

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

Université Ferhat Abbas–SETIF
UFAS (ALGERIE)

Mémoire
Présenté à la Faculté des Sciences
Département de Physique

Pour l'obtention du diplôme de

MAGISTER
Option : Génie Physique

Par

BOUCHAMA RAFIK

THEME

**Détermination de la radioactivité gamma d'un sol contaminé
par une explosion nucléaire.**

Soutenu Publiquement le 27/10/2009
Devant la commission d'examen :

Président :	L.LOUAIL	Professeur	Université Ferhat Abbas- Sétif
Rapporteur :	A.BOUCEENNA	Professeur	Université Ferhat Abbas- Sétif
Examineur :	D.MAOUCH	MC	Université Ferhat Abbas- Sétif
	A. BELAFRITES	MC	Université A/Hak Ben Hammouda Jijel
Invité:	Mme.MAIZA-AMRANI	MC	Université Ferhat Abbas- Sétif

Remerciements

Je remercie Dieu pour m'avoir permis d'aller jusqu'au bout de ce mémoire.

Je tiens à remercier la Direction Générale du Centre de Recherche Nucléaire de Birine (CRNB) pour les facilités et les moyens offerts pendant toute la durée de mon travail et qui m'ont permis de mener à bonne fin cette thèse.

J'exprime ma profonde reconnaissance au Professeur L.LOUAIL, pour avoir accepté de présider le jury et messieurs D.MAOUCH, A. BELAFRITES pour avoir accepté de prendre part à ce jury. Je les remercie tous ensemble pour avoir accepté de mettre leur savoir et leur expérience au profit de ce mémoire.

Je voudrais remercier particulièrement mon promoteur, le Professeur A. BOUCENNA, pour le soutien prodigué tout au long du parcours de cette étude et lui exprimer toute ma reconnaissance et toute ma gratitude pour avoir encadré ce travail et pour la confiance qu'il m'a accordé, ses conseils et ses encouragements.

Je remercie également, Mme N.Maiza- amrani, monsieur et S.Amzert de m'avoir aidé dans la finalisation du manuscrit.

Merci à ma famille qui m'a soutenu tout au long de cette période.

Mes remerciements vont à l'adresse de tous ceux qui, de près ou de loin, ont aidé à la concrétisation de ce travail, qu'ils trouvent ici l'expression de ma profonde gratitude.

Résumé

Dans le cadre d'une étude concernant l'impact sur l'homme et l'environnement des essais nucléaires de la région du In-Ikker de Wilaya de tamenrasset dans le sud Algérienne, une série de mesures préliminaires a été récemment conduite. Huit échantillons de sol (lave et sable) ont été prélevés de deux sites Taourirt Tan Afella, et Adrar tekertine de la région de In-Ikker. L'analyse de ces échantillons de sol par spectrométrie gamma a révélé la présence d'une activité gamma totale par échantillon de 4397867 Bq/g - 12650.1 Bq/g due à la présence des radio-isotopes ^{241}Am , ^{239}Pu , ^{133}Ba , ^{60}Co , ^{137}Cs , ^{152}Eu , ^{154}Eu , ^{155}Eu , ^{228}Th , ^{40}K , et ^{228}Ra .

Mots clés: radioactivité artificiel, essai nucléaire, activité spécifique, spectrométrie gamma ...

Abstract

A set of preliminary measurements have been conducted in order to study the impact on the environment and the man of the nuclear tests of the In Ikker located in the Wilaya of tamenrasset in south of Algeria, eight samples of soil (lava, and sand) have been collected of the tow sites (Taourirt Tan Afella, and Adrar tekertine). The analyses of these samples have been achieved gamma spectrometry technique revealing a total gamma activity (4397867 Bq/g - 12650.1 Bq/g), due to the presence of the following radioisotopes: ^{241}Am , ^{239}Pu , ^{133}Ba , ^{60}Co , ^{137}Cs , ^{152}Eu , ^{154}Eu , ^{155}Eu , ^{228}Th , ^{40}K , and ^{228}Ra .

Key words: artificial radioactivity, nuclear tests, specific activity, gamma spectrometry,.

ملخص

في إطار القيام بدراسة تأثير التجارب النووية على البيئة والإنسان بمنطقة عين ايكير، ولاية تمنراست بالجنوب الجزائري، ثمان عينات من نوع تراب (تربة بركانية، رمل)، أخذت من منطقتي (تاويرت تان افلا، ادرار تيكرتين)، استعملت تقنية المطيافية غاما لتحديد النشاطية النوعية، حيث قدرت بين (4397867 Bq/g - 12650.1 Bq/g) الناتجة عن النظائر ^{241}Am , ^{239}Pu , ^{133}Ba , ^{60}Co , ^{137}Cs , ^{152}Eu , ^{154}Eu , ^{155}Eu , ^{228}Th , ^{40}K , ^{228}Ra .

الكلمات المفتاحية: النشاط الإشعاعي الاصطناعي، النشاطية النوعية، المطيافية غاما، التجارب النووية.

A mes Parents et à ma Femme.

SOMMAIRE

Table des matières

<i>Introduction</i>	1
 <i>Chapitre 1 : la radioactivité</i>	2
1. Définition	2
2. Loi de l'émission radioactive	2
2.1. Constante radioactive.....	2
2.2. Activité radioactive	2
2.3. La période radioactive.....	3
2.4. Filiation radioactive.....	4
3. Les divers modes de désintégration radioactive	6
3.1. La radioactivité alpha	6
3.2. La radioactivité bêta	7
3.3. La désintégration γ	8
3.4. Autres voies de désintégration.....	9
4. Origine de la radioactivité	10
4.1. La radioactivité naturelle.....	10
4.1.1. Rayons cosmiques.....	10
4.1.2. Les rayonnements d'origine terrestre.....	10
4.2 La radioactivité artificielle.....	11
4.2.1 Installations nucléaires.....	12
4.2.2 Retombées des essais d'armes nucléaires.....	14
4.2.3 Les accidents nucléaires.....	15
4.2.4 Les applications non énergétiques du nucléaire.....	18
 <i>Chapitre 2 : Détection des rayonnements</i>	19
1. Les processus d'interaction des photons et des électrons avec la matière	19
1.1. Interaction gamma matière.....	19
1.1.1. effet Compton.....	19
1.1.2. Effet photoélectrique.....	20

1.1.3. Création de paire.....	21
1.2 Interaction des électrons avec la matière.....	21
1.2.1. Le processus d'ionisation.....	22
1.2.2. Le rayonnement de freinage (Bremsstrahlung).....	23
1.2.3. La diffusion coulombienne multiple.....	24
1.2.4. Annihilation.....	25
1.2.5. Parcours des électrons dans la matière.....	25
2. Détecteur à semi-conducteurs.....	26
2.1. Le principe de détection gamma.....	26
2.2. Les principales caractéristiques d'un détecteur:.....	28
2.2.1. Efficacité de détection.....	28
2.2.2. Résolution en énergie.....	28
2.2.3. le rapport Pic sur total (PT), ou rapport signal sur Bruit.....	29
2.2.4. Le Temps mort.....	29
2.3. Détecteurs à semi-conducteur couramment utilisés.....	30
2.3.1 Les détecteurs de silicium compensés au lithium.....	31
2.3.2 Les détecteurs semi-conducteurs réalisés avec d'autres matériaux que le silicium ou le germanium.....	32
2.3.3 Généralités sur les spectromètres à base de germanium.....	33
<i>Chapitre 3 : La spectrométrie gamma.....</i>	<i>35</i>
1. Définition.....	35
2. Chaîne de spectroscopie gamma.....	35
2.1Détecteur HP Ge.....	36
2.2 Electronique associée.....	36
2.2.1. Le préamplificateur.....	36
2.2.2. Alimentation à Haute tension.....	38
2.2.3. Amplificateur.....	38
2.2.4. Analyseur d'impulsion multicanal (MCA).....	40
3. Etude expérimentale.....	41
3.1. Présentation des échantillons.....	41
3.2. Résultats et discussion.....	42

<i>Conclusion</i>	47
<i>Annexe A</i>	48
<i>Annexe B</i>	51
<i>Bibliographie</i>	55

Table des figures

Figure (1.1) : Activité et période.....	3
Figure (1.2) : Désintégration d'un descendant radioactif. (a) Parent ayant une courte période. (b) Parent ayant une grande période.....	6
Figure (1.3) : Schéma montre les différents groupes monoénergétiques des énergies cinétique des alpha émis par la désintégration de $^{235}_{92}\text{U}$ en $^{231}_{90}\text{Th}$	7
Figure (1.4) : Désexcitation gamma du ^{60}Co et ^{137}Cs	8
Figure (1.5) : contribution des radioéléments générés par les installations nucléaire pour 1000 Kg de déchets.....	12
Figure (1.6) : essais nucléaires dans le monde de 1945 à 1998.....	14
Figure (1.7) : Contamination des deux hémisphères sud et nord par le ^{90}Sr	15
Figure (2.1) : Effet Compton.....	19
Figure (2.2) : Effet photoélectrique.....	20
Figure (2.3): Effet de production de paires.....	21
Figure (2.4) : variation de la perte d'énergie par collision en fonction de l'énergie dans différents matériaux	22
Figure (2.5) : variation de la perte d'énergie par radiation (Bremsstrahlung) dans différents matériaux en fonction de l'énergie.....	24
Figure (2.6) : transmission des électrons en fonction de l'épaisseur x de matériau traversé.....	25
Figure (2.7): Principe du semi-conducteur : structure des bandes et fonctionnement..	26
Figure (2.8) : simulation d'une séquence d'événements avec un compteur paralysable et un compteur non paralysable.....	30
Figure (2.9) : les différentes configurations géométriques des détecteurs germanium...	34
Figure (3.1) : exemple de spectre de radioactivité naturelle obtenu après plusieurs jours de comptage.....	35
Figure (3.2) : Chaîne de spectrométrie gamma.....	36

Figure (3.3) : Schéma d'un préamplificateur de charge avec une résistance en parallèle avec une capacité C_f	37
Figure (3.4) : signal de sortie de préamplificateur.....	38
Figure (3.5): Principe d'un amplificateur à mise en forme par cellules CR-RC.....	39
Figure (4.1): Massif du Tan Affela : les différentes galeries implantées au CEMO.....	53

Liste des tableaux

Tableau (I.1) : Radioéléments d'origine cosmique.....	10
Tableau (I.2) : Période des radionucléides d'origine terrestre.....	11
Tableau (I.3) : Rejets radioactifs liquides en 1999 et par palier de centrale électronucléaire à eau pressurisée.....	13
Tableau (I.4) : Rejets radioactifs gazeux en 1999 et par palier de centrale électronucléaire à eau pressurisée.....	14
Tableau (2.1) : Caractéristiques des principaux semi-conducteurs.....	31
Tableau (2.2): résolution (en keV) d'un détecteur germanium dans les trois configurations possibles.....	34
Tableau (3.1) : description des échantillon analysé par spectrométrie gamma.....	41
Tableau (3.2): Echantillon ALG-11	42
Tableau (3.3): Echantillon ALG-12	42
Tableau (3.4): Echantillon ALG-13	43
Tableau (3.5): Echantillon ALG-14	43
Tableau (3.6): Echantillon ALG-15	44
Tableau (3.7): Echantillon ALG-22	44
Tableau (3.8): Echantillon ALG-23	45
Tableau (3.7): Echantillon ALG-18	45
Tableau (4.1) : Liste des essais nucléaires français au Reggan.....	52
Tableau (4.2) : Liste des essais nucléaires français au In Ikker.....	54

Introduction

Introduction

Les essais nucléaires réalisés par les grand puissance tels la Chine, la France, l'Inde, le Pakistan, l'union Soviétique, le Royaume-Uni, et les Etats-Unis entre 1945-1998 ont conduit à faire disperser dans l'environnement des radionucléides de nature très différente [1].

En Algérie, la France entre 1960 et 1966 a effectué 17 essais nucléaires au sud, dont 4 essais nucléaires atmosphériques sur le site de Reggane, et 13 essais nucléaires souterrains sur le site de In-Ikker [2].

La spectrométrie gamma l'une des techniques d'analyse et de mesure la plus utilisée pour la détermination de la radioactivité gamma d'un sol contaminé par une explosion nucléaire. Dans ce travail, nous avons repris l'analyse effectuée au laboratoire Seiberdorf de IAEA de huit échantillons préféré dans les deux sites Taourirt Tan Afella, et Adrar Tekertine au Sahara Algérien.

Dans le premier chapitre est un bref rappel des notions fondamentales de la radioactivité. Ainsi que les différents types de décroissances radioactives. On y trouve également les origines, naturelle et artificielle, des radioéléments dans l'environnement.

Le second chapitre porte sur les principes de détection des rayonnements nucléaires et les bases théoriques nécessaires à la compréhension des mécanismes d'interaction des rayonnements avec la matière ainsi que les différents types de détecteurs.

Le dernier chapitre est consacré à la technique d'analyse par spectrométrie gamma. Avec une description de la chaîne spectrométrie gamma, ainsi une présentation des résultats des huit échantillons qui ont été prélevés des deux sites Taourirt Tan Afella, et Adrar Tekertine, et une discussion des ces résultats.

Chapitre I

Recherche bibliographique sur la radioactivité.

La Radioactivité

1. Définition:

La désintégration d'un isotope radioactive est un phénomène aléatoire dont on ne peut jamais prédire à quel moment il va arriver par contre on peut donner la probabilité de désintégration par unité de temps. Cette propriété que possèdent les noyaux radioactives se caractérise comme étant la possibilité de modifier de manière spontanée leur structure interne pour atteindre un niveau d'énergie plus bas ou bien fondamental. Cette transformation s'accompagne par l'émission de particules et/ou de rayonnements électromagnétiques dont l'énergie est généralement supérieure à 100 keV. Le noyau résiduel peut être lui aussi radioactif et subir d'autres transformations ou bien être stable [3]

2. Loi de l'émission radioactive :

2.1. Constante radioactive :

Chaque substance radioactive d'une population identique d'atomes possède une probabilité de se désintégrer, par unité de temps. Le nombre moyen d'atomes se désintégrant durant l'intervalle de temps dN est donné comme suit [4]:

$$dN = -\lambda N dt \quad (1.1)$$

N est le nombre d'atomes présents à l'instant t ;

λ est la constante radioactive, pour le processus d'émission radioactive considéré.

L'expérience qui exprime le caractère aléatoire de la radioactivité est :

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (1.2)$$

D'où :

N_0 est le nombre d'atomes présent à l'instant initial ($t=0$).

2.2. Activité radioactive :

L'activité d'une source radioactive est le nombre de désintégrations par unité de temps. Cette activité est généralement définie pour une masse unitaire de l'élément radioactif. Il s'agit alors de l'activité spécifique. L'ancienne unité de mesure de la radioactivité était le Curie (Ci). Le Curie avait été défini dans un premier temps comme l'activité d'environ un gramme de

radium, élément naturel que nous retrouvons dans les sols avec l'Uranium. L'unité actuelle de mesure de l'activité est le becquerel (Bq) ($1 \text{ Bq} = 1 \text{ désintégration par seconde}$ et $1 \text{ Ci} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Bq}$) [5].

L'activité s'obtient par la dérivation temporelle du nombre d'atomes d'un échantillon donné:

$$A(t) = -\frac{dN(t)}{dt} = \lambda N_0 e^{-\lambda(t)} = \lambda N(t) \quad (1.3)$$

Par le même raisonnement, on peut montrer que l'activité suit au cours du temps la même loi exponentielle que la diminution du nombre de nucléides [6]

$$A(t) = A_0 e^{-\lambda(t)} \quad (1.4)$$

2.3. La période radioactive :

La représentation graphique de l'activité en fonction du temps pour différentes substances radioactives révèlent qu'elles ont chacune un taux différent de désintégration. La notion de *période* permet de différencier ces taux différents **figure 1.1**. La période, dénotée $T_{1/2}$, est l'intervalle de temps nécessaire pour que l'activité d'un échantillon se trouve réduite de moitié.

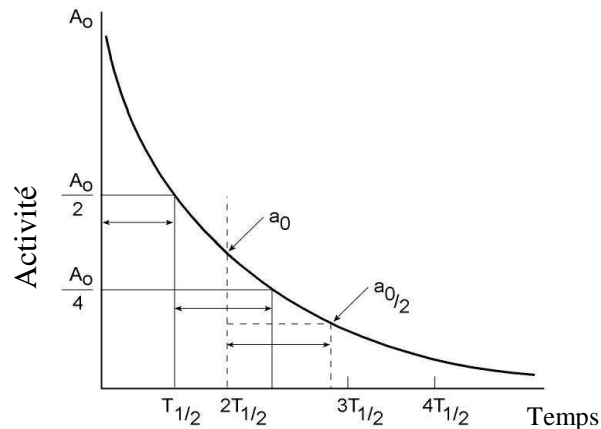


Figure 1.1 : Activité en fonction du temps

Le temps nécessaire pour passer de A_0 à $A_0/2$ est identique que celui nécessaire pour passer de $A_0/2$ à $A_0/4$ ou de $A_0/4$ à $A_0/8$. On peut écrire :

$$A_t = A_0 \cdot \left(\frac{1}{2}\right)^n \quad (1.5)$$

Ou bien :

$$\frac{A_0}{A_t} = 2^n. \quad (1.6)$$

n est le nombre de périodes ($n = t / T_{1/2}$),

t est le temps écoulé. On suppose normalement que n est entier, mais il n'est pas nécessaire qu'il le soit.[7]

2.4. Filiation radioactive:

Soit X_1 , un atome radioactif qui donne par désintégration de son noyau un atome X_2 qui est aussi radioactif et T_1 , T_2 , λ_1 , λ_2 les périodes et constantes radioactives correspondantes respectivement.

A l'instant $t=0$ on a :

$$\begin{cases} N_1(t) = N_{10} \\ N_2(t) = 0 \end{cases} \quad (1.7)$$

Avec :

$N_1(t)$ est les nombres d'atomes X_1

$N_2(t)$ les nombres d'atomes X_2

Après un temps dt , il se forme un nombre d'atomes X_2 égal à:

$$dN_1 = -\lambda_1 N_1 dt \quad (1.8)$$

Le nombre d'atomes X_2 qui se désintègre pendant le même temps dt est:

$$dN_2 = \lambda_1 N_1 dt - \lambda_2 N_2 dt. \quad (1.9)$$

Il nous reste donc un nombre d'atomes X_2 égal à:

$$dN = |dN_1 - dN_2| = \lambda_1 N_1 dt. \quad (1.10)$$

La solution de cette équation différentielle donne le nombre d'atomes X_2 présents à un temps t quelconque comme suit :

$$N_2(t) = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{10} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) \quad (1.11)$$

Pour $t=0$, $N_2(0)=0$.

Avant de décroître, $N_2(t)$ croît et passe par un maximum pour lequel :

$$\lambda_1 N_1(t) = \lambda_2 N_2(t). \quad (1.12)$$

A partir des expressions précédentes, on distingue plusieurs cas :

- Les atomes X_1 se désintègrent beaucoup plus vite que les atomes X_2 , c'est-à-dire $T_1 \ll T_2$ ou $\lambda_1 \gg \lambda_2$, dans ce cas le terme $e^{-\lambda_2 t}$ devient rapidement négligeable :

$$N_2(t) = \frac{\lambda_1 N_{10} e^{-\lambda_1 t}}{\lambda_1 - \lambda_2}. \quad (1.13)$$

Les atomes X_1 se désintègrent rapidement et la majeure partie des atomes X_2 est très vite formée **Figure I.2. (a)**

- Les atomes X_2 se désintègrent beaucoup plus vite que les atomes X_1 c'est-à-dire $T_1 \gg T_2$ ou $\lambda_1 \ll \lambda_2$. le terme $e^{-\lambda_1 t}$ devient rapidement négligeable :

$$N_2(t) = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{10} e^{-\lambda_1 t} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_1(t). \quad (1.14)$$

Les atomes X_2 disparaissent à la même vitesse que les atomes X_1 . En effet, dès qu'ils sont formés les atomes X_2 se désintègrent à leur tour, **Figure I.2. (b)** ; Il y a un équilibre radioactif:

$$\lambda_2 N_2(t) = \lambda_1 N_1(t), \quad \left(k_1 = C^{te} = \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \right) \quad (1.15)$$

Pour $\lambda_2 \gg \lambda_1$, on obtient :

$$N_2(t) = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} N_1(t). \quad (1.16)$$

$$\lambda_2 N_2(t) = \lambda_1 N_1(t). \quad (1.17)$$

Il disparaissent autant d'atomes X_2 qu'il s'en forme [8].

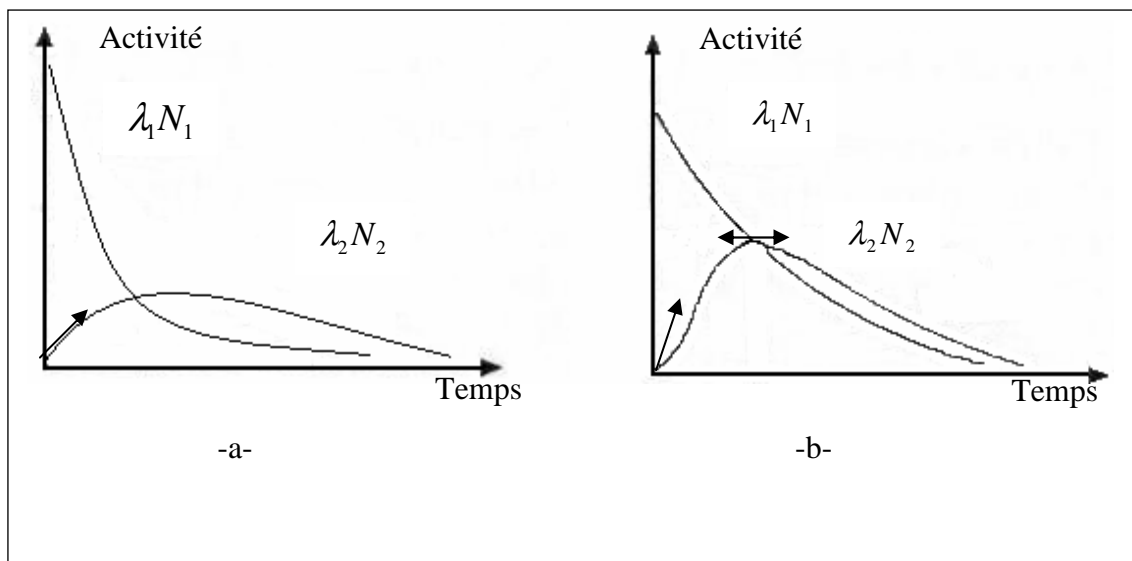


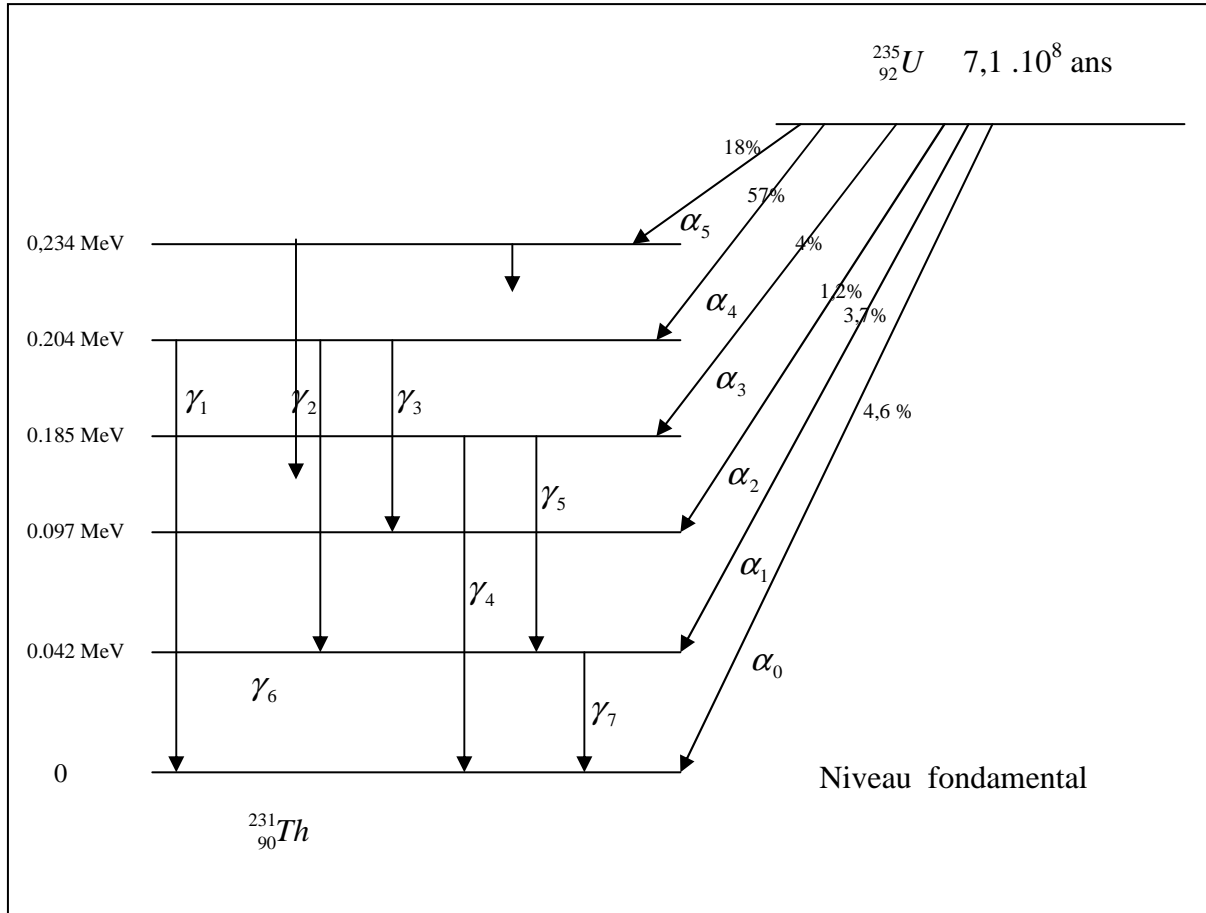
Figure 1.2 : Désintégration d'un descendant radioactif.

3. Les divers modes de désintégration radioactive :

Les principaux modes de désintégration d'un radioélément sont l'émission de particules alpha ou bêta, souvent accompagnée par l'émission d'un rayonnement gamma. Il ya aussi la possibilité de désintégration par capture électronique, par fission spontanée, ou plus rarement par l'émission d'un proton (suite à une désintégration β^+ ou une capture électronique) ou d'un neutron (suite à une désintégration β^-) [9].

3.1. La radioactivité Alpha:

La **radioactivité alpha** (ou rayonnement alpha, symbolisé α) est une forme de désintégration radioactive où un noyau atomique éjecte une particule alpha (${}^4_2\text{He}$) et se transforme en un noyau de nombre de masse diminué de 4 et de numéro atomique diminué de 2. Les éléments existant dans la nature et qui sont susceptibles d'émettre des particules alpha sont tous lourds et leurs périodes sont généralement très longues, **Figure 1.3**. Les principaux sont l'Uranium, le Thorium et le Radium; ces deux derniers éléments, avec l'Actinium, le Radon et le Polonium sont en fait des produits de désintégration de certains isotopes de l'Uranium (Uranium-234, 235,238). Le produit final de toutes ces désintégrations est le plomb (soit ses isotopes stables soit certains de ses isotopes radioactifs) [10].



$$E_{\alpha_0} \approx 4,597 \text{ MeV}$$

$$E_{\alpha_1} \approx 4,556 \text{ MeV} \approx E_0 - 0,04$$

$$E_{\alpha_2} \approx 4,502 \text{ MeV} \approx E_0 - 0,097$$

$$E_{\alpha_3} \approx 4,415 \text{ MeV} \approx E_0 - 0,185$$

$$E_{\alpha_4} \approx 4,396 \text{ MeV} \approx E_0 - 0,204$$

$$E_{\alpha_5} \approx 4,366 \text{ MeV} \approx E_0 - 0,234$$

Figure I.3 : les différents énergies alpha émis par la désintégration de $^{235}_{92}\text{U}$ vers $^{231}_{90}\text{Th}$.

3.2 La radioactivité Bêta :

Dans la radioactivité Bêta le noyau se désintègre par émission d'un électron négatif (négon, β^-) ou positif (positron, β^+) **figure 1.4**, selon les équations :

$$\text{Désintégration } \beta^- : \quad {}^A_Z M \rightarrow {}^A_{Z+1} M' + e^- + \bar{\nu}_e$$

$$\text{Désintégration } \beta^+ : \quad {}^A_Z M \rightarrow {}^A_{Z-1} M' + e^+ + \nu_e$$

Avec :

ν_e : neutrino, $\bar{\nu}_e$: antineutrino.

Le noyau produit est une isobare du noyau initial. Cette désintégration est possible quelle que soit la valeur du nombre atomique, et jusqu'au neutron ($Z=0$).

Dans le cadre de la théorie mésonique des forces nucléaires, on considère que la désintégration bêta est induite par la réaction phénoménologique (principe de conservation de l'énergie non applicable) :

$$\text{Désintégration } \beta^- : \quad {}^1_0 n \rightarrow p^+ + e^- + \bar{\nu}_e$$

$$\text{Désintégration } \beta^+ : \quad {}^+_1 p \rightarrow {}^1_0 n + e^+ + \nu_e$$

La théorie de la désintégration bêta joue un rôle important dans les idées sur la structure ultime de la matière ; elle est complexe et reste encore imparfaite. Certains noyaux peuvent être, à la fois, émetteurs β^- et β^+ dans ce cas, la proportion de ces deux types d'émissions radioactives (rapport d'embranchement) est toujours le même [10].

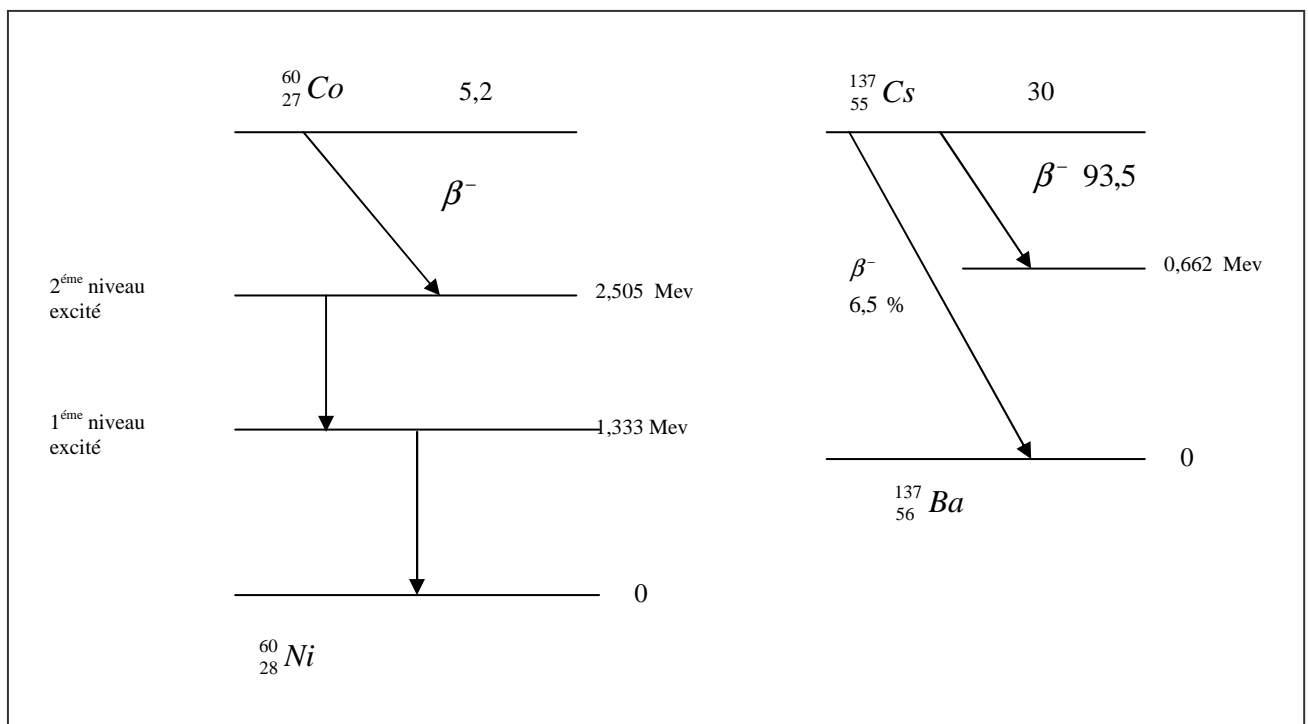
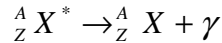


Figure 1.4 : Désintégration Bêta du ${}^{60}\text{Co}$ et ${}^{137}\text{Cs}$.

3.3 L'émission gamma γ :

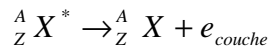
Les rayonnements γ sont des photons, tout comme les rayons X, mais beaucoup plus énergétiques. Le spectre photonique est discret, car il correspond à la différence d'énergie entre les niveaux du noyau fils ; il représente ainsi un moyen univoque d'identification de chaque radio-isotope. La plupart des émissions γ suivent instantanément un processus

d'émission α ou β laissant l'élément final dans un état excité. La notation symbolique d'une telle désexcitation est la suivante :



Il se peut aussi que l'émission du photon soit retardé ; dans ce cas, nous parlons de transition isométrique, le noyau fils possède un état excité de longue période appelé état métastable [11]. A titre d'exemple le Technétium-99, son état excité métastable (${}^{99m}_{43}Tc$), ayant une demi-vie de 6 heures, se désintègre en émettant des photons gamma de 0.1427, de 0.0022 et 0.1405 MeV.

Il est aussi possible que le rayonnement γ 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 est appelé conversion interne.



Ce processus est concurrentiel à l'émission de rayonnement γ [11].

3.4 Autres voies de désintégration :

Il existe d'autres voies de désintégration, mais d'importance moindre que celle des processus indiqués précédemment :

- *La désintégration par capture électronique*

C'est une désintégration isobarique due à un excès de protons. Le noyau capture un électron des couches internes du cortège électronique de l'atome, un proton est transformé en un neutron, et un neutrino est émis [9].

- *la désintégration par fission spontanée*

C'est une désintégration par partition dans laquelle le noyau se casse spontanément en deux (ou trois) fragments très excités. Deux à quatre neutrons *prompts* sont émis à la moyenne au moment de la fission. Les produits de fission (fragments), souvent produits à un niveau d'énergie excité, rejoignent leurs niveau de stabilité respectif par désintégration β et émission γ , ainsi que, dans certains cas, par émission de neutrons dits *retardés* [9].

- *La transformation par émission d'un neutron :*

Dans certains cas, le retour vers l'état fondamental d'un noyau excité a lieu par émission d'un neutron. Cela peut être un retour partiel, si toute l'énergie d'excitation n'est pas emportée par le neutron. Dans ce cas, le retour est complété par l'émission d'un ou plusieurs gamma. L'émission de neutrons retardés de fission illustre ce mode de transformation [9]

4. Origine de la radioactivité :

4.1. La radioactivité naturelle:

La radioactivité naturelle est due aux rayons cosmiques et aux radio-isotopes contenus dans l'écorce terrestre [12].

4.1.1. Rayons cosmiques :

On appelle rayons cosmiques les flux de noyaux atomiques de très haute énergie, principalement des protons, arrivant sur la terre de l'espace cosmique ; ainsi que le rayonnement secondaire créé par ces noyaux dans l'atmosphère terrestre. Les rayons cosmiques se trouvant en dehors de l'atmosphère terrestre sont dits primaires. Ils sont constitués de noyaux atomiques de différents nombres de masse **Tableau 1.1**, dont les énergies par nucléon sont comprises entre $1 \text{ GeV} \leq E \leq 10^{13} \text{ eV}$.

Groupe de noyaux	Charge Z	Densité du flux ($m^{-2}.sr^{-1}.s^{-1}$)	% dans le flux.
protons	1	1300	92.8
Noyaux d'hélium	2	88	6.3
Noyaux légers	3 – 5	1.9	0.13
Noyaux moyennes	6 – 9	5.6	0.4
Noyaux lourds	≥ 10	2.5	0.18
Noyaux très lourds	≥ 20	0.7	0.05

Tableau 1.1 : Radioéléments d'origine cosmique

Les rayons cosmiques secondaires se produisent au cours des collisions inélastiques des rayons primaires avec les noyaux des atomes d'azote et d'oxygène de l'aire dans les couches supérieures de l'atmosphère [13].

4.1.2. Les rayonnements d'origine terrestre:

Les principaux éléments participant à la radioactivité naturelle sont le Potassium-40, le Thorium-232 et les trois isotopes de l'Uranium 234, 235 et 238. Ces éléments radioactifs se transforment spontanément en éléments plus "légers" et moins radiotoxiques (Thorium, Radon, etc... jusqu'au plomb). Ils sont principalement présents dans l'écorce terrestre et dans certains types de sols, dont la concentration varie en fonction du socle où ils se sont formés.

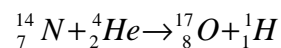
La période d'activité (demi-vie) de ces radionucléides diminue progressivement jusqu'à ce qu'ils deviennent stables et inoffensifs. Leur période varie entre quelques secondes et plusieurs milliards d'années [14].

<i>Radionucléide</i>	<i>Demi-vie</i>
Iode-139	2 secondes
Radon-222	3.8 jours
Césium-137	30 ans
Carbone-14	5730 ans
Uranium-234	245000 années
Uranium-235	704 millions d'années
Potassium-40	1.28 milliards d'années
Uranium-238	4.47 milliards d'années
Thorium-232	14.1 milliards d'années

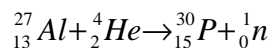
Tableau I.2 : Période des radionucléides d'origine terrestre.

4.2. La radioactivité artificielle:

Les premières expériences de transmutation ont été réalisées par Rutherford en 1919. Il bombardera de l'azote avec des rayons α provenant de radium C' (polonium-214). Il constata qu'il y avait formation d'oxygène avec émission de protons [15]. L'équation est la suivante:



En 1934, Joliot et Curie découvrent que le bombardement de l'Aluminium par des particules donne un isotope radioactif qui est le Phosphore, selon la réaction suivante [15] :



La radioactivité artificielle est obtenue en transformant des noyaux stables en noyaux instables lesquels émettent, au bout d'un certain temps, des particules (électrons, alpha.....) ou bien des rayonnements (photons) énergétiques. Les noyaux d'atomes instables sont appelés noyaux parents alors que les noyaux instables obtenus après décroissance sont appelés noyaux fils [15].

4.2.1. Installations nucléaires :

L'industrie nucléaire produit une quantité importante de déchets hautement radioactifs. Les réacteurs nucléaires en service produisent de nos jours une quantité annuelle de strontium et césium dépassant le milliard de curies d'activité [16].

On distingue plusieurs types de déchets nucléaires qui sont générés tout au long du cycle du combustible, **Figure I.5**. Ils peuvent se regrouper en trois catégories :

- *les produits de fission*, résultant de la désintégration des isotopes fissiles de l'uranium et de plutonium. Ils sont nombreux et présentent un maximum de radioisotopes autour des masses atomiques 90 et 130 (Krypton-85, Strontium-90, Ruthénium-106, Iode-131, Césium-137....) ;
- *les produits d'activation*, résultant de l'irradiation neutronique des matériaux constitutifs des réacteurs (Tritium, Manganèse-54, Cobalt-60),
- *les matières fissiles* (Uranium-235 et Plutonium en particulier) se représentant sous formes d'effluents liquides et, pour les matériaux contaminés sous forme solide (gants, instruments usagés, etc).

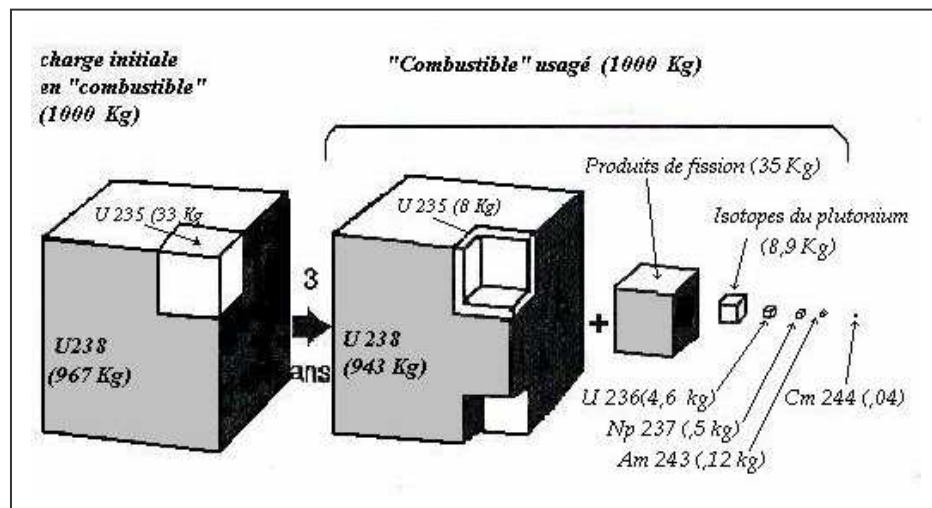


Figure I.5 : contribution des radioéléments générés par les installations nucléaires pour 1000 Kg de déchets.

Les transuraniens (Np - neptunium, Am- américium, et Cm- curium) sont des éléments lourds générés par l'activation de l'uranium et des éléments de nombre atomique supérieur qui en résultent au cours du séjour des éléments combustibles dans le réacteur. [16]

Pour les réacteurs à eau sous pression (REP) du parc français, les principaux radionucléides identifiés dans les effluents liquides sont ^{54}Mn , ^{58}Co , et ^{60}Co , $^{110\text{m}}\text{Ag}$, ^{124}Sb , ^{131}I , ^{137}Cs , ^3H **Tableau I.3 :**

Rejets liquides	Palier (en MWe)	Rejets	Limite annuelle
Activité hors tritium	900	0,79 GBq	375 GBq
	1 300	0,99 GBq	550 GBq
	1 450	0,43 GBq	110 GBq
Tritium	900	10,14 TBq	27,5 TBq
	1 300	18,87 TBq	40 TBq
	1 450	7,78 TBq	40 TBq

Tableau I.3 : Rejets radioactifs liquides en 1999 et par palier de centrale électronucléaire à eau pressurisée.

Concernant les rejets gazeux, ils sont constitués généralement des halogènes (les iodes), des gaz rares radioactifs (Krypton, Xénon), du tritium (de l'ordre de 3 TBq.cm^{-1}) du Carbon 14 (de l'ordre de 120 GBq.cm^{-1}) et des aérosols [17].

Les quantités des halogènes, aérosols et le tritium sont données dans le **Tableau 1.4**.

Rejets gazeux	Palier (MWe)	Rejets	Limite annuelle
Gaz rares	900	4,93 TBq	575 TBq
	1 300	7,11 TBq	825 TBq
	1 450	7,04 TBq	165 TBq
Aérosols + halogènes	900	0,11 GBq	18,75 TBq
	1 300	0,09 GBq	27,5 TBq
	1 450	0,08 GBq	5,5 TBq

Tableau I.4 : Rejets radioactifs gazeux en 1999 et par palier de centrale électronucléaire à eau pressurisée.

4.2.2. Retombées des essais d'armes nucléaires :

Le premier essai d'une bombe atomique a été fait par les Etats Unis le 16 Juillet 1945 à Alamogordo au Nouveau Mexique. Cette première bombe nucléaire a créé un cratère de 330 m de diamètre et un champignon de 13 Km de hauteur. Les villes japonaises de Hiroshima et Nagasaki sont quasi rayées de la carte par deux bombes A américaines, explosant à 500 m d'altitude, le 6 et 9 Août 1945. Après cela, les essais atomiques se sont multipliés, **figure 1.6**. Il y a eu 2000 essais nucléaires au total, dont 1050 pour les états unis, 715 pour l'Union soviétique, 210 pour la France, 45 pour la Grande-Bretagne, 45 pour la Chine, 6 pour l'Inde, 6 pour le Pakistan et 1 pour la Corée du Nord. Les périodes les plus actives furent entre 1952-1958 et 1961-1962 [18].

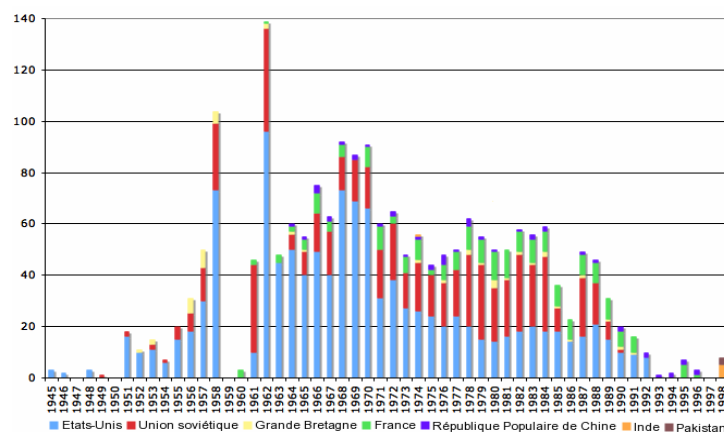


Figure I.6 : essais nucléaires dans le monde de 1945 à 1998.

L'irradiation des populations liées aux retombées fut d'abord le résultat de l'irradiation par les produit de fission à vie courte ($T_{1/2}=8$ à 100 j) pendant les périodes des essais, puis après leurs arrêts particulièrement l'exposition au ^{137}Cs , ^{14}C , ^{90}Sr et ^3H . La dose maximale reçue par les populations fut $160\text{ }\mu\text{sv/an}$ en 1963, ce qui a poussé les états- unis et l'ex- URSS a signé un traité interdisant les essais dans l'atmosphère (50 % de la dose était due aux isotopes à vie courte) [19]. En 1973, elle était dix fois plus faible, $18,2\text{ }\mu\text{sv/an}$, (30 % due aux ^{137}Cs), puis $9,2\text{ }\mu\text{sv/an}$ en 1983 (4,8 % dû au ^{137}Cs) et $6,7\text{ }\mu\text{sv/an}$ en 1993 (30 % due aux ^{14}C). L'ingestion représente la source d'irradiation la plus important, elle est 4 fois plus grand que l'irradiation par exposition externe aux radionucléides déposés sur le sol (^{137}Cs), et 5 fois plus grand que l'irradiation liée à l'inhalation.

Si ces doses restent respectivement modestes, elles peuvent atteindre des valeurs plus élevées. Le 29 août 1949, un essai dans la région de l'Altaï délivra jusqu'à 2 Sv à une partie de la population locale, 40000 personnes ont reçus des doses supérieures à 250 mSv et 270000 personnes des doses entre 50 à 250 mSv . Aux états- unis les doses à la thyroïde reçues par les enfants près du site du Nevada ont pus atteindre 1 Gy [19]

Ces retombées se situent principalement dans l'hémisphère nord (3 à 4 fois plus affecté que l'hémisphère sud). La Figure 1.7 montre cette différence entre les deux hémisphères sud et nord pour le ^{90}Sr [17].

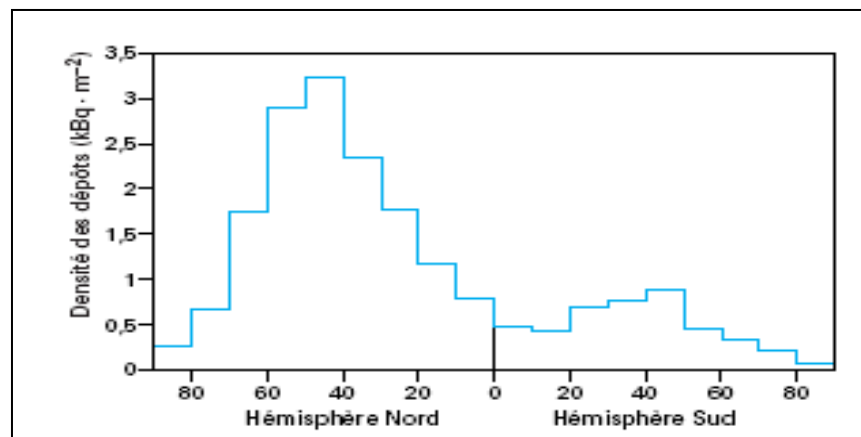


Fig.(1.7) : Contamination des deux hémisphères sud et nord par le ^{90}Sr

4.2.3 Les accidents nucléaires :

Des accidents dans des installations nucléaires civiles et militaires furent la source de nouvelles explosions. Les accidents de réacteurs nucléaires les plus importants sont ceux de Three Mile Island en 1979 aux Etats- Unis et de Tchernobyl en Ukraine en 1986. [20]

a. L'accident nucléaire de Windscale :

Entre le 7 et le 12 Octobre 1957, à Windscale (grande- Bretagne), un accident se produit dans l'un des réacteurs graphite – gaz à uranium naturel lors d'une opération d'entretien du graphite, des produits de fission sont rejetés à l'extérieur, essentiellement 740 téra-becqrels d'Iode-131. Les autorités compétents prennent tous les mesures nécessaires pour maîtriser le danger naissant, notamment par le contrôle et l'arrêt des livraisons de lait effectuées par les producteurs de la région. Sur les 238 personnes examinées, 126 sont légèrement contaminées au niveau de la thyroïde ; la dose maximale relevée est de 0,16 Sievert. En comparaison, la limite annuelle d'incorporation de l'iode-131 à ne pas dépasser pour le personnel travaillant sur les sites nucléaire est de 0,5 Sievert à la thyroïde. Cet accident se classe au niveau 5 sur l'échelle internationale des événements nucléaires INES [20].

b. L'accident nucléaire de Kyshtym (l'Oural) 1957 :

Le 29 octobre 1957, un défaut de refroidissement d'une cuve de stockage de déchets radioactifs liquides de haute activité a provoqué une explosion du mélange de nitrates et d'acétates associés aux radionucléides. Le rejet total était de 740 PBq, et le rejet de ^{137}Cs , de ^{90}Sr et de ^{90}Y est 37 PBq, dont 10% seulement furent dispersés au delà du site de l'explosion. Cet accident survenu quelques jours après celui de Windscale a permis aux scientifiques de l'ex URSS de réaliser un grand nombre d'études radioécologiques dont une partie a fait l'objet de publications la fin des années 80. Ce site a permis l'étude des conséquences à long terme de la contamination d'écosystèmes. Les conséquences sanitaires de l'accident pour cette région de l'Oural s'ajoutent à celles de la contamination radioactive volontaire de la rivière Tetcha et du lac Karachay qui ont reçu directement les rejets radioactifs liquides du complexe nucléaire de Mayak avant que n'apparaisse la nécessité de limiter ces rejets afin de protéger les populations vivant près de ces rives. En 1967, les conditions climatiques avaient provoqué l'assèchement du lac Karachay. Des poussières radioactives avaient été aspirées par le vent et avaient contaminé une zone de 25000 km². Pour éviter que ce problème ne se reproduise, le lac Karachay est entrain d'être comblé par des blocs de béton puis recouvert de terre et de pierres [20].

c. L'accident nucléaire de Palomares (Espagne) 1966 :

Le 16 janvier 1966, deux avions de "l'US air force" se heurtaient, lors d'une opération de ravitaillement en vol, au dessus du village de Palomares dans le sud de l'Espagne. Trois des 4 bombes atomiques qui armaient le bombardier tombaient à terre, l'autre en mer. Sur les 3

bombes tombées à terre, deux perdirent leur parachute et répandirent leur contenu de matière fissile lors de l'impact avec le sol. Une superficie de 226 hectares de terres agricoles et de zones incultes fut contaminée par du plutonium. Un dépôt d'activité pouvant atteindre $3 \cdot 10^6 \text{ Bq.m}^{-2}$ a pu être ramené à 10^4 Bq.m^{-2} grâce à des opérations de réhabilitation des sols [20].

d. L'accident nucléaire de *Three Mile Island* : (le cœur commence à fondre) :

Le 28 mars 1979, le réacteur N2 à eau sous pression d'une puissance de 900 MWe du central de three mile Islande est le siège d'une fusion partielle du cœur et d'une contamination importante à l'intérieur de l'enceinte de confinement. La dose moyenne reçue par les populations dans un rayon de 80 Km a été de $15 \mu\text{Sv}$ et la dose la plus forte ayant atteint un membre du public a été de $850 \mu\text{Sv}$ par irradiation externe μSv .

Cet accident classé au niveau 5 de l'échelle internationale des événements nucléaires INES, résulte d'un cumul de défaillances matérielles et d'erreurs d'interprétation. Les rejets radioactifs n'ont affecté ni les population ni l'environnement. Ils ont été limités par la bonne tenue de l'enceinte de confinement [21]

e. L'accident nucléaire de *Tchernobyl* :

Cette catastrophe nucléaire s'est produite le 26 avril 1986, dans une centrale nucléaire équipée de réacteurs de type RBMK graphite – eau lourd – uranium enrichi, au nord de l'Ukraine, près de la frontière de la Biélorussie. Elle a été provoquée par une série d'erreurs de manipulation lors du redémarrage brutal du réacteur qui a provoqué une explosion thermodynamique, la puissance a augmentée de plusieurs centaines de fois en une seconde environ. La quantité de produits de fission libérée dans l'environnement est équivalente à celle libérée par plusieurs bombes de type Hiroshima, au cours des heures qui suivirent l'explosion, ainsi que la semaine qui fut nécessaire pour maîtriser le réacteur et colmater les fuites à l'aide de matériaux divers projetés par hélicoptère sur le toit béant de ce dernier [15].

Une quantité considérable de radionucléides a été rejetée (1 à 2 EBq), les principaux étant l' ^{131}I (630 pBq), ^{134}Cs (35 pBq) et ^{137}Cs (70 pBq). Dans un rayon de 30 km, 115 000 personnes ont été évacuées, elles ont reçu des doses d'environ 0,3 à 0,4 Sv. Au-delà, une population de 3,7 millions de personnes vivent sur des territoires contaminés, les doses qui seront reçues sont estimées entre 80 et 400 mSv pour la population des zones très contaminées, et entre 70 à 220 mSv dans les autres régions. Le reste de la population de l'ex-URSS

recevra une dose moyenne estimée à moins de 1 mSv. En Europe qui fut la plus touchée après l'ex-URSS, la dose efficace engagée sur 50 ans, suite à cet accident est de 1 à 2 mSv pour l'Autriche et la Finlande, 0,24 à 0,5 pour l'Allemagne, l'Italie et la Suisse, 0,06 à 0,12 pour la France et moins de 0,03 pour l'Espagne et le Portugal [19].

Cet accident se classe au niveau 7, niveau maximal de l'échelle internationale des événements nucléaires INES [21]

4.2.4 Les applications non énergétiques du nucléaire :

Les centres de recherche et les universités qui travaillent sur le développement des réacteurs nucléaires produisent des déchets radioactifs sous forme des effluents liquides ou gazeux, du matériel de laboratoire ainsi que des déchets liés à l'utilisation de réacteurs de recherche ou d'accélérateurs, etc. Les hôpitaux utilisent des sources radioactives à des fins thérapeutiques, de diagnostic ou expérimentales. Les déchets qu'ils produisent comprennent donc des sources usées, mais aussi des déchets organiques, présentant un risque infectieux (cadavres d'animaux), en provenance des laboratoires de recherche médicale. Le domaine industriel peut lui aussi produire des déchets radioactifs lors de l'exploration géologique, l'agro-alimentaire, la détection des explosifs, la datation archéologique, etc. Ces déchets varient selon les applications (sources scellées, matériel de laboratoire, etc.)[22].

Chapitre II

Détection des rayonnements.

Détection des rayonnements

Les rayonnements nucléaires sont des particules infiniment petites qui ne sont pas visibles mais détectable a l'aide des instruments appelés détecteurs. Le choix du détecteur se fait selon la nature du rayonnement et le type de son interaction avec la matière. Avant de citer les principaux détecteurs utilisés en spectroscopie nucléaire, on décrit les différents types d'interactions des rayonnements avec la matière.

1. Les processus d'interaction des photons et des électrons avec la matière :

1.1. Interaction gamma matière :

L'interaction des rayonnements électromagnétiques avec la matière est caractérisée par le fait que chaque photon est individuellement absorbé au cours d'un seul événement. [8] Les photons γ , particules neutres, ne peuvent être détectés que s'ils interagissent avec la matière d'un détecteur en cédant tout ou une partie de leur énergie à un ou plusieurs électrons du milieu. Le type d'interaction dépend du matériau traversé et de l'énergie du photon incident. Il peut se produire trois processus d'interaction dont l'occurrence est régie par des lois statistiques [15].

1.1.1. Effet Compton: (*Choc élastique sur un électron du cortège électronique de l'atome*)

Lors d'une interaction Compton, le photon incident d'énergie E_γ perd une partie de son énergie qui est transférée à un des électrons de l'atome, Figure 2.1. Le plus souvent, cette interaction se produit avec les électrons des couches extrêmes de l'atome (les moins liés) car ils sont les plus nombreux.

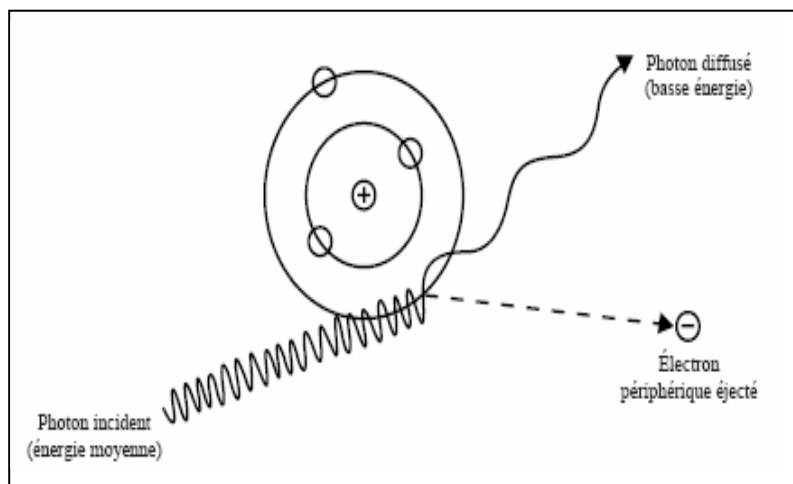


Figure 2.1 : Effet Compton

On considère donc ces électrons comme libres et initialement au repos.

Etat initial: $\left\{ \begin{array}{l} \text{Un photon } \gamma \text{ d'énergie } E_\gamma. \\ \text{Un électron libre au repos.} \end{array} \right.$

$$\text{Etat final: } \left\{ \begin{array}{l} \text{Un photon } \gamma' \text{ d'énergie } E_{\gamma'} = \frac{E_\gamma}{1 + \alpha(1 - \cos(\theta))} \text{ avec } (\alpha = E_\gamma / m_0 c^2) \\ \text{Un électron d'énergie } E_{e^-} = E_\gamma - E_{\gamma'} = E_\gamma \left(\frac{\alpha(1 - \cos(\theta))}{1 + \alpha(1 - \cos(\theta))} \right) \end{array} \right. \quad (2.1)$$

$$(2.2)$$

l'énergie transférée à l'électron peut prendre toutes les valeurs entre:

$$\left\{ \begin{array}{l} E_{e^-} = 0 \quad \text{Pour une diffusion rasante } (\theta=0) \text{ et} \\ E_{e^-} = E_c = E_\gamma \left(\frac{2\alpha}{1 + 2\alpha} \right) \quad \text{Pour un choc frontal } (\theta=\pi) \end{array} \right.$$

Dans ce dernier cas on dit que le photon est " rétro diffuse " et l'énergie maximal dans le spectre obtenu E_c sera appelée "énergie du front Compton".

1.1.2 Effet photoélectrique: (Absorption totale du photon γ)

Lors d'un effet photoélectrique, le photon γ initial disparaît. Un électron est éjecté d'une des couches électroniques de l'atome, Figure 2.2. Cet électron est souvent éjecté depuis la couche K de l'atome, la plus profonde. Il emporte une énergie cinétique E_{e^-} qui égale à l'énergie du photon incident (E_γ) diminuée de l'énergie de liaison de l'électron sur sa couche (E_k). L'atome se trouve ionisé et le réarrangement électronique instantané provoque soit un rayonnement X de fluorescence caractéristique de l'atome, soit plus rarement, une émission d'électron Auger [14].

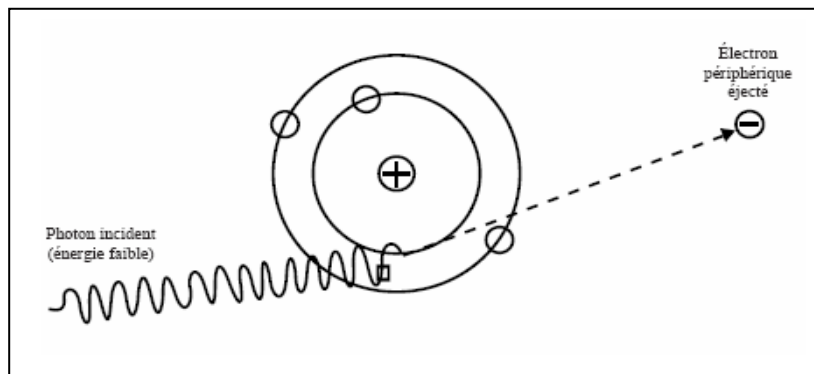


Figure 2.2 : Effet photoélectrique

Etat initial: Un photon γ d'énergie E_γ .

Etat final: $\begin{cases} \text{Un électron d'énergie cinétique } E_{e^-} = E_\gamma - E_k. \\ \text{Un photon X d'énergie } E_k. \end{cases} \quad (2.3)$

1.1.3 Création de paire: (Matérialisation du photon γ dans le champ d'un noyau en une paire électron positron)

Le processus de création de paire est compliqué par le fait que le positron n'est pas une particule stable. Une fois ralenti dans le matériau par collisions multiples, il va s'annihiler avec son antiparticule : l'électron, pour produire deux photons d'annihilation de 511 Kev à 180° l'un de l'autre, Figure 2.3. Le temps requis pour ralentir et annihiler ces positrons est court et les deux photons de 511 Kev apparaissent en quasi coïncidence avec la matérialisation [15].

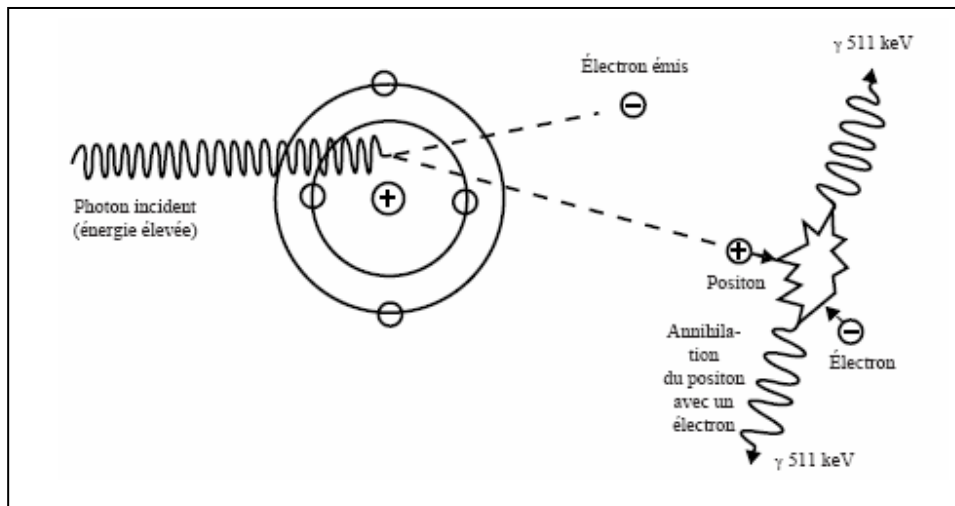


Figure 2.3 : Effet de production de paires

Etat initial: un photon γ d'énergie E_γ .

Etat final: un électron et un positron d'énergie cinétique total:

$$E_{e^-} + E_{e^+} = E_\gamma - 2m_0c^2 \quad (2.4)$$

La création de paires ne pourra avoir lieu que si $E_\gamma \geq 2m_0c^2$

1.2. Interaction des électrons avec la matière :

Nous avons vu précédemment que les interactions des photons avec la matière, se terminent toujours par un déplacement des électrons qui peuvent eux aussi interagir avec le matériau.

1.2.1. Le processus d'ionisation :

C'est 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 [23] :

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{coll} = \frac{2\pi e^4 NZ}{m_e c^2 \beta^2} \left(\ln \left(\frac{m_e c^2 \beta^2 E}{2I(1-\beta^2)} \right) - (\ln 2) \left(2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2 \right) + \frac{1}{8} \left(1 - \sqrt{1-\beta^2} \right)^2 \right) \quad (2.5)$$

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.

La perte d'énergie par unité de longueur appelée pouvoir d'arrêt ou transfert d'énergie linéique (TEL) s'exprime en MeV/cm. Comme pour les coefficients d'atténuation, on trouve dans les tables des pertes d'énergies « massiques » qui sont le rapport de la perte d'énergie (par unité de longueur) sur la masse volumique du matériau considéré. Elle s'exprime en MeV.cm²/g.

Comme on pouvait s'y attendre, la perte d'énergie par collision est favorisée dans les matériaux lourds Figure (2.4). Un électron de 600 keV a un TEL 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 [23].

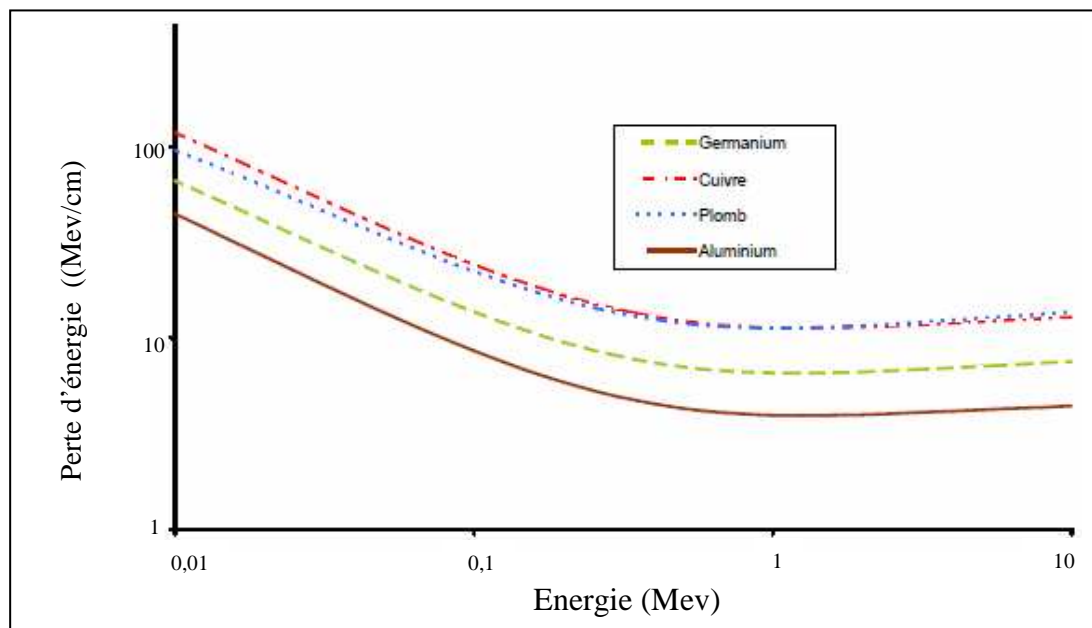


Figure 2.4 : variation de la perte d'énergie par collision en fonction de l'énergie dans différents matériaux

1.2.2. Le rayonnement de freinage (Bremsstrahlung) :

Si on considère un électron dans un état non stationnaire (c'est-à-dire il n'orbite pas autour d'un atome) et accéléré dans le champ coulombien de l'atome, il émet des photons. L'électron subit une décélération et transfère une partie de son énergie aux photons qu'il émet. C'est le processus de perte d'énergie dominant pour les électrons (et les positrons) à haute énergie [23]. La perte d'énergie linéique par rayonnement de freinage s'écrit:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{Brem} = \frac{NEZ(Z+1)}{137m_e c^2} \left(4 \ln\left(\frac{2E}{m_e c^2}\right) - \frac{4}{3}\right) \quad (2.6)$$

Ce phénomène est favorisé par les milieux absorbeurs de numéro atomique élevé Figure (2.5). 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 son parcours, l'énergie de l'électron décroît de manière exponentielle :

$$E = E_0 e^{-\rho x / X_0} \quad (2.7)$$

Où

E_0 : l'énergie initiale de la particule,

x : l'épaisseur du matériau traversée et

X_0 : la longueur (l'épaisseur de matière nécessaire pour ralentir un électron d'une énergie initiale E_0 à E_0/e).

La longueur de radiation est une caractéristique du matériau et traduit son pouvoir absorbant : plus la longueur de radiation est courte, plus le matériau est absorbant. Elle s'exprime en g/cm².

La longueur de radiation dans le germanium est de 12,54 g/cm², dans le cuivre elle vaut 13,16 g/cm², dans le plomb elle est de 6,31 g/cm² et dans l'aluminium elle vaut 24,26 g/cm². 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.

Pour le germanium, c'est à partir de 24 MeV que les pertes d'énergie par rayonnement deviennent supérieures aux pertes d'énergies par collisions, c'est la perte d'énergie par ionisation qui est le mécanisme d'interaction prépondérant pour les électrons. Pour le cuivre, c'est à partir de 25 MeV, pour le plomb, c'est à partir de 10 MeV et pour l'aluminium c'est à partir de 58 MeV [23].

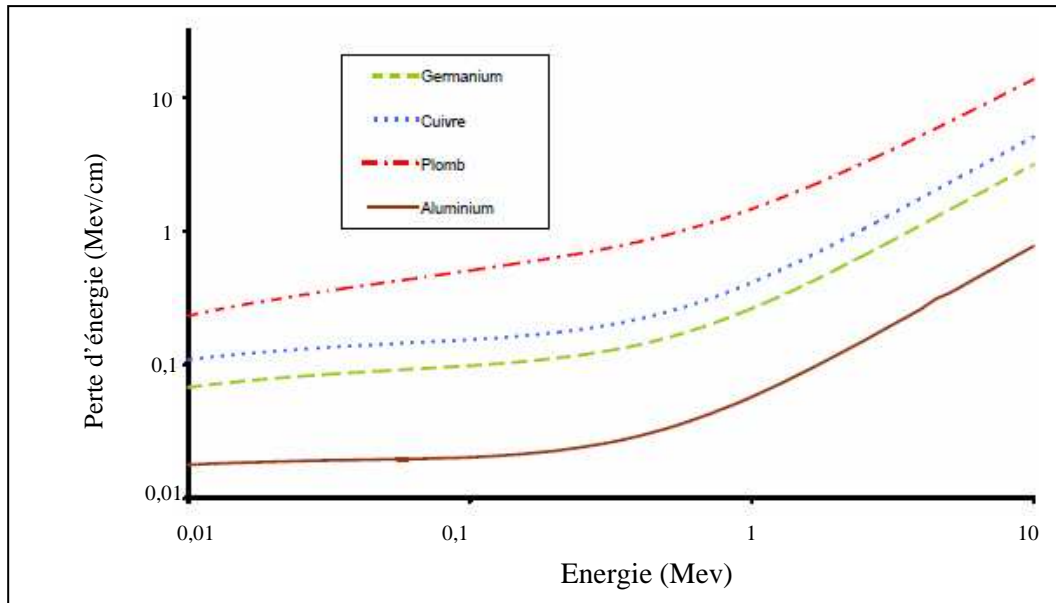


Figure (2.5) : variation de la perte d'énergie par radiation (Bremsstrahlung) dans différents matériaux en fonction de l'énergie.

1.2.3. La diffusion coulombienne multiple :

A chaque fois qu'un électron fait une « collision » avec un électron du cortège atomique aux cours de son passage dans le matériau, il subit une diffusion coulombienne. Ceci se traduit par une déviation de sa trajectoire par rapport à sa direction initiale. Si le nombre de collisions pour chaque électron est suffisamment important (supérieur à 20), la distribution angulaire de la diffusion coulombienne multiple suit une loi gaussienne aux petits angles et se comporte comme une diffusion de Rutherford aux grands angles. Pour les petits angles (inférieurs à 20°), la distribution angulaire est donnée par [28] :

$$P(\theta)d\Omega = \frac{1}{2\pi\theta_0^2} \exp\left(-\frac{\theta^2}{2\theta_0^2}\right) d\Omega \quad (2.8)$$

$$\text{Avec: } \theta_0 = \frac{13,6.Z}{\beta.p.c} \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left(1 - 0,038 \ln\left(\frac{x}{X_0}\right)\right) \quad (2.9)$$

θ_0 : la déviation quadratique moyenne,

p : l'impulsion de l'électron,

x : l'épaisseur de matériau traversé et

X_0 : la longueur de radiation du matériau.

Ainsi, on s'aperçoit que la diffusion multiple est d'autant plus importante que le numéro atomique du milieu est élevé. Ceci nous permet d'estimer la trajectoire d'un électron après une diffusion coulombienne avec un électron du cortège électronique [23].

1.2.4. Annihilation :

Les positrons, qui sont les anti-particules des électrons, se comportent exactement comme les électrons en ce qui concerne leurs passages à travers la matière, sauf que l'interaction avec les électrons du cortège électronique est attractive et non répulsive. Par contre, en fin de parcours, lorsque leurs vitesse devient quasiment nulle, ils survient une annihilation matière anti-matière avec les électrons du cortège atomique. Ce processus est accompagné par l'émission de deux photons de 511 keV chacun émis à 180° [23].

1.2.5. Parcours des électrons dans la matière :

Parcours des électrons dans la matière est la distance parcourue par un électron dans un matériau jusqu'à ce qu'il perde toute son énergie. Le parcours est relié à la perte d'énergie comme suit:

$$R = \int_{E_0}^0 \left(-\frac{dE}{dx} \right)^{-1} dE \quad (2.10)$$

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. C'est une grandeur statistique qu'on peut obtenir par extrapolation de la partie linéaire de la courbe du pourcentage d'électrons transmis en fonction de l'épaisseur traversée, Figure 2.6 [23].

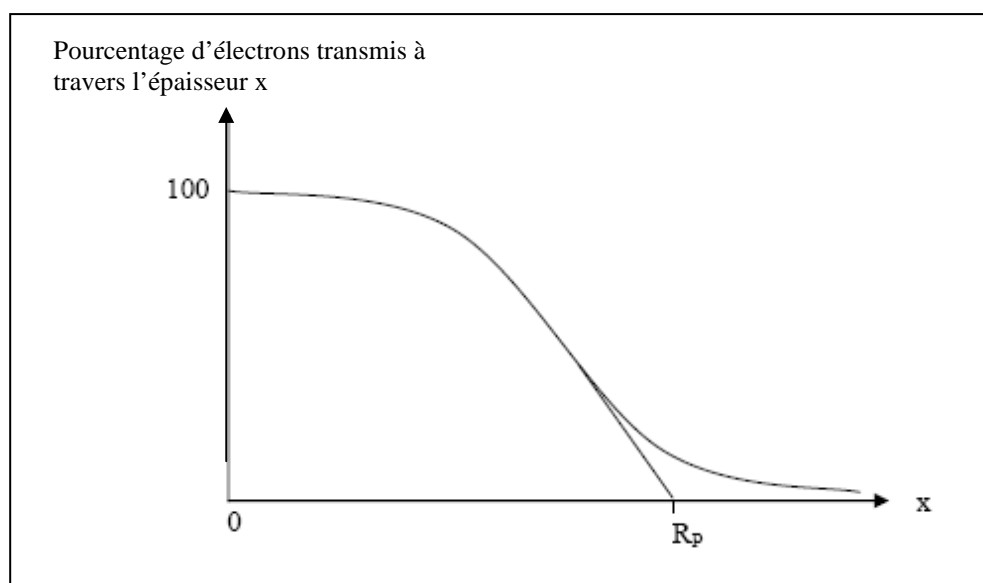


Figure 2.6 : Transmission des électrons en fonction de l'épaisseur x de matériau traversé

En première approximation, la profondeur de pénétration ne dépend que du matériau et elle peut être calculée par la relation approchée suivante :

$$R_p = 0,52.E - 0,09 \quad (2.11)$$

Avec R_p en g/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 ($\rho = 5,323 \text{ g/cm}^3$), un électron de 600 keV parcourt 0,42 mm, dans le cuivre ($\rho = 8,96 \text{ g/cm}^3$) 0,25 mm, dans le plomb ($\rho = 11,35 \text{ g/cm}^3$) 0,19 mm et 0,82 mm dans l'aluminium ($\rho = 2,698 \text{ g/cm}^3$) [23].

2. Détecteur à semi-conducteurs :

2.1. Le principe de détection gamma :

Dans un solide cristallin, les électrons occupent des niveaux d'énergie situés à l'intérieur de bandes d'énergies permises (bande de valence et bande de conduction) séparées par des bandes interdites.

Dans le cas des semi-conducteurs, l'espace interdit entre ces deux types de bandes est très faible, l'excitation thermique est suffisante pour faire passer les électrons de la bande de valence à la bande de conduction constituant ainsi la conduction intrinsèque. La présence d'impuretés à l'état de traces dans un matériau hyper pur, va modifier considérablement la conductivité d'un semi-conducteur Figure 2.7 [24].

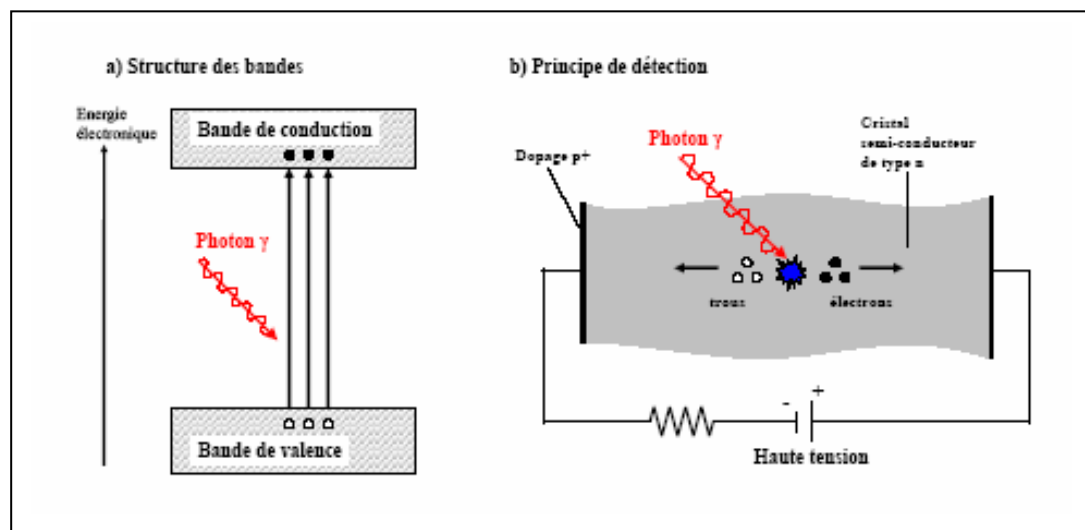


Fig. 2.7: Principe du semi-conducteur : structure des bandes et fonctionnement.

Deux dopants de nature différente peuvent être ainsi introduits :

- Les impuretés de type n (ou donneurs), caractérisant le semi-conducteur de type N.

- Les impuretés de type p (ou accepteurs), caractérisant le semi-conducteur de type P.

Les niveaux d'énergie introduits dans la bande interdite par les impuretés dopantes étant situés très près des bandes de conduction (pour les donneurs) ou de valence (pour les accepteurs), les interactions (ionisation et échange d'électrons) entre les dopants et la bande permise s'effectuent moyennant un apport d'énergie beaucoup plus faible que celui consistant à faire passer un électron de la bande de valence à la bande de conduction [24].

L'absorption de l'énergie d'un rayonnement dans un semi-conducteur se traduit par la création d'un nombre N de paires électrons - trous, qui dépendent de l'énergie du rayonnement E_0 et du matériau :

$$N = \frac{E_0}{w} \quad (2.12)$$

w : est l'énergie nécessaire à la création d'une paire est qui est liée à la largeur de la bande interdite du semi-conducteur.

Pour les matériaux usuels, le nombre de paires électrons - trous créées est environ dix fois supérieur à celui obtenu à l'aide de détecteurs gazeux ou de scintillateurs, impliquant une résolution nettement meilleure. La collecte de la totalité des paires créées peut engendrer aux bornes du détecteur un signal électrique dont l'amplitude sera, en principe, proportionnelle à l'énergie déposée par le rayonnement incident. Dans ce but, il convient de former dans le volume du semi-conducteur une région sensible, désertée de porteurs libres, et dans laquelle règne un champ électrique apte à séparer les porteurs créés et à les drainer vers des électrodes de collecte. Ce type de zone est obtenu avec des semi-conducteurs par la polarisation en inverse d'une jonction P-N [24].

La largeur d de la zone de déplétion dépend de la tension appliquée V et de la concentration en impuretés C :

$$d = \sqrt{\frac{2\varepsilon V}{eC}} \quad (2.13)$$

Où ε est la permittivité du matériau et e la charge de l'électron [24]

La charge induite en fonction du temps par chacun des porteurs est:

$$Q_n(t) = -\frac{e}{d} x_0 \left(1 - \exp\left(\frac{\mu_n t}{\mu_p}\right) \right) \quad (2.14)$$

$$Q_p(t) = -\frac{e}{d} x_0 \left(1 - \exp\left(\frac{t}{\tau}\right) \right) \quad (2.15)$$

Le courant se déduit en dérivant chaque expression par rapport à t :

$$I_n(t) = \frac{e}{d} x_0 \frac{\mu_n}{\mu_p} \exp\left(\frac{\mu_n t}{\mu_p}\right) \quad (2.16)$$

$$I_p(t) = \frac{e}{d\tau} x_0 \left(\exp\left(\frac{t}{\tau}\right) \right) \quad (2.17)$$

$$I = I_n + I_p. \quad (2.18)$$

Avec d est la distance entre les deux électrodes, x_0 est la position de la création d'une paire, μ_n et μ_p les mobilités des porteur et τ la durée de vie d'un porteur avant recombinaison ($\tau = \rho\varepsilon$, ρ étant la résistivité du matériau et ε sa permittivité) [25].

2.2. Les principales caractéristiques d'un détecteur:

2.2.1. Efficacité de détection :

On distingue deux efficacités [26].

L'efficacité intrinsèque ε_{int} du détecteur, définissent la fraction de photons détectés ($N_{\text{dét}}$) dans le détecteur par rapport au nombre total de transitions gamma émises par la source ($N_{\text{émis}}$), est donnée, en fonction de l'angle solide du détecteur, par :

$$\varepsilon_{\text{int}} = \frac{N_{\text{dét}}}{\Omega N_{\text{émis}}} \quad (2.19)$$

L'efficacité photo pic ε_{pic} définissent le rapport entre le nombre de photons ayant déposé toute leur énergie dans le cristal (N_{photopic}) et le nombre de gamma émis comme suit :

$$\varepsilon_{\text{int}} = \frac{N_{\text{pic}}}{\Omega N_{\text{émis}}} \quad (2.20)$$

2.2.2. Résolution en énergie :

La résolution d'un détecteur est caractérisée par la largeur à mi-hauteur du pic obtenu pour un rayonnement donné. Pour une mesure précise de l'énergie d'un rayonnement, la résolution d'un détecteur doit donc être la plus petite possible. Par exemple un détecteur Ge possède une résolution intrinsèque de l'ordre de 2 keV pour la raie à 1.332 MeV de la source ^{60}Co [26].

La bonne résolution d'un détecteur lors d'une expérience, peut être influencée par plusieurs facteurs : la résolution intrinsèque du détecteur, la chaîne électronique de détection, la cinématique des noyaux produits par réactions d'ions lourds et notamment l'effet Doppler.

Lorsqu'un photon est émis par un noyau se déplaçant à la vitesse de recul v_R , son énergie mesurée (E) dans un détecteur situé à un angle θ par rapport à la direction du faisceau diffère de l'énergie réelle (E_0) est donnée comme suit:

$$E_\gamma(\theta) = E_0 \left(1 + \frac{v_R}{c} \cos \theta \right) \quad (2.21)$$

Le déplacement en énergie (déplacement Doppler) est maximal dans les détecteurs situés autour de 0° et 180° par rapport à l'axe du faisceau. Cet effet peut être réduit en choisissant une cible suffisamment épaisse pour arrêter les noyaux de recul [26]

2.2.3. le rapport signal sur Bruit :

L'information la plus importante est donnée par les photons qui déposent toute leurs énergies dans le détecteur. Les photons gamma qui forment des paires $e^+ e^-$, ainsi que les photons issus de l'annihilation du e^+ s'échappent au compteur : le dépôt d'énergie est alors partiel. Ces événements sont comptés par le détecteur mais ne contribuent pas aux pics de pleine énergie, ils constituent une grande source de bruit. La grandeur qui traduit la qualité du détecteur est le rapport Signal / Bruit appelé aussi pic sur total (PT) est donnée comme suit [27] :

$$PT = \frac{N_{pic}}{N_{det}} \quad (2.22)$$

2.2.4. Le Temps mort :

Une chaîne électronique d'acquisition possède un temps interne de traitement d'une impulsion. Si une seconde impulsion arrive dans un temps assez court après une première impulsion, elle ne pourra pas être traitée puisque la première l'est encore. Le temps de traitement d'une impulsion (le temps minimum entre deux impulsions successives) s'appelle le temps mort. Ce dernier est une caractéristique importante du système. Il est important d'avoir un temps mort le plus petit possible pour éviter de perdre trop d'impulsions. Le nombre de données perdues à cause de ce temps mort devient significatif quand le taux de comptage devient élevé [28]. Deux cas extrêmes sont à considérer :

1) Compteur paralysable :

Si un second événement arrive avant que le temps mort se termine, cet événement ne sera pas pris en compte. Donc il ne sera pas détecté, et en plus, on aura une augmentation de temps mort du système par un temps égale à τ à partir de temps d'arrivée de ce dernier événement.

Le nombre de particules comptées M , par unité de temps, en fonction du nombre de particules arrivants au détecteur N par unité de temps, est donné par l'équation [29]:

$$M = Ne^{-N\tau} \quad (2.23)$$

2) Compteur non paralysable :

Pour un compteur non paralysable un événement qui arrivant pendant le temps τ est perdu mais il n'allonge pas le temps mort. On démontre alors que :

$$M = \frac{N}{1 + N\tau} \quad (2.24)$$

La figure 2.8 présente une séquence particulière d'événements et la réponse des deux types de compteurs [30]

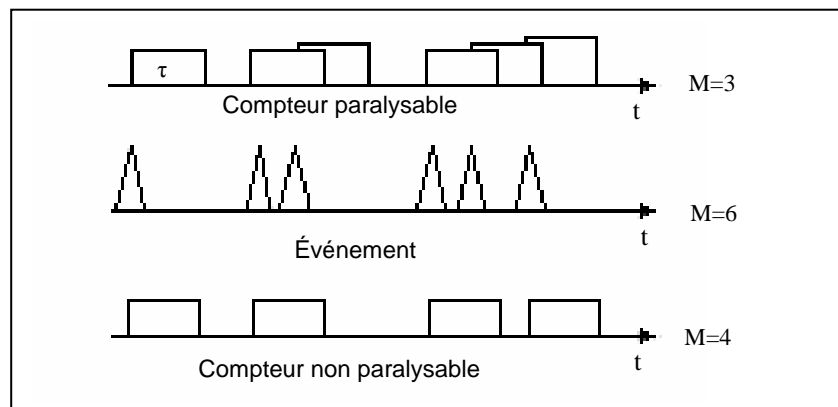


Figure 2.8 : simulation d'une séquence d'événements avec un compteur paralysable et un compteur non paralysable

2.3 Détecteurs à semi-conducteur couramment utilisés:

Les détecteurs à semi-conducteurs les plus utilisés pour la détection des particules ionisantes sont le silicium (Si), le germanium (Ge), la famille du tellure de cadmium (CdTe et $\text{Cd}_x\text{Zn}_{1-x}\text{Te}$) et l'arsénure de gallium (GaAs). On trouve aussi quelques détecteurs à base d'iodure de mercure (HgI_2). Tableau 2.1 Les potentialités de ces matériaux pour la détection des photons γ dépendent des paramètres suivants: le numéro atomique, l'énergie d'activation intrinsèque (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 [31].

Semi-conducteur	Z	ρ (g/cm ³)	gap (eV)	E _{paire} (eV)	μ_e (cm ² /V.s)	μ_{t+} (cm ² /V.s)	R à 25°C (Ω .cm)
Ge	32	5,33	0,67	2,96	3900	1900	50
Si	14	2,33	1,12	3,62	1400	480	106
CdTe	48/52	6,2	1,44	4,43	1100	100	109
CdZnTe	48/30/52	6	1,5	5	1350	120	1011
HgI ₂	80/53	6,4	2,13	4,2	100	4	1013
GaAs	31/33	5,32	1,43	4,2	8000	400	107

Tableau (2.1) : Caractéristiques des principaux semi-conducteurs.

2.3.1 Les détecteurs de silicium compensés au lithium :

Pour réaliser un détecteur au silicium compensé au lithium, il faut fabriquer un cristal de silicium dopé P. Sur une face du cristal de silicium, un excès de lithium est déposé par métallisation sous vide. Celui-ci est alors diffusé à une température proche de 450 °C pendant un temps très bref. On obtient alors une jonction PN (juxtaposition de deux zones, l'une dopée P, l'autre dopée N) avec une zone N très mince, l'épaisseur étant inférieure à 100 μ m. Le cristal de silicium est ensuite placé dans une étuve aux alentours d'une centaine de degrés. A cette température, les atomes de lithium possèdent une grande mobilité. Un champ électrique intense est appliqué, ce qui entraîne le lithium en excès vers la zone dopée P. Au cours de cet entraînement, les ions de lithium se lient de façon électrostatique aux ions accepteurs pour former une zone compensée qui sera la zone active pour la détection des particules. L'entraînement de lithium est une technique qui permet d'augmenter la zone active pour la détection. Sans entraînement au lithium, on obtient des cristaux de silicium avec une zone active d'une épaisseur de 1 à 2 mm, alors qu'avec un entraînement au lithium, l'épaisseur de la zone active passe de 5 à 10 mm. Le faible numéro atomique du silicium permet la détection de photons de très basse énergie ou de raies X. En effet, la probabilité d'absorption par effet photoélectrique est suffisamment élevée pour permettre une mesure même avec des détecteurs de quelques millimètres d'épaisseur dans ce domaine d'énergie. De plus comme les photons de moyenne et haute énergie ne peuvent pas être détectés, cela contribue à diminuer le bruit de fond. Les détecteurs de silicium compensés au lithium permettent d'obtenir des pics très étroits, ce qui permet de discerner facilement des pics proches en énergie. Ce type de détecteur permet des mesures de photons dans un intervalle d'énergie allant de 1 keV à 50 keV [23].

2.3.2. Autres types de détecteurs semi-conducteurs :

Le silicium et le germanium ont tous deux des propriétés intéressantes de transport de porteurs de charge, c'est-à-dire que la collection des porteurs se fait rapidement. Cela permet donc l'utilisation de cristal de gros volume ce qui offre la possibilité d'explorer les hautes énergies. Néanmoins ce sont des matériaux avec un numéro atomique relativement faible ce qui ne favorise pas l'interaction des photons dans ces matériaux. De plus, pour limiter le bruit de fond dans certaines applications, le germanium et le silicium doivent être refroidis lors de leur utilisation. C'est pourquoi toute une gamme de nouveaux matériaux a été développée pour les remplacer [23].

1) Les détecteurs au tellure de cadmium (CdTe) :

Les détecteurs au tellure de cadmium (CdTe) ont beaucoup progressé au cours des vingt dernières années, grâce à l'amélioration de la qualité du matériau et à la réalisation de dispositifs dédiés. Les avantages des détecteurs au tellurure de cadmium sont :

- Résolution en énergie honorable pour la spectrométrie X et γ : $< 3\%$ 662 keV, $< 2\%$ 1,28 MeV
- Fonctionnement à température ambiante.

Les inconvénients sont volumes limités $< 2\text{ cm}^3$, typiquement 500 mm^3

Il s'agit de trouver une alternative au Ge pour effectuer des mesures spectrométriques à température ambiante. Il existe également un champ d'application important en imagerie médicale (γ caméra, imagerie X, etc.) et industrielle (radiographie diagnostique, contrôles, etc.) [32].

2) Les détecteurs à l'iodure de mercure (HgI₂) :

C'est un matériau intéressant pour la détection car il n'a pas besoin d'être refroidi lors des mesures. Ce matériau présente un fort numéro atomique (53 pour l'iode et 80 pour le mercure), ce qui augmente la probabilité d'interaction. Considérons des photons de 100 keV, 85 % sont absorbés par 1 mm de HgI₂, pour absorber la même quantité avec du CdTe il faut 2,6 mm alors qu'il faut 10 mm de germanium. Les détecteurs HgI₂ sont utilisés dans la détection des photons X et des gammas de très basse énergie. Pour détecter des photons de plus hautes énergies, des détecteurs épais (jusqu'à 1,2 cm d'épaisseur) ont été développés mais avec une mauvaise résolution en énergie [33].

3) Les détecteurs CZT :

ces détecteurs sont les plus récents. Ils peuvent être utilisés à température ambiante et se composent d'un mélange variable de formule brute Cd_{1-x}Zn_xTe où x est la fraction en masse de ZnTe dans le CdTe. Ils présentent les mêmes propriétés de détection que les CdTe et sont essentiellement utilisés pour mesurer des photons de basse énergie (inférieure à 100 keV) [33].

4) Les détecteurs semi-conducteurs (GaAs et PbI₂) :

L'un des premiers matériaux semi-conducteur à avoir été utilisé à température ambiante est l'arséniure de gallium (GaAs). Ce matériau permet de détecter des photons gamma avec une bonne résolution, contrairement aux détecteurs CdTe, HgI₂ et CZT. Comme le gallium et l'arsenic ont des numéros atomiques proches du germanium, la probabilité d'interaction dans ce matériau sera proche de celle dans le germanium. On note que l'arséniure de gallium présente une bonne résistance à l'endommagement sous irradiation [33].

Un autre matériau intéressant pour la détection de photons gamma est l'iodure de plomb (PbI₂). Les forts numéros atomiques du plomb (82) et de l'arsenic (53) permettent d'avoir une forte probabilité d'interaction, donc une efficacité de détection par unité de volume élevée. Comme la collection des porteurs de charge est assez mauvaise, peu de détecteurs de cette sorte ont été commercialisés. D'autres matériaux ont été étudiés pour la spectrométrie gamma, tels que InP, GaSe et CdSe mais sans réel succès à cause de problèmes de collection de charge [33].

2.3.3. Les spectromètres à base de germanium :

Les spectromètres à base de germanium fonctionnent au moyen d'un cristal à base de germanium fut développé au début des années 60. Étant donné la forte concentration d'impuretés de type P (de l'ordre de 10^{12} cm^{-3}) dans les cristaux fabriqués, il était nécessaire à l'époque de compenser celles-ci par la diffusion d'ions de lithium (dopants de type n) pour obtenir des volumes de détection importants (plusieurs dizaines de cm^3) [33].

Il existe deux types de détecteurs germanium [23]:

- Les *détecteurs germanium compensés au lithium* sont fabriqués de la même façon que les détecteurs silicium compensés au lithium. Les détecteurs germanium compensés au lithium ne peuvent être utilisés à température ambiante car le lithium diffusant à température ambiante. Ce type de détecteur a été commercialisé depuis le début des années 60 jusqu'au début des années 80.
- Les *détecteurs au germanium ultra-pur* dont les performances sont équivalents pour un même volume actif qui peut être ramené à température ambiante entre les mesures. Il s'agit d'un cristal de germanium pur dont la concentration en impureté a été abaissée de 10^{13} à 10^{10} atomes/ cm^3 .

Les détecteurs germanium existent sous trois configurations géométriques : planaire, coaxiale et puits Figure 2.9.

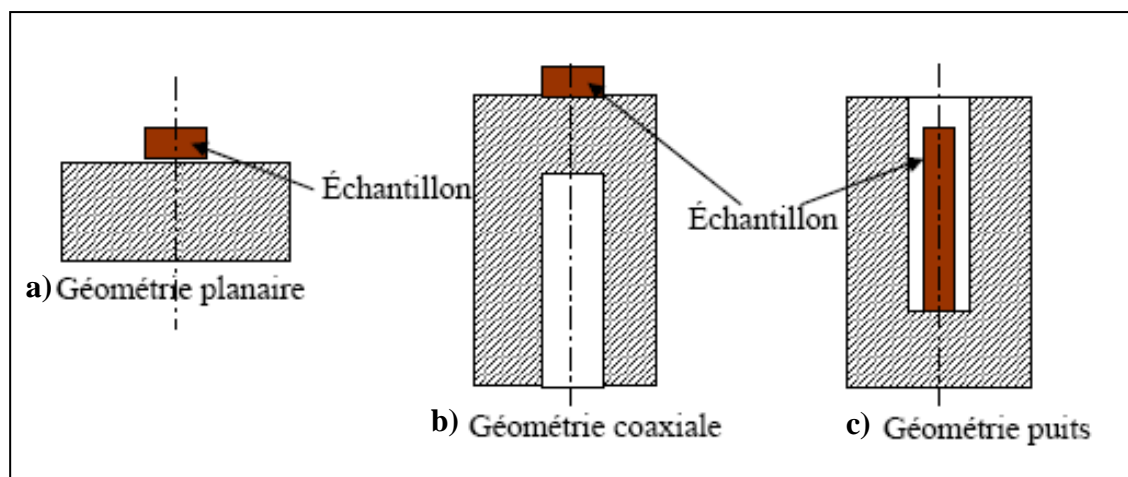


Figure 2.9 : les différentes configurations géométriques des détecteurs germanium.

1) Détecteur planaire :

La géométrie planaire permet d'avoir une réponse du détecteur à basse énergie (de 1 keV à 1 MeV). cette configuration permet d'avoir la meilleure résolution. L'épaisseur du volume actif peut aller jusqu'à 1 ou 2 cm, ce qui donne un volume de 10 à 30 cm³, ce qui est relativement faible.

2) Détecteur coaxial :

La géométrie coaxiale permet de contourner ce problème : le volume actif peut atteindre 750 cm³. 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.

3) Détecteur puits :

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. La résolution avec la géométrie puits à basse énergie est moins bonne qu'avec une géométrie coaxiale mais à haute énergie elle est la meilleur **Tableau 2.2** [23].

Energie (keV)	Géométrie		
	planaire	coaxiale	puits
122	0,65	0,80	1,20
1332	2,00	3,40	2,00

Tableau 2.2: Résolution (en keV) d'un détecteur germanium dans les trois configurations possibles.

Chapitre III

Spectrométrie gamma.

1 Définition:

La spectrométrie gamma est une technique de mesure de détection des rayonnements gamma émis en convertissant l'énergie qu'ils déposent dans un matériau détecteur adapté en un signal électrique. Le traitement de ces signaux permet d'obtenir un histogramme appelé spectre. Les rayonnements gamma sont émis par désexcitation des radioéléments. Ils possèdent une énergie précise (raie), caractérisant ainsi le noyau émetteur et constituent donc un moyen d'identification des radioéléments. L'aire d'une raie gamma est représentative de la quantité du radioélément émetteur, dans la mesure où on connaît les temps actifs d'acquisition, la période radioactive des isotopes mesurés, et l'intensité d'émission de la raie observée. Théoriquement l'analyse des spectres mesurés permet l'identification et la quantification des radioéléments [34]. La figure 3.1 montre un spectre de radioactivité naturelle obtenu après plusieurs jours de comptage.

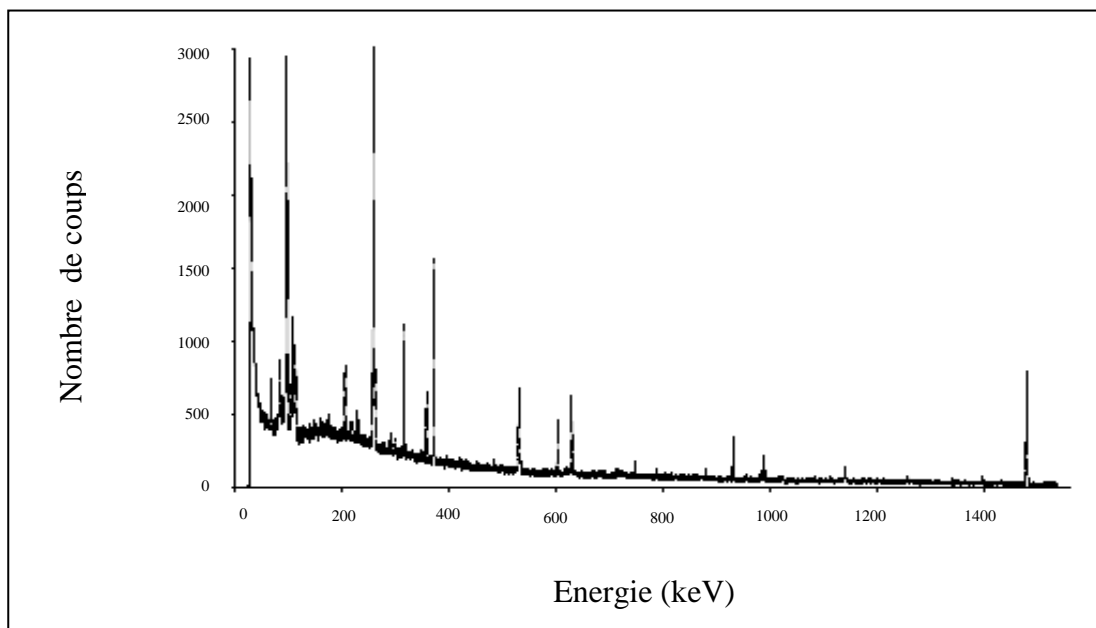


Figure 3.1 : exemple de spectre de radioactivité naturelle obtenu après plusieurs jours de comptage

2. Chaîne de spectroscopie gamma :

La spectrométrie gamma utilise un ensemble d'outils qui sont : les sources radioactives (échantillon), un détecteur, l'électronique associée au détecteur et un système d'acquisition.

Une vue d'ensemble de l'installation : détecteur + chaîne d'acquisition est donnée par la figure 3.2 [27].

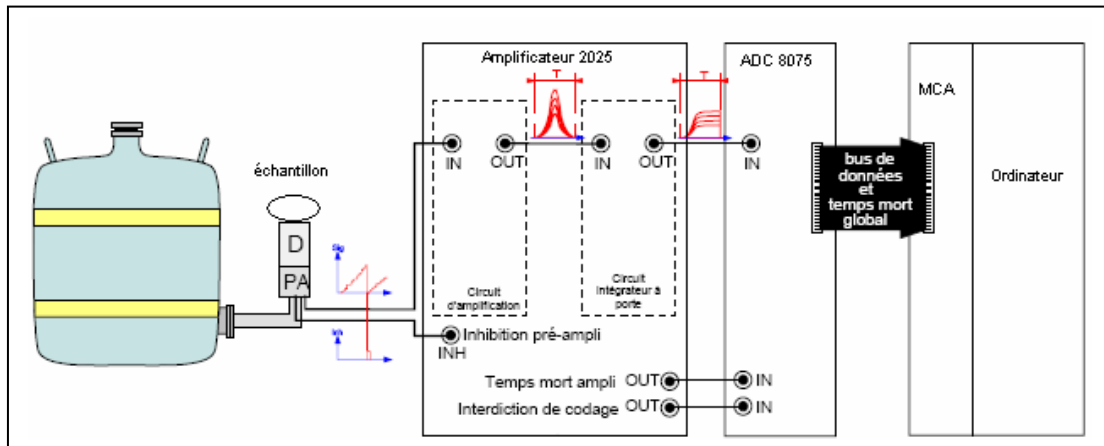


Figure (3.2) : Chaîne de spectrométrie gamma

2.1. Détecteur HP Ge :

Les détecteurs à semi conducteurs de photons utiliser dans la spectroscopie nucléaire travaillent dans la gamme d'énergie entre 1 keV et 10 MeV. La détection se fait à l'aide d'un cristal semi-conducteur de germanium (hyper-pur). Une fraction des rayons gamma émis par l'échantillon placé devant le détecteur frappent celui-ci et transmettent leurs énergies à un électron dans le cristal de germanium, qui excite à son tour d'autres électrons, en provoquant une avalanche des électrons secondaires. L'énergie des électrons primaires est utilisée pour la production d'une paire électron- trous qui sera par la suite collectée. Cette énergie est convertie en courant électrique dont l'amplitude est proportionnelle à l'énergie du rayon incident [35].

De manière très schématique, un détecteur semi-conducteur se compose d'un cristal semi-conducteur placé entre deux électrodes reliées à une source de tension V_{polar} [36]

2.2. Electronique associée :

Le rôle essentiel de l'électronique est d'assurer l'amplification, la mise en forme et l'acquisition du signal délivré par le spectromètre gamma [23].

2.2.1. Le préamplificateur :

Dans une chaîne de spectroscopie, le préamplificateur a pour rôle d'amplifier le faible signal provenant du détecteur afin de le transmettre par câble, sans perdre trop d'informations ou de distorsion, jusqu'à l'amplificateur linéaire. Le préamplificateur de charges doit être

sensible à la charge libérée par le détecteur à semi-conducteur lors de la détection. L'idée est d'intégrer la charge provenant du détecteur sur une capacité C_f en parallèle avec un montage à grand gain interne en contre-réaction sur une résistance R_f figure 3.3.

On peut montrer la relation suivante :

$$V_0 = -\frac{Q}{C_f} \quad (3.1)$$

Où :

V_0 : le voltage de sortie du détecteur et

Q : la charge collectée suite aux pulses provenant de la détection par C_f .

Les charges accumulées doivent, à un moment ou un autre, être évacuées. La décharge (le reset) de C_f est réalisée au travers d'une résistance placée en parallèle avec celle-ci. Un gros désavantage de ce système est le bruit supplémentaire introduit par la résistance elle-même. Ce phénomène est d'autant mieux perçu à basse température quand les autres contributions au bruit (provenant des courants de fuite du détecteur et de l'entrée du préamplificateur) deviennent négligeables. Généralement, le détecteur est refroidi pour réduire ces courants de fuite. Dans cette situation, la résistance est la source principale de bruit limitant le ratio signal – sur - bruit du système. La figure 3.4 présente le signal de sortie de ce type de préamplificateur [28].

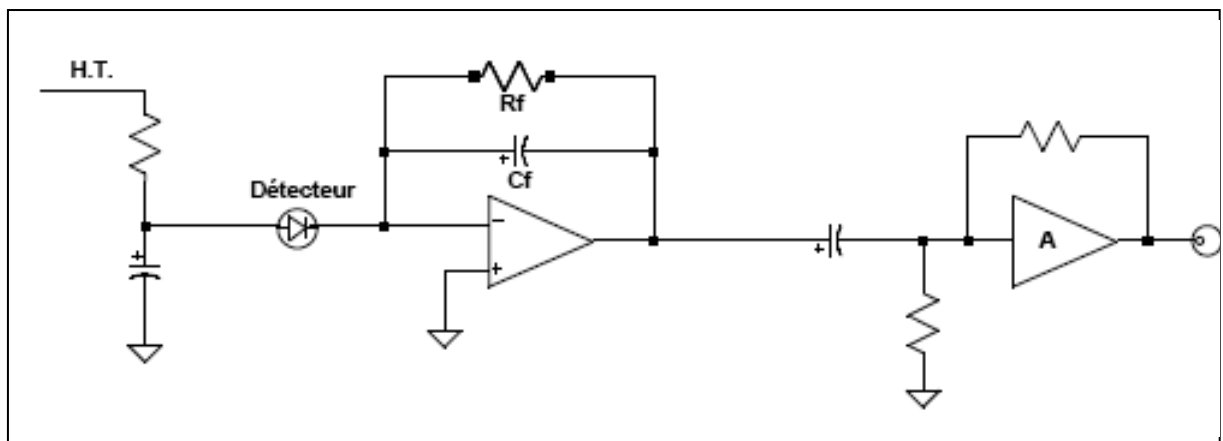


Figure 3.3 : Schéma d'un préamplificateur de charge avec une résistance en parallèle avec une capacité C_f

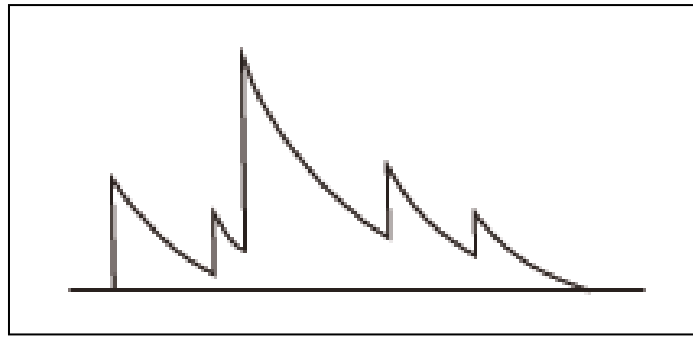


Figure 3.4 : signal de sortie de préamplificateur.

2.2.2. Alimentation à Haute tension:

Tous les détecteurs de rayonnement gamma exigent une alimentation à haute tension pour fournir le champ électrique qui collecte la charge produite par l'interaction de rayons gamma dans le détecteur. Les détecteurs de diode de germanium et de silicium exigent les courants très bas $< 10^{-9}$ A [37].

Les alimentations électroniques utilisées doivent remplir les conditions suivantes [38]:

- Etre réglables pour ces tensions imposées par les détecteurs (jusqu'à 5000 volts pour certaines jonctions);
- Pouvoir supporter sans chute de tension le courant débité par le détecteur (1 à 15 mA selon le détecteur);
- Etre stabilisées à hauteur de l'exigence des détecteurs;
- Ne pas présenter de dérives aux cours du temps;
- Avoir un bruit très faible.

2.2.3. Amplificateur:

Le signal en tension est ensuite traité par l'amplificateur principal (ou amplificateur de mise en forme) où il est mis en forme et amplifié de manière à optimiser le rapport signal/bruit (S/B). La mise en forme du signal se fait avec une différenciation et une intégration qui résulte une impulsion courte par rapport au temps de descente du préamplificateur. L'amplificateur doit répondre aux mêmes exigences que celles requises pour le préamplificateur en ce qui concerne le bruit, la linéarité et la stabilité. Plusieurs systèmes de mise en forme sont utilisés [33] :

1) Mise en forme par cellule CR-RC :

La figure 3.5 présente un schéma de la cellule CR-RC. Le premier étage est un circuit différentiateur (ou filtre passe-haut) qui individualise chaque signal. Pour un signal d'entrée de forme marche abrupte (le cas à la sortie du préamplificateur) l'amplitude maximale est préservée. Ce signal peut être utilisé pour compter le nombre d'événements mais pas pour mesurer l'amplitude. Le deuxième étage est un circuit intégrateur (ou passe-bas) qui intègre le signal précédent. On obtient un signal unipolaire qui est généralement utilisé pour la mesure de l'énergie.

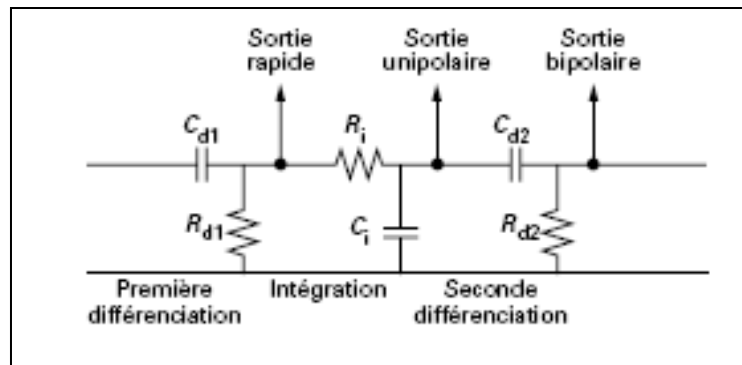


Figure 3.5: Principe d'un amplificateur à mise en forme par cellules CR-RC

Si les constantes de temps des deux circuits sont les mêmes ($R_i C_i = R_d C_d = RC$), pour un signal d'entrée de type marche abrupte d'amplitude U_e , on obtient une tension de sortie qui vaut :

$$U_s = U_e \cdot \frac{t}{RC} \cdot \exp\left(-\frac{t}{RC}\right) \quad (3.2)$$

Le signal de sortie passe par un maximum qui vaut $U_s^{max} = 0,368 U_e$ avant de décroître. L'amplitude du signal d'entrée n'est pas conservée mais ce défaut balistique est le même pour tous les signaux tant que les constantes de temps demeurent grandes devant le temps de montée. Pour un temps $t = 7,5 RC$, son amplitude ne vaut plus que $U_s^{max} / 100$.

la plupart du temps, un troisième étage constitué d'un second circuit de différenciation est incorporé. On obtient un signal bipolaire, pratiquement égal à la dérivée du précédent. Cette sortie peut être utile pour de très forts taux de comptage ou pour des mesures très longues car

elle limite la dérive du niveau continu. Elle présente cependant un plus mauvais rapport signal/bruit que la sortie unipolaire [30].

La valeur des constantes de temps fixe la forme du signal de sortie et la bande passante de l'amplificateur. Le rapport signal/bruit dépend de la forme du signal. Un excellent rapport peut être obtenu avec des impulsions d'allure gaussienne qu'on peut simuler en faisant suivre le circuit de différentiation d'une série de circuits d'intégrations. Un rapport légèrement meilleur est maintenant atteint avec des impulsions de forme approximativement triangulaire [30].

2) Mise en forme par ligne à retard :

Dans ces amplificateurs, la mise en forme est assurée par un circuit inverseur et une ligne à retard qui repousse le signal d'entrée d'une durée sélectionnée. Le signal direct et le signal retardé sont ensuite additionnés pour donner un signal de forme rectangulaire dont la hauteur nous donne une idée sur quantité d'énergie absorbée. Avec ces appareils, le rapport signal/bruit est médiocre car il n'y a pas de filtre de mise en forme. Cependant, pour des détecteurs de mauvaise résolution (scintillateurs, chambre d'ionisation), ils conviennent parfaitement, d'autant plus que l'on peut générer des signaux de faible durée donc compatibles avec les forts taux de comptage [30].

2.2.4. Analyseur d'impulsion multi- canal (MCA):

Les signaux produits par les rayons gamma sont accumulés dans la mémoire d'un analyseur multi-canal (MCA) pour former un spectre (nombre de rayons gamma détectés en fonction de leurs énergie). L'analyseur multi-canal mesure le maximum d'amplitude de l'impulsion électrique reçue avant de l'enregistrer dans la mémoire. Un pic est obtenu à l'énergie correspondante de l'élément présent ainsi que sa quantité [35]

Le spectre enregistré (sous forme binaire) par l'analyseur est traité par un logiciel spécial (Génie 2000). Ce dernier permet de visualiser en temps réel la sortie de l'analyseur multi – canaux, à savoir un spectre avec en abscisse le numéro de canal et en ordonnée le nombre de coups dans ce canal. De manière à pouvoir identifier les désintégrations radioactives mises en jeu, le spectre doit être étalonné en énergie. Cela consiste à établir une relation polynomiale entre le numéro de canal et l'énergie déposée dans le cristal. Le spectre obtenu est alors un ensemble de pics distribués en énergie se rajoutant à un fond (Figure 3.1) [23].

3. Etude expérimentale

3.1. Présentation des échantillons :

Les huit échantillons utilisés sont prélevés de différents sites du secteur à la frontière du Tunnel (E2) à coté des montagnes Taourirt Tan Afella (zone l'essai de Béryl). La description et les coordonnées sont récapitulés dans le **Tableaux 3.1** :

Code	Type d'échantillon	poids	Cordonnés	Dose ($\mu\text{Sv/h}$)	site
ALG-11	Lave	81 g	24°03'512"N 05°03'220"E	10	A la frontière de tunnel E ₂ de quelle lave radioactive a été éjectée.
ALG-12	Lave	176 g	24°03'819"N 5°03'408"E	30	A la frontière de tunnel E ₂ de quelle lave radioactive a été éjectée.
ALG-13	Lava	158 g	24°03'812"N 5°03'400"E	4	A la frontière de tunnel E ₂ de quelle lave radioactive a été éjectée.
ALG-14	Lava	111 g	24°03'822"N 5°03'331"E	200	A la frontière de tunnel E ₂ de quelle lave radioactive a été éjectée.
ALG-15	Lava	42 g	24°03'512"N 05°03'220"E	10	A la frontière de tunnel E ₂ de quelle lave radioactive a été éjectée.
ALG-18	Sable.	914 g	24°03'736"N 5°03'542"E	~ 800	Dans la proximité de la vieille barrière française, 0.8 k m du tunnel de E ₂ .
ALG-22	Sable, premier strate, ~3 mm.	270 g	23°55'958"N 04°43'343"E	No disponible	Sable contenant vraisemblablement Pu et Am.
ALG-23	Sable, deuxième strate, ~3 mm.	743 g	23°55'958"N 04°43'343"E	No disponible	Sable contenant vraisemblablement Pu et Am.

Tableau 3.1 : Description des échantillons analysés par spectrométrie gamma.

3.3.2. Résultats et discussion :

L'analyse des huit échantillons a été effectuées au laboratoire Seiberdorf de l'IAEA.

Les résultats détaillés obtenus de l'activité spécifique des éléments dans les différents échantillons sont reportés dans les tableaux suivants :

Radionucléide	Origine principale	Période	Activité spécifique (Bq/kg)
²⁴¹ Am	Fils Pu 241	432,7 ans	1400
²³⁹ Pu	Matière Nuc, fils Np 239	24 110 ans	1600000
¹³³ Ba	PF	10.51 ans	1400
⁶⁰ Co	PA, Co 59 stable	5,27 ans	1050
¹³⁷ Cs	PF	30 ans	2120000
¹⁵² Eu	PA, Eu 151 stable	13,3 ans	1100
¹⁵⁴ Eu	PF	8.593 ans	400
¹⁵⁵ Eu	PF	4,96 ans	320

Tableau 3.2: Echantillon **ALG-11**

Radionucléide	Origine principale	Période	Activité spécifique (Bq/kg)
²⁴¹ Am	Fils Pu 241	432,7 ans	13000
²³⁹ Pu	Matière Nuc, fils Np 239	24 110 ans	1100000
¹³³ Ba	PF	10.51 ans	4696
⁶⁰ Co	PA, Co 59 stable	5,27 ans	3610
¹³⁷ Cs	PF	30 ans	672989
¹⁵² Eu	PA, Eu 151 stable	13,3 ans (et 9,32 h)	6651
¹⁵⁴ Eu	PF	8.593 ans	1606
¹⁵⁵ Eu	PF	4,96 ans	2956
²²⁸ Th	Fils Ac-228	1,9 an	270

Tableau 3.3: Echantillon **ALG-12**

Radionucléide	Origine principale	Période	Activité spécifique (Bq/kg)
²⁴¹ Am	Fils Pu 241	432,7 ans	3000
²³⁹ Pu	Matière Nuc, fils Np 239	24110 ans	1000000
¹³³ Ba	PF	10,51 ans	749
⁶⁰ Co	PA, Co 59 stable	5,27 ans	1707
¹³⁷ Cs	PF	30 ans	1544390
¹⁵² Eu	PA, Eu 151 stable	13,3 ans	1158
¹⁵⁴ Eu	PF	8,593 ans	315
¹⁵⁵ Eu	PF	4,96 ans	617
²²⁸ Th	Fils Ac-228	1,9 an	141

Tableau 3.4: Echantillon **ALG-13**

Radionucléide	Origine principale	Période	Activité spécifique (Bq/kg)
²⁴¹ Am	Fils Pu 241	432,7 ans	940
²³⁹ Pu	Matière Nuc, fils Np 239	24110 ans	434000
¹³³ Ba	PF	10,51 ans	268
⁶⁰ Co	PA, Co 59 stable	5,27 ans	640
¹³⁷ Cs	PF	30 ans	1030156
¹⁵² Eu	PA, Eu 151 stable	13,3 ans	396
¹⁵⁴ Eu	PF	8,593 ans	101
¹⁵⁵ Eu	PF	4,96 ans	244
²²⁸ Th	Fils Ac-228	1,9 an	366

Tableau 3.5: Echantillon **ALG-14**

Radionucléide	Origine principale	Période	Activité spécifique (Bq/kg)
²⁴¹ Am	Fils Pu 241	432,7 ans	1700
²³⁹ Pu	Matière Nuc,fils Np 239	24110 ans	1870000
¹³³ Ba	PF	10,51 ans	1600
⁶⁰ Co	PA, Co 59 stable	5,27 ans	1159
¹³⁷ Cs	PF	30 ans	2521046
¹⁵² Eu	PA, Eu 151 stable	13,3 ans	1300
¹⁵⁴ Eu	PF	8,593 ans	470
¹⁵⁵ Eu	PF	4,96 ans	226
²²⁸ Th	Fils Ac-228	1,9 an	366

Tableau 3.6: Echantillon **ALG-15**

Radionucléide	Origine principale	Période	Activité spécifique (Bq/g)
²⁴¹ Am	Fils Pu 241	432,7 ans	22
²³⁹ Pu	Matière Nuc,fils Np 239	24110 ans	39000
¹³³ Ba	PF	10,51 ans	6
⁶⁰ Co	PA, Co 59 stable	5,27 ans	2,8
¹³⁷ Cs	PF	30 ans	3457
¹⁵² Eu	PA, Eu 151 stable	13,3 ans	7
¹⁵⁴ Eu	PF	8,593 ans	5
¹⁵⁵ Eu	PF	4,96 ans	28,4
⁴⁰ K	Primordial	1,28. 10 ⁹ ans	1140
²²⁸ Ra	Fils Fr-228	5,8 ans	169,2
²²⁸ Th	Fils Ac-228	1,9 an	166,0

Tableau 3.7: Echantillon **ALG-18**

Radionucléide	Origine principale	Période	Activité spécifique (Bq/kg)
²⁴¹ Am	Fils Pu 241	432,7 ans	23,6
²³⁹ Pu	Matière Nuc, fils Np 239	24110 ans	12000
¹³³ Ba	PF	10,51 ans	1,9
⁶⁰ Co	PA, Co 59 stable	5,27 ans	1,1
¹³⁷ Cs	PF	30 ans	4,4
¹⁵² Eu	PA, Eu 151 stable	13,3 ans	2,7
¹⁵⁴ Eu	PF	8,593 ans	1,9
¹⁵⁵ Eu	PF	4,96 ans	4,1
⁴⁰ K	Primordial	1,28. 10 ⁹ ans	557
²²⁸ Ra	Fils Fr-228	5,8 ans	26,8
²²⁸ Th	Fils Ac-228	1,9 an	26,6

Tableau 3.8: Echantillon ALG-22

Radionucléide	Origine principale	Période	Activité spécifique (Bq/kg)
²⁴¹ Am	Fils Pu 241	432,7 ans	8
²³⁹ Pu	Matière Nuc, fils Np 239	24110 ans	14000
¹³³ Ba	PF	10,51 ans	2
⁶⁰ Co	PA, Co 59 stable	5,27 ans	1
¹³⁷ Cs	PF	30 ans	2,0
¹⁵² Eu	PA, Eu 151 stable	13,3 ans	3
¹⁵⁴ Eu	PF	8,593 ans	2
¹⁵⁵ Eu	PF	4,96 ans	4
⁴⁰ K	Primordial	1,28. 10 ⁹ ans	532
²²⁸ Ra	Fils Fr-228	5,8 ans	16,2
²²⁸ Th	Fils Ac-228	1,9 an	17,1

Tableau 3.9: Echantillon ALG-23

D'après ces résultats on constate la présence de radioactivité dans ces échantillons qui résulte des radioéléments suivants (^{241}Am , ^{239}Pu , ^{133}Ba , ^{60}Co , ^{137}Cs , ^{152}Eu , ^{154}Eu , ^{155}Eu , ^{228}Th), et la présence (^{40}K , ^{228}Ra) dans les échantillons (ALG-18, ALG-22, ALG-23).

Plusieurs radionucléide artificiel émetteur gamma sont détecté : le Césium-137, l'américium 241, le plutonium 239, le baryum 133, le cobalt 60, l'euporium 152, l'euporium 154, l'euporium 155.

Les trois radionucléide naturel émetteur gamma détecté dans les échantillons (ALG-18, ALG-22, ALG-23) sont : le Potassium-40, le radium 228, et le thorium 228,(Famille du thorium 232). On constate l'absence des radionucléides présents dans la chaine des familles radioactives de l'uranium-235 et 238.

Pour la radioactivité artificielle, il y a une forte présence pour Césium -137 (entre 2,52 MBq/kg -0,67 MBq/kg), et le plutonium 239 (entre 1,87 MBq/kg -0,43 MBq/kg) dans les échantillons de type lave. La radioactivité présente dans les échantillons de type sable (ALG-18, ALG-22, ALG-23) est naturelle et n'a aucune relation avec les essais nucléaire.

Conclusion

Conclusion :

Le but de ce travail est de vérifier le niveau de radioactivité résiduelle de sol contaminé par une explosion nucléaire (site de In-Ikker). Utilisant la spectrométrie gamma à haute résolution comme technique d'analyse très efficace, très puissante pour déterminer l'activité spécifique de chaque radionucléide naturel ou artificiel.

Concernant les mesures de la radioactivité des huit échantillons prélevés des deux sites taourirte tan afela et adrar tekertine à In-Ikker au sud Algérien, L'analyse des huit échantillons a été effectuées au laboratoire Seiberdorf de l'IAEA.

nous avons constaté la présence les radioéléments suivants: Américium 241 (8 Bq/kg - 13000 Bq/kg), Plutonium 239 (12000 Bq/kg -1870000 Bq/kg), Césium 137(2.0 Bq/kg- 2521046 Bq/kg), Baryum 133(1.9Bq/kg -4696 Bq/kg), Cobalt 60(1 Bq/kg- 3610 Bq/kg), Europium 152(2,7 Bq/kg- 6651Bq/kg), Europium 154(1,9Bq/kg- 1606 Bq/kg), Europium 155(4 Bq/kg- 2956 Bq/kg), Potassium40 (532 Bq/kg- 1140 Bq/kg), Thorium 228 (17,1Bq/kg- 366 Bq/kg), Radium 228 (16.2Bq/kg- 169.2 Bq/kg),

Dans le cadre de cette étude préliminaire il n'était pas possible de réaliser un bilan complet qui aurait nécessité le prélèvement de nombreux types d'échantillons de différents sites.

Les résultats présentés précédemment doivent donc être considéré comme un sondage préliminaire. Il convient de rappeler que ces analyses n'ont pas pour objet, et ne permettraient pas, de statuer sur la contamination passée de sol, mais bien de vérifier leur niveau de contamination résiduelle actuelle.

Annexe

Annexe A

Les trois séries radioactives naturelles : [39]

CHAINE RADIOACTIVE Famille de l'Uranium 238

Radioéléments	Mode de désintégration	Période de radioactivité
Uranium 238	α	$4,5 \cdot 10^9$ ans
Thorium 234	β	24 jours
Protactinium 234	β	1,2 minutes.
Uranium 234	α	$2,5 \cdot 10^5$ ans
Thorium 230	α	$7,5 \cdot 10^4$ ans
Radium 226	α	$1,6 \cdot 10^3$ ans
Radon 222	α	3,8 jours
Polonium 218	α	3 minutes
Plomb 214	β	27 minutes
Bismuth 214	β	20 minutes
Polonium 214	α	$1,6 \cdot 10^{-4}$ secondes
Plomb 210	β	22,3 ans
Bismuth 210	β	5 jours
Polonium 210	α	138,5 jours
Plomb 206		Stable

Les radioéléments en gras dans les tableaux, indiquent qu'ils sont analysés en spectrométrie gamma.

CHAINE RADIOACTIVE

Famille de l'Uranium 235

Radioéléments	Mode de désintégration	Période radioactive
Uranium 235	α	$7 \cdot 10^8$ ans
Thorium 231	β	25,6 heures
Protactinium 231	α	$3,3 \cdot 10^4$ ans.
Actinium 227	β	21,8 ans
Thorium 227	α	18,7 jours
Radium 223	α	11,4 jours
Radon 219	α	3,9 secondes
Polonium 215	α	$1,8 \cdot 10^{-3}$ secondes
Plomb 211	β	36 minutes
Bismuth 211	α	2,2 minutes
Thallium 207	β	4,8 minutes
Plomb 207		Stable

Les radioéléments en gras dans les tableaux, indiquent qu'ils sont analysés en spectrométrie gamma.

CHAINE RADIOACTIVE

Famille du thorium 232

Radioéléments	Mode de désintégration	Période de radioactivité
Thorium 232	α	$1,4 \cdot 10^{10}$ ans
Radium 228	β	5,8 ans
Actinium 228	β	6,1 heures
Thorium 228	α	1,9 an
Radium 224	α	3,7 jours
Radon 220	α	55,6 secondes
Polonium 216	α	0,15 secondes
Plomb 212	β	10,6 heures
Bismuth 212	$\alpha \quad \beta$	1 heure
Thallium 208	β	3 minutes
Polonium 212	α	$3 \cdot 10^{-7}$ secondes
Plomb 208		Stable

Les radioéléments en gras dans les tableaux, indiquent qu'ils sont analysés en spectrométrie gamma.

Annexe B

1. Les essais nucléaires au Sahara :

En 1957, le gouvernement français décide la création d'un champ d'expérimentations au Sahara. Pour cela, un terrain d'une superficie de 108000 kilomètres carrés est affecté à la défense nationale pour y réaliser les premières expérimentations nucléaires françaises.

Le centre saharien d'expérimentations militaires (CSEM) destiné à la mise en œuvre des essais atmosphériques est aménagé à une cinquantaine de kilomètres au sud de Reggane, oasis localisée au sud du grand erg occidental, à 700 Km de l'ancienne Béchar.

Par suite, les essais en galerie ont succédé aux essais atmosphériques et un nouveau site d'expérimentation, le centre d'expérimentations militaires des oasis (CEMO), est aménagé dans le massif du Hoggar, à proximité d'In Ekker situé à 150 km au nord de Tamanrasset).

De 1960 à 1966, la France a réalisé 4 essais atmosphériques et 13 essais souterrains dans le Sahara des expériences complémentaires, sans dégagement d'énergie nucléaire, appelées « essais de sécurité » et destinées à vérifier que les engins ne pouvaient fonctionner en cas de mise à feu accidentelle de l'amorce pyrotechnique, ont été conduites tant au CSEM qu'au CEMO.

Les termes des accords d'Evian de mars 1962 et en particulier ceux relatifs aux questions militaires précisent que « la France utilisera pour une durée de 5 ans.

Les sites comportant les installations d'In Ekker, Reggane et de l'ensemble de l'ancienne Béchar- Hamaguir, dont le périmètre est délimité dans le plan annexé, ainsi que les stations techniques de localisation correspondantes ».

Les sites du CSEM et du CEMO ont ainsi été rendus aux autorités algériennes en 1967, après démontage des installations techniques, nettoyage et obturation des galeries.

1.1 Les essais atmosphériques au CSEM :

Le premier essai atmosphérique nucléaire français, dénommé « Gerboise bleue » a été réalisé le 13 février 1960 au CSEM en plein désert disposé sur un pylône, l'engin testé a développé une puissance de 70 kt. Trois autres engins de la série de « Gerboise » d'une puissance inférieure à 5 kt dont deux sur pylône, et un au sol, ont été testés. La dernière expérimentation a été effectuée le 25 avril 1961(**Tableau (4.1)**).

Date	Nom de tire	Type	Puissance
13 février 1960	Gerboise bleue	Aérien	70 Kt.
1 avril 1960	Gerboise blanche	Aérien	Moins de 5 Kt.
27 décembre 1960	Gerboise rouge	Aérien	Moins de 5 Kt.
25 avril 1961	Gerboise verte	Aérien	Moins de 5 Kt.

Tableau (4.1) : Liste des essais nucléaires français au Reggan.

1.2 Les essais en galerie au CEMO :

Pour mettre en œuvre ces essais, des galeries en forme de colimaçon ont été creusées dans le massif granitique du Tan Affela. Cette géométrie était prévue pour que l'onde de choc générée par l'explosion obture la galerie avant que les produits formés par l'essai ne puissent s'échapper. Le premier essai de ce type a été réalisé le 7 novembre 1961 et le dernier le 16 février 1966 (**Figure (4.1)**).

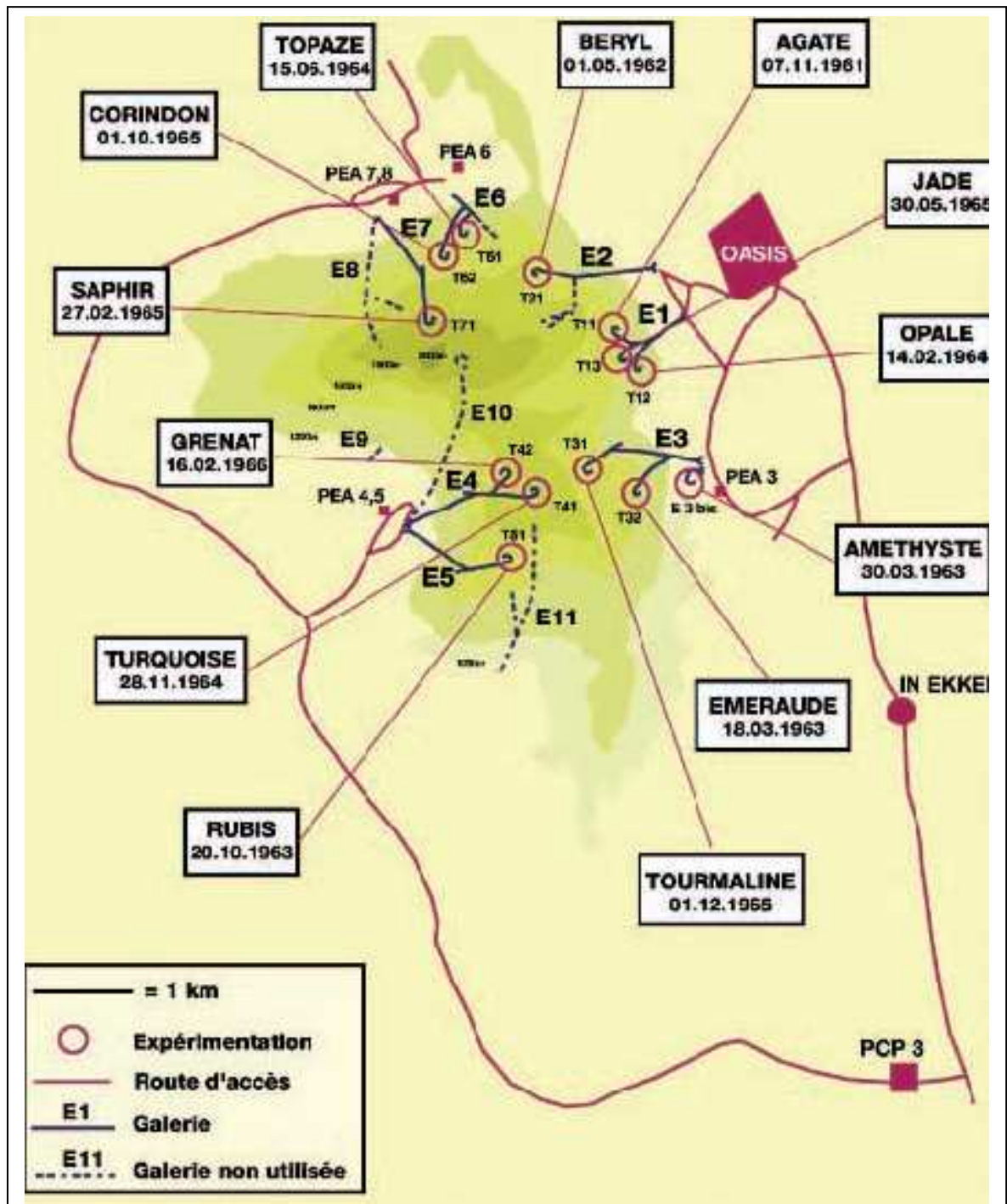


Figure (4.1): Massif du Tan Affela : les différentes galeries implantées au CEMO.

Parmi les 13 essais en galeries, 4 n'ont pas été totalement contenus ou confinés. Des gaz, aérosols ou laves ont ainsi été libérés dans l'environnement. [2]

Le **Tableau (4.2)** énumère les essais qui ont été réalisés. Toute l'énergie libérée par les 13 essais était environ 270 kt.[40]

Nom	Date	Type	Puissance
Agate	1961-11-07	Tunnel	$W < 10$
Béryl	1962-05-01	Tunnel	$10 < W < 40$
Emeraude (Georgette)	1963-03-18	Tunnel	$10 < W < 40$
Améthyste	1963-03-30	Tunnel	$W < 10$
Rubis	1963-10-20	Tunnel	$40 < W < 80$
Opale (Michèle)	1964-02-14	Tunnel	$W < 10$
Topaze	1964-06-15	Tunnel	$W < 10$
Turquoise	1964-11-28	Tunnel	$W < 10$
Saphir (Monique)	1965-02-27	Tunnel	$W > 80$
Jade	1965-05-30	Tunnel	$W < 10$
Corindon	1965-10-01	Tunnel	$W < 10$
Tourmaline	1965-12-01	Tunnel	$10 < W < 40$
Grenat (carmen)	1966-02-16	Tunnel	$10 < W < 40$

Tableau (4.2) : Liste des essais nucléaires français au In Ikker.

Bibliographie

Bibliographie

- [1] : Paul Boué, encyclopedia universalis, Nucléaire (armement), France, (1996).
- [2] : Dossier de présentation des essais nucléaires et leur suivi au Sahara, Création DICOD © (Janvier 2007).
- [3] : Vincent Isoz, Eléments de mathématiques Appliquées, Sciences.ch, (2005).
- [4] : Daniel Blanc, précis de physique nucléaire, Dunod, Paris (1999).
- [5] : André Sorriaux, Eléments de physique nucléaire st subnucléaire, Institut national des sciences et technique nucléaires.
- [6]: Bruno Boyer, Evolution de radio toxicité résiduelle d'un colis de déchets nucléaire, (2006).
- [7] : Principes fondamentaux des réacteurs Candu .
- [8]:J. P. Morucci et A. Lansia et J. L. Moretti et B. Danet et R. Guiraud et A. Leblanc, La détection et visualisation des rayonnements en médecine nucléaire, MASSON (1982).
- [9] : Fanny Jallu, Double interrogation simultanée neutrons et photons utilisant un accélérateur d'électrons pour la caractérisation séparée des actinides dans les déchets radioactifs enrobés, CEA (1999).
- [10] : Daniel Blanc, physique nucléaire, Masson, Parais, newyork, Barcelone, Milan, 1980.
- [11] : David Bertolloto, Aaron Epiney et Gaëtan Girardin, Détection et conrole du flux Neutronique, EPFL-SB-IPEP-LRS, (2007).
- [12]: Eléments de radioprotection, CRAM Centre, (Mars2001).
- [13] : Boris Yavorski & Andrrēi Detlaf, Aide – mémoire de physique, Edition Mir, Moscou, (1986).
- [14] : <http://www.astrosurf.com/luxorion/menu-dossiers.htm>
- [15]: <http://www.ups-tlse.fr/intermaster205CahierTP.pdf>
- [16] : François RAMADE, Dictionnaire encyclopédique de l'écologie et des sciences de l'environnement, Dunod, paris, (2002).
- [17] : Foulquier Luc, Radiologie- Origine des radioéléments, Techniques de l'ingénieur, BN 3908, 2006.
- [18] : <http://www.Sboisse.free.fr>.
- [19] : Henri METIVIER, Sources d'irradiation par les rayonnements ionisants, Techniques de l'ingénieur, BN 3900, (2006).
- [20] : André Jouve, Flux des radionucléides dans les productions agricoles suite à un accident nucléaire : contre – mesures et techniques de Réhabilitation, CEA (1997).

- [21] : Claude Mandil, L'énergie nucléaire en 110 questions, le cherche midi édition, paris.
- [22] : Bertrand PEROT, Les mesures neutroniques des déchets radioactifs (rapprt technique), CEA, (1997)
- [23] : Fabien Courtine, Etalonnage d'un spectromètre gamma en vue de la mesure de la radioactivité naturelle. Mesures expérimentales et modélisation par techniques de Monte – Carlo, Univ. Blaise Pascal (2007).
- [24] : Jérôme Robin, Recherche et étude de transitions de liaison entre les puits super et normalement déformés dans le noyau ^{151}Tb , université Luis Pasteur, Strasbourg.
- [25] : Jérôme ROCCAZ, Etude des liens entre puits super déformé et puits normalement déformé dans ^{192}Hg & Recherche et développement pour un nouveau concept de détection de photons γ ; Univ. Paris XI- sud, (2006).
- [26] : Nadège BUFORN, Force de Coriolis et déformation nucléaire : résultats dans les isotopes de Cadmium et de Plomb avec le multidétecteur γ EUROBALL, Univ. Lyon I, (1992).
- [27] : Johann PLAGNARD, Caractérisation de l'électronique de traitement de la chaîne de spectrométrie gamma G 5 pour la mesure des fortes activités. (2004).
- [28] : François- Philippe Hocquet, Amélioration d'un système portable de spectroscopie par fluorescence X, Univ. de Liège, (2006).
- [29] : LAKEHAL CHAOUKI, Mesures qualitatives et quantitatives des éléments radioactifs naturels présents dans des échantillons de l'environnement par spectrométrie γ , Univ. MENTOURI CONSTANTINE.
- [30] : Pierre CHEVALLIER, Détection et mesure de rayonnements nucléaires, Techniques de l'ingénieur, P 2550, (2006).
- [31] : Abdellatif NACHAB, Etudes expérimentales et modélisations Monte Carlo de l'auto – absorption gamma et de la dosimétrie active par capteurs CMOS, Univ. Luis pasteur, Strasbourg I, (2003).
- [32] : Thierry POCHET, Détecteurs nucléaires, Techniques de l'ingénieur, BN 3481, (2006).
- [33] : Benoit Pirard, Etude et validation d'un spectromètre gamma pour la mesure de la composition chimique des surfaces planétaires, (2006).
- [34] : Guillaum Baudry, Correction de matrice par spectrométrie de rayonnement gamma de capture, application à la mesure par interrogation neutronique active (I.N.A), (2003).
- [35] : Jana Ene-Parent, Analyse par activation neutronique de la chaux de sécheuses, université de Montréal, (2000).

[36]: Alexandre Juillard, Résolution dans les bolomètres équipés des couches minces d'isolant d'anderson pour des événements impliquant des reculs de noyaux, université de parais-sud, (1999).

[37]: Jack L. Parker, Instrumentation for Gamma -Ray Spectroscopy.

[38] : J. C. Bodeneau – Détection des rayonnements (Cours), Institut National des sciences et techniques nucléaires, Saclay (France).

[39] : Bruno CHAREYRON, Christian COURBON, Jocelyne RIBOUET, Stéphane PATRIGEON, COMPTE RENDU DE LA MISSION PRELIMINAIRE DE CONTROLES RADIOLOGIQUES SUR L'ILE DE MANGAREVA ET LES ATOLLS DE TUREIA ET HAO (POLYNESIE FRANÇAISE), LABORATOIRE DE LA CRIIRAD, (2006).

[40]: Radiological Conditions at the Former French Nuclear Test Sites in Algeria: Preliminary Assessment and Recommendations, © IAEA, Vienna, Austria, (2005).