = hv$ sur
Un électron du cortège électronique faiblement lié [1].

Dans ce processus, la part de l'énergie initiale transmise à l'électron est absorbée au voisinage du point d'interaction. L'énergie diffusée E' pourra donner lieu à d'autres diffusions Compton. La part de l'énergie diffusée dépend de l'énergie du photon et du numéro atomique du milieu traversé. L'énergie du photon diffusé est donnée par:

$$E' = \frac{E}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)} \quad (I-4)$$

Avec

$\alpha = \frac{E}{E_0}$ où $E_0 = 0,511$ MeV est l'énergie au repos de l'électron.

- l'énergie maximale transférée à l'électron est égale à :

$$T_{emax} = \frac{2\alpha}{1+2\alpha} E \quad (I-5)$$

- le photon incident est rétrodiffusé avec une énergie minimale égale à :

$$E' = E - T_{emax} = \frac{E}{1+2\alpha} \quad (I-6)$$

Les angles de diffusion de l'électron et du photon (figure I- 4) sont reliés par la relation suivante

$$\text{Cotg}\varphi = (1 + \alpha) \text{tg}\frac{\theta}{2} \quad (I-7)$$

Klein et Nishina (1928) [3] établirent une formule de la section efficace de la diffusion Compton valable sur une large gamme d'énergie. Cette formule permet de déterminer la section efficace différentielle par angle solide en fonction de l'énergie E_γ du photon incident et de l'angle de diffusion θ .

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2} r_0^2 \frac{1}{[1 + \alpha(1 - \cos\theta)]^2} \left[1 + \cos\theta^2 + \frac{\alpha^2(1 - \cos\theta)^2}{1 + \alpha(1 + \cos\theta)} \right] \quad (I-8)$$

L'énergie de l'électron de recul est absorbée dans la matière tandis que le photon diffusé a une probabilité importante de s'échapper. Ainsi, dans la gamme d'énergie où l'effet Compton est prédominant, la distribution d'énergie (I-4) constitue une composante importante du spectre d'énergie déposée dans le milieu absorbant.

La probabilité pour qu'un photon γ interagisse avec un atome est proportionnelle au nombre de charge Z du milieu. Pour un matériau donné, la probabilité pour qu'un photon interagisse est proportionnelle à la densité d'électrons. Or le nombre de masse atomique A est approximativement proportionnel au nombre atomique Z . L'effet Compton, pour une énergie donnée, est donc approximativement proportionnel à la densité du matériau [3].

$$\sigma_c = 2\pi r_0^2 Z^2 \frac{\alpha^2 + 2\alpha}{2\alpha^3} \ln(1 + 2\alpha) + \frac{\alpha^3 + 9\alpha^2 + 8\alpha + 3}{\alpha^2(1 + 2\alpha)} \quad (\text{I-9})$$

D'autres processus d'interaction d'un photon, moins importants, peuvent se produire, en l'occurrence la diffusion Rayleigh avec un électron lié (Lorsque le photon d'énergie $E_\gamma = h\nu$ rencontre un atome dans un milieu donné, il va interagir avec lui sans aucun transfert d'énergie, mais seulement avec un changement dans la direction du photon incident avec un angle).

I-1-3- Création des paires :

Quand l'énergie du photon incident est le double de l'énergie de l'électron au repos, la création de paire devient possible [1], l'électron et le positron crée ainsi partagent équitablement l'énergie du photon incident, et la perdent dans le cristal du détecteur après ralentissement. A la fin de son parcours, le positron interagit avec un électron et s'annihile, ce qui engendre l'émission de deux photons de 511 keV. Ce phénomène aurait lieu 1ns après la création du paire. Si on prend en considération le temps typique de collection des charges par le détecteur qui est de 100 à 700ns, l'effet d'annihilation et l'effet de création de paires [3] peuvent se produire instantanément dans le détecteur.

Si les deux photons d'annihilation ne sont pas absorbés par le détecteur, l'énergie déposée dans le détecteur est :

$$E_e = E_\gamma - 1.022 \text{ (Mev)} \quad (\text{I-10})$$

On parle du pic de «double échappement».

Si l'un des deux gamma de 511keV est absorbé et l'autre s'échappe du détecteur, l'énergie déposée dans le détecteur est $E_\gamma - 0.511$ et on obtient ainsi un pic appelé « simple échappement »

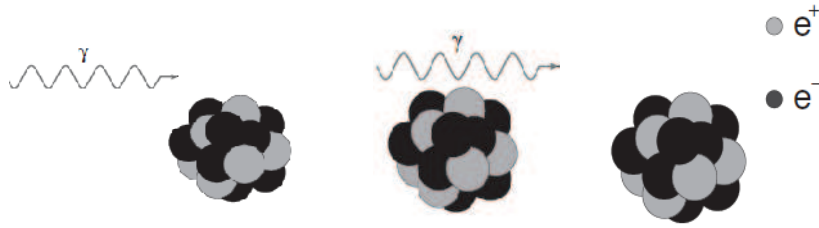


Figure (I-5) : Création des paires [4].

La section efficace pour la création de paire est [3] :

$$\sigma_{\text{pair}} = \alpha r_0^2 Z^2 \left[\frac{28}{9} \log \left(\frac{2E_\gamma}{E_0} \right) - \frac{218}{27} \right] \quad \text{si} \quad 2E_0 < E_\gamma < \frac{E_0}{\alpha} Z^{-1/3} \quad (\text{I-11})$$

$$\sigma_{\text{pair}} = \alpha r_0^2 Z^2 \left[\frac{28}{9} \log(183Z^{-1/3}) - \frac{2}{27} \right] \quad \text{si} \quad E_\gamma > \frac{E_0}{\alpha} Z^{-1/3} \quad (\text{I-12})$$

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

$$\sigma_{\text{totale}} = \sigma_{\text{pe}} + \sigma_{\text{c}} + \sigma_{\text{pair}} + \sigma_{\text{RRayleigh}} \quad (\text{I-13})$$

L'absorption des photons dans la matière dépend de la nature du milieu et de l'énergie des photons incidents. Si on désigne par I_0 l'intensité initiale d'un faisceau de photons mono énergétiques en incidence normale, la diminution de l'intensité dans une épaisseur comprise entre x et $x+dx$ d'un absorbant dépend directement de son coefficient d'atténuation μ :

$$dI = -\mu I dx \quad (\text{I-14})$$

Après intégration, on déduit la loi d'atténuation suivante :

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x} = I_0 e^{-n_c \sigma_{\text{tot}} x} \quad (\text{I-15})$$

n_c : étant le nombre d'atomes par cm^3

Avec : $n_c = \frac{\rho N_A}{M}$ où ρ et M sont la masse volumique et la masse molaire du matériau considéré et N_A le Nombre d'Avogadro

σ_{tot} : La section efficace totale d'interaction

μ : le coefficient d'atténuation linéaire qui est proportionnel à la section efficace

On définit le libre parcours moyen λ des photons dans un milieu par :

$$\lambda = \frac{\int_0^{\infty} x e^{-\mu x} dx}{\int_0^{\infty} e^{-\mu x} dx} = \frac{1}{\mu} \quad (I-16)$$

L'atténuation que subit un faisceau de photons en traversant la matière résulte des quatre types d'interaction que peuvent subir les photons, chaque type d'interaction étant caractérisé par un coefficient d'atténuation qui lui est propre. Ainsi le coefficient d'atténuation μ est la somme de quatre coefficients d'atténuation correspondants aux quatre mécanismes d'interaction des photons avec la matière :

$$\mu(cm^{-1}) = \tau_{photo\acute{e}lectrique} + \sigma_{Compton} + \kappa_{paire} + \sigma_{RRayleigh} \quad (I-17)$$

Notons qu'il est également pratique de définir un coefficient d'atténuation massique μ/ρ exprimé en cm^2/g . les figures (I-6), (I-7) illustrent le détail des principales contributions dans le Coefficients d'atténuation massique des photons γ dans les cas du l'eau et le plomb:

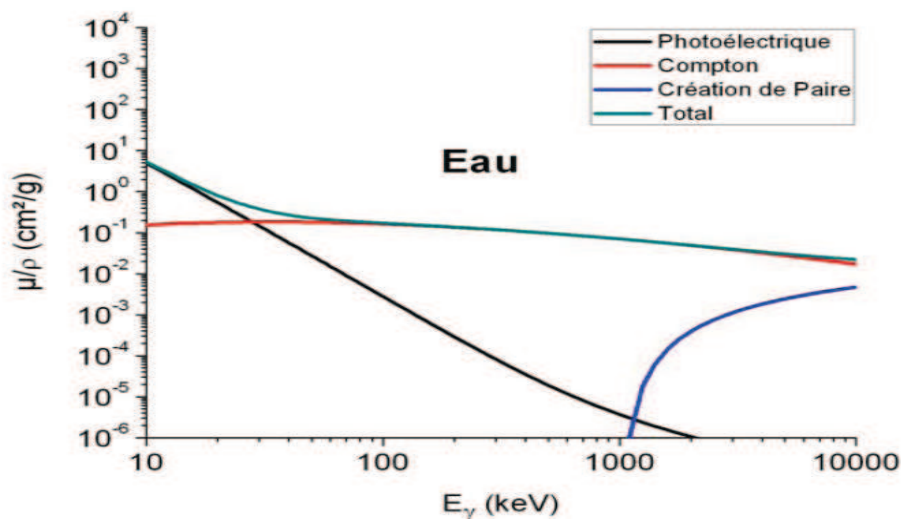


Figure (I- 6) : Coefficients d'atténuation massique en fonction de l'énergie des Photons dans l'eau [5].

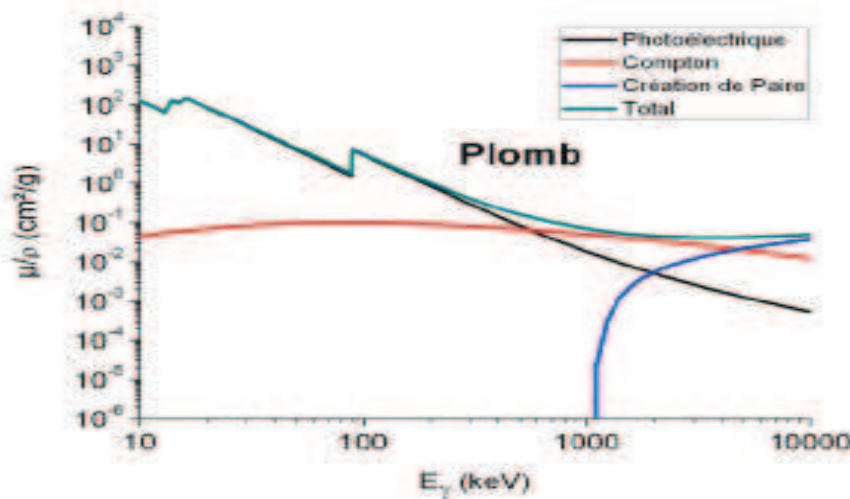


Figure (I- 7) : Coefficients d'atténuation massique en fonction de l'énergie des Photons dans le plomb [5].

I-2-Interactions des électrons avec la matière

Une particule chargée (électron, proton ou ion) traversant la matière perd son énergie suivant divers processus dont l'importance varie avec les caractéristiques de la particule incidente (charge, masse, énergie) et de la nature du matériau traversé durant leur parcours, les électrons perdent progressivement leur énergie cinétique par interactions coulombiennes avec les électrons du cortège électronique ou le noyau de l'atome.

Les interactions qui ont lieu entre l'électron incident et les électrons du milieu environnant, appelées « collisions », peuvent être de trois types :

- **La collision élastique** : Il s'agit d'une collision au cours de laquelle la perte d'énergie de l'électron incident est quasiment nulle dans le centre de masse.

On observe un simple changement de direction de la particule incidente.

- **La collision inélastique** : C'est une collision qui s'accompagne d'une perte d'énergie de l'électron incident, sous forme d'excitation ou d'ionisation (création d'un électron supplémentaire). Dans ce dernier cas, les deux électrons (e- éjecté et e-diffusé) étant indiscernables, on considère que l'électron diffusé est celui qui possède l'énergie cinétique la plus élevée après la collision.

- **L'annihilation électron-positon** : Cet effet résulte de l'interaction entre un électron et un positon. Il donne lieu à leur dématérialisation par l'émission de deux photons γ de même énergie (511 keV) et de direction diamétralement opposée.

Lors de son passage au voisinage du noyau, l'électron animé d'une certaine énergie cinétique, va subir une accélération centripète sous l'action du champ électrostatique créé au sein de l'atome. Cet effet se traduit par l'incurvation de la trajectoire de l'électron provoquée par la diminution de sa vitesse. Cette décélération s'accompagne d'une perte d'énergie par émission d'un rayonnement électromagnétique (appelé également rayonnement de freinage ou Bremsstrahlung) dont la valeur varie selon un spectre continu. Ce phénomène devient important à des énergies d'autant plus élevées et que le numéro atomique Z du milieu est faible, à l'exemple de l'eau, où il ne prédomine qu'à partir de 90 MeV.

L'éjection d'un électron interne ou son transfert sur une couche plus externe, respectivement suite à une ionisation ou une excitation, laisse l'atome dans un état instable. Pour revenir à un état plus stable, l'atome va se réorganiser. Les électrons se déplacent spontanément vers les couches les plus internes, et l'excédent d'énergie est restitué sous forme de photons de fluorescence ou réabsorbé par un électron périphérique qui est éjecté : c'est l'électron Auger. Cette réorganisation atomique est caractéristique du numéro atomique du milieu environnant. Par ailleurs qu'il s'agisse de photons de fluorescence ou de rayonnements de freinage, ces émissions auront un comportement identique à celui de photons émis directement d'une source (photons incidents). [6]

Chapitre II

Spectrométrie Gamma et Dispositif d'acquisition et d'Analyse

II-1- La spectrométrie gamma

La spectrométrie gamma est une technique de mesure sensible, elle permet une étude qualitative et quantitative basée sur la conversion de l'énergie que dépose le rayonnement gamma dans un matériau du détecteur en un signal électrique.

Le traitement de ces signaux permet d'obtenir un histogramme appelé spectre. Les rayonnements gamma sont émis par les radionucléides par désexcitation du noyau atomique. Ils possèdent une énergie précise (raie), caractéristique du noyau émetteur et constituent donc un moyen d'identification des radioéléments.

L'aire d'une raie gamma est liée à la quantité du radioélément émetteur, dans la mesure où sont connus les temps actifs d'acquisition, la période radioactive des isotopes mesurés et l'intensité d'émission de la raie observée. L'analyse des spectres mesurés permet donc une identification et une quantification des radioéléments.

L'analyse quantitative est basée sur la mesure du taux d'émission du rayonnement gamma qui est proportionnelle à l'activité spécifique du radioélément dans l'échantillon [7].

II-2- Généralités sur les détecteurs

Lorsqu'un rayonnement d'énergie E traverse un milieu (détecteur), il perd une partie ou toute son énergie dans ce milieu selon les différents processus d'interaction (Effet photoélectrique, effet Compton, création de paires, etc...). L'énergie perdue dans le détecteur est convertie en signal électrique à travers différents étapes :

- Pour les scintillateurs, l'énergie déposée sous forme d'énergie cinétique est convertie en lumière due au processus d'excitation et de désexcitation du cristal. Cette lumière est ensuite convertie par l'intermédiaire d'un photomultiplicateur en signal électrique.
- Pour les détecteurs à gaz, l'énergie est convertie en un certain nombre de paires (ion, électron) due à l'ionisation du gaz. Le nombre de paires (ion, électron) est par

$$n = \frac{E}{W} \quad (\text{II-1})$$

II-2-1- Les semi-conducteurs

Les détecteurs semi-conducteurs sont basés sur le même principe que la chambre d'ionisation. Lorsqu'une particule chargée passe à travers le gaz de la chambre d'ionisation, les molécules du gaz sont ionisées, formant ainsi des ions positifs. Ceci se déplacent jusqu'aux électrodes sous l'effet du champ électrique appliqué et un signal électrique est alors délivré. Dans le cas des détecteurs semi-conducteurs, le gaz est remplacé par un solide (le semi-conducteur) ; lorsqu'une radiation interagit avec le semi-conducteur, elle transfère de l'énergie au milieu. Cela a pour effet de créer des paires électron-trou. Le semi-conducteur étant situé entre deux électrodes et soumis à une forte différence de potentiel, les paires électrons-trous sont séparées et chaque type de porteurs de charge migre vers l'électrode appropriée. Une charge proportionnelle à l'énergie déposée dans le semi-conducteur est alors collectée aux électrodes, amplifiée puis mise en forme par la chaîne d'acquisition de manière à pouvoir être analysée par un logiciel adéquate. Les semi-conducteurs offrent l'avantage de présenter une énergie nécessaire à la création d'une paire électrons-trous assez faible : elle est de 3,61 eV dans le silicium, 2,94eV dans le germanium alors que dans les gaz cela varie de 20 à 40 eV et dans les matériaux scintillateurs de 400 à 1000 eV [8]. De plus, les matériaux utilisés comme semi-conducteur ont des masses volumiques élevées (5,323 g/cm³ pour le germanium et 2,33g/cm³ pour le silicium), ce qui favorise l'interaction des photons dans le milieu (il faut une épaisseur de 1,7 cm de germanium ou 3,7 cm de silicium pour atténuer de moitié un faisceau de photons de 600 keV. Ceci autorisant la fabrication de détecteurs minces produisant un signal suffisamment élevé pour être mesuré. En dépit de la masse volumique élevée des matériaux utilisés comme semi-conducteur, les électrons et les trous peuvent se déplacer de façon quasiment libre ce qui favorise une collection de charge rapide (de 200 à 400 ns).

La conductivité électrique dans un semi-conducteur dépend de deux bandes d'énergie: La bande de valence à l'intérieur de laquelle il y a des électrons responsables des liaisons covalentes et la bande de conduction dans laquelle les électrons peuvent se déplacer librement (Figure II-1). Ces deux bandes sont séparées par la bande interdite que les électrons ne peuvent franchir que suite à une excitation extérieure (absorption d'un photon, chauffage intense ...).

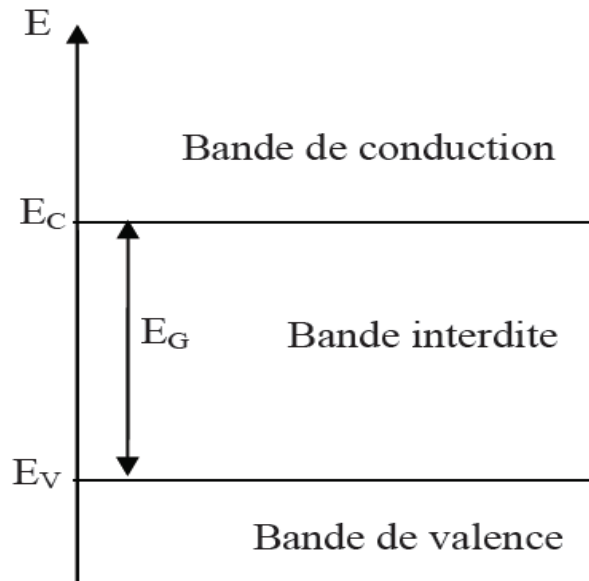


Figure (II-1): schéma des bandes d'énergie dans un solide cristallin.

E_C est l'énergie de la bande de conduction, E_V l'énergie de la bande de valence et E_G la largeur de la bande interdite. [8]

La conduction du courant électrique est réalisée par les électrons de la bande de conduction ou par le déplacement des trous (absence d'électrons) dans la bande de valence. Dans un semi-conducteur intrinsèque la concentration en électrons est identique à la concentration en trous.

Ainsi si l'on veut augmenter la conductivité à l'intérieur d'un semi-conducteur, il faut introduire des impuretés, on dit alors que l'on a réalisé un dopage. Il existe deux types de dopages. Soit les impuretés introduites possèdent un électron périphérique de plus que les atomes composant le semi-conducteur (**dopage de type N**) auquel cas il reste un électron qui n'est pas lié aux autres atomes du réseau. Cela modifie les schémas des bandes et il se crée un niveau énergétique E_D dans la bande interdite (Figure II-2). Ce niveau est appelé le niveau donneur. Ainsi un électron occupant ce niveau peut facilement passer dans la bande de conduction, du fait de la proximité des deux niveaux et participer ainsi à la conduction. Le cristal semi-conducteur obtenu est alors de type N.

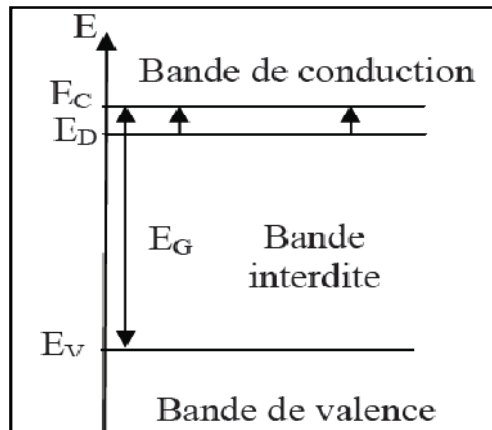


Figure (II-2) : schéma des bandes d'énergie dans le cas d'un dopage de type N. [8]

Le deuxième type de dopage consiste à introduire dans le cristal des impuretés possédant un électron périphérique de moins que les atomes du cristal (**dopage de type P**). Il manque alors au réseau un électron de liaison, d'où l'apparition dans le cristal d'un trou. Ceci se manifeste par la création d'un niveau d'énergie E_A proche de la bande de valence (Figure II-3). Ce niveau est appelé niveau accepteur. Un électron de la bande de valence peut alors passer facilement dans le niveau accepteur, créant un trou mobile dans la bande de valence. Ce trou peut ensuite participer à la conduction. Le cristal semi-conducteur est dit alors de type P.

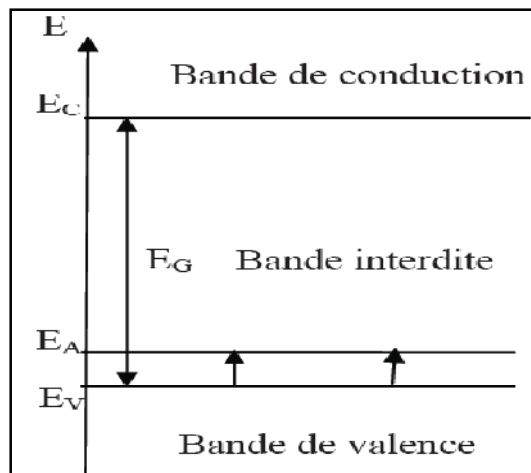


Figure (II-3) : schéma des bandes d'énergie dans le cas d'un dopage de type P. [8]

II-2-1-1-Les détecteurs germanium

Il existe deux types de détecteurs germanium : les détecteurs compensés au lithium et les détecteurs au germanium ultra pur. Les détecteurs germanium compensés au lithium a été commercialisé depuis le début des années 60 jusqu'au

début des années 80, en effet, le lithium s'échappe du cristal à température ambiante, et par conséquent les détecteurs germanium compensés au lithium doivent être refroidis à l'azote liquide d'une manière permanente. Pour cette raison ils ont été remplacés 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. Il s'agit d'un cristal de germanium pur dont la concentration en impureté a été abaissée de 10^{13} à 10^{10} atomes/cm³ [8]. Les détecteurs germanium existent sous trois configurations géométriques : planaire, coaxiale et puits (Figure II-4).

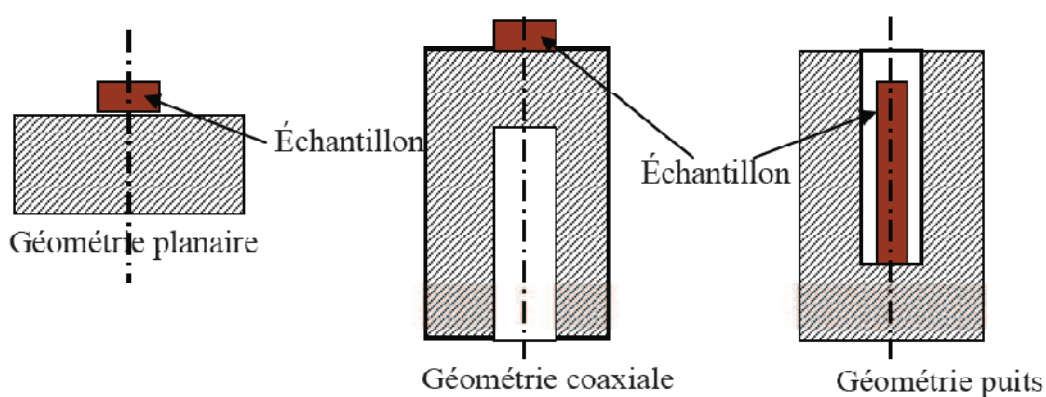


Figure (II-4) : les différentes configurations géométriques des détecteurs germanium.

II-2-2-Principales caractéristiques d'un détecteur

Les détecteurs habituellement employés sont des matériaux semi-conducteurs (germanium hyper pur Ge (HP), ou dopé au lithium Ge(Li), ou bien des scintillateurs (NaI(Tl) par exemple). Les paramètres importants pour ces détecteurs sont:

II-2-2-1- L'efficacité de détection

Parmi tous les rayonnements émis par une source donnée, il y a seulement une fraction de ce nombre qui est enregistré par le système de mesure (détecteur+électronique associée).

On trouve deux efficacités possibles :

a-Efficacité absolue :

C'est le rapport entre le nombre d'événements enregistrés et le nombre total d'événements sortants de la source (dans toutes les directions).

$$\varepsilon_{abs} = \frac{\text{nombre d'événements enregistrés}}{\text{nombre total d'événements sortants de la source dans } 4\pi} \quad (\text{II-2})$$

b-Efficacité Intrinsèque:

C'est le rapport entre le nombre d'événements enregistrés et le nombre d'événements qui arrivent sur le détecteur.

$$\varepsilon_{int} = \frac{\text{nombre d'événements enregistrés}}{\text{nombre d'événements arrivants au détecteur}} \quad (\text{II-3})$$

La relation qui relie les deux efficacités absolue et intrinsèque est :

$$\varepsilon_{int} = \varepsilon_{abs} \cdot \frac{4\pi}{\Omega} \quad (\text{II-4})$$

Ω :Angle solide du détecteur.

Pour un détecteur ayant une efficacité intrinsèque ε_{int} bien déterminée et qui a détecté un nombre d'impulsion N , le nombre des rayonnements émis N_0 par une source radioactive sera :

$$N_0 = N \cdot \frac{4\pi}{\varepsilon_{int} \cdot \Omega} \quad (\text{II-5})$$

où

Ω :est l'angle solide entre la source radioactive (ou l'échantillon) et le détecteur,

-Si la source radioactive est ponctuelle.

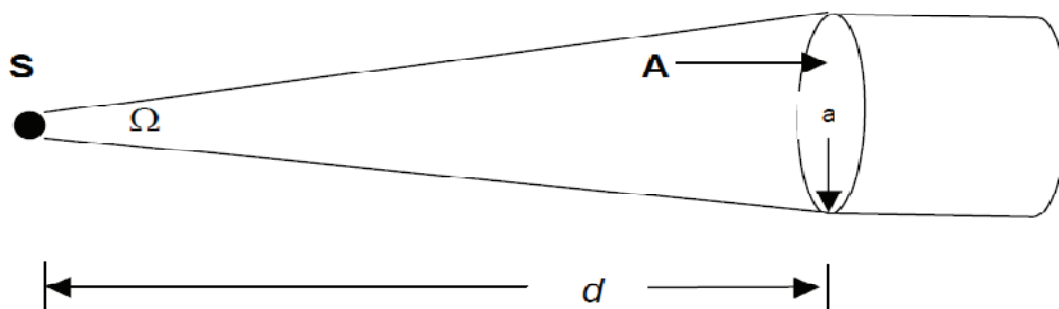


Figure:(II-5) : L'angle solide si la source radioactive est ponctuelle.

L'angle solide est donné par la formule [9] suivante:

$$\Omega = 2\pi \cdot \left(1 - \frac{d}{\sqrt{d^2 + a^2}}\right) \quad (\text{II-6})$$

où

d: la distance de source-détecteur et a: rayon de détecteur

II-2-2-2- la résolution énergétique

La résolution en énergie mesure la capacité d'un détecteur à séparer les raies dans le spectre. La résolution FWHM (Abréviation de full width at half maximum), δE (exprimée en keV), est la pleine largeur du pic mesurée à mi-hauteur (figure II-6).

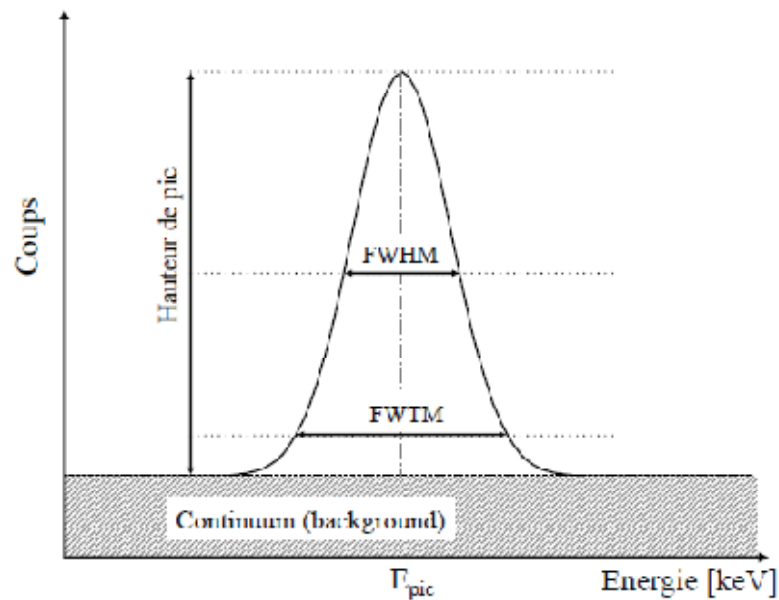


Figure (II-6) : Définition de la résolution pour un pic parfaitement gaussien. [10]

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 :

$$\delta(E) = \sqrt{8 \ln 2} \cdot \sigma(E) = 2.35 \cdot \sigma(E) \quad (\text{II-8})$$

Notons qu'il est d'usage de définir une résolution relative R (exprimée en %) comme étant le rapport de la résolution FWHM (Abréviation de full width at half maximum) à l'énergie du pic :

$$R(E) = \frac{\delta(E)}{E} \quad (\text{II-9})$$

Tout comme l'efficacité, la résolution $\delta(E)$ varie avec l'énergie des photons gamma. Que ce soit pour les scintillateurs ou les semi-conducteurs, la résolution est la somme de plusieurs contributions comme la fluctuation statistique, le bruit de l'électronique, la dispersion dans la collecte des charges (semi-conducteur) ou des photons (scintillateur), etc.

Afin de caractériser la forme du pic, il est également d'usage de spécifier la pleine largeur au dixième de la hauteur du pic, notée FWTM (Abréviation de full width at tenth maximum) Dans le cas d'un pic gaussien, la résolution FWTM est liée à l'écart-type $\sigma(E)$ et à la résolution FWHM par :

$$\text{FWTM} = \sqrt{8 \ln 10} \cdot \sigma(E) = 1.823 \cdot \delta(E) \quad (\text{II-10})$$

II-2-2-3-- le rapport pic/Compton.

Supposons un pic isolé dans une certaine région du spectre (Figure II-7). L'excès de coups par rapport au continuum constitue le signal utile et est mesuré par l'aire du pic, notée N_S (en coups). En tenant compte de l'efficacité du détecteur, il est ainsi possible d'évaluer le flux émis par la source.

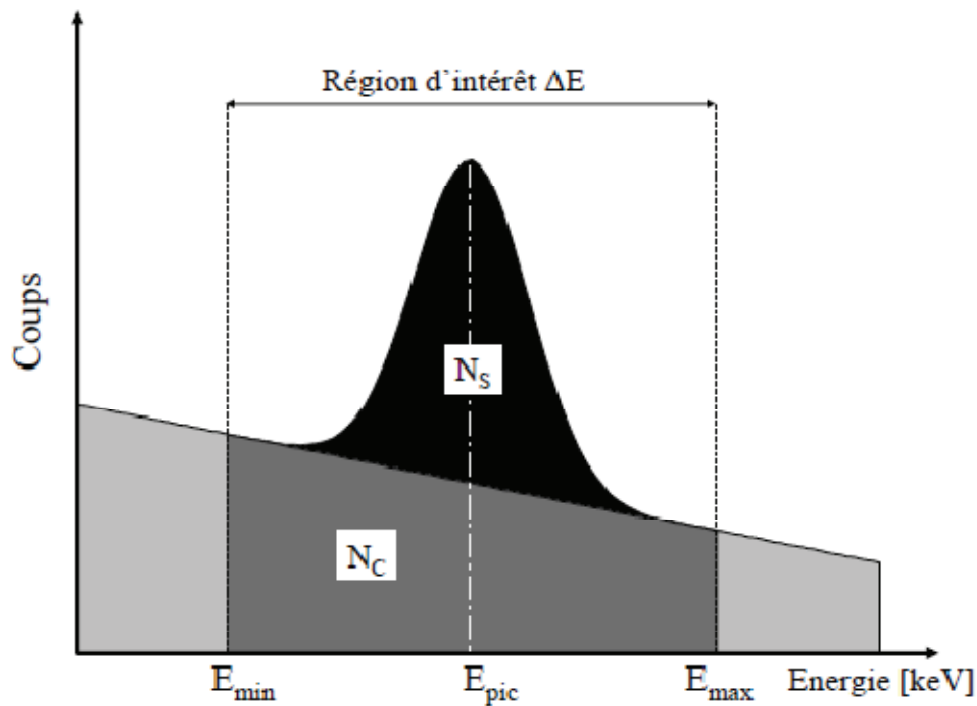


Figure (II-7) : Analyse d'un pic isolé : rapport S/B[10].

L'aire du pic N_S est obtenue par la soustraction du nombre de coups dans le continuum N_C au nombre total de coups N_{TOT} mesurés sur un intervalle d'énergie $[E_{min}, E_{max}]$ appelé région d'intérêt. La qualité du signal se mesure par le rapport signal sur bruit.

$\frac{N_S}{N_B}$ (appelé aussi signification statistique) où la grandeur N_B représente l'amplitude des fluctuations de bruit de fond et s'exprime comme suit:

$$N_B = \sigma(N_{TOT} - N_C) = \sqrt{(N_C + N_S) + N_C} \quad (II-11)$$

Afin de maximiser le rapport S/B , la largeur ΔE 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. Elle dépend de la résolution en énergie :

$$\Delta E = E_{min} - E_{max} = G \cdot \delta E \quad (II-12)$$

où le facteur G est en pratique pris égal à 2 ou 3.

Les nombres de coups N_S et N_C peuvent être décomposés comme suit :

$$N_S = \phi_\gamma \cdot \Omega_\gamma \cdot S_d(E) \cdot \varepsilon_d(E) \cdot \Delta t \quad (II-13)$$

$$N_C = C(E) \cdot G \cdot \delta E(E) \cdot \Delta t \quad (II-14)$$

où ϕ_γ (en photons/cm²/sr) est l'intensité de la source pour la raie considérée, S_d et ε_d la surface effective et l'efficacité du détecteur et $C(E)$ (en coups/MeV/s) le taux de Comptage dans le continuum. Les deux dernières équations permettent de détailler le rapport signal sur bruit :

$$\frac{S}{B} = \frac{N_S}{\sqrt{N_S + 2 \cdot N_C}} = \frac{\phi_\gamma \cdot \Omega_\gamma \cdot S_d \cdot \varepsilon_d}{\sqrt{\phi_\gamma \cdot \Omega_\gamma \cdot S_d \cdot \varepsilon_d + (2 \cdot C \cdot G \cdot \delta E)}} \cdot \sqrt{\Delta t} \quad (II-15)$$

Pour un flux de photons gamma et un niveau de continuum donnés, le rapport S/B varie proportionnellement à la racine carrée du temps d'observation. La relation montre aussi que le signal mesuré sera d'autant plus précis que l'efficacité du détecteur est élevée. De plus, dans le cas où le niveau de continuum est très important par

rapport au flux de raies, la résolution constitue un ingrédient majeur du rapport S/B étant donné qu'elle détermine la largeur de la région d'intérêt.

Pour une précision de mesure (rapport S/B) fixée, il est possible, à partir de la relation (II-15), de définir la sensibilité de l'instrument comme le flux Φ_{γ} minimum qui puisse être détecté :

$$\Phi_{\gamma, \min} = \frac{(S/B)^2 + (S/B) \cdot \sqrt{(S/B)^2 + (2 \cdot C \cdot G \cdot \delta E \cdot \Delta t)}}{2 \cdot \Omega_d \cdot S_d \cdot \epsilon_d \cdot \Delta t} \quad (\text{II-16})$$

Notons que si les processus de création et de transport des photons sont connus avec précision, cette notion de sensibilité peut être exprimée en termes d'abondance d'un élément chimique donné dans l'échantillon étudié.

II-3- Matériel d'acquisition utilisé :

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. La chaîne d'acquisition est composée de cinq parties (Figure II-8) : le détecteur (dont la partie sensible est un cristal de germanium), le préamplificateur, l'amplificateur, le convertisseur analogique-numérique (ADC) ainsi que l'analyseur multicanaux (MCA). Les trois derniers sont intégrés dans l'inspecteur 2000, qui est commandé par le logiciel Génie 2000.

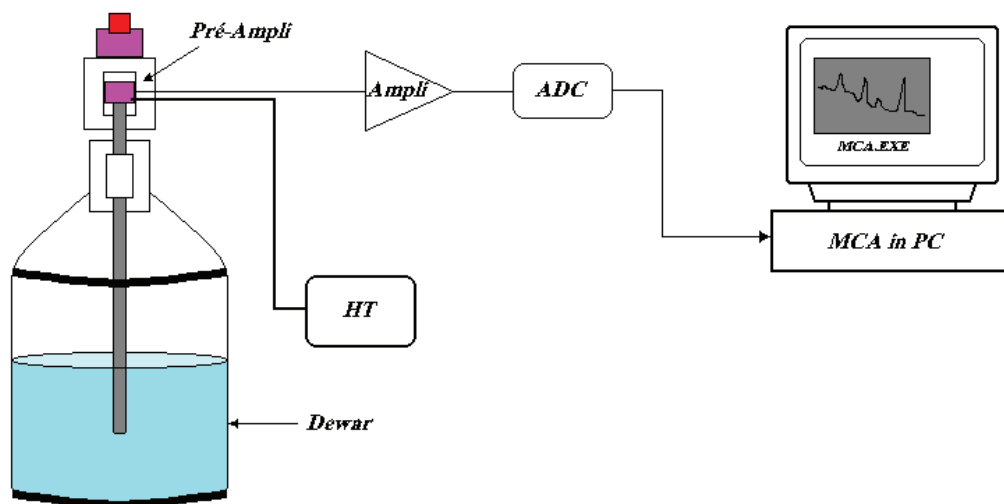


Figure (II-8) : Configuration de la chaîne de spectrométrie gamma utilisée.

II-3-1- Le détecteur

Le détecteur utilisé dans cette étude est composé d'un monocristal de germanium intrinsèque d'une géométrie coaxial, le semi-conducteur utilisé est le Ge(HP) de haute résolution (résolution 1.8keV à la raie 1332.5keV du Co-60) de marque CANBERRA maintenu à la température d'azote liquide. La technologie actuelle a permis l'obtention de gros cristaux de germanium de haute pureté Ge(HP) qui peuvent en principe être maintenu à la température ambiante. Ces détecteurs remplacent de plus en plus les détecteurs Ge(Li) qui sont très fragile à l'utilisation et nécessite un remplissage permanent de l'azote liquide. Une caractéristique dominante de cette classe de détecteurs est leur excellente résolution en énergie comparée à celle des scintillateurs.

Dans les détecteurs semi-conducteurs, il existe des zones inactives pour la détection, souvent appelées « zones mortes » (dead layers)[11]. Si une particule ionisante interagit dans ces zones, il n'y a aucune charge produite. Celles-ci comprennent notamment les zones dopées dues à l'implantation d'impuretés pour augmenter la conductivité [12]. La figure suivante montre le détecteur utilisé avec ses dimensions fournies par le Constructeur.

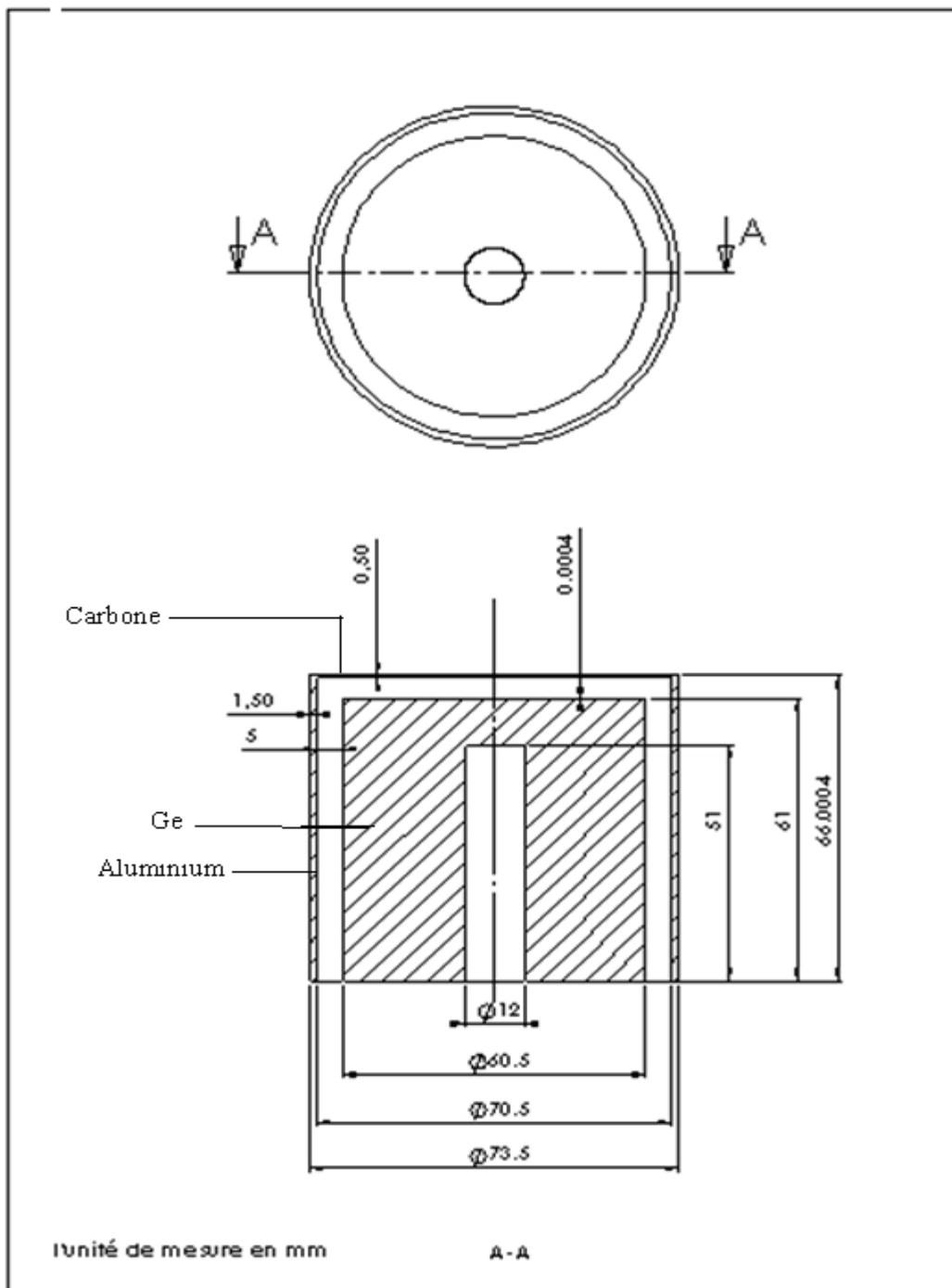


Figure (II-9): Dimensions fournies par le constructeur (mm) du détecteur utilisé dans les simulations.

II-3-2- La Source d'Eu-152, géométrie Marinelli

Le porte échantillon Marinelli utilisé dans cette étude est un béccher de Polyéthylène de type "I", de volume utile: 450cm³. Dans la figure suivante nous présentons un porte échantillon d'une géométrie Marinelli.

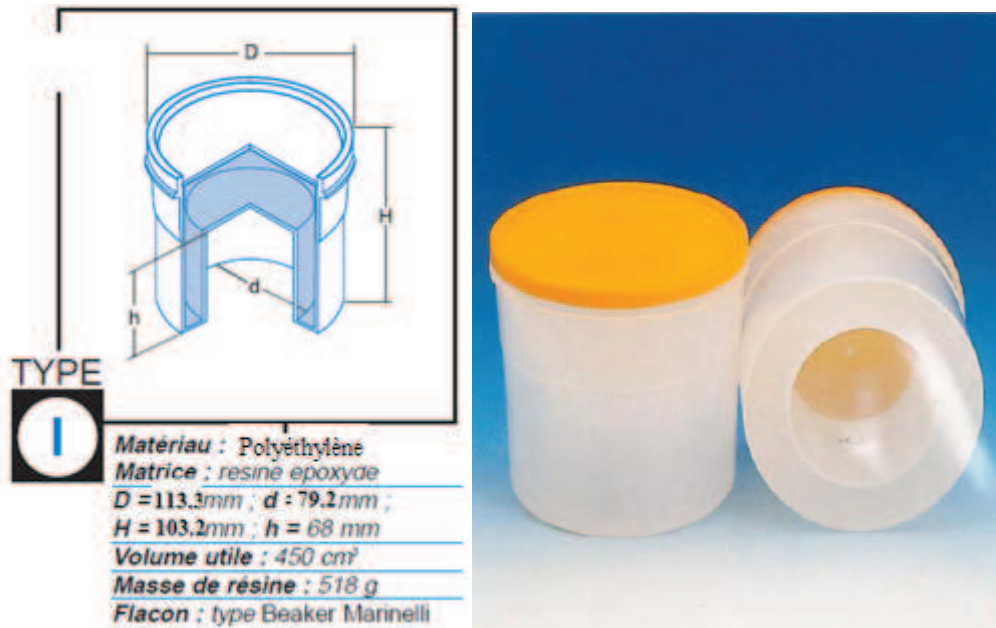


Figure (II-10): Image du porte échantillon de Marinelli utilisé dans ce travail.

Les caractéristiques nominales de l'étalon délivré par le **CRNB** (centre de recherche de Birine) sont illustrés dans le tableau (II-1)

Constructeur: **L E A** (laboratoire Etalon d'Activité)

Tableau (II-1): Les caractéristiques nominales de l'étalon.

Type de conteneur	Marinelli Type "I"
Volume délivré	450cm ³
Masse volumique résine	1.15g/cm ³ à 20 ⁰ C
Composition chimique	Matrice résine
Observations	Masse de résine:518g
Solution étalon d' ¹⁵² E	GMQ10 n ⁰ 7052/2
Activité totale	4.17KBq
Date de référence	29/11/2000 à 12h UTC

II-3-3- Electronique associée

Le rôle essentiel de l'électronique est d'assurer l'amplification, la mise en forme et

l'acquisition du signal délivré par le spectromètre gamma.

II-3-3-1- Le préamplificateur et l'amplificateur

Pour diminuer le bruit électronique, le préamplificateur doit être placé le plus près possible du détecteur et il est solidaire du cryostat. Le préamplificateur est isolé de la haute tension par une capacité. Le signal à l'entrée du préamplificateur n'est pas forcément proportionnel à l'énergie déposée dans le cristal. Par contre l'intégrale de ce signal est égale à la charge collectée qui dépend de l'énergie déposée. C'est pourquoi, dans la plupart des applications spectroscopiques sont utilisés des préamplificateurs « sensibles à la charge ».

L'amplificateur réalise deux tâches essentielles : la mise en forme du signal et son amplification. Il s'agit de filtrer le signal de manière à avoir le meilleur rapport signal sur bruit.

Le convertisseur analogique-numérique (ADC), qui transforme l'amplitude du signal électrique fourni par l'amplificateur en un nombre qui est alors proportionnel à l'énergie déposée dans le cristal. L'analyseur multi-canaux sert à collecter et enregistrer les événements issus de l'ADC en les classant.

II-3-3-2- Le logiciel de traitement et d'analyse du signal (Génie 2000)

Le logiciel Genie2000 permet de visualiser en temps réel la sortie de l'inspecteur, à savoir un spectre avec en abscisse le numéro du canal et en ordonnée le nombre de coups dans ce canal.

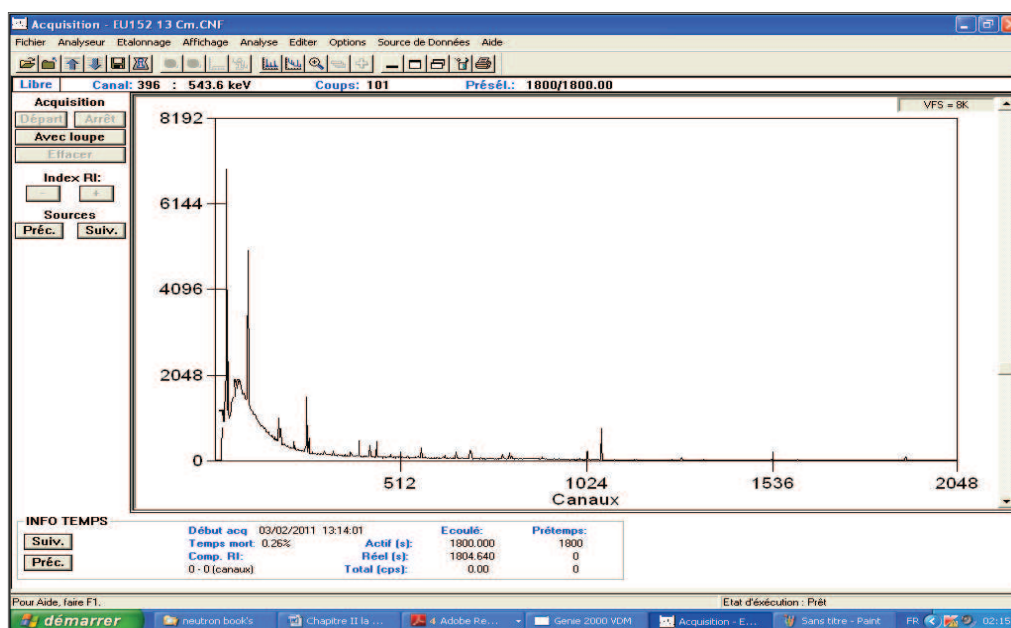


Figure (II-11): exemple d'un spectre de ^{152}Eu obtenu par Génie 2000.

L'analyse de spectres, c'est-à-dire le calcul de la surface des pics ne peut être possible que si l'étalonnage en énergie a été fait. Une fois ceci effectué, l'analyse sort une liste de pics avec leurs surfaces respectives. Il est possible au logiciel d'identifier le radioélément responsable d'un pic en le comparant avec des tables et de calculer directement l'activité après avoir étalonné en efficacité.

Chapitre III

Simulation Par La Méthode De

Monte Carlo

Introduction

Le type d'interaction d'une particule incidente avec la matière dépend de la nature de particule, de son énergie et du milieu environnant. Lors de l'interaction de la particule avec le milieu, il est possible d'observer des changements de direction accompagnés ou non de pertes d'énergie, conduisant dans certains cas à la création de particules secondaires.

Pour simuler la trajectoire d'une particule incidente, la méthode de Monte-Carlo est bien adaptée à cette contrainte puisqu'elle est basée sur l'utilisation des nombres pseudo-aléatoires décrivant des distributions statistiques représentatives des différents processus physiques mis en jeu.

III-1- Historique

Le terme « Monte-Carlo » (MC) qui a été introduit durant la seconde guerre mondiale, est due à Metropolis, inspiré de l'intérêt de Ulam pour le poker, car Monte Carlo est un grand centre de casinos, et a pour origine les liens avec les jeux de hasard. Le travail à Los Alamos consistait à simuler directement des problèmes de dispersion et d'absorption de neutrons pour les matériaux fissiles. Dès les premières applications, des méthodes de réduction de la variance ont été utilisées [13]. En tant que nom de code pour dissimuler des travaux confidentiels sur l'élaboration d'une bombe atomique à Los Alamos (USA).

Les recherches étant bien évidemment secrètes à Los Alamos, les premières publications sur le domaine ne sont intervenues qu'à partir de 1949. Ensuite, le développement de ces méthodes a accompagné les développements de l'informatique. En 1945 déjà, J. Von Neumann conjecturait le grand potentiel des ordinateurs pour la simulation stochastique : « L'ordinateur offrira certainement une nouvelle approche à la statistique mathématique : l'approche par expérience ». S'est alors aussi posé le problème de la génération de nombres aléatoires sur ordinateur. À partir des années 1950, les techniques de Monte Carlo ont été utilisées fréquemment dans de nombreux domaines d'application. Aujourd'hui, elles occupent une place majeure dans la panoplie des outils disponibles pour calcul [13].

Dans beaucoup d'applications Monte Carlo, le système est simulé directement et donc n'a pas besoin de telles équations régissant un phénomène physique. La seule véritable contrainte est que ce système puisse être décrit en termes de fonctions de densité de probabilité.

Le grand avantage de la méthode est sa simplicité. Elle permet entre autres de visualiser l'effet de différents paramètres et de donner ainsi des orientations qui auraient été à priori écartées et de trouver facilement des structures que l'on n'aurait pas pu aussi bien optimiser par les méthodes analytiques [3].

III-2- Principe

Les méthodes de Monte Carlo présentent un grand avantage, par rapport aux méthodes d'analyse numérique classiques, du point de vue temps.

La résolution d'un problème probabiliste par la méthode MC consiste à observer le comportement de nombres aléatoires choisis de façon à ce qu'ils simulent directement les processus physiques qui se produisent, puis à déduire de la conduite de ces nombres, la solution désirée. La simulation par la méthode Monte Carlo consiste à suivre l'histoire de chaque particule dans un système, de sa naissance à sa fin. (Capture par un noyau ou fuite hors du système). L'histoire de chaque particule dépend des interactions qu'elle a avec la matière. La trajectoire de la particule ainsi que le type du matériau sur lequel ont lieu les interactions sont tirées au hasard (comme dans les jeux de hasard du Casino de Monte-Carlo).

Sur la figure III-1, le jeu consiste en la réalisation de la trajectoire de la particule et le score est de 1 chaque fois qu'une particule traverse la surface. On peut alors calculer la moyenne du nombre de particules ayant traversées la surface d'un détecteur.

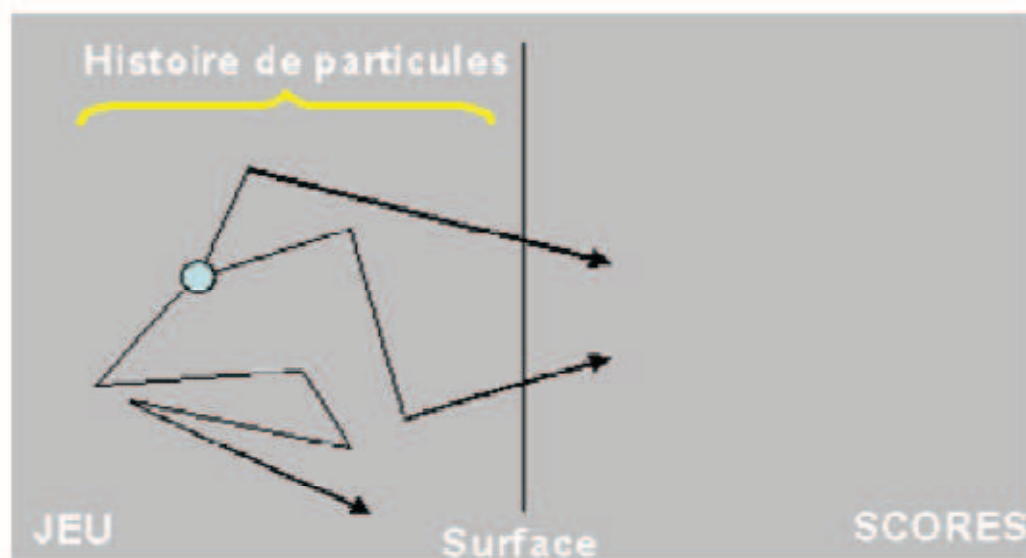


Figure (III-1) : Un exemple d'application de la méthode Monte Carlo [3].

III-3- Transport de particules

Le premier code MC, proposé par Hayward and Hubbell en 1954[6], ne pouvait suivre la trajectoire que de 67 photons. Aujourd'hui, la puissance des microprocesseurs et la précision des modèles physiques décrivant les interactions permettent de simuler la trajectoire d'un très grand nombre de particules en reproduisant les effets rayonnement-matière qui ont lieu, quelque soit le type de particules (photons, électrons, neutrons...) sur de larges gammes d'énergies. Différentes méthodes de simulation sont adoptées dans les codes en fonction de la nature et de l'énergie de la particule incidente. Celles qui concernent les photons et les électrons seront présentés ultérieurement. Auparavant, nous décrivons brièvement les différents processus d'interaction susceptibles de se produire avec des électrons et des photons [6].

Le code de simulation Monte Carlo utilisé au cours de ce travail est : Monte Carlo N particules (MCNP5). Dans nos applications, les particules étudiées sont les photons P.

III-4-Les différents codes de calcul Monte Carlo

De nombreux codes de calcul MC permettent de simuler l'évolution de particules dans la matière. Il est important de connaître les capacités et les limites de chaque code afin d'opter pour le code qui convienne le mieux à une application donnée. Parmi les codes de transport des particules existants actuellement, on peut citer les plus utilisés :

a- Le code EGS (Electron Gamma Shower) [14], est un code de transport de particules (électron, positon, photon). L'intervalle d'énergie cinétique des particules varie de quelques dizaines de keV à quelques centaines de GeV.

b-Le code PENELOPE (Penetration and Energy Loss of Positons and Electrons) simule le transport des photons, des électrons et des positons dans la gamme d'énergie 100 eV à 1 GeV [15].

c-Le code ITS (Integrated TIGERSeries) est un code de transport MC de photons et d'électrons dans la gamme d'énergie 1 keV à 1 GeV [16].

d-Les codes GEANT et FLUKA, développés au CERN, assurent le transport de particules (électromagnétiques et hadroniques) dans le domaine des hautes énergies.

Le code GEANT (Geometry And Tracking) est un code MC largement utilisé pour la simulation des interactions et cascades hadroniques et électromagnétiques. La première version de GEANT date de 1974 [17]. Le code FLUKA (FLUktuierende Kaskade) est un code MC d'interaction et de transport de particules capable de traiter des cascades induites par des particules de hautes énergies (électromagnétiques et hadroniques des neutrons thermiques aux hautes énergies 10000 TeV) [18]. Il contient des modèles détaillés des interactions électromagnétiques hadron-hadron, noyau-hadron couvrant un intervalle d'énergie large allant du MeV au TeV [19].

e-Le code MCNP (Monte Carlo Neutron Particule) [20].est l'un des codes de Calcul les plus utilisés. Ses domaines d'applications sont divers et variés, elles vont de la radioprotection à la simulation des cœurs des réacteurs. Ce code présente l'avantage d'être très documenté et fait l'objet de mises à jour régulières. Ce code, conçu dans un premier temps pour les calculs impliquant uniquement des neutrons, s'est généralisé par la suite au transport des photons et des électrons dans un intervalle d'énergie large. Cet intervalle d'énergie est compris pour les neutrons entre 10⁻¹¹ et 20 MeV pour la plupart des isotopes et jusqu'à 150 MeV pour les versions MCNPX et MCNP5, tandis que pour les photons il est compris entre 1 keV et 100GeV et pour les électrons entre 1 keV et 1 GeV.

g-Le code Monte Carlo MORSE (Multi group Oak Ridge Stockastic Experiment) [21].est un code de transport 3D multi groupe de neutrons et de photons développé au OakRidge National Laboratory (ORNL). Ce code a été utilisé depuis une trentaine d'années et a subi de nombreuses modifications. L'une des plus importantes a été l'ajout d'un module de géométrie fondé sur la géométrie combinatoire [22].

h-Le code TRIPOLI (TRIdimensional POLykinetic) est un code de calcul de transport de particules (neutrons et gamma) tridimensionnel et poly cinétique fondé sur la méthode MC. Il a pour but de traiter les problèmes de protection et de neutronique. Ce code a été développé par la Direction de l'Energie Nucléaire du CEA [23].

III-5-Le traitement de la physique par MCNP5

Dans ce travail nous avons utilisé le code **MCNP Version 5**. Ce code a été développé initialement par le laboratoire de Los Alamos aux Etats Unis et est distribué par l'Agence de l'Energie Nucléaire aux Etats membres. Il est couramment utilisé pour simuler le transport des neutrons thermiques et rapides, des photons et des électrons

dans des géométries ou des configurations tridimensionnelles complexes constituées de divers matériaux. En ce qui concerne les photons, la gamme d'énergie se situe entre 1 keV et 1 GeV. Il est actuellement utilisé dans différents domaines tels que : la radioprotection pour la dosimétrie, le domaine médical, le domaine militaire. Le transport des particules peut être de forme individuelle (neutrons, photons ou électrons) ou combinée, le choix du mode de calcul peut être exprimé dans le fichier d'entrée.

a. Méthodes analogues et non-analogues

Le code MCNP5 a deux modèles pour résoudre le problème du transport des particules le model dit « analogue » et le model « non-analogue ».

Un modèle de Monte Carlo dit « analogue » est celui qui traite le mécanisme de transport tel qu'il se passe naturellement c.-à-d. que le code utilise les probabilités naturelles de production d'événements variés (par exemple collisions, fissions, captures etc...). Les particules sont suivies d'un événement à l'autre par ordinateur et l'événement suivant est toujours choisi (par utilisation d'un générateur de nombres aléatoires) parmi un certain nombre de possibilités définies par les sections efficaces.

Un modèle de Monte Carlo dit «non-analogue», suit les particules «intéressantes», Une particule « intéressante» est celle qui contribue dans une large mesure à la quantité que l'on désire estimer.

b. Interactions des photons

Il existe deux modèles d'interaction des photons : simple et détaillé. Le traitement physique simple ignore la diffusion cohérente (Thomson) et l'émission des photons x Fluorescents après l'absorption photoélectrique.

- Le traitement physique simple, est destiné premièrement aux photons de hautes énergies. Il traite principalement les effets photoélectriques, la production de paires et l'effet Compton sur des électrons libres. L'effet photoélectrique est regardé comme une absorption (sans fluorescence), un effet Compton est regardé comme une diffusion sur un électron libre et la diffusion Thomson cohérente est ignorée

- Le traitement physique détaillé, ce traitement inclut la diffusion cohérente (Thomson) et une part des photons de fluorescence émis après l'absorption photoélectrique [24].

III-6-Utilisation de MCNP 5

L'utilisateur de MCNP doit écrire un fichier d'entrée (*input file*) qui sera lu par MCNP. Ce fichier contient toutes les informations relatives au problème que l'on souhaite traiter telles que:

- La description de la géométrie du dispositif à simuler.
- La composition atomique des matériaux.
- La sélection des sections efficaces d'interaction associées aux différents noyaux atomiques considérés.
- La définition de la source, c'est à dire le type de particule source (neutron, photon ou électron) et ses différentes caractéristiques.
- La nature des résultats que l'on souhaite obtenir (fluence, flux, dépôt d'énergie) par l'utilisation des observables.

On doit définir d'une façon détaillée le contenu d'un fichier input du MCNP c.-à-d. la définition des cellules, des surfaces, des matériaux, des paramètres de la simulation et le type de réponses souhaitées.

III-6-1- Définition des surfaces

Même si la définition des surfaces intervient après la définition des cellules dans le programme, il nous semble plus logique d'en parler avant, puisque la définition des cellules fait intervenir les surfaces que nous avons définies. Le programme possède dans son code les équations d'un grand nombre de surfaces. Pour en définir une, on entre la formulation suivante : *j a liste*

j: est un nombre compris entre 1 et 99999 désignant le numéro de la surface, il est précédé d'un astérisque * si la surface est réfléchissante

a et *Liste*: représentent respectivement l'abréviation d'une surface reconnue par le programme et les paramètres qui s'y réfèrent (représente les coordonnées du surface) Par exemple P correspond à un plan, C correspond à un cylindre. Dans le tableau III-1 sont données les cartes des surfaces reconnues par le code MCNP.

Tableau (III-1) : Bibliothèque des cartes des surfaces reconnues par MCNP [3].

Table 1. MCNP Surface Cards

Mnemonic	Type	Description	Equation	Card Entries
P PX PY PZ	plane	general normal to x -axis normal to y -axis normal to z -axis	$Ax + By + Cz - D = 0$ $x - D = 0$ $y - D = 0$ $z - D = 0$	$A B C D$ D D D
SO S SX SY SZ	sphere	centered at origin general centered on x -axis centered on y -axis centered on z -axis	$x^2 + y^2 + z^2 - R^2 = 0$ $(x - \bar{x})^2 + (y - \bar{y})^2 + (z - \bar{z})^2 - R^2 = 0$ $(x - \bar{x})^2 + y^2 + z^2 - R^2 = 0$ $x^2 + (y - \bar{y})^2 + z^2 - R^2 = 0$ $x^2 + y^2 + (z - \bar{z})^2 - R^2 = 0$	R $\bar{x} \bar{y} \bar{z} R$ $\bar{x} R$ $\bar{y} R$ $\bar{z} R$
C/X C/Y C/Z CX CY CZ	cylinder	parallel to x -axis parallel to x -axis parallel to x -axis on x -axis on y -axis on z -axis	$(y - \bar{y})^2 + (z - \bar{z})^2 - R^2 = 0$ $(x - \bar{x})^2 + (z - \bar{z})^2 - R^2 = 0$ $(y - \bar{y})^2 + (y - \bar{y})^2 - R^2 = 0$ $y^2 + z^2 - R^2 = 0$ $x^2 + z^2 - R^2 = 0$ $x^2 + y^2 - R^2 = 0$	$\bar{y} \bar{z} R$ $\bar{x} \bar{z} R$ $\bar{x} \bar{y} R$ R R R
K/X K/Y K/Z KX KY KZ	cone	parallel to x -axis parallel to y -axis parallel to z -axis on x -axis on y -axis on z -axis	$\sqrt{(y - \bar{y})^2 + (z - \bar{z})^2} - t(x - \bar{x}) = 0$ $\sqrt{(x - \bar{x})^2 + (z - \bar{z})^2} - t(y - \bar{y}) = 0$ $\sqrt{(x - \bar{x})^2 + (y - \bar{y})^2} - t(z - \bar{z}) = 0$ $\sqrt{y^2 + z^2} - t(x - \bar{x}) = 0$ $\sqrt{x^2 + z^2} - t(y - \bar{y}) = 0$ $\sqrt{x^2 + y^2} - t(z - \bar{z}) = 0$ ± 1 used only for 1-sheet cone	$\bar{x} \bar{y} \bar{z} t^2 \pm 1$ $\bar{x} \bar{y} \bar{z} t^2 \pm 1$ $\bar{x} \bar{y} \bar{z} t^2 \pm 1$ $\bar{x} t^2 \pm 1$ $\bar{y} t^2 \pm 1$ $\bar{z} t^2 \pm 1$
SQ	ellipsoid hyperboloid paraboloid	axis not parallel to x -, y -, or z -axis	$A(x - \bar{x})^2 + B(y - \bar{y})^2 + C(z - \bar{z})^2 + 2D(x - \bar{x}) + 2E(y - \bar{y}) + 2F(z - \bar{z}) + G = 0$	$A B C D E$ $F G \bar{x} \bar{y} \bar{z}$
GQ	cylinder, cone ellipsoid paraboloid hyperboloid	axis not parallel to x -, y -, or z -axis	$Ax^2 + By^2 + Cz^2 + Dxy + Eyz + Fzx + Gz + Hy + Jz + K = 0$	$A B C D E$ $F G H J K$
TX TY TZ	elliptical or circular torus. Axis is parallel to x -, y -, or z -axis		$(x - \bar{x})^2/B^2 + (\sqrt{(y - \bar{y})^2 + (z - \bar{z})^2} - A)^2/C^2 - 1 = 0$ $(y - \bar{y})^2/B^2 + (\sqrt{(x - \bar{x})^2 + (z - \bar{z})^2} - A)^2/C^2 - 1 = 0$ $(z - \bar{z})^2/B^2 + (\sqrt{(x - \bar{x})^2 + (y - \bar{y})^2} - A)^2/C^2 - 1 = 0$	$\bar{x} \bar{y} \bar{z} A B C$ $\bar{x} \bar{y} \bar{z} A B C$ $\bar{x} \bar{y} \bar{z} A B C$
XYZP		surfaces defined by points - see pages 3-15 to 3-17		

III-6-2- Définition des cellules

L'intersection, l'union ou le complémentaire de plusieurs surfaces peuvent former des régions de l'espace appelées cellules. Dans la définition d'une cellule, on définit également plusieurs paramètres, dont nous parlerons ci-dessous, comme le type de matériau qui constitue la cellule, la densité de la matière en question et d'autres paramètres importants qui seront mentionnés plus loin. La formulation pour définir correctement une cellule est la suivante :

A m d géom. Imp: x=1

- **A** : est un nombre compris entre 1 et 99999 et définit le numéro de la cellule.
- **m** : désigne la matière constituant la cellule A. Si on choisit **m**= 0, la cellule est déclarée vide; si **m** est différent de 0, il indique le numéro de la matière dont les caractéristiques sont décrites par la carte (*Mm*) qui se trouve dans la partie des définitions des données et sera par conséquent expliquée dans cette section.
- **d** : désigne la densité de la matière **m**. Ce nombre est absent si la cellule **A** est vide, ou si **m** est 0. Sinon:
 - si ce nombre est positif(+), il représente la densité atomique dans les unités de 10^{24} atomes / cm³.
 - si ce nombre est négatif(-), il est interprété comme la densité de la matière **m** en exprimé en g /cm³.
- **géom.** : spécifie la géométrie de la cellule définie par des surfaces définies. Il s'agit des numéros des surfaces séparés par des opérateurs booléens qui spécifient comment les régions séparées par les surfaces doivent être combinées. Les opérateurs booléens sont les suivants :

Un espace signifie l'intersection, le sigle (:) représente l'union et le sigle (#) signifie le complément. Pour définir facilement des cellules intersectées, il est utile de se rappeler des formules de base des théories ensemblistes :
- **Imp: x** l'importance de la cellule pour la particule x, généralement à 1.

Et si la cellule est vide on met 0 pour le numéro du matériau.

III-6-3- Définition des sources

Une carte essentielle est celle qui définit la source : il s'agit de la carte (**SDEF**). Elle a la formulation suivante :

SDEF source variable = spécification ... Si la spécification est précédée d'un D, le programme comprend qu'il s'agit d'une distribution; sinon, il s'agit d'une valeur explicite. Il existe de nombreux paramètres pour définir la source ; nous n'en citerons que quelques-uns en guise d'exemples :

- **CEL**: précise quelle cellule sert de source, si cette dernière remplit entièrement la Cellule,
- **SUR**: définit quelle surface est la source,
- **ERG**: définit l'énergie de la source, en MeV.

- **POS**: donne le point de référence du centre de la source,
- **RAD**: définit le rayon de la source.

Lorsqu'une source n'est déposée que sur la surface d'une cellule, il est possible de définir des rayons interne et externe, comme nous le verrons pour la carte **SIn**.

- **EXT**: signifie l'extension de la source depuis **POS**, le long de **AXS**,
- **AXS** définit l'axe de la source. X, Y et Z donnent les coordonnées x y et z de la source,

• **PAR**: donne le type de particule ; il sera :

1 dans le MODE **N**, **NP** et **NPE**.

2 dans le MODE **P** et **PE** et

3 dans le MODE **E**. Dans notre cas nous avons utilisé le mode **P**.

Exemples de géométrie source :

-Pour définir une distribution sphérique, on utilise la variable **POS** pour le centre de la sphère et **RAD** pour son rayon. Si la source est à la surface de la sphère, on utilise deux rayons définis dans la carte **SIn**. Si la variable **RAD** est omise, le programme considère cette sphère comme une source ponctuelle.

-Pour définir une distribution cylindrique, on utilise la variable **POS**, **AXS** pour définir l'axe du cylindre, **RAD** son rayon et **EXT** son extension le long de **AXS** depuis **POS**. Pour définir une distribution de la source à la surface du cylindre, on définit un rayon interne et externe dans la carte **SIn** pour la variable **RAD** et l'extension depuis **POS** pour **EXT** dans une autre carte **SIn**.

La carte **Sin** a la morphologie suivante : **Sin** option I₁, I₂... I_k. **n** est le numéro de la distribution. Option précise de quelle façon les I_k doivent être interprétés.

III-6-4- Définition des observables ou des quantités à calculées (tallies)

Il est possible de définir différents observables (résultats) dans le code MCNP en fonction du résultat qu'on souhaite obtenir, c'est-à-dire le courant à travers une surface, le flux en un point,....etc.

Habituellement, seule la carte **Fn** est utile pour définir les *observables* recherchés; les autres paramètres sont optionnels. Dans ce qui suit, nous ne parlerons que des cartes **Fn**. La carte **Fn** est de loin la plus importante; il en existe 7 différentes pour les neutrons, 6 pour les photons et 4 pour les électrons. Elles sont différenciées par leur **n** qui va de 1 à 8, sauf le 3.

Lorsque l'on souhaite définir plusieurs observables du même type, il est possible de placer d'autres nombres avant le numéro de l'observable (tally).

Voici maintenant les différents types d'observables (les deuxièmes unités données correspondent à celles obtenues par adjonction d'un astérisque):

Tableau (III-2): Les différents types d'observables.

Type d'observable	Description d'observable	Transport de particules	Unites
F1	Courant de surface	N, P, E	Particles
F2	Flux moyen à travers une surface	N, P, E	Particles/cm
F4	Flux moyen à travers une cellule	N, P, E	Particles/cm ²
F5	Flux en un point détecteur	N, P	Particles/cm ²
F6	Dépôt d'énergie moyen dans une cellule	N, P, E	MeV/g
F7	Dépôt d'énergie moyen par fission dans une cellule	N	MeV/g
F8	Distribution énergétique fournie par un détecteur	N, P, PE	Pulses/MeV

III-6-5- Définition des matériaux

Comme il a été cité avant, dans la définition des cellules, on donne un numéro **m** au matériau qui constitue la cellule. Ce numéro **m** est repris dans la carte **Mm**, dont la formulation simplifiée est **Mm** zaid1 fraction1 zaid2 fraction2 ... où zaid indique de quel élément il s'agit, ainsi que la librairie des sections efficaces à utiliser. Cette entrée se décompose en **ZZZAAA.nnx**, où **Z** est le numéro atomique de l'élément considéré, **A** sa masse atomique, **n** la librairie des sections efficaces et **x** la classe de la donnée. Dans les calculs impliquant des photons et des électrons, les isotopes des éléments jouent le même rôle que les éléments naturels ; par conséquent, les **A** peuvent être mis à **0** et les nombres **nnx** oubliés. Les nombres fraction **i** sont les fractions atomiques du constituant **i** ou la densité atomique si elle est introduite avec un signe moins(-).

Le code **MCNP** permet de préciser le traitement physique à utiliser pour les particules qui sont générées, ainsi que les particules qu'elles peuvent produire lorsqu'elles interagissent avec le milieu. Ces précisions sont fournies à l'aide de la carte **PHYS**. Elle peut être utilisée avec des neutrons, des photons ou des électrons. Nous donnons

dans la figure (III-2) un schéma illustratif de la construction d'un fichier d'entrée du code MCNP5.

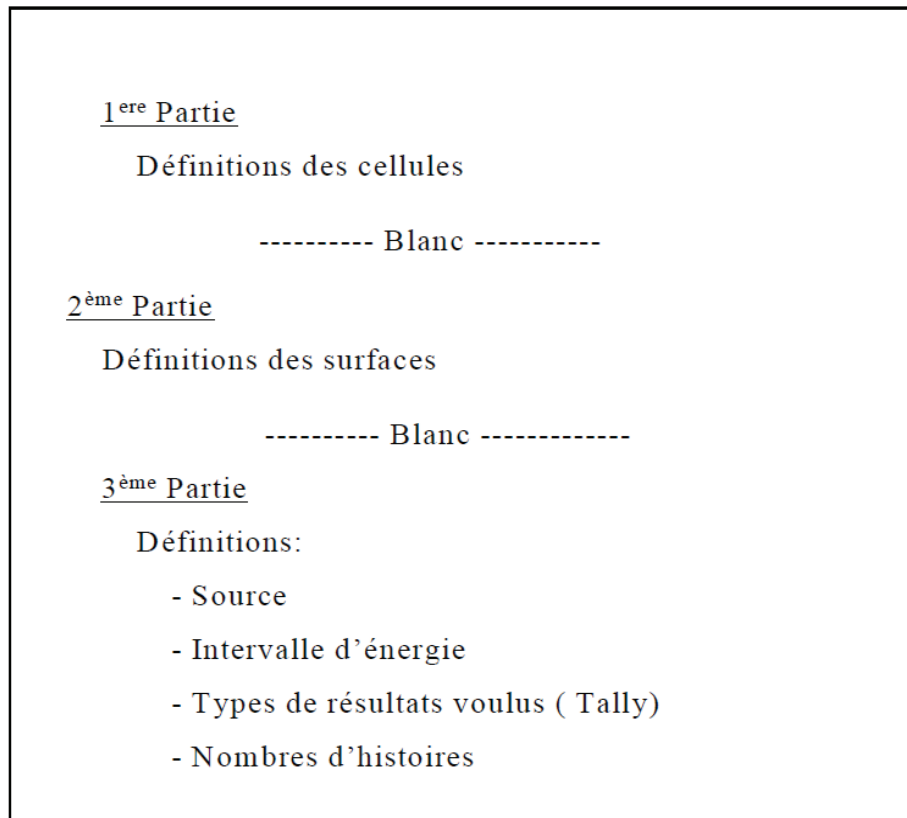


Figure (III-2) : Schéma d'un fichier input du code MCNP.

Chapitre IV

Partie Expérimentale Et Simulation

IV-I- Méthode

Introduction

Dans ce travail nous essayons de donner la correction de certains paramètres physiques de détection par la méthode Monte Carlo en utilisant le Code de simulation MCNP5, afin de déterminer l'activité spécifique des radiotraceurs de faibles activités dans une matrice lourde (sol). Comme l'efficacité du détecteur pour un échantillon volumineux (sol) ne peut pas être mesurée, on utilise la méthode de simulation Monte Carlo.

IV-I-1-Simulation de l'efficacité du détecteur avec une source Marinelli

Le but de la simulation de l'efficacité du détecteur avec une source de géométrie complexe et volumineuse est de déterminer l'activité spécifique d'un radioélément de faible activité dans un échantillon de même géométrie. Dans cette partie, nous avons simulé l'efficacité du détecteur pour une source de type Marinelli d'une matrice résine de densité 1.15g/cm^3 .

Pour la validation expérimentale de notre simulation, nous avons utilisé une source de référence fournie par l'AIEA (Agence Internationale à l'Energie Atomique) d'une géométrie et de matrice identique à celle modélisée.

Pour effectuer un calcul Monte Carlo, il faut connaître la géométrie et les matériaux composant le système à modéliser. Nous présentons la méthode et les paramètres adoptés pour les simulations dans le fichier d'entrée (Fichier INPUT).

IV-I-1-1-Caractéristiques des fichiers d'entrée (Fichier INPUT)

A-La géométrie modélisée

La modélisation de la géométrie du dispositif expérimental est obtenue en combinant les surfaces de base dans le fichier input afin de décrire les « cellules » représentant les volumes constituant la géométrie à simuler. Ces cellules fondamentales sont de forme simple et homogène en composition. Elles représentent le matériel de l'expérience, à savoir: la source et le détecteur.

Le porte échantillon Marinelli simulé est composé d'un matériau de type polyéthylène d'une épaisseur de 1.5 millimètre et une densité de 0.94g.cm^{-3} . Les dimensions du porte échantillon sont données dans la figure (IV-1).

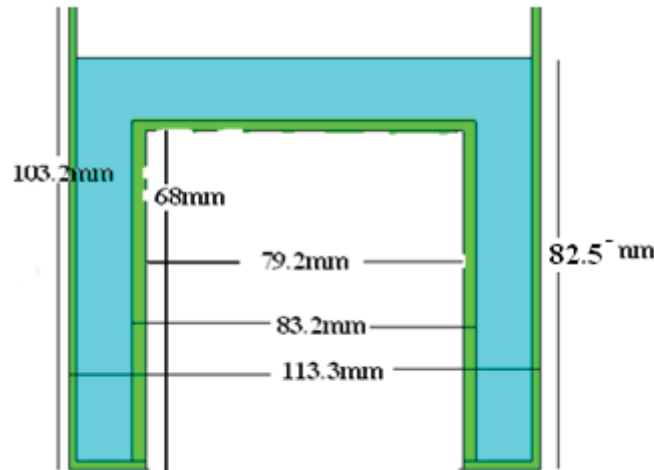


Figure (IV-1):Dimensions de porte échantillon Marinelli utilisé dans les simulations.

Le détecteur simulé est de type Ge(Hp) caractérisé par les paramètres géométriques mentionnés dans le tableau (IV- 1) :

Tableau (IV-1):Caractéristiques du détecteur fournies par le constructeur.

Détecteur	Dimension du détecteur fourni par le constructeur (mm).
Diamètre Cristal Ge	60.5
Longueur du Cristal	61
La zone morte	$4 \cdot 10^{-3}$
Diametre de la Cavité	12
Longueur de la cavité	51
Epaisseur de l'aluminium	1.5
Epaisseur du carbone	0.5
Distance entre le Ge et l'aluminium	5

B- définition des cellules

Les cellules décrites précédemment ont chacune une composition atomique bien définie. Chaque milieu est caractérisé par la proportion de chaque constituant en nombre d'atomes cibles par unité de volume. La définition de chaque élément par son nombre de masse A et son numéro atomique Z permet de choisir les sections efficaces qui leurs sont associées dans les tables contenues dans le fichier XSDIR.

Dans le fichier de donnée d'entrée, les cartes cellules sont composées de matériaux numérotés. Ces numéros correspondent à l'ordre d'apparition du matériau dans les cartes matériaux du fichier d'entrée.

Ces cellules sont numérotées chronologiquement suivant leur création. Le numéro affectant chaque cellule permet de l'identifier, cette identification imposée par l'écriture du programme, donne sa géométrie et la composition atomique de son milieu. La figure (IV-2) ci-dessous, illustre schématiquement la géométrie et le numéro de chaque cellule du système (détecteur+ porte échantillon Marinelli) obtenu par le code MCNP5.

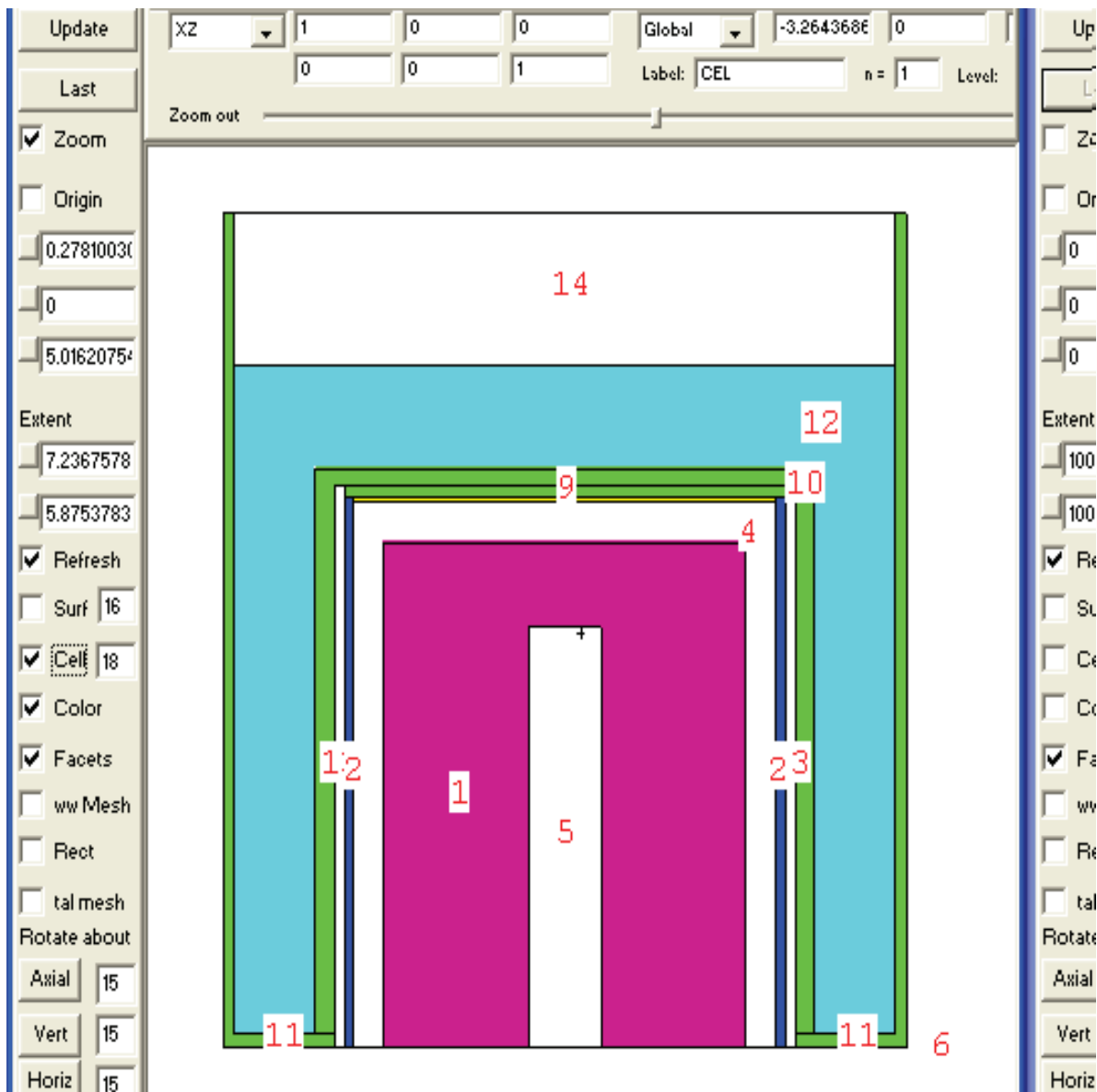


Figure (IV-2): Numéro de chaque cellule dans le système.

Les matériaux constituant chaque composant du système sont représentés dans le tableau (IV-2).

Tableau (IV-2): Description des cellules et des matériaux du système (détecteur+ porte échantillon Marinelli)

composant	Cellule	Numéro des cellules	Formule chimique	Densité massique (g/cm ³)	Matériau dans la cellule	Pourcentage massique%
détecteur	Le cristal	1	Ge	5.323	Ge	100
	Matériel de la fenêtre du cristal	2	Al	2.702	Al	100
	Carbone	3	C	2	C	100
	Vide	4	/	/	/	/
	Vide	5	/	/	/	/
Porte échantillon	Résine	12	C ₁₈ H ₂₀ O ₃	1.15	C, H, O	C:76.05 H:7.04 O:16.9
	Polyéthylène	11 ,10	C ₂ H ₂	0.92	C, H	C:92.3 H:7.69
	Vide	14	/	/	/	/

C-Définition des surfaces :

Dans ce code le système se divise en plusieurs volumes appelés cellules. Chaque cellule est définie par l'intersection ou l'union de différentes surfaces (planes, cylindriques, sphériques, etc..). La figure (IV-3), illustre schématiquement la géométrie du système (détecteur+porte échantillon Marinelli) obtenu par MCNP5, avec le numéro de chaque surface.

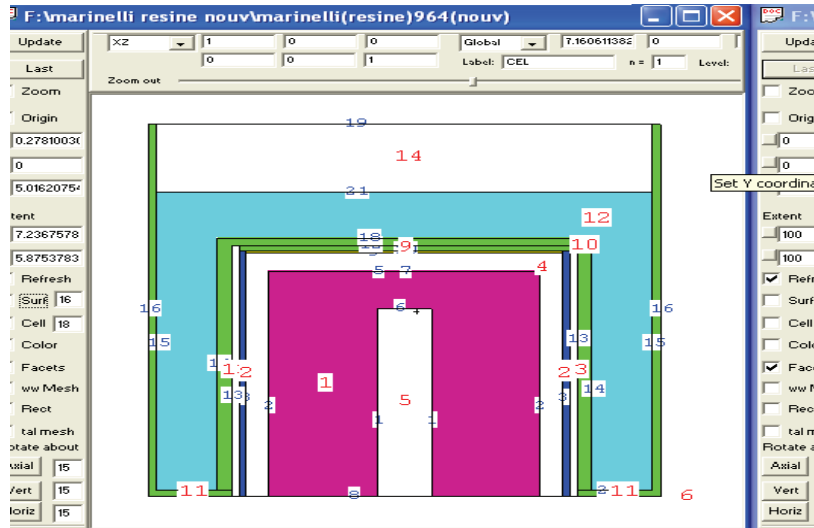


Figure (IV-3): Numéro de chaque surface dans le détecteur.

(Les numéros bleus: les surfaces, Les numéros rouges: les cellules).

Les tableaux ci-dessous (IV-3),(IV-4), résument les surfaces du système (détecteur+porte échantillon Marinelli) utilisé dans les simulations:

Tableau (IV-3): les surfaces du détecteur.

Cellule	surface	Type de surface	description	Carte d'entrée (cm)
Cristal (cellule1)	1	Cylindre "C"	CZ	0.6
	2	Cylindre "C"	CZ	3.025
	5	plane	PZ	6.1
	6	plane	PZ	5.1
Zone morte du Crystal (cellule8)	8	plane	PZ	0
	2	Cylindre "C"	CZ	3.025
	5	plane	PZ	6.1
Al (cellule2)	7	plane	PZ	6.10004
	3	Cylindre "C"	CZ	3.525
	4	Cylindre "C"	CZ	3.675
	8	plane	PZ	0
C (cellule3)	10	plane	PZ	6.65004
	9	plane	PZ	6.60004
	10	plane	PZ	6.65004
	4	Cylindre "C"	CZ	3.675

Tableau (IV-4) : les surfaces de porte échantillon Marinelli.

	surface	Type de surface	description	Carte d'entrée (cm)
Echantillon résine (cellule12)	14	Cylindre "C"	CZ	4.16
	15	Cylindre "C"	CZ	5.515
	20	plane	PZ	0.15
	21	plane	PZ	8.25
Vide (cellule14)	18	plane	PZ	7.00004
	15	Cylindre "C"	CZ	5.515
	21	plane	PZ	8.25
Polyéthylène (cellule10, 11)	19	plane	PZ	10.10004
	15	Cylindre "C"	CZ	5.515
	16	Cylindre "C"	CZ	5.7
	13	Cylindre "C"	CZ	3.85
	14	Cylindre "C"	CZ	4.16
	8	plane	PZ	0
	20	plane	PZ	0.15
	19	plane	PZ	10.0004

D-Définition de la source

Le code MCNP5 considère que les sources sont isotropes par défaut SDEF (Source Définition). Les caractéristiques de la source de type Marinelli sont introduites dans le fichier Input sous le format suivant:

```
sdefcel=12 rad=d1 ext=d2 erg=d3 axs=0 0 1 par=2 pos=0 0 0

si1 0 5.515
si2 0.15 8.25
si3 L 0 121.78e-3 244.66e-3 295.97e-3 329.41e-3 344.31e-3&
367.80e-3 411.13e3 443.98e-3 488.72e-3 503.5e-3 564.08e-3&
586.34e-3 678.61e-3 688.68e-3 719.34e-3 778.87e-3 810.42e-3&
867.33e-3 919.31e-3& 926.23e-3 963.36e-3964.01e-3 1005.15e-3&
1085.83e-3 1112.04e-3 1212.94e-31249.91e-3 1299.20e-3 1408.02e-3&
1457.64e-3 1528.12e-3&
sp3 D 0 2.54e-1 6.8e-2 4e-3 1e-3 2.45e-1 8e-3 2.0e-2 2.9e-2&
4e-3 1e-3 5e-3 4e-3 4e-3 8e-3 3e-3 1.20e-1 3e-3 3.8e-2 4e-3&
2e-3 1e-3 1.32e-1 6e-3 9.7e-2 1.24e-1 1.3e-2 2e-3 1.6e-2 1.98e-1&
5e-3 2e-3&
```

Figure (IV-4): Caractéristiques de la source dans le fichier Input

avec `erg=d3`, la distribution d'énergie de la source précisée en « si 3 » dans l'ordre croissant des énergies avec leurs probabilités d'émissions « sp3 » pour chacune de ces énergies

E- Définition des observables « tallies »

La simulation de l'efficacité de détection est activée via une carte ou «Tally F8 », qui représente une efficacité absolue pour chaque photon qui interagit avec le détecteur [25]. Dans notre cas chaque photon est suivi dans ses interactions jusqu'à ce que l'énergie déposée soit inférieure à une limite de 1 keV. Le nombre total des photons incidents est supérieur à 10^8 pour que l'erreur relative soit inférieure à 1% pour les pics qui nous intéressent.

Lors de l'utilisation de MCNP5, un élargissement gaussien donné par l'équation GEB (Gaussian Energy Broadening) est appliqué pour tenir compte de la résolution du détecteur Ge HP pour chaque énergie du photon [26].

En effet, la dépendance de la résolution en énergie a été prise en compte. Pour cela une source d' ^{152}Eu a été utilisée. Les données expérimentales de FWHM ont été ajustées par la fonction suivante :

$$\text{FWHM (KeV)} = a + b\sqrt{E} + cE^2 \quad E \text{ en (keV)} \quad (\text{IV.1})$$

Cette équation comporte trois constantes a, b et c propres à la chaîne de détection [30]. Dans notre cas, ces trois constantes sont données à l'aide du programme d'acquisition Génie-2000 lors de la calibration en énergie du détecteur et sont donnés par :

$$a = 0.7072 \text{ keV}, b = 9.29 \cdot 10^{-1} \text{ keV}^{1/2}, c = 0 \text{ keV}^{-1}.$$

Cette tally calcule l'efficacité absolue du détecteur dans l'intervalle de [0,1.5Mev] avec un incrément de (1,5/8176) .Afin de former un spectre et le comparer avec celui de l'expérience.

Remarque: MCNP5 offre la possibilité de visualiser les cellules programmées en 2D ou 3D grâce à un logiciel attachée nommé **VISED PLOTTING**, qui permet de vérifier notre géométrie avant de lancer l'exécution du fichier. Toutes les informations géométriques présentes dans notre fichier d'entrée input, ont été vérifiées à l'aide de ce programme de visualisation. Les figures (IV-5) et (IV-6), illustrent schématiquement la géométrie du Système obtenu par MCNP5.

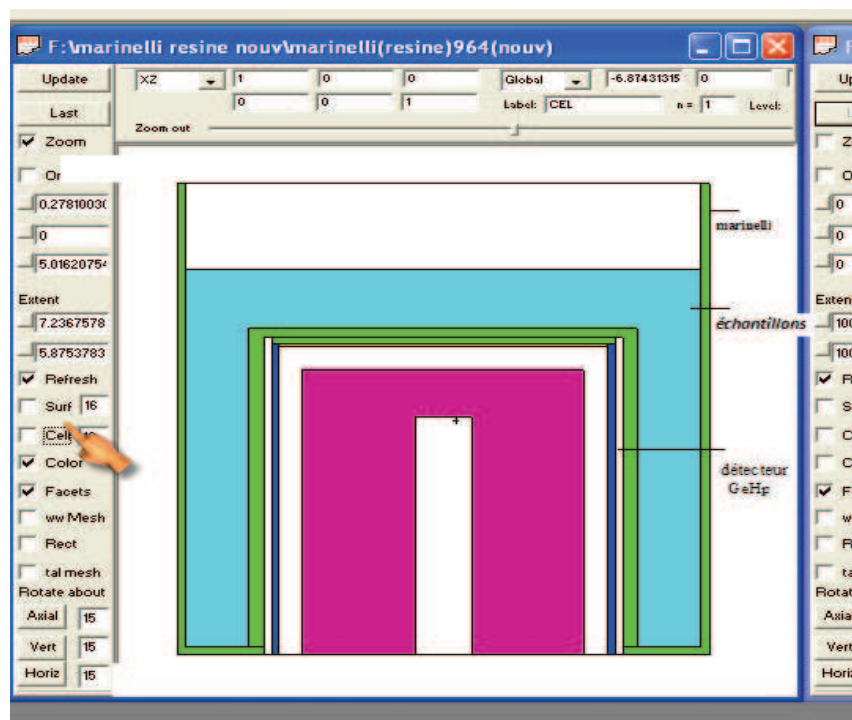
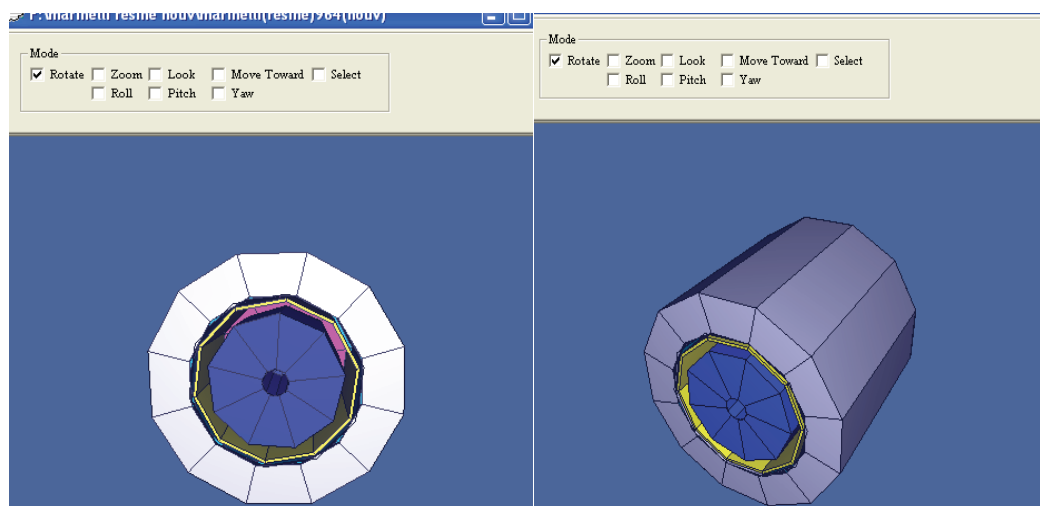


Figure (IV-5): Visualisation avec MCNP5 de la Géométrie 2D du Détecteur Ge (HP) avec le porte échantillon Marinelli.



Figure(IV-6) :Visualisation avec MCNP5 de la Géométrie 3D du Détecteur Ge (HP) avec le porte échantillon Marinelli.

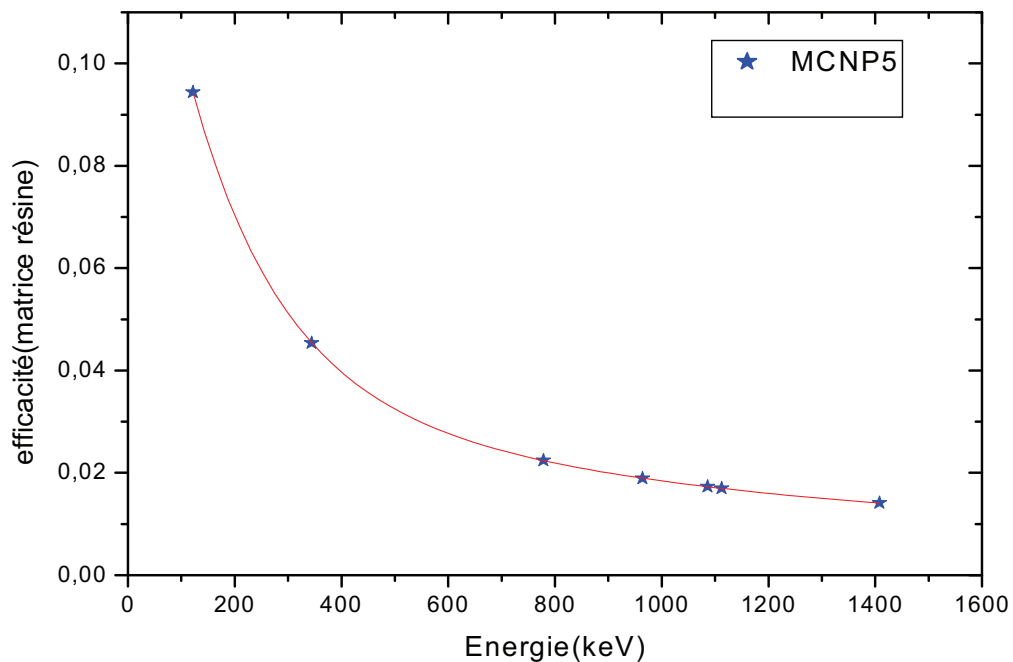
F-Résultat de la simulation

Les résultats de l'efficacité obtenue par simulation sont représentés dans le tableau ci-dessous:

Tableau (IV-5):l'efficacité de détecteur pour une source Marinelli, matricerésine.

Energie (keV)	Efficacité*10 ⁻²
121.78	9.44 ± 0.1
344.31	4.54 ± 0.14
778.87	2.24 ± 0.21
964.01	1.89 ± 0.22
1085.83	1.73 ± 0.23
1112.04	1.70 ± 0.24
1408.02	1.41 ± 0.25

La représentation graphique de l'efficacité en fonction de l'énergie est donnée dans la Figure (IV-7):



Figure(IV-7) :Simulation de l'efficacité en fonction de l'énergie.

Afin d'établir une expression analytique permettant la détermination de l'efficacité à une énergie quelconque, nous avons effectué un ajustement par la méthode des moindres carrés, des données simulées de l'efficacité. Ainsi, la formule empirique suivante a été retenue :

$$\varepsilon(\text{résine})_{\text{sim}} = \varepsilon_0 + A_1 \exp(-E_\gamma/E_1) + A_2 \exp(-E_\gamma/E_2) \quad (\text{IV-2})$$

où :

$$\varepsilon_0 = 0,00750 \pm 0,00103, A_1 = 0,111883 \pm 0,00189, E_1 = 165,78808 \pm 4,45584 \text{ keV}$$

$$A_2 = 0,0345 \pm 0,00177, E_2 = 849,98609 \pm 103,22578 \text{ keV}$$

IV-I-2-validation expérimentale de l'efficacité du détecteur avec une source Marinelli

Il est nécessaire de contrôler les valeurs de l'efficacité obtenue par MCNP5 par des mesures expérimentales. L'efficacité de détection a été mesurée avec une source d' Eu^{152} géométrie Marinelli matrice résine d'une activité de 4.17KBq, glissée au-dessus du détecteur créant ainsi un système étroit de la géométrie représentée sur la Figure(IV-8).



Figure (IV-8): Détecteur Ge(HP) et le porte échantillon

La collection du spectre gamma de la source d' Eu^{152} est effectuée à l'aide d'une chaîne de détection gamma constituée d'un détecteur à semi-conducteur de type germanium hyper pure de haute résolution (résolution 1.8keV à la raie 1332.5keV du Co-60) de marque CANBERRA maintenu à la température d'azote liquide. Le temps de mesure est de 3600 secondes.

L'efficacité absolue du détecteur est définie par le rapport du nombre de photons détectés par absorption totale sur le nombre de photons émis par la source, selon l'expression suivante [3].

$$\varepsilon_{\text{absolue}} = \frac{N}{A \cdot t_c \cdot I_\gamma} \quad (\text{IV-3})$$

N : est la surface nette sous le pic photoélectrique du spectre obtenu,

I_γ : Le rapport d'embranchement,

t_c : le temps de comptage.

A : L'activité de la source radioactive donnée en unité internationale qui est le Becquerel (Bq) et qui correspond au nombre de désintégrations par seconde.

Le curie (Ci) est une unité encore utilisée : il est défini comme l'activité d'un gramme de radium, soit 37×10^9 désintégrations par seconde [27].

$$1 \text{ Ci} = 3,7 \times 10^{10} \text{ Bq}$$

$$1 \text{ Bq} = 0,027 \text{ nCi.}$$

A est l'activité de la source au moment du comptage elle est donnée par :

$$A = A_0 e^{-\lambda t}$$

La constante de décroissance radioactive λ est liée à la période du radioélément par la relation suivante:

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} \quad (\text{IV-4})$$

Le calcul d'erreur est déduit à partir des incertitudes sur les paramètres suivants : le Nombre de coups dans le pic N , l'activité de la source A , l'intensité d'émission I_γ .

L'incertitude sur la mesure de l'efficacité du détecteur est donnée par [28].

$$\frac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon} = \left[\left(\frac{\Delta N}{N} \right)^2 + \left(\frac{\Delta A_0}{A_0} \right)^2 + \left(\frac{\Delta I_\gamma}{I_\gamma} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (\text{IV-5})$$

où:

ΔN : incertitude due au statistique de comptage.

ΔA_0 : incertitude sur l'activité de la source.

ΔI_γ : incertitude sur le rapport d'embranchement.

Avec :

$$\Delta N / N = \sqrt{N + 2B} / N. \quad (\text{IV-6})$$

Où N est le nombre de coups sous le pic et B celui constituant le bruit de fond.

La source utilisée est la source d' ^{152}Eu géométrie Marinelli choisie pour ses nombreuses raies caractéristiques, dont les principales sont notées avec leurs probabilités d'émission dans le tableau (IV-6).

IV-I-2-I-Résultats expérimentaux de l'efficacité

Les résultats expérimentaux pour la résine dans un porte échantillon Marinelli sont résumés dans le tableau suivant:

Tableau (IV-6):l'efficacité du détecteur pour une source Marinelli, matrice résine.

Energie (keV)	probabilités d'émission [29].	\mathcal{E} (expérimentale) $\cdot 10^{-2}$
121.78	0.254	5.34± 0.013
344.31	0.245	3.32±0.010
778.87	0.12	1.73± 0.018
964.01	0.132	1.52± 0.009
1085.83	0.097	1.47± 0.010
1112.04	0.124	1.44± 0.009
1408.02	0.198	1.13± 0.063

IV-I-2-2 - Correction due à l'effet de coïncidence sur un spectre de photons:

Lorsqu'un radionucléide présente un schéma de désintégration complexe, les durées de vie des niveaux excités étant généralement très inférieures au temps de résolution de la chaîne électronique qui est de l'ordre micro -seconde, donc il peut y avoir détection simultanée d'impulsions provenant de transitions émises en cascade. Ce phénomène se traduit alors par deux sortes d'effets: une perte de comptages dans les pics d'absorption totale correspondants, et l'apparition d'un pic représentant la somme d'énergie des deux pics. [30].

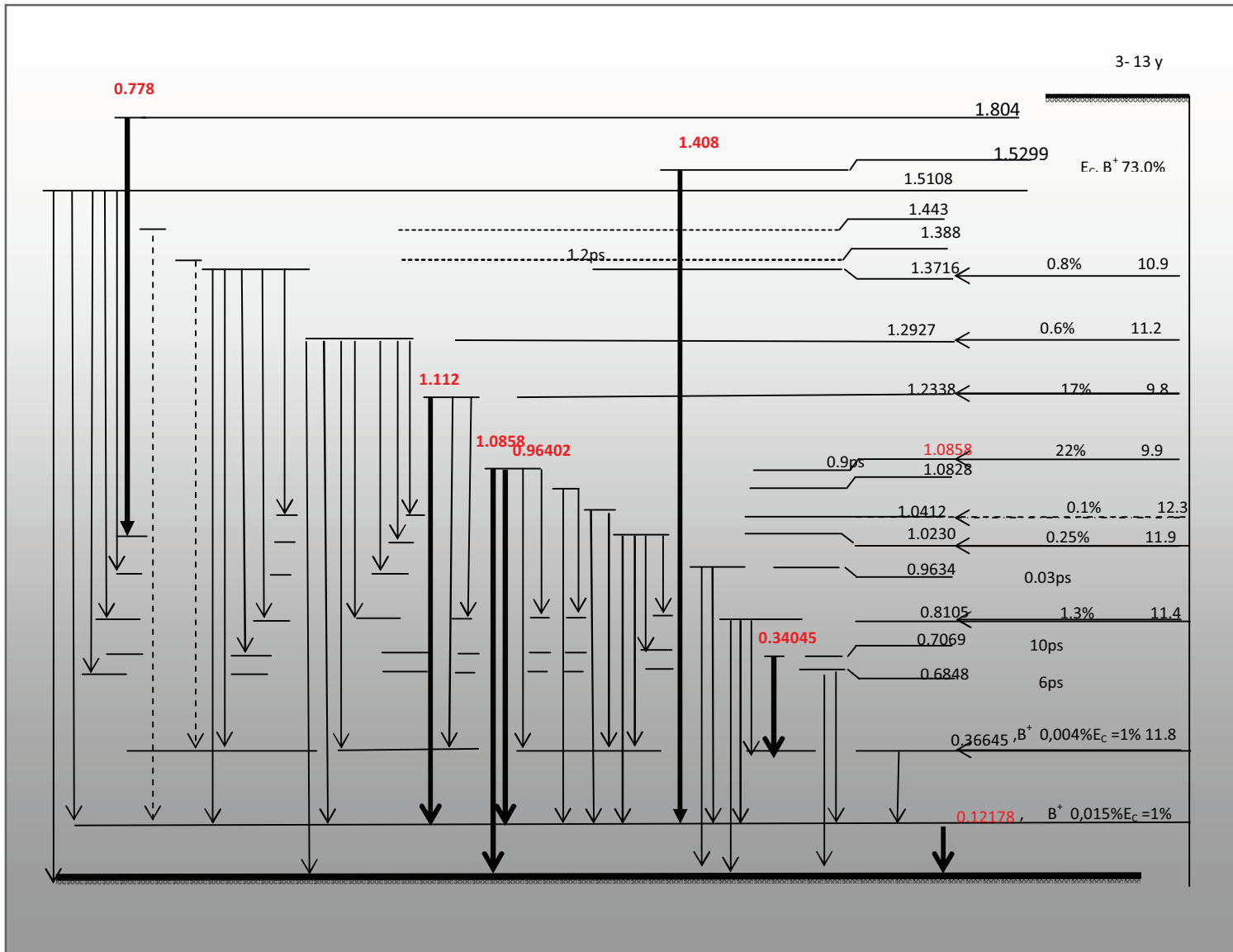


Figure (IV-9):Schéma de désintégration d'Eu-152[29].

Les résultats de l'expérience obtenus peuvent être améliorés en tenant compte de la correction de sommation due à l'effet de coïncidence.

La correction de l'aire du pic N_P est donnée par l'expression :

$$N_P = N_{P.o} / F_c \tag{IV-7}$$

Où : $N_{P.o}$ l'aire du pic observée et F_c Le facteur de correction de l'effet de sommation dû au coïncidence.

Le facteur de correction de coïncidence donnée dans la littérature pour une source Marinelli de différents volumes, est représenté dans le tableau suivant :

Tableau (IV-7):Le facteur de correction de coïncidence donnée dans la littérature.

Energie (keV)	F_c (Marenelli 0.5L) [31].	F_c (Marenelli 1L) [32].
121.78	0.876	0.924
344.31	0.904	0.943
778.87	0.816	0.912
964.01	0.915	0.935
1085.83	1.039	0.985
1112.04	0.951	0.942
1408.02	0.941	0.974

Afin de déduire le facteur de correction de coïncidence pour une géométrie Marinelli de volume 0.45L utilisé, on a tracé les courbe de ce facteur pour chaque énergie en fonction du volume donné dans la littérature [31], [32] Figure (VI-10).

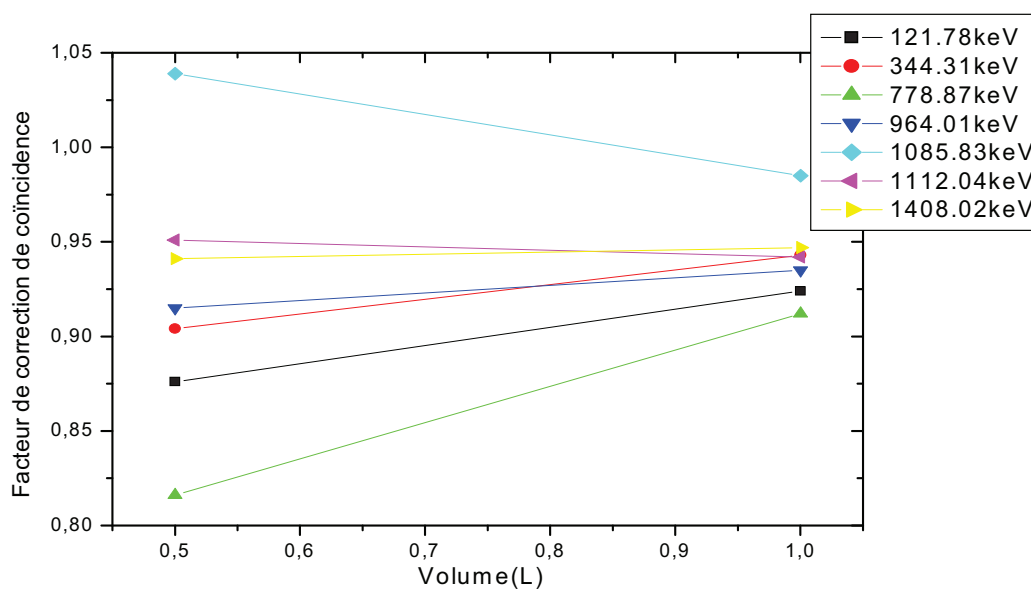


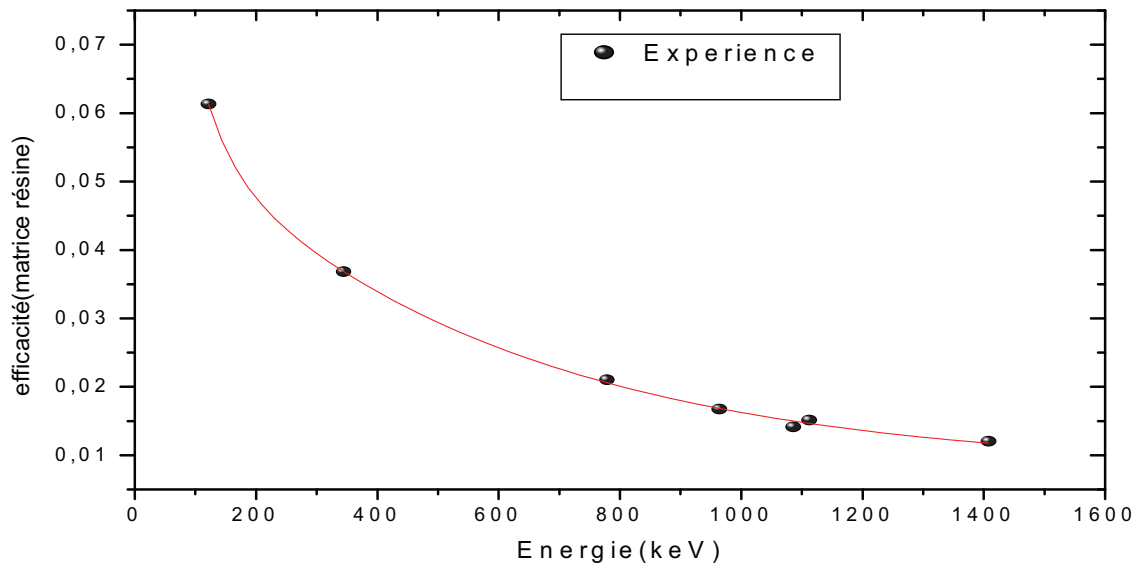
Figure (VI-10) : Le facteur de correction de coïncidence en fonction du volume de la géométrie Marinelli.

Pour la détermination du facteur de correction de coïncidence à un volume de 0.45L du porte échantillon utilisé dans notre travail, nous avons procédé à une extrapolation des courbes de facteur de correction de coïncidence de la figure (VI-10). La correction de l'efficacité pour chaque niveau d'énergie de l'Europium est donnée par le tableau suivant :

Tableau (IV-8): l'efficacité du détecteur corrigé par l'effet de coïncidences.

Energie (keV)	F_c (Marenelli 0.45L)	ϵ (expérimentale) corrigé* 10^{-2}
121.78	0.87	6.13
344.31	0.90	3.68
778.87	0.82	2.10
964.01	0.91	1.67
1085.83	1.04	1.41
1112.04	0.95	1.51
1408.02	0.940	1.20

La figure (IV-11) montre la courbe de l'efficacité expérimentale en fonction de l'énergie.



Figure(IV-11) : Courbe expérimentale de l'efficacité en fonction de l'énergie.

De même une expression analytique permettant la détermination de l'efficacité à une énergie quelconque a été établie, en effectuant un ajustement par la méthode des

moindres carrés, des données expérimentales de l'efficacité. Ainsi, la formule empirique suivante a été retenue :

$$\mathcal{E}(\text{résine})_{\text{exp}} = \mathcal{E}_0 + \mathbf{B}_1 \exp(-E_\gamma / E_0) + \mathbf{B}_2 \exp(-E_\gamma / E_1) \quad (\text{IV-8})$$

où :

$$\mathcal{E}_0 = 0,00789 \pm 0,00472, \mathbf{B}_1 = 0,05535 \pm 0,03224, E_0 = 529,28014 \pm 324,68714$$

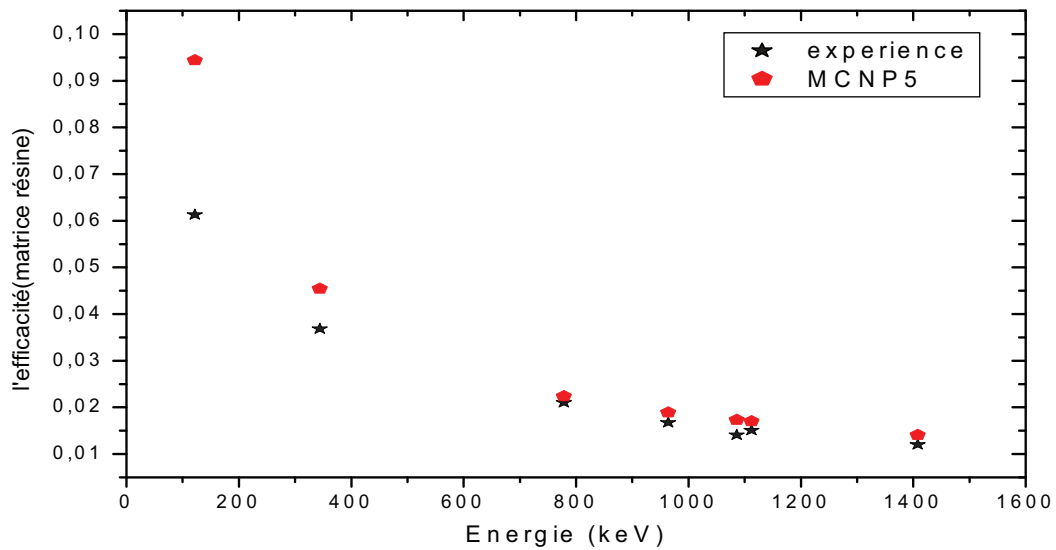
$$\mathbf{B}_2 = 7,55932 \pm 0,12466, E_1 = 1152,90041 \pm 47,14959$$

IV-I-2-3 -Comparaison des données simulées et expérimentales

La détermination de l'efficacité à une énergie quelconque est calculée par les formules (IV-2), (IV-8) déduits de l'ajustement, les résultats de calcul sont représentés dans le tableau (IV-9), qui résume les données expérimentales et simulés de l'efficacité en fonction de l'énergie et la figure (IV-12) illustre la comparaison entre les mêmes données :

Tableau (IV-9): Comparaison d'efficacité expérimentale et simulé.

Energie (keV)	\mathcal{E} (expérimentale) *10 ⁻²	\mathcal{E} (simulée) *10 ⁻²	$\mathcal{E}(\text{résine})_{\text{exp}}$ Calculé*10 ⁻²	$\mathcal{E}(\text{résine})_{\text{sim}}$ Calculé*10 ⁻²
121.78	6.13	9.44	6.12	9.44
344.31	3.68	4.54	3.68	4.54
778.87	2.10	2.24	2.05	2.238
964.01	1.67	1.89	1.68	1.895
1085.83	1.41	1.73	1.50	1.729
1112.04	1.51	1.70	1.46	1.697
1408.02	1.20	1.41	1.18	1.411



Figure(IV-12) : Courbe de Comparaison de l'efficacité(simulée, expérimentale) en fonction de l'énergie.

IV-I-3-Facteur de normalisation

On fait introduire un facteur de normalisation R qui compense toute paramétrisation non prise en considération dans le calcul de simulation. Ce facteur de normalisation permet alors de reproduire les données expérimentales à n'importe quelle énergie par un calcul de simulation avec le code MCNP5.

$$R = \frac{\varepsilon(\text{simulation})}{\varepsilon(\text{expérimental})} \quad (\text{IV-9})$$

Tableau (IV-10): facteur de normalisation en fonction de l'énergie.

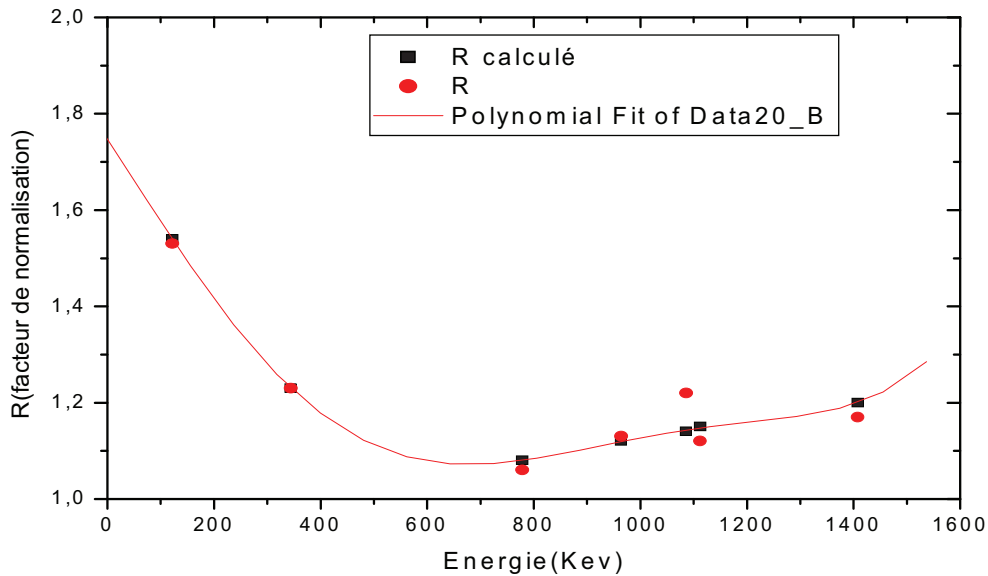
Energie (keV)	$R = \frac{\varepsilon(\text{simulation})}{\varepsilon(\text{expérimental})}$	$R_{\text{corrigé}} = \frac{\varepsilon(\text{simulation})}{\varepsilon(\text{expérimental})}$	R [33]
121.78	1.53	1.54	1.35
344.31	1.23	1.23	1.3
778.87	1.06	1.08	1.37
964.01	1.13	1.12	1.28
1085.83	1.22	1.15	1.08
1112.04	1.12	1.15	1.28
1408.02	1.17	1.20	1.33

R : est le rapport des efficacités simulées sur celle expérimentale.

R_{corrigé}: est le rapport calculé par un ajustement des données de l'efficacité \mathcal{E}_{exp} et \mathcal{E}_{sim} .

R [33]: est le rapport des efficacités simulées sur celle expérimentale dans la littérature.

La dépendance du facteur **R** en fonction de l'énergie est illustrée sur la figure(IV-13).



Figure(IV-13): le facteur de normalisation **R en fonction de l'énergie des rayonnements gamma de ^{152}Eu .**

Pour pouvoir déterminer la valeur du facteur de normalisation **R** à une énergie quelconque nous avons réalisé un ajustement par la méthode des moindres carrés qui nous a permis d'établir une expression analytique de ce facteur **R** en fonction de l'énergie ; soit :

$$\mathbf{R}_{\text{corrigé}} = \mathbf{A} + \mathbf{B}_1 * \mathbf{E} + \mathbf{B}_2 * \mathbf{E}^2 + \mathbf{B}_3 * \mathbf{E}^3 + \mathbf{B}_4 * \mathbf{E}^4 + \mathbf{B}_5 * \mathbf{E}^5 \quad (\text{IV-10})$$

où :

$$\mathbf{A} = 1,74749 \pm 0,04794, \mathbf{B}_1 = -0,00168 \pm 6,50329\text{E-}4, \mathbf{B}_2 = -7,62122\text{E-}7 \pm 2,66316\text{E-}6$$

$$\mathbf{B}_3 = 5,10923\text{E-}9 \pm 4,45763\text{E-}9, \mathbf{B}_4 = -4,5309\text{E-}12 \pm 3,25412\text{E-}12,$$

$$\mathbf{B}_5 = 1,24202\text{E-}15 \pm 8,60097\text{E-}16,$$

IV-I-4-Evaluation du coefficient d'auto-absorption relatif

Lorsqu'on dispose d'un échantillon radioactif de dimensions non négligeables, un certain nombre de photons émis dans l'échantillon peut interagir avec la matrice de

l'échantillon lui-même en perdant une partie ou la totalité de leur énergie. Cela a comme conséquence la diminution du comptage dans le pic photoélectrique.

Pour cela nous avons déterminé le coefficient d'auto-absorption relatif à l'aide de la simulation par le code MCNP5. Il est défini comme le rapport de l'efficacité simulée de l'échantillon sol $\mathcal{E}_{\text{Sim}}(\text{sol})$ sur celle du standard simulée $\mathcal{E}_{\text{Sim}}(\text{résine})$ (eq IV-11). Cette normalisation par le facteur F_a élimine toute source d'erreur due à la géométrie de l'échantillon [3].

$$F_a = \frac{\mathcal{E}(\text{sol})_{\text{Sim}}}{\mathcal{E}(\text{résine})_{\text{Sim}}} \quad (\text{IV-11})$$

$\mathcal{E}(\text{sol})_{\text{Sim}}$: L'efficacité simulée d'un échantillon (sol) donné en fonction de l'énergie gamma,

$\mathcal{E}(\text{résine})_{\text{Sim}}$: L'efficacité simulée de la source étalon. Dans notre cas nous avons pris ^{152}Eu dans la résine comme source étalon.

IV-I-5-Simulation de l'efficacité du détecteur géométrie Marinelli sol

Le calcul de $\mathcal{E}_{\text{Sim}}(\text{sol})$ se fait après la validation expérimentale de la géométrie Marinelli.

Dans la simulation du sol on a besoin, dans le fichier input, pour définir la source, du pourcentage massique de chaque élément composant le sol. Notons ici que, la composition du sol a été déterminée par la méthode de fluorescence X (XRF) permettant une détermination de la distribution de la teneur des éléments majeurs dans le sol de Tlemcen. Les résultats concernant la composition du sol sont résumés dans le tableau suivant [34] :

Tableau (IV-11):Composition de la matrice du sol utilisé dans le fichier input.

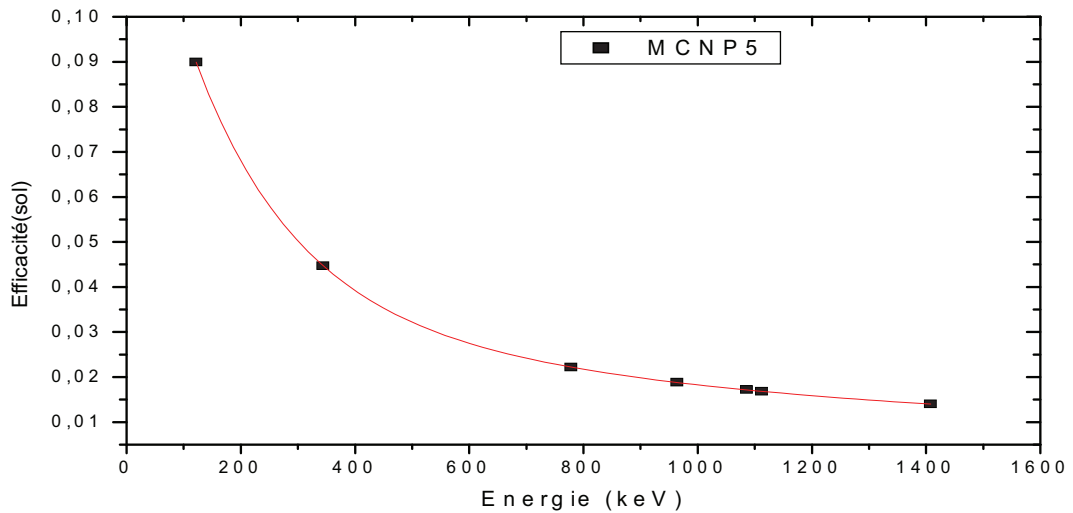
Numéro des cellules	échantillon	Densité massique (g/cm ³)	Composition de sol		Pourcentage massique de chaque élément	Numéro atomique Z
12	sol	1.35	MgO	1.716%	O:44.8447%	8
			Al ₂ O ₃	15.013%	Mg:1.0296%	12
					Al:7.94%	13
			SiO ₂	54.814%	Si:25.57%	14
			K ₂ O	2.702%	K:2.24%	19
			CaO	16.841%	Ca:12.03%	20
			Fe ₂ O ₃	7.336%	Fe:5.135%	26
	TiO ₂	0.977%	Ti:2.2008%	22		

Les résultats obtenus par la simulation à l'aide du code MCNP5 pour la source sol, sont résumés dans le tableau (IV-12):

Tableau (IV-12): efficacité de la source sol et le Coefficients d'auto-absorption relatif en fonction de l'énergie des rayonnements gamma.

Energie(Kev)	$\mathcal{E}(sol)_{sim} * 10^{-2}$	$\mathcal{E}(résine)_{sim} * 10^{-2}$	F_a
121.78	8.99 ± 0.1	9.44 ± 0.1	0.952
344.31	4.47 ± 0.13	4.54 ± 0.14	0.984
778.87	2.22 ± 0.21	2.24 ± 0.21	0.991
964.01	1.88 ± 0.23	1.89 ± 0.22	0.994
1085.83	1.72 ± 0.23	1.73 ± 0.23	0.994
1112.04	1.68 ± 0.24	1.70 ± 0.24	0.988
1408.02	1.40 ± 0.23	1.41 ± 0.25	0.992

La courbe ci-dessous représente l'efficacité $\mathcal{E}(sol)_{sim}$, en fonction de l'énergie.



Figure(IV-14) : Courbe d'efficacité en fonction de l'énergie. (Sol simulée).

De même, un ajustement des données de la simulation de l'efficacité du sol a été effectué pour aboutir à une formule analytique permettant la détermination de cette efficacité à une énergie quelconque, soit:

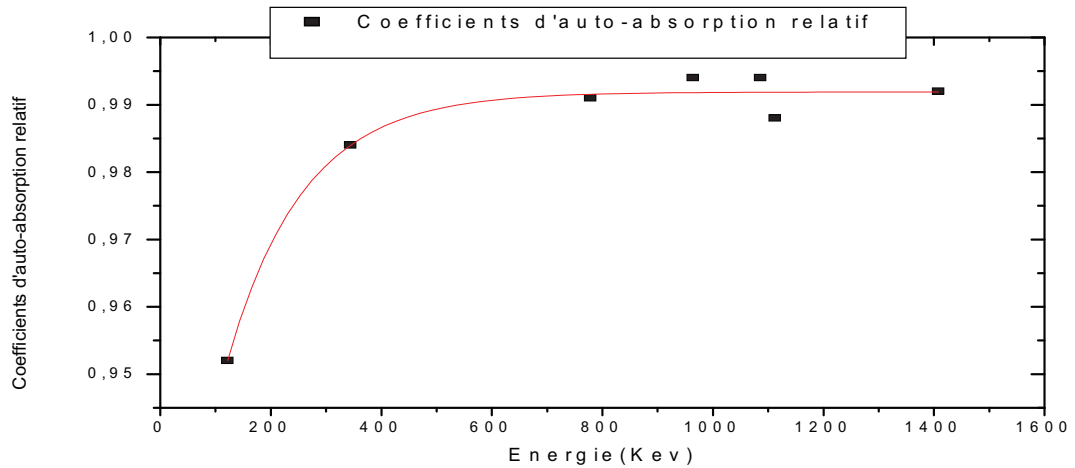
$$\mathcal{E}(sol)_{sim} = \mathcal{E}_0 + A_1 \exp(-E_\gamma / E_1) + A_2 \exp(-E_\gamma / E_2) \quad (IV-12)$$

où:

$$\epsilon_0 = 0,00689 \pm 0,0012, \quad A_1 = 0,10872 \pm 0,00198, \quad E_1 = 175,71371 \pm 4,65373$$

$$A_2 = 0,0327 \pm 0,00152, \quad E_2 = 919,69215 \pm 125,53978$$

La courbe ci-dessous représente le Coefficients d'auto-absorption relatif en fonction de l'énergie des rayonnements gamma.



Figure(IV-15) : le Coefficients d'auto-absorption relatif en fonction de l'énergie des rayonnements gamma de ^{152}Eu , obtenu avec le code MCNP.

L'ajustement des données de Coefficients d'auto-absorption relatif F_a de la Figure(IV-15) nous a permis d'exprimer ce Coefficients F_a en fonction de l'énergie selon la relation suivante:

$$F_a = F_{a0} + A \exp(-E_\gamma/E_1) + B \exp(-E_\gamma/E_2) \quad (\text{IV-13})$$

où :

$$F_{a0} = 0,9948, \quad A = -3,571, \quad E_1 = 23,12, \quad B = -0,037, \quad E_2 = 277,82$$

Dans cette étude, il a été montré que le code de modélisation par la méthode Monte Carlo est bien fiable pour la simulation du transport des photons. La caractérisation précise du système de détection, la nature de la source, et les interactions γ -matière, nous ont permis d'évaluer le coefficient d'auto-absorption pour corriger et améliorer les analyses quantitatives des échantillons par spectrométrie gamma.

IV-2- Procédure expérimentale

IV-2-1-Principe de l'évaluation de l'activité d'un radioélément dans un échantillon

Pour déterminer l'activité d'un radioélément dans une source inconnue, on mesure le nombre de photons gamma émis par celle-ci à l'aide de la spectrométrie gamma. Pour relier le nombre de photons comptés à l'activité de la source, il est nécessaire de réaliser un étalonnage du détecteur. Celui-ci dépend notamment de la géométrie des échantillons et d'un certain nombre de paramètres liés aux caractéristiques du détecteur et des sources.

Les échantillons dont on aura à déterminer l'activité (inconnue) peuvent être de formes et de géométries variées (cylindrique, Marinelli,...) et, en particulier, présentent une distribution de radioactivité hétérogène. Ce sont les cas les plus difficiles à traiter.

On utilise la géométrie Marinelli où l'échantillon, d'une masse beaucoup plus importante recouvre le détecteur. Cette géométrie est utilisable lorsqu'on dispose d'une quantité importante d'un échantillon homogène (400g à 800g environ, suivant la masse volumique).

Les échantillons sont séchés dans une étuve à une température de 70 °C pour une période de 48 heures. Ils sont Broyés, afin de détruire les agrégats, puis tamisés par un tamis dont le diamètre de pore est inférieur à 2 mm. Les échantillons du sol sont mis dans des portes échantillons de type Marinelli.

IV-2-2- Préparation des échantillons

Les deux échantillons du sol sont mis à l'air libre pour un premier séchage et puis séchés à l'aide d'une étuve, ensuite broyés et tamisés. La préparation des échantillons nécessite le matériel suivant :

- Mortier: pour le broyage des échantillons du sol,
- Balance: La balance à été utilisée pour le pesage des échantillons de sol ainsi déterminer la densité apparente.
- Porte échantillon marinelli : pour les mesures au niveau de la chaine de spectrométrie gamma,
- L'étuve: pour le séchage,

-Tamis: pour le tamisage des échantillons du sol (a 2 mm de diamètre)

IV-2-3-Mesure et traitement des spectres gamma

Les échantillons du sol ont été mesurés à l'aide d'une chaîne de spectrométrie gamma composé d'un détecteur à semi-conducteur de type Ge(HP) de haute résolution.

Les impulsions détectées par le détecteur sont ajustées et amplifiées par un système de détection composé d'un préamplificateur de charge et un inspecteur qui joue la fonction d'un amplificateur et un convertisseur A.D.C (Analogique- Digital- Converter).

Dans la figure suivante, nous donnons le montage expérimental de spectrométrie gamma utilisé:



Figure (IV-16):Chaîne de spectrométrie gamma.

Les spectres sont visualisés sur un ordinateur géré par le logiciel du traitement Génie-2000. Les spectres obtenus sont traités par ce programme Génie-2000 qui nous donnera l'intensité de chaque raie gamma caractéristique.

Le temps de détection utilisé est de 48h pour chaque échantillon, pour permettre de détecter les radioéléments de faibles activités.

L'acquisition des spectres par Génie-2000 a été réalisée avec au moins 10 000 coups accumulés dans les pics d'intérêt les plus intenses. Les résultats sont présentés sur la figure (IV- 17).

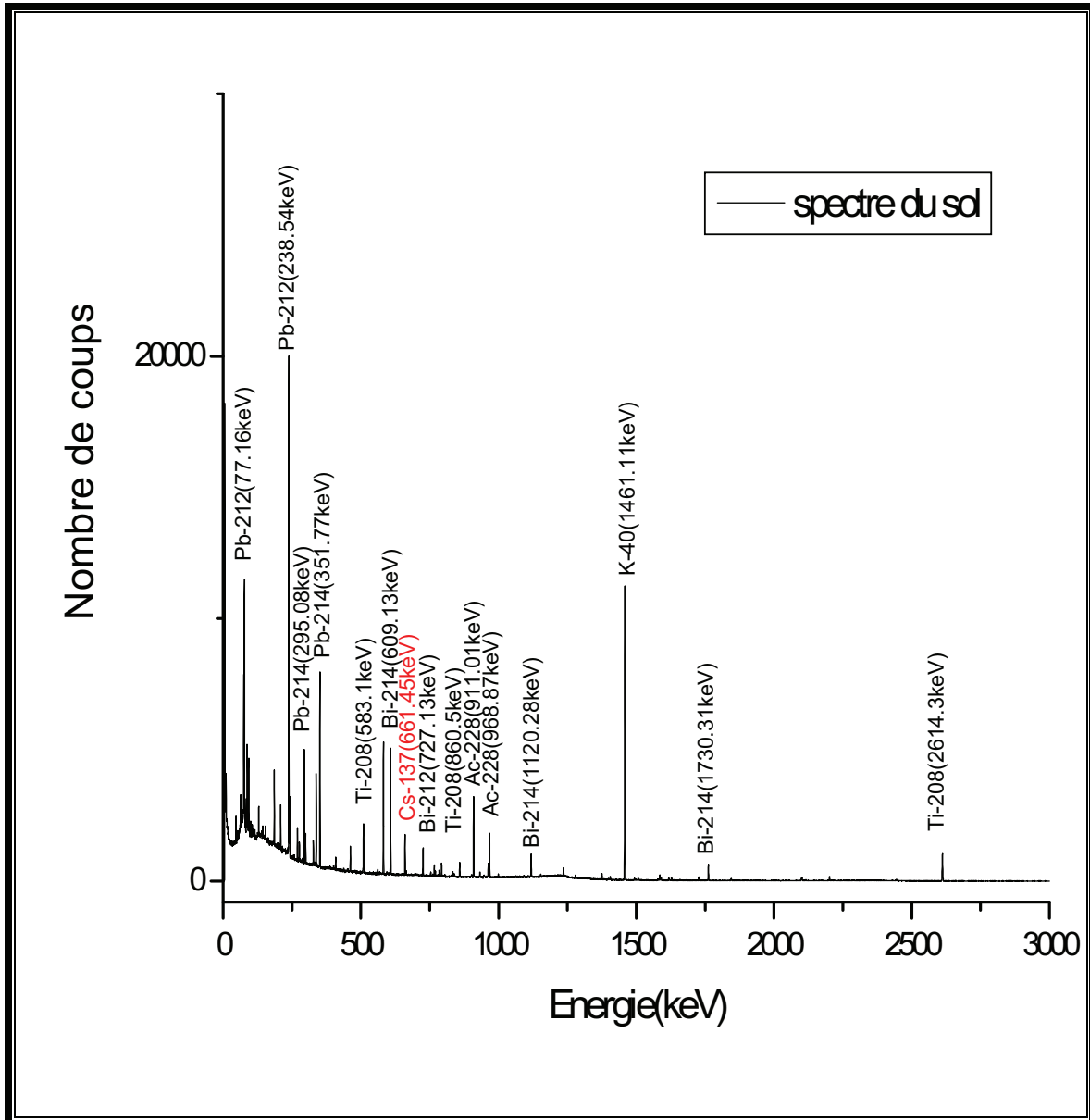


Figure (IV-17) : Spectre d'échantillon de sol.

L'identification des éléments radio-traceur a été faite en relevant les énergies des raies enregistrées dans le spectre d'échantillon de sol. Les éléments identifiés sont donnés dans le tableau ci-dessous :

Tableau (IV-13) : Les éléments obtenus dans l'échantillon de sol.

		échantillon		de sol	
Elément	Energie(keV)	Elément	Energie(keV)	Elément	Energie(keV)
^{214}Pb	241.77	^{212}Pb	77.16	^{208}Tl	583.1
	295.08		87.24		860.5
	351.77		238.54		2614.3
^{212}Bi	727.13	^{40}K	1461.11	^{137}Cs	661.45
	785.65				
^{214}Bi	609.13	^{228}Ac	92.73	^{235}U	89.96 143.78
	768.23		128.97		
	933.86		209.20		
	1120.28		269.93		
	1155.23		327.94		
	1238.18		338.20		
	1377.86		794.71		
	1408.27		911.01		
	1730.31		964.52		
	1765.21		968.87		
	1848.20		1588.49		

IV-2-4-Mesure de l'activité spécifique des radio-traceurs

Après avoir validé nos calculs de simulation, nous avons déterminé l'activité spécifique en Bq/kg des radio-traceur à partir les raies de chaque élément, pour analyser les échantillons du sol. Les résultats ont été corrigés en tenant compte du phénomène d'auto-absorption pour cette raie.

L'activité spécifique est donnée par la relation suivante:

$$A = \frac{N}{\varepsilon \cdot m \cdot F_a \cdot I \gamma} \quad (\text{IV-14})$$

A : Activité spécifique (Bq/Kg),

N: surface net de pic gamma,

I_γ : le rapport d'embranchement.

m : Masse de l'échantillon en (kg), (m=0.6Kg),

\mathcal{E} : L'efficacité du détecteur à l'énergie 661.64 keV.

F_a : Facteur d'auto absorption relatif.

Avec:

$$\mathcal{E} = \frac{\mathcal{E}(\text{sol})_{\text{sim}}}{R} \quad (\text{IV-15})$$

On a calculé Le coefficient d'auto-absorption et le facteur de normalisation et l'efficacité du sol simulée $\mathcal{E}(\text{sol})_{\text{sim}}$ correspondant aux raies de chaque élément radio-traceur à partir des formules (IV-10), (IV-13), (IV-12), déduits par ajustement des données expérimentales et de simulations (Tableau IV-14) . Ce qui nous permet de corriger les résultats ultérieurs d'analyses par spectrométrie gamma des radio-traceur.

Tableau (IV-14) : Caractéristiques des différentes raies gamma de l'échantillon sol

élément	raie (keV)	T (Période)	I_γ [29]	$\mathcal{E}(\text{sol})_{\text{sim}}$	R	\mathcal{E}	F_a
^{137}Cs	661.4	30.174 ans	0.85	0.0253	1.071	0.022	0.991
^{40}K	1461.11	$1.26 \cdot 10^9$ ans	0.11	0.0135	1.223	0.011	0.994
^{214}Bi	609.13	19.7 Minutes	0.47	0.0271	1.076	0.0252	0.990
^{208}Tl	583.1	3.1 Minutes	0.86	0.0281	1.081	0.026	0.991
^{228}Ac	911.01	6.13 Heures	0.25	0.0196	1.106	0.0177	0.993
^{214}Pb	295.08	26.8 Minutes	0.19	0.0508	1.285	0.0369	0.982

IV-2-5-Résultats et discussions :

IV-2-5-1-Radioactivité dans la nature

La radioactivité de l'environnement ambiant est due principalement aux rayonnements cosmiques et aux radioéléments naturels de très longue période (de l'ordre de l'âge de la terre). Parmi ces derniers, les plus connus sont les descendants de l'uranium ^{238}U et ^{235}U , les descendants thorium ^{232}Th , ainsi que l'isotope 40 du potassium (^{40}K de période $T = 1,27 \cdot 10^9$ années).

Le radon est un gaz rare qui est présent dans les trois chaînes de décroissances fondamentales, mais le radon ^{222}Ra issu de la chaîne de l'uranium 238 est le plus abondant. En effet, le radon 220, descendant du thorium 232 a une demi-vie de 55,6 s, le radon 219, descendant de l'uranium 235, de 3,96 s, alors que le radon 222 a une période de 3,82 jours. Il peut migrer dans le sol, s'exhaler et se disperser dans l'atmosphère.

IV-2-5-2-Généralités sur le Césium 137

Il s'agit d'un produit de fission, formé au cours d'une réaction nucléaire (fission de noyaux d'uranium 235 ou de plutonium 239 sous l'action de neutrons). Le ^{137}Cs a une demi-vie radioactive de 30 ans, Il se désintègre par émission d'un rayonnement β^- pour donner à 15 % du baryum-137 stable et à 85 % du baryum-137 métastable selon la réaction suivante [35] :

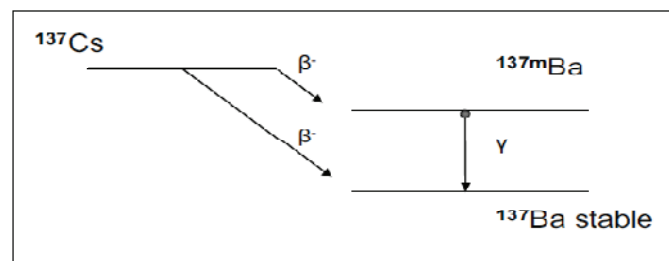
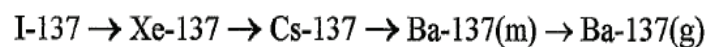


Figure (IV-18) : Schéma de désintégration du ^{137}Cs
 ^{137}Ba = baryum-137, $^{137\text{m}}\text{Ba}$ = baryum-137Métastable.

Le césium possède une faible mobilité dans les sols. Il s'absorbe principalement dans les zones argileuses et les sols riches en potassium échangeable [36].

La dispersion du césium naturel dans l'environnement est essentiellement due à l'érosion des sols. La dispersion environnementale du ^{137}Cs provient principalement de trois "sources" : les essais nucléaires, les accidents, et les rejets dits "de routine".

-Les essais nucléaires

Depuis 1945, les pays ayant développé un programme nucléaire militaire (Etats-Unis, ex-URSS, Chine, France, Royaume-Uni, et plus récemment Inde, Pakistan et Corée du Nord) ont mené des essais nucléaires atmosphériques, souterrains ou sous-marins. Ces essais sont considérés comme la principale source de dispersion du ^{137}Cs dans l'environnement. Les retombées radioactives de ces essais se sont peu à peu dispersées sur l'ensemble de la planète.

- Les accidents : l'exemple de Tchernobyl

Les accidents survenus sur des centrales nucléaires civiles sont à l'origine de la deuxième source des rejets environnementaux de ^{137}Cs . Le plus emblématique et le plus médiatique est l'accident de Tchernobyl.

- Les rejets "de routine"

Les rejets "de routine" sont les émissions de ^{137}Cs des installations nucléaires en fonctionnement normal. Ils représentent une faible proportion du ^{137}Cs généré lors du cycle de combustion. Ils interviennent soit lors du changement de combustible, soit lors du retraitement des déchets. Ils sont en majorité sous forme d'effluents liquides. Bien qu'ils soient émis de façon régulière, ils sont considérés comme une faible source de contamination environnementale en comparaison des essais nucléaires et des accidents.

IV-2-5-3-calcul de l'incertitude

Nous avons la formule précédente (IV-14) de l'activité :

$$A = \frac{N}{\varepsilon * m * F * I \gamma}$$

Avec :

$$\varepsilon = \frac{\varepsilon(\text{sol})_{\text{Sim}}}{R}$$

L'incertitude relative sur l'activité est obtenu par

$$\frac{\Delta A}{A} = \left[\left(\frac{\Delta N}{N} \right)^2 + \left(\frac{\Delta F}{F} \right)^2 + \left(\frac{\Delta m}{m} \right)^2 + \left(\frac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon} \right)^2 + \left(\frac{\Delta I \gamma}{I \gamma} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (\text{IV-16})$$

Et

$$\frac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon} = \left[\left(\frac{\Delta \varepsilon(\text{sol})_{\text{Sim}}}{\varepsilon(\text{sol})_{\text{Sim}}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta R}{R} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (\text{IV-17})$$

L'activité spécifiques des éléments radio-traceur identifiés sont données dans le tableau (IV-15).

Tableau (IV-15) : Activités spécifiques des radio-traceur en Bq/kg

Eléments	Activité Spécifique(Bq/kg)		Activité spécifique moyenne en Bq/kg
	échantillon 1	échantillon 2	
¹³⁷ Cs	6.03 ± 0.40	5.50 ± 0.29	5.76 ± 0.34
²¹⁴ Bi	14.13 ± 0.91	13.39 ± 0.80	13.76 ± 0.85
⁴⁰ K	325.10 ± 3.80	293.26 ± 2.12	309.18 ± 2.96
²¹⁴ Pb	44.20 ± 1.02	40.85 ± 0.96	42.52 ± 0.99
²⁰⁸ Ti	8.31 ± 0.81	7.93 ± 0.80	8.12 ± 0.80
²²⁸ Ac	29.89 ± 0.98	28.74 ± 0.95	29.31 ± 0.96

IV-2-5-4-Comparaison avec la littérature :

Ces résultats peuvent être comparés aux valeurs mesurées dans d'autres pays dans le tableau (IV-16)

Tableau (IV-16):La comparaison des profils de concentration des éléments radio-traceur dans le sol.

	Activités spécifiques moyenne en (Bq/Kg)					
	^{137}Cs	^{40}K	Série de ^{238}U		Série de ^{232}Th	
			^{214}Bi	^{214}Pb	^{208}Tl	^{228}Ac
Notre travail	6.17 ± 0.34	309.18 ± 2.96	13.76 ± 0.85	42.52 ± 0.99	8.12 ± 0.80	29.31 ± 0.96
Espagne [37]	<0.5	-	580±63	670 ± 72	24 ± 4	25 ± 5
Egypt [40]	7.1±3.7	331±52.9	18.7±5.8		24.7±6.5	
Québec [41]	6.9	-	-		-	
Oust de la France[39]	comprises entre 3 et 23	-	-		-	
Kirtas(Turkey)[38]	45.1	-	-		-	
Jordan [42]	-	comprises entre 84 et 516.7	comprises entre 1.8 et 76.4		comprises entre 6.3 et 85.5	
Ghana [43]	-	comprises entre 89.34 et 943.44	comprises entre 27.9 et 97.89		comprises entre 15.47 et 70.97	
Nigeria [44]	-	comprises entre 22,80et 923,79	comprises entre 5,59 et 92,30		comprises entre 5,00 à 154.25	
Sultanat d'Oman [45]	-	158.21	14.42		9.95	

L'activité des descendants du Thorium et en bon accord avec les données récemment mesurée en Catalogne (Espagne) auprès de l'usine Erkimia qui fabrique du phosphate becalcique à partir de phosphorite en provenance du Maroc. Les auteurs de cette étude signalaient une forte concentration de l'activité de ^{238}U (100 fois plus qu'à la normale) due probablement aux déséquilibres dans la chaîne de ^{238}U et qui indique qu'il s'agit d'une pollution liée à un procédé industriel.

Les valeurs des activités spécifiques mesurées du ^{137}Cs en Kirtas sont nettement supérieures à nos mesures à cause de l'absence des plantes dans le bassin versant El Kirtas [38], c'est pour ça la chute du ^{137}Cs se faisait directement sur le sol lors des retombés de l'accident de Tchernobyl, et même chose dans les pays proches des régions touchées par les accidents nucléaires.

Conclusion

Dans ce travail nous nous sommes proposés de réaliser une étude sur la paramétrisation de l'efficacité de détection par la méthode Monte Carlo en utilisant le Code de simulation MCNP5, afin de déterminer l'activité spécifique des radio-traceurs de faibles activités dans une matrice lourde (sol).

Les radio-traceurs de très faibles activités nécessitent l'utilisation d'échantillons volumineux placés à proximité du détecteur de telle sorte que l'angle solide vu par le détecteur dépasse le demi-espace 2π . Pour cela un porte échantillon Marinelli a été choisi.

Nous avons réalisé, en première étape, une simulation basée sur un calcul de Monte Carlo, qui nous a permis de déterminer l'efficacité du détecteur en face d'une source de rayonnement de forme géométrique type Marinelli. La simulation a été effectuée pour plusieurs énergies gamma interagissant avec le détecteur et pour deux types de matrice constituant la source de rayonnements gamma; il s'agit de la matrice résine et la matrice sol.

Afin de valider le calcul de simulation, indispensable à des éventuelles utilisations pour des cas où les mesures ne sont pas possibles, nous avons effectué des mesures expérimentales de l'efficacité du détecteur en utilisant une source étalon d'euporium 152 (^{152}Eu) dans une matrice en résine de forme géométrique identique à notre porte échantillon « Marinelli ». Le détecteur est un semi-conducteur de type Ge(HP), associé à une chaîne de spectrométrie gamma usuelle, associée à un ADC. Ce dernier est commandé par le logiciel Génie 2000. La simulation a été validée par l'introduction d'un facteur de normalisation tenant compte de toute paramétrisation de faible contribution non prise en compte dans le calcul de simulation. La dépendance de ce facteur de normalisation en fonction de l'énergie a été étudiée.

L'utilisation des échantillons volumineux et lourds nécessite un calcul de simulation qui tient compte de l'effet de l'auto-absorption. A cet effet, nous avons calculé un facteur de correction de l'auto-absorption relatif représentant le rapport de l'efficacité d'une matrice sol sur celle dans la matrice résine, en utilisant comme source étalon l' ^{152}Eu dans une géométrie Marinelli.

Cette paramétrisation nous a permis d'élaborer une détermination de l'efficacité du détecteur pour une géométrie Marinelli dans une matrice sol sans avoir recours au procédé expérimental qui se confronte à la non disponibilité d'une source étalon à une énergie gamma donnée pour une géométrie donnée dans une matrice donnée. Une application de cette paramétrisation a été effectuée pour la détermination du profil de concentration des radio-traceurs. Dans le but de déterminer le profil de concentration des radio-traceurs, des échantillons du sol, ont été analysés par spectrométrie gamma en utilisant notre paramétrisation concernant la détermination de l'efficacité, du facteur de normalisation et du facteur de l'auto-absorption. Les mesures du profil de concentration de ces radio-traceur ont été commentées et comparées aux données de la littérature sur la base des rejets des déchets nucléaires et des retombés des essais et des accidents nucléaires.

Bibliographies

- [1]- S. N. Ahmed, Physics and Engineering of Radiation Detection, Elsevier, 2007.
- [2]- K.S. Krane, Introductory Nuclear Physics, John Wiley & Sons, New York (1988), pp198-204
- [3] - A.Nachab, Etudes expérimentales et modélisations Monte Carlo de l'auto-absorption gamma et de la dosimétrie active par capteurs CMOS. Thèse de doctorat, Université Louis Pasteur - Strasbourg I, France de l'Université Chouaïb Doukkali El Jadida, Maroc, 2003.
- [4]- C.Leroy, P. Rancoita, principe o radiation interaction in matter and detection, World Scientific Publishing, 2004.
- [5] – M. R. Mesradi, Mesures expérimentales et simulation Monte Carlo de la fonction de réponse d'un détecteur Si(Li) : application à l'analyse quantitative multi-élémentaire par XRF et PIXE, Thèse, de doctorat ,Université de Strasbourg (2010).
- [6]- K. Meynard, polymérisations radio-induite: calcul de dose et modélisation dans le cas d'irradiations prolongées de sources non-scellées, Thèse de doctorat Univ Toulouse (2009).
- [7] -P. Hubert et P. Verger, Rayonnement ionisants. 2003.
- [8]- F. Courtine, Etalonnage d'un spectromètre gamma en vue de la mesure de la radioactivité naturelle. Mesures expérimentales et modélisation par la technique de Monte-Carlo, Thèse de doctorat Univ Blaise Pascal (2007).
- [9]- G. F.KNOLL, Radiation detection and measurement, Second edition, John Wiley&Sons, 1989.
- [10]- B. Pirard, Etude et validation d'un spectromètre gamma pour la mesure de la composition chimique des surfaces planétaires, thèse de doctorat, Université Toulouse(2006).
- [11]- Cesar Marques Salgadoa, et al, "Determination of HPGe detector response using MCNP for 20–150 keV X-rays ,Applied Radiation and Isotopes 64 (2006)700–7
- [12]- G. F. Knoll, "Radiation Detection and Measurement, Third Edition" John Wiley & Sons (2000).
- [13]- G. Rubino Directeur de recherche. Institut national de recherche en informatique et en automatique (INRIA) Institut de recherche en informatique et

systèmes aléatoires (IRISA), Rennes et Bruno TUFFIN Chargé de recherche, INRIA, IRISA, Rennes, Simulations et méthodes de Monte Carlo. AF 600(2007).

[14]- W. R.Nelson, Hirayama, Rogers DWO, "The EGS4 code system", SLAC-265, Stanford, (1985).

[15]- F. Salvat, J.M. Ferandez-Varea, J. Sempau, "Penelope-a code system for Monte Carlo simulation of électron and photon transport" AEN NEA, (2003).

[16]- J. A. Halbleib, T. A. Mehlorn, "The Integrated TIGER Series of Coupled Electron/Photon Monte Carlo Transport Codes," Sandia National Laboratories, Albuquerque, NM, Sandia Report: SAND84-0573, (1984).

[17]- R.Brun,R. Hagelberg,M. Hansroul, J. C.Lassalle, "Simulation program for particle physics experiments," User guide and reference manual CERNDD-78-2-REV, CERN-DD-78-2, , 76 p, (1978).

[18]- A.Fasso, A. Ferrari, J.Ranft, P. R.Sala, "FLUKA: present status and future developments,"Int. Conf. On Calorimetry in High Energy Physics, World Scientific, p. 493-502, (1993).

[19]- G.Battistoni, A.Ferrari, T.Montaruli, P. R.Sala, "Comparison of the FLUKA calculations with CAPRICE94 data on muons in atmosphere" Astroparticle Physics, Vol. 17, n° 4,p. 477-488, (2002).

[20]- J. F.Briesmeister, "A general Monte Carlo N-Particle transport code," Version 4B, RSICC, Oak Ridge National Laboratory, LANL manual, LA-12625-M, Los Alamos, (1997).

[21]-M. B. Emmett, "the morse monte carlo radiation transport code system, oak ridge national laboratory", ORNL-4972, (1975).

[22]-M. B. Emmett, "Morse-CGA, a Monte Carlo radiation transport code with array capability,"ORNL report 6174, Oak Ridge National Laboratory, (1985).

[23]-J.P. Both, H.Derriennic, B.Morillon,J.C. Nimal, "A Survey of TRIPOLI-4," The 8th International Conference on Radiation Shielding, Arlington, Texas, USA, Vol.1,p.373-380, (1994).

[24]- A .Alem « Simulation par la méthode Monte-Carlo de la production des photo-neutrons autour d'un accélérateur linéaire médical » Mémoire de Magister, USTHB (2009).

[25]- M. Mesradi al « Experimental characterization and Monte Carlo simulation of Si (Li) detector efficiency by radioactive sources and PIXE (2008)

- [26]: MCNP5, "A General Monte-Carlo N-particle Transport Code", Version 5 (Los Alamos National Laboratory), (2003).
- [27]B.Djermouni, Règle élémentaires pour la protection contre les rayonnements, 2001.
- [28]- M. Belgaid, « Mesures de sections efficaces de réactions nucléaires induites par des neutrons d'énergie $E_n = 14.73$ MeV- Etude systématique des réactions du type (n, p) (1991).
- [29]- M.Lederer, V.S.shirley, table of isotopes, (Wiley-Interscience, 1998).
- [30]-Marie-Christine Lépy, Marie-Martine Bé, François Piton, Logiciel pour le calcul du transfert de rendement et des corrections de coïncidences en spectrométrie gamma.2001.
- [31]:V.P.Kolotov,M.J.Koskelo,Testing of different true coincidence correction approaches for gamma-ray spectrometry of voluminous sources, journal of radioanalytique and nuclear Chemeistry,Vol,233,Nos 1-2(1998)95-100.
- [32] : Mosung Lee, Tae Soon Park, Jong-Kwan Woo Coincidence summing effects in gamma-ray spectrometry using a Marinelli beaker,Applied Radiation and Isotopes 66 (2008) 799–803.
- [33]- J. Rodenasa, S. Gallardo, J. Ortiz, Comparison of a laboratory spectrum of Eu-152 with results of simulation using the MCNP code, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research a 580 (2007) 303–305.
- [34]-F. Boulabraouat « Détermination des éléments mineurs et de traces dans le fond géochimique d'un sol par les techniques nucléaires: cas du site de Tlemcen. pour l'obtention du diplôme d'ingénieur d'état en génie des procédés, Univ USTHB, 2010.
- [35] - M.Moukhchane, S. Bouhlassa et Kh.Bouaddi, quantification de l'érosion des sols du bassin (région de Tanger, Maroc) versant el hachef, par le biais du césium-137.
- [36]- R.Racine, étude des effets d'une ingestion chronique de radionucléides sur le métabolisme du cholestérol chez le rat : exemples de l'uranium appauvri et du ^{137}Cs Thèse de doctorat Univ Blaise Pascal, 2009.
- [37]-CRIIRAD, Analyse de déchets issus de l'usine Erkimia de Flix en Catalogne(Espagne), 04-45/8 Octobre 2004 /V1.

- [38]- M. M. Saç & A. Uğur & G. Yener & B. Özden, Estimates of soil érosion using cesium-137 tracer models, *Environ Monit Assess* (2008) 136:461–467 ,DOI 10.1007/s10661-007-9700-8.
- [39] -G:\Alsace suivi - part 1 (étude de 1990).doc, Bilan des retombées de TCHERNOBYL sur les sols alsaciens. Etude réalisée à la demande de la Région ALSACE,
- [40] -Y. Y. Ebaid, M. S. El-Tahawy, A. A. El-Lakany, S. R. Garcia, G. H. Brooks, Environmental radioactivity measurements of Egyptian soils, *Journal of Radio-analytical and Nuclear Chemistry*, Vol. 243, No. 2 (2000).
- [41] -L. Marc , B. Claude , M. Lionel ,W. Stanislas, Estimation des déplacements et pertes en sol par érosion au Québec à partir du ^{137}Cs , Estimations of soil movement and losses from érosion in Québec using ^{137}Cs technique, *Enregistrement scientifique n° : 1468*,
- [42]- O. Abu-Haija, Applied Physics Department, Tafila Technical University, PO box 179, Tafila 66110, Jordan, *Modern Applied Science*. Vol. 6, No. 3; March 2012
- [43]-F. Otoo, O.K. Adukpo, E.O. Darko, G. Emi-Reynolds, A.R. Awudu, H. Ahiamadjie, J.B. Tandoh, F. Hasford, S. Adu and O. Gyampo, Assessment of Natural Radioactive Materials in Building Materials Used along the Coast of Central Region of Ghana, *Research Journal of Environmental and Earth Sciences* 3(3): 261-268, 2011 ISSN: 2041-0492© Maxwell Scientific Organization, 2011
- [44]- O.A. Egunyinka, C.J. Olowookere, N.N. Jibirind, I.A. Babalola, and R.I. Obed, An Evaluation of ^{238}U , ^{40}K , and ^{232}Th Concentrations in the Top Soil of the University of Ibadan (UI), Southwestern Nigeria. <http://www.akamaiuniversity.us/PJST.htm>, Volume 10. Number 2. November 2009.
- [45]- I. H. SALEH, Radioactivity of ^{238}U , ^{232}Th , ^{40}K , and ^{137}Cs and assessment of depleted uranium in soil of the Musandam Peninsula, Sultanate of Oman, *Turkish J. Eng. Env. Sci.* 1 – 13.TUBITAK doi: 10.3906/muh-1110-1, 2011.