

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE  
MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE MENTOURI CONSTANTINE

FACULTE DES SCIENCES EXACTES

DEPARTEMENT DE PHYSIQUE

N° d'ordre:

Série:

## MEMOIRE

PRESENTE POUR OBTENIR LE DIPLOME DE MAGISTER EN PHYSIQUE  
SPECIALITE : RAYONNEMENT ET APPLICATIONS

## THEME

Mesure par spectromètre gamma à bas bruit de fond de l'activité spécifique des éléments radioactifs présents dans l'environnement. Application aux matériaux de construction.

Par

**Fatima Zohra AKEL**

Soutenu le : / /2008

### Devant le jury :

Président :	F. Benrachi	Prof. Univ. Mentouri Constantine
Rapporteur :	M. Ramdhane	Prof. Univ. Mentouri Constantine
Examineurs :	A. Boucenna	Prof. Univ. Abbas Ferhat Setif
	H. Ammi	MR. Centre de Recherche Nucléaire Alger

# *Dédicace*

*Je dédie ce manuscrit :*

*A mes chers parents*

*A ma sœur*

*A mes frères*

*A mes nièces et mon neveu*

## *Remerciements*

*Je tiens à exprimer ma profonde reconnaissance à Monsieur M. Ramdhane, professeur à l'université de Constantine, sous la direction duquel ce travail a été réalisé. Qu'il soit remercié pour sa rigueur scientifique, son esprit de recherche et sa patience.*

*J'aimerais remercier très sincèrement madame F. Benrachi professeur à l'université de Constantine, qui a accepté la présidence de mon jury.*

*Je tien également à remercier : A. Boucenna, professeur à l'université de Setif et H. Ammi, Maître de Recherches au Centre de Recherche Nucléaire d'Alger, de m'avoir fait l'honneur d'accepter de juger mon travail.*

*Je suis très reconnaissante à R. Attallah professeur à l'université de Annaba de m'avoir aider à comprendre et découvrir le domaine des rayons cosmique.*

*J'exprime ma gratitude envers tous les membres du laboratoire  $P_1P_2$  pour leur soutien morale et pour la bonne ambiance. Je souhaite bon courage à mes camarades qui n'ont pas fini leurs thèses.*

*Une mention spéciale à mes chères amies A. Benahmed et A. Kimouche, sans oublier Z. Belaamri qui m'a donné le kaolin.*

*Mes remerciements les plus vifs vont également à mes collègues, qui s'inquiètent pour moi, et m'ont procuré de courage.*

*Enfin, se limiter à dire merci en quelques mots ou en quelques lignes ne suffit pas. Beaucoup de personnes m'ont aidé, m'ont soutenu directement ou indirectement et leurs noms n'existent pas en dessus, ce sont des personnes qui comptes beaucoup pour moi.*

*Merci à tous.*

# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 La radioactivité</b>	<b>2</b>
1.1 Le défaut de masse et énergie de liaison . . . . .	2
1.1.1 Stabilité des noyaux . . . . .	4
1.2 Les sources radioactives . . . . .	5
1.2.1 Principaux modes d'émission radioactive . . . . .	5
1.3 Lois de désintégration radioactive . . . . .	11
1.3.1 Filiation radioactive . . . . .	12
1.3.2 Différents types de radioactivité . . . . .	15
1.4 Le bruit de fond . . . . .	33
<b>2 Interaction des rayonnements avec la matière</b>	<b>37</b>
2.1 Mécanismes d'action des rayonnements directement ionisants . . . . .	38
2.1.1 Généralités . . . . .	38
2.1.2 Interaction des particules $\alpha$ avec la matière . . . . .	41
2.1.3 Interaction des électrons avec la matière . . . . .	44
2.2 Mécanisme d'action des rayonnements indirectement ionisants . . . . .	49
2.2.1 Interaction des photons avec la matière . . . . .	49
2.2.2 Interaction des neutrons avec la matière . . . . .	63
<b>3 Spectrométrie gamma et détecteurs semi-conducteurs</b>	<b>68</b>
3.1 Spectrométrie gamma . . . . .	68
3.2 Détection des rayonnements . . . . .	70
3.2.1 Détecteurs semi-conducteurs . . . . .	70
3.2.2 Les différences fondamentales entre les détecteurs Ge et Si . . . . .	78
3.2.3 Détecteur Solide de Traces Nucléaires . . . . .	80
<b>4 Blindage du système de détection</b>	<b>81</b>
4.1 Optimisation du blindage . . . . .	81
4.1.1 Blindage contre le rayonnement gamma externe . . . . .	81
4.2 Le veto anticosmique . . . . .	87
4.2.1 L'effet des vetos anticosmiques sur le spectre de bruit de fond du spectromètre Ge . . . . .	87
4.2.2 Etude détaillé du spectre Ge en présence du veto anticosmique . . . . .	91

---

4.3	Le modérateur de neutrons . . . . .	93
4.3.1	Effet du blindage interne neutron sur le spectre Ge . . . . .	93
4.3.2	Un blindage neutrons à l'extérieur du plomb est-il nécessaire ? . . . . .	94
<b>5</b>	<b>Partie expérimentale</b>	<b>96</b>
5.1	Caractéristique des détecteurs utilisés . . . . .	96
5.1.1	Le détecteur Géranium . . . . .	96
5.1.2	Le détecteur Muguet . . . . .	100
5.2	Géométrie de blindage . . . . .	102
5.3	Préparation des échantillons . . . . .	103
5.4	Mesure des activités spécifiques des échantillons . . . . .	104
5.4.1	Résultats des mesures . . . . .	116
5.4.2	Dosimétrie . . . . .	118
	<b>Conclusion</b>	<b>123</b>

# Introduction

La mesure de la radioactivité de l'environnement est nécessaire pour déterminer le niveau de bruit de fond dû à la radioactivité naturelle et cosmique. La quantité de la radioactivité terrestre due aux éléments radioactifs présents dans l'air, le sol, la roche, l'eau et les matériaux de construction dépend beaucoup des caractéristiques géologiques et géographiques de la région. On plus des sources naturelles, il existe des sources artificielles issues de la contamination par des radioéléments sous forme de déchets provenant essentiellement de différentes activités nucléaires, et des essais d'armes nucléaires réalisés dans l'atmosphère.

Il est bien connu que la plus part des matériaux de construction sont produits à partir des roches, du sol, et de certains ajouts industriels. Ces différents éléments contiennent des radionucléides naturels comme  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$  et  $^{40}\text{K}$ .

Dans le cadre de ce travail, l'activité spécifique des éléments radioactifs présents dans des échantillons de matériaux de construction de l'est de l'Algérie : ciment, ciment blanc, parpaing, brique rouge, et deux kaolins différents a été quantifiée dans le but de déterminer le risque d'exposition de l'être humain à ces différentes sources.

Dans le premier chapitre on décrit les notions fondamentales de la radioactivité naturelle et cosmique. Ce dernier représente la source dominante du bruit de fond radioactif.

Le chapitre deux est consacré à l'interaction des rayonnements avec la matière et plus particulièrement aux différents phénomènes d'interaction du rayonnement gamma comme l'effet photoélectrique, l'effet Compton et la création de paires.

La spectrométrie gamma est un outil puissant d'analyse non destructif. La technique fait l'objet du chapitre trois où les propriétés des semi-conducteurs sont aussi exposées.

Le chapitre quatre porte sur l'optimisation expérimentale du blindage. Nous montrons que la valeur minimum du bruit de fond a été obtenue en associant un blindage de plomb de 14 cm d'épaisseur avec un blindage de neutron et un système de veto anticosmique.

Enfin, le cinquième et le dernier chapitre est consacré au travail expérimental, où la mesure de la radioactivité spécifique de différents éléments  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{226}\text{Ra}$ ,  $^{232}\text{Th}$  et  $^{40}\text{K}$  présents dans nos échantillons a été déterminée. Les résultats trouvés nous ont permis de calculer les différents facteurs de radioprotection qui permettent d'estimer le risque radioactif.

# Chapitre 1

## La radioactivité

La radioactivité est une propriété naturelle de certains atomes dans la nature. La plupart des noyaux atomiques sont stables, cependant, certains atomes ont des noyaux instables. Cela est dû à un excès soit de protons, soit de neutrons. Les noyaux d'atomes radioactifs se transforment spontanément en d'autres noyaux, radioactifs ou non. Cette transformation irréversible d'un atome radioactif en un autre atome est appelée désintégration. Elle s'accompagne d'une émission de différents types de rayonnements. Un élément chimique peut donc avoir à la fois des isotopes radioactifs et des isotopes non radioactifs. Par exemple, le carbone 12 n'est pas radioactif, alors que le carbone 14 l'est. La radioactivité ne concerne que le noyau et non les électrons, les propriétés chimiques des isotopes radioactifs sont les mêmes que celles des isotopes stables.

### 1.1 Le défaut de masse et énergie de liaison

La masse totale d'un noyau n'est pas égale à la somme des nucléons qui le composent. Des mesures précises au spectrographe de masse montrent qu'elle lui est très légèrement inférieure [1] :

$$M < (Z.m_p + N.m_n) \quad (1.1)$$

$Z.m_p$  = Somme des masses des protons,

$N.m_n$  = Somme des masses des neutrons.

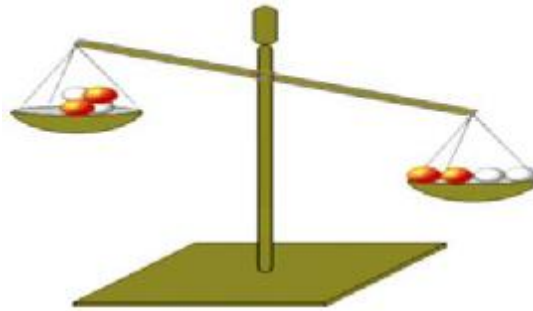
Les particules perdent donc une partie de leur masse lorsqu'elles font partie d'un noyau. La différence ou défaut de masse  $\Delta M$  est donné par :

$$\Delta M = (Z.m_p + N.m_n) - M \quad (1.2)$$

Prenons le noyau d'hélium  ${}^4_2\text{H}$  (particule alpha) ; sa masse est 4.003 u ; La somme des masses des deux protons et des deux neutrons qui le constituent est de 4.034 u [2].

Le défaut de masse est donc :

$$\Delta M = 4.034 - 4.003 = 0.031 \text{ u}$$



D'après le principe d'équivalence entre masse énergie (relation d'Einstein), l'énergie correspondante à ce défaut de masse :

$$\Delta E = \Delta M \cdot c^2 \quad (1.3)$$

$\Delta E$  représente l'énergie de liaison  $E_L$  qui unit les particules entre elles. C'est l'énergie dégagée au moment de la formation du noyau ou, inversement, l'énergie qu'il faut dépenser pour vaincre les forces qui maintiennent les particules assemblées et les libérer. Plus  $E_L$  est grande plus les noyaux sont stables.

Il est plus intéressant de considérer la variation, en fonction de  $A$ , du rapport  $(E_L/A)$ , qui représente l'énergie de liaison moyenne de chaque nucléon. Il est important de souligner que chaque nucléon individuel n'est pas lié réellement au noyau par cette énergie, et qu'il ne s'agit là que d'une moyenne. Ainsi, l'énergie de séparation, qui est l'énergie nécessaire pour enlever au noyau le dernier nucléon ajouté à sa structure, est toujours différente de  $(E_L/A)$ .

Cependant, un noyau sera d'autant plus stable que  $(E_L/A)$  est plus grand, ce qui justifie l'introduction de cette notion.

L'énergie de liaison moyenne  $(E_L/A)$  voisine de 7 à 8 MeV pour la plupart des nucléides (à comparer avec l'énergie de liaison des électrons, de l'ordre de quelques eV), varie en réalité d'un noyau à un autre (La courbe d'Aston figure 1-1[3]).

Le rapport  $|E_L/A|$  croît rapidement d'abord puis petit à petit jusqu'à  $A = 60$ , pour décroître ensuite lentement ; les noyaux dont le nombre de masse est compris entre 40 et 100 sont les plus liés.



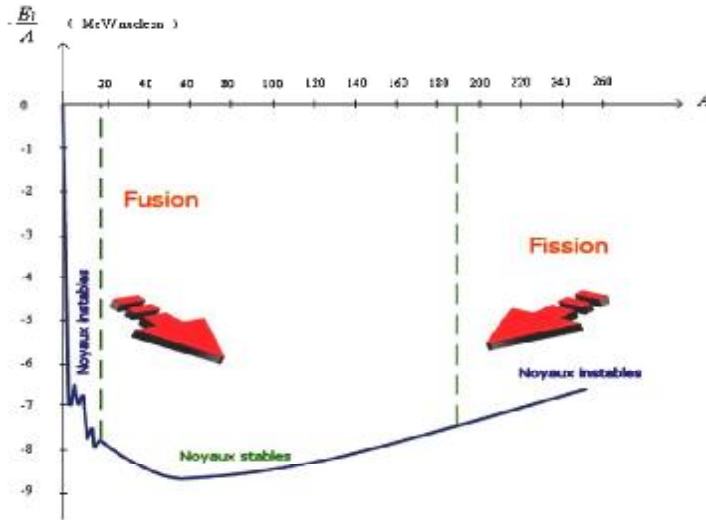


Figure 1-1 : Courbe d'Aston

### 1.1.1 Stabilité des noyaux

On trouve que pour les nuclides stables légers ( $A < 40$ ) le nombre de protons est égal au nombre de neutrons ( $N = Z$ ). Au-delà de  $A = 40$ , les noyaux stables ont plus de neutrons que de protons, en effet  $N \approx 1.7 \times Z$ , ce qui est compréhensible car les noyaux lourds ont besoin de plus de neutrons pour réduire la grande densité de charge, donc l'effet dû à la répulsion coulombienne.

La charte des noyaux est présentée dans la figure 1-2. Les nombres 2, 8, 20... figurant sur les axes correspondent aux nombres magiques. Les nuclides stables se trouvent dans une bande étroite dans le plan de  $Z-N$ , que l'on appelle la ligne de stabilité, leur temps de vie est considérablement grand (ils sont indiqués par des cases noires), alors que les cases en couleur correspondent aux différents type de noyaux radioactifs :  $\beta^+$  en rouge,  $\beta^-$  en bleu, émission  $\alpha$  en jaune et fission spontanée en vert. Chacun de ces processus est illustré par un schéma.

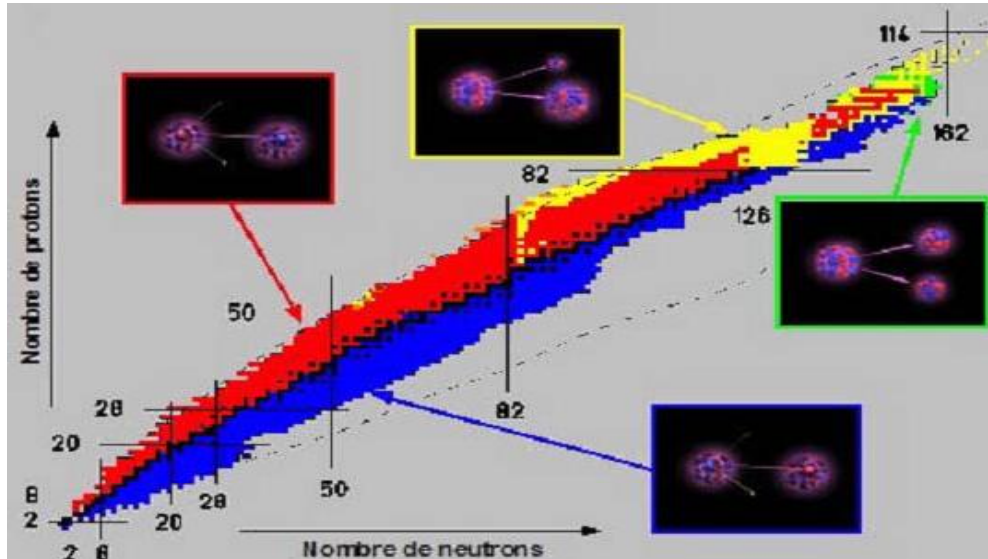


Figure 1-2 : Charte nucléaire

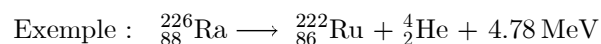
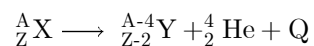
## 1.2 Les sources radioactives

### 1.2.1 Principaux modes d'émission radioactive

#### Par interaction forte

**Radioactivité alpha ( $\alpha$ ) :** Ce type de radioactivité concerne les noyaux lourds, dont le nombre atomique est supérieur à 82 [4]. L'augmentation des charges accentue en effet les forces de répulsion et entraîne l'expulsion d'une particule lourde et très stable, formée de deux protons et de deux neutrons, c'est-à-dire un noyau d'hélium. Ce phénomène se produit lorsque la masse  $M$  du noyau père est plus grande que la somme des masses de la particule  $\alpha$  et du noyau fils  $M'$ .

Cette émission peut être symbolisée par l'équation :



L'énergie excédentaire  $Q$  se répartit entre :

L'énergie cinétique de la particule  $\alpha$  expulsée. Cette énergie est caractéristique de l'élément émetteur  $\alpha$  et ne peut prendre qu'un petit nombre de valeurs très voisines les unes des autres (spectre de raies) [1],

L'énergie du noyau émetteur, soumis à un mouvement de recul (énergie de recul du noyau).

Si Y est produit à un niveau d'énergie excité, l'émission  $\alpha$  s'accompagne de l'émission d'un photon  $\gamma$ .

**Radioactivité  $p$  :** L'examen des courbes de stabilité parabolique (figures 1-3[2] et 1-4[2]) montre que, loin de la zone de stabilité, l'énergie de liaison du proton le moins lié pourrait devenir négative. Cependant, la barrière coulombienne est deux fois moins haute et moins large que pour les particules alpha, et on doit s'attendre à des périodes plus faibles.

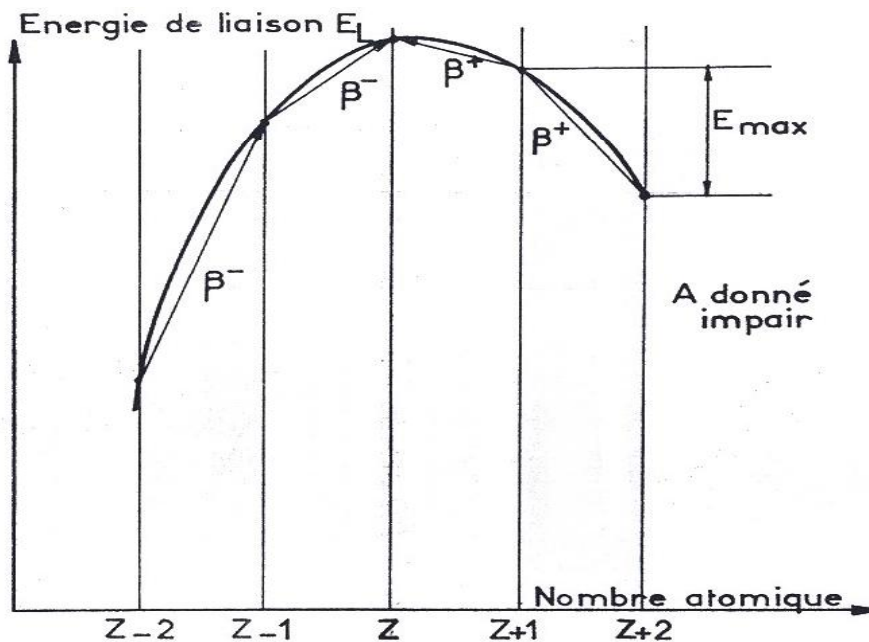


Figure 1-3 : Variation de l'énergie de liaison des noyaux en fonction du nombre atomique, pour des isobares de nombre de masse impair

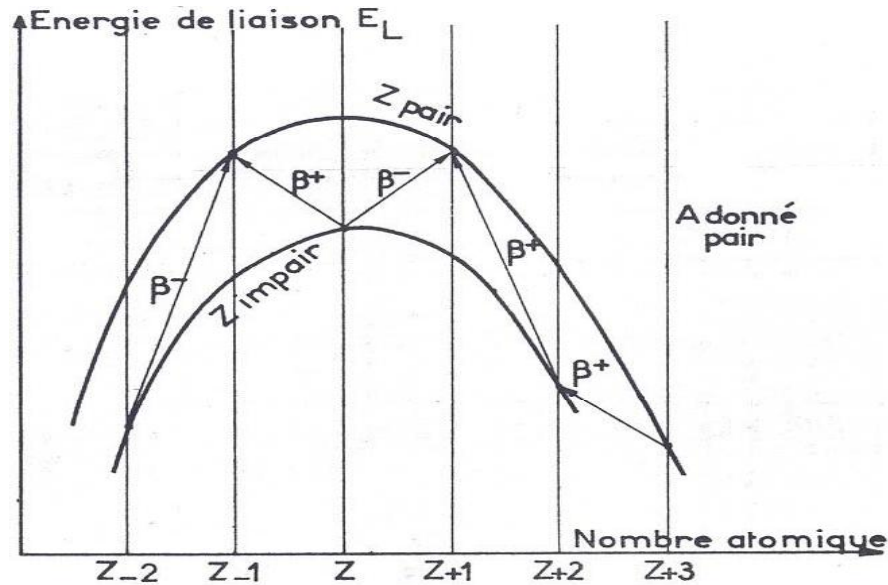
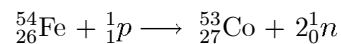


Figure 1-4 : Variation de l'énergie de liaison des noyaux en fonction du nombre atomique, pour des isobares de nombre de masse pair

Les études théoriques faites, ont indiqué qu'il serait possible d'obtenir une émission de protons avec une période d'une fraction de seconde, en compétition avec la radioactivité  $\beta^+$ .

De nombreux essais de mise en évidence d'une telle radioactivité ont été effectués. En 1970, à Harwell, puis à Berkeley, une mise en évidence incontestable a été faite sur  $^{53}\text{Co}$ , qui se désintègre parallèlement par émission d' $e^+$  et de proton (les protons n'étant pas émis de manière différée, comme dans le cas des neutrons de certains produits de fission). On a obtenu ce radionucléide en bombardant  $^{54}\text{Fe}$  par les protons d'un cyclotron, selon :



$^{53}_{27}\text{Co}$  émet des protons de 1.75 MeV, avec une période de 0.24 s [2]. Citons aussi le  $^{151}_{71}\text{Lu}$  (période : 85 m s) et  $^{147}_{69}\text{Tm}$  (période : 420 m s) [4].

**Fission spontanée :** La fission est la coupure d'un noyau lourd en plusieurs fragments (deux généralement). Elle peut être spontanée, c'est-à-dire peut se produire sans apport d'énergie extérieur, ou être induite, c'est-à-dire être provoquée par l'impacte sur le noyau d'un projectile, généralement un neutron. Les fragments de fission ne sont pas stables, car dans le processus de fission les deux fragments conservent le

même rapport neutron-proton que celui du noyau d'origine qui se situe près de la ligne de stabilité[5]. Les fragments sont très riches en neutrons. Par conséquent, l'émission instantanée de neutrons est favorisée. Des désintégrations bêta moins et gamma ramènent éventuellement les produits de fission vers la ligne de stabilité.

### Par interaction électromagnétique

- Emissions de rayons gamma  $\gamma$

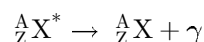
Le rayon  $\gamma$ , découvert en 1900 par Villard, (des photons de hautes énergies). Sa caractéristique est :

- monocinétique (spectre de lignes),
- très pénétrant (quelques centimètres de plomb pour les absorber, au lieu de quelques millimètres pour les rayons  $\beta$  )
- non pas déviés dans un champs magnétique.

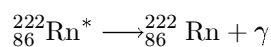
Il s'agit de la désexcitation d'un noyau, excité (l'origine de l'excitation peut être les désintégrations naturelles ( $\alpha$ ,  $\beta$ , fission spontanée) ou des réactions (diffusion avec photons, électrons, nucléons, etc). Pour cette émission le noyau ne subit aucun changement ( $\Delta Z = 0$ ,  $\Delta A = 0$ ), sinon son état (énergie, spin, parité). Strictement parlant ce n'est pas le noyau qui se désintègre, mais plutôt son état.

Le spectre photonique est discret, car il correspond à la différence d'énergie entre les niveaux du noyau fils.

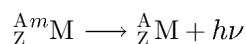
Le spectre photonique représente ainsi un moyen univoque d'identification de chaque radio-isotope. La notation symbolique d'une telle désexcitation est la suivante :



Comme exemple de désintégration  $\gamma$ , nous pouvons citer le cas du radon 222 :



- Il se peut aussi que l'émission du photon soit retardée ; dans ce cas, nous parlons de transition isomérique. Le noyau fils possède un état excité de longue période (c'est-à-dire de largeur de niveau très faible) appelé état métastable, tel que un noyau, créé à un niveau excité  $m$ , revient à son niveau fondamental selon :



Il y a différents types d'isomères : isomère de spin, isomère de faible énergie de désexcitation  $\gamma$ , isomère de forme et l'isomère K [6].

Le technécium 99 fait partie de ces éléments. Son état excité métastable, noté  $^{99m}\text{Tc}$ , ayant une demi-vie de 6 heures, se désintègre en émettant des photons soit de 0.1427, soit 0.0022 et 0.1405 MeV.

Il est possible que le rayonnement  $\gamma$  émis lors de la désintégration du noyau fils soit suffisamment énergétique pour éjecter un électron du cortège électronique. Ce dernier porte le nom d'électron Auger et l'ensemble du phénomène celui de conversion interne. Sa représentation symbolique :

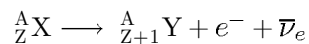


Ce processus est concurrentiel à l'émission de rayonnement  $\gamma$ .

### Par interaction faible

#### Radioactivité bêta :

**Radioactivité par désintégration  $\beta^-$  :** Lorsque, le nombre de neutrons est en excès, le noyau tend vers l'état stable par transformation d'un neutron en un proton plus l'émission d'un électron.



L'énergie cinétique des électrons émis (positifs ou négatifs) varie d'une façon continue de 0 à une valeur maximale caractéristique du radioélément : le spectre d'énergie de ces particules est continu. L'énergie moyenne est approximativement égale au tiers de l'énergie maximale (voir figure 1-5).

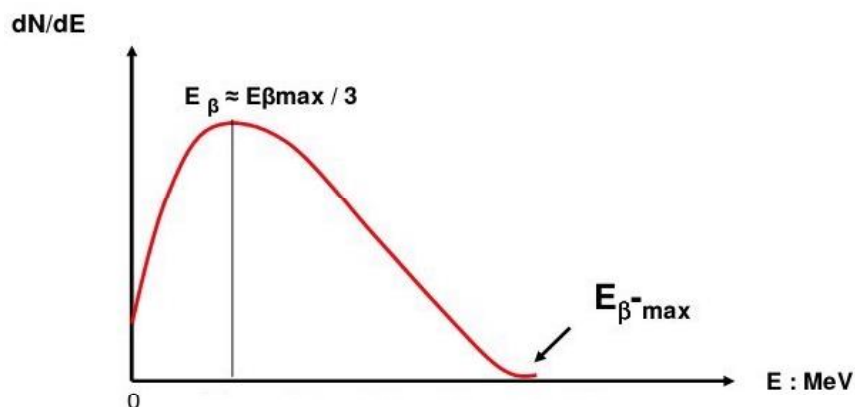
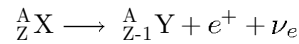


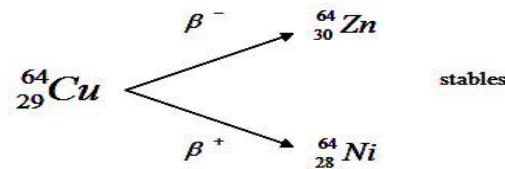
Figure 1-5 : Spectre d'énergie général des particules bêta

**Radioactivité par désintégration  $\beta^+$**  : Si le nombre de protons est en excès, le noyau tend vers un état stable par transformation d'un proton en un neutron plus l'émission d'un électron positif.

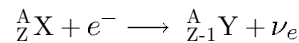


Cette radioactivité est possible quelle que soit la valeur du nombre atomique, et jusqu'au neutron ( $Z = 0$ ).

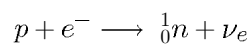
\* Certains noyaux peuvent être, à la fois, émetteurs  $\beta^-$  et  $\beta^+$ .



**Capture électronique (CE)** : La capture électronique se produit principalement dans les noyaux lourds où les rayons nucléaires sont grands et les orbites électroniques sont plus compactes. Les noyaux possédant un excès de protons absorbent un électron de la couche K (ou plus rarement de la couche L). C'est la capture électronique ou capture K. le nombre de nucléons du noyau ne change pas mais le nombre de protons diminue d'une unité alors que celui des neutrons augmente d'autant.



ou encore :



Le noyau produit étant celui que l'on obtiendrait par radioactivité  $\beta^+$ .

La condition de capture K est :

$$M(Z) > M(Z-1) + \frac{E_K}{c^2} \quad (1.4)$$

$M$  étant ici les masses des atomes aux niveaux fondamentaux,  $E_K$  l'énergie de liaison de l'électron de la couche  $K$  dans l'atome produit.

Ce phénomène s'accompagne de l'émission d'un neutrino qui emporte l'énergie laissée disponible, ces neutrinos produits sont monoénergétiques par opposition à ceux produits dans la radioactivité  $\beta^+$  [2].

D'autre part, le départ de l'électron entraîne un réarrangement en cascade des différentes orbites électroniques, avec émission de photons X, caractéristiques de l'élément produit, et l'émission Auger.

Du point de vue des noyaux, la capture électronique est la même que la désintégration  $\beta^+$ . Il s'agit de la transition  ${}^A_Z X \rightarrow {}^A_{Z-1} Y$ .

Pour un isobar  $\beta$ -instable à cause d'un excès de proton, ces deux processus sont donc en compétition. La condition pour une capture électronique est  $M(A, Z) - M(A, Z-1) - \varepsilon > 0$ , où  $\varepsilon$  l'énergie d'excitation de la couche atomique d'électron capturé. En comparaison avec la condition de la désintégration  $\beta^+$  :  $M(Z) - M(Z-1) > 2m_e$ , on voit que la capture électronique est avantagée par un surplus d'énergie cinétique  $2m_e - \varepsilon$ . En fait on trouve certains cas où la différence de masses entre l'atome initial et final est trop faible pour que la désintégration  $\beta^+$  puisse procéder. Pourtant une capture K peut avoir lieu.

### 1.3 Lois de désintégration radioactive

L'hypothèse fondamentale est la suivante : la radioactivité est un phénomène spontané, obéissant aux lois de statistique. Etant donné, à un instant  $t$ , une quantité de substance radioactive contenant  $N$  atomes, le nombre moyen ( $dN$ ) d'atomes qui se désintègrent dans un intervalle de temps ( $dt$ ) est proportionnel au nombre total  $N$  d'atomes, dans un rapport de proportionnalité caractéristique de la nature de cette substance radioactive :

$$dN = -\lambda N dt \quad (1.5)$$

Le signe (-) indique qu'il y a diminution progressive du nombre  $N$  des atomes radioactifs ;  $\lambda$  est la *constante radioactive* de l'espèce nucléaire considérée. Cette constante est bien indépendante des conditions physiques dans lesquelles est placé l'élément (température, pression, champs électriques et magnétiques, etc. . .)

L'intégration donne le nombre d'atomes  $N$  présent à l'instant  $t$  :

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (1.6)$$

$N_0$  étant le nombre des atomes à l'instant  $t = 0$ .

La durée moyenne de vie d'une population de noyaux est :

$$\tau = \int_0^{\infty} t e^{-\lambda t} \lambda dt = \frac{1}{\lambda} \quad (1.7)$$

$\tau$  est le temps au bout duquel le nombre de noyaux qui subsistent est  $(N_0/e)$ ,  $e$  étant la base des logarithmes népériens ( $e = 2.718$ )[4].

Pratiquement, on caractérise les corps radioactifs par une autre durée, la période radioactive ou demi-vie ( $T_{\frac{1}{2}}$ ). C'est le temps à la fin duquel a disparu, en moyenne, la moitié du nombre initial des atomes.

$$T_{\frac{1}{2}} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0.693}{\lambda} = 0.693\tau \quad (1.8)$$



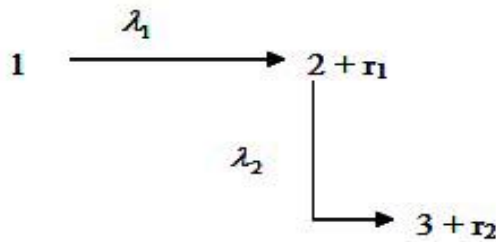
La période  $T_{\frac{1}{2}}$  est d'un emploi très facile. Au bout d'un temps égal à  $k$  fois la période, on a :

$$N = N_0 e^{-\lambda k T_{\frac{1}{2}}} = \frac{N_0}{2^k} \quad (1.9)$$

### 1.3.1 Filiation radioactive

Certains radionucléides se désintègrent en donnant des noyaux également radioactifs, et ainsi de suite : c'est une filiation radioactive ; dans le cas des familles radioactives naturelles, elle peut compter une quinzaine de maillons successifs [4].

Supposons qu'un parent 1 se désintègre avec une constante radioactive  $\lambda_1$  et qu'il produise un descendant 2 et un rayonnement  $r_1$  et que le descendant se désintègre à son tour avec une constante radioactive  $\lambda_2$  produisant un nuclide stable 3 et un rayonnement  $r_2$  [5].



Si  $N_1$ ,  $N_2$  et  $N_3$  sont respectivement les nombres de noyaux radioactifs présents à l'instant  $t$ , on trouve

$$\frac{dN_1}{dt} = -\lambda_1 N_1 \quad (1.10)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2 \quad (1.11)$$

$$\frac{dN_3}{dt} = \lambda_2 N_2 \quad (1.12)$$

Si  $N_{10}$  est le nombre de noyau 1 présents au départ, de l'équation 1.10 on obtient :

$$N_1 = N_{10} e^{-\lambda_1 t} \quad (1.13)$$

En substituant dans l'équation (1.11), on a :

$$\frac{dN_2}{dt} + \lambda_2 N_2 = \lambda_1 N_{10} e^{-\lambda_1 t} \quad (1.14)$$

La solution complète de cette équation différentielle inhomogène est une solution générale de l'équation homogène :

$$\frac{dN_2}{dt} + \lambda_2 N_2 = 0 \quad (1.15)$$

Plus une solution particulière de l'équation de départ 1.14. La solution générale de l'équation 1.15 vaut :

$$N_2 = C e^{-\lambda_2 t} \quad (1.16)$$

Où  $C$  est une constante, déterminée à partir des conditions initiales. On peut obtenir une solution particulière de l'équation 1.14 de la forme  $N_2 = K e^{-\lambda_1 t}$ .

En substituant dans l'équation 1.14, on trouve  $K = N_{10} \lambda_1 / (\lambda_2 - \lambda_1)$ .

La solution complète de l'équation 1.14 est :

$$N_2 = \frac{N_{10} \lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} e^{-\lambda_1 t} + C e^{-\lambda_2 t} \quad (1.17)$$

Si initialement il n'y a aucun noyau 2 présent, on peut évaluer  $C$  et on trouve

$$N_2 = \frac{N_{10} \lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} \left( e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t} \right) \quad (1.18)$$

En substituant dans l'équation 1.12, on obtient une intégration immédiate

$$N_3 = \frac{N_{10} \lambda_1 \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \left( \frac{e^{-\lambda_1 t}}{-\lambda_1} - \frac{e^{-\lambda_2 t}}{-\lambda_2} \right) + C' \quad (1.19)$$

Si  $N_3 = 0$  à  $t = 0$ , la constante  $C'$  est déterminée et

$$N_3 = \frac{N_{10} \lambda_1 \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \left( \frac{1 - e^{-\lambda_1 t}}{\lambda_1} - \frac{1 - e^{-\lambda_2 t}}{\lambda_2} \right) \quad (1.20)$$

### Cas particuliers

- Si dans l'exemple précédent, le parent 1 a une vie courte par rapport au descendant, c'est-à-dire  $\lambda_1 \succ \lambda_2$ , après un temps long  $t \succ 1/\lambda_1$  on aura

$$e^{-\lambda_1 t} \ll e^{-\lambda_2 t}$$

de sorte que l'équation 1.18 donne

$$N_2 \approx \frac{N_{10} \lambda_1}{\lambda_1 - \lambda_2} e^{-\lambda_2 t} \quad (1.21)$$

Par conséquent après un temps assez long la désintégration de 2 est déterminée uniquement par sa propre période. On montre schématiquement ceci sur la figure 1-6a.

- Si le parent 1 a une durée de vie longue par rapport au descendant 2, c'est-à-dire  $\lambda_1 \prec \lambda_2$ , alors après un temps long  $t \succ 1/\lambda_2$

$$N_2 \approx \frac{N_{10} \lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} e^{-\lambda_1 t} \quad (1.22)$$

Après un temps long, la désintégration de 2 est déterminée par la durée de vie de 1, tel que le montre la figure 1-6b[5]. Aussi, selon ces conditions

$$\frac{N_2}{N_1} \approx \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} \quad (1.23)$$

$$\frac{\lambda_2 N_2}{\lambda_1 N_1} = \frac{\text{activité de 2}}{\text{activité de 1}} \approx \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \quad (1.24)$$

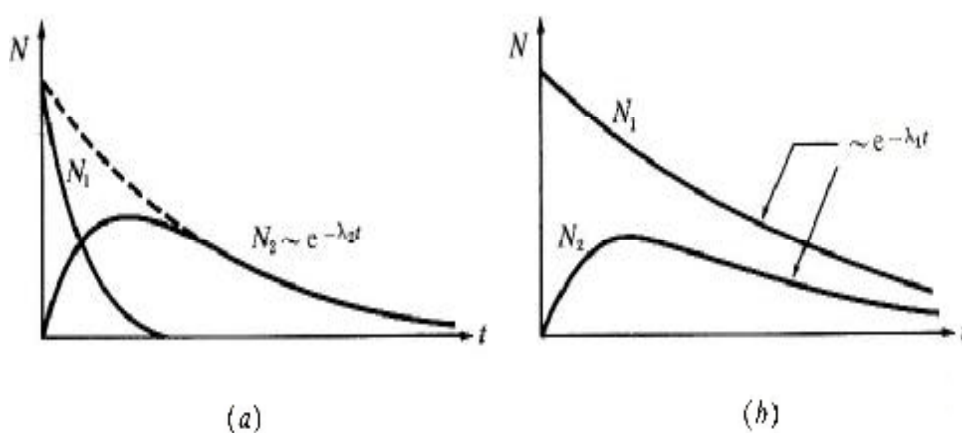


Figure 1-6 : Désintégration d'un descendant radioactif. (a) Parent ayant une courte période. (b) Parent ayant une grande période

- Dans le cas où le parent 1 se désintègre beaucoup plus rapidement que le produit ( $\lambda_1 \gg \lambda_2$ ), après une région de transition à variation rapide (figure 1-7[2]), dont le maximum  $M_1$  s'obtient en dérivant la formule 1.18, la courbe suit une décroissance exponentielle correspondant à la constante radioactive  $\lambda_2$ . C'est le cas par exemple de  $^{131}\text{Te}$  ( $T_{\frac{1}{2}} = 1.25$  jours) et de  $^{131}\text{I}$  ( $T_{\frac{1}{2}} = 8$  jours). A l'instant du maximum, l'activité du fils est, la encore, égale à celle du père.
- Un cas important est celui où la substance parente possède une période très longue par rapport à celle du produit  $\lambda_1 \ll \lambda_2$ . La formule 1.18 peut se mettre sous la forme :

$$N_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{10} e^{-\lambda_1 t} \left( 1 - e^{(\lambda_1 - \lambda_2)t} \right) \quad (1.25)$$

$\lambda_1$  étant négligeable devant  $\lambda_2$  :

$$N_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} N_1 \left( 1 - e^{-\lambda_2 t} \right) \quad (1.26)$$

La courbe donnant  $N_2$  en fonction du temps, après avoir atteint son maximum  $M_2$ , suit une décroissance exponentielle correspondant à la constante radioactive  $\lambda_1$ . La

période du parent étant très grande, la courbe au delà de  $M_2$  est presque une droite parallèle à l'axe des temps. Après un temps assez grand :

$$N_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} N_1$$

$$\lambda_2 N_2 = \lambda_1 N_1$$

Il se forme alors, par seconde, autant d'atomes de produit qu'il n'en disparaît,  $N_1$  étant presque constant en fonction du temps. Il s'établit l'équilibre radioactive séculaire entre le parent et le fils.

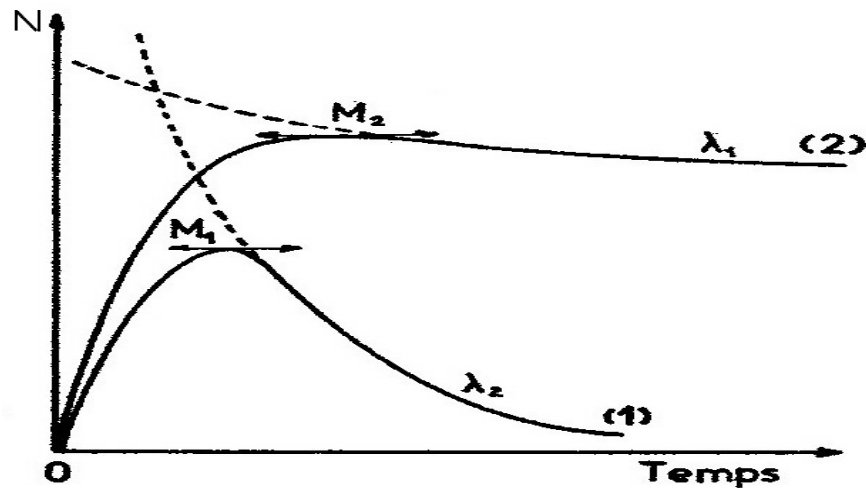


Figure 1-7 : Variation de nombre d'atomes du produit supposé radioactif, en fonction du temps : (1)  $\lambda_1 \ll \lambda_2$ , (2)  $\lambda_1 \gg \lambda_2$

### 1.3.2 Différents types de radioactivité

La radioactivité est un phénomène lié à l'instabilité nucléaire que présentent certains atomes, elle est totalement indépendante des conditions extérieures, physiques ou chimiques : la nature et l'intensité des rayonnement émis, la vitesse de transformation sont les mêmes, pour un atome donné, quelle que soit la combinaison chimique où il est engagé et quelles que soient les conditions physiques dans lesquelles il se trouve.

Tous les noyaux radioactifs ne se désintègrent pas à la même vitesse. On appelle activité  $A$  d'une substance radioactive son taux de désintégration, c'est-à-dire le nombre moyen de noyaux désintégrés par unité de temps. Dans le cas où une seule particule est émise par événement, l'activité représente aussi le taux d'émission. La loi fondamentale de la radioactivité s'écrit alors :

$$A = \lambda N \quad (1.27)$$

Si plusieurs modes de désintégration entrent en compétition, on définit les activités partielles  $A_i$  qui représentent les sources de rayonnement de chaque type. Chaque mode est caractérisé par une probabilité  $p_i$ , telle que  $A_i = p_i A$ , où la somme des  $p_i$  vaut naturellement un. De même que la constante de désintégration  $\lambda$ , les  $p_i$  sont des données nucléaires.

L'unité historique de l'activité est le Curie, Ci, qui équivaut à  $3.7 \times 10^{10}$  désintégrations par seconde. Il s'agissait de l'activité d'un gramme de radium 226. L'unité actuelle est le Becquerel Bq, qui vaut une désintégration par seconde.

### 1) La radioactivité naturelle

Lors de la formation de la Terre, il y a environ 5 milliards d'années, la matière comprenait des atomes stables et instables. Mais depuis, la majorité des atomes instables se sont désintégrés par radioactivité et la plupart d'entre eux ont fini par atteindre la stabilité. Certains continuent leur mutation alors que d'autres se forment toujours, notamment sous l'action des rayonnements cosmiques.

La plupart des éléments radioactifs naturels sont des émetteurs  $\alpha$ . Quelques-uns sont des émetteurs  $\beta^-$ . Mais ils ne sont jamais des émetteurs  $\beta^+$ . Cette dernière propriété, n'appartient qu'aux radioéléments artificiels qui résultent de transmutations réalisées au cours de réactions nucléaires [7].

#### *Familles radioactives.*

Si l'on excepte quelques éléments légers comme le potassium et le rubidium qui présentent une radioactivité extrêmement faible, tous les éléments radioactifs naturels sont produits par désintégrations successives  $\alpha$  ou  $\beta^-$ , à partir de trois radioéléments très faiblement radioactifs  ${}_{92}^{238}\text{U}$ ,  ${}_{92}^{235}\text{U}$ ,  ${}_{90}^{232}\text{Th}$ . Ils constituent trois familles distinctes, celles du radium, de l'actinium et du thorium, qui contiennent respectivement ces trois radioéléments. Deux radioéléments d'une même famille ont des nombres de masse qui diffèrent d'un multiple de quatre, puisque la désintégration  $\beta$  laisse ce nombre inchangé. Les nombres de masse sont  $A = 4n+2$  ( $n$  entier) pour la famille du radium  ${}_{88}^{226}\text{Ra}$ ,  $4n+3$  pour celle de l'actinium  ${}_{89}^{227}\text{Ac}$  et  $4n$  pour celle du thorium  ${}_{90}^{232}\text{Th}$ . Il existe une quatrième famille, pour laquelle  $A = 4n+1$ , mais elle est composée uniquement de radioéléments artificiels.

Dans les trois familles de radioéléments naturels on trouve un gaz, de la famille des gaz rares, isotope de l'élément  $Z = 86$ , appelé émanation. On les appelle respectivement émanation du radium ou radon ( ${}_{86}^{222}\text{Em}$  ou  ${}_{86}^{222}\text{Rn}$ ), émanation de l'actinium ou actinon ( ${}_{86}^{219}\text{Em}$  ou  ${}_{86}^{219}\text{An}$ ) et émanation du thorium ou thoron ( ${}_{86}^{220}\text{Em}$  ou  ${}_{86}^{220}\text{Tn}$ ) [7]. Les désintégrations successives aboutissent, dans les trois familles, à un élément stable, isotope du plomb.

Ces radio-isotopes naturels sont présents sur toute la planète, dans l'atmosphère (carbone 14, radon 222), dans la croûte terrestre (uranium 238 et uranium 235, thorium 232, radium 226. . .) et dans notre alimentation (potassium 40).

C'est pourquoi tout ce qui nous entoure est radioactif. Depuis l'aube des temps, la Terre et les êtres vivants sont donc plongés dans un véritable bain de radioactivité. Ce n'est que récemment (à peine plus de cent ans) que l'homme a découvert avec les travaux d'Henri Becquerel qu'il avait toujours vécu dans cette ambiance.

Les schémas de désintégration des chaînes  $^{238}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$  et  $^{232}\text{Th}$  sont rapportés dans les figures suivantes.

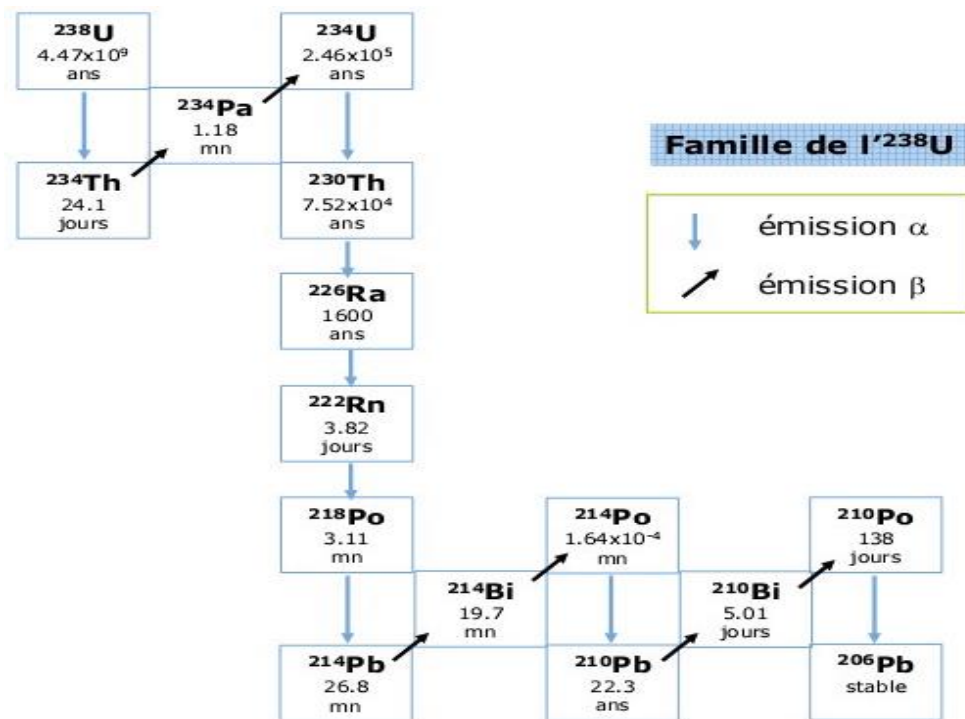


Figure 1-8 : chaîne du  $^{238}\text{U}$

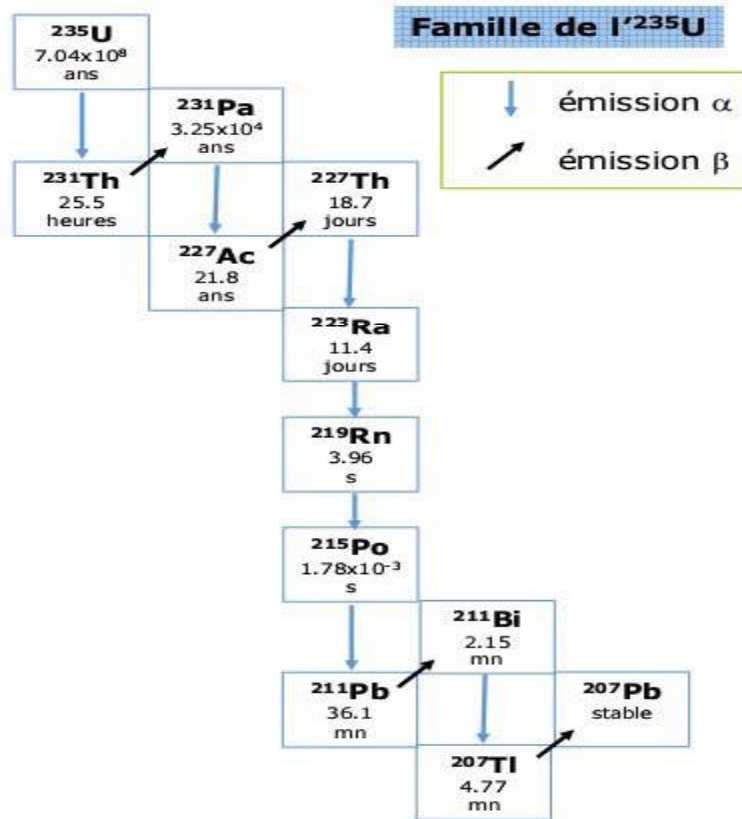
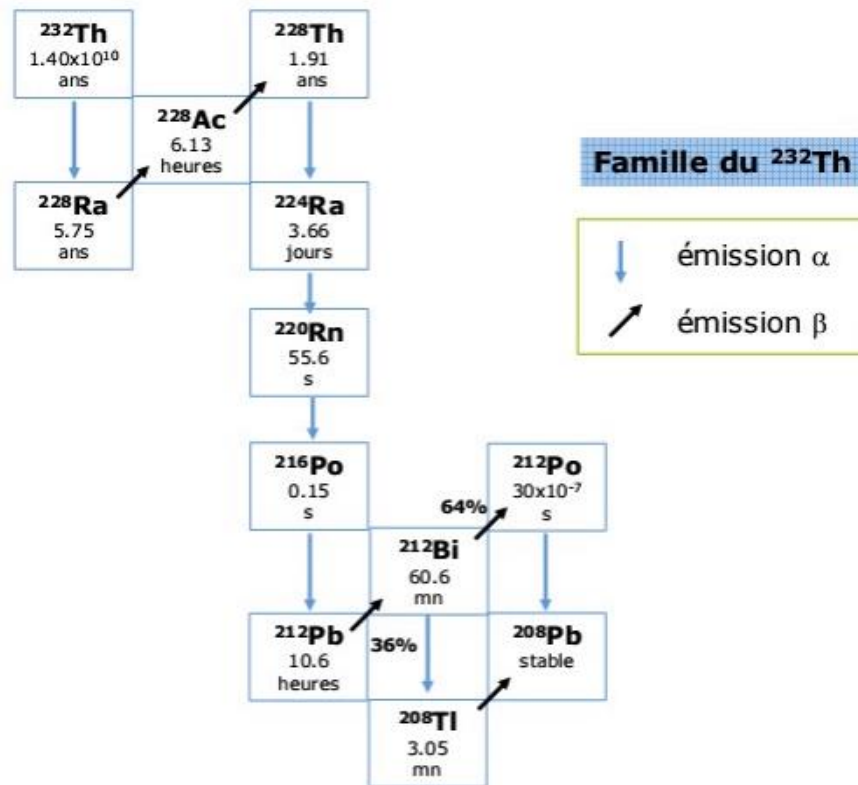


Figure 1-9 : chaîne du  $^{235}\text{U}$

Figure 1-10 : chaîne du  $^{232}\text{Th}$ 

## a) Sources externes de la radioactivité naturelle

Elles sont constituées par des rayons cosmiques, formés d'une composante primaire frappant les couches supérieures de l'atmosphère et comprenant des protons, des particules  $\alpha$ , des noyaux de masse atomique comprise entre 3 et 20. En pénétrant dans l'atmosphère, cette composante perd son énergie par ionisation, rayonnement et réactions nucléaires. Cette perte d'énergie se traduit par l'émission de particules (protons, neutrons, électrons, mésons  $\pi$ ) et de photons. Au niveau de la mer, le rayonnement cosmique n'est plus composé que de mésons (75%), très énergiques, d'électrons (25%) et de quelques protons primaires [1].

## b) Sources internes de la radioactivité naturelle

l'existence de radioéléments naturels dans l'écorce terrestre et la formation continue de produits radioactifs sous l'action du rayonnement cosmique, entraînent une contamination radioactive naturelle de l'air, des eaux, des plantes et, par voie de conséquence, des individus.



## 2) La radioactivité artificielle

Il est possible de provoquer artificiellement cette instabilité en transformant le noyau d'un élément stable en noyau d'un élément instable par bombardement par des particules (essentiellement alpha ou neutrons). On parle alors de radioactivité artificielle. Les rayonnements émis sont semblables et ont les mêmes effets que ceux résultants de la radioactivité naturelle.

La production de radio-isotopes artificiels se fait au moyen d'un cyclotron ou d'un réacteur nucléaire et permet de nombreuses applications. Certains radio-isotopes (cobalt 60, iridium 192... ) peuvent être utilisés comme source de rayonnements pour des radiographies gamma (ou gammagraphies) ou comme source d'irradiation pour la radiothérapie ou pour des applications industrielles. De telles sources sont couramment utilisées en médecine et dans l'industrie. D'autres radio-isotopes artificiels sont créés dans les réacteurs nucléaires (strontium 90, césium 137...). Certains ne sont pas utilisés par l'homme. Ils constituent ce que l'on appelle les déchets nucléaires. Fortement radioactifs, ils doivent être stockés sous haute surveillance et isolés de l'homme.

La fission obtenue dans les réacteurs ou dans les explosions nucléaires constitue la source la plus importante des radioéléments artificiels. Les phénomènes qui donnent naissance aux radionucléides artificiels (fission, activation) représentent un des aspects de l'interaction des rayonnements avec la matière.

Le tableau 1-1 présente quelques éléments artificiels[8].

Element name	Symbol	Atomic number
Techneium	Tc	43
Promethium	Pm	61
Neptunium	Np	93
Plutonium	Pu	94
Americium	Am	95
Curium	Cm	96
Berkelium	Bk	97
Californium	Cf	98
Einsteinium	Es	99
Fermium	Fm	100
Mendelevium	Md	101
Nobelium	No	102
Lawrencium	Lw	103
Rutherfordium	Rf	104
Dubnium	Db	105
Seaborgium	Sb	106
Bohrium	Bh	107
Hassium	Hs	108
Meitnerium	Mt	109
Darmstadtium	Ds	110
Roentgenium	Rg	111
Still without name		112
Still without name		114
Still without name		115

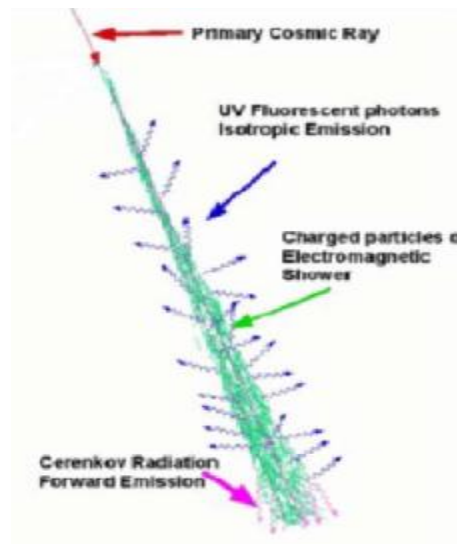
*Tableau 1-1 : Liste des éléments artificielles*

### 3) Les rayons cosmiques

L'Univers dans lequel baigne la Terre lui fait subir un bombardement intense et ininterrompu. Chaque seconde, ce sont 200 rayons cosmiques (R.C.) qui s'abattent sur chaque mètre carré de la surface de la planète.

En voyageant dans l'espace, les R.C. rencontrent principalement deux phénomènes qui modifient leurs propriétés. Tout d'abord, les interactions avec le rayonnement thermique à 2,7 K.(R.T.) diminuent leur vitesse et donc leur énergie. Ensuite, il y a les champs magnétiques qui ont pour effet de courber les trajectoires des flux de particules.

Lorsque les R.C. pénètrent dans la haute atmosphère, les particules qui forment les rayons cosmiques de très haute énergie RCTHE déclenchent une réaction en chaîne au contact des molécules du gaz atmosphérique. Il se crée des particules secondaires qui se propagent sous forme de gerbes atmosphériques et qui atteignent une surface au sol de 15 km<sup>2</sup> environ. Une gerbe atmosphérique est représentée sur le schéma ci-dessous :



De plus, les particules des gerbes interagissent avec les molécules de l'air pour donner une trace fluorescente (rayonnement U.V.) due à l'ionisation des atomes d'azote.

**Le rayonnement primaire** Les flux primaires augmentent quand l'énergie de ces primaires diminue; en conséquence, c'est surtout les primaires de moyenne énergie (énergie comprise entre le GeV et le TeV) qui fourniront la majorité des effets observables dans la basse atmosphère. En dessous du GeV, les secondaires n'ont pas assez d'énergie pour atteindre la basse atmosphère : au-delà du TeV, les événements sont plus rares que ceux correspondant aux énergies inférieures, en raison de la forme très décroissante du spectre [10].

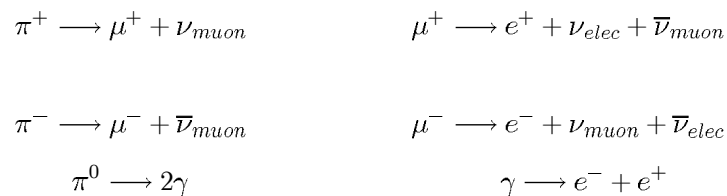
Au dessous de  $10^{12}$  eV, la composition de ce rayonnement est bien connue : protons (85%), hélions (12.5%), composante lourde ( $Z > 2$ ) (1.5%), électrons (1%) [4].

**Le rayonnement secondaire** Les particules primaires interagissent avec les noyaux présents dans la couche supérieure de l'atmosphère, et produisent le rayonnement secondaire, reçu au niveau du sol. Ce sont surtout les protons qui interagissent pour donner des pions  $\pi^\pm$  et  $\pi^0$ ; ils interagissent à leur tour et créent des gerbes (ou cascades). Les pions chargés créent des gerbes nucléaires (protons, neutrons, muons); les pions neutres créent des gerbes électro-magnétiques (électrons, positrons, photons).

### Origine et composition du rayonnement cosmique

Le rayonnement cosmique primaire, à son entrée dans l'atmosphère, est composé essentiellement de protons, de particules alpha, le reste étant des noyaux de masse  $A > 4$ . Les protons extrêmement énergétiques (jusqu'à plusieurs centaines de TeV) vont interagir avec les noyaux des atomes des couches atmosphériques (essentiellement oxygène et azote), et produire des cascades des pions ( $\pi^+$ ,  $\pi^-$ ,  $\pi^0$ ) et de neutrons et protons de plus faibles énergies. En arrivant au niveau du sol, ils ne représentent plus qu'environ 0.5% des particules (voir figure 1-11).

Les pions vont créer par interaction forte une composante hadronique (neutron, proton) que l'on retrouvera au niveau du sol. Enfin, par désintégrations successives telles que :



Une gerbe électromagnétique va également se développer (voir figure suivante) [11].

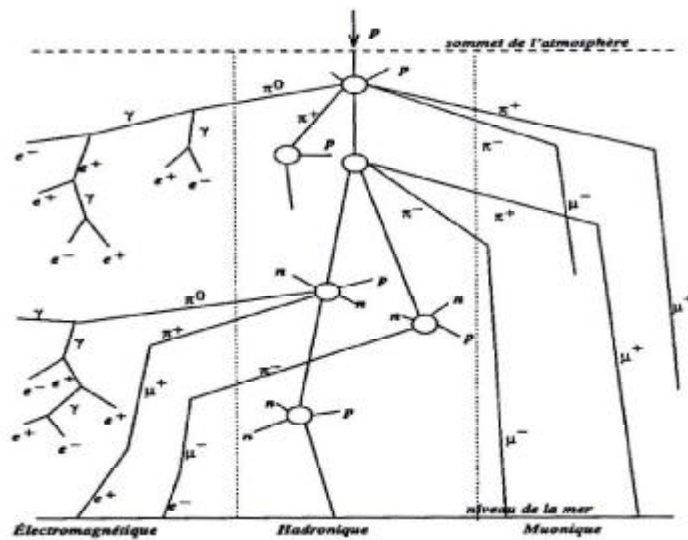


Figure 1-11 : Composante du rayonnement cosmique au niveau du sol

Le tableau 1-2 donne la proportion de chaque composante du rayonnement cosmique arrivant au niveau de la mer [11].

particules	protons	pions	électrons	neutrons	muons
pour cent particules	0.50	0.05	16.45	23.00	60.00

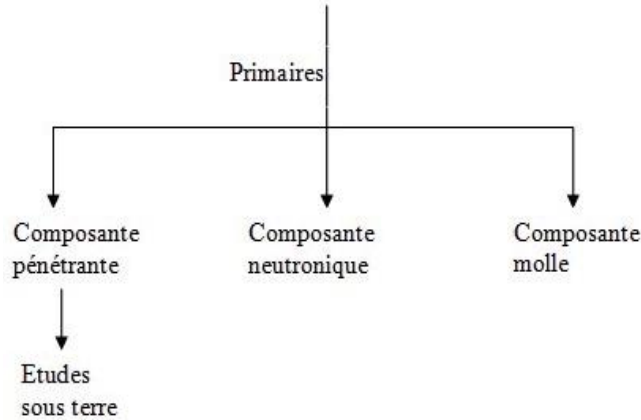
Tableau 1-2 : Composantes du rayonnement cosmique au niveau du sol

On constate que le flux de muons est largement dominant, suivi de celui des neutrons et des électrons. Le flux de pions est quant à lui négligeable. Nous verrons que le flux de protons bien que faible, joue un rôle important.

Le rayonnement cosmique se compose, au niveau du sol, essentiellement de trois composantes :

- Une composante pénétrante regroupant les muons et les protons.
- Une composante molle peu ou non pénétrante, constituée d'électrons et de gammas.
- Une composante neutronique.

Le schéma ci-après rappelle le mode de formation de différentes composantes.



### Les particules chargées pénétrantes :

1) **Les muons** La composante muonique arrivant au niveau de la mer dépend de plusieurs facteurs : l'activité solaire, la latitude, l'hémisphère dans lequel elle est étudiée. Le rapport  $R = N(\mu^+)/N(\mu^-)$  de l'ordre de 1.3 montre une prépondérance des muons  $\mu^+$ , provenant du fait que ce sont des protons qui sont largement dominants dans le rayonnement cosmique primaire.

Le tableau 1-3[11] donne les principales caractéristiques des muons au niveau de la mer

Particules	$I\nu(\text{m}^{-2}.\text{s}^{-1}.\text{sr}^{-1})$	$J_2(\text{m}^{-2}.\text{s}^{-1})$	n
muons	$94.0 \pm 0.5$	$190 \pm 10$	$1.85 \pm 0.10$

Tableau 1-3 : Intensité verticale  $I\nu$ , intensité totale  $J_2$  et dépendance azimutale ( $\sim (\cos \theta)^n$ ) des muons au niveau de la mer

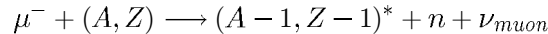
Leur domaine d'énergie varie de quelque centaines de MeV à plusieurs centaines de GeV.

Le muon interagit avec la matière d'abord par des processus électromagnétiques tels que ionisation, émission de photons de bremsstrahlung ou par interaction avec les noyaux avec création de paire  $e^-e^+$  (grâce à l'émission d'un photon virtuel).

Si ces interactions ont toutes lieu dans le cristal de Ge, elles vont fortement contribuer au bruit de fond du détecteur. Leurs effets peuvent être minimisés ou supprimés par l'utilisation d'un veto suffisamment efficace pour détecter le passage du muon. On peut appeler cette composante ; le bruit de fond corrélé.

Par contre si le muon interagit à quelque distance du cristal, il peut ne pas être détecté par le veto, mais peut créer des raies gamma dans le blindage ou le milieu environnant et donner une composante de bruit de fond alors décorrélée au muon.

les muons  $\mu^-$  ralentis par la matière sont capturés sous l'action du champ coulombien des noyaux pour former des atomes  $\mu^-$ -mésiques. Rapidement, le muon "lent" arrive par cascades successives jusqu'à la plus basse couche K de l'atome (couche 1s). Il peut alors être absorbé par le noyau avec émission d'un neutron et d'un neutrino :



Pendant tout ce processus, il y a évidemment compétition avec la désintégration du muon ( $\mu^- \longrightarrow e^- + \nu_{muon} + \bar{\nu}_{elec}$ ). En général, l'absorption est prépondérante et elle dépend du Z du noyau (pour de l'aluminium, 40% des captures se terminent par une désintégration du muon, dans le cas du plomb le pourcentage est réduit à 3% environ).

Le noyau résiduel  $(A-1, Z-1)^*$  peut ensuite se désexciter en émettant un ou plusieurs neutrons supplémentaires, occasionnellement des protons ou des particules alpha et enfin des rayonnements  $\gamma$  (processus d'évaporation)[11]. Le nombre moyen de neutrons émis par capture varie de 1 à 2 suivant le type de noyau. Par exemple, il est de 1.6 pour le plomb.

Le processus d'évaporation des noyaux résiduels  $(A-1, Z-1)$  se termine par la création dans le cristal Ge ou dans les matériaux environnants d'isotopes de type cosmogénique.

En résumé, les muons contribuent au bruit de fond d'un spectromètre germanium :

- en interagissant directement avec le cristal (ionisation)
- en produisant un ensemble de particules secondaires (électron, positrons, gammas et neutrons).
- en produisant des isotopes cosmogéniques radioactifs.

**2) Les protons** L'intensité des protons au niveau du le mer ( $1.7 \text{ protons m}^{-2}\text{s}^{-1}$ ) est de deux ordres de grandeur plus faible que celle des muons et le spectre en énergie, donné par la figure 1-12[11] montre un maximum autour du GeV. L'interaction de ces protons sur les noyaux se fait essentiellement par ionisation, collisions élastiques ou inélastiques de nucléons, réactions de spallation avec la matière, suivies éventuellement de processus d'évaporation.

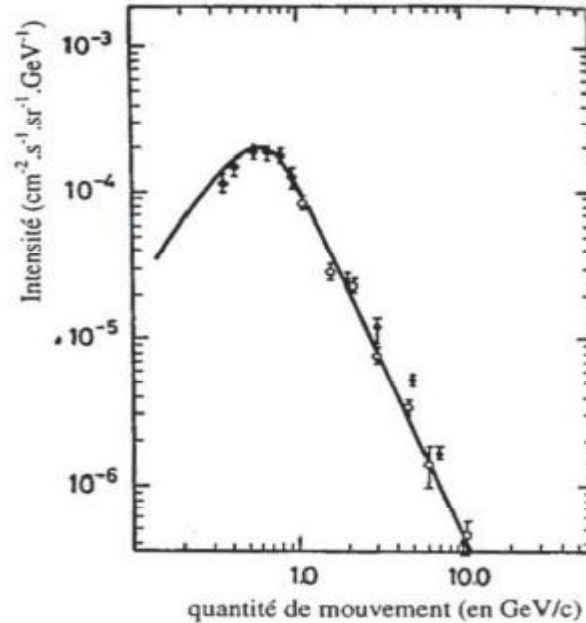


Figure 1-12 : Spectre représentant l'intensité différentielle des protons en fonction de leur quantité de mouvement au niveau de la mer

Comme dans le cas des muons, les interactions dans le cristal de germanium vont contribuer au bruit de fond du détecteur. Mais, la particularité des protons est que leurs interactions avec le blindage de plomb conduit à un taux de neutrons de spallation et surtout d'évaporation élevé[11].

Pour illustrer cet effet, Les figures suivantes présentent la simulation de l'interaction de protons de 1 GeV avec différentes épaisseurs de plomb par le code GEANT. La figure 1-13[11] montre la transmission d'un faisceau de  $5 \cdot 10^4$  protons d'énergie initiale 1 GeV interagissant avec une cible de plomb de différentes épaisseurs. Sur la même figure, on représente le nombre de neutrons créés et sortant du côté opposé à celui des protons incidents. Nous constatons que pour 15 cm d'épaisseur de plomb, 25% des protons incidents ne sont pas atténués, et environ  $5 \cdot 10^5$  neutrons sont émis. Ainsi, bien que le flux de protons cosmiques soit faible au niveau de la mer, son rôle sur le bruit de fond du spectromètre Germanium est important de part la multiplication des neutrons produits.



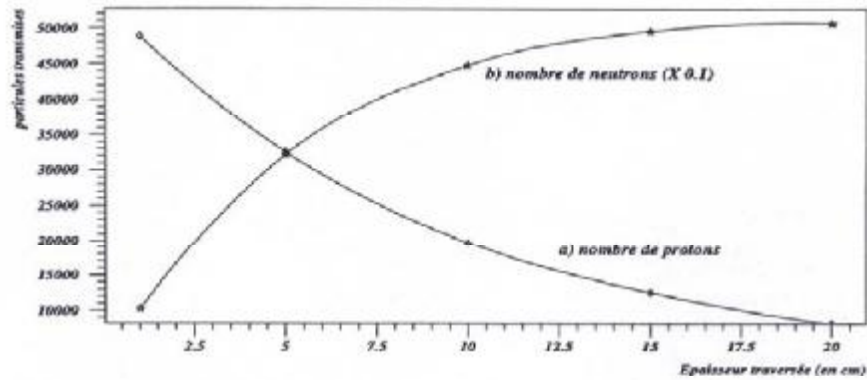


Figure 1-13 : Corrélation entre la transmission d'un faisceau de protons de 1 GeV à travers différentes épaisseurs de plomb et le nombre de neutrons créés et sortant du côté opposé à celui des protons

la figure 1-14[11] présente le spectre en énergie (0 à 15 MeV) des neutrons produits à la sortie d'un blindage de plomb de différentes épaisseurs. Pour chacune d'entre elles, une simulation avec GEANT de  $5 \cdot 10^4$  protons incidents de 1 GeV a été réalisée. Jusque vers 8 MeV environ, les neutrons proviennent essentiellement du processus d'évaporation, tandis qu'au delà, le spectre est continuellement décroissant jusque vers 1 GeV. Le flux de neutrons au delà de 15 MeV ne représente que 5 à 10% des neutrons émis, suivant l'épaisseur de plomb considéré.

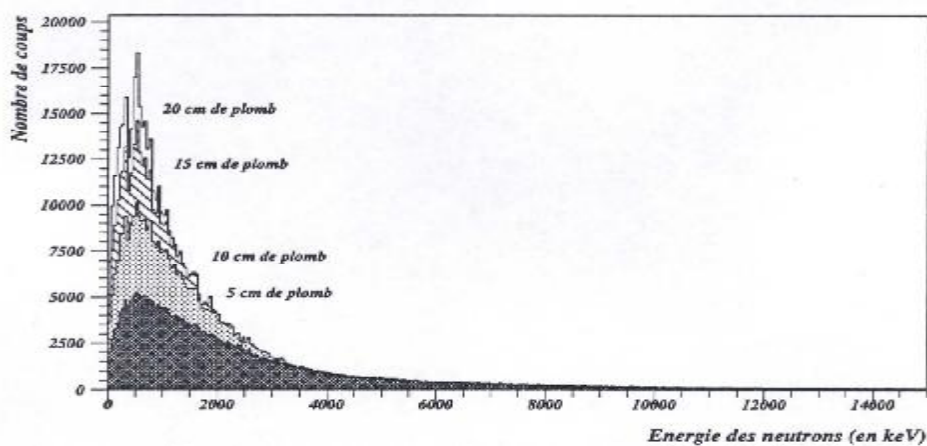


Figure 1-14 : Neutrons provenant de l'interaction des protons traversant différentes épaisseurs de plomb

les simulations présentées dans les figures 1-13 et 1-14 ont été réalisées avec des flux incidents monocinétiques de 1 GeV. Si l'on tient compte du spectre réel en énergie des protons cosmiques figure 1-12, les résultats sont qualitativement les mêmes, si ce n'est la multiplicité des neutrons qui augmente rapidement avec l'énergie.

Remarquons que dans un blindage de plomb, le processus d'évaporation crée également un flux de  $\gamma$ , dont certains seront détectés par le cristal de Ge et contribueront ainsi au bruit de fond.

### La composante molle

Par définition, on définit une composante molle par la faible capacité des particules la constituant à traverser 15 cm de plomb. Elle se compose de particules de basse énergie. Les protons et muons de basse énergie ne forment pas plus de 10 à 20 % du total de la composante molle [10] ; les photons interviennent également ainsi que les électrons.

**1) Les électrons** Au niveau du sol, les électrons constituent la deuxième composante des particules chargées (environ 25 %). Ces électrons viennent de diverses sources [10] :

- Décomposition des muons.
- Electrons de Knock-on des muons.
- Cascades photoélectroniques.
- Processus d'ionisation.

Au contact de la matière, ces électrons vont perdre leur énergie par ionisation dans le matériau et par émission de rayonnement  $\gamma$ . En tenant compte du spectre en énergie des électrons «cosmiques» ( figure 1-15[11]), on représente l'évaluation par simulation de l'absorption de ces électrons pour différentes épaisseurs de plomb traversées.

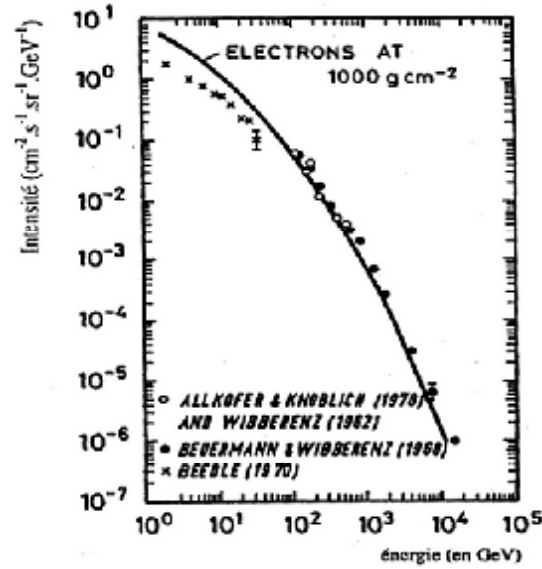


Figure 1-15 : Spectre représentant l'intensité différentielle des électrons en fonction de leur énergie au niveau de la mer

Les résultats sont reportés sur la figure 1-16 [11] sur laquelle, pour chaque point simulé,  $5 \cdot 10^4$  électrons ont été générés avec GEANT. Nous pouvons constater qu'au delà de 15 cm d'épaisseur de plomb, 99.4% des électrons sont absorbés. Remarquons qu'au cours de leur ralentissement, les électrons émettent des photons de bremsstrahlung.

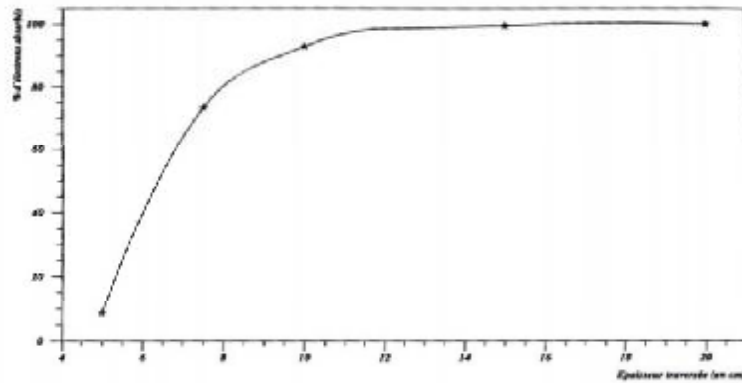


Figure 1-16 : Absorption simulée du flux des électrons cosmiques en fonction de plusieurs épaisseurs de plomb

**2) Le rayonnement gamma** Au niveau de la mer, le flux de rayonnements gamma est complexe et très dépendant du domaine d'énergie. Nous savons qu'en dessous de 3 MeV, il est dominé par la radioactivité naturelle du milieu environnant et entre 3 et 10 MeV par les taux d'absorptions de neutrons ambiants et les réactions de type  $(\alpha, n)$ . Au delà de 10 MeV, le flux est essentiellement d'origine cosmique. Notons qu'à partir de cette énergie, les sections efficaces d'atténuation sont quasiment constantes et que 15 cm de plomb absorbent la quasi totalité du flux des rayonnements gamma incident. Par contre, à la sortie du blindage, le flux de rayonnement gamma de basse énergie n'est pas systématiquement négligeable (voir figure 1-17 et 1-18)[11]. La détermination de l'épaisseur minimale nécessaire pour le blindage lourd s'effectue en étudiant l'absorption du gamma de 2614 keV émis par le  $^{208}\text{Tl}$ .

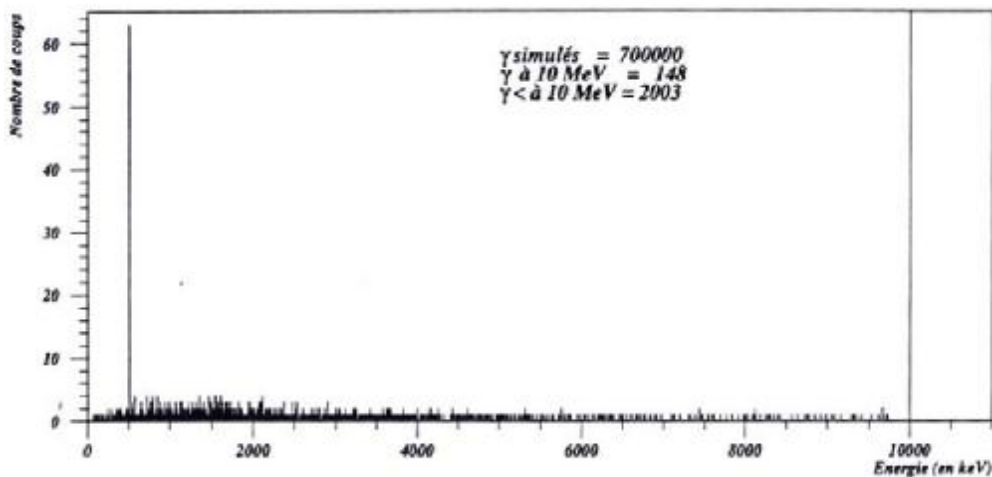


Figure 1-17 : Spectre en énergie des gammas émergents après 15 cm de plomb pour un flux de gamma incident simulé de 10 MeV

La figure 1-17 représente le spectre en énergie d'un flux de gamma incident possédant une énergie de 10 MeV. Sur  $7.10^4$  événements gamma monocinétiques de 10 MeV simulés, seulement 148 traversent les 15 cm de plomb sans aucune interaction (atténuation de 4 ordres de grandeur). Cependant, environ 2.000 événements sont encore présents après traversée du plomb, mais avec une énergie fortement dégradée. Comme nous le constatons sur la figure 1-18, plus l'énergie augmente, plus ce type d'événement devient prépondérant et plus le nombre de raies gamma incidentes traversant le plomb sans interaction diminue.

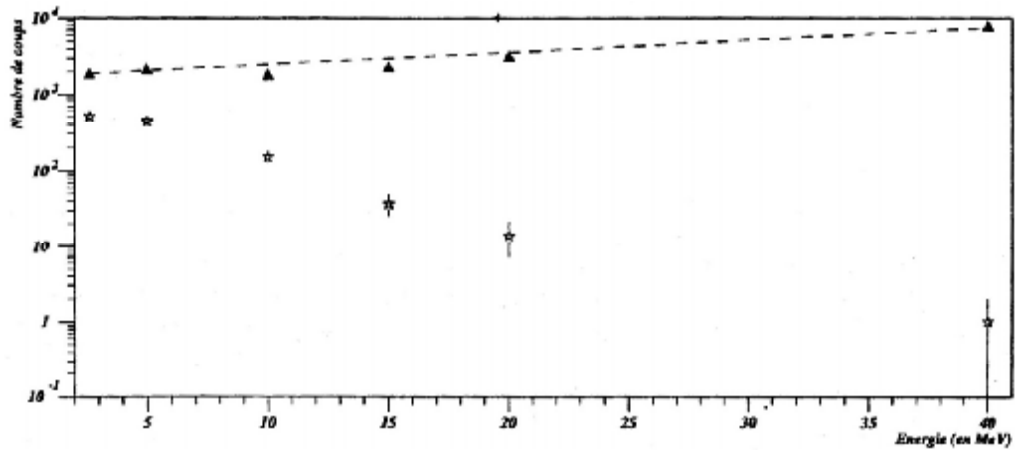


Figure 1-18 : Evolution du nombre d'événements traversant une épaisseur de 15 cm de plomb en ayant interagité (triangle) et du rayonnement gamma sans aucune interaction (étoiles)

### La composante neutronique

Au niveau de la mer, la composante neutron d'origine cosmique représente 23% de la totalité du rayonnement cosmique. L'intensité totale est d'environ de 75 neutrons  $m^{-2} s^{-1}$  et son spectre en énergie est donné par la figure 1-19[11].

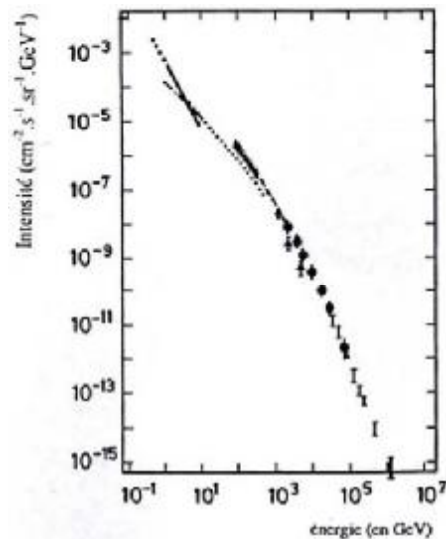


Figure 1-19 : Spectre représentant l'intensité différentielle des neutrons en fonction de leur énergie au niveau de la mer

Après traversée d'un blindage, comme dans le cas des rayonnements gamma ci-dessus, les neutrons présentent un spectre plus complexe, puisqu'à la composante cosmique s'ajoutent aussi les neutrons de spallation et d'évaporation.

Après une épaisseur de plomb de 16 cm, les différentes composantes neutrons ont été mesurées avec les résultats présentés dans le tableau 1-4 [11].

Composantes cosmiques	Contribution (en %)
Neutrons	83.6±2.0
Protons	7.4±1.0
Pion	1.2±0.3
Capture de muons $\mu^-$	4.4±0.8
Muons rapides	2.4±0.4
Bruit de fond	1.0

Tableau 1-4 : Importance relative des différentes sources de neutrons

On constate ainsi qu'après un blindage lourd, l'essentiel des neutrons a pour origine les neutrons cosmiques eux-mêmes. Autrement dit, seulement 15% des neutrons qui traversent, sont produit par les protons, pions et muons, c'est-à-dire par les particules chargées. L'ajout d'un veto cosmique détectant uniquement le passage des particules chargées n'aura ainsi qu'une influence limitée sur la composante neutron du bruit de fond d'un spectromètre gamma. Enfin, on peut deviner que les neutrons étant d'énergies relativement élevées, il sera très difficile de diminuer notablement leur flux par l'adjonction de blindages de types paraffine ou polyéthylène.

C'est ici que l'on retrouve l'intérêt des laboratoires souterrains pour les spectromètres Ge puisqu'à la réduction du flux de particules cosmiques s'ajoute celle du flux de neutrons. Comme exemple au laboratoire souterrain de Modane, la composante neutron d'origine cosmique est devenue négligeable et le flux de neutrons résiduels vient des réactions ( $\alpha,n$ ) et de la fission spontanée dans la roche.

## 1.4 Le bruit de fond

Le problème commun à toutes les expériences de radioactivité est d'éviter, ou tout au moins de minimiser les événements de bruit de fond dus aux impuretés radioactives en provenance du détecteur lui-même, de son blindage et de l'environnement.

- Pour améliorer la limite de détection, le bruit de fond doit être réduit au maximum. Le spectre de bruit de fond est dû à la combinaison de différentes composantes :
- Les rayons gamma de l'environnement.

- La radioactivité des matériaux qui construit le détecteur.
- La radiopureté dans le blindage.
- Les rayons cosmiques.
- Le radon.

Les trois premières composantes peuvent être réduites radicalement par un blindage passif adéquat construit par le Pb archéologique où bien avec un Pb de très faible activité, et par une sélection prudente des matériaux qui entoure le cristal.

La composante du radon Rn peut être réduite par l'insertion du gaz Nitrogène où l'évacuation de l'air dans la chambre du détecteur afin de créer une pression positive et aussi pour minimiser l'intrusion du Rn de l'extérieur.

\* *L'importance du choix des matériaux :*

Pour s'assurer de l'importance du choix des matériaux avec une faible activité concernant les matériaux qui construisent le détecteur et les matériaux de blindage on montre une simple comparaison entre deux détecteurs [9] :

1) Détecteur HPGe XtRa coaxiale de type-p construit par des matériaux de faible activité.

2) Détecteur germanium standard de polarité renversée REGe.

Les résultats montrent que le bruit de fond est réduit de  $17.0 \times 10^{-3}$  (cps/keV/cm<sup>3</sup> du cristal Ge) pour le REGe dans la gamme d'énergie 40 - 1800 keV à  $7.5 \times 10^{-3}$  (cps/keV/cm<sup>3</sup> du cristal Ge) pour le XtRa dans la gamme d'énergie 40 - 2700 keV, seulement avec le blindage passif. C'est-à-dire une sélection prudente des matériaux nous permet de déduire le bruit de fond par un facteur de 2.2.

Pour le détecteur XtRa :

- L'addition d'une couche de Pb d'épaisseur de 10 cm nous permet de réduire le taux du bruit de fond par un facteur de 140 ( voir colonne S0 et S1 du tableau 1-5[9]).
- Le blindage intérieur du cuivre absorbe les rayons X du Pb, mais cette couche de Cu augmente aussi l'intégral du taux de bruit de fond par 20% dans la région de 50 - 500 keV. Cette augmentation est due à l'interaction des muons cosmique avec la couche de Cu ( voir colonne S2 du tableau 1-5).Le choix se fait entre l'augmentation du bruit de fond autour de 150 keV où bien la réduction des faibles énergies dues aux rayons X du Pb.

Isotope	Energy(kev)	S0(c.p.m)	S1(c.p.m)	S2(c.p.m)
$^{210}\text{Pb}$	46.5	0.45	0.011	0.008
$^{73m}\text{Ge}$	66.8	—	0.051	0.034
Bi-K $_{\alpha 2}$	72.8	2.6	0.157	0.005
Bi-K $_{\alpha 1}$	75.0	7.1	0.304	0.015
Bi-K $_{\beta 1}$	84.8	2.9	0.193	—
Bi-K $_{\beta 2}$	87.4	4.7	0.071	—
$^{75m}\text{Ge}$	139.5	—	0.030	0.037
$^{226}\text{Ra}/^{235}\text{U}$	186.21	8.2	0.029	0.030
$^{71m}\text{Ge}$	198.12	—	0.048	0.050
$^{212}\text{Pb}$	238.63	35.1	0.033	0.044
$^{214}\text{Pb}$	351.92	39.8	0.063	0.097
$e^+ - e^-$	511	12.3	1.015	0.909
$^{214}\text{Bi}$	609.31	41.6	0.044	0.089
$^{228}\text{Ac}$	911.07	15.1	—	—
$^{214}\text{Bi}$	1120.3	11.9	0.020	0.022
$^{40}\text{K}$	1460.8	89.1	0.226	0.204
$^{214}\text{Bi}$	1764.6	10.5	0.052	0.045
$^{208}\text{Tl}$	2614.4	15.8	0.113	0.112
Integral	40-2715	8599	60.47	71.97

Tableau 1-5 : Comparaison entre les taux de comptage (c.p.m) de bruit de fond pour différents blindage du détecteur XtRa : S0-sans blindage, S1-un blindage de 10 cm de plomb, S2- un blindage de 10 cm de plomb et 5 mm du cuivre à l'intérieur du blindage.

\* La suppression du radon :

L'air ambiant qui comporte du radon, gaz radioactif provenant de la désintégration de l'uranium présent dans l'écorce terrestre.

La suppression du Rn nous permet de réduire les pics dus au descendant du  $^{222}\text{Rn}$  :  $^{214}\text{Pb}$ ,  $^{214}\text{Bi}$  et aussi le descendant du  $^{220}\text{Rn}$  :  $^{212}\text{Pb}$ . (voir tableau 1-6 [9])



Isotope	Energy(kev)	S(c.p.m)	S-Rn(c.p.m)
$^{210}\text{Pb}$	46.5	0.008	0.008
$^{73m}\text{Ge}$	66.8	0.041	0.035
$^{234}\text{Th}$	92.4	0.043	0.034
$^{75m}\text{Ge}$	139.5	0.030	0.049
$^{226}\text{Ra}/^{235}\text{U}$	186.21	0.037	0.032
$^{212}\text{Pb}$	238.63	0.012	0.005
$^{214}\text{Pb}$	295.1	0.012	—
$^{214}\text{Pb}$	351.92	0.053	0.032
$e^+ - e^-$	511	0.790	0.816
$^{208}\text{Tl}$	583.31	—	0.013
$^{214}\text{Bi}$	609.31	0.026	0.022
$^{228}\text{Ac}$	911.07	0.007	—
$^{214}\text{Bi}$	1120.3	0.011	0.009
$^{214}\text{Bi}$	1238.8	0.009	0.008
$^{40}\text{K}$	1460.8	0.198	0.188
$^{214}\text{Bi}$	1764.5	0.039	0.032
$^{208}\text{Tl}$	2614.4	0.102	0.105
Integral	40-2715	58.35	57.62

Tableau 1-6 : Comparaison entre les taux de comptage (c.p.m) de bruit de fond du détecteur XtRa : S -un blindage de plomb, cuivre et un système d'anticoïncidence, S-Rn on ajoute un système de réduction du radon

La composante des rayons cosmiques domine le bruit de fond qui reste. Les rayons cosmiques engendrent un bruit de fond dans le détecteur HPGe par interaction des nucléons et des muons avec les matériaux qui entourent le détecteur. Les muons pénètrent dans le blindage du Pb créant un bruit de fond dans le détecteur.

## Chapitre 2

# Interaction des rayonnements avec la matière

D'une manière générale, on peut définir un rayonnement ou radiation comme un mode de propagation de l'énergie dans l'espace, sous forme d'ondes électromagnétiques ou de particules. Les rayonnements ne peuvent être détectés et caractérisés que grâce à leur interaction avec la matière dans laquelle ils se propagent. Ils peuvent céder au milieu qu'ils traversent, la totalité ou une partie de leur énergie au cours de ces interactions. On peut classer les rayonnements selon leur mode d'interaction avec la matière en deux catégories :

- Rayonnements directement ionisants : ils sont constitués de particules chargées qui délivrent directement à la matière leur énergie, par le jeu des forces coulombiennes s'exerçant entre elles et les atomes du milieu. Les transferts d'énergie dépendent des masses des particules en mouvement et il y a lieu de distinguer entre particules chargées lourdes (proton, deuton, alpha, ions lourds) et électrons.
- Rayonnements indirectement ionisants : ils sont électriquement neutres et sont susceptibles de transférer une importante fraction ou la totalité de leur énergie en une seule interaction à des particules chargées. Ce sont ensuite ces particules secondaires qui ionisent le milieu. L'ionisation, dans ce cas, se fait donc en deux étapes. Les rayonnements électromagnétiques ( $X$  et  $\gamma$ ) et les neutrons entrent dans cette catégorie, mais leur mode d'interaction sont différents [12].

## 2.1 Mécanismes d'action des rayonnements directement ionisants

### 2.1.1 Généralités

Quel que soit leur type, les particules chargées sont à l'origine de phénomènes identiques.

#### Interactions

On appelle interaction tout processus par lequel l'énergie ou la direction des particules est modifiée, à la suite d'actions réciproques les unes sur les autres. Les particules chargées sont soumises à deux principaux types d'action :

**La collision :** qui entraîne :

- **Des ionisations :** Lorsqu'elle a lieu avec un électron périphérique d'un atome ; ces phénomènes provoquent la formation des paires d'ions (l'un négatif, l'autre positif) voir figure 2-1 [1].

On définit :

- l'ionisation totale, ou nombre total de paires d'ions produites par une particule ionisante le long de sa trajectoire complète.
- l'ionisation linéique, ou nombre de paires d'ions produites par unité de longueur en un point considéré de la trajectoire.

L'ionisation linéique croît le long de la trajectoire ; elle est maximale en fin de parcours lorsque la vitesse de la particule est faible.

L'énergie moyenne d'ionisation, c'est-à-dire l'énergie moyenne dépensée pour créer, dans la matière, une paire d'ions, est voisine de 34 eV dans l'air à température et pression normales[1]. L'ionisation est un phénomène très important qui permet la détection des particules et la mesure de leur énergie.

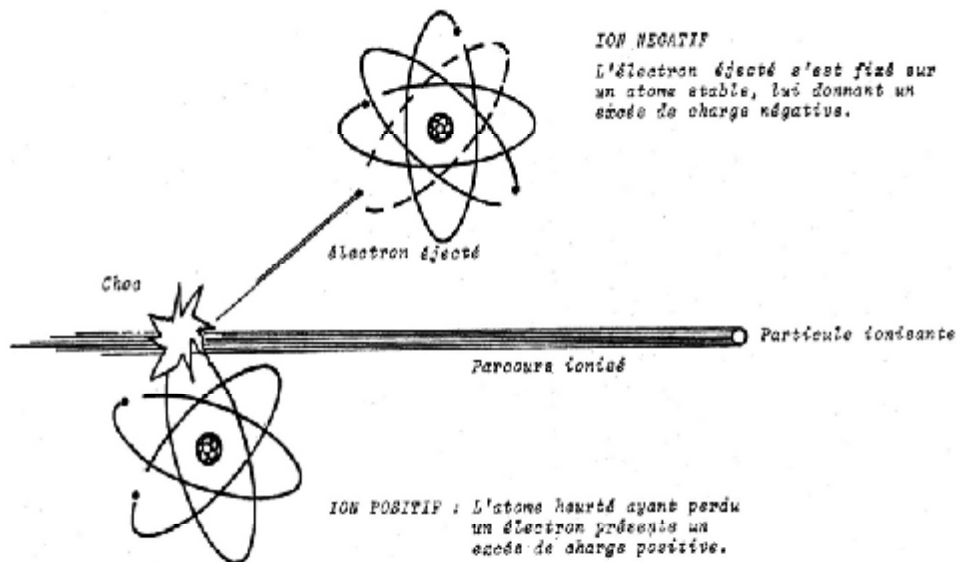


Figure 2-1 : Formation d'une paire d'ions

**-Des excitations :** lorsque l'énergie transmise à l'électron n'est pas suffisante pour provoquer l'ionisation. Le retour des atomes à l'état normal s'accompagne de l'émission d'un rayonnement X.

L'énergie transmise aux électrons, au cours de ces deux phénomènes, est égale à l'énergie perdue par les particules chargées.

**Le freinage :** Lorsqu'une particule chargée passe au voisinage d'une autre particule chargée, la force d'interaction électrostatique fait dévier sa trajectoire et réduit ainsi sa vitesse. La perte d'énergie résultante se retrouve sous forme d'un rayonnement électromagnétique de freinage ou « bremsstrahlung ».

### Conséquences de ces interactions

L'énergie perdue progressivement par la particule incidente par interaction avec les atomes de la matière traversée caractérise son pouvoir de pénétration dans ce milieu. Elle peut se mesurer par :

**Le transfert linéique d'énergie (TLE) :** Pour étudier le ralentissement des particules chargées, on introduit la notion de Transfert Linéique d'Energie (TLE) qui

représente la perte d'énergie par unité de longueur de trajectoire des particules incidentes consécutivement à leurs chocs avec les électrons. Son expression en mécanique relativiste, est donnée par la formule de Bethe-Bloch [12] :

$$TLE = \left| \frac{dE}{dx} \right| = nZ \frac{z^2 e^4}{8\pi \varepsilon_0^2 m_e c^2 \beta^2} \left[ \frac{1}{2} \ln \frac{2m_0 c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{\max}}{I_2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \quad (2.1)$$

$n$  : nombre des noyaux cibles par unité de volume de numéro atomique  $Z$ .

$z$  et  $\beta$  sont respectivement la charge et la vitesse réduite du projectile.

$m_0$  et  $e$  : masse au repos et charge de l'électron.

$\varepsilon_0$  : permittivité du vide :  $8,854.10^{-10}$  F. cm<sup>-1</sup>.

$\gamma$  : correction relativiste :  $1/ (1 - \beta^2)^{1/2}$ .

$T_{\max}$  : énergie cinétique maximale transférée à un électron libre.

$\delta$  : correction due à l'effet de densité.

$I$  : la valeur moyenne du potentiel tenant compte de l'ionisation et de l'excitation des atomes ralentisseurs. Il est donné par la formule semi empirique (en eV) :

$$I = 9,1 Z \left( 1 + 1,9 Z^{2/3} \right) \quad (2.2)$$

Notons que la particule chargée peut s'approprier un ou deux électrons au cours de son ralentissement. Dans la formule 2.1 la charge est alors remplacée par la charge effective  $Z^*$ . Cette charge effective est calculée par la relation empirique :

$$Z^* = Z \left[ 1 - \exp \left( -\frac{125 \beta}{Z^{2/3}} \right) \right] \quad (2.3)$$

Pour un milieu composé de  $N$  éléments, la loi de Bragg permet de calculer le TEL dans ces milieux :

$$\left( \frac{dE}{dx} \right)_{\text{composé}} = \sum_{i=1}^n m_i \left( \frac{dE}{dx} \right)_i \quad (2.4)$$

avec  $\left( \frac{dE}{dx} \right)_i$  le pouvoir d'arrêt de l'élément  $i$  de fraction massique  $m_i$ .

A partir de cette étude, on peut aussi montrer que la perte d'énergie est fonction de la distance de pénétration d'une particule dans la matière. Ce type de courbe est connu sous le nom de courbe de Bragg. Étant donné que la perte d'énergie est fonction de l'énergie cinétique, la particule ne perdra pas la même quantité d'énergie à chaque étape de son parcours. Elle est beaucoup plus ionisante vers la fin de sa trajectoire [12].

**Le pouvoir d'arrêt linéique :** Pour des particules chargées d'énergie  $E$ , le pouvoir d'arrêt linéique est égal au quotient de la perte d'énergie  $dE$  de la particule dans le parcours  $dl$  [1] :

$$S = \frac{dE}{dl} \quad (2.5)$$

Le pouvoir d'arrêt linéique a les dimensions d'une force. Il est exprimé en  $\text{MeV} \cdot \text{cm}^{-1}$  ou  $\text{keV} \cdot \mu^{-1}$ .

(Le pouvoir d'arrêt relatif est égal au rapport du pouvoir d'arrêt d'une substance à celui d'une substance de référence.)

**Parcours :** Le fait que les particules chargées perdent leur énergie dans la matière amène à se poser la question de distance parcourue dans cette matière. La portée (range) est la distance maximale parcourue par une certaine particule d'une énergie donnée dans un matériau donné.

La relation entre le parcours et le pouvoir d'arrêt est donnée par [12] :

$$R = \int_E^0 \left( \frac{dE}{dx} \right)^{-1} dE \quad (2.6)$$

Où  $\frac{dE}{dx}$  est donnée par la formule 2.1.

La perte d'énergie dans la traversée d'une épaisseur  $\Delta x$  calculée à partir de l'expression 2.1, simplifiée dans le cas non relativiste, est une valeur moyenne. Pour chaque particule prise individuellement, on observe des fluctuations autour de cette valeur moyenne, car statistiquement ces particules n'auront pas subi le même nombre de collisions durant leur parcours. Il en résulte que pour une perte d'énergie donnée, le parcours fluctue lui aussi autour d'une valeur moyenne. Ces fluctuations sont habituellement appelées « straggling » énergétique [12].

### 2.1.2 Interaction des particules $\alpha$ avec la matière

Les particules  $\alpha$  ont une vitesse relativement limitée. Leur trajectoire est linéaire et courte. *Le rayonnement alpha est donc peu pénétrant.* On a pu expérimentalement mesurer de façon relativement précise la longueur des parcours au sein de différentes substances et un certain nombre de relations empiriques ont été établies. Dans l'air, le parcours moyen des particules  $\alpha$  est de l'ordre de 0.6 cm à 10 cm pour des énergies comprises entre 0.6 MeV et 10 MeV et peut être estimé par la relation [1] :

$$R(\text{cm}) = 0.309 E^{1.5} \quad (E \text{ en MeV}) \quad (2.7)$$

Dans l'eau, le parcours est environ 800 fois plus petit. Dans les tissus, sa valeur peut être obtenue, avec une approximation satisfaisante, par la relation :

$$R(\text{tissu}) = R(\text{air}) \times \frac{\rho(\text{air})}{\rho'(\text{tissus})} \quad (2.8)$$

Dans laquelle  $\rho(\text{air})$  et  $\rho'(\text{tissus})$  sont les densités respectives de ces deux milieux.

Dans les figures 2-2 et 2-3 [12] on donne les parcours R des particules  $\alpha$  en fonction de l'énergie dans l'air et dans le silicium.

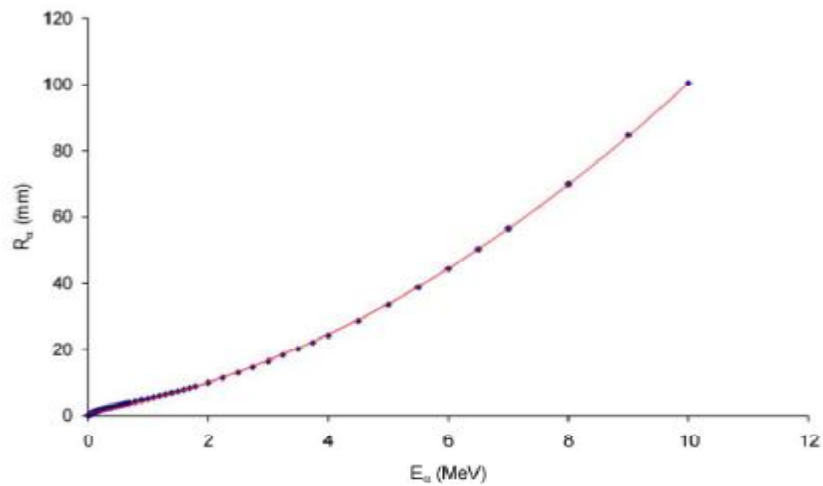


Figure 2-2 : Parcours des particules  $\alpha$  dans l'air

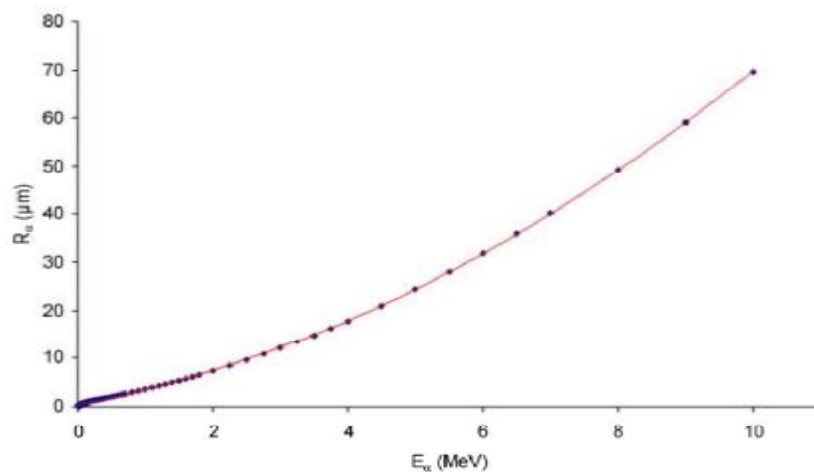


Figure 2-3 : Parcours des particules  $\alpha$  dans le silicium

Le nombre total de paires d'ions produites dans l'air par une particule alpha (ionisation totale), fonction de son énergie, est donnée par la relation approximative [1] :

$$I_t = 2,88 \cdot 10^4 E \quad (E \text{ en MeV}) \quad (2.9)$$

L'ionisation linéique des particules alpha croît lorsque leur énergie diminue, avec un maximum marqué en fin de parcours, comme le montre la courbe de Bragg 2-4 [1].

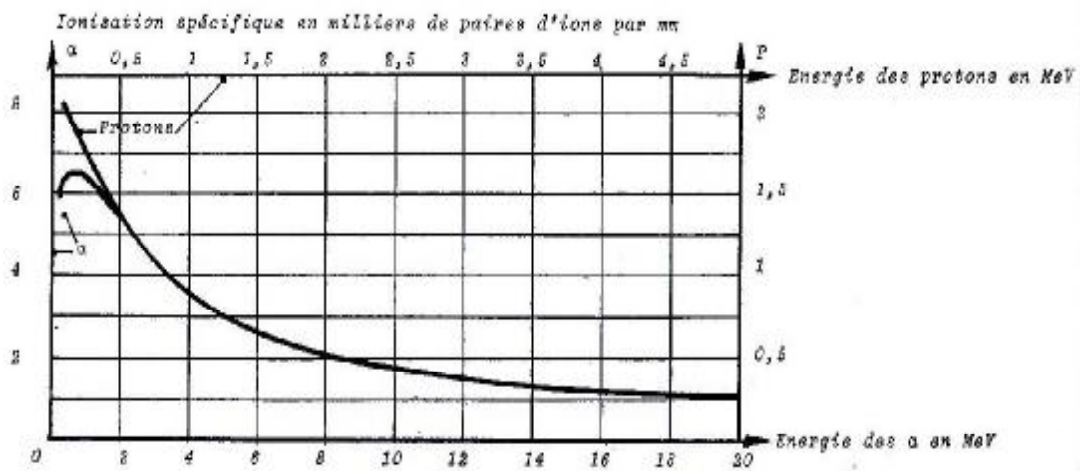


Figure 2-4 : Ionisation linéique des  $\alpha$  et des protons en fonction de leur énergie

Le tableau 2-1[1] présente l'ionisation linéique de particules  $\alpha$  de différentes énergies.

E (MeV)	$I_s$ ( $10^3$ paires d'ions / mm)
1	7.5
2	5.5
4	3.5
6	2.6
10	1.8
20	1

Tableau 2-1 : Ionisation linéique de particules  $\alpha$  de différentes énergies

Le pouvoir d'arrêt des particules  $\alpha$  par un élément est approximativement proportionnel à  $Z^{2/3}$ . A masse égale les éléments légers (Z et N voisins) sont ainsi plus efficaces pour arrêter les particules  $\alpha$  que les éléments lourds (Z plus petit que N)[1].



### 2.1.3 Interaction des électrons avec la matière

Les interactions des photons avec la matière (sauf la diffusion Rayleigh) se terminent toujours par un déplacement d'électrons qui eux-mêmes peuvent interagir avec le matériau.

#### Le ralentissement des électrons

Le ralentissement des électrons résulte de quatre phénomènes, les deux premiers cités étant les plus importants.

**Collision :** Cette interaction intervient avec les électrons périphériques situés au voisinage de la trajectoire de l'électron en mouvement. Elle entraîne soit l'excitation de l'atome, soit, si l'énergie incidente est suffisante, l'ionisation.

Le processus d'ionisation s'agit d'un mécanisme de collision inélastique d'un électron ou d'un positron en mouvement avec les électrons du cortège atomique. La perte d'énergie par collision est donnée par la formule de Bethe et Bloch [13] :

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{coll}} = \frac{2\pi \cdot e^4 N Z}{m_e c^2 \beta^2} \left( \ln \left( \frac{m_e c^2 \beta^2 E}{2I(1-\beta^2)} \right) - (\ln 2) \left( 2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2 \right) + \frac{1}{8} \left( 1 - \sqrt{1-\beta^2} \right)^2 \right) \quad (2.10)$$

où  $c$  est la vitesse de la lumière dans le vide,  $\beta = \frac{V}{c}$  la vitesse réduite et  $I$  le potentiel moyen d'excitation qui dépend de la nature du matériau.

Comme on pouvait s'y attendre, la perte d'énergie par collision est favorisée dans les matériaux lourds (cf. Figure 2-4[13]). Un électron de 600 keV a un TLE de 6,8 MeV/cm dans le germanium, 11,9 MeV/cm dans le cuivre, 11,6 MeV/cm dans le plomb, et 4,2 MeV/cm dans l'aluminium.

A chaque collision, l'énergie transférée à l'électron du cortège atomique est faible mais comme il y a un grand nombre de collisions, on peut définir une valeur moyenne de la perte d'énergie dans une épaisseur donnée. Il y a donc des fluctuations statistiques dans les pertes d'énergies.

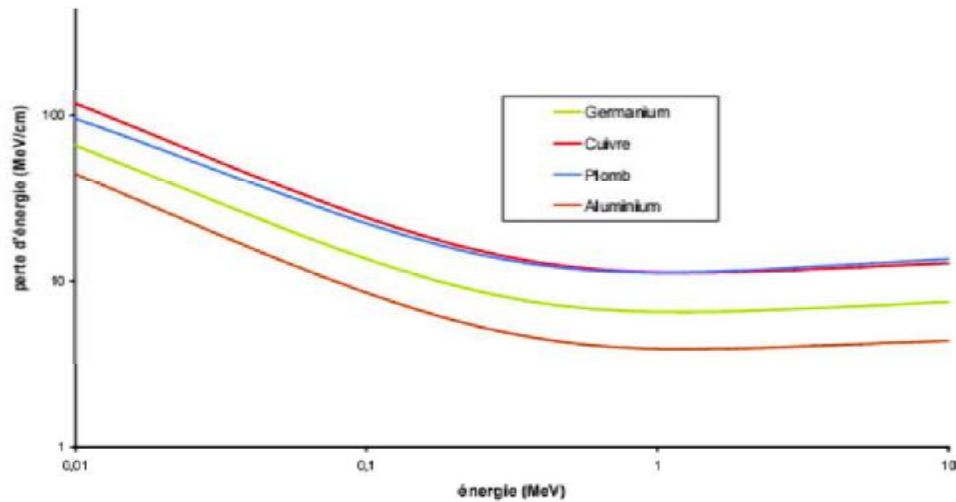


Figure 2-4 : Variation de la perte d'énergie par collision des électrons en fonction de l'énergie dans différents matériaux

L'ionisation linéique des électrons varie en fonction de leur énergie ou de leur vitesse ; elle est inversement proportionnelle à cette dernière. Elle peut être estimée par la relation [1] :

$$I_I = 33 + 63 E^{-1.6} \quad (E \text{ en MeV}) \quad (2.11)$$

Applicable pour des énergies comprises entre 50 keV et 2 MeV (tableau 2-2)[1].

<b>E</b> (MeV)	Nombre de paires d'ions créés par centimètre d'air
1	53
0.5	60
0.3	76
0.2	96
0.1	75
0.05	250

Tableau 2-2 : Ionisation linéique des particules  $\beta$

Le pouvoir d'arrêt par collision, variable en fonction de l'énergie du rayonnement  $\beta$ , est proportionnel au nombre d'électrons par centimètre cube de matière traversée.

**Le rayonnement de freinage (Bremsstrahlung) :** Si on considère un électron dans un état non stationnaire (c'est-à-dire qu'il n'orbite pas autour d'un atome) et accéléré (dans le champ coulombien de l'atome), il rayonne de l'énergie sous forme de photons. L'électron subit une décélération et transfère une partie de son énergie aux photons qu'il rayonne. C'est le processus de perte d'énergie dominant pour les électrons (et les positrons) à haute énergie. Ce phénomène est utilisé dans tous les générateurs de rayon X.

Le pouvoir d'arrêt par freinage est proportionnel à l'énergie des électrons incidents (les rayons cosmiques perdent fréquemment toute leur énergie par freinage), au carré du numéro atomique des éléments constitutifs de la matière traversée et inversement proportionnel à leur masse atomique. Les matériaux produisent donc avec le rayonnement  $\beta$  un rayonnement X de freinage d'autant plus intense qu'ils sont plus lourds.

La perte d'énergie linéique par rayonnement de freinage s'écrit [13] :

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{Brem} = \frac{N \cdot E \cdot Z \cdot (Z + 1)}{137 m_e c^2} \left(4 \ln \left(\frac{2E}{m_e c^2}\right) - \frac{4}{3}\right) \quad (2.12)$$

Ce phénomène est favorisé par les milieux absorbeurs de numéro atomique élevé et il augmente avec l'énergie de l'électron (cf. Figure 2-5 [13]). A haute énergie ce phénomène de Bremsstrahlung est dominant et lorsqu'un électron ou un positron traverse un matériau, il émet des photons sur tout un spectre de fréquence. Ainsi au fur et à mesure de la traversée du matériau, l'énergie de l'électron décroît de manière exponentielle [13] :

$$E = E_0 e^{-\rho \cdot x / X_0} \quad (2.13)$$

où  $E_0$  est l'énergie initiale de la particule,  $x$  l'épaisseur de matériau traversée et  $X_0$  la longueur de radiation qui représente l'épaisseur de matière nécessaire pour ralentir un électron d'une énergie initiale  $E_0$  à  $E_0/e$ . La longueur de radiation est caractéristique d'un matériau et traduit son pouvoir absorbant : plus la longueur de radiation va être courte, plus le matériau va être absorbant. Elle s'exprime en  $g/cm^2$ . La longueur de radiation dans le germanium est de 12,54  $g/cm^2$ , dans le cuivre elle vaut 13,16  $g/cm^2$ , dans le plomb elle est de 6,31  $g/cm^2$  et dans l'aluminium elle vaut 24,26  $g/cm^2$ , si bien que pour ralentir un électron de son énergie initiale  $E_0$  à  $E_0/e$ , il faut 2,36 cm de germanium ou 0,54 cm de cuivre, ou 0,55 cm de plomb ou 8,99 cm d'aluminium. Un électron de 2 MeV perdra 0,52 MeV/cm dans le germanium, 0,81 MeV/cm dans le cuivre, 2,63 MeV/cm dans le plomb et 0,12 MeV/cm dans l'aluminium.

Dans le germanium, à partir de 24 MeV les pertes d'énergie par rayonnement deviennent supérieures aux pertes d'énergies par collisions. Dans le cuivre, c'est à

partir de 25 MeV, dans le plomb 10 MeV et 58 MeV dans l'aluminium. Dans la gamme d'énergie qui nous intéresse et dans le germanium, c'est la perte d'énergie par ionisation qui est le mécanisme d'interaction prépondérant pour les électrons.

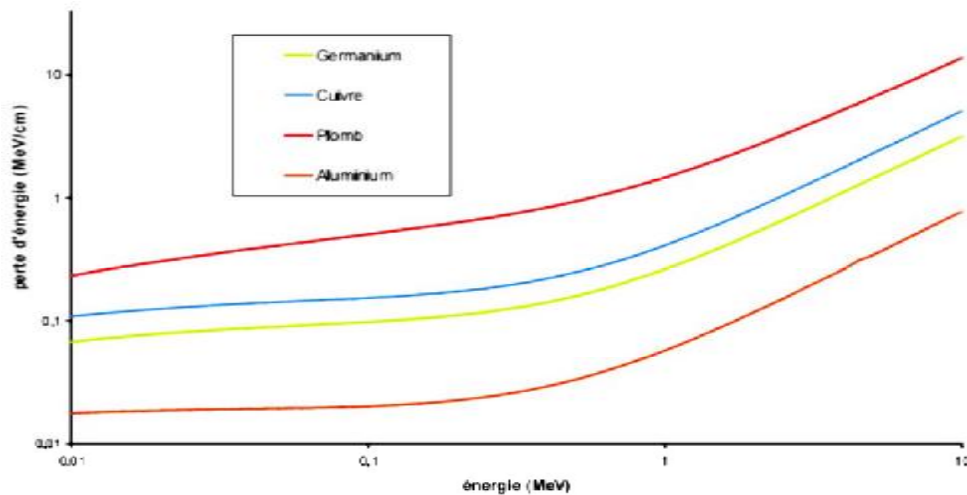


Figure 2-5 : Variation de la perte d'énergie par radiation (Bremsstrahlung) dans différents matériaux en fonction de l'énergie

Les phénomènes de freinage et de collision entrant en concurrence, l'énergie critique  $E_c$  est l'énergie pour laquelle leur probabilité d'occurrence dans une matière donnée est égale [1] :

$$E_c \text{ voisin de } \frac{600}{Z} (E_c \text{ en MeV}) \quad (2.14)$$

Compte tenu de ces différents phénomènes, l'absorption des électrons se traduit finalement par une diminution progressive de leur énergie. Dans le cas d'un faisceau d'électrons monoénergétiques (issus d'un accélérateur par exemple), l'absorption est sensiblement linéaire. Par contre, lorsque le faisceau incident est composé d'électrons poly énergétiques (radioéléments émetteurs  $\beta$ ), la combinaison de tous les phénomènes décrits fait que l'absorption est sensiblement exponentielle.

$$I = I_0 e^{-\Sigma \cdot x} \quad (2.15)$$

$I_0$  : intensité initiale.

$\Sigma$  : coefficient d'absorption ( $\text{cm}^{-1}$ )

$x$  : épaisseur traversée (cm)

### Annihilation

Les positrons, qui sont les anti-particules des électrons, se comportent exactement comme les électrons en ce qui concerne leur passage à travers la matière ; si ce n'est que l'interaction avec les électrons du cortège atomique est attractive et non répulsive. Par contre, en fin de parcours, lorsque leur vitesse devient quasiment nulle, ils sont encerclés par leurs anti-particules et il survient une annihilation matière anti-matière avec un électron du cortège atomique. Ceci étant accompagné par l'émission de deux photons de 511 keV émis à  $180^\circ$  dans le référentiel du laboratoire.

### Parcours des électrons dans la matière

Il s'agit de la distance parcourue par un électron dans un matériau jusqu'à ce qu'il perde toute son énergie. Le parcours peut donc être relié à la perte d'énergie [13] :

$$R = \int_{E_0}^0 \left( -\frac{dE}{dx} \right)^{-1} dE \quad (2.16)$$

La trajectoire des électrons dans la matière est erratique du fait des interactions multiples aléatoires qu'ils subissent au fur et à mesure qu'ils traversent la matière. Il en résulte que la distance parcourue réelle est bien plus grande que la distance séparant le point d'entrée du point d'arrivée (où l'électron a perdu toute son énergie). On définit alors la profondeur de pénétration  $R_p$  qui correspond à la distance maximale moyenne parcourue par un électron.

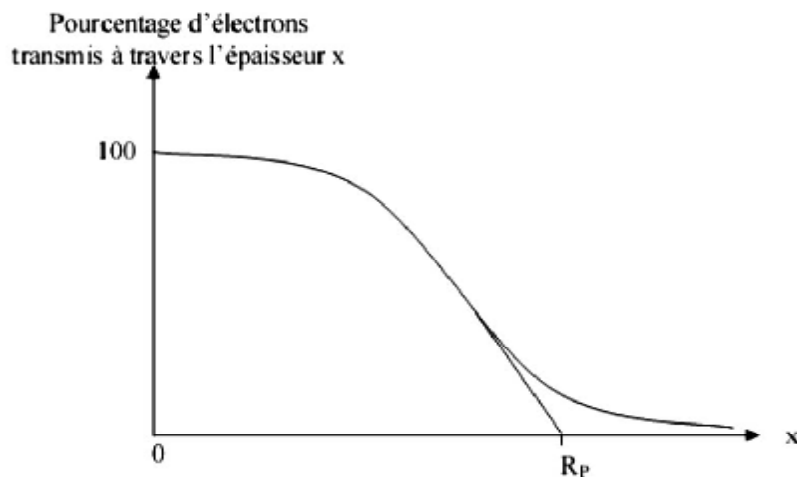


Figure 2-6 : Transmission des électrons en fonction de l'épaisseur  $x$  de matériau traversé

Il s'agit d'une grandeur statistique obtenu par extrapolation de la partie linéaire de la courbe du pourcentage d'électrons transmis en fonction de l'épaisseur traversée (cf. Figure 2-6). Il y a donc un certain nombre d'électrons qui traversent une épaisseur de matériau plus grande que la profondeur de pénétration avant d'être absorbés par le milieu. En première approximation, la profondeur de pénétration ne dépend que peu du matériau et elle peut être calculée par la relation approchée suivante [13] :

$$R_p = 0.52E - 0.09 \quad (2.17)$$

avec  $R_p$  en  $\text{g}/\text{cm}^2$  et  $E$  en MeV.

La profondeur de pénétration d'un électron sera d'autant plus élevée que la masse volumique du matériau sera faible : dans le germanium ( $\rho = 5.323 \text{ g}/\text{cm}^3$ ), un électron de 600 keV parcourt 0.42 mm, dans le cuivre ( $\rho = 8.96 \text{ g}/\text{cm}^3$ ) 0.25 mm, dans le plomb ( $\rho = 11.35 \text{ g}/\text{cm}^3$ ) 0.19 mm et 0.82 mm dans l'aluminium ( $\rho = 2.698 \text{ g}/\text{cm}^3$ ).

## 2.2 Mécanisme d'action des rayonnements indirectement ionisants

### 2.2.1 Interaction des photons avec la matière

Les photons peuvent interagir de différentes façons avec les électrons ou les noyaux de la matière. Les interactions avec les électrons sont : l'effet photoélectrique prédominant à basse énergie et dans les matériaux de numéro atomique élevé, la diffusion Compton qui domine aux énergies intermédiaires, ainsi que la diffusion Rayleigh (qui est un processus négligeable devant les autres). Les interactions avec les noyaux sont : l'effet de matérialisation qui est importante à haute énergie et les réactions photo-nucléaire (figure 2-7[13], 2-8[12]).

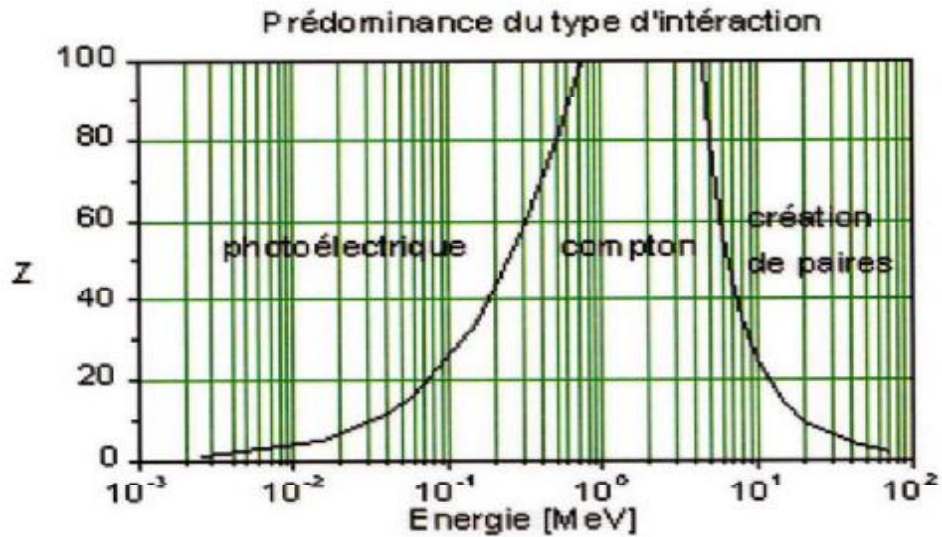


Figure 2-7 : Prédominance du type d'interaction en fonction de l'énergie et du numéro atomique du matériau

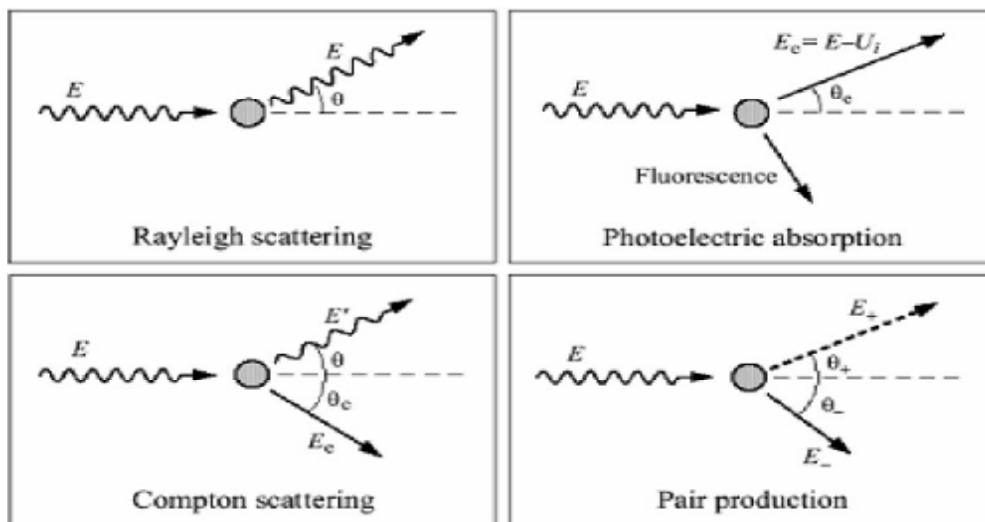


Figure 2-8 : Schéma du phénomène effet photoélectrique

### L'effet photoélectrique

Lors de cette interaction, le photon incident est complètement absorbé en cédant toute son énergie à un électron de l'atome cible (figure 2-8) ; c'est tout l'atome qui

participe à l'interaction. Un électron isolé ne peut pas interagir de cette façon. L'énergie du photon incident  $E$  est converti en énergie de liaison  $U_i$ , en énergie cinétique du photo-électron  $E_e$  et en énergie de recul de l'atome  $E_r$  [12] :

$$E = U_i + E_e + E_r$$

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

La figure 2-9 [12] représente la variation de  $U_i$  en fonction du numéro atomique  $Z$  pour les différentes couches atomiques. La masse du noyau étant de plusieurs milliers de fois supérieure à celle de l'électron, l'énergie de recul de l'atome  $E_r$  est donc négligeable par rapport à celle emportée par le photo-électron. La direction du photo-électron est liée à la direction et à l'énergie du photon incident. Plus les électrons sont liés à l'atome, plus ils ont une section efficace grande d'être éjectés lors de l'interaction. Le processus photoélectrique est d'autant plus important que le numéro atomique ( $Z$ ) du milieu est élevé et l'énergie du photon est faible.

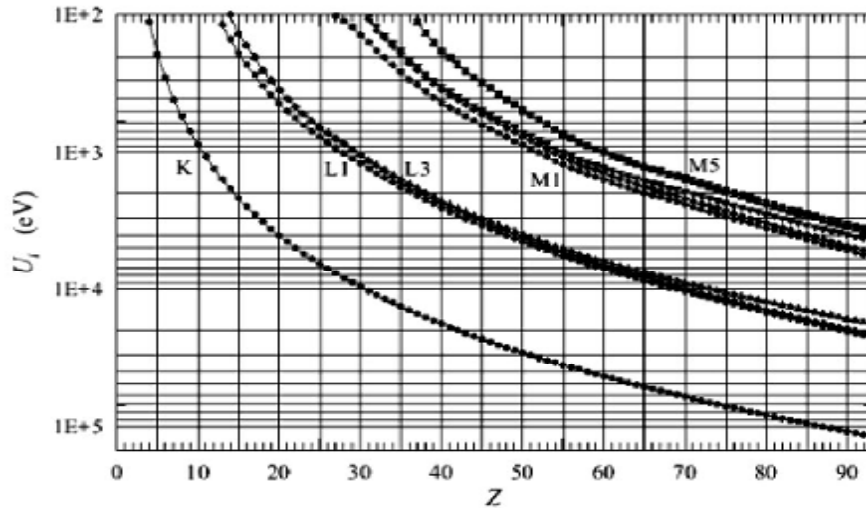


Figure 2-9 : Energie d'ionisation en fonction du numéro atomique  $Z$  pour les différentes couches atomiques  $K$ ,  $L$  et  $M$

La probabilité d'interaction d'un photon avec un atome est donnée par la relation suivante [12] :

$$\sigma_{Ph} = \frac{8\pi r_0^2}{3} \frac{Z^2}{(137)^2} 4\sqrt{2} (\alpha)^{-\frac{7}{2}} \quad \text{avec } \alpha = \frac{E_\gamma}{E_0} \quad (2.18)$$



Où :

$E_\gamma$  : 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 quelle que soit la couche :

$$\sigma_{Ph} \propto \frac{Z^{4.35}}{E_\gamma^3} \quad (2.19)$$

Exception faite des métaux de transition comme le cuivre [13]; cet effet est donc prédominant à basse énergie et est favorisé dans les matériaux lourds.

La figure 2-10 représente la section efficace atomique de l'effet photoélectrique pour trois matériaux C, Fe et U [12].

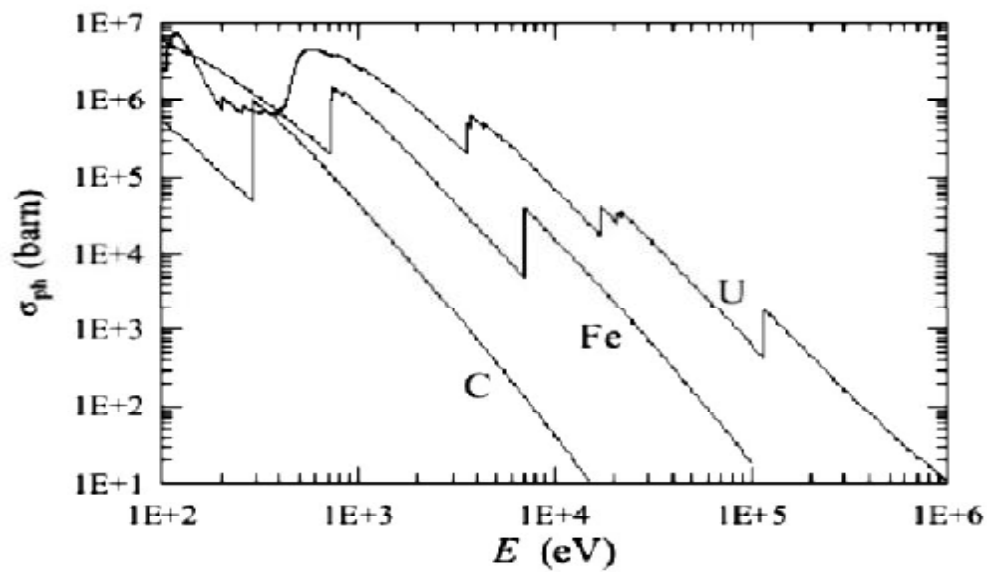


Figure 2-10 : Section efficace atomique de l'effet photoélectrique pour trois matériaux C, Fe et U

Le tableau 2-3 donne quelques énergies de liaison des atomes des couches K et L [2].

Nombre Atomique	Elément	Energie K(keV)	Energie L(keV)
13	Aluminium	1.56	
20	Calcium	4.02	
26	Fer	7.08	0.72
29	Cuivre	8.86	1.02
38	Strontium	16.15	1.95
42	Molybdène	20.0	2.52
47	Argent	25.5	3.53
50	Etain	29.2	4.14
55	Césium	36.0	5.30
74	Tungstène	69.2	11.3
79	Or	80.5	13.4
82	Plomb	87.5	14.8

Tableau 2-3 : Energies de liaison (keV) des électrons K et L d'un certain nombre d'éléments

Pour atténuer de moitié un faisceau de photons de 600 keV par effet photoélectrique, il faut une épaisseur de 58 cm de germanium ( $Z=32$ ), ou 48 cm de cuivre ( $Z=29$ ) ou 1,13 cm de plomb ( $Z=82$ ) ou encore 3056 cm d'aluminium ( $Z=13$ ).

Les courbes de variation de la probabilité d'interaction en fonction de l'énergie (cf. Figure 2-10 et 2-11[13]) présentent des discontinuités pour des énergies bien déterminées. Cela correspond aux énergies de liaisons des différentes couches atomiques[13].

On considère essentiellement les couches électroniques K et L, car 80 % de l'effet photoélectrique se produit avec des électrons de la couche K pour des photons suffisamment énergétiques pour apporter l'énergie de liaison correspondante. L'effet photoélectrique est toujours suivi d'un réarrangement du cortège électronique, c'est-à-dire qu'un électron d'une couche supérieure vient combler l'orbite vacante du photoélectron. Ceci se traduit soit par l'émission d'un photon (ou de plusieurs) dans le domaine des rayons X (inférieur à 100 keV) soit par la capture de ce photon par l'atome et l'éjection d'un électron périphérique, c'est l'émission Auger.

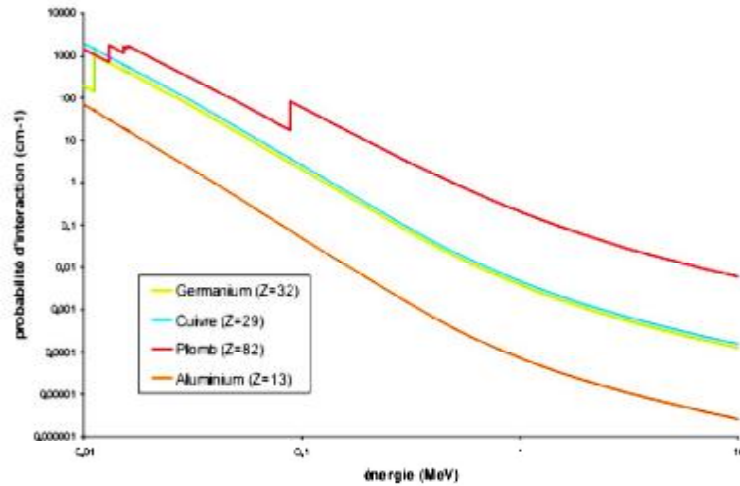


Figure 2-11 : Variation de la probabilité d'interaction par effet photoélectrique dans différents matériaux

### L'effet compton

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

Pour la suite de cette étude on considère que l'électron est libre. Cette approximation se justifie par le fait que l'énergie de liaison des électrons est faible devant l'énergie des photons incidents. L'étude cinématique de cette diffusion, nous donne la relation qui lie l'angle  $\theta_e$  de diffusion de l'électron à l'énergie du photon incident  $E_\gamma$  et du photon compton  $E'_\gamma$  [12] :

$$\frac{E'_\gamma}{E_\gamma} = \frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos \theta_e)} \quad (2.20)$$

L'énergie transférée à l'électron se déduit des lois de conservation de l'impulsion et de l'énergie [13] :

$$E_{e^-} = \frac{h\nu}{1 + \frac{m_e c^2}{h\nu(1 - \cos \theta)}} \quad (2.21)$$

où  $m_e c^2$  est l'énergie de masse au repos de l'électron,  $\theta$  l'angle de diffusion du photon et  $h\nu$  l'énergie du photon incident.

Comme l'indique la formule 2.21, l'énergie transférée dépend de l'angle de diffusion du photon ; il y a alors deux cas extrêmes : pour de faibles angles ( $\theta = 0$ ), l'énergie

du photon diffusé est très proche de celle du photon incident, l'électron n'emporte que peu d'énergie ; pour les grands angles ( $\theta = \pi$ ), l'énergie transférée à l'électron vaut :

$$E_{e^-} = \frac{h\nu}{1 + \frac{m_e c^2}{2 h\nu}} \quad (2.22)$$

L'énergie de l'électron est alors maximale mais elle reste inférieure à l'énergie du photon incident. Le spectre en énergie des électrons secondaires produits par diffusion Compton se présente sous la forme d'un fond continu appelé fond Compton qui s'étend de 0 à l'énergie maximale de l'électron, où l'intensité chute brusquement pour former le front Compton. Cette distribution en énergie est caractéristique de l'effet Compton (cf. Figure 2-12)[13].

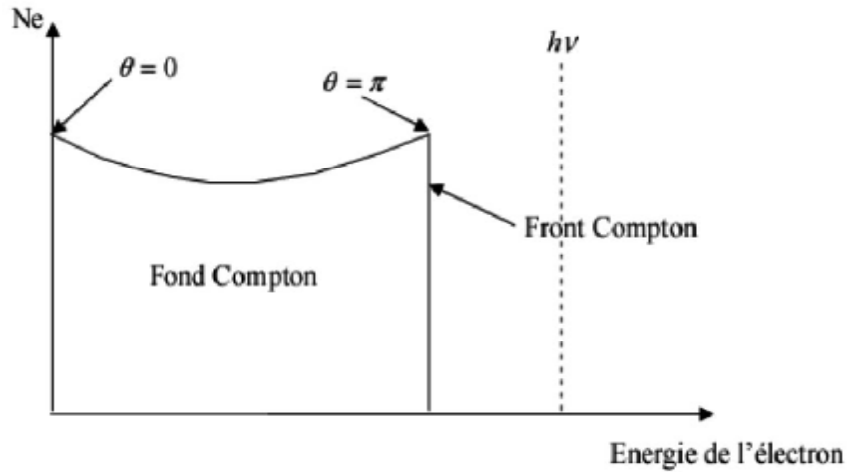


Figure 2-12 : Spectre en énergie d'électrons suite à des diffusions Compton ( $N_e$  est le nombre d'électrons sur lesquels le photon a réalisé une diffusion Compton.)

Klein et Nishina (1928) [12] ont donné une formulation de la section efficace adaptée à la plupart des applications courantes. Cette formulation permet de déterminer la section efficace différentielle par angle solide en fonction de l'énergie  $E_\gamma$  du photon incident et de l'angle de diffusion  $\theta_e$  :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2} r_0^2 \left\{ \frac{1}{[1 + \alpha(1 - \cos \theta_e)]^2} \left[ 1 + \cos^2 \theta_e + \frac{\alpha^2 (1 - \cos \theta_e)^2}{1 + \alpha(1 + \cos \theta_e)} \right] \right\} \quad (2.23)$$

L'énergie de l'électron de recul est rapidement perdue dans la matière tandis que le photon Compton a une probabilité importante de s'échapper. Ainsi, dans la gamme d'énergie où l'effet Compton est prédominant, la distribution d'énergie (formule 2.20) va être une composante importante du spectre d'énergie déposée dans le milieu absorbant.

La probabilité pour qu'un photon  $\gamma$  interagisse avec un atome est donc proportionnelle au nombre de charge  $Z$  du milieu ( la diffusion Compton est donc favorisée dans les matériaux lourds sauf exception des métaux de transition comme le cuivre (cf. Figure 2-13[12]). Pour un matériau donné, la probabilité 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 .

$$\sigma_c = 2\pi r_0^2 Z^2 \frac{\alpha^2 + 2\alpha}{2\alpha^3} \ln(1 + 2\alpha) + \frac{\alpha^3 + 9\alpha^2 + 8\alpha + 3}{\alpha^2(1 + 2\alpha)} \quad (2.24)$$

Pour atténuer de moitié un faisceau de photons de 600 keV par effet Compton, il faut 1,84 cm de germanium ou 1,06 cm de cuivre ou 0,98 cm de plomb ou 3,31 cm d'aluminium. La diffusion Compton est un phénomène prépondérant aux énergies intermédiaires (cf. Figure 2-7).

La distribution angulaire des photons diffusés est dirigée vers l'avant pour des photons incidents d'énergie supérieure ou égale à 500 keV [13].

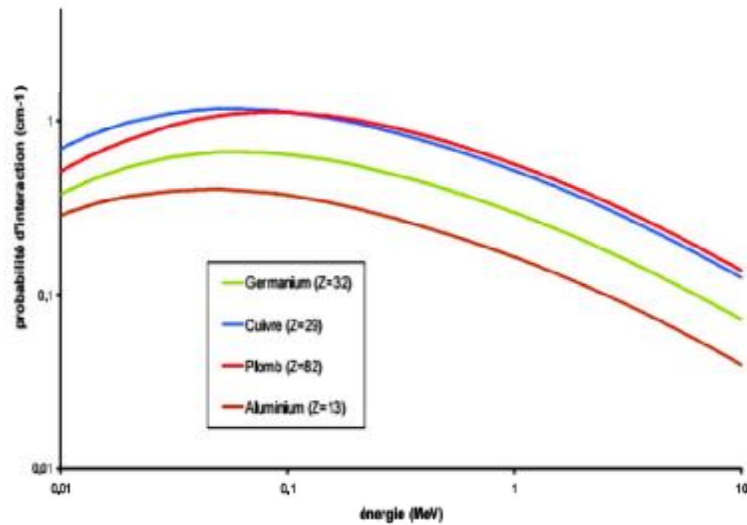


Figure 2-13 : Variation de la probabilité d'interaction par effet Compton dans différents matériaux

### La création de paires

L'effet de production de paire ou matérialisation consiste à la création d'une paire électron-positron ( $\gamma \longrightarrow e^+, e^-$ ) lorsqu'un photon  $\gamma$  pénètre dans le champ coulombien d'un noyau. Les électrons sont émis vers l'avant et peuvent à leur tour provoquer

des excitations et des ionisations. On parle aussi de matérialisation d'un photon en un électron et un positron. C'est une réaction à seuil qui n'est possible que pour des énergies des photons incidents supérieures à  $2m_e c^2 = 1,022$  MeV. L'excédent d'énergie étant emporté par l'électron et le positron sous forme d'énergie cinétique :

$$E_{e^+} = E_{e^-} = \frac{1}{2} (h\nu - 2m_e c^2) \quad (2.25)$$

Le phénomène de matérialisation ne peut se produire dans le vide parce que les principes de conservation de l'énergie et de l'impulsion ne seraient pas alors simultanément satisfaits. Elle devient possible en général au voisinage d'un noyau ou un électron qui, lors du processus, récupèrent de l'impulsion et, une quantité faible de l'énergie. Dans le cas de la création de paires dans le champ de l'électron, le seuil de la réaction est alors  $4 m_e c^2 = 2,044$  MeV.

La production de paires dans le champ de l'électron reste un phénomène moins important que la création de paires dans le champ du noyau, c'est-à-dire que pour une énergie donnée il se produira plutôt une production de paire dans le champ du noyau que dans le champ de l'électron. L'effet de production de paire donne lieu à l'émission de rayonnements secondaires. En effet, en fin de ralentissement, le positron s'annihile avec un électron au repos du milieu, en émettant deux photons d'annihilation d'énergie 511 keV.

La section efficace pour la création de paire est [12] :

$$\sigma_{pair} = \left\{ \begin{array}{l} \alpha r_0^2 Z^2 \left[ \frac{28}{9} \text{Log} \left( \frac{2E_\gamma}{E_0} \right) - \frac{218}{27} \right] \text{ si } 2E_0 < E_\gamma < \frac{E_0}{\alpha} Z^{-\frac{1}{3}} \\ \alpha r_0^2 Z^2 \left[ \frac{28}{9} \text{Log} \left( 183Z^{-\frac{1}{3}} \right) - \frac{2}{27} \right] \text{ si } E_\gamma > \frac{E_0}{\alpha} Z^{-\frac{1}{3}} \end{array} \right. \quad (2.26)$$

La section efficace de création de paire augmente comme  $Z^2$  (exception des métaux de transition comme le cuivre), ce qui favorise cette interaction dans les matériaux lourds (cf. Figure 2-14[13]).

Pour atténuer de moitié un faisceau de photons de 2 MeV par production de paires, il faut 80 cm de germanium ou 51,2 cm de cuivre ou 11,2 cm de plomb ou 381 cm d'aluminium. Ce processus est le mode d'interaction dominant des photons à haute énergie, c'est-à-dire pour des énergies supérieures à quelques dizaines de MeV.

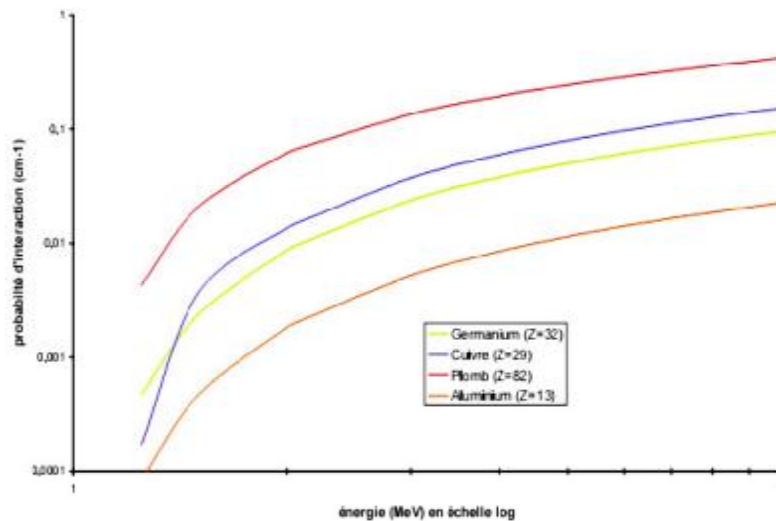


Figure 2-14 : Variation de la probabilité d'interaction par création de paires dans différents matériaux

### L'effet Rayleigh

Il s'agit de la diffusion cohérente [13] d'un photon par les atomes du matériau sans transfert d'énergie : le photon diffusé a la même énergie que le photon incident mais avec un changement de direction. Dans le domaine du visible, c'est-à-dire pour des énergies inférieures à quelques eV, la section efficace de diffusion Rayleigh est inversement proportionnelle à la puissance quatrième de la longueur d'onde du photon. Ainsi les photons de petite longueur d'onde sont fortement diffusés alors que les photons de grande longueur d'onde le sont peu. La section efficace dépend aussi de l'indice de réfraction du milieu.

Dans le domaine d'énergie qui nous intéresse, la section efficace de diffusion Rayleigh est très inférieure aux sections efficaces des autres processus d'interaction des photons avec la matière voir figure 2-15 [13], de telle sorte que la diffusion Rayleigh est un mécanisme significatif uniquement à basse énergie. Plus le milieu va contenir de centres diffuseurs, c'est-à-dire plus la densité du milieu va être élevée, plus la diffusion Rayleigh va être importante. Pour que la moitié d'un faisceau de photons de 600 keV soit diffusée, il faut 78,4 cm de germanium ou 53,7 cm de cuivre ou 7,6 cm de plomb ou 643 cm d'aluminium.

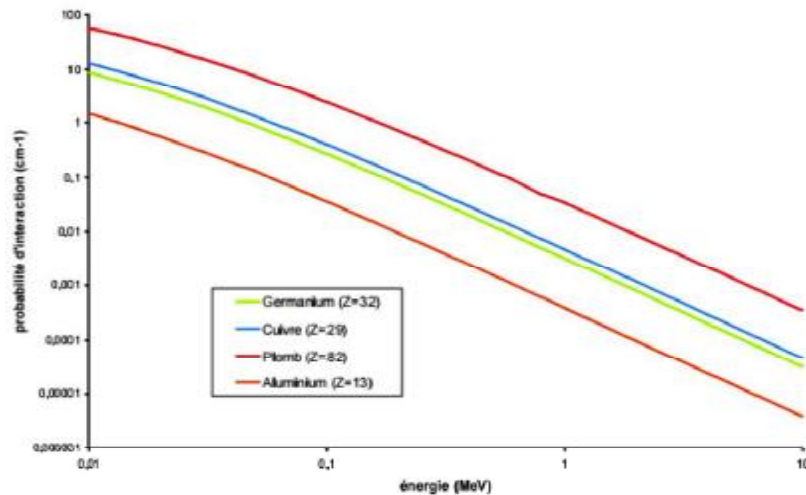


Figure 2-15 : Variation de la probabilité d'interaction par diffusion Rayleigh dans différents matériaux

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

$$\sigma_{tot} = \sigma_{ph} + \sigma_c + \sigma_{pair} \quad (2.27)$$

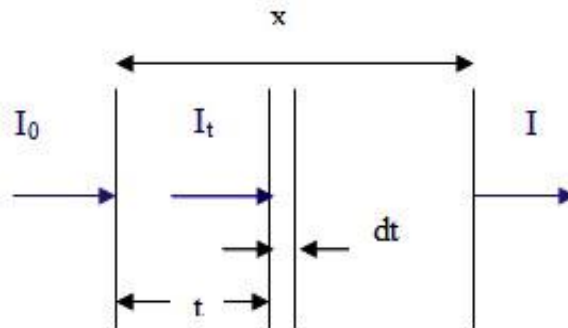
### Coefficient d'atténuation et libre parcours moyen

L'atténuation d'un faisceau de rayon gamma à travers un absorbant est fondamentalement très différente de celle d'un faisceau de particules chargées. Les particules chargées subissent beaucoup d'interactions qui modifient peu leur direction, les photons n'interagissent que très peu avec la matière.

De plus, il existe une probabilité élevée pour qu'un photon traverse une épaisseur de matière sans interagir : un photon de 1 MeV a 74 % de chances de ne subir aucune interaction en traversant 1 cm de germanium[13]. C'est pourquoi on ne parle pas de parcours des photons dans la matière mais plutôt de leur libre parcours moyen. Il s'agit de la distance moyenne parcourue par un photon d'énergie donnée avant la première interaction dans un matériau. De même on utilise la notion de coefficient d'atténuation qui résulte des différentes interactions que peut subir un photon dans un matériau.

Considérons un faisceau de photons mono énergétiques traversant une épaisseur  $x$  de matériau.





Le nombre de photons transmis  $I$  dépend du nombre total de photons émis par la source  $I_0$  comme l'indique la loi d'atténuation suivante :

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (2.28)$$

où  $\mu$  est le coefficient d'atténuation linéique totale, qui est relié au libre parcours moyen  $\lambda$  (cm si  $x$  est exprimé en cm)[13] :

$$\lambda = \frac{\int_0^{\infty} x e^{-\mu x} dx}{\int_0^{\infty} e^{-\mu x} dx} = \frac{1}{\mu} \quad (2.29)$$

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 (cf. Figure 2-17). Ainsi le coefficient d'atténuation  $\mu$  est la somme de quatre coefficients d'atténuation correspondants aux quatre mécanismes d'interaction des photons avec la matière[13] :

$$\mu(\text{cm}^{-1}) = \mu_{\text{photoélectrique}} + \mu_{\text{Compton}} + \mu_{\text{paire}} + \mu_{\text{Rayleigh}} \quad (2.30)$$

$\mu$  est défini aussi par la section efficace[12] :

$$\mu = n \sigma_{\text{totale}} \quad (2.31)$$

$n$  c'est le nombre d'atome par unité de volume de l'absorbant.

$$n = \frac{\rho N_A}{A} \quad (2.32)$$

$\rho$  : densité du matériau absorbant,

$N_A$  : nombre d'Avogadro,

$A$  : poids atomique.

La probabilité qu'un photon décroît par l'effet photoélectrique, Compton, production de paire et Rayleigh est exprimée par les sections efficaces :  $\tau$ ,  $\sigma$ ,  $\kappa$ ,  $\sigma_{RS}$ . Ainsi, on peut écrire l'équation 2.31 sous la forme [14] :

$$\mu = \left[ \frac{\rho N_A}{A} \right] (\tau + \sigma + \kappa + \sigma_{RS}) \quad (2.33)$$

De même, on définit les *coefficients d'absorption* de l'énergie, toujours inférieurs aux coefficients d'atténuation, sauf dans le cas de l'effet photoélectrique, où ils sont égaux [2].

Comparant entre l'atténuation et l'absorption. Le coefficient d'atténuation exprime seulement la probabilité qu'un rayon gamma d'une énergie particulière interagisse avec le matériau en question. Il ne tient pas compte du fait qu'en raison de l'interaction un photon de différente énergie peut émerger par suite de cette interaction. Le coefficient d'absorption total,  $\mu_A$  tient en compte de ces interactions incomplètes [14] :

$$\mu_A = \left[ \frac{\rho N_A}{A} \right] (\tau \times f_{PE} + \sigma \times f_C + \kappa \times f_P) \quad (2.34)$$

Dans cette expression chaque facteur  $f$  est le rapport de l'énergie communiquée aux électrons par l'interaction sur l'énergie initiale du rayon gamma (la diffusion Rayleigh ne contribue pas à l'absorption de l'énergie et n'apparaît pas dans l'équation 2.34). Le calcul détaillé de ces facteurs ne nous concerne pas mais ils incluront une telle considération comme la perte d'énergie de bremsstrahlung et de fluorescence.

Très souvent, dans les tables on trouve des coefficients d'atténuation massique (cf. Figure 2-16 [13]) qui sont le rapport du coefficient d'atténuation linéique sur la masse volumique du matériau. Il s'exprime en  $\text{cm}^2/\text{g}$  par opposition au coefficient d'atténuation linéique qui est en  $\text{cm}^{-1}$ . Dans le germanium, c'est l'effet photoélectrique qui est prédominant jusqu'à 0,1 MeV, puis c'est la diffusion Compton qui prend le relais jusqu'à 10 MeV et le domaine des hautes énergies est dominé par la création de paires. On peut constater que la diffusion Rayleigh est toujours nettement inférieure aux trois autres mécanismes d'interaction. En plus cette interaction se produit sans aucun transfert d'énergie au milieu, il y a uniquement un changement dans la direction du photon.

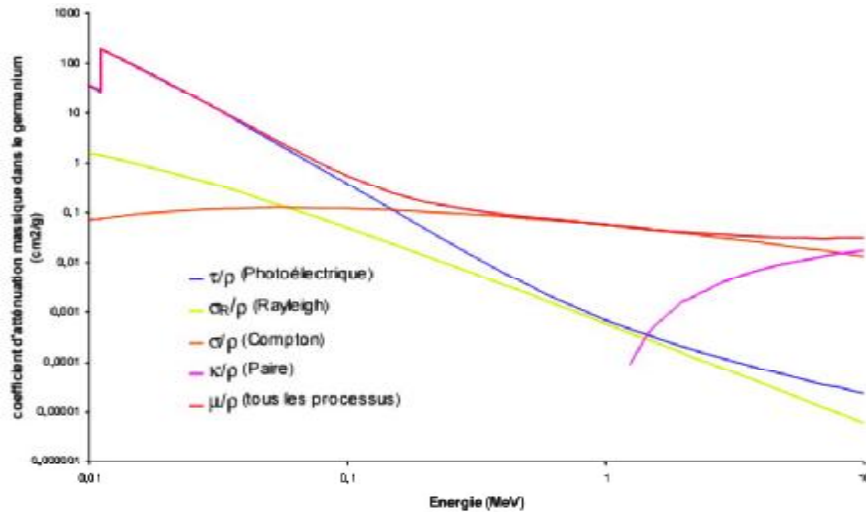


Figure 2-16 : Prédominance des types d'interaction dans le germanium en fonction de l'énergie

La figure 2-17 montre une présentation des coefficients d'atténuation massiques partiels et totaux pour deux matériaux : l'eau et le Plomb [12].

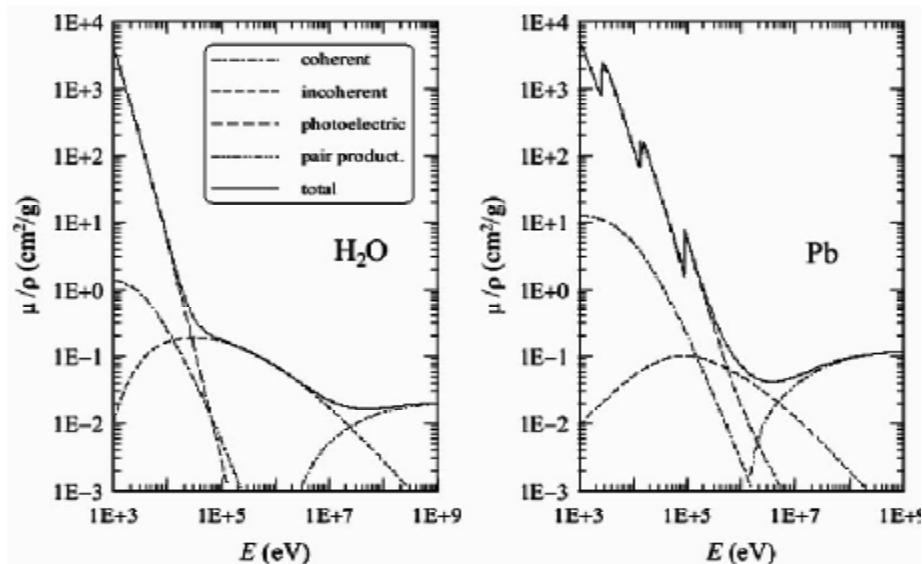


Figure 2-17 : Coefficients d'atténuation massiques partiels et totaux pour  $H_2O$  et pour  $Pb$

Le tableau 2-4 présente les coefficients massiques d'absorption pour les rayons gamma de  $^{60}\text{Co}$  et  $^{137}\text{Cs}$  [2].

Matériau	$\left(\frac{\mu}{\rho}\right)$ en $\text{cm}^2 \text{g}^{-1}$	
	$^{60}\text{Co}$ (1.25 MeV en moyenne)	$^{137}\text{Cs}$ (0.661 MeV)
Hydrogène	0.0525	0.0583
Carbone	0.0264	0.0294
Azote	0.0264	0.0294
Oxygène	0.0264	0.0294
Soufre	0.0263	0.0293
Air	0.0262	0.0292
H <sub>2</sub> O	0.0294	0.0326
Acide sulfurique 0.8 N	0.0293	0.0325
Plexiglass	0.0286	0.0317
Polystyrène	0.0285	0.0316
Polystirène	0.0302	0.0336
Verre "pyrex"	0.0264	0.0294
Quartz	0.0264	0.0294

Tableau 2-4 : Coefficients massiques d'absorption de divers corps pour les rayons gamma de  $^{60}\text{Co}$  et  $^{137}\text{Cs}$

### 2.2.2 Interaction des neutrons avec la matière

Le neutron est non chargé, il n'est pas sensible à l'action d'un champ électrique, mais il possède un moment magnétique dipolaire négatif, et il est sensible à des champs magnétiques intenses.

Le neutron ne produit pas d'ionisation par chocs ; il n'interagit avec les noyaux et les particules que par interaction forte ou faible. Par ces interactions, il produit des particules secondaires chargées ; ce sont ces particules qui produisent des ionisations par chocs[4].

Les neutrons ont une trajectoire sinueuse et très longue : leur pouvoir de pénétration est donc très grand.

#### Classement des neutrons selon leur énergie

Comme les sections efficaces varient beaucoup selon l'énergie des neutrons voir figure 2-18[17], c'est en fonction de leur énergie que l'on classe les neutrons. nous

présentons la classification suivante[4] :

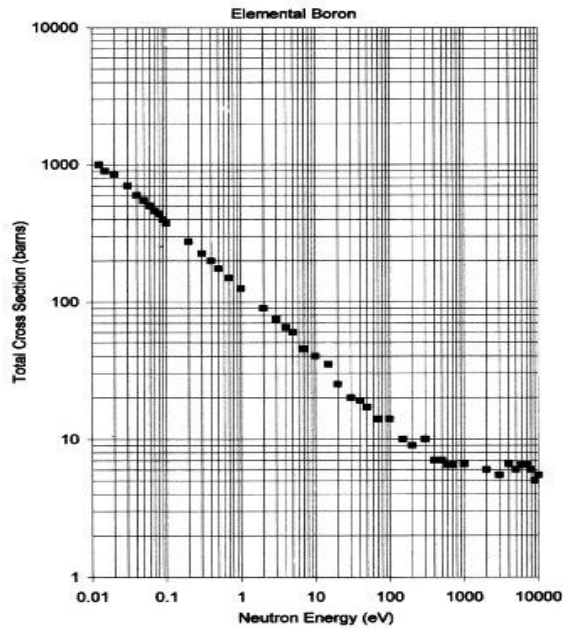


Figure 2-18 : Section efficace total du Bor pour des neutrons d'énergie entre 0.01-10 keV

Les neutrons thermiques : 0.025 eV .

Au-dessous de 0.025 eV : les neutrons froids .

Au-dessus de 0.025 eV :

0.025 eV  $\prec$   $E_n$   $\prec$  0.5 eV : neutrons lents.

0.5 eV  $\prec$   $E_n$   $\prec$  1 keV : neutrons épithermiques.

1 keV  $\prec$   $E_n$   $\prec$  0.5 MeV : neutrons intermédiaires.

0.5 MeV  $\prec$   $E_n$   $\prec$  50 MeV : neutrons rapides.

$E_n \succ$  50 MeV : neutrons relativistes.

### Interactions des neutrons

La diffusion élastique et la capture radiative ont lieu quelle que soit l'énergie du neutron.

**La diffusion élastique :** Prépondérante pour les neutrons d'énergie intermédiaire et au cours de la quelle le neutron transmet une partie de son énergie au noyau. Ce dernier n'est le siège d'aucune transformation mais, animé d'une vitesse correspondant à l'énergie qui lui a été transmise, il constitue une particule ionisante. La perte d'énergie étant maximale lorsque les masses des particules qui interagissent sont égales, ce sont donc les noyaux d'hydrogène qui ralentissent le mieux les neutrons. Le choc élastique change la direction des neutrons (diffusion) et leur fait perdre une partie de leur énergie (ralentissement). A l'intérieur du ralentisseur présent dans un réacteur à fission ( $^1\text{H}$ ,  $^2\text{H}$ ,  $^{12}\text{C}$ ), les neutrons rapides produits par les fissions sont progressivement ralentis par les diffusions élastiques sur les noyaux du ralentisseur.

**Les interactions inélastiques :** Nous nous limiterons aux neutrons d'énergies inférieures à quelques dizaines de MeV.

**Diffusion inélastique ( $n, \gamma n'$ ) :** Réaction à seuil (de l'ordre de 0.5 MeV), prépondérante pour les neutrons d'énergie supérieur à 1 MeV. Le neutron incident est capturé; il se forme un noyau composé, puis un neutron est émis, mais son énergie cinétique est inférieure à celle qui correspondrait à une diffusion élastique. Le noyau résiduel se trouve dans un état excité; il revient au fondamental en émettant un ou plusieurs photons.

**Capture radiative ( $n, \gamma$ ) :** La figure 2-19 [4] présente la section efficace de capture des neutrons par l'argent : pour les énergies inférieures à celle de la première résonance, la section efficace varie en  $(1/\nu)$ . C'est une loi générale pour les réactions de ce type, (Loi de Gamow).

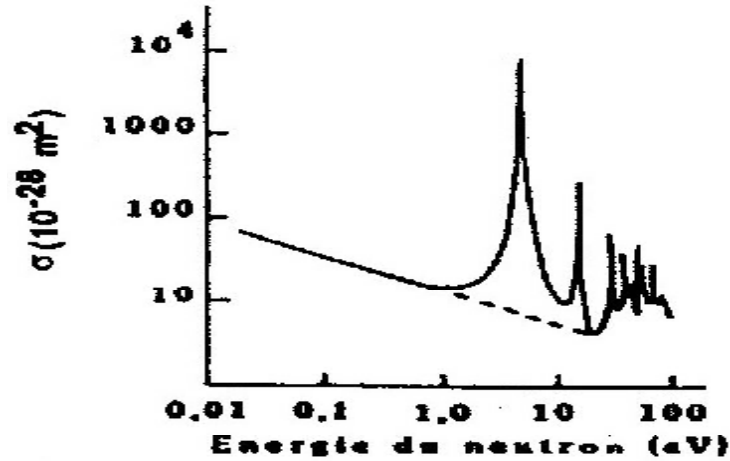
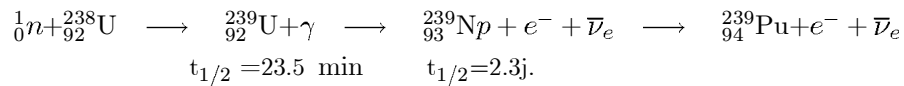


Figure 2-19 : Section efficace de capture radiative ( $n, \gamma$ ) des neutrons sur l'argent, entre 0.01 eV et 100 eV

L'interaction augmente le rapport N/Z du noyau. Si le noyau initial se place près de la limite de stabilité, le noyau produit peut être radioactif  $\beta^-$ . On fabrique ainsi, dans les réacteurs, des sources intenses de radionucléides artificiels ; ces réactions sont aussi employées pour mesurer les fluences de neutrons, par activation de certaines cibles.

La capture radiative des neutrons des réacteurs par  $^{238}\text{U}$  produit  $^{239}\text{Pu}$ , combustible nucléaire, fissile par les neutrons thermiques, selon :



$^{239}\text{Pu}$ , émetteur alpha, de période voisine de 24400 ans, est un noyau *fissile* ;  $^{238}\text{U}$  est un noyau *fertile*.

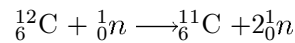
**Réactions ( $n, p$ ) et ( $n, \alpha$ ) :** La plus part de ces réactions sont endoénergétiques. Seules sont exoénergétiques les réactions données par le tableau 2-5 [4] les réactions 1, 4 et 5 sont d'un emploi courant pour détecter les neutrons.

	Réaction	Q (MeV)	section efficace n thermiques ( $10^{-28} \text{ m}^2$ )	Abondance relative de l'isotope à l'état naturel
1	${}^3_2\text{He}(n,p){}^3_1\text{H}$	0.76	5400	1 à $10 \cdot 10^{-5}$
2	${}^{14}_7\text{N}(n,p){}^{14}_6\text{C}$	0.63	1.75	100
3	${}^{35}_{17}\text{Cl}(n,p){}^{35}_{16}\text{S}$	0.62	0.80	75.4
4	${}^6_3\text{Li}(n,\alpha){}^3_1\text{H}$	4.782	940	7.4
5	${}^{10}_5\text{B}(n,\alpha){}^7_3\text{Li}$	2.791	4000	18.83

Tableau 2-5 : Réactions  $(n, p)$  et  $(n, \alpha)$  exoénergétiques

**Réaction  $(n, 2n)$  :** Le seuil de la réaction est égal à l'énergie de liaison du neutron dans le noyau cible ; il est compris entre 1.67 MeV ( ${}^9\text{Be}$ ) et 20 MeV ( ${}^{12}\text{C}$ ). Le noyau produit est un isotope du noyau cible, moins riche en neutrons ; il peut donc être émetteur  $\beta^+$ .

La réaction la plus endoénergétique est :



On l'emploie pour détecter les neutrons très rapides : on mesure l'activité  $\beta^+$  du  ${}^{11}\text{C}$  ( $t_{1/2} = 20.35$  minutes) produit, par exemple dans un cristal d'antracène, dans un scintillateur organique liquide.

**La fission :** C'est la coupure d'un noyau lourd en deux fragments (en général), avec la production simultanée de  $\bar{\nu}$  (entre 2.5 et 3) neutrons rapides.

Pour un certain nombre de noyaux de N impair, la fission a lieu quelle que soit l'énergie des neutrons, en particulier pour les neutrons thermiques.

C'est le cas de  ${}^{233}_{92}\text{U}$ ,  ${}^{235}_{92}\text{U}$ ,  ${}^{239}_{94}\text{Pu}$ ,  ${}^{241}_{95}\text{Am}$  dont les trois premiers sont les combustibles actuels, ou futurs, de l'énergie atomique.

Pour les autres noyaux lourds, la fission n'a lieu que si l'énergie du projectile dépasse une valeur de seuil. Voici quelques seuils :

$$\begin{array}{ll} {}^{209}_{83}\text{Bi} : 60 \text{ MeV} & {}^{232}_{90}\text{Th} : 1.3 \text{ MeV} \\ {}^{238}_{92}\text{U} : 0.9 \text{ MeV} & {}^{242}_{95}\text{Am} : 6.4 \text{ MeV} \end{array}$$

Par fission, l'énergie produite est voisine de 200 MeV. L'énergie cinétique des fragments de fission en représente 75%.



## Chapitre 3

# Spectrométrie gamma et détecteurs semi-conducteurs

### 3.1 Spectrométrie gamma

Les rayons gamma ont un long parcours dans la matière. La spectrométrie gamma ne nécessite donc pas, en général de séparations chimiques, elle offre un outil d'analyse performant, elle est basée sur l'utilisation des détecteurs germanium hyper pur (GeHP), Cette méthode non destructive est certainement la méthode la plus répandue pour mesurer la radioactivité des échantillons prélevés de l'environnement.

La technique de spectrométrie gamma à l'aide de détecteurs germanium possède de nombreuses caractéristiques avantageuses. L'expression « bas bruit de fond » signifie que ces détecteurs sont capables de mesurer des niveaux d'activité très faibles, 10000 à 100000 fois inférieurs à ceux que l'on rencontre généralement dans la nature. A titre d'exemple, les détecteurs Ge peuvent mesurer des activités de l'ordre de quelques m Bq kg<sup>-1</sup> alors que la radioactivité du corps humain est de l'ordre de 50 Bq kg<sup>-1</sup> pour l'élément <sup>40</sup>K. Pour atteindre de telles sensibilités, le spectromètre doit être lui-même conçu avec des matériaux d'une grande radiopureté. Il faut ensuite le protéger de la radioactivité naturelle ambiante composée principalement de rayonnements gamma. C'est pourquoi on l'entoure généralement d'un blindage composé de matériaux lourds tels que le cuivre ou le plomb [15].

L'analyse d'un échantillon par spectrométrie gamma donne naissance à un spectre : histogramme du nombre de photons détectés en fonction de leur énergie. Le spectre est caractérisé par un fond continu (bruit de fond) décroissant avec l'énergie et par la présence de plusieurs pics. Chaque pic correspond à un rayonnement gamma issu de la désexcitation des noyaux instables ou atome radioactif présent dans l'échantillon.

- 1) Par la position des pics (ou énergie des photons), on entreprend l'analyse qualitative du spectre : on détermine les radioéléments présents dans l'échantillon analysé.
- 2) Par la surface des pics (ou nombre d'impulsions), on entreprend l'analyse quantitative du spectre : on détermine pour chaque radioélément (présent dans l'échantillon) son activité en becquerels ramenée à la masse ou au volume de l'échantillon ( Bq/kg ou Bq/l).

La désintégration d'un noyau par l'émission d'un photon gamma est un phénomène spontané. S'il est possible de prévoir le comportement d'un grand nombre de radioéléments dans le temps, estimation de l'activité, en revanche il est impossible de dire exactement à quel moment un noyau va se désintégrer. Cette particularité, impose de faire des mesures sur un temps suffisamment grand pour gommer les irrégularités et obtenir un résultat d'activité le plus exact possible.

Dans le travail présenté par EUROMET ACTION 428 le temps d'acquisition est ajusté afin d'avoir des pics avec un nombre de coups plus que  $10^5$  coups, dans le but de réduire l'erreurs statistique[16].

#### \* Principe de détection

Le principe de la détection des photons par un détecteur Ge est schématisé sur la figure 3-1.

Un photon cède une partie ou la totalité de son énergie à un ou des électrons du Ge par effet photoélectrique, diffusion Compton ou création de paire. Les électrons vont par collisions créer des paires électrons-trous dans le semi-conducteur. La quantité de charges obtenues est proportionnelle à l'énergie déposée par le photon.

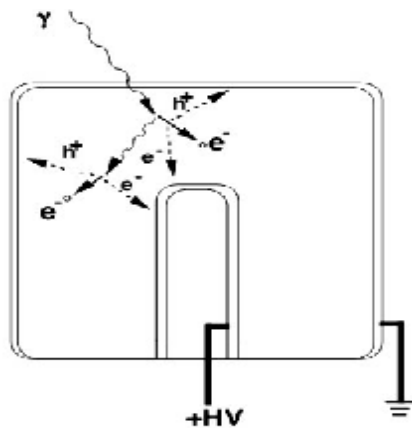


Figure 3-1 : Description du principe de détection des photons dans un détecteur Ge.  
 Dans ce cas, le photons fait d'abord une diffusion Compton puis un effet photoélectrique

Les charges sont rapidement collectées sur une capacité qui se décharge à travers une résistance. La tension aux bornes de la résistance produit donc une impulsion dont l'intégrale est proportionnelle à l'énergie déposée par le photon. Ce signal est ensuite amplifié et mise en forme pour obtenir une impulsion dont la hauteur est proportionnelle à l'énergie déposée par le photon. La hauteur de cette impulsion est ensuite convertie en valeur numérique appelée numéro de canal. On construit ainsi le spectre en comptant le nombre d'évènements dans chaque canal.

Pour avoir la résolution en énergie la plus fine possible, il est indispensable de refroidir les détecteurs Ge à des températures inférieures ou de l'ordre de 100 K.

## 3.2 Détection des rayonnements

Le principe physique de la détection des rayonnements est basé sur leur interaction avec la matière constituant le détecteur. On classe ces détecteurs en deux grandes catégories[12] :

- Les détecteurs électroniques qui exploitent l'ionisation ou l'excitation atomique lors de l'interaction avec la matière permettant l'analyse électronique de l'énergie des rayonnements.
- Les détecteurs visuels pour lesquels une interaction conduit directement à la création de traces individuelles observables par perte d'énergie et par changement local de l'organisation structurale du matériau.

### 3.2.1 Détecteurs 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 adéquat.

Les semi-conducteurs offrent l'avantage de présenter une énergie nécessaire à la

création d'une paire électrons-trous très faible : elle est de 3.61 eV dans le silicium, 2.94 eV 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 [13]. De plus, les matériaux utilisés comme semi-conducteur ont des masses volumiques élevées (5.323 g/cm<sup>3</sup> pour le germanium et 2.33 g/cm<sup>3</sup> 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, cf. chapitre 2). 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)[13].

Ils ont un excellent avantage pour la détection des particules de haute énergie. S'il faut 20 eV au minimum d'énergie déposée pour créer un photon dans un scintillateur et environ 30 eV dans un gaz pour créer une paire électron-ion, environ 3 eV sont suffisants pour créer une paire électron-trou dans un semi-conducteur [12]. Les semi-conducteurs sont donc des détecteurs sensibles pour la spectrométrie. Ainsi, si avec un scintillateur en NaI(Tl) on obtient une résolution de 6 % à 660 keV, la résolution avec du germanium (refroidi) atteint le keV, soit moins de 0,2 %. Cette différence est due à l'erreur statistique relativement plus faible sur le plus grand nombre d'ionisations produites.

Il existe plus d'une vingtaine de semi-conducteurs susceptibles d'être utilisés pour la détection des particules ionisantes. Les plus couramment utilisés sont le silicium (Si), le germanium (Ge), la famille du tellurure de cadmium de (CdTe et Cd<sub>x</sub>Zn<sub>1-x</sub>Te alias CZT) et l'arsénure de gallium (GaAs). On trouve aussi quelques détecteurs à base d'iodure de mercure (HgI<sub>2</sub>)[12]. Les potentialités de ces matériaux pour la détection des photons  $\gamma$  dépendent des paramètres suivants : le numéro atomique, l'énergie d'activation intrinsèque (la largeur de la bande interdite, ou gap), l'énergie de création de paires électron-trou, la mobilité et le temps de vie des porteurs, la résistivité. Ces paramètres vont influencer sur les propriétés du substrat : la résistivité (R), l'efficacité et le temps de collecte, et enfin l'efficacité de détection[12].

Au sein d'un cristal semi-conducteur, la résistivité s'écrit[13] :

$$R = \frac{1}{q(n \cdot \mu_n + p \cdot \mu_p)} \quad (3.1)$$

Avec :

$n$  : densité d'électrons dans le cristal ;

$p$  : densité de trous ;

$\mu_n$  : mobilité des électrons ( cm<sup>2</sup>/V.s) ;

$\mu_p$  : mobilité des trous ( cm / V.s ) ;

$q$  : charge électrique =  $1.609189 \cdot 10^{-19}$  C.

La résistivité est inversement proportionnelle à la concentration de porteurs ainsi qu'à leur mobilité.

Afin de mettre en évidence les effets qui influent sur la résistivité, nous allons survoler rapidement la physique des semi-conducteurs. Dans la structure cristalline d'un semi-conducteur, les niveaux d'énergie se composent d'une succession de bandes d'énergies interdites et de bandes d'énergies permises totalement peuplées à l'exception de la dernière, la bande de conduction, dont le remplissage partiel varie en fonction de la nature du semi-conducteur et de la température. La bande de valence (l'avant-dernière bande permise, 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). sont séparées par une bande interdite dont la hauteur correspond au gap que les électrons ne peuvent franchir que suite à une excitation extérieure (absorption d'un photon, chauffage intense ...) (cf. Figure 3-2).

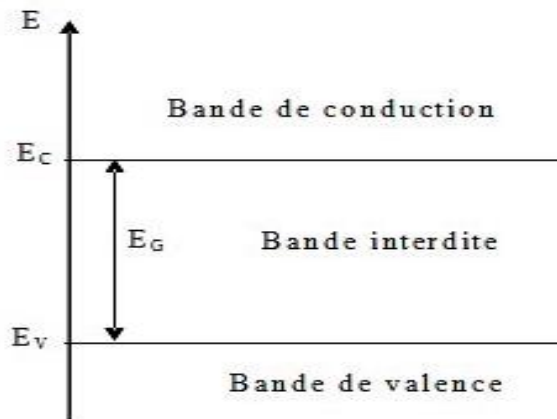


Figure 3-2 : Schéma des bandes d'énergie dans un solide cristallin.  $E_C$  est l'énergie de la bande de conduction,  $E_V$  l'énergie de la bande de valence et  $E_G$  la largeur de la bande interdite

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.

Au zéro absolue (0 K), la bande de valence est complètement peuplée, le semi-conducteur est isolant. Lorsque la température croît, les électrons sont excités par agitation thermique et peuvent ainsi acquérir une énergie suffisante pour sauter la

bande interdite. Ils passent alors de la bande de valence à la bande de conduction, il y a génération d'électrons libres et de trous libres qui sont les porteurs de charge responsables de la conduction. La probabilité par unité de temps de la génération d'une paire électron-trou dépend de l'agitation thermique, donc de la température. Elle est donnée par [12] :

$$P(T) \propto T^{3/2} \exp\left(-\frac{E_{\text{gap}}}{2kT}\right) \quad (3.2)$$

Avec  $T$  (K),  $E_{\text{gap}}$  le gap de la bande interdite et  $k$  la constante de Boltzmann. Un matériau de faible gap, comme le germanium, a une faible résistivité à température ambiante. Les fluctuations du courant d'obscurité sont alors trop importantes pour qu'il soit utilisé comme détecteur sans être refroidi.

Le modèle des bandes décrit précédemment correspond au cas idéal d'un matériau intrinsèque et pur. Théoriquement on peut décrire les propriétés d'un tel matériau, mais en pratique, elles dépendent fortement des défauts présents dans le matériau. Ces défauts, de structures ou d'impuretés, engendrent la création d'états d'énergie discrets localisés dans la bande interdite. Ces niveaux forment des pièges qui agissent sur le processus de transport des charges à travers lesquels on peut augmenter la conductivité à l'intérieur d'un semi-conducteur. Ces défauts peuvent être introduits volontairement dans le cas d'un dopage.

Si on introduit des niveaux accepteurs proches de la bande de valence (semi-conducteur dopé P) à l'aide d'atomes trivalents (les impuretés possédant un électron périphérique de moins que les atomes du cristal) en position interstitielle dans le réseau. 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 (cf. Figure 3-3). 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 (les porteurs majoritaires sont alors les trous).

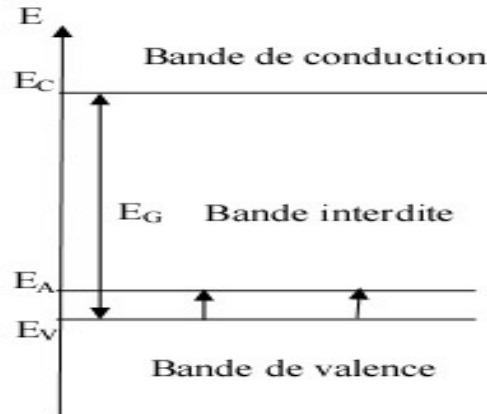


Figure 3-3 : Schéma des bandes d'énergie dans le cas d'un dopage de type P

On peut aussi introduire des niveaux donneurs près de la bande de conduction à l'aide d'atomes pentavalents (les impuretés introduites possèdent un électron périphérique de plus que les atomes composant le semi-conducteur) (semi-conducteur dopé N). auquel cas il reste un électron qui n'est pas lié aux autres atomes du réseau. Cela modifie le schéma des bandes et il se crée un niveau énergétique  $E_D$  dans la bande interdite (cf. Figure 3-4).

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 à la conduction. Le cristal semi-conducteur obtenu est alors de type N (les porteurs majoritaires sont alors les électrons).

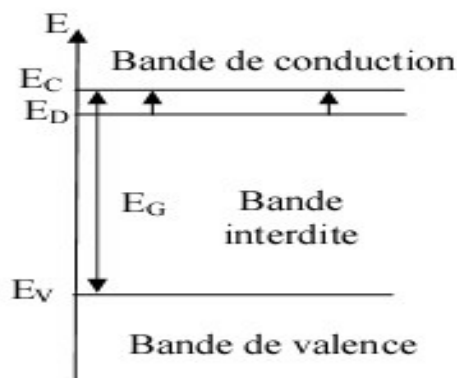


Figure 3-4 : Schéma des bandes d'énergie dans le cas d'un dopage de type N

Un dopage revient en fait à créer un semi-conducteur avec un gap réduit. Le dopage permet de créer des structures à jonction couramment utilisées pour les détecteurs de

rayonnements. La résistivité d'un semi-conducteur est liée à son gap, à la structure employée et à la température.

Aux températures usuelles d'emploi, les cristaux semi-conducteurs peuvent être considérés comme totalement ionisés, ce qui veut dire que la concentration en porteurs majoritaires est égale à la densité d'atomes dopeurs. Ainsi pour un semi-conducteur de type N, la résistivité s'écrit[13] :

$$R_N = \frac{1}{qN_D\mu_n} \quad (3.3)$$

et pour un semi-conducteur de type P, elle se met sous la forme :

$$R_P = \frac{1}{qN_A\mu_p} \quad (3.4)$$

La résistivité est donc inversement proportionnelle à la concentration en impuretés ( $N_A$  ou  $N_D$ ), donc l'introduction d'impuretés a pour effet d'augmenter la conductivité.

Une forte résistivité est recherchée pour les détecteurs de rayonnements afin de minimiser le bruit lié aux fluctuations du courant d'obscurité.

C'est pour cette raison que le germanium de faible gap est refroidi. Le CdTe, le GaAs, le Si et le HgI<sub>2</sub> ont un gap suffisant pour être utilisés à température ambiante. Le Si de plus faible gap est alors généralement utilisé dans une structure à jonction (P-N, P-I- N,...).

Pour les particules chargées,  $\alpha$ , p, deutons et ion-lourds, on utilise des détecteurs au silicium, de volume assez faible, ils ne dépassent pas 5 cm<sup>3</sup> (quelques mm d'épaisseur suffisant pour arrêter des particules de plusieurs dizaines de MeV). On peut également les utiliser pour les rayons X dans le domaine de 1 à 50 keV ou les rayons  $\gamma$  de basse énergie jusqu'à 100 keV.

La section efficace de l'effet photoélectrique dépend de  $Z^2$ , alors la détection des rayonnements  $\gamma$  s'effectue avec une meilleure efficacité si l'on utilise l'homologue supérieur du Si qui est le Germanium ( $Z = 32$ , au lieu de  $Z = 14$  pour Si).

Le tableau 3-1 [4] donne les principales propriétés des semi-conducteurs utilisés comme détecteur de particules.



Matériau	Z	Masse volumique (g cm <sup>-3</sup> )	Température de fonctionnement (K)	Largeur de la bande interdite (eV)	Energie $\bar{W}$ par (e-trou) eV	Mobilité (cm <sup>2</sup> V <sup>-1</sup> s <sup>-1</sup> ) $\mu$	
						électron	trou
C (diamant)	6	3.5	300	5.4	13.25	1800	1200
GaAs	31,33	5.36	130		4.51		
			300	1.4	4.2	8600	400
Ga Se	31,34	4.55	300	2.03	6.3	60	215
Cd Te	48,52	6.06	300	1.47	4.43	1100	100
Hg I <sub>2</sub>	80,52	6.40	300	2.13	4.2	100	4
Si C	14,6	3.12	300	2.2			
Zn Te	30,52		300	2.26		340	100
Bi <sub>2</sub> S <sub>3</sub>	83,16	6.73	300	1.3		200	1100
Pb I <sub>2</sub>	82,53	6.16	300	2.6	7.68	8	2
Al Sb	13,51	4.26	300	1.62	5.055	1200	700

Tableau 3-1 : Principales propriétés des semi-conducteurs utilisés comme détecteurs de particules. D'après E.SAKAI

### 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 sont fabriqués de la même façon que les détecteurs silicium compensés au lithium. Ce type de détecteur a été commercialisé depuis le début des années 60 jusqu'au début des années 80.

Il a été remplacé par les détecteurs au germanium ultra-pur dont les performances sont équivalentes pour un même volume actif mais qui permet notamment d'être ramené à température ambiante entre des mesures. En effet, le lithium diffusant à température ambiante, les détecteurs germanium compensés au lithium ne peuvent être utilisés à température ambiante. Il s'agit d'un cristal de germanium pur dont la concentration en impureté a été abaissée de  $10^{13}$  à  $10^{10}$  atomes/cm<sup>3</sup>. Les détecteurs germanium existent sous trois configurations géométriques : planaire, coaxiale et puits (cf. Figure3-5).

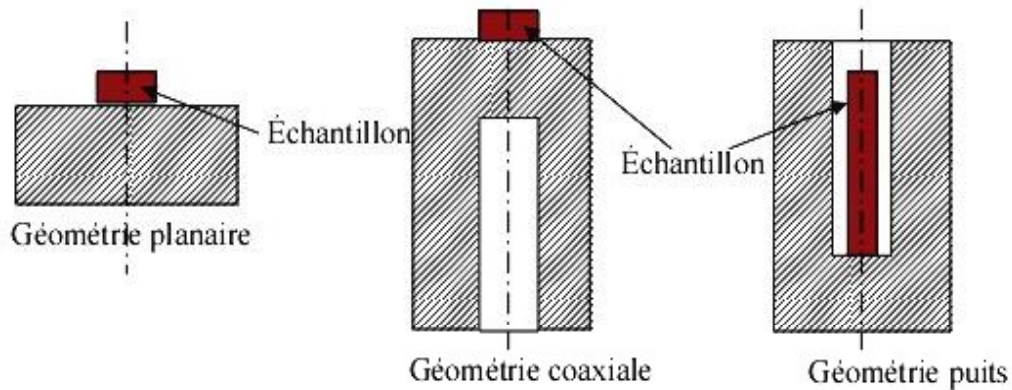


Figure 3-5 : Les différentes configurations géométriques des détecteurs germanium

La géométrie planaire permet d'avoir une réponse du détecteur à basse énergie (de 1 keV à 1 MeV). C'est avec cette configuration que la résolution est la meilleure (cf. Tableau 3-2[13]). L'épaisseur du volume actif peut aller jusqu'à 1 ou 2 cm, ce qui donne un volume de 10 à 30 cm<sup>3</sup>, ce qui est relativement faible.

La géométrie coaxiale permet de contourner ce problème : le volume actif peut atteindre 750 cm<sup>3</sup>. Par contre, la réponse en énergie se trouve décalée vers les hautes énergies : de 10 keV à 10 MeV. En plus, la résolution est moins bonne qu'avec la géométrie planaire (cf. Tableau 3-2). Avec la géométrie puits la réponse du détecteur est dans le même intervalle en énergie que la géométrie coaxiale mais du fait que l'on peut introduire un échantillon à l'intérieur du détecteur, cela améliore la détection et permet de mesurer les faibles activités. La résolution à basse énergie est moins bonne qu'avec une géométrie coaxiale mais à haute énergie la résolution est meilleure avec la géométrie puits (cf. Tableau 3-2).

Energie (keV)	Géométrie		
	planaire	coaxiale	puits
122	0.65	0.80	1.20
1332	2.00	3.40	2.00

Tableau 3-2 : Résolution (en keV) d'un détecteur germanium dans les trois configurations possibles

Les détecteurs germanium sont les détecteurs qui présentent les meilleures performances pour la détection de photons dans un large intervalle d'énergie (20 keV à 1,5 MeV).

### 3.2.2 Les différences fondamentales entre les détecteurs Ge et Si

Dans le tableau 3-3[17] on donne trois différences importantes entre le Ge et le Si. Ce sont l'énergie du gap, le numéro atomique  $Z$ , et les mobilités  $\mu_e$  et  $\mu_h$  des porteurs majoritaires.

	Ge (à 77 K)	Si (à 300 K)
Mobilité des électrons : $\mu_e$ dans $\text{cm}^2 \text{V s}$	$3.6 \times 10^4$	1350
Mobilité des trous : $\mu_h$ dans $\text{cm}^2 \text{V s}$	$4.2 \times 10^4$	480
$\varepsilon$ l'énergie nécessaire pour crée une paire ( $e^-$ - $h^+$ )	2.96 eV	3.62 eV
Le nombre atomique $Z$	32	14
L'énergie du gap	0.746 eV	1.115 eV

Tableau 3-3 : Quelques propriétés importantes du Ge et Si

- Il y a une différence de 50 % entre l'énergie nécessaire pour créer une paire électron-trou dans le germanium et le silicium. Un détecteur Si peut être utilisé à température ambiante pour la spectroscopie de particules chargées. Un détecteur Ge doit être refroidi au dessous de 100 K, afin de réduire le courant de fuite du à la génération thermique de porteurs de charge à un niveau acceptable. Cela a des conséquences importantes : un détecteur Ge doit être exploité dans une chambre à vide et refroidi à la température d'azote liquide. Les surfaces sensibles du détecteur sont ainsi protégées contre l'humidité et d'autres contaminants condensables. Cela signifie que indépendamment de la jonction elle-même, la fenêtre d'entrée rend les détecteurs Ge moins commodes à la détection des particules chargées et affecte également sur l'efficacité des photons de faible énergie[17].

Pour la spectroscopie  $\gamma$ , l'effet photoélectrique contribue directement à l'énergie du pic. En effet, comme l'énergie totale d'un rayon  $\gamma$  est transférée à un électron, l'énergie cinétique de l'électron sera proportionnelle à l'énergie du nouveau rayon  $\gamma$ . Donc de préférence l'efficacité d'un spectromètre  $\gamma$  devrait être accordée à un matériau semi-conducteur ayant une section efficace photoélectrique importante. La figure 3-6[17] montre la section efficace photoélectrique de Si et Ge en fonction de l'énergie. On voit immédiatement que le Ge dépasse le Si d'un à deux ordres de grandeur. Cela est attendu, comme la section efficace photoélectrique dépend à peu près de la cinquième puissance du numéro atomique  $Z$ . La figure 3-7[17] montre la section efficace Compton, photoélectrique, et production de paire de Ge pour des rayons  $\gamma$  jusqu'à 10 MeV.

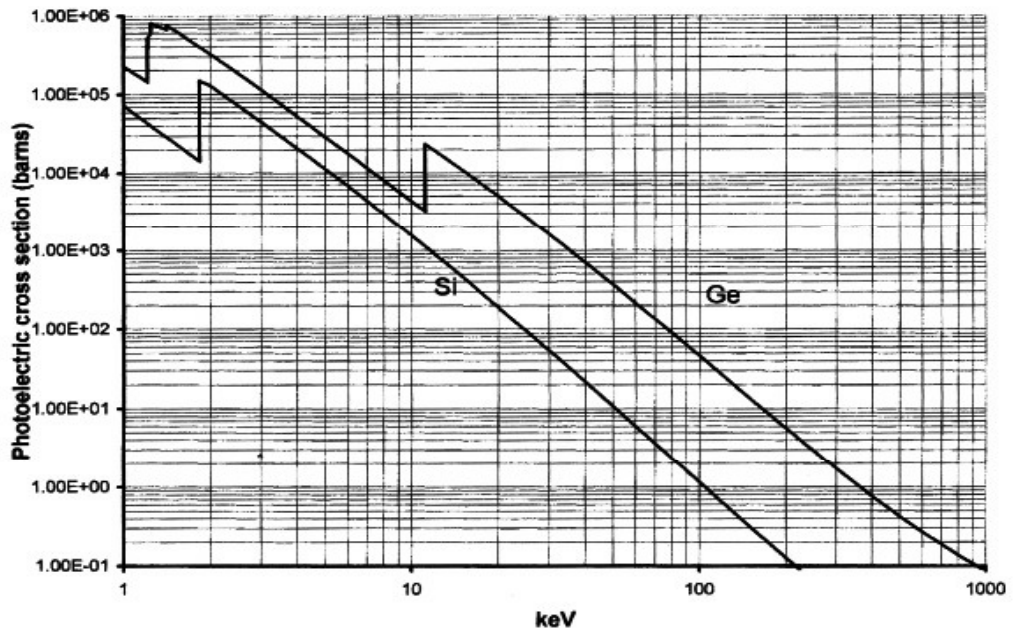


Figure 3-6 : La section efficace photoélectrique en barne du Si (la courbe en dessous) et Ge (la courbe en dessus) en fonction de l'énergie (keV)

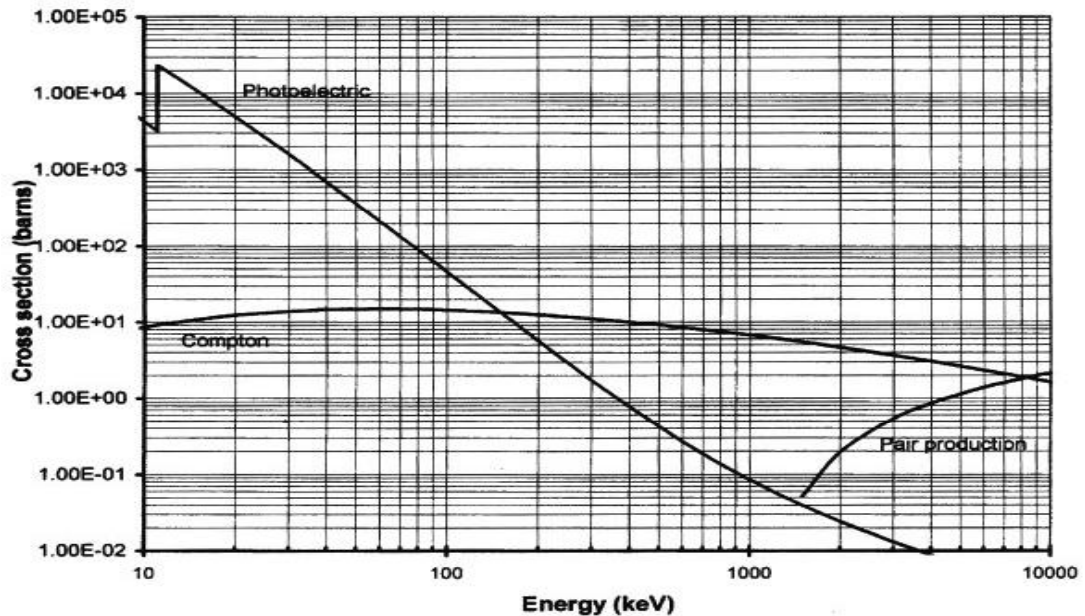


Figure 3-7 : La section efficace photoélectrique, Compton et production de paire du Ge pour des rayons gamma de haute énergie

### 3.2.3 Détecteur Solide de Traces Nucléaires

Les particules chargées peuvent être également détectées par l'observation de traces nucléaires, zone de dommage créée le long des trajectoires de ces particules dans le matériau détecteur. Toutefois, l'enregistrement du passage d'une particule chargée dans un solide n'est pas réalisé d'une façon systématique pour toute particule et pour tous les matériaux. Seuls certains Détecteurs Solides de Traces Nucléaire (DSTN) mémorisent le passage de particules chargées, lorsque ses propriétés sont en corrélation avec les seuils de détection.

On distingue deux grandes différences entre les traces latentes présentes dans deux classes majeures de solides qui sont, soit des minéraux (verre, mica, apatite, quartz, feldspath, ...) soit des matériaux organiques polymérique tels que les dérivés cellulosiques (nitrate de cellulose, di-acétate et tri-acétate de cellulose) et les polycarbonates[12].

## Chapitre 4

# Blindage du système de détection

Maintenant que les différentes sources de bruits de fond pour un spectromètre Ge placé au niveau de la mer ont été déterminées (chapitre deux), on montre une étude de différents blindages possibles. Pour faire une optimisation du blindage on joue sur les paramètres : choix, qualité et épaisseur du matériaux, rôle d'un blindage neutron.

### 4.1 Optimisation du blindage

#### 4.1.1 Blindage contre le rayonnement gamma externe

##### Choix des matériaux

Il est bien connu que les matériaux utilisés pour la réalisation de blindages contre le rayonnement gamma externe doivent avoir un nombre atomique et une densité élevés. Les plus usités sont essentiellement : le plomb, le fer, le cuivre, le mercure, le béton, . . .

Par classification, on élimine tout de suite le béton, trop radioactif (de l'ordre du ppm en  $U/Th$ ) et le mercure liquide qui est difficile à manipuler et qui nécessite l'utilisation de containers spéciaux. De même on élimine le fer et le cuivre qui possèdent des sections efficaces importantes aux neutrons ( $n, n'\gamma$ ) et ( $n, \gamma$ ) voir tableau 4-1. Au niveau de la mer, suivant les épaisseurs et les géométries utilisées, ces matériaux peuvent même induire une augmentation du bruit de fond gamma [11].

Energie du $\gamma$ émis	Réaction
186.0 keV	$^{65}\text{Cu}(n, \gamma)^{66}\text{Cu}$
278.3 keV	$^{63}\text{Cu}(n, \gamma)^{64}\text{Cu}$
669.6 keV	$^{63}\text{Cu}(n, n'\gamma)^{63}\text{Cu}$
962.1 keV	$^{65}\text{Cu}(n, n'\gamma)^{63}\text{Cu}$
1115.5 keV	$^{65}\text{Cu}(n, n'\gamma)^{65}\text{Cu}$
1327.0 keV	$^{63}\text{Cu}(n, n'\gamma)^{63}\text{Cu}$
1412.1 keV	$^{63}\text{Cu}(n, n'\gamma)^{63}\text{Cu}$
1481.7 keV	$^{65}\text{Cu}(n, n'\gamma)^{65}\text{Cu}$
1547.0 keV	$^{63}\text{Cu}(n, n'\gamma)^{63}\text{Cu}$
122.1 keV	$^{57}\text{Fe}(n, n'\gamma)^{57}\text{Fe}$
368.0 keV	$^{199}\text{Hg}(n, \gamma)^{200}\text{Hg}$
558.4 keV	$^{113}\text{Cd}(n, \gamma)^{114}\text{Cd}$
569.2 keV	$^{207}\text{Pb}(n, n'\gamma)^{207}\text{Pb}$
803.3 keV	$^{206}\text{Pb}(n, n'\gamma)^{206}\text{Pb}$
805.9 keV	$^{113}\text{Cd}(n, \gamma)^{114}\text{Cd}$
846.8 keV	$^{56}\text{Fe}(n, n'\gamma)^{56}\text{Fe}$
1063.6 keV	$^{207}\text{Pb}(n, n'\gamma)^{207}\text{Pb}$
2220.0 keV	$^1\text{H}(n, n'\gamma)^1\text{H}$
2614.0 keV	$^{208}\text{Pb}(n, n'\gamma)^{208}\text{Pb}$

Tableau 4-1 : Principaux gamma induits par capture radiative ou par diffusion inélastique sur le cuivre, le plomb, le fer, et le cadmium

Reste alors le plomb, qui par son processus de fabrication (plusieurs fusions et écrémages successifs), est un matériau de grande pureté radioactive. D'autre part, les sections efficaces d'interactions avec les neutrons sont faibles. Le seul désavantage du plomb usuel est l'existence de l'isotope radioactif  $^{210}\text{Pb}$ , de période  $T_{1/2} = 22.3 \text{ ans}$ , dont le schéma de désintégration est présenté sur la figure 4-1.

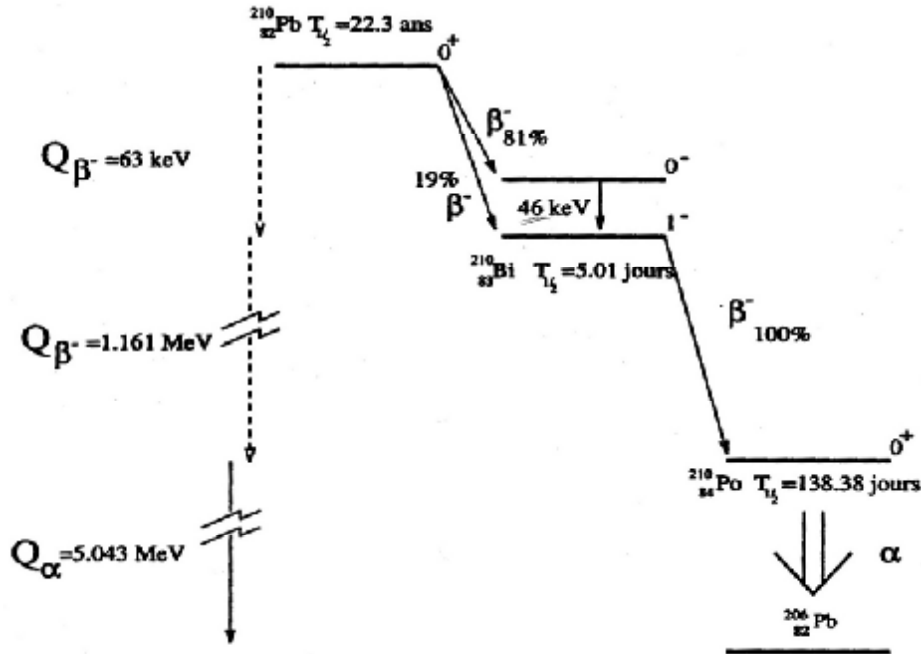


Figure 4-1 : Schéma de désintégration du  $^{210}\text{Pb}$

Le  $^{210}\text{Pb}$  décroît d'abord par radioactivité  $\beta^-$  vers le  $^{210}\text{Bi}$ . L'embranchement de 81% vers l'état excité  $0^-$  conduit à l'émission d'un photon de 46 keV ( $\alpha_{conv} = 18.7$ ) caractéristique de cette décroissance. Le  $^{210}\text{Bi}$  est lui émetteur  $\beta^-$  pur avec un  $Q_{\beta^-}$  relativement élevé de 1.16 MeV. Ces électrons sont particulièrement gênants en spectrométrie  $\gamma$ , conduisant à un bruit de fond de basse énergie intense par suite de l'émission de photons de bremsstrahlung et des photons X du plomb. En fin, le  $^{210}\text{Po}$  décroît par émission  $\alpha$  vers l'isotope stable de  $^{206}\text{Pb}$ .

Suivant l'origine du plomb, l'activité en  $^{210}\text{Pb}$  est extrêmement variable et peut atteindre des valeurs aussi élevées que 3.000 Bq/kg. Pour s'affranchir de l'effet du  $^{210}\text{Pb}$ , le seul moyen est de pouvoir disposer, au moins sur quelques centimètres de blindage rapproché, de plomb dit «archéologique», c'est-à-dire suffisamment âgé pour que l'activité en  $^{210}\text{Pb}$  soit devenue négligeable.

A titre d'illustration, la figure 4-2 [11], montre une comparaison des spectres gamma enregistrés avec un échantillon de plomb standard (spectre a) et un échantillon de plomb ancien issu de canalisations d'eau de la région de Limoges (spectre b). Leurs activités absolues en  $^{210}\text{Pb}$  sont données dans le tableau 4-2 [11].



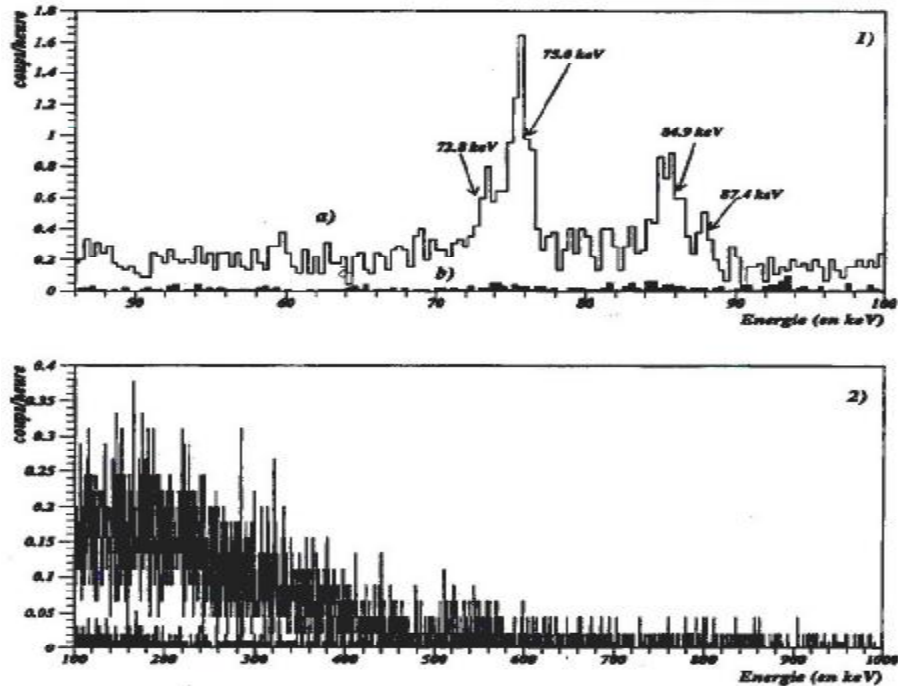


Figure 4-2 : Spectre gamma enregistrés successivement avec un échantillon de plomb standard (a) et un plomb ancien (b). La partie 1-a montre clairement les raies X caractéristiques du plomb standard. La partie 2 montre l'effet du bremsstrahlung provenant du  $^{210}\text{Bi}$

Echantillon	Plomb standard	Plomb ancien
Activités absolues en $^{210}\text{Pb}$ (Bq/kg)	$155 \pm 3$	$< 2$

Tableau 4-2 : Activités absolues d'un échantillon de plomb standard et d'un plomb ancien issu d'une canalisation d'eau de la région de Limoges

### Optimisation de l'épaisseur du plomb

Pour minimiser le bruit de fond du spectromètre Ge, la première étape consiste à optimiser l'épaisseur de plomb. Le tableau 4-3 et la figure 4-3[11] donnent les variations des taux de comptage du détecteur dans trois domaines d'énergie, respectivement 30 - 1000 keV, 1000 - 2000 keV, 2000 - 3000 keV ainsi que pour la totalité du domaine d'énergie analysé.

Energie	4 cm	8 cm	13 cm	18 cm
30-1000 keV	9110±50	5090±40	3360±20	3720±30
1000-2000 keV	4100±30	3000±40	2090±20	2430±30
2000-3000 keV	1410±20	1450±20	1100±10	1310±20
Total	14620±60	9540±50	6550±30	7460±60

Tableau 4-3 : Taux de comptage de la jonction Ge (en coups par heure) pour différentes épaisseurs de plomb

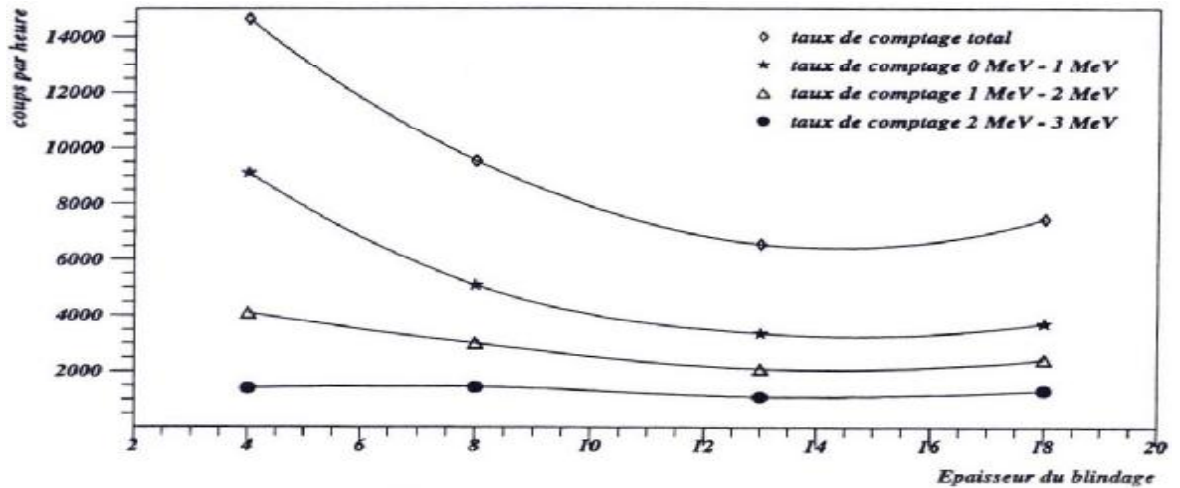


Figure 4-3 : Taux de comptage de la jonction Ge (en coups par heure) pour différentes épaisseurs de plomb

Cet ensemble de mesures indique nettement un minimum de taux de comptage pour une épaisseur de 14 à 15 cm de plomb. L'augmentation du taux de comptage à partir d'une quinzaine de cm de plomb est liée à l'augmentation du nombre de particules secondaires créées par les particules  $e^-$ ,  $\gamma$ ,  $p$ ,  $n$  d'origine cosmique. Ce résultat est évident sur la variation du taux de comptage global du Ge et sur les zones d'énergies inférieures à 2 MeV. Au delà de 2 MeV, le taux de comptage est essentiellement dominé par l'interaction des muons cosmiques avec le cristal, et donc peu dépendant de l'épaisseur du blindage.

La figure 4-4[11] présente un spectre partiel de bruit de fond entre 50 et 1000 keV enregistré avec un blindage de 8 cm de plomb. Ce spectre montre les seules raies gamma discrètes observées.

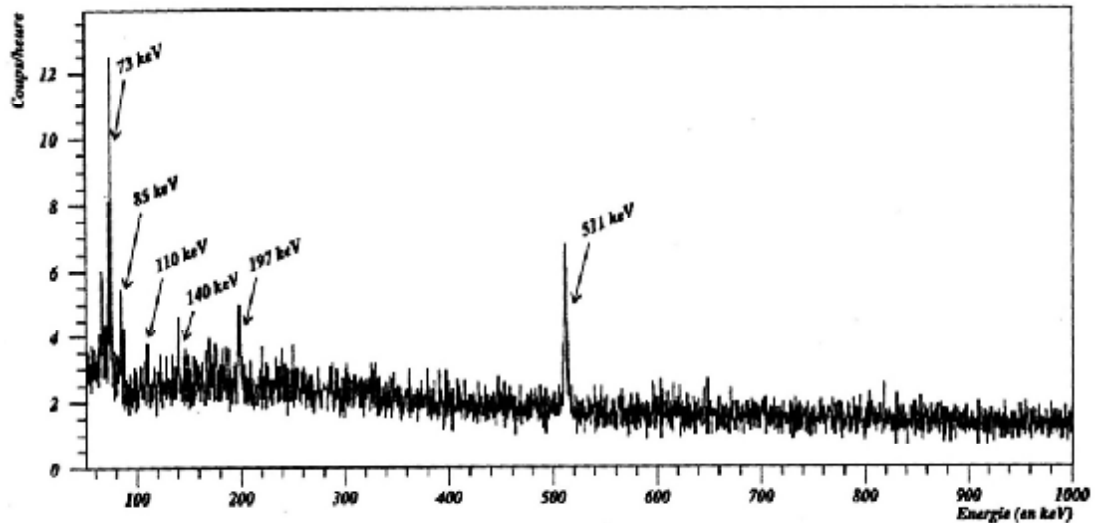


Figure 4-4 : Spectre partiel de bruit de fond du spectromètre Ge avec un blindage de 8 cm de plomb

Le tableau 4-4 regroupe pour chaque raie observée, leurs origines et les intensités pour les différentes épaisseurs de blindage utilisées.

Energie	Origines	4 cm	8 cm	13 cm	18 cm
73 keV	X-plomb	54.6±3.1	23.8±1.6	14.2±1.3	11.4±1.6
85 keV	X-plomb	53.5±2.4	9.4±1.5	10.1±0.8	6.1±1.2
110 keV	$^{19}\text{F}(n, n'\gamma)^{19}\text{F}$	-( <sup>1</sup> )	3.1±1.4	4.4±0.6	7.3±1.1
140 keV	$^{74}\text{Ge}(n, \gamma)^{75\text{m}}\text{Ge}$	-( <sup>1</sup> )	5.9±1.3	6.5±0.8	6.1±1.1
197 keV	$^{19}\text{F}(n, n'\gamma)^{19}\text{F}$ ( <sup>2</sup> )	10.8±2.2	11.9±1.6	12.9±1.1	18.7±1.8
511 keV	$\beta^+$	98.0±3.0	39.0±2.1	15.9±1.2	12.7±1.7

(<sup>1</sup>)Pics noyés dans le bruit de fond

(<sup>2</sup>)doublet comprenant une composante faible  $^{70}\text{Ge}(n, \gamma)^{71\text{m}}\text{Ge}$

Tableau 4-4 : Intensités (en coups par heure) des raies gamma observées dans le bruit de fond du Ge en fonction de l'épaisseur de plomb

Pour les raies X du plomb et la raie de 511 keV, on constate une décroissance relativement rapide de l'intensité jusqu'à environ 8-10 cm d'épaisseur, puis le taux de comptage semble se stabiliser. Ceci peut se comprendre qualitativement par le

fait que plus on ajout de plomb, plus le site d'interaction des électrons et raies  $\gamma$  (composante électromagnétique), se retrouve éloigné du cristal.

pour la raie de 140 keV de capture de neutrons par le  $^{74}\text{Ge}$ , le taux de comptage est statistiquement constant, ce qui reflète le fait que le flux de neutrons thermiques au niveau du cristal de Ge est quasi indépendant de l'épaisseur de plomb.

Par contre, pour les raies de 110 keV et 197 keV de diffusion des neutrons sur le  $^{19}\text{F}$ , provenant d'une pièce en Téflon située juste au dessous du cristal de Ge, les taux de comptage sont à peu près constants jusqu'à environ 13 - 15 cm, puis remontent fortement au delà. Ceci provient de l'augmentation des neutrons secondaires liée à l'augmentation de l'épaisseur de plomb.

En conclusion, l'épaisseur optimale du blindage de plomb se situe au alentour de 14 ou 15 centimètres. Autrement dit, en plus des 4 cm de blindage rapproché en Pb archéologique, nous utiliserons 10 cm de plomb standard.

## 4.2 Le veto anticosmique

Une protection de 2,5 m de béton, suffisante pour atténuer la composante hadroniques (protons, neutrons) des rayonnements cosmiques, mais quasiment sans effet sur le flux de muons. On peut réduire la composante des rayons cosmiques par installation du détecteur dans des laboratoires profonds c'est-à-dire des laboratoires souterrains mais cette solution est très chère. C'est pourquoi, la mise en place d'un nouveau type de blindage est nécessaire pour minimiser les effets des muons et des neutrons rapides induits par les réactions de spallation des hadrons résiduels sur le plomb. Nous rappelons ici pour fixer les idées qu'un muon laisse en moyenne une énergie de 7.5 MeV par centimètre de germanium et 1.7 MeV par centimètre de scintillateur plastique. On entoure le blindage du Pb par des plaques de scintillateur plastique en anticoincidence avec le détecteur GeHP : on parle alors de veto anti-cosmique.

### 4.2.1 L'effet des vetos anticosmiques sur le spectre de bruit de fond du spectromètre Ge

Pour montrer l'intérêt du veto anticosmique nous représentons les résultats obtenus par le spectromètre gamma que nous avons utilisé à Bordeaux pour nos mesures [11].

Les figures 4-5 (30 keV – 1 MeV) et 4-6 (1 MeV – 3 MeV) présentent pour un château de plomb de 14 cm d'épaisseur soit 4 cm de plomb archéologique et 10 cm de plomb standard, l'effet du veto cosmique sur le bruit de fond de la jonction germanium utilisée à Bordeaux. Les taux de comptage pour différents domaines d'énergie sont donnés dans le tableau 4-5.

Taux de comptage (coups par heure)	30 keV -1 MeV	1 MeV -2 MeV
Spectre sans veto	1220±10	230±10
spectre avec veto	228±3	43±2
facteur de réduction	4.92	5.34

2 MeV -3 MeV	30 keV -3 MeV
120±3	1470±10
19±1	290±4
6.30	5.10

Tableau 4-5 : Gain sur le bruit de fond en présence du veto anticosmique

Le tableau 4-5 montre que le facteur de réduction du veto sur le spectre total se situe entre 5 et 6, de même pour les différents domaines en énergie considéré.

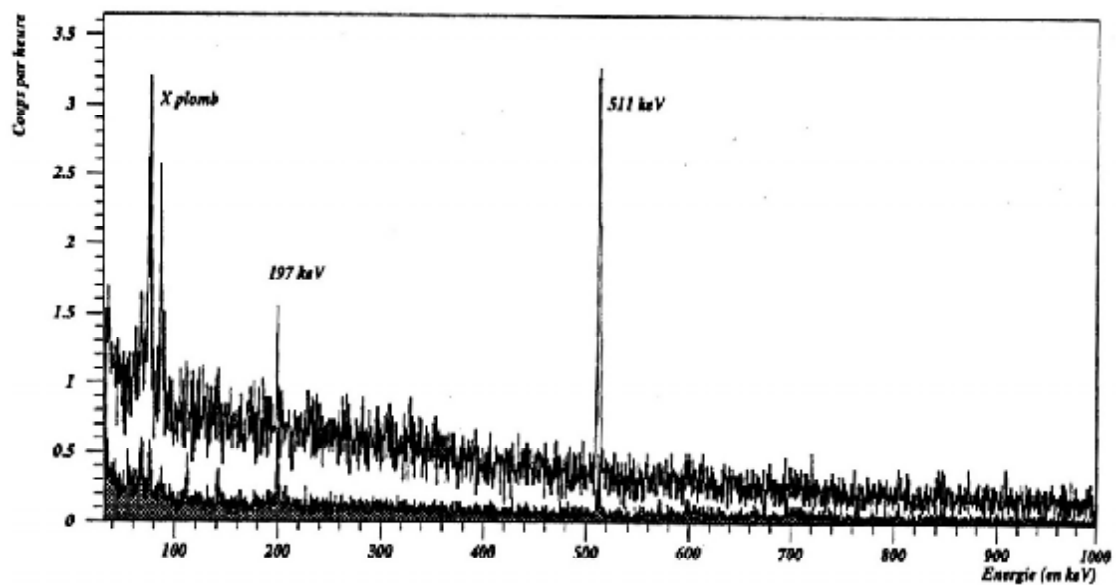


Figure 4-5 : Effet du veto anticosmique sur le spectre du détecteur germanium pour le domaine en énergie compris entre 30 keV et 1 MeV

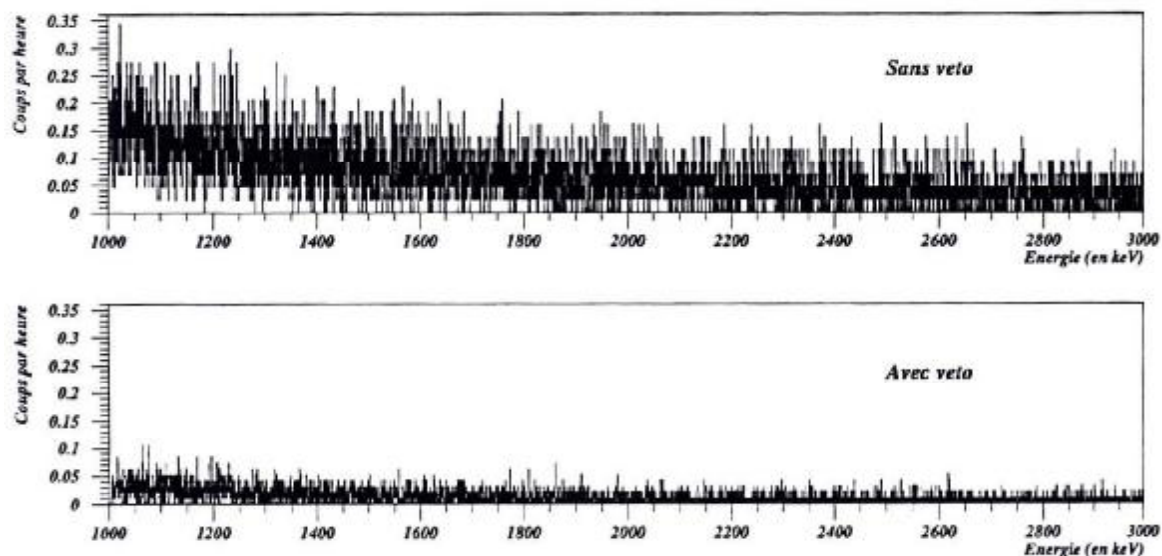


Figure 4-6 : Effet du veto anticosmique sur le spectre du détecteur germanium pour le domaine en énergie compris entre 1MeV et 3 MeV

Au niveau des quelques raies discrètes observées sur la figure 4-5, l'effet du veto anticosmique est spectaculaire. Les exemples les plus flagrants sont au niveau des raies X du plomb d'énergie 72.8 keV, 75.0 keV et 84.9 keV (voir figure 4-7). Egalement, en ce qui concerne la raie de 511 keV d'annihilation (voir figure 4-8), une réduction assez importante, d'environ un facteur 10, est observée. Ces résultats sont facilement compréhensibles, la production de ces raies X ou  $\gamma$  étant fortement corrélée au passage des particules cosmiques chargées dans le blindage de plomb.

Au niveau de la raie de 197 keV (voir figure 4-9), l'effet du veto anticosmique est faible sinon négligeable. Ceci provient du fait que cette raie gamma a pour origine la diffusion inélastique de neutron sur le  $^{19}\text{F}$  du téflon.

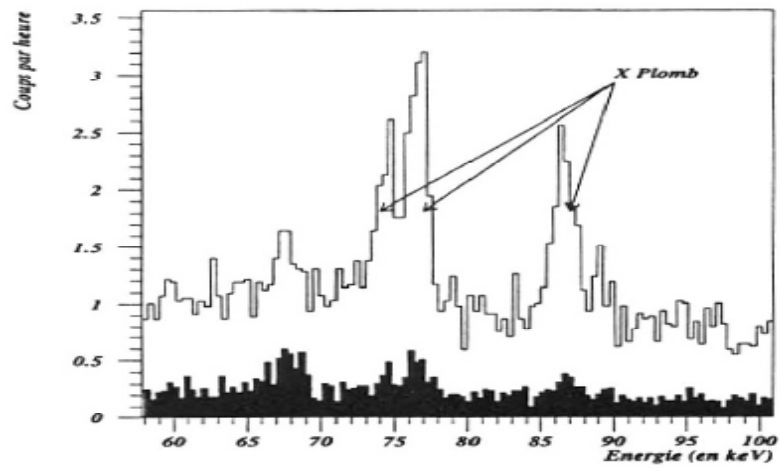


Figure 4-7 : Réduction du taux de comptage sur les raies X du plomb

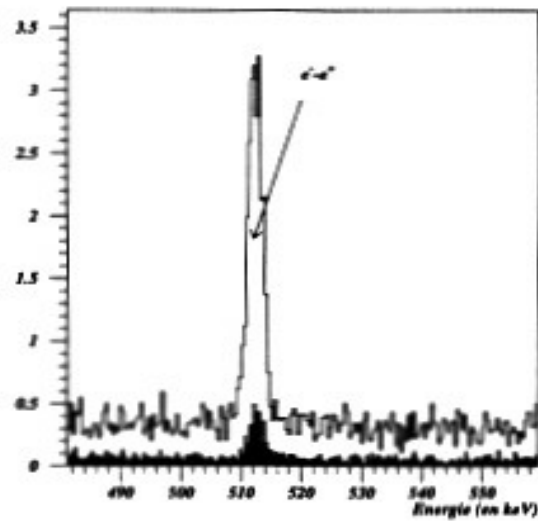


Figure 4-8 : Réduction du taux de comptage pour la raie de 511 keV

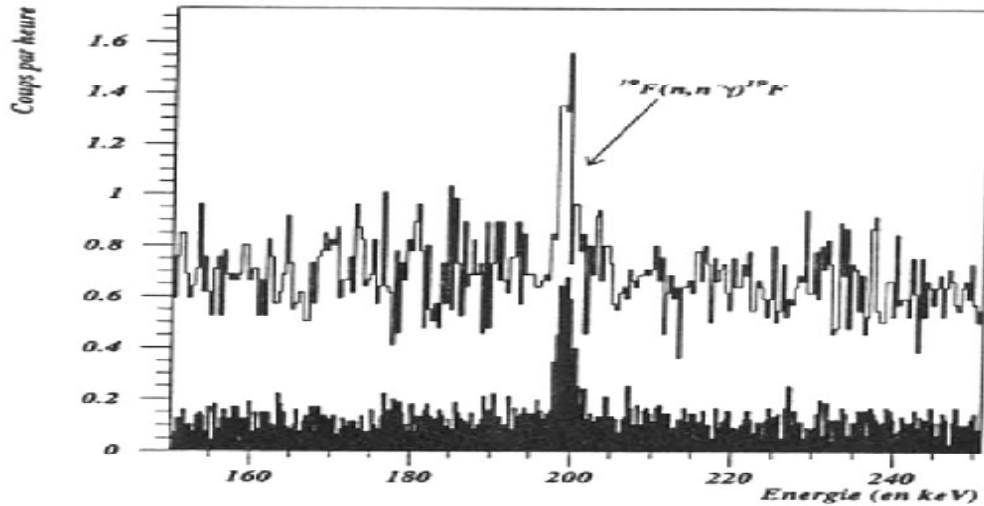


Figure 4-9 : Réduction du taux de comptage pour la raie de 197 keV

#### 4.2.2 Etude détaillé du spectre Ge en présence du veto anticosmique

Après avoir montré l'efficacité d'un veto anticosmique, on vas maintenant étudier en détail le spectre de bruit de fond du spectromètre Ge obtenu en présence du veto et du blindage de 14 cm de plomb. Ce spectre obtenu après une statistique de 68 heures est montré sur les figures 4-10 et 4-11 [11].

On voit tout de suite qu'à l'exception de la raie d'annihilation de 511 keV, toutes les autres raies sont issues de l'interaction des neutrons avec les différents isotopes de fluor, de germanium et de plomb.

Nous remarquons les formes triangulaires caractéristiques des raies  $\gamma$  provenant de la diffusion de neutrons rapides sur les isotopes  $^{74}\text{Ge}$  (596 keV) et  $^{72}\text{Ge}$  (693 keV et 834 keV). Cette forme provient de la sommation entre l'énergie du photon et l'énergie du noyau de recul qui varie de 0 à environ 30 keV en fonction de la cinématique de la diffusion.

Pour la diffusion des neutrons rapides sur les isotopes de plomb, les raies correspondantes à 570 keV, 803 keV et 2614 keV sont étroites, montrant un effet doppler peu important, c'est-à-dire un temps de ralentissement faible devant les vies moyennes intrinsèques des différents états.

De même, à basse énergie, pour les raies de diffusion des neutrons sur le  $^{19}\text{F}$  (110 keV et 197 keV) et les raies de capture radiative de neutrons sur les isotopes  $^{70}\text{Ge}$  (197 keV) et  $^{74}\text{Ge}$  (140 keV), aucun élargissement n'est attendu. En effet, les désexcitations se produisent toutes par l'intermédiaire d'états isomérique de longues périodes.



Nous constatons qu'avec l'utilisation d'un veto anticosmique, le bruit de fond est dominée par l'interaction des neutrons avec les différents matériaux.

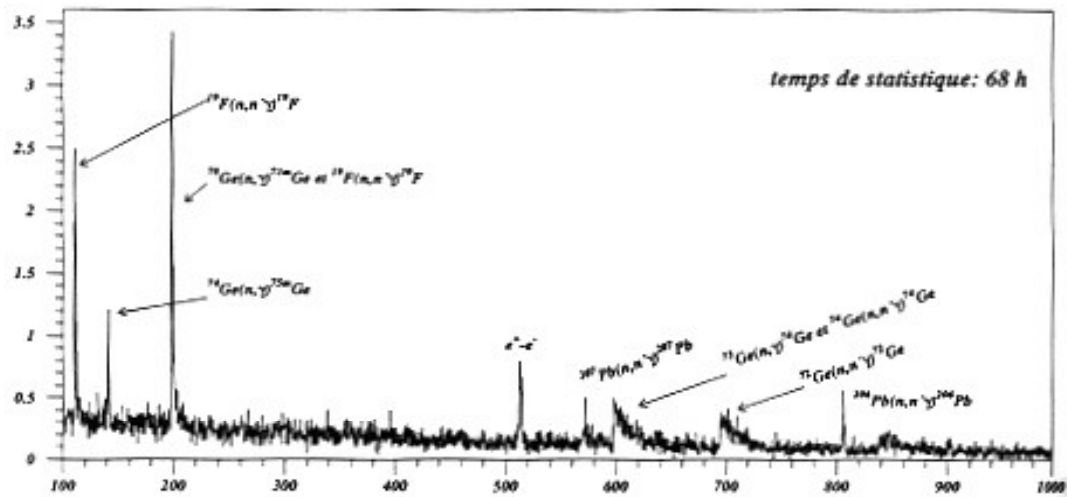


Figure 4-10 : Bruit de fond du spectromètre germanium pour des énergies comprises entre 100 keV et 1 MeV en présence de l'anticoïncidence

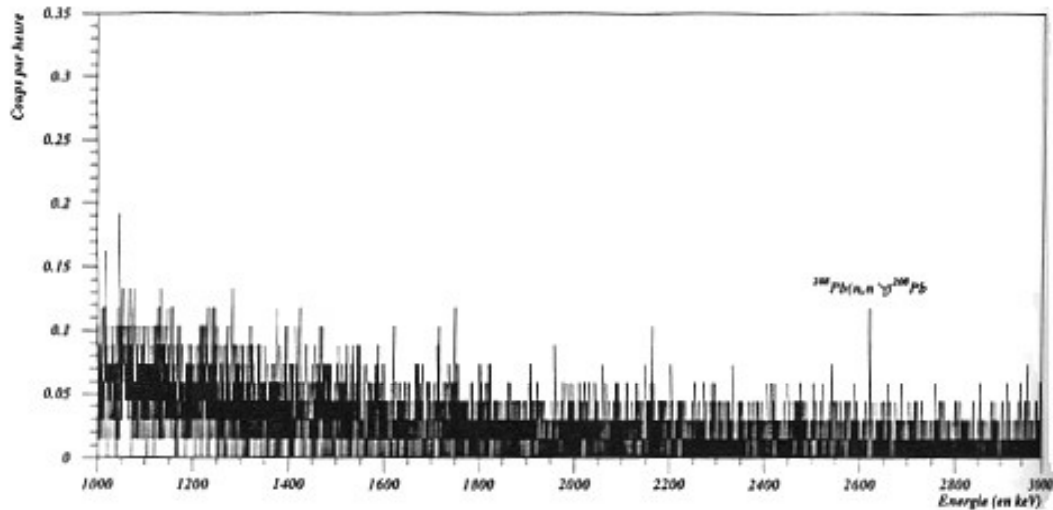
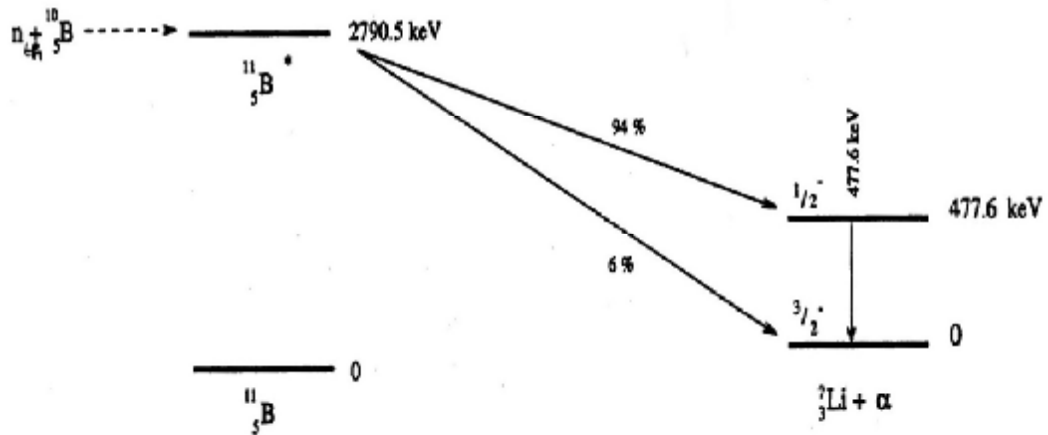


Figure 4-11 : Bruit de fond du spectromètre germanium pour des énergies comprises entre 1 MeV et 3 MeV en présence de l'anticoïncidence

### 4.3 Le modérateur de neutrons

Pour l'étude de blindage neutrons nous utilisons du modérateur. Il existe plusieurs modérateurs neutron en général formés d'éléments légers C, O et H auxquels on ajoute un absorbant de type bore ( $\sigma = 3837$  barns pour le  $^{10}\text{B}$ ) ou lithium ( $\sigma = 942$  barns pour le  $^6\text{Li}$ ).



D'après le schéma de capture du neutron par le  $^{10}\text{B}$ , un photon de 477.6 keV est émis avec une probabilité de 94 % des cas. Ceci justifie l'emploi d'un blindage du plomb rapproché de 4 cm de plomb autour du Ge.

#### 4.3.1 Effet du blindage interne neutron sur le spectre Ge

Pour deux configurations de blindage moyen et grand château le modérateur neutron en polyéthylène boré (PEB) était placé entre la couche de plomb externe et le plomb archéologique. Pour le moyen château, l'épaisseur de modérateur est d'environ 8 à 10 cm tandis que pour le grand château l'épaisseur se situe autour de 20 cm. Pour ces deux châteaux, l'ensemble des résultats est présenté dans le tableau 4-6 tel que le veto anticosmique était actif.

Energie	réaction	moyen château		grand château	
		sans PEB	avec PEB	sans PEB	avec PEB
110 keV	$^{19}\text{F}(n, n'\gamma)^{19}\text{F}$	5.6±0.4	1.0±0.2	7.1±0.8	2.1±0.2
140 keV	$^{74}\text{Ge}(n, \gamma)^{75m}\text{Ge}$	2.4±0.3	0.8±0.1	3.2±0.6	1.2±0.3
197 keV	$^{19}\text{F}(n, n'\gamma)^{19}\text{F}^*$	9.1±0.5	3.0±0.3	14.1±1.1	4.4±0.3
570 keV	$^{207}\text{Pb}(n, n'\gamma)^{207}\text{Pb}$	0.7±0.2	0.4±0.1	1.1±0.2	0.4±0.1
596 keV	$^{74}\text{Ge}(n, n'\gamma)^{74}\text{Ge}$	7.6±0.8	1.5±0.3	9.3±1.5	1.3±0.3
691keV	$^{72}\text{Ge}(n, n'\gamma)^{72}\text{Ge}$	7.6±0.8	2.5±0.3	7.5±1.4	1.9±0.3
803 keV	$^{206}\text{Pb}(n, n'\gamma)^{206}\text{Pb}$	1.0±0.2	0.6±0.2	2.7±0.5	0.5±0.1
Spectre total		560±10	290±10	800±30	520±10

\* : doublet avec une raie de 197 keV de la réaction de capture  $^{70}\text{Ge}(n, \gamma)^{71m}\text{Ge}$

Tableau 4-6 : Comparaison des taux de comptage (en coups par heure) des différentes raies gamma des spectres Ge obtenus avec ou sans PEB pour deux géométries de blindage

Quel que soit le type de château considéré, la présence du modérateur en PEB atténue les intensités des différentes raies gamma d'un facteur de 2 à 5.

Pour une raie donnée, et aux erreurs statistiques près, l'atténuation est la même pour le moyen et grand château. Autrement dit, au niveau des raies discrètes on ne constate quasiment aucune différence significative entre ces deux configurations de blindages. Cependant, c'est avec le moyen château en présence de PEB que le nombre total d'événement dans le spectre est le plus faible.

### 4.3.2 Un blindage neutrons à l'extérieur du plomb est-il nécessaire ?

Jusqu'à présent nous avons vu l'effet d'un blindage neutron interne entre les deux couches de plomb. L'effet éventuel d'une couche de modérateur neutron de 8 cm d'épaisseur de polyéthylène boré ajoutée à l'extérieur du plomb est présenté dans le tableau 4-7, nous avons comparé les différents taux de comptage mesurés pour différentes configurations de blindage neutron, respectivement sans PEB, avec le PEB interne uniquement, avec le PEB externe uniquement et enfin avec le PEB en interne et en externe.

Type de blindage neutron	0-3 MeV	0 - 1 MeV	1 - 2 MeV	2 - 3 MeV
sans PEB	1950±10	1530±10	300±5	120±5
PEB interne seul	1550±10	1190±10	250±5	110±5
PEB externe seul	1770±10	1380±10	270±5	110±5
PEB int + ext	1440±10	1100±10	230±5	100±5

Figure 4-7 : Influence relative des différents blindages neutrons sur le taux de comptage du Ge (en coups par heure). Pour toutes ces mesures, le veto anticosmique est désactivé

En étudiant les valeurs de ce tableau, notamment dans la tranche 0 - 1 MeV, on constate que l'adjonction du PEB à l'intérieur diminue le taux de comptage d'environ 20%, l'adjonction du PEB à l'extérieur conduit à une diminution supplémentaire de 10% et l'ensemble des deux modérateurs neutron nous permet de gagner finalement environ 30% sur le niveau du fond.

On pourrait envisager de diminuer encore le niveau du bruit de fond en augmentant l'épaisseur du blindage neutron externe. Toutefois, le gain attendu est faible (certainement inférieur à 10%) pour un effort non négligeable du point de vue mécanique et financier. C'est ici qu'intervient l'intérêt d'un laboratoire souterrain qui atténue non seulement le taux de rayon cosmique mais également le flux de neutrons.

Compte tenu de tous les résultats obtenus dans ce chapitre, le blindage optimal retenu est présent sur la figure 4 -12.

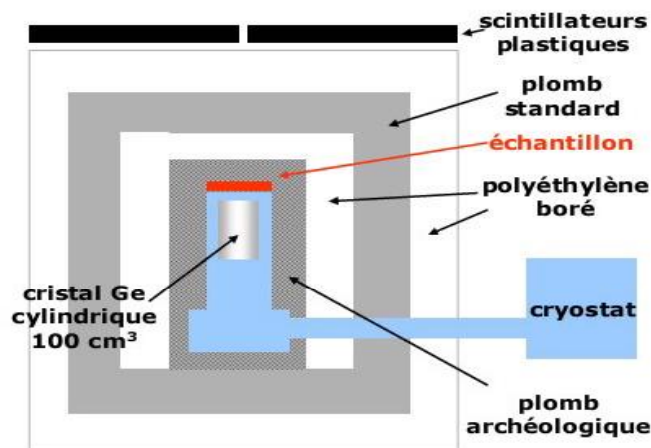


Figure 4-12 : Blindage optimal retenu pour le spectromètre  $\gamma$  au CENBG

# Chapitre 5

## Partie expérimentale

On a choisi de mesurer l'activité spécifique de matériaux de construction parce qu'ils ont un grand intérêt dans notre vie, ils sont largement utilisés, on les trouve partout. Leur origine est le sol qui contient des éléments radioactifs ( $^{238}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$  et  $^{40}\text{K}$ ) et leurs descendants. A cause de cette teneur variée en éléments radioactifs naturels, cette mesure est très importante pour déterminer le risque d'exposition de la population à la radioactivité naturelle.

### 5.1 Caractéristique des détecteurs utilisés

Pour la détection on a utilisé deux détecteurs germanium hyper pur (GeHP) à bas bruit de fond de type p, Un détecteur coaxial appelé Géranium et le deuxième, un détecteur puit appelé Muguet.

#### 5.1.1 Le détecteur Géranium

Le détecteur Géranium possède les propriétés suivantes :

Tension de fonctionnement : +3000 V.

La surface utile : 24 cm<sup>2</sup>.

Le volume utile : 121 cm<sup>3</sup>.

Les caractéristiques en détection à 77 K sont présentes dans le tableau 5-1 ci-dessous :

Energie en keV	122	1332	Test
Résolution mesurée en keV	1.10	2.00	1.00

Caractéristiques à 1.33 MeV	Efficacité relative	Rapport Pic/Compton	Rapports	
			$\frac{FWTM}{FWHM}$	$\frac{FWFM}{FWHM}$
Valeur Mesurée	26.3	50.6	1.85	2.51

Tableau 5-1 : Caractéristiques en détection à 77 K de détecteur Géranium

Vu la construction du détecteur (voir figure 5-1 et tableau 5-2) il y a plusieurs constituants, qui peuvent induire l'absorption des photons incidents à basse énergie. Cette absorption engendre une erreur sur la mesure. On ne peut s'échapper de cette erreur qu'avec une simulation de l'absorption de rayonnement  $\gamma$  par les matériaux.

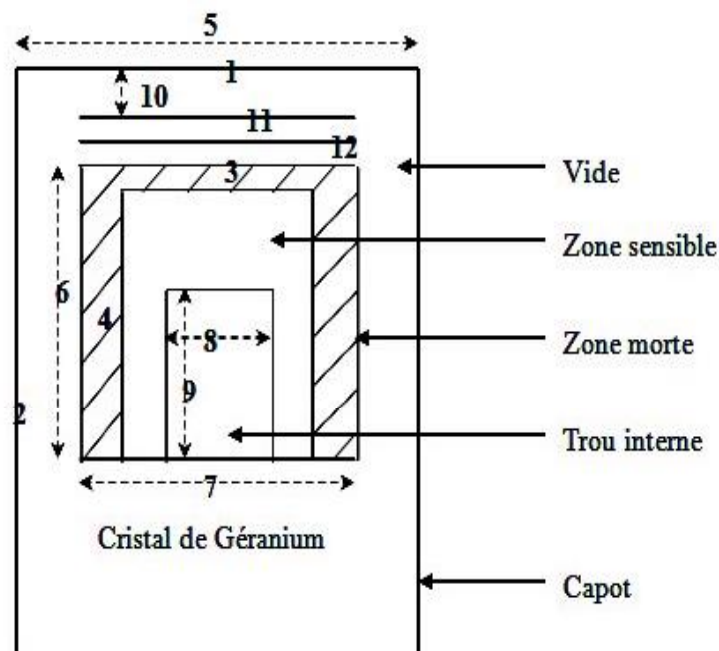


Figure 5-1 : Coupe transversale du spectromètre géranium

Numéro du paramètre	Descriptif	Epaisseur ou distance
1	épaisseur du dessus du capot	0.7 mm
2	épaisseur du côté du capot	3 mm
3	épaisseur zone morte dessus	1.2 mm
4	épaisseur zone morte côté	1 mm
5	diamètre du capot	70 mm
6	hauteur du cristal	53 mm
7	diamètre du cristal	55 mm
8	diamètre trou interne	8 mm
9	hauteur trou interne	35 mm
10	espace entre teflon et capot	2.3 mm
11	épaisseur du teflon	0.4 mm
12	épaisseur de l'aluminium	0.6 mm

Tableau 5-2 : Caractéristique du spectromètre géranium.

Le schéma 5-2 présente une vue de face du détecteur géranium et son système de refroidissement.

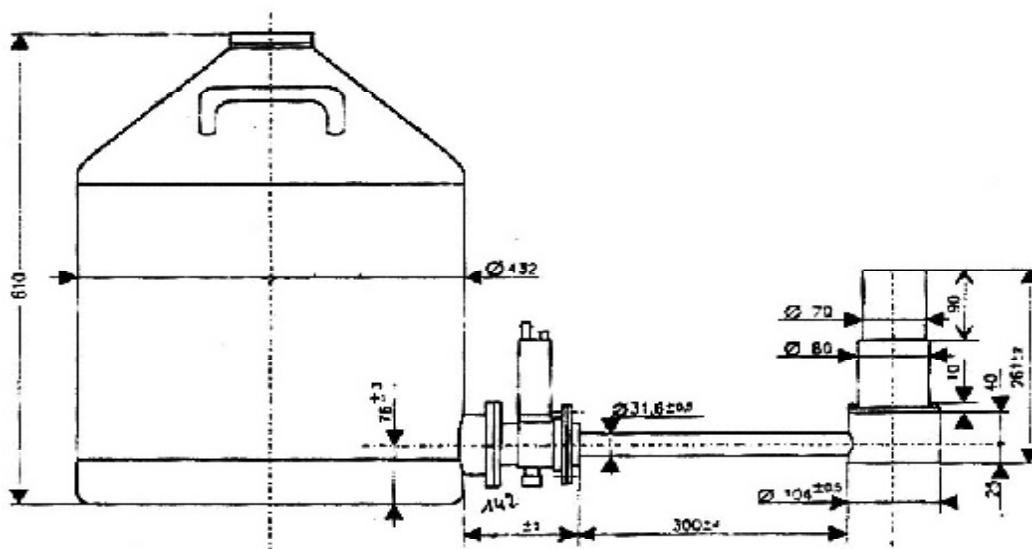


Figure 5-2 : Vue de face du détecteur géranium et son système de refroidissement

#### L'efficacité du détecteur Géranium :

L'efficacité du détecteur Géranium a été mesurée par un échantillon standard préparé par des éléments de sol avec des activités bien connues voir tableau 5-3. Cet

échantillon est un sédiment OPRI 1999-4417 sous forme de poudre de masse 13.3 g, scellé dans une boîte plexiglas de diamètre 44 mm, et de 17 mm d'hauteur, avec un poids à vide de 10.8 g.

Elément	Activité ( Bq)	Erreur sur l'activité ( Bq)
$^{40}\text{K}$	9.47	0.68
$^{137}\text{Cs}$	0.864	0.040
$^{238}\text{U}$	36.57	2.8
$^{226}\text{Ra}$	7.94	0.4
$^{228}\text{Ac}/^{228}\text{Ra}$	2.27	0.13
$^{228}\text{Th}$	2.21	0.23
$^{235}\text{U}$	1.70	0.12

Tableau 5-3 : Les activités du sédiment OPRI 1999-4417

L'efficacité de détection  $\varepsilon$  est mesurée par la formule suivante :

$$\varepsilon = \frac{N}{A.t.I} \quad (5.1)$$

dans laquelle  $N$  représente le nombre d'événement détectés dans la raie étudiée,  $A$  l'activité,  $t$  le temps de mesure et  $I$  le rapport d'embranchement.

L'erreur sur l'efficacité est donnée par :

$$\Delta\varepsilon = \left( \frac{\Delta N}{N} + \frac{\Delta A}{A} \right) \varepsilon \quad (5.2)$$

L'erreur sur le temps et le rapport d'embranchement sont négligeables.

La figure suivante 5-3 présente la courbe de l'efficacité de détection du Géranium.



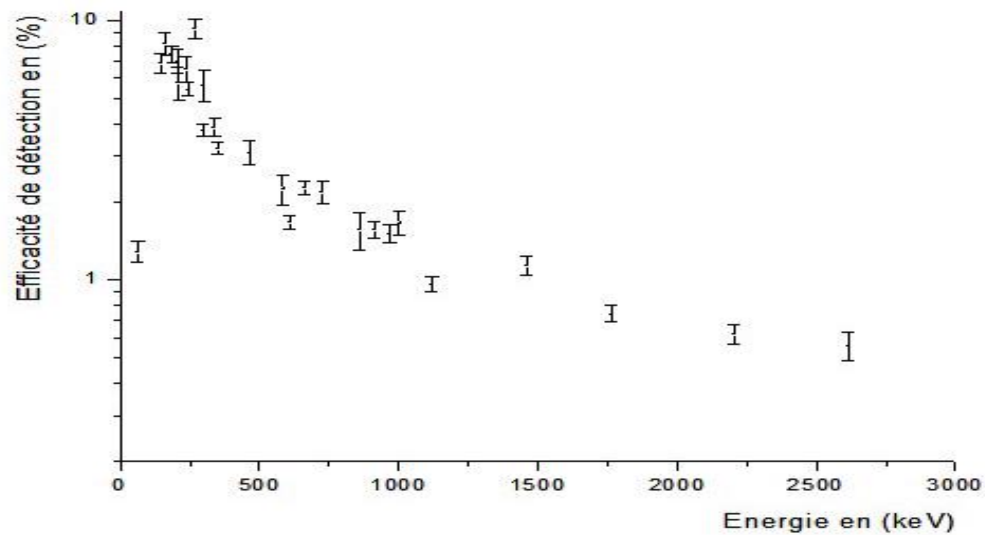


Figure 5-3 : Courbe d'efficacité du détecteur géranium

### 5.1.2 Le détecteur Muguet

Le muguet est un détecteur puit avec les propriétés suivantes :

Haute tension de fonctionnement : +3500 V.

Le volume utile : 294 cm<sup>3</sup>

Les tableaux suivants 5-4 et 5-5 présentent les caractéristiques en détection dans et hors puits.

	122 keV	1332 keV
Résolutions garanties en keV	1.45	2.20
Résolution mesurée en keV	1.35	2.05
Etalonnage en keV/canel	0.02	0.15

Tableau 5-4 : Caractéristiques en détection dans le puits

Performances à 1332 keV	Rapport pic sur compton	Rapport FWTM/FWHM	Rapport FWFm/FWHM
Valeurs mesurées	69.00	1.88	2.60

Tableau 5-5 : Caractéristiques en détection hors puits

Le schéma 5-4 présente une vue de face du détecteur muguet et son système de refroidissement.

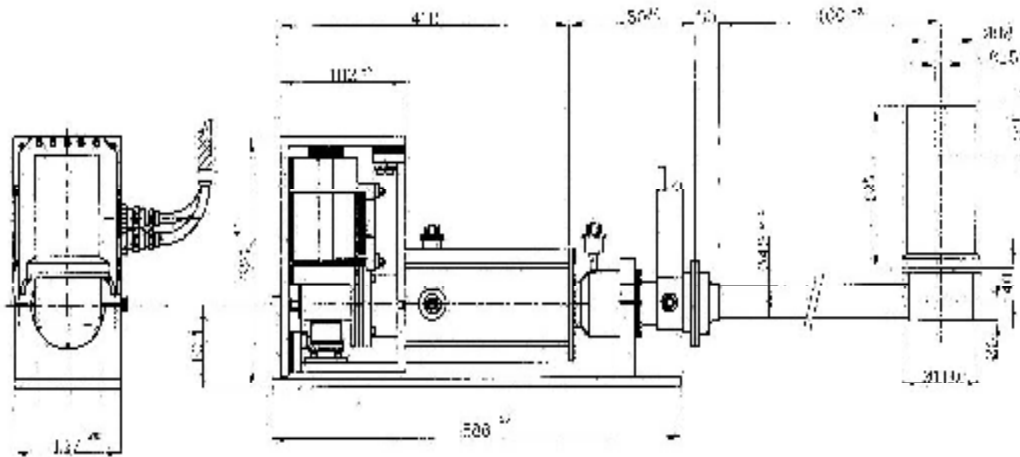


Figure 5-4 : Vue de face du détecteur muguet et son système de refroidissement

#### L'efficacité du détecteur Muguet :

Pour le détecteur Muguet l'efficacité de détection a été mesurée par un mélange d'échantillons standards, RGU riche en uranium avec une activité de  $(30.240 \pm 0.151)$  Bq qui nous permet de mesurer l'efficacité pour les énergies d'U et ses descendants, de même pour le RGTh riche en thorium utilisé pour les énergies du Thorium et ses descendants son activité  $(18.135 \pm 0.363)$  Bq. Pour les énergies manquantes 1460.8 et 661.7 keV leurs efficacités sont mesurées par l'OPRI décrit précédemment.

Dans le cas de ce détecteur puit, on a utilisé une autre boîte plexiglas de 10 mm de diamètre et 40 mm d'hauteur.

L'efficacité de détection  $\varepsilon$  est mesurée par la relation 5.1 avec le même calcul d'erreur.

La figure suivante 5-5 présente la courbe de l'efficacité de détection du muguet.

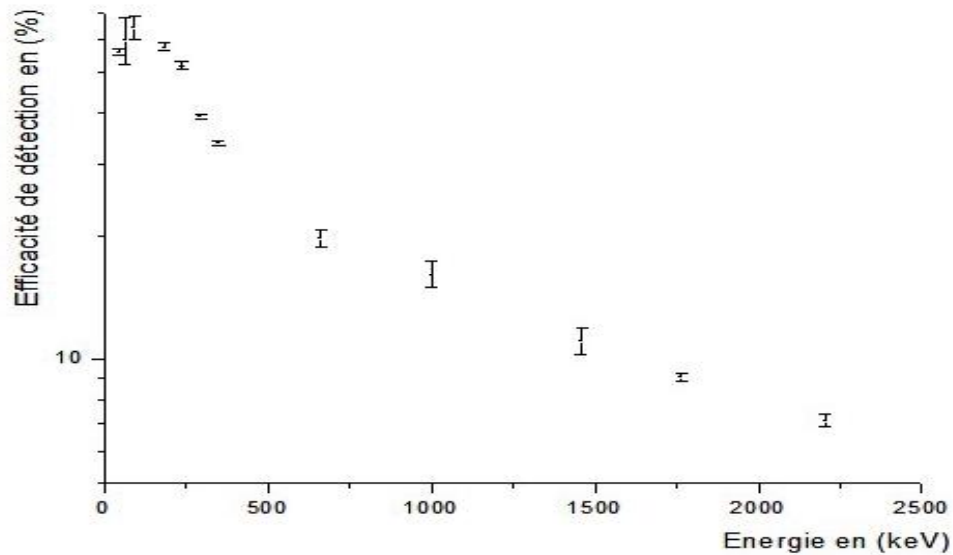


Figure 5-5 : Courbe d'efficacité du détecteur muguet

## 5.2 Géométrie de blindage

La sélection prudente du blindage a permis de minimiser au maximum le bruit de fond (voir chapitre quatre). De l'intérieur vers l'extérieur, il comprend un blindage rapproché modulaire de 4 cm d'épaisseur en plomb archéologique, un modérateur neutron (polyéthylène boré) d'environ 8 cm d'épaisseur, une couche de 10 cm de plomb standard et enfin une seconde couche de polyéthylène boré. Un espace vide est laissé sur le capot du spectromètre pour l'installation de l'échantillon à analyser. Les figures suivantes 5-6, 5-7 et 5-8 présentent le blindage ainsi que le détecteur.



Figure 5-6 : Détecteur

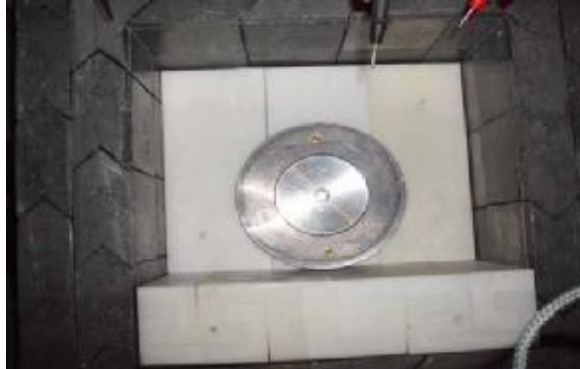


Figure 5-7 : Vue intérieure du blindage



Figure 5-8 : Vue intérieure du blindage sans plomb archéologique

### 5.3 Préparation des échantillons

Dans notre expérience, on a mesuré l'activité spécifique de quelques matériaux de construction prélevés de différents sites de l'est de l'Algérie, ce sont : le parpaing, la brique rouge, le kaolin KT<sub>2</sub> non riche en alumine d'usine S.O.L.K du Melia, un autre kaolin "alumine guelma" riche en alumine prélevé du Djebel Debeigh du Guelma, le ciment de Hamma Bouziane et le ciment blanc. Les différents échantillons sont rendus sous forme de poudre, puis mis dans des boites plexiglas de faible épaisseur (pour limiter l'absorption des gamma de faible énergie  $\gamma$ ) de forme cylindrique d'un diamètre de 44 mm et d'une hauteur de 17 mm dans le cas du détecteur géranium, ou dans un tube de 10 mm de diamètre et 40 mm d'hauteur dans le cas du détecteur muguet (voir la figure suivante). Ce sont les même boites que celles utilisées dans la calibration en efficacité.



Ajoutant aussi, que pour atteindre l'équilibre radioactif du Ra avec ses descendants, chaque échantillon doit être bien scellé pour une période de cinq à six fois la demi-vie du Rn correspondant.

Le poids de chaque échantillon utilisé est pesé avant les mesures, les valeurs sont données dans le tableau 5-6 :

Matériaux	La masse de l'échantillon utilisée (g)	
	détecteur géranium	détecteur muguet
ciment	28.4	6.2
ciment blanc	26.4	5.1
parpaing	34.3	7.8
brique rouge	24.6	-
kaolin KT <sub>2</sub>	19.3	-
alumine guelma	-	4.6

Tableau 5-6 : Le poids des échantillons

#### 5.4 Mesure des activités spécifiques des échantillons

On a commencé par la mesure du bruit de fond de notre jonction germanium pour chaque détecteur utilisé. Le temps d'enregistrement du spectre de bruit de fond doit être important afin d'avoir le maximum de renseignement sur le bruit de fond, on outre cela nous permet de diminuer la limite de détection donnée par la relation suivante [18] :

$$\text{limite de détection} \propto \frac{\sqrt{b}}{V \cdot \varepsilon \cdot Y \cdot \sqrt{t}}$$

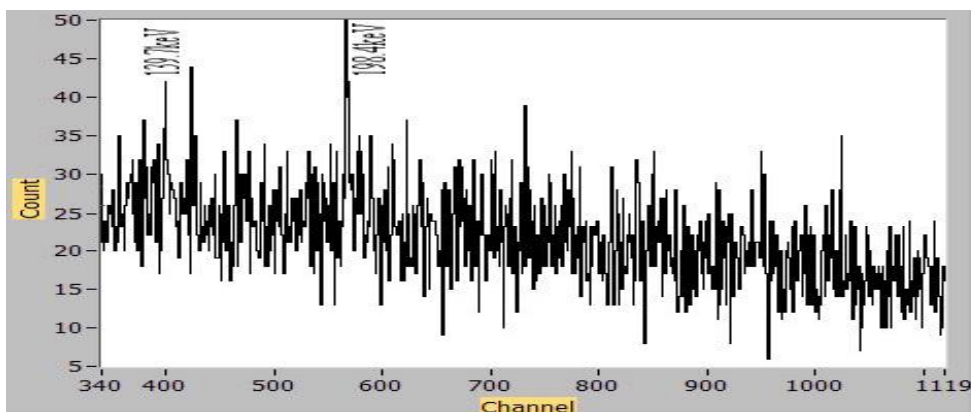
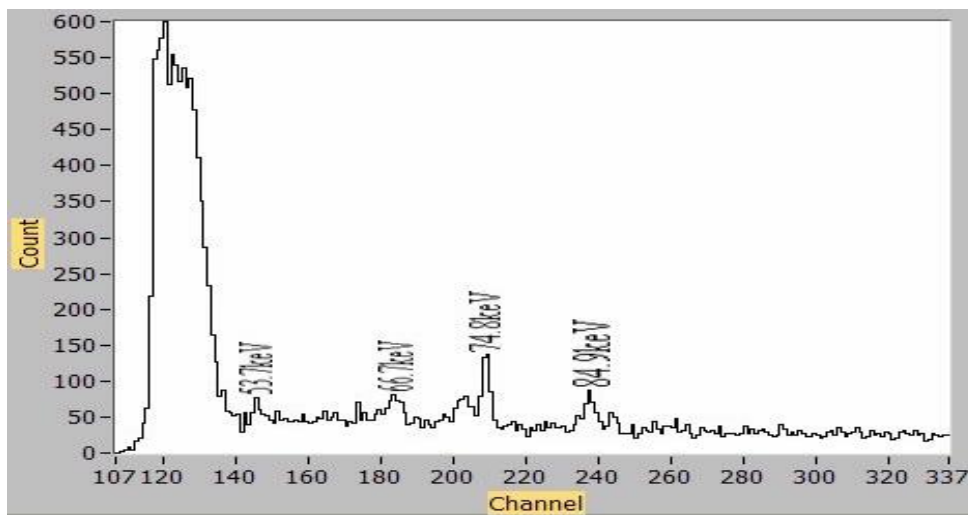
b représente le taux de bruit de fond,  $V$  le volume ou la masse de l'échantillon étudié,  $\varepsilon$  l'efficacité de détection,  $Y$  le facteur d'embranchement, et  $t$  le temps de mesure.

Dans notre cas le temps de mesure du spectre de bruit de fond est 758100 s (environ 9 j) pour le détecteur géranium et 406660 s (environ 5 j) pour le détecteur

muguet. On remarque que ces temps sont assez importants. Le temps de mesure du bruit de fond pour le géranium est presque le double du muguet. Cela s'explique par la différence d'efficacité géométrique, qui vaut  $\sim 2\pi$  pour le Gérianium et  $\sim 4\pi$  pour le Muguet.

Quand ce temps est important on peut faire sortir les pics dus à la l'interaction des neutrons avec les différents constituants de la chaîne (Ge, Pb, Cu).

La figure 5-9 présente un spectre de bruit de fond du Gérianium. Le tableau 5-7 donne la liste des raies discrètes, importantes du spectre de bruit de fond et leur origine.



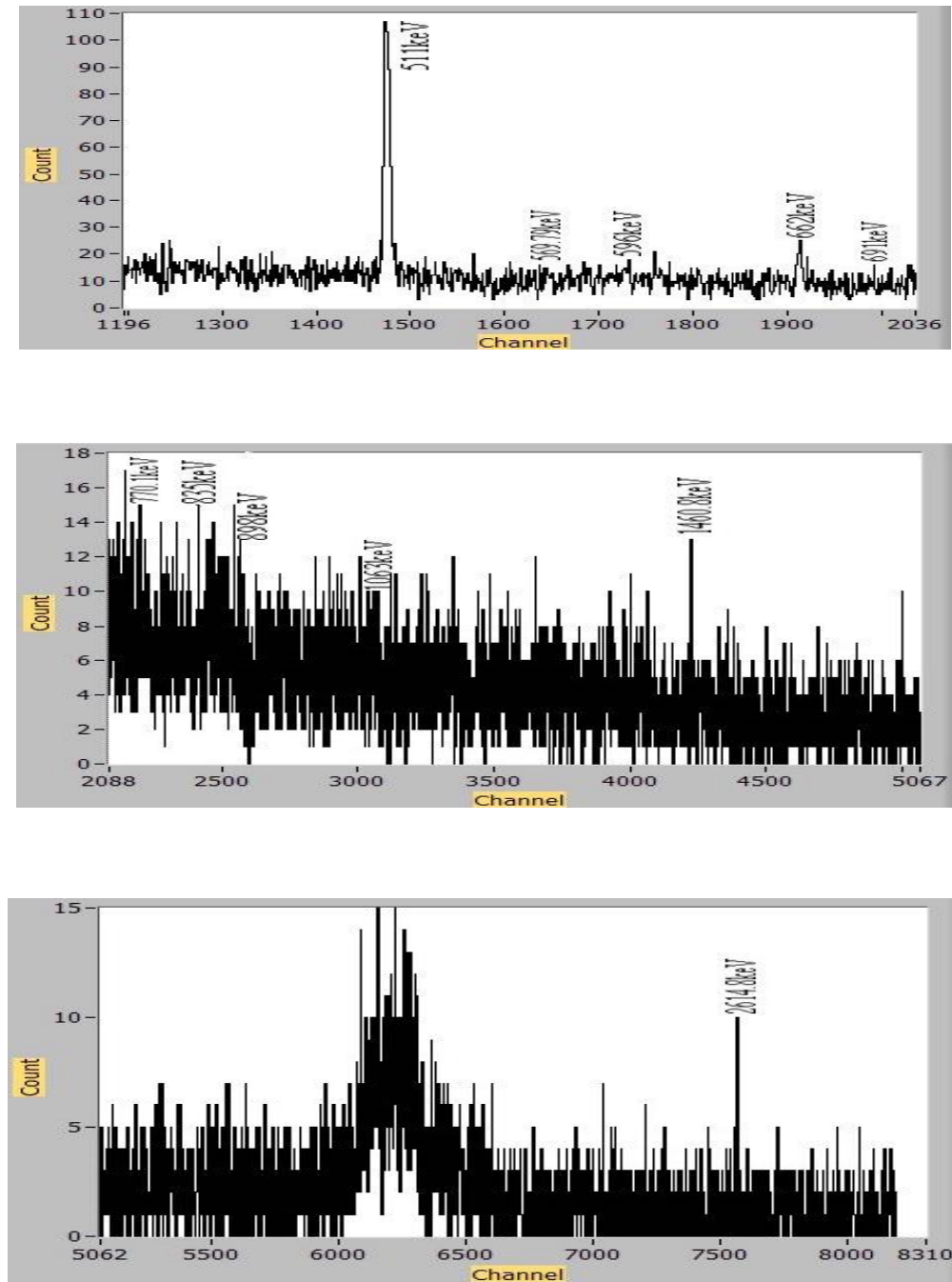


Figure 5-9 : Spectre de bruit de fond

Energie (keV)	Origine
53.7	$^{71}\text{Ge}(\text{n}, \gamma)^{72\text{m}}\text{Ge}$
66.7	$^{72}\text{Ge}(\text{n}, \gamma)^{73\text{m}}\text{Ge}$
72.8	PbK $_{\alpha 2}$
74.8	PbK $_{\alpha 1}$
84.9	PbK $_{\beta 1}$
87.4	PbK $_{\beta 2}$
109.89	$^{19}\text{F}(\text{n}, \text{n}'\gamma)^{19}\text{F}$
139.7	$^{74}\text{Ge}(\text{n}, \gamma)^{75\text{m}}\text{Ge}$
198.4	$^{71\text{m}}\text{Ge}$
511	$\beta^+ \beta^-$
569,79	$^{207}\text{Pb}(\text{n}, \text{n}'\gamma)^{207}\text{Pb}$
596	$^{74}\text{Ge}(\text{n}, \text{n}'\gamma)^{74}\text{Ge}$
609.1	$^{214}\text{Bi}$
662	$^{137}\text{Cs}$
691	$^{72}\text{Ge}(\text{n}, \text{n}'\gamma)^{72}\text{Ge}$
770.1	$^{65}\text{Cu}(\text{n}, \text{n}'\gamma)^{65}\text{Cu}$
803.8	$^{206}\text{Pb}(\text{n}, \text{n}'\gamma)^{206}\text{Pb}^{210}\text{Po}$
835	$^{72*}\text{Ge}$
868	$^{73}\text{Ge}(\text{n}, \gamma)^{74\text{m}}\text{Ge}$
898	$^{206}\text{Pb}(\text{n}, \gamma)^{207}\text{Pb}$
1063	$^{207}\text{Pb}(\text{n}, \text{n}'\gamma)^{207}\text{Pb}$
1119.9	$^{214*}\text{Bi}$
1460.8	$^{40}\text{K}$
2614.3	$^{208}\text{Pb}(\text{n}, \text{n}'\gamma)^{208}\text{Pb}^{208}\text{Tl}$

Tableau 5-7 : Raies gamma observées dans le spectre de bruit de fond



Pour déterminer l'activité d'un isotope radioactive on utilise l'équation suivante [19] :

$$A \text{ (Bq)} = \frac{N}{t.I.\varepsilon} C_1.C_2.C_3..... \quad (5.3)$$

Dans laquelle N représente le nombre de coups de pic étudié, t le temps de mesure en s,  $\varepsilon$  l'efficacité de détection, I la probabilité d'émission, et  $C_i$  sont les facteurs de correction (auto-absorption, temps morts, somme de coïncidences...), la détermination de ces facteurs est difficile, cependant on a essayé de minimiser au maximum leurs effet au cour de l'expérience elle-même.

Le facteur le plus gênant est l'auto-absorption, autrement dit, la détermination précise de l'activité de n'importe quel radionucléide exige un savoir préalable d'efficacité à toute énergie pour une géométrie bien déterminée. La calibration en efficacité est réalisé par une source standard, avec une géométrie, une composition chimique, et une densité semblable à celles de l'échantillon étudié. Ce n'est pas difficile de reproduire une géométrie d'un échantillon donné, en effet ce problème n'est pas important. Aussi la différence dans la composition chimique peut être négligé dans les études de l'environnement, parce que les coefficients d'atténuation massif des matériaux naturels sont très similaires au moins pour les photons d'énergie  $E > 80 \text{ keV}$  [20]. En revanche, la non égalité entre les densité vas induire une différence entre l'atténuation du photon dans l'échantillon lui-même et celle de la source calibrée. L'auto-absorption dépend fortement de la densité de l'échantillon, donc omettre la différence de densité entre l'échantillon et la source standard va induire une erreur sur l'activité.

Négligeant les termes correctifs, l'équation 5.3 peut se simplifier à :

$$A \text{ (Bq)} = \frac{N}{t.I.\varepsilon} \quad (5.4)$$

L'activité spécifique est donnée par l'expression suivante :

$$A_s \text{ (Bq/kg)} = \frac{N}{t.I.\varepsilon.m} \quad (5.5)$$

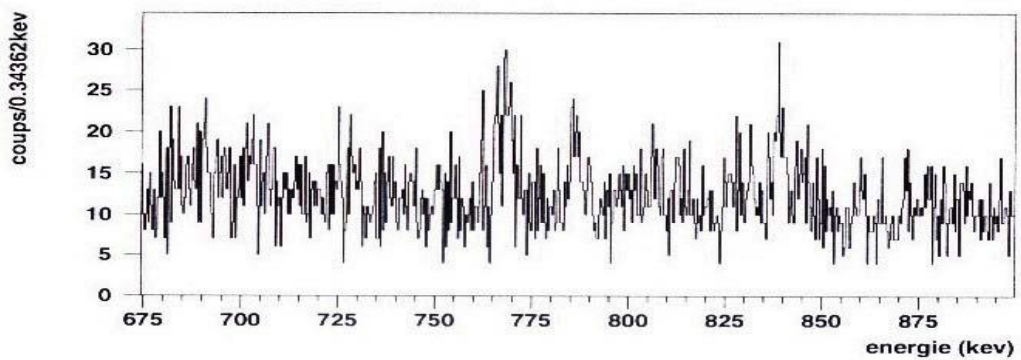
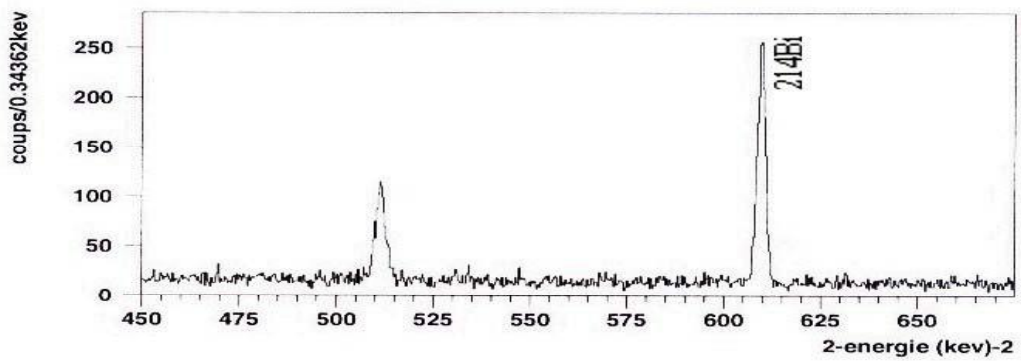
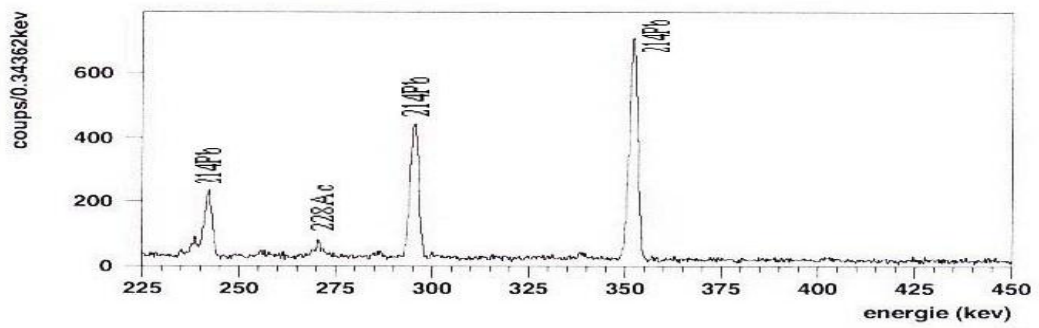
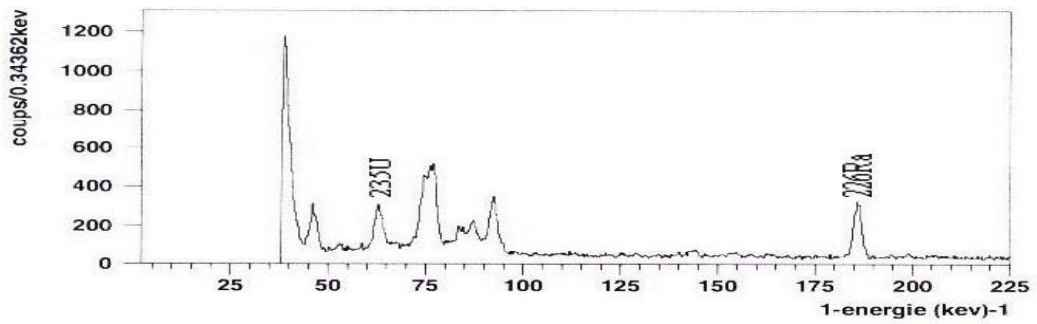
d'où m est la masse de l'échantillon en kg.

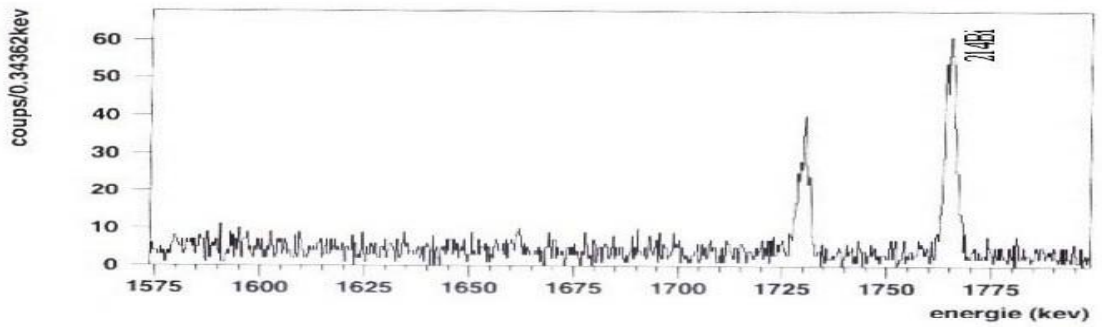
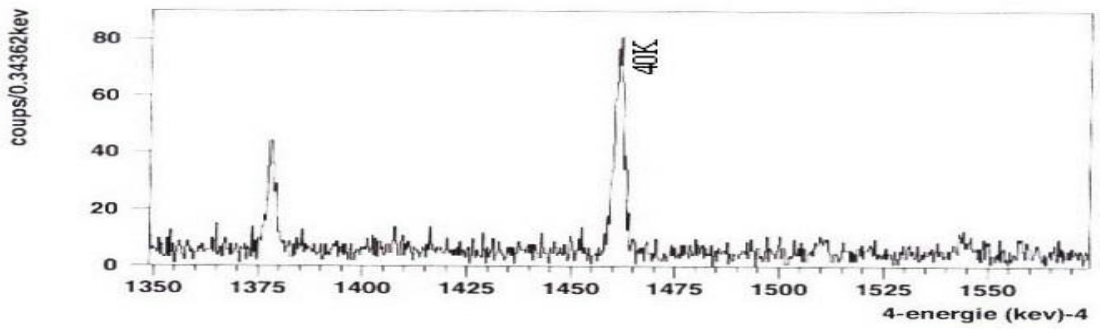
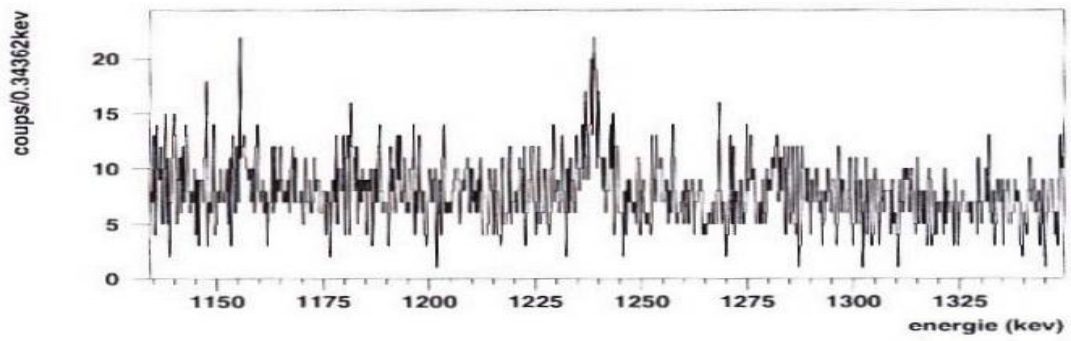
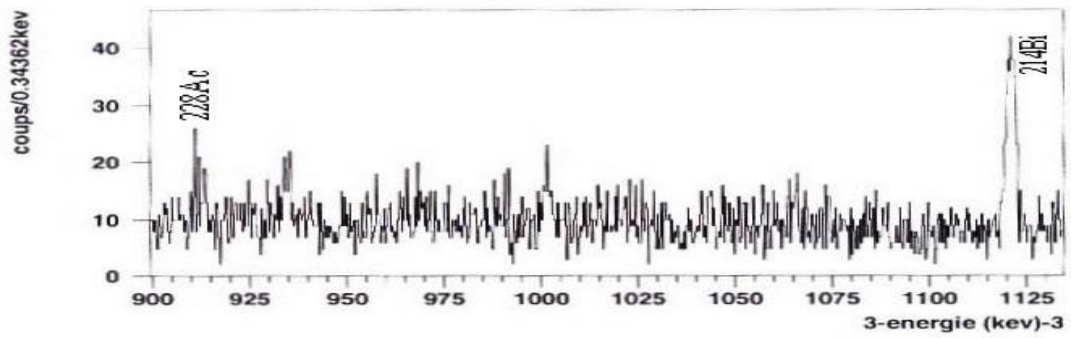
L'erreur sur l'activité spécifique est :

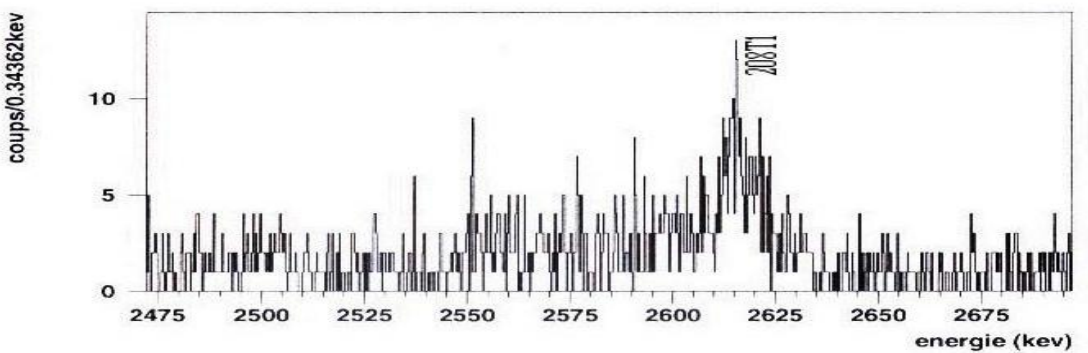
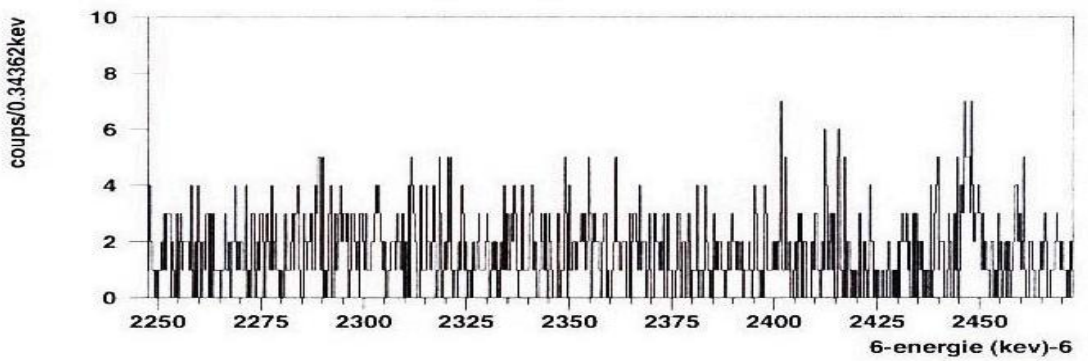
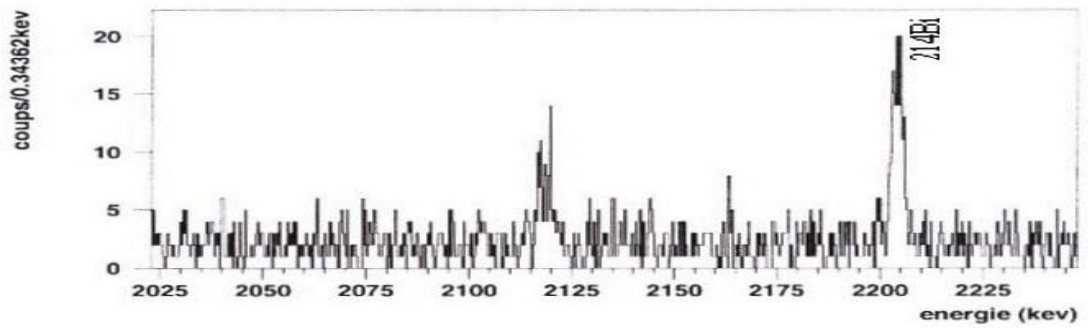
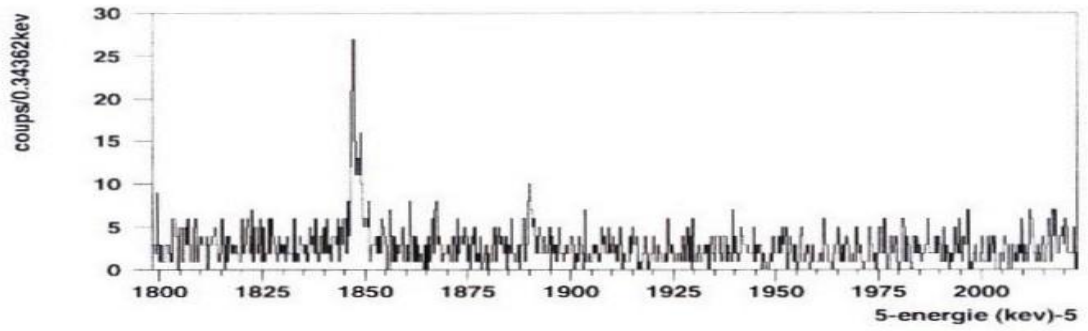
$$\frac{\Delta A_s}{A_s} = \sqrt{\left(\frac{\Delta N}{N}\right)^2 + \left(\frac{\Delta t}{t}\right)^2 + \left(\frac{\Delta I}{I}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon}\right)^2 + \left(\frac{\Delta m}{m}\right)^2}$$

L'analyse des différents mesures a été faite par un calculé d'aire manuel des pics et un calculé automatique des aires des pics à l'aide d'un programme développé au CENBG de Bordeaux.

Les figures 5-10 et 5-11 présentent les spectres des rayonnements  $\gamma$  émis par l'alumine Guelma et le ciment blanc respectivement.







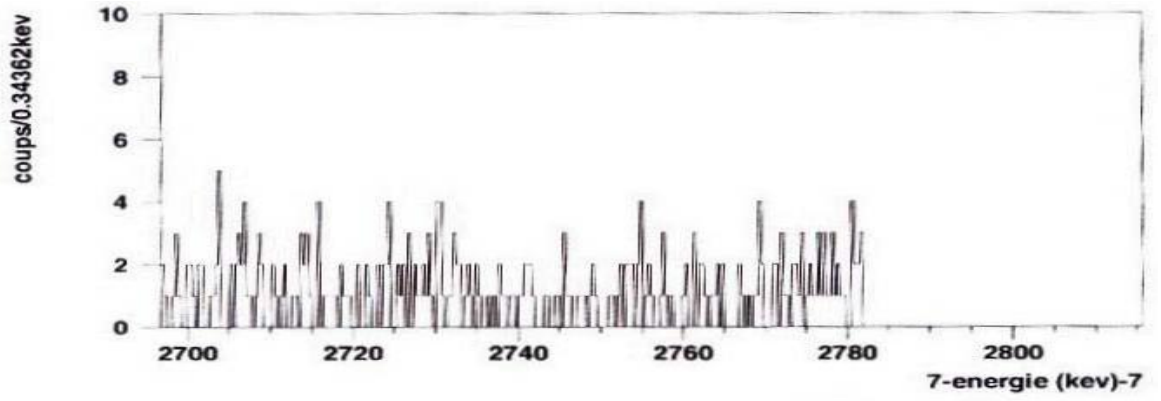
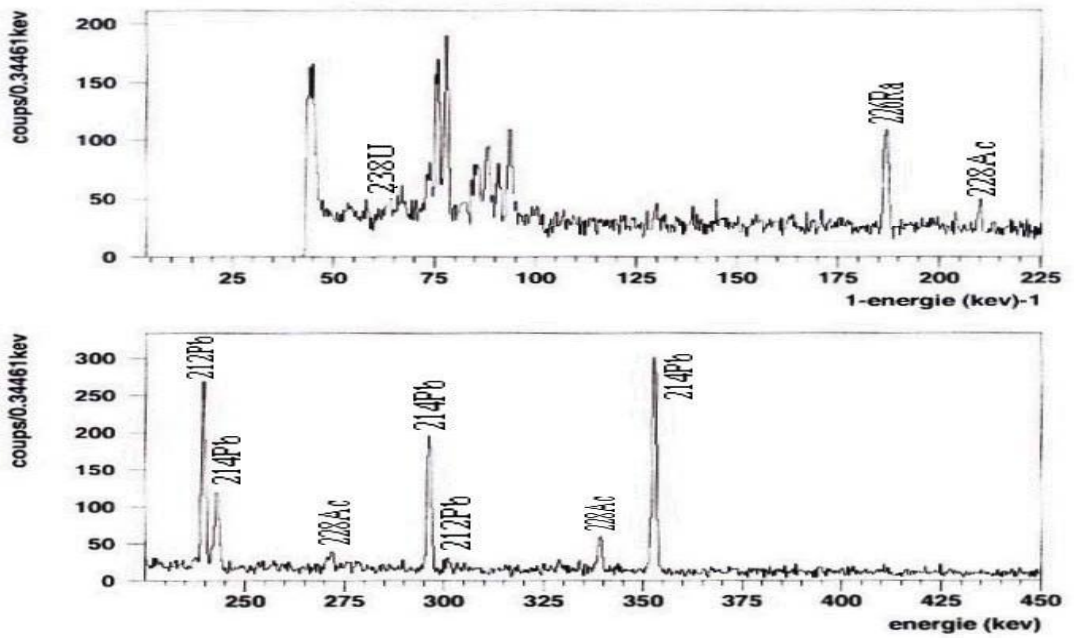
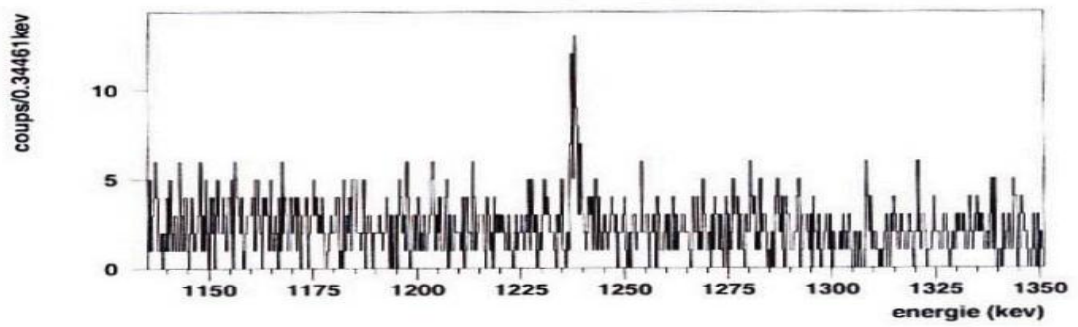
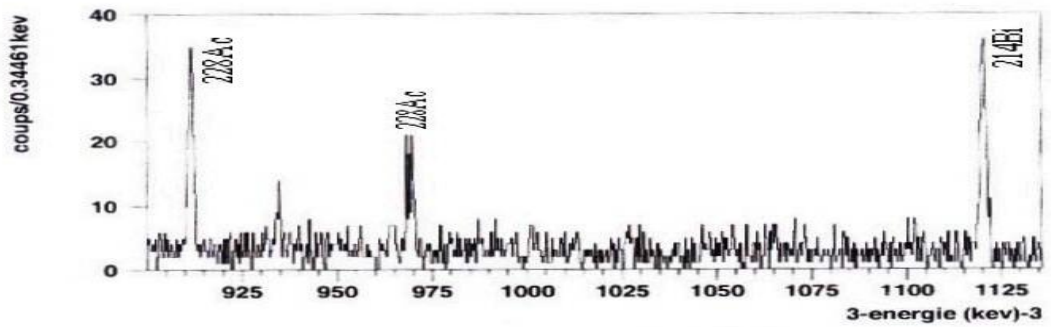
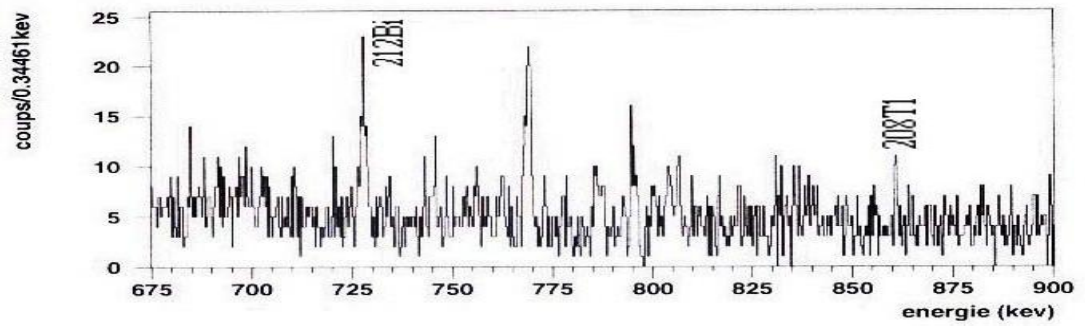
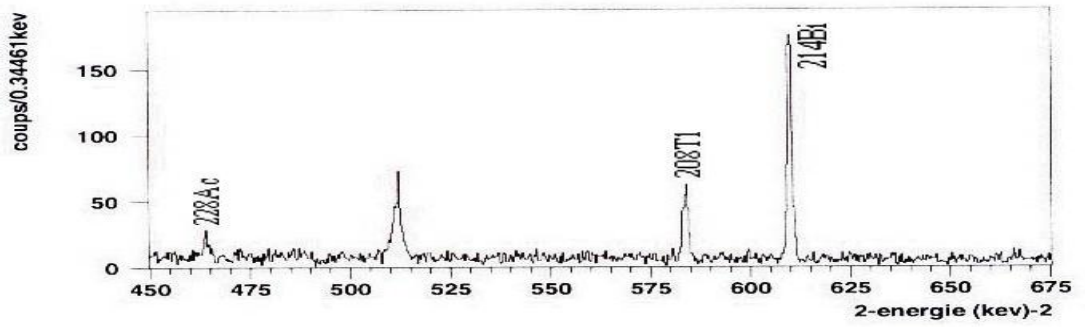
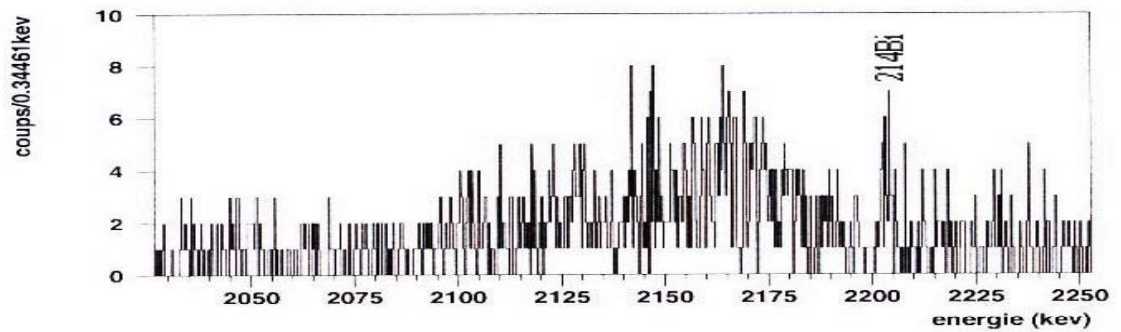
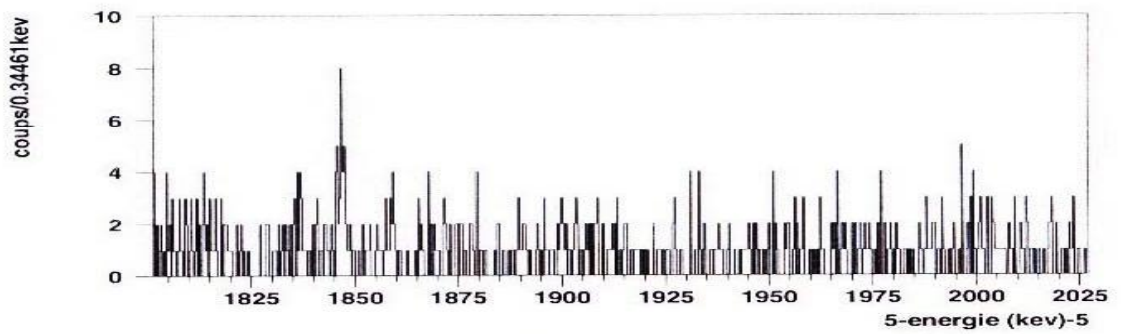
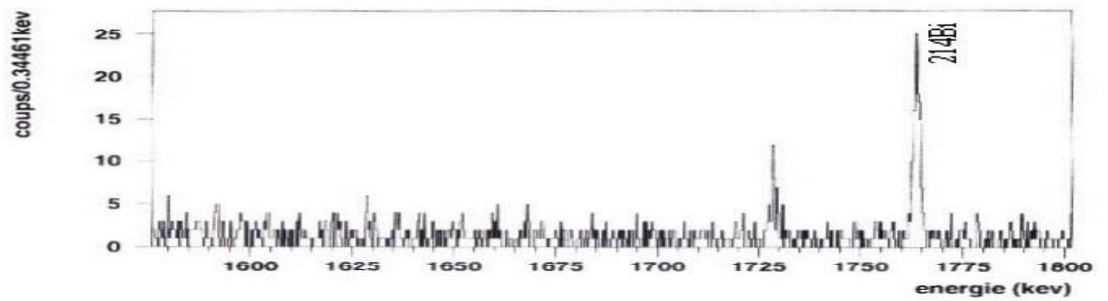
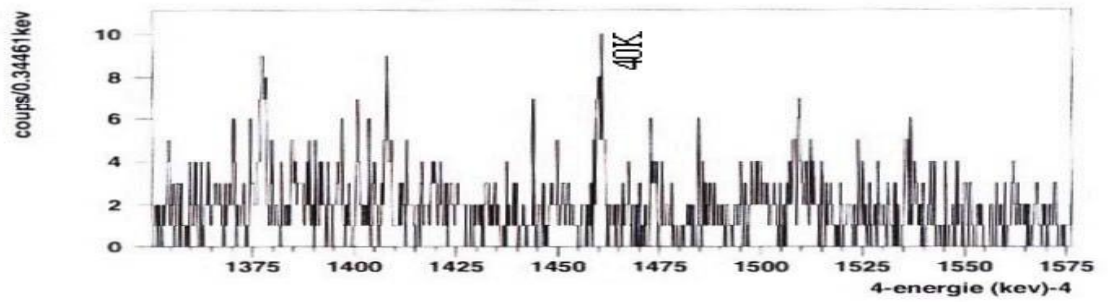


Figure 5-10 : Spectre des rayonnements  $\gamma$  émis par l'alumine Guelma(détecteur Muguet)









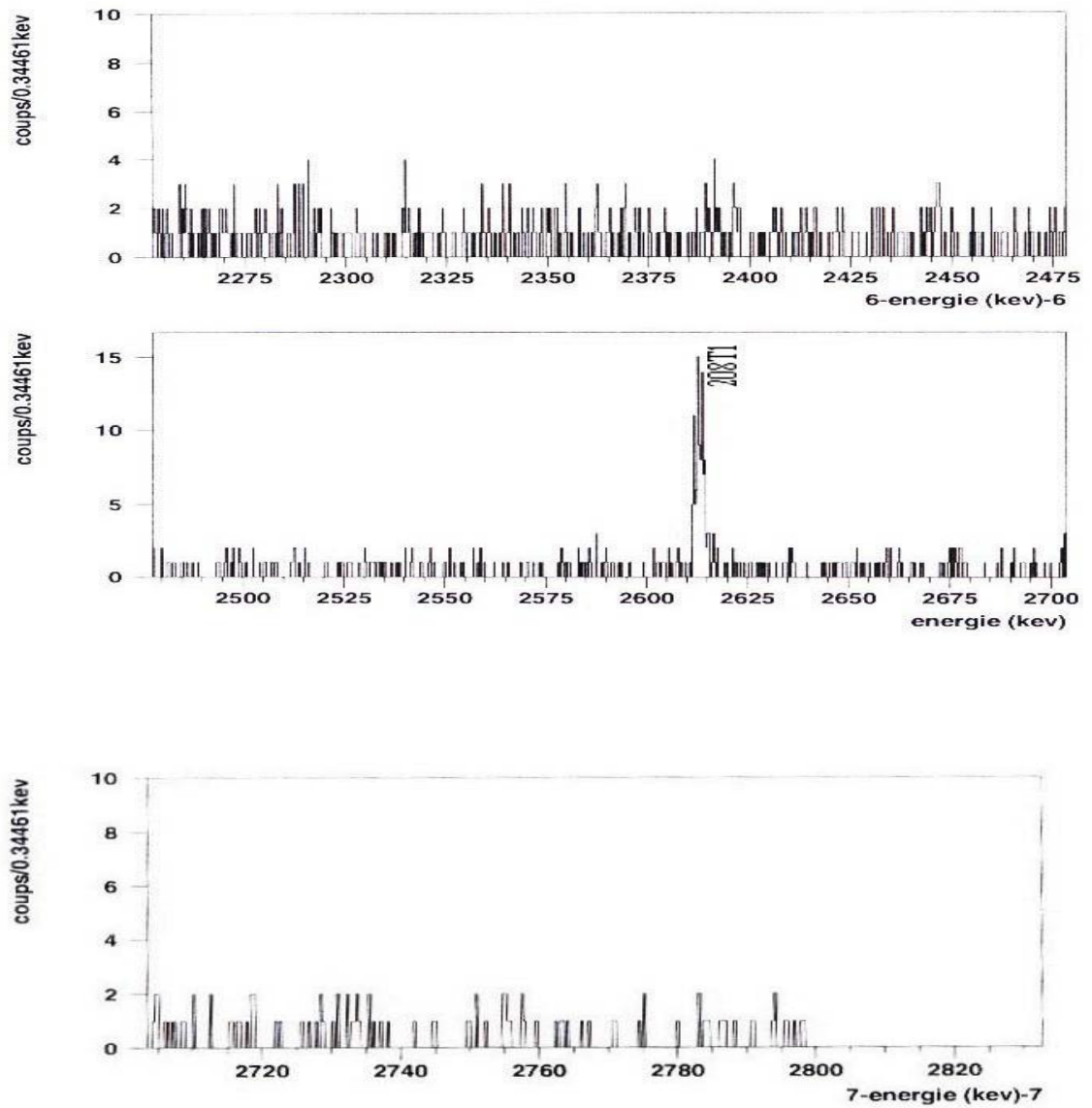


Figure 5-11 : Spectre des rayonnements  $\gamma$  émis par le ciment blanc (détecteur Géranium)



### 5.4.1 Résultats des mesures

Comme nous l'avions dit, la spectrométrie gamma nous permet de faire une analyse qualitative et quantitative adéquate.

D'après l'analyse qualitative des spectres obtenus de nos échantillons, nous pouvons remarquer aisément qu'ils contiennent les mêmes éléments radioactifs reflètent l'existence des familles radioactive,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$  et aussi l'élément  $^{40}\text{K}$ .

Pour les radioéléments artificiels, nous avons constaté la présence du  $^{137}\text{Cs}$  en très faible concentration dans les échantillons suivants : ciment, ciment blanc, parpaing, brique rouge, kaolin  $\text{KT}_2$  avec les concentrations suivantes :  $(0.22 \pm 0.08) \text{ Bq kg}^{-1}$ ,  $(0.03 \pm 0.02) \text{ Bq kg}^{-1}$ ,  $(0.02 \pm 0.03) \text{ Bq kg}^{-1}$ ,  $(0.04 \pm 0.05) \text{ Bq kg}^{-1}$ ,  $(0.04 \pm 0.06) \text{ Bq kg}^{-1}$  respectivement.

On ce qui concerne l'analyse quantitative, les activités spécifiques des séries de  $^{238}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$  et  $^{232}\text{Th}$  ont été mesurées à travers la moyenne des raies gamma (63, 1001) keV pour  $^{238}\text{U}$ , (186, 241.9, 295.1, 351.9, 609.3, 1120.3, 1764.5, 2204.1) keV pour  $^{226}\text{Ra}$ , (143.8, 163.4, 205.3) keV pour  $^{235}\text{U}$ , (209.4, 270.3, 338.4, 463.1, 911.2, 969, 727.2) keV pour  $^{228}\text{Ac}/^{228}\text{Ra}$ , (238.6, 300, 583, 860.6, 2614.3) keV pour  $^{228}\text{Th}$ , et 1460.8 pour  $^{40}\text{K}$ .

Les valeurs moyennes de radioactivité spécifique du :  $^{226}\text{Ra}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{40}\text{K}$  et  $^{235}\text{U}$  mesurées, pour les différents matériaux, sont présentés dans les tableaux 5-8, 5-9, 5-10 et 5-11 :

Matériaux	Activité spécifique ( $\text{Bq kg}^{-1}$ )				
	$^{226}\text{Ra}$	$^{238}\text{U}$	$^{232}\text{Th}$	$^{40}\text{K}$	$^{235}\text{U}$
ciment	$48.95 \pm 3.85$	$48.50 \pm 5.62$	$20.97 \pm 2.71$	$233.20 \pm 21.33$	$2.01 \pm 0.35$
ciment blanc	$17.24 \pm 1.47$	$17.63 \pm 2.79$	$5.52 \pm 0.87$	$3.53 \pm 0.94$	$0.86 \pm 0.23$
parpaing	$23.67 \pm 1.84$	$23.74 \pm 3.12$	$0.78 \pm 0.19$	$12.02 \pm 1.40$	$0.98 \pm 0.17$
brique rouge	$48.58 \pm 3.31$	$48.00 \pm 5.10$	$49.64 \pm 6.04$	$623.57 \pm 55.79$	$1.87 \pm 0.28$
kaolin $\text{KT}_2$	$146.40 \pm 10.41$	$145.17 \pm 13.77$	$104.29 \pm 12.42$	$680.94 \pm 61.02$	$6.71 \pm 0.82$

Tableau 5-8 : Activités spécifiques de matériaux de construction mesurées par le détecteur géranium, avec une analyse manuelle des pics

Matériaux	Activité spécifique (Bq kg <sup>-1</sup> )				
	<sup>226</sup> Ra	<sup>238</sup> U	<sup>232</sup> Th	<sup>40</sup> K	<sup>235</sup> U
ciment	42.70±1.60	45.57±3.92	22.99±1.98	249.22±18.58	1.73±0.21
ciment blanc	14.39±0.64	14.42±1.66	6.03±0.96	3.83±0.86	0.60±0.12
parpaing	22.05±0.95	23.40±2.30	1.05±0.43	14.79±1.43	1.11±0.15
alumine guelma	34.58±1.25	34.91±3.39	1.88±0.68	42.37±3.63	1.51±0.21

Tableau 5-9 : Activités spécifiques de matériaux de construction mesurées par le détecteur muguet, avec une analyse manuelle des pics

Matériaux	Activité spécifique (Bq kg <sup>-1</sup> )				
	<sup>226</sup> Ra	<sup>238</sup> U	<sup>232</sup> Th	<sup>40</sup> K	<sup>235</sup> U
ciment	47.26±2.25	43.70±10.02	22.11±2.01	227.10±5.38	2.92±0.63
ciment blanc	17.01±1.07	17.01±1.07	5.45±0.79	1.06±1.35	1.2±0.09
parpaing	23.86±1.02	18.74±2.33	0.84±0.20	10.36±1.21	0.94±0.18
brique rouge	45.98±2.02	45.93±5.11	51.48±1.94	604.04±7.80	2.88±0.31
kaolin KT <sub>2</sub>	146.89±5.39	139.02±15.89	104.26±4.22	658.20±12.72	5.94±1.22

Tableau 5-10 : Activités spécifiques de matériaux de construction mesurées par le détecteur géranium, avec une analyse automatique des pics

Matériaux	Activité spécifique (Bq kg <sup>-1</sup> )				
	<sup>226</sup> Ra	<sup>238</sup> U	<sup>232</sup> Th	<sup>40</sup> K	<sup>235</sup> U
ciment	40.88±1.47	39.08±3.23	21.19±2.26	243.47±3.65	2.72±0.33
ciment blanc	13.66±1.08	13.30±1.82	6.64±1.21	3.63±1.10	1.00±0.10
parpaing	21.78±0.97	18.91±1.92	1.19±0.61	14.53±1.05	0.89±0.23
alumine guelma	34.26±1.52	33.94±3.16	2.11±1.29	42.07±2.06	1.55±0.22

Tableau 5-11 : Activités spécifiques de matériaux de construction mesurées par le détecteur muguet, avec une analyse automatique des pics

Par comparaison entre les tableaux 5-8 avec 5-10, et 5-9 avec 5-11. Les activités mesurées par l'analyse manuelle des pics s'accordent bien avec celles obtenues par l'analyse automatique des pics pour chaque détecteur. On ajoute que l'analyse automatique est plus rapide, facile et elle se base sur les valeurs d'efficacité et de calibration expérimentales.

L'activité spécifique du  $^{40}\text{K}$  varie de  $(3.53 \pm 0.94) \text{ Bq kg}^{-1}$  dans le ciment blanc, à  $(680.94 \pm 61.02) \text{ Bq kg}^{-1}$  dans le kaolin  $\text{KT}_2$ . La plus grande valeur de l'activité spécifique du  $^{238}\text{U}$  est  $(145.17 \pm 13.77) \text{ Bq kg}^{-1}$  dans le kaolin  $\text{KT}_2$ , tandis que la plus faible valeur est  $(14.42 \pm 1.66) \text{ Bq kg}^{-1}$  dans le ciment blanc. Dans le cas du  $^{232}\text{Th}$  l'activité spécifique varie de  $(0.78 \pm 0.19) \text{ Bq kg}^{-1}$  du parpaing, à  $(104.29 \pm 12.42) \text{ Bq kg}^{-1}$  dans le kaolin  $\text{KT}_2$ . Concernant le  $^{235}\text{U}$  sa concentration varie de  $(0.60 \pm 0.12) \text{ Bq kg}^{-1}$  du ciment blanc, à  $(6.71 \pm 0.82) \text{ Bq kg}^{-1}$  du kaolin  $\text{KT}_2$ .

A l'exception du parpaing dans le cas de  $^{232}\text{Th}$ , le ciment blanc a les plus faibles activité spécifique, en revanche les plus grandes valeurs de l'activité spécifique sont obtenues dans le kaolin.

A l'exception du ciment blanc et le parpaing, le ciment, la brique rouge, l'alumine Guelma et le kaolin  $\text{KT}_2$  ont une activité spécifique moyenne en  $^{238}\text{U}$  supérieur à la valeur moyenne mondiale de sol qui vaut  $35 \text{ Bq kg}^{-1}$  [21]. A l'exclusion du brique rouge et le kaolin  $\text{KT}_2$ , la concentration en  $^{232}\text{Th}$  dans les matériaux de construction est inférieure à  $30 \text{ Bq kg}^{-1}$ . Les activités spécifiques obtenues en  $^{40}\text{K}$  du brique rouge et le kaolin  $\text{KT}_2$  excèdent la valeur moyenne de sol qui vaut  $400 \text{ Bq kg}^{-1}$ .

### 5.4.2 Dosimétrie

#### Le radium équivalent ( $\text{Ra}_{\text{eq}}$ )

Le  $^{226}\text{Ra}$ ,  $^{232}\text{Th}$  et  $^{40}\text{K}$ , ont une distribution non uniforme dans les matériaux de construction. Pour comparer les activités spécifiques de matériaux de construction contenant différentes quantités du  $^{226}\text{Ra}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{40}\text{K}$  on utilise l'activité de radium équivalent. On note aussi que l'exposition due au rayonnement gamma est défini par le terme d'activité de radium équivalent  $\text{Ra}_{\text{eq}}$  donné par l'expression suivante 5.6 [22] :

$$\text{Ra}_{\text{eq}} = C_{\text{Ra}} + 1.43C_{\text{Th}} + 0.077C_{\text{K}} \quad (5.6)$$

dans laquelle :  $C_{\text{Ra}}$ ,  $C_{\text{Th}}$  et  $C_{\text{K}}$  sont les activités moyennes en  $\text{Bq kg}^{-1}$  du  $^{226}\text{Ra}$ ,  $^{232}\text{Th}$  et  $^{40}\text{K}$  respectivement. La relation 5.6 est basée sur l'effet que  $370 \text{ Bq kg}^{-1}$  de  $^{226}\text{Ra}$ ,  $259 \text{ Bq kg}^{-1}$  de  $^{232}\text{Th}$  et  $4810 \text{ Bq kg}^{-1}$  de  $^{40}\text{K}$  produisent la même dose équivalente de rayonnement gamma.

La deuxième colonne du tableau 5-14 résume les résultats du  $\text{Ra}_{\text{eq}}$  de nos échantillons. Ces valeurs varient de  $(25.40 \pm 2.79) \text{ Bq kg}^{-1}$  du ciment blanc, à  $(347.97 \pm 32.87) \text{ Bq kg}^{-1}$  du kaolin  $\text{KT}_2$ , qui sont inférieurs au maximum de la valeur admissible de  $370 \text{ Bq kg}^{-1}$  déterminer dans le rapport UNSCEAE (1988) [21]. Cette valeur est équivalente à une dose de  $1.5 \text{ mSvy}^{-1}$  [22].

On peut dire que tous les matériaux de construction étudiés ne présentent pas un risque radiologique significatif.

D'après les études publiées, le  $Ra_{eq}$  varie considérablement d'un matériau à un autre ainsi que sur le site de prélèvement [22]. Pour mieux expliquer, le tableau 5-12 présente l'étude de quelques matériaux de construction Algérienne [23].

Matériaux	Activité spécifique ( $Bq\ kg^{-1}$ )			$Ra_{eq}$ ( $Bq\ kg^{-1}$ )
	$^{226}Ra$	$^{232}Th$	$^{40}K$	
ciment	$41 \pm 7$	$27 \pm 3$	$422 \pm 3$	$112 \pm 8.2$
plâtre	$50 \pm 8$	$21 \pm 2$	$275 \pm 2$	$101 \pm 8.5$
toit amiante	$19 \pm 2$	$12 \pm 1$	$192 \pm 2$	$51 \pm 3$
brique rouge	$65 \pm 7$	$51 \pm 5$	$675 \pm 4$	$190 \pm 9.5$
céramique	$55 \pm 5$	$41 \pm 4$	$410 \pm 4$	$145 \pm 7.5$
marbre	$23 \pm 2$	$18 \pm 2$	$310 \pm 3$	$73 \pm 4.1$
graviers	$24 \pm 3$	$10 \pm 1$	$259 \pm 2$	$58 \pm 3.7$
brique en argile	$47 \pm 6$	$35 \pm 4$	$425 \pm 3$	$130 \pm 7.8$
sable	$12 \pm 1$	$7 \pm 1$	$74 \pm 7$	$28 \pm 7.1$
lime/limestone	$16 \pm 3$	$13 \pm 2$	$36 \pm 3$	$37 \pm 4.7$
la moyenne en Algérie <sup>a</sup>	50 (30 pour $^{238}U$ )	25	370	—
la moynde mondial <sup>a</sup>	35 (35 pour $^{238}U$ )	30	400	370

*a* :du rapport UNSCEAR[20]

Tableau 5-12 : La concentration de matériaux de construction Algérienne

Regardant les éléments communs étudiés dans les tableaux 5-8, 5-12 et 5-14, on peut confirmer la variation entre les activités spécifiques et le  $Ra_{eq}$  pour le même matériau. Cette variation est due à la différence du site de prélèvement.

Dans tableau 5-13, on présente les valeurs de la radioactivité spécifique et le  $Ra_{eq}$  obtenus dans quelque pays[22].

Matériaux	Pays	Activité (Bq kg <sup>-1</sup> )			Ra <sub>eq</sub> (Bq kg <sup>-1</sup> )
		<sup>238</sup> U	<sup>232</sup> Th	<sup>40</sup> K	
sable	Algérie	12±1	7±1	74±7	28±7.1
	Brésil	10.2	12.6	51	34.0
	Cameroun	14±1	31±1	286±13	104.06
	Egypte	9.2	3.3	47.3	16.6
	Inde	9.4	52.05	65.5	84.15
	Pakistan	25.1	14.6	188.1	(41.1-85.6)60.5
	Zambie	24±1	26±2	714±17	117±12
Portland ciment	Algérie	41±7	27±3	422±3	112±8.1
	Cameroun	27±4	15±1	277±16	70.1
	Egypte	31.3	11.1	48.6	50.9
	Inde	45.92	42.3	36.16	108.5
	Ville Qena(Egypte)	134±67	88±35	416±162	—
brique rouge	Zambie	23±2	32±3	134±13	79±11
	Algérie	65±7	51±5	675±4	190±9.5
	Brésil	46.8±19.4	119.9±110.6	322±152	247.7±170.3
	Cameroun	49.6±0.3	91±2	172±4	193.34
	Egypte	24.5	24.4	227	77
	Egypte	24.0	24.1	258	78
	Inde	18.03	33.33	44.8	69.15
	Ville Qena(Egypte)	33±20	37±17	511±158	—
	Zambie	32±2	81±7	412±19	180±22
	graviers	Egypte	9.8	3.5	62.4
Logbadjeck(Cameroun)		24±3	139±13	1161±108	312.51
Ombé(Cameroun)		19.4±0.4	26±2	304±23	80.12
Pakistan		33	32	57	—
marbre	Algérie	23±2	18±2	310±3	73±4.1
	Cameroun	8±2	0.35	19±2	10.15
	Ville Qena(Egypte)	205±83	115±60	865±392	—

Tableau 5-13 : L'activité spécifique et le radium équivalent de quelque matériau de construction de différent pays

### L'index du risque externe ( $H_{ex}$ ) et interne ( $H_{in}$ )

Selon ICRP "International Commission on Radiological Protection" (1977) la limite supérieure de dose de radiation émanée de matériaux de construction est 1.5

mSvy<sup>-1</sup>. Pour limiter la dose de radiation à cette valeur Krieger (1981) [24] propose un model conservateur basé sur l'idée que les murs sont infiniment épais, sans fenêtres et sans portes, afin de calculer l'index du risque externe  $H_{\text{ex}}$  défini par :

$$H_{\text{ex}} = \frac{C_{\text{Ra}}}{370} + \frac{C_{\text{Th}}}{259} + \frac{C_{\text{K}}}{4810} \quad (5.7)$$

Hewamanna et al 2001 [25] ont corrigé ce model, en considérant les murs avec une épaisseur finie et en ajoutant les fenêtres et les portes. Prenant en compte ces corrections, l'équation utilisée pour calculer l'index du risque externe 5.7 devient :

$$H_{\text{ex}} = \frac{C_{\text{Ra}}}{740} + \frac{C_{\text{Th}}}{520} + \frac{C_{\text{K}}}{9620} \quad (5.8)$$

La valeur de  $H_{\text{ex}}$  doit être inférieure à la limite pour que le risque de radiation soit négligeable. L'exposition de radiation due à la radioactivité dans les matériaux de construction doit être limitée à 1.5 mSvy<sup>-1</sup>.

En plus de l'irradiation externe, le radon et ses descendants de courte durée de vie présentent aussi un risque pour les organes respiratoires. L'exposition interne au radon et ses descendants est quantifiée par l'index du risque interne  $H_{\text{in}}$  donné par l'équation suivante [24] :

$$H_{\text{in}} = \frac{C_{\text{Ra}}}{185} + \frac{C_{\text{Th}}}{259} + \frac{C_{\text{K}}}{4810} \quad (5.9)$$

Pour un usage sain des matériaux de construction  $H_{\text{in}}$  doit être inférieur à l'unité.

Les résultats de  $H_{\text{ex}}$  et  $H_{\text{in}}$  sont présentés dans le tableau 5-14. Pour  $H_{\text{ex}}$  toutes les valeurs ne présentent aucun risque, ainsi que  $H_{\text{in}}$  à l'exception du kaolin KT<sub>2</sub> qui excède l'unité ( $H_{\text{in}} = 1.34 \pm 0.12$ ), donc il faut prendre des précautions avec ce matériau de construction.

#### La dose absorbée (D) et la dose effective annuelle (E) :

- Il y a une inquiétude concernant quelques constructions qui peuvent causer une dose de radiation excessive sur le corps humain dû au rayon gamma émit par le <sup>214</sup>Pb et <sup>214</sup>Bi descendant du <sup>226</sup>Ra. La chaîne de décroissance du <sup>232</sup>Th et du <sup>40</sup>K contribue aussi à la dose de radiation totale du corps. Pour les matériaux contenant les produits radioactifs naturels <sup>238</sup>U, <sup>232</sup>Th et <sup>40</sup>K le taux de la dose absorbée D est donnée par la formule [24] :

$$D = 0.427 C_{\text{U}} + 0.662 C_{\text{Th}} + 0.0432 C_{\text{K}} \quad (5.10)$$

où  $C_{\text{U}}$ ,  $C_{\text{Th}}$  et  $C_{\text{K}}$  sont les activités moyennes du <sup>238</sup>U, <sup>232</sup>Th et <sup>40</sup>K en Bq kg<sup>-1</sup> respectivement. Les nombres 0.427, 0.662 et 0.0432 présentent les facteurs de conversion de dose en (nGyh<sup>-1</sup> par Bq kg<sup>-1</sup>) du <sup>238</sup>U, <sup>232</sup>Th et <sup>40</sup>K respectivement.

La formule 5.10 est utilisée pour calculer le taux de la dose absorbée dans l'air à 1 m d'hauteur du niveau de la terre.

La cinquième colonne du tableau 5-14 résume les résultats. Le taux de dose dans l'air produit par le kaolin KT<sub>2</sub> est le plus élevé ( $160.31 \pm 16.73$ ) nGyh<sup>-1</sup> en revanche celui du parpaing est le moins élevé ( $11.17 \pm 1.52$ ) nGyh<sup>-1</sup>. La brique rouge et le kaolin KT<sub>2</sub> excèdent la valeur moyenne mondiale de la dose absorbée qui vaut 55 nGyh<sup>-1</sup> [26], tandis que les autres matériaux sont inférieurs à cette valeur, on outre le kaolin KT<sub>2</sub> est aussi loin de la gamme mondiale de la dose absorbée ( $18 - 93$ ) nGyh<sup>-1</sup> [27].

- Finalement pour calculer le taux de dose effective annuel E (mSvy<sup>-1</sup>) on utilise le coefficient de conversion de dose absorbée dans l'air à la dose effective ( $0.7 \text{ Sv.Gy}^{-1}$ ) [28] et aussi le facteur d'occupation intérieur. E est calculé par la formule [22] :

$$E = D \cdot O_f \cdot C_f$$

Tel que D est donné par la formule 5.10, O<sub>f</sub> est le facteur d'occupation d'une année ( $0.8 \times 365 \times 24 \approx 7010 \text{ hy}^{-1}$ ) et C<sub>f</sub> est le coefficient de conversion.

La sixième colonne du tableau 5-14 résume les résultats obtenus. Pour nos échantillons la dose effective annuelle varie de ( $54.82 \pm 7.46$ ) μSvy<sup>-1</sup> du parpaing à ( $786.66 \pm 82.08$ ) μSvy<sup>-1</sup> du kaolin KT<sub>2</sub>. A l'exception de  $786.66 \mu\text{Svy}^{-1}$  du kaolin KT<sub>2</sub> toutes les autres valeurs sont inférieures à la dose effective moyenne mondiale qui vaut  $460 \mu\text{Svy}^{-1}$  du sol [26].

Matériaux	Ra <sub>eq</sub> (Bq kg <sup>-1</sup> )	H <sub>ex</sub>	H <sub>in</sub>	D (nGyh <sup>-1</sup> )	E (μSvy <sup>-1</sup> )
ciment	96.90±9.36	0.13±0.01	0.39±0.04	44.62±5.11	218.95±25.06
ciment blanc	25.40±2.79	0.034±0.004	0.11±0.01	11.33±1.81	55.61±8.87
parpaing	25.72±2.22	0.035±0.003	0.13±0.01	11.17±1.52	54.82±7.46
brique rouge	167.59±16.25	0.23±0.02	0.58±0.05	80.17±8.58	393.41±42.10
kaolin	347.97±32.87	0.47±0.04	1.34±0.12	160.31±16.73	786.66±82.08
alumine guelma	40.53±2.50	0.055±0.003	0.20±0.01	17.97±2.05	88.19±10.07

Tableau 5-14 : Activité de radium équivalent Ra<sub>eq</sub>, index de risque externe et interne H<sub>ex</sub>, H<sub>in</sub>, taux de la dose absorbé D et la dose effective annuelle E de matériaux de construction

## Conclusion

Le travail, effectué a porté sur l'étude et le contrôle de l'environnement par la détermination de la radioactivité naturelle présente dans quelques matériaux de construction (ciment de Hamma Bouziane, ciment blanc, parpaing, brique rouge, kaolin de Guelma et kaolin de Mélia) de l'est de l'Algérie.

Les mesures effectuées sur les différents échantillons nous ont permis de quantifier les éléments radioactifs naturels suivant :  $^{226}\text{Ra}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{235}\text{U}$  et le  $^{40}\text{K}$ . Il faut aussi noter l'absence des éléments radioactifs artificiels dans nos échantillons. Cela montre que les sites de prélèvements ne présentent aucune contamination.

La technique utilisée pour effectuer ces mesures est la spectroscopie gamma à très bas bruit de fond. Deux détecteurs GeHP ont été utilisés pour effectuer ces mesures, un détecteur coaxial de  $121\text{ cm}^3$  et un détecteur puit très efficace de  $294\text{ cm}^3$ .

La détermination des activités spécifique des séries de  $^{238}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$  et  $^{232}\text{Th}$  a été faite à travers les raies gamma (63, 1001) keV pour  $^{238}\text{U}$ , (186, 241.9, 295.1, 351.9, 609.3, 1120.3, 1764.5, 2204.1) keV pour  $^{226}\text{Ra}$ , (143.8, 163.4, 205.3) keV pour  $^{235}\text{U}$ , (209.4, 270.3, 338.4, 463.1, 911.2, 969, 727.2) keV pour  $^{228}\text{Ac}/^{228}\text{Ra}$ , (238.6, 300, 583, 860.6, 2614.3) keV pour  $^{228}\text{Th}$ , et 1460.8 pour  $^{40}\text{K}$ .

Les activités spécifiques des différents matériaux mesurés varient de  $(14.42 \pm 1.66 - 145.17 \pm 13.77)\text{ Bq kg}^{-1}$  pour  $^{238}\text{U}$ , de  $(0.78 \pm 0.19 - 104.29 \pm 12.42)\text{ Bq kg}^{-1}$  pour le  $^{232}\text{Th}$ , de  $(3.53 \pm 0.94 - 680.94 \pm 61.02)\text{ Bq kg}^{-1}$  pour le  $^{40}\text{K}$  et de  $(0.60 \pm 0.12 - 6.71 \pm 0.82)\text{ Bq kg}^{-1}$  pour  $^{235}\text{U}$ .

L'activité du radium équivalent  $\text{Ra}_{\text{eq}}$ , l'index du risque externe  $\text{H}_{\text{ex}}$  et interne  $\text{H}_{\text{in}}$ , le taux de dose absorbée  $D$  dans l'air et la dose effective annuelle  $E$  ont été calculés afin d'estimer le risque d'exposition à ces matériaux. Le  $\text{Ra}_{\text{eq}}$  des matériaux de construction étudiés varie entre  $(25.40 - 347.97)\text{ Bq kg}^{-1}$ , qui est inférieur à la limite de  $370\text{ Bq kg}^{-1}$ . Pour  $\text{H}_{\text{ex}}$  et  $\text{H}_{\text{in}}$  toutes les valeurs sont en accord avec les limites sauf le kaolin qui excède l'unité ( $\text{H}_{\text{in}} = 1.34$ ). A l'exception du kaolin avec un  $D = (160.31 \pm 16.73)\text{ nGyh}^{-1}$ , les résultats du taux de dose absorbée se situent dans l'intervalle des valeurs mondiale  $(18-93)\text{ nGyh}^{-1}$ , ainsi que la dose effective annuelle où le kaolin dépasse les normes de  $460\text{ }\mu\text{Svy}^{-1}$  ( $E_{\text{kaolin}} = 786.66 \pm 82.08\text{ }\mu\text{Svy}^{-1}$ ).

En vue les résultats trouvés et à l'exception du kaolin tous les autres matériaux étudiés peuvent être utilisé comme matériaux de construction et cela sans risque.



# Bibliographie

- [1] J.RODIER, J.P.CHASSANY, Manuel de Radioprotection Pratique, Edition MALOINE S.A 1974
- [2] Daniel Blanc, Physique nucléaire, Edition MASSON 1980
- [3] <http://www.freephysique.free.fr/Data/cours%20physique%20B/cours-masse-energie.pdf>
- [4] Daniel Blanc, Les rayonnement ionisants, Edition MASSON 1997
- [5] Walter E.MAYERHOF, Elément de physique nucléaire, Edition DUNOD 1970
- [6] Davide Bertolloto, Aaron Epinev, Gaëtan Girardin, Mesures du Flux Neutronique par Spectrométrie  $\gamma$  et neutron, EPFL-SB-IPEP-LRS, PH-D3-455, version 3.1, 2007
- [7] Marc Jouguet, Cours de Physique Tome IV structure de la matière, Editions EYROLLES 1969
- [8] Winfried Koelzer, GLOSSARY OF NUCLEAR TERMS, Edition November 2007
- [9] S. Hurtado, M. Garcia-Leon, R. Garcia-Tenorio. 2006. Optimized background reduction in low-level gamma-ray spectrometry at a surface laboratory. Appl. Radiat. Isotop.64, 1006-1012
- [10] J.E. Dupuy, Introduction a la physique du rayonnement cosmique Tome 2 physique des basses énergies, Edition DOIN 1972.
- [11] Rémi Torres, Développement et performances d'un spectromètre Ge bas bruit de fond au niveau de la mer, Thèse de doctorat Univ Bordeaux I (1998).
- [12] Abdellatif NACHAB, Etudes expérimentales et modélisations Monte Carlo de l'auto-absorption gamma et de la dosimétrie active par capteurs CMOS. Thèse de doctorat Univ Louis Pasteur –Stasbourg I, et Univ Chouaib Doukkali El jadida, Maroc (2003).
- [13] Fabien COURTINE, Etalonnage d'un spectromètre gamma en vue de la mesure de la radioactivité naturelle. Mesure expérimentales et modélisation par technique de Monte-Carlo, Thèse de doctorat Univ Blaise Pascal (2007).

- [14] Gordon Gilmore. John Hemingway, Practical gamma-ray spectrometry, Edition John Wiley & Sons Ltd 1995.
- [15] [http://www.cenbg.in2p3.fr/rubrique.php3?id\\_rubrique=237&lang=fr](http://www.cenbg.in2p3.fr/rubrique.php3?id_rubrique=237&lang=fr)
- [16] Marie-Christine Lépy and all the participants in the Euromet Action 428, Euromet action 428 : TRANSFER OF Ge DETECTORS EFFICIENCY CALIBRATION FROM POINT SOURCE GEOMETRY TO OTHER GEOMETRIES, rapport CEA-R-5894, 2000
- [17] Michael F. L'Annunziata , Handbook of Radioactivity Analysis 2nd Ed., publisher : Academic Press 2003
- [18] T.M.Semkow, P.P. Parekh, C.D. Schwenker, A.J. Khan, A. Bari, J.F. Colaresi, O.K. Tench, G. David, W.Guryn. 2002. Low-background gamma spectrometry for environmental radioactivity. Appl. Radiat. Isotop.57, 213-223
- [19] M. Hasan, D. Bodizs, Sz. Czifrus., 2002. A simplified technique to determine the self-absorption correction for sediment samples. Appl. Radiat. Isot. 57, 915 918.
- [20] M.JuradoVargas, A.FernandezTimon, N.Cornejo Diaz, D.Perez Sanchez., 2002. Monte Carlo simulation of the self-absorption corrections for natural samples in gamma-ray spectrometry. Appl. Radiat. Isot. 57, 893 898 .
- [21] UNSCEAR, 1988. Sources, effects and risks of ionizing radiation. United Nations Scientific Committee on the effects of atomic radiation. Report to the General Assembly on the Effects of Atomic Radiation, United Nations, New York.
- [22] M. Ngachin, M. Garavaglia, C. Giovani, M. G.KwatoNjock, A.Nourredine., 2007. Assessment of natural radioactivity and associated radiation hazards in some Cameroonian building materials. Radiat. Meas. 42, 61 67
- [23] D. Amrani, M. Tahtat.,2001. Natural radioactivity in Algerian building materials. Appl. Radiat. Isot. 54, 687 689.
- [24] Nour Khalifa Ahmed., 2005. Measurement of natural radioactivity in building materials in Qena city, Upper Egypt. J. Environ Radioact 83, 91-99
- [25] Hewamanna, R., Sumithrachchi, C.S., Mahawatte, P., Nanayakkara, H.L.C., Ratnayake, H.C., 2001. Natural radioactivity and gamma dose from Sri Lankan clay bricks used in building construction. Appl. Radiat. Isot. 54, 365-369.
- [26] Yang, Y., Wu, X., Jiang, Z., Wang, W., Lu, J., Lin, J., Wang, L., Hsia, Y., 2005. Radioactivity concentration in soils of the Xiazhuang granite area. China. Appl. Radiat. Isot. 63, 255 259.
- [27] Akhtar, N., Tufail, M., Ashraf, M., Mohsin Iqbal, M., 2005. Measurement of environmental radioactivity for estimation of radiation exposure from saline soil of Lahore, Pakistan. Radiat. Meas. 39, 11 14.

- [28] UNSCEAR, 2000. Sources and effects of ionizing radiation. United Nations Scientific Committee on the Effects of Atomic Radiation. Report to the general assembly. Annex B : exposures from natural radiation sources, United Nations, New York..

## ملخص

النشاط الإشعاعي موجود في الغلاف الجوي، سطح القشرة الأرضية و حتى في غذائنا. مصادرہ مختلفة طبيعية، اصطناعية وكونية.

إن تعيين المستوى الإشعاعي لعينة ما له عدة فوائد منها مراقبة البيئة وحتى في تجارب الفيزياء الأساسية. مواد البناء مستعملة بكثرة، وتمثل مصدر مهم للإشعاعات الطبيعية التي نتعرض لها يوميا والناجئة عن العناصر التالية  $^{238}\text{U}$ ,  $^{226}\text{Ra}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$  و  $^{40}\text{K}$ .

في هذا العمل نقوم بحساب النشاط الإشعاعي النوعي ( $\text{Bqkg}^{-1}$ ) لعدد من مواد البناء المأخوذة من الشرق الجزائري رمل حامة بوزيان، الرمل الأبيض، الأجر، الأجر الأحمر، و عينتين من الكاولا إحداهما غنية بالألومين من جبل دباغ بقالمة والأخرى فقيرة من الألومين من مصنع من الميلية.

تقنية القياس هي المطيافية غاما ذات ضجيج إشعاعي ضعيف. إن هذه التقنية الغير هدامة هي الأنجع للقياس النوعي و الكمي للعناصر المشعة الموجودة في مادة ما.

القيم المقاسة للنشاط النوعي للعناصر  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{226}\text{Ra}$ ,  $^{232}\text{Th}$  و  $^{40}\text{K}$  سمحت لنا بحساب معاملات الوقاية من الإشعاعات وهي : معامل الراديويم المكافئ  $R_{\text{eq}}$ ، معامل الخطر الخارجي  $H_{\text{ex}}$  و الخطر الداخلي  $H_{\text{in}}$ ، الكمية الممتصة  $D$  و الكمية السنوية الفعالة  $E$ . هذه العوامل تساعدنا على تعيين خطر تعرض الإنسان إلى النشاط الإشعاعي الطبيعي الناجم عن مواد البناء.

**الكلمات المفتاحية:** النشاط الإشعاعي، المطيافية غاما، مواد البناء، قياس الكميات، الضجيج الإشعاعي الضعيف.

## Abstract

Radioactivity is present in atmosphere earth and in our feeding too. It has several origins natural, artificial and cosmic. The characterisation of sample radioactivity level present many interests in environmental control and for physical fundamental experiences.

Building materials are commonly used and cause direct radiation exposure because they containing naturally occurring radionuclides  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{226}\text{Ra}$ ,  $^{232}\text{Th}$ , and  $^{40}\text{K}$ .

In this work we have measured the specific activity ( $\text{Bq Kg}^{-1}$ ) of some building material collected from the east of Algeria: cement from Hamma Bouziane, white cement, breeze-bloc, red clay and two kaolins, one rich in alumina tacked from Djebel Debegh of Guelma and the other one non rich in alumina obtained from Melia.

Samples were measured for their radioactivity contents using gamma spectrometer at low background. This non destructive method is the most suitable one for samples radioelements identification and quantification.

The activity specific measured values of  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{226}\text{Ra}$ ,  $^{232}\text{Th}$  and  $^{40}\text{K}$  allow us to calculate radium equivalent  $\text{Ra}_{\text{eq}}$ , external hazard index  $\text{H}_{\text{ex}}$ , internal hazard index  $\text{H}_{\text{in}}$ , absorbed dose rate  $\text{D}$  and annual effective dose rate  $\text{E}$ . These factors enable us to estimate the public exposure of natural radioactivity due to building material.

**Key words:** radioactivity, gamma spectrometry, building materials, dosimetry, low background.

## Résumé

La radioactivité est présente dans l'atmosphère, la croûte terrestre et même dans notre alimentation. Elle est aussi d'origines diverses naturelle, artificielle et cosmique. La caractérisation du niveau de radioactivité d'un échantillon présente de nombreux intérêts dans le contrôle de l'environnement et pour des expériences de physique fondamentale.

Les matériaux de construction sont très répandus et représentent une bonne partie des sources de radiation dont nous sommes exposés quotidiennement parce qu'ils contiennent les éléments radioactifs naturels  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{226}\text{Ra}$ ,  $^{232}\text{Th}$ , et  $^{40}\text{K}$ .

Dans ce travail, on a mesuré l'activité spécifique en Bq/kg de quelques matériaux de construction de l'est de l'Algérie : le ciment de Hama Bouziane, le ciment blanc, le parpaing, la brique rouge, et deux kaolins, une riche en alumine prélevée du Djebel Debehg de Guelma et l'autre non riche en alumine de Melia.

Les mesures ont été effectuées à l'aide d'un spectromètre gamma à très bas bruit de fond. Cette méthode non destructive est la mieux adaptée pour l'identification et la quantification de différents radioéléments dans un échantillon.

Les valeurs mesurées des activités spécifiques de  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{226}\text{Ra}$ ,  $^{232}\text{Th}$  et  $^{40}\text{K}$ , nous ont permis de calculer les facteurs de radioprotection suivants : le radium équivalent  $\text{Ra}_{\text{eq}}$ , l'index du risque externe  $\text{H}_{\text{ex}}$  et interne  $\text{H}_{\text{in}}$ , le taux de dose absorbée  $\text{D}$  et le taux de dose effective annuel  $\text{E}$ . Ces facteurs nous ont permis d'estimer le risque d'exposition de la population à la radioactivité naturelle due aux matériaux de construction.

**Mots clés:** radioactivité, spectrométrie gamma, matériaux de construction, dosimétrie, bas bruit de fond.