

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

**MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE**

UNIVERSITE FERHAT ABBAS - SETIF

**FACULTE DES SCIENCES
DEPARTEMENT DE PHYSIQUE**

Mémoire

Présenté par:

Mr DENDEN OMAR

Pour l'obtention du Diplôme de

Magister en physique

Option : Génie nucléaire

Thème

**LA RADIOACTIVITE DES EAUX
THERMALES DE LA WILLAYA DE
SETIF**

Soutenu le: 26 / 10 / 2009 Devant la commission d'examen :

Président : H. HACHMI Pr. Univ. Ferhat Abbas-Sétif

Rapporteur : A. BOUCENNA Pr. Univ. Ferhat Abbas-Sétif

Examineurs : M. RAMDHANE Pr. Univ. Constantine

: A. BELAFRITES Dr. Univ. Jijel

Invité (e) : W. BOUKHANFOUF Mlle. Univ. Ferhat Abbas-Sétif

Année universitaire 2008/2009

*Je dédie ce manuscrit à mes chers parents qui
m'ont encouragé à donner le meilleur de moi-même, et
qui m'ont fourni les moyens d'être ce que je suis
aujourd'hui.*

*Je le dédie aussi à ma chère femme, mon cher fils,
Mohamed Ouail, ma chère fille, Ikram, mes frères et
ma soeur, je leur souhaite une carrière pleine de
succès. Que dieu les garde tous.*

Remerciements :

Ce travail a été effectué au laboratoire de l'analyse par activation neutronique au Centre de Recherche Nucléaire de Birine,

Je tiens tout d'abord à remercier mon encadreur Pr. Boucenna Ahmed, professeur à l'université Ferhat Abbas-Sétif, sous la direction duquel ce travail a été réalisé. Je le connais depuis six ans, il a été un exemple pour moi même. Sa patience, sa qualité d'écouter, son soutien moral et sa disponibilité ont gardé le navire de bien des tempêtes. Son sens étonnant et sûr de la navigation scientifique m'a guidé non seulement pendant la durée de ce travail, mais aussi pendant toute la durée de mes études universitaires. Merci, merci, merci Pr. Boucenna.

J'exprime ma vive gratitude au groupe du département de l'analyse par activation neutronique au CRNB pour m'avoir accueilli et permis de mener à bien mon travail expérimental. Qu'il accepte mon très vif remerciement pour l'aide précieuse.

Je suis reconnaissant au directeur de l'institut de physique Mr L. CRACHE, et l'ensemble des enseignants de l'institut. Qu'ils trouvent ici toute ma profonde reconnaissance pour leurs précieux efforts et aides le long de mon cursus universitaire.

Que le président et les membres du jury d'examen de mon travail trouvent notre sincère gratitude pour avoir accepté de l'évaluer.

Je tiens à remercier Pr. Ramdhane Mourad, Mr. Lakehal Chaouki et Mlle Boukhanfouf Wassila, professeur et doctorants respectivement à l'université Mentouri-Constantine et Ferhat Abbas-Sétif de m'avoir fournis leurs conseils et quelques références très importantes.

Que Mr. Laloui Abd-Emoutalibe ingénieur d'Etat au Centre de Recherche Nucléaire de Birine de m'aider de finaliser et imprimer ce manuscrite.

Dans le souci de n'oublier personne, que tous ceux qui m'ont aidé de près ou de loin, que ce soit par leur amitié, leur conseil ou leur soutien moral, trouvent dans ces quelques lignes l'expression de ma profonde gratitude.

Sommaire

Introduction	4
Chapitre 1 : Généralités sur la radioactivité naturelle	5
1.1 Définition	5
1.2 Divers types de désintégrations radioactives.....	5
1.2.1 Emission des particules chargées.....	5
1.2.1.1 La radioactivité alpha.....	5
1.2.1.2 La radioactivité bêta.....	6
1.2.1.3 Fission spontanée.....	8
1.2.2 Radioactivité neutron.....	8
1.2.3 Emission des rayonnements électromagnétiques.....	8
1.3 Lois de l'émission radioactive.....	9
1.3.1 Le noyau produit est stable.....	9
1.3.2 Le noyau produit est instable.....	11
1.3.2.1 Les séries radioactives.....	11
1.3.2.2 Filiation de deux radio-isotopes.....	12
1.3.2.3 Cas général : filiation de n radioisotopes	15
1.4 Activité Radioactive.....	17
1.5 Eléments radioactifs naturels.....	18
1.5.1 Radionucléides provient de la création de l'univers.....	18
1.5.2 Radionucléides produit par l'interaction des rayonnements cosmiques avec l'atmosphère.....	19
1.6 Radioéléments dans les eaux thermales.....	20
Chapitre 2 : Interactions des rayonnements gamma avec la matière.	23
2.1 Effet photoélectrique.....	25
2.2 Diffusion Compton.....	26
2.3 Effet production de paire.....	29
2.4 Combinaison des trois effets.....	31

Chapitre 3 : Spectrométrie gamma	34
3.1 Définition.....	34
3.2 Détection des rayonnements gamma.....	34
3.2.1 Types de détecteurs gamma.....	34
3.2.1.1 Chambres à remplissage gazeux.....	35
3.2.1.2 Détecteurs à scintillation.....	35
3.2.1.2.1 Le Scintillateur.....	35
3.2.1.2.2 Le Photomultiplicateur.....	35
3.2.1.3 Détecteurs à semi-conducteurs.....	37
3.2.1.3.1 Détecteurs compensés, Si(Li) et Ge(Li).....	41
3.2.1.3.2 Détecteur Germanium hyper pure GeHP.....	42
3.2.2 Chaîne de spectrométrie gamma et ses différentes composantes.....	42
3.2.2.1 Alimentation haute tension.....	43
3.2.2.2 Préamplificateur.....	43
3.2.2.3 Amplificateurs linéaires.....	44
3.2.2.4 Oscilloscope.....	46
3.2.2.5 Discriminateur.....	46
3.2.2.6 Analyseur monocanal	47
3.2.2.7 Analyseur multicanaux.....	47

Chapitre 4 : Partie expérimentale	49
--	-----------

Première partie

4.1 Calibration de la chaîne de mesure.....	49
4.1.1 Configuration de la chaîne de spectroscopie utilisée.....	49
4.1.2 Calibration du spectre	50
4.1.2.1 Etalonnage en énergie.....	50
4.1.2.2 Calibration en efficacité	51

Deuxième partie

4.2 Mesure des radioactivités des échantillons prélevés de l'environnement.....	54
4.2.1 Prélèvement des échantillons.....	54
4.2.2 Paramètres de mesure	55
4.2.3 Analyse qualitative.....	55
4.2.4 Analyse quantitative.....	58
4.2.4.1 Formules de calcul.....	58
4.2.4.2 Calcul des activités.....	59
4.3 Discussion des résultats.....	61
Conclusion.....	63
Références bibliographiques	
Annexe	

Introduction

Les eaux thermales ont des propriétés assez particulières leur conférant des caractéristiques bénéfiques pour le corps humain. Certaines de ces propriétés sont attribuées à leur radioactivité. La présence de cette dernière dans les eaux thermales provient de deux sources principales : les radioéléments naturels, représentés principalement par les familles radioactives ^{238}U , ^{235}U , ^{232}Th et l'élément ^{40}K et par les radioéléments produits par l'interaction des rayonnements cosmiques avec l'atmosphère qui sont déposés à la surface et puis au profond de la terre par les eaux de pluie. Le travail engagé dans ce mémoire consiste à identifier les éléments radioactifs présents dans les eaux thermales de la wilaya de Sétif et de mesurer leur radioactivité.

Afin d'effectuer cette étude, nous avons prélevé quatre échantillons de quatre sources thermales différentes qui sont : Hammam Guergour, Hammam Ouled Tebbane, Hammam Ouled yalles et Hammam Sokhna. Pour déterminer et évaluer l'ordre de grandeur des activités spécifiques de chaque radioélément nous avons utilisé la spectrométrie gamma à l'aide d'un détecteur germanium hyper pur.

Cette étude comprend trois chapitres théoriques et une partie expérimentale. Le premier chapitre de ce mémoire est consacré à une étude bibliographique sur les notions fondamentales de la radioactivité naturelle ainsi que les différents types de décroissance radioactive. L'interaction des photons gamma avec la matière et la combinaison des trois effets ont fait l'objet d'un deuxième chapitre.

Tenant compte de l'importance de la spectrométrie gamma et la connaissance des constituants de la chaîne de mesure, nous avons consacré le troisième chapitre à ce volet. Le quatrième chapitre porte sur les travaux expérimentaux réalisés où nous avons effectué un ensemble de mesures pouvant être regroupés en deux parties :

- La calibration de la chaîne de mesure en énergie et en efficacité afin d'effectuer les mesures dans les meilleures conditions.
- La détermination des radioéléments existant dans les échantillons suivis par la mesure de leur radioactivité, la discussion, l'interprétation de tous les résultats obtenus et enfin nous présentons une conclusion générale.

Chapitre 1

Généralités sur la radioactivité naturelle

1.1 Définition

La radioactivité, ou la désintégration radioactive, est le phénomène physique de la transformation spontanée d'un noyau atomique instable X en un autre noyau Y (stable ou non), en émettant un rayonnement nucléaire (particule ou onde électromagnétique), avec un changement de l'un des trois valeurs : le nombre atomique Z, le nombre massique A, ou le niveau d'énergie nucléaire [1]. Le noyau instable, peut avoir plusieurs transformations successives avant d'arriver à un noyau stable. On parle alors de chaîne de désintégration. Une émission radioactive ne peut être ni arrêtée ni accélérée ni ralenti par aucun procédé physique ou chimique ; les noyaux radioactifs sont appelés " *radioéléments ou radionucléides* " [2].

1.2 Types d'émissions radioactives

Toutes les émissions radioactives peuvent donner lieu soit à :

- Des particules chargées (rayonnements α , β , ...etc.).
- Des particules neutres (les neutrons).
- Des rayonnements électromagnétiques (rayonnement γ , rayon X) [3].

1.2.1 Emission des particules chargées

1.2.1.1 La radioactivité alpha

La particule émise est un noyau d'hélium :



Cette radioactivité a été la première à être mise en évidence ; elle n'a lieu que si le nombre atomique du noyau est supérieur au nombre magique 82.

Exemple :



Pour un isotope donné, tous les rayons α émis ont la même énergie ou au plus sont répartis en quelques groupes mono énergétiques entre 4 MeV et 8 MeV. L'émission α est suivie d'émission γ (voir figure 1.1) [3].

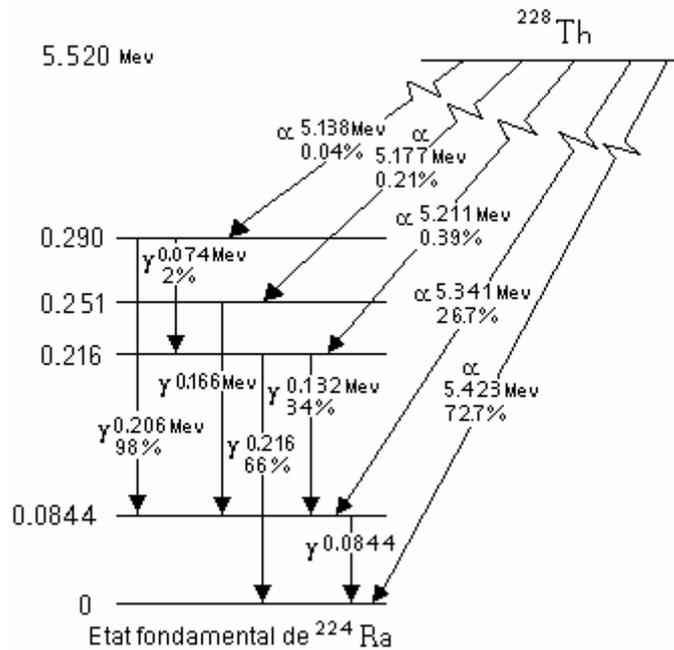


Figure 1.1 Schéma montrant les différents groupes mono énergétiques des énergies cinétique des alpha émis par la désintégration du ^{228}Th en ^{224}Ra [5].

Les lignes inclinées représentent les sauts d'énergie liés par les différentes émissions des particules α du noyau père (^{228}Th). Les lignes verticales représentent les différents sauts d'énergie entre deux niveaux du noyau fils (^{224}Ra), ces derniers suivis par émission des rayonnements γ [1].

1.2.1.2 La radioactivité bêta

La radioactivité bêta, concerne les noyaux instables riches en neutrons ou en protons. Le noyau émet un électron négatif (négaton, β^-) ou positif (positron, β^+), et donne un noyau produit qui est un isobare du noyau initial. Cette radioactivité est possible quelle que soit la valeur du nombre atomique, et jusqu'au neutron ($Z=0$).

$$\text{Radioactivité } \beta^- \quad {}^A_Z\text{M} \longrightarrow {}^A_{Z+1}\text{M}' + e^- + \bar{\nu} \quad (1.3)$$

$$\text{Radioactivité } \beta^+ \quad {}^A_Z\text{M} \longrightarrow {}^A_{Z-1}\text{M}' + e^+ + \nu \quad (1.4)$$

$\bar{\nu}$ et ν sont respectivement un antineutrino et un neutrino, ont des masses et des charges nulles mais des spins égales à un demi.

Contrairement à ce qui a lieu dans le cas de la radioactivité alpha, les particules bêta émises par un radionucléide donné ne possèdent pas toutes les mêmes vitesses ; les vitesses se répartissent suivant un spectre continu, partant de zéro, passant par un maximum, et se terminant

à une vitesse donnée, caractéristique de la substance émettrice. La *Figure 1.2* présente le spectre continu des rayons bêta de $^{40}_{19}\text{K}$.

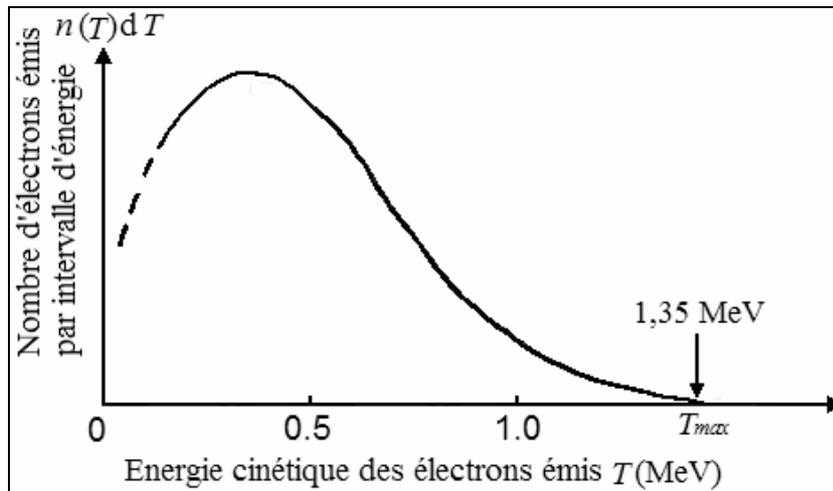


Figure 1.2 Spectre des rayons β émis par $^{40}_{19}\text{K}$ [4].

L'émission β est associée avec une particule appelée neutrino (dans le cas de β^+), ou antineutrino (dans le cas de β^-). La découverte du neutrino a permis d'expliquer très bien le spectre en énergie de la particule β . L'énergie totale de la décroissance radioactive est partagée entre les deux particules.

Comme la décroissance alpha, la décroissance β peut aller directement à l'état fondamental, comme elle peut aller vers des états excités avec un rapport d'embranchement donné. Les états excités reviennent à l'état fondamental par émission d'un rayonnement γ . A titre d'exemple le cas du $^{38}_{17}\text{Cl}$ (*Figure 1.3*).

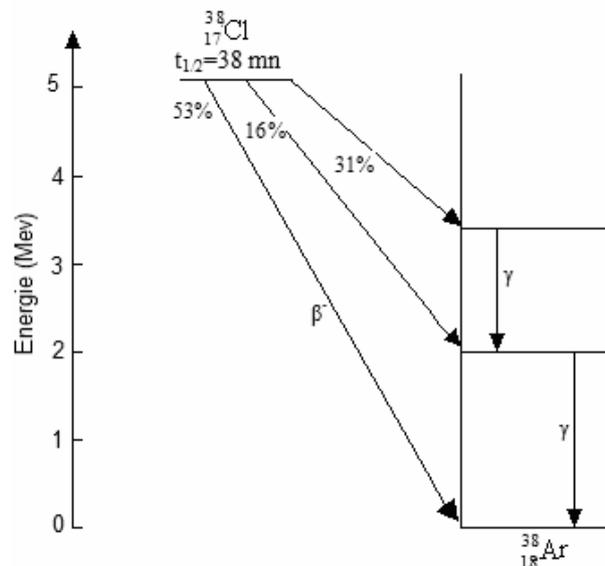


Figure 1.3 Schémas typiques de désintégration d'émetteur bêta [6].

1.2.1.3 Fission spontanée

La fission spontanée concerne les noyaux très lourds de numéro atomique $Z \geq 90$. Le noyau se casse en deux noyaux de masses approximativement égales (appelés "fragments de fission") avec une émission de 2 à 3 neutrons rapides.



La demi-vie des noyaux qui décroissent par la fission spontanée est de l'ordre de 10^{15} à 10^{16} ans; elle est très grande généralement devant la demi-vie de la décroissance α pour le même élément. L'un des radionucléides qui décroît par la fission spontanée en compétition avec la décroissance α est ${}^{235}\text{U}$:

Radioactivité de ${}^{235}\text{U}$	Demi-vie
Décroissance α	$7,1 \cdot 10^8$ ans
Fission spontanée	$1,8 \cdot 10^{17}$ ans

Tableau 1.1 La compétition entre la fission spontanée et la décroissance α [7].

1.2.2 Radioactivité neutron

Les neutrons ne sont pas libres dans le noyau, et sont très fortement liés aux protons [3], c'est pour ça l'émission de neutron est très rare. Elle n'a lieu que lorsqu'un noyau issu d'une désintégration bêta, possède un nombre de neutron supérieur d'une unité à un des nombres magiques, ou par la fission spontanée des noyaux lourds.

Exemple



1.2.3 Emission des rayonnements électromagnétiques (Désexcitation gamma)

Le rayonnement γ est une onde électromagnétique très énergétique d'origine nucléaire. Un noyau est excité lorsque de l'énergie est cédée au noyau stable ou lorsque le noyau a été formé à la suite d'une transmutation le laissant dans un état énergétique élevé. Cette énergie d'excitation est réémise par le noyau qui revient à son état de stabilité. La transition se fait généralement par émission d'un rayonnement électromagnétique, dont la longueur d'onde est liée au niveau d'excitation E par la relation $\frac{hc}{\lambda} = h\nu = E$. Mais ici les énergies sont beaucoup plus grandes que pour les liaisons électroniques et par suite $h\nu$ est des milliers de fois plus grand, c'est-à-dire que la longueur d'onde est beaucoup plus petite. L'émission de rayonnement gamma

suit généralement une désintégration alpha ou bêta. Elle se fait sans changement du nombre de neutrons ou de protons.

Dans certains cas, la désexcitation du noyau, au lieu de se faire par émission d'un photon gamma, consiste au transfert de l'énergie sans rayonnement à un des électrons du cortège, lequel est ainsi projeté hors de l'atome. On observe alors un phénomène lié au cortège bien que l'origine soit de nature nucléaire. On dit qu'il y a conversion interne.

Les rayonnements gamma ont un spectre discontinu, formé de raies mono énergétiques, dont la valeur de l'énergie est donnée par la différence entre les niveaux d'énergie de départ et d'arrivée. La désexcitation par émission gamma peut aussi se faire en plusieurs stades, le noyau revient à son état fondamental en passant par un ou plusieurs niveaux excités intermédiaires [3].

Les rayonnements gamma émis par les noyaux sont caractéristiques du radionucléide. À titre d'exemple le ^{60}Co ($E_{\gamma 1} = 1132.51 \text{ keV}$ et $E_{\gamma 2} = 1173.23 \text{ keV}$), le ^{137}Cs ($E_{\gamma} = 661.62 \text{ keV}$),

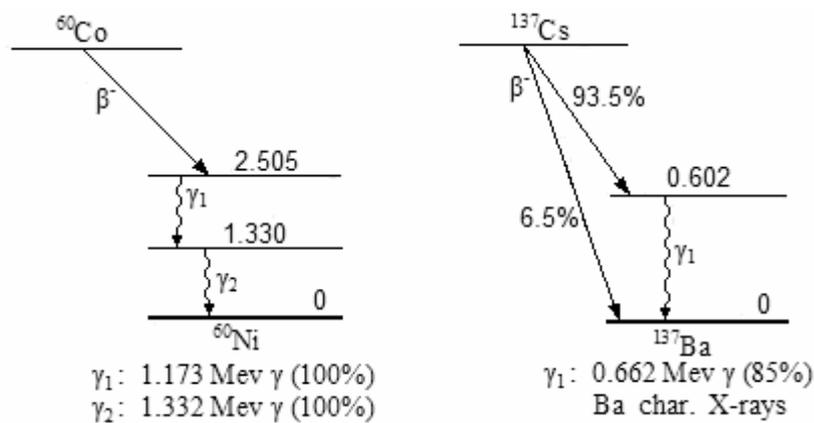


Figure 1.4 Désexcitation gamma du ^{60}Co et ^{137}Cs [7].

1.3 Lois de l'émission radioactive

1.3.1 Le noyau produit est stable

a) Constante de désintégration radioactive λ

C'est la probabilité de décroissance d'un radionucléide par unité de temps, elle ne dépend ni du temps ni de l'espace. C'est une caractéristique propre au noyau. Chaque radionucléide a sa propre constante de désintégration λ .

b) La loi de désintégration radioactive :

L'hypothèse fondamentale est la suivante : la radioactivité est un phénomène spontané, obéissant aux lois de la statistique : étant donné, à un instant t , une quantité de substance radioactive contenant N atomes, le nombre moyen (dN) d'atome se désintègre dans une

intervalle de temps (dt) est proportionnel au nombre total N d'atomes, dans un rapport de proportionnalité caractéristique de la nature de cette substance radioactive.

$$dN = -\lambda N dt \quad (1.7)$$

Le signe (-) indique qu'il y a diminution progressive du nombre N des atomes radioactifs ; λ est la *constante radioactive* de l'espèce nucléaire considéré.

Par une simple intégration, on obtient l'équation (1.8) qui donne *le nombre le plus probable* ayant survécu après un temps t :

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} \quad (1.8)$$

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

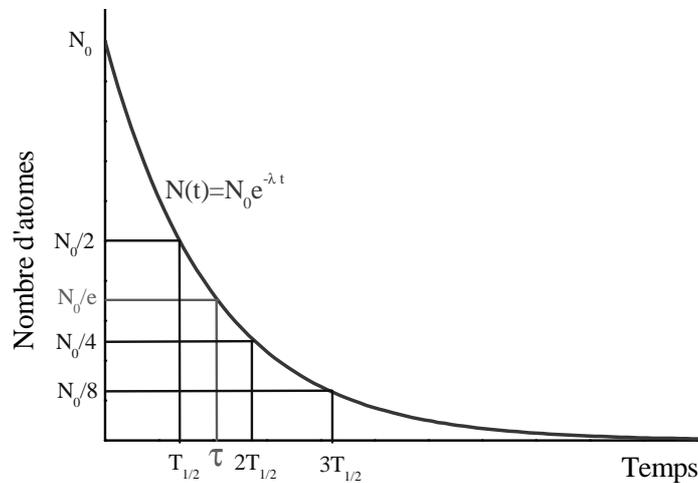


Figure 1.5 Courbe exponentielle de décroissance radioactive [4].

Cette loi est appelée, la loi de désintégration radioactive, ou bien loi de Hasard.

c) La période $T_{1/2}$ (demi vie) :

La période d'une désintégration radioactive est l'intervalle de temps pendant lequel le nombre initial de noyau est réduit de moitié.

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0.693}{\lambda} \quad (1.9)$$

Comme, on peut écrire :

$$N(kT_{1/2}) = \frac{N_0}{2^k} \quad (1.10)$$

d) La durée de vie τ (la vie moyenne)

La vie moyenne est le temps moyen de survie d'un noyau radioactif

$$\tau = \frac{\int t \, dN(t)}{\int dN(t)} = \frac{\int_0^{\infty} t N_0 e^{-\lambda t} \lambda \, dt}{N_0} = \frac{1}{\lambda}. \quad (1.11)$$

La vie moyenne est l'inverse de la constante radioactive, c'est le temps au bout duquel le nombre moyen d'atomes qui subsistent est : N_0/e [6].

1.3.2 Le noyau produit est instable (Série radioactive et lois de filiation)

1.3.2.1 Les séries radioactives

La loi de décroissance établie précédemment concerne la désintégration d'un type de radio-isotopes vers un type de nucléides stables mais ce cas n'est pas le plus général. Il arrive fréquemment, en fait, que le nucléide descendant lui-même radioactif et qu'il donne naissance à un troisième radio-isotope qui peut se désexciter, à son tour, vers un quatrième nucléide instable, etc... Chacun des radio-isotopes i de la chaîne est caractérisé par une constante de désintégration propre λ_i ($i = 1, 2, 3, \text{etc...}$)

Dans la nature, il existe trois séries (ou familles) radioactives dont les nucléides parents respectifs ont des périodes comparables à l'âge de la terre (qui est de $4,5 \cdot 10^9$ ans) et qui sont : l'Uranium-238 (${}^{238}_{92}\text{U}$, $T_{1/2} = 4,5 \cdot 10^9$ ans), l'Uranium-235 (${}^{235}_{92}\text{U}$, $T_{1/2} = 7,13 \cdot 10^8$ ans) et le Thorium-232 (${}^{232}_{90}\text{Th}$, $T_{1/2} = 1,4 \cdot 10^{10}$ ans).

Ces trois radio-isotopes appartiennent au groupe des éléments actinides situés vers la fin du tableau périodique ; ils se transforment par émissions α et β^- successives (donc leur nombre de masse a diminué, à chaque séquence, de quatre unités) en isotopes stables du plomb, qui sont, respectivement, ${}^{206}_{82}\text{Pb}$, ${}^{207}_{82}\text{Pb}$ et ${}^{208}_{82}\text{Pb}$.

Les trois séries radioactives naturelles sont dénommées, respectivement, série de l'uranium, série de l'actino-uranium et série du thorium. (*Figure 1.6*)

Les nombres de masse des membres de chaque série s'expriment par la formule :

$$A = 4n + C \quad (1.12)$$

Où n et la constante C sont des entiers.

Pour la série de l'uranium, n est compris entre 51 et 59 et $C = 2$; pour la série de l'actino-uranium, $51 \leq n \leq 58$ et $C = 3$ et pour la série du thorium, $51 \leq n \leq 58$ et $C = 0$.

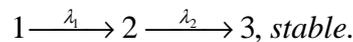
Il existe enfin une quatrième série radioactive, artificielle connue seulement depuis 1947 et dont le parent est le neptunium-237 (${}^{237}_{93}\text{Np}$, $T_{1/2} = 2,2 \cdot 10^6$ ans); cette série artificielle, dite série du neptunium, pour laquelle $C = 1$, aboutit à un isotope du bismuth ${}^{209}_{83}\text{Bi}$.

La constante C dans l'équation (1.12) prenant donc les valeurs respectives $C = 0, 1, 2$ et 3 pour les quatre séries du thorium, neptunium, l'uranium et de l'actino-uranium. Ces séries sont également dénommées, de ce fait ; série $4n$, série $4n + 1$, série $4n + 2$ et série $4n + 3$, respectivement.

Dans chaque série, les radio-isotopes, issus l'un de la désintégration de l'autre, sont dits en filiation.

1.3.2.2 Filiation de deux radio-isotopes

Considérons la séquence de deux substances 1 et 2; la substance 2, produite par la désintégration de la substance 1 (avec une constante λ_1), se transforme à son tour (avec une constante λ_2) en substance 3, stable :



Soit $N_1(t)$, $N_2(t)$ et $N_3(t)$, les nombres de nucléides présents à l'instant t quelconque dans les substances 1, 2 et 3. Le nombre de radio-isotopes de la substance 1 (substance mère) qui se désintègre dans l'intervalle de temps dt est :

$$\frac{dN_1(t)}{dt} = -\lambda_1 N_1(t) \quad (1.13)$$

Le même nombre de radio-isotopes par unité de temps de la substance 2 est produit, soit $\lambda_1 N_1(t)$. D'autre part, le nombre de radio-isotopes de la substance 2 qui disparaît par unité de temps est égal à $-\lambda_2 N_2(t)$.

Ainsi, le nombre de radio-isotopes 2 accumulé par unité de temps est :

$$\frac{dN_2(t)}{dt} = \lambda_1 N_1(t) - \lambda_2 N_2(t) \quad (1.14)$$

La substance 3 produite par désintégration de la substance 2 étant stable, il se forme donc :

$$\frac{dN_3(t)}{dt} = \lambda_2 N_2(t) \quad (1.15)[7]$$

Si N_{10} est le nombre de noyaux 1 présents au départ, de l'équation (1.13) on obtient :

$$N_1(t) = N_{10} e^{-\lambda_1 t} \quad (1.16)$$

En substituant dans l'équation (1.15), on a :

$$\frac{dN_2(t)}{dt} + \lambda_2 N_2(t) = \lambda_1 N_{10} e^{-\lambda_1 t} \quad (1.17) [6]$$

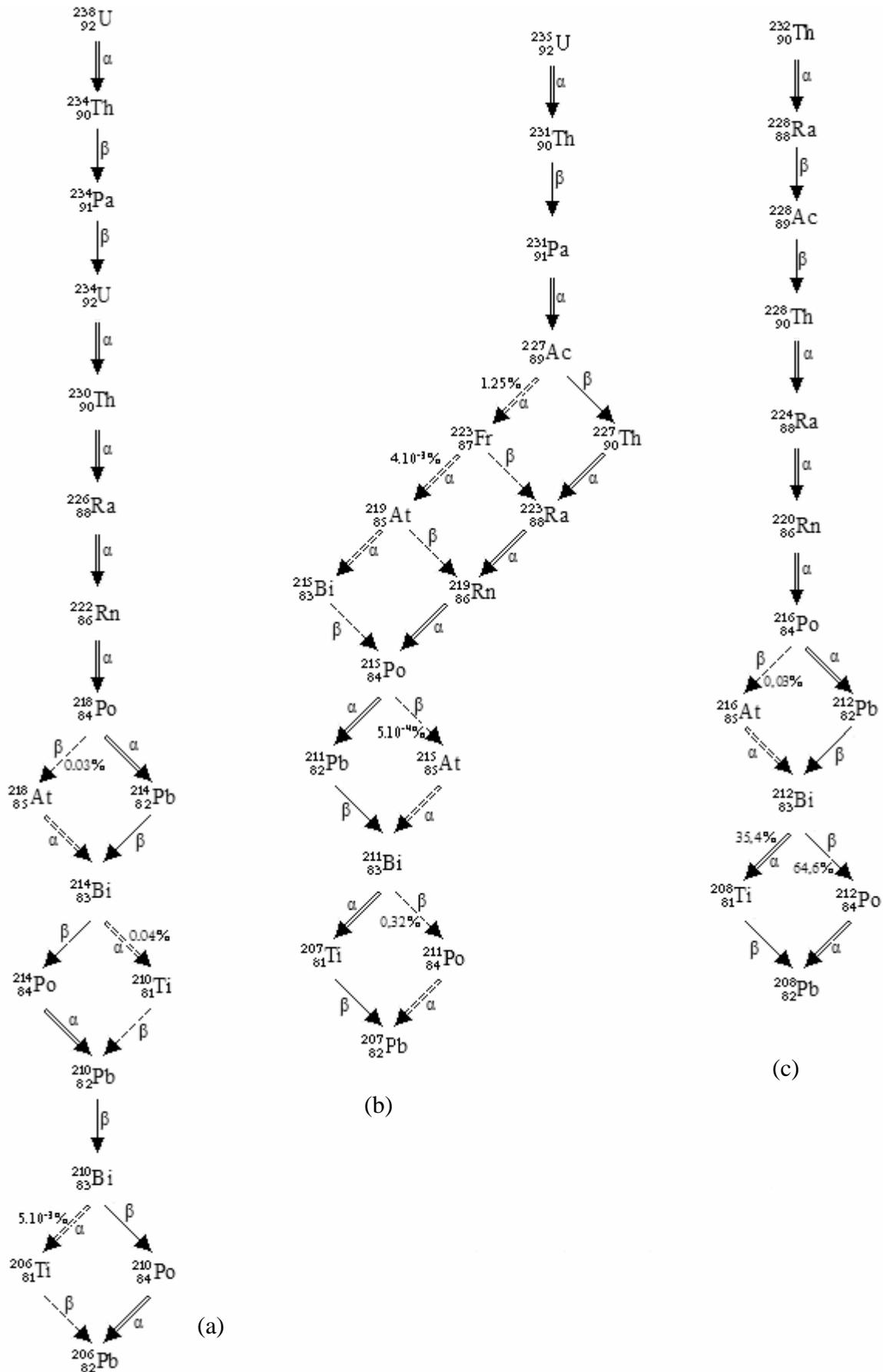


Figure 1.6 séries radioactives naturelles de l'Uranium (a), de l'Actinium (b) et du thorium (c)

[8].

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

$$\frac{dN_2(t)}{dt} + \lambda_2 N_2(t) = 0 \quad (1.18)$$

Plus une solution particulière de l'équation de départ (1.17). La solution de l'équation (1.18) vaut :

$$N_2(t) = Ce^{-\lambda_2 t} \quad (1.9)$$

Où C est une constante, déterminée à partir des conditions initiales. On peut obtenir une solution particulière de l'équation (1.17) de la forme $N_2(t) = Ke^{-\lambda_1 t}$. En substituant $N_2(t)$ dans l'équation (1.17) par $Ke^{-\lambda_1 t}$, on trouve $K = N_{10} \lambda_1 / (\lambda_2 - \lambda_1)$. La solution complète de l'équation (1.17) est :

$$N_2(t) = \frac{N_{10} \lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} e^{-\lambda_1 t} + Ce^{-\lambda_2 t} \quad (1.20)$$

Si initialement il n'y a aucun noyau 2 présent. On peut évaluer C et on trouve :

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

En substituant dans l'équation (1.15), on obtient une intégration immédiate :

$$N_3(t) = \frac{N_{10} \lambda_1 \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \left(\frac{e^{-\lambda_1 t}}{-\lambda_1} - \frac{e^{-\lambda_2 t}}{-\lambda_2} \right) + C' \quad (1.22)$$

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

$$N_3(t) = \frac{N_{10} \lambda_1 \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \left(\frac{1 - e^{-\lambda_1 t}}{\lambda_1} - \frac{1 - e^{-\lambda_2 t}}{\lambda_2} \right) \quad (1.23)$$

Cas particuliers

Dans l'exemple précédent, si le parent 1 a une vie courte par rapport au descendant, ($\lambda_1 > \lambda_2$), après un temps long ($t \gg 1/\lambda_1$) on aura : $e^{-\lambda_1 t} \ll e^{-\lambda_2 t}$ de sorte que l'équation (1.21) devienne

$$N_2(t) = \frac{N_{10} \lambda_1}{\lambda_1 - \lambda_2} e^{-\lambda_2 t} \quad (1.24)$$

Par conséquent après un temps assez long la désintégration de 2 est déterminée uniquement par sa propre période. On montre schématiquement ceci sur la *Figure 1.7 (a)*.

Si le parent 1 a une durée de vie longue par rapport au descendant 2, ($\lambda_2 > \lambda_1$), alors après un temps long ($t \gg 1/\lambda_2$) :

$$N_2(t) = \frac{N_{10}\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} e^{-\lambda_1 t} \tag{1.25}$$

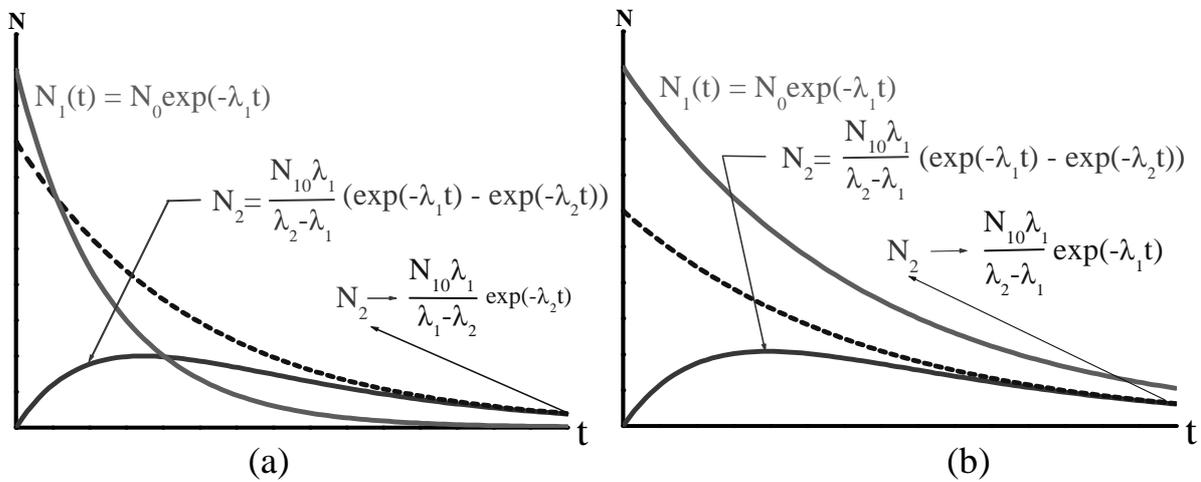


Figure 1.7 Désintégration d'un descendant radioactif. (a) Parent ayant une courte période. (b) Parent ayant une grande période.

Après un temps long, la désintégration de 2 est déterminée par la durée de vie de 1, tel que le montre la Figure 1.7 (b). Aussi selon ces conditions

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} \tag{1.26}$$

Si $\lambda_1 \ll \lambda_2$ les activités sont égales et on obtient un *équilibre permanent* [6].

1.3.2.3 Cas général : filiation de n radio-isotopes, (formule de Bateman)

Dans le cas général, la filiation de n corps radioactifs est comme suit :



Le système d'équations différentielles linéaires à résoudre est :

$$\begin{aligned} \frac{dN_1(t)}{dt} &= -\lambda_1 N_1(t) \\ \frac{dN_2(t)}{dt} &= \lambda_1 N_1(t) - \lambda_2 N_2(t) \\ \frac{dN_3(t)}{dt} &= \lambda_2 N_2(t) - \lambda_3 N_3(t) \\ &\dots \\ \frac{dN_n(t)}{dt} &= \lambda_{n-1} N_{n-1}(t) - \lambda_n N_n(t) \end{aligned} \tag{1.27}$$

La solution de la dernière équation de ce système, si la substance mère 1 est pure (c'est-à-dire si $N_{20}=N_{30}= \dots = N_{n-1 0} = N_{n0} = 0$) est de la forme :

$$N_n(t) = N_{10}(C_1e^{-\lambda_1 t} + C_2e^{-\lambda_2 t} + \dots + C_{n-1}e^{-\lambda_{n-1} t} + C_n e^{-\lambda_n t}) \quad (1.28)$$

La détermination des constantes conduit à :

$$N_n(t) = \lambda_1 \lambda_2 \dots \lambda_{n-1} N_{10} \left\{ \left[\frac{e^{-\lambda_1 t}}{(\lambda_2 - \lambda_1)(\lambda_3 - \lambda_1) \dots (\lambda_n - \lambda_1)} \right] + \left[\frac{e^{-\lambda_2 t}}{(\lambda_1 - \lambda_2)(\lambda_3 - \lambda_2) \dots (\lambda_n - \lambda_2)} \right] + \dots + \left[\frac{e^{-\lambda_n t}}{(\lambda_1 - \lambda_n)(\lambda_2 - \lambda_n) \dots (\lambda_{n-1} - \lambda_n)} \right] \right\} \quad (1.29)$$

Nom usuel ou symbole	Symbole de l'isotope	Période (demi-vie)
<u>Uranium I</u>	²³⁸ ₉₂ U	4,5.10 ⁹ a
Uranium X1	²³⁴ ₉₀ Th	24 j
Uranium X2	²³⁴ ₉₁ Pa	1,17 mn
Uranium II	²³⁴ ₉₂ U	2,5.10 ⁵ a
Ionium	²³⁰ ₉₀ Th	8.10 ⁴ a
Radium	²²⁶ ₈₈ Ra	1,62.10 ³ a
<u>Radon</u>	²²² ₈₆ Rn	3,82 j
Radium A	²¹⁸ ₈₄ Po	3 mn
Radium B	²¹⁴ ₈₂ Pb	26 mn
Radium C	²¹⁴ ₈₃ Bi	20 mn
Radium C'	²¹⁴ ₈₄ Po	164 μs
Radium D	²¹⁰ ₈₂ Pb	22 a
Radium E	²¹⁰ ₈₃ Bi	5 j
Radium F	²¹⁰ ₈₄ Po	138 j
Radium G	²⁰⁶ ₈₂ Pb	Stable

Tableau 1.2 Périodes de désintégration de l'Uranium238 et ses descendants.

Si la substance mère n'est pas seule présente à l'origine des temps, c'est-à-dire si à $t = 0$, $N_{20}, N_{30}, \dots N_{(n-1)0}, N_{n0} \neq 0$, on doit ajouter à l'équation (1.29) tous les termes correspondants à la formation de N_n à partir des substances 2, 3, etc...[8].

Supposons que le premier isotope soit de période très longue ($\lambda_1 \ll \lambda_2$) et que tous les autres, ses *filis*, aient des périodes courtes (λ_2 grand), au bout de certain temps, petit devant la période du précurseur mais grand devant les périodes des *descendants*, il se crée un équilibre.

On aura $N_1(t) \approx$ constante et $\lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2 = \lambda_3 N_3 = \dots$ puisque à l'équilibre :

$$\frac{dN_2(t)}{dt} = \frac{dN_3(t)}{dt} = \dots = 0$$

Ces conditions se trouvent réalisées pour la chaîne de l'Uranium238 (*Tableau 1.2*). D'après ce qui précède, les activités des descendants seront identiques, mais les nombres de noyaux (ou les masses totales des divers isotopes) seront différents. On a ainsi pour l'isotope (i) :

$$N_i = \frac{\lambda_1}{\lambda_i} N_1 = \frac{T_i}{T_1} N_1 \quad (1.30)$$

A l'équilibre radioactif un isotope est en concentration d'autant plus faible que sa période est plus faible [9].

1.4 Activité radioactive

L'activité A d'une substance radioactive, ou son taux de désintégration, est le nombre de noyaux détruits par unité de temps. Il correspond au nombre de particules émises par seconde. La loi fondamentale de l'activité, s'écrit :

$$A(t) = \left| \frac{dN(t)}{dt} \right| = \lambda N(t) \quad (1.31)$$

N(t) étant le nombre de noyaux radioactifs à l'instant considéré.

Si plusieurs modes de désintégration entrent en compétition, on définit les activités partielles A_i , correspondant à chaque mode. Si P_i est la probabilité d'un mode, on a :

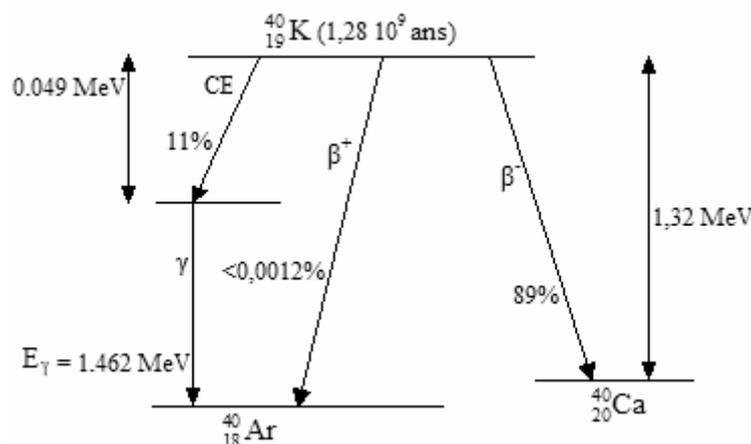
$$A_i(t) = P_i A(t) \quad (1.32)$$

Avec : $\sum_i P_i = 1$, $P_i = \frac{\lambda_i}{\lambda}$ et $\lambda = \sum_i \lambda_i$ d'où $1/\tau = \sum_i 1/\tau_i$

La somme des activités partielles étant égale à l'activité totale [2].

$$A(t) = \sum_i A_i(t) \quad (1.33)$$

Exemple [1]



D'après la loi de décroissance radioactive :

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

D'où:
$$A(t) = \lambda N_0 e^{-\lambda t} \quad (1.34)$$

Avec : $\lambda N_0 = A_0$, est l'activité de la matière radioactive à l'instant $t = 0$. Par conséquent :

$$A(t) = A_0 e^{-\lambda t} \quad (1.35)$$

L'activité spécifique A_M : est l'activité d'une substance donnée de masse m :

$$A_M = A/m \quad (1.36)$$

-Unités de la radioactivité

L'activité d'une matière radioactive revient à déterminer le nombre de radionucléides qu'elle contient, qui se désintègrent par unité de temps. Elle est exprimée par deux unités :

- Unité historique : Curie (Ci)

1 Ci = $3,7 \cdot 10^{10}$ désintégrations/seconde qui correspond à l'activité d'un gramme de radium $^{226}_{88}\text{Ra}$.

- Unité officielle : Becquerel (Bq)

$$1 \text{ Bq} = 1 \text{ désintégration /seconde.}$$

Il faut noter que pour les mesures de la radioactivité dans l'environnement, on utilise :

- Le becquerel par mètre cube (Bq/m³) pour l'air,
- Le becquerel par litre (Bq/l) pour les eaux et le lait, (liquide de façon générale)
- Le becquerel par kilogramme pour la matière solide (Bq/ kg).

1.5 Éléments radioactifs naturels

Les radionucléides naturels existants sur terre ont deux origines :

1.5.1 Radionucléides provenant de la création de l'univers

Lors de la création de la terre, on admet généralement qu'à partir d'un plasma gazeux, placé à température très élevée, se sont formés les isotopes de tous les éléments ; certains étaient radioactifs. Ceux qui étaient radioactifs, mais possédaient des périodes relativement faibles, ont disparu et ne participent plus à la radioactivité naturelle. Par contre, ceux qui ont des périodes non négligeables devant l'âge de la terre (l'âge de la terre est de l'ordre de 3 à 4 milliards d'années) continuent à participer à cette radioactivité. Ce sont les premiers termes des trois séries radioactives naturelles (et leurs descendants) représentées sur la *Figure 1.6*, qui aboutissent toutes à des isotopes stables du plomb ($Z = 82$) (voir paragraphe 1.3.2). Et aussi un certain nombre d'isotopes radioactifs naturels ne donnant pas de chaîne de désintégration, les principaux sont portés dans le *Tableau 1.3*. Le plus répandu est le Potassium ^{40}K , il se désintègre par radioactivité β^- , et capture électronique et probablement par radioactivité β^+ .

Isotope Radioactive	Type de désintégration	Période (ans)	Abondance isotopique	L'isotope stable produit
^{40}K	β^- , CE, β^+	$1,28 \cdot 10^9$	0,0117	^{40}Ca , ^{40}Ar
^{87}Rb	β^-	$4,8 \cdot 10^{10}$	27,83	^{87}Sr
^{113}Cd	β^-	$9,0 \cdot 10^{15}$	12,2	^{113}In
^{115}In	β^-	$5,1 \cdot 10^{14}$	95,7	^{115}Sn
^{138}La	CE, β^-	$1,1 \cdot 10^{11}$	0,089	^{138}Ba , ^{138}Ce
^{144}Nd	α	$2,1 \cdot 10^{15}$	23,8	^{140}Ce
^{147}Sm	α	$1,06 \cdot 10^{11}$	15,1	^{143}Nd
^{148}Sm	α	$8,0 \cdot 10^{15}$	11,3	^{144}Nd
^{152}Gd	α	$1,1 \cdot 10^{14}$	0,20	^{148}Sm
^{176}Lu	β^-	$3,6 \cdot 10^{10}$	2,61	^{176}Hf
^{174}Hf	α	$2,0 \cdot 10^{15}$	0,16	^{170}Yb
^{187}Re	β^-	$4,0 \cdot 10^{10}$	62,60	^{187}Os
^{190}Pt	α	$6,0 \cdot 10^{11}$	0,013	^{186}Os

Tableau 1.3 Principaux radionucléides naturels de l'écorce terrestre venant de la création de la terre et ne donnant pas de filiations radioactives [5].

1.5.2 Radionucléides produits par interaction des rayonnements cosmiques avec l'atmosphère

Les rayonnements cosmiques primaires sont constitués principalement de protons (86%), d'alpha (12%) et de noyaux plus lourds (2%) ayants des énergies importantes. Lorsque ces particules arrivent à la haute couche de l'atmosphère (au-dessus de 15 km environ), elles interagissent avec les constituants de cette dernière, en résulte la production de noyaux radioactifs et d'un flux important de particules secondaires très énergétiques (neutron, proton, β^- , β^+ , . . . etc.) qui, vont à leur tour, interagir avec les constituants de l'atmosphère (N, O, Ar, Kr, Xe...), en créant un ensemble de noyaux stables et d'autres radioactifs. Plus de vingt radionucléides sont ainsi produits de façon continue [10].

Les principaux radionucléides produits sont : le tritium (^3H) et le carbone-14 (^{14}C). Ce dernier représente 83% de l'activité générée par les rayonnements cosmiques. Il est produit à partir de l'azote (^{14}N) et de l'oxygène (^{16}O) par les deux réactions nucléaires suivantes :



Isotope radioactive	Période $T_{1/2}$	Mode de désintégration	Energie du rayonnement [MeV]
${}^3\text{H}$	12.32 ans	β^-	0.018
${}^7\text{Be}$	53.29 j	γ , CE	0.478
${}^{10}\text{Be}$	$1,6 \cdot 10^6$ ans	β^-	0.555
${}^{14}\text{C}$	5730 ans	β^-	0.155
${}^{22}\text{Na}$	2,60 ans	β^+ , γ	1.275
${}^{26}\text{Al}$	$7,16 \cdot 10^5$ ans	β^+ , γ	1.85 – 1.13
${}^{32}\text{Si}$	172 ans	β^-	0.2
${}^{32}\text{P}$	14,26 j	β^-	1.7
${}^{35}\text{S}$	87,5 j	β^-	0.2
${}^{36}\text{Cl}$	$3,0 \cdot 10^6$ ans	β^+ , β^-	0.71
${}^{39}\text{Ar}$	269 ans	β^-	0.57
${}^{81}\text{Kr}$	$2,3 \cdot 10^5$ ans	γ , CE	0.276

Tableau 1-4 Les principaux radionucléides produits par l'interaction des rayonnements cosmiques avec l'atmosphère.

Tous ces radionucléides sont déposés à la surface de la terre par les eaux de pluie. On les retrouve aussi dans les météorites. Leur radioactivité est faible et ne présente aucun danger sur l'être humain [7].

1.6 Radioéléments dans les eaux thermales

La radioactivité de l'environnement ambiant est due essentiellement au rayonnement cosmique et aux radionucléides naturels de très longue période (de l'ordre de l'âge de la terre sinon ils auraient déjà disparu). Parmi ces derniers, les plus connus sont les deux familles de l'uranium (${}^{235}\text{U}$, ${}^{238}\text{U}$) et la famille du thorium ${}^{232}\text{Th}$, ainsi que l'isotope de potassium-40 (de période $T = 1,27 \cdot 10^9$ années) sans descendant radioactif.

Les eaux thermales et minérales, contiennent des éléments radioactifs naturels dont les concentrations varient en fonction de paramètres tels que : nature géologique des terrains traversés, temps de contact (âge de l'eau), température, solubilité de l'élément concerné, etc... Les radioéléments les plus significatifs sont : la famille d'uranium-238 (en particulier le

radium-226 et les descendants à vie longue du radon-222), le potassium-40 et accessoirement la famille du thorium-232,

Uranium : L'abondance de l'uranium naturel est de l'ordre de 1 à quelques mg/kg dans l'écorce terrestre (l'abondance du thorium est trois fois plus importante). Elle est généralement plus élevée dans les Granites que dans les roches sédimentaires. A la concentration de 400 mg/kg, une roche est qualifiée de « minerai d'uranium » (cette notion est fortement liée aux critères économiques, les gisements exploitables ayant des teneurs qui varient de 0,04 % à 1,5 %; à noter la teneur exceptionnelle de 14 % dans le gisement le plus riche connu jusqu'à présent, découvert dans la province de SASKATCHEWAN du grand nord canadien). Dans certaines régions les eaux de surface peuvent atteindre des concentrations en uranium de 1 µg/l et les eaux souterraines peuvent dépasser 5 µg/l (1 µg/l génère 25 mBq/l de radioactivité α).

Potassium-40 : Est présent dans le potassium naturel, dans la proportion de 0,01%. L'abondance du potassium naturel dans l'écorce terrestre est de 2,3 % (soit 2,3 mg/kg de potassium-40). Les aliments en contiennent 3 à 40 g/kg. Dans le corps humain, la régulation métabolique assure une concentration régulière d'environ 2 g/kg (soit 0,2 mg/kg de potassium-40). Les eaux souterraines contiennent généralement entre 1 et 200 mg/l de potassium naturel, mais il existe quelques cas (pour les eaux très salées) avec des teneurs dépassant le 200 mg/l. (à la teneur de 1 mg/l de potassium naturel correspond une activité β d'environ 26 mBq/l).

Radium-226 : Ce radioélément, descendant de l'uranium-238, est émetteur α (à côté du radium-226 on rencontre également les deux autres descendants du thorium-232 : le radium-228 émetteur β et le radium-224 émetteur α). Les teneurs en radium-226 dans les eaux thermales sont très faibles, de l'ordre du picogrammes. Les eaux souterraines peuvent avoir des concentrations de quelques dizaines à quelques centaines de mBq/l.

Radon : Il est généralement très abondant dans les eaux souterraines et aussi dans les eaux thermales. A l'émergence, il n'est pas rare de rencontrer des concentrations de quelques dizaines à plusieurs centaines de Bq/l. Cependant, le radon s'échappe de l'eau thermale dès que celle-ci est mise à l'air libre. Ce phénomène peut se traduire par des accumulations de radon dans le cas de stockage ainsi que dans les galeries où sont situées les captages des sources d'eau thermale.

Thorium : Le thorium compte 6 isotopes naturels, le plus abondant étant l'isotope 232 suivi des isotopes 228 et 230. La solubilité du thorium dans les eaux thermales est très faible et dépasse rarement 1 µg/l. A la teneur de 1 µg/l de thorium-232 correspond une radioactivité α de 4 mBq/l.

A titre d'information, il faut citer la présence dans les eaux souterraines de deux autres éléments radioactifs naturels, le tritium et le carbone 14. La présence de ces deux isotopes radioactifs est utilisée surtout pour étudier l'âge de l'eau. Leur concentration dans les eaux thermales est très faible. A titre de rappel :

La concentration moyenne du carbone-14 dans le carbone naturel (principalement le carbone 12 stable) est de l'ordre de 10^{-12} . Il se désintègre en émettant des particules β (0,165 MeV) selon l'équation $^{14}\text{C} \rightarrow ^{14}\text{N} + \beta$. Sa période est $T = 5600$ ans.

Dans l'eau le carbone se trouve principalement sous forme d'ions bicarbonates. Les eaux les plus minéralisées en contiennent de l'ordre de 5 à 7 g/l, ce qui correspond à une valeur de 1 à 1,3 g/l de carbone naturel. Or, l'activité radioactive du carbone 14 contenu dans 1 g de carbone naturel (en prenant une concentration de 10^{-12}) est d'environ 0,2 Bq de rayonnement β (0,165 MeV).

Le tritium est l'isotope radioactif d'hydrogène qui se forme dans l'atmosphère sous l'action des neutrons cosmiques sur l'azote ($^1_0\text{n} + ^{14}_7\text{N} \rightarrow ^{12}_6\text{C} + ^3_1\text{H}$). Cette production naturelle de tritium conduit à une concentration d'environ 1 atome de tritium pour 10^{18} atomes d'hydrogène stable. L'industrie nucléaire contribue à une augmentation de la concentration du tritium dans les eaux (à signaler la très forte augmentation de l'abondance du tritium dans les eaux de pluie après les essais atomiques dans l'atmosphère, entre 1950 et 1960). La désintégration du tritium donne lieu à une émission de rayonnement β négatif (0,0186 MeV) avec production d'hélium stable, la période est $T = 12,2$ ans.

Pour caractériser la concentration du tritium dans les eaux, on utilise l'unité dite "UNITE TRITIUM" (UT).

1 UT = 1 atome de tritium pour 10^{18} atomes d'hydrogène.

Dans les eaux souterraines, les concentrations en tritium s'échelonnent de 1 UT à environ 25 UT. Les eaux très "anciennes" sont caractérisées par des concentrations d'1 ou 2 UT. Les eaux "jeunes" ont des valeurs plus élevées. A une eau ayant 1 UT correspond une radioactivité de 0,12 Bq/l (de rayonnement β de 0,0186 Mev) [2].

Chapitre 2

Interaction des rayonnements gamma avec la matière

Les rayonnements gamma sont des radiations électromagnétiques, considérés comme des particules qui se propagent avec la vitesse de la lumière, leur masse au repos est nulle, et également leur charge.

La relation entre l'énergie E , la fréquence ν et la longueur d'onde λ d'un rayonnement gamma est donnée par [11] :

$$E = h\nu = h \frac{c}{\lambda}$$

Une variété relativement large d'interactions peut avoir lieu lorsqu'un rayonnement gamma pénètre dans la matière. La gamme énergétique intéressante en physique nucléaire expérimentale est, approximativement entre 100 keV et quelques MeV. Trois événements peuvent alors se produire, qui conduisent à la disparition d'un photon incident ce sont : l'effet photoélectrique, la diffusion Compton et la création de paires. Tous les trois conduisent à un transfert partiel ou total de l'énergie à un ou deux électrons. Ces électrons sont animés d'une grande énergie cinétique et peuvent à leur tour ioniser plusieurs dizaines de molécules.

La probabilité de disparition d'un photon dans la matière est un phénomène aléatoire. Lorsqu'un faisceau contenant un grand nombre de ces photons traverse un milieu, un photon disparaît de temps en temps au fur et à mesure que le faisceau progresse. Le nombre de photons, à la sortie du milieu, est plus faible que le nombre de photons incidents. L'intensité diminue. Mais si les photons avaient initialement tous la même énergie ($E = h\nu$), c'est-à-dire la même longueur d'onde, les photons sortants ont toujours cette même énergie non modifiée. Il s'est en outre produit dans le milieu de photons de diffusion d'énergie plus faible.

Pour une faible épaisseur traversée Δx , le nombre de photons qui disparaissent, est proportionnel au nombre de photons incidents.

$$I_0 - I = -\Delta I = \sigma I_0 \Delta x \quad (2.1)$$

σ étant le coefficient de proportionnalité ou coefficient d'absorption.

En passant aux conditions limites où Δx devient la différentielle dx , on a :

$$-dI = \sigma I dx \quad (2.2)$$

et en intégrant :

$$I = I_0 e^{-\sigma x} \quad (2.3)$$

En raison des trois modes de disparition des photons, σ se décompose en trois parties, σ_{ph} , σ_c et σ_{paires} . Nous allons examiner successivement chacun de ces trois mécanismes [3].

2.1 Effet photoélectrique

Pour un élément donné, l'énergie de liaison est bien définie pour chaque couche électronique. L'effet photoélectrique est une interaction du photon gamma avec un des électrons liés à l'atome. Toute l'énergie du photon est transférée à l'électron. Elle doit être au moins égale à l'énergie de liaison de l'électron, E_l . La quantité de mouvement restante après la rupture de la liaison est partagée entre l'électron et le reste de l'atome. Etant donné le rapport des masses, une énergie cinétique négligeable suffit à l'atome pour que sa quantité de mouvement soit égale à celle de l'électron. On peut dire que ce dernier emporte pratiquement toute l'énergie disponible :

$$T = h\nu - E_l$$

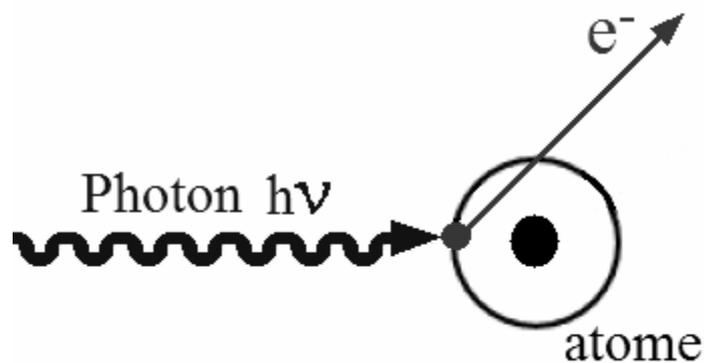


Figure 2.1 Illustration schématique de l'effet photoélectrique.

Lorsqu'un électron d'une couche donnée, est éjecté par le photon avec une énergie cinétique $h\nu - E_l$, il dissipe ensuite cette énergie dans le milieu. En général, pour les rayonnements gamma, E_l est faible devant $h\nu$, de sorte qu'on peut dire qu'une part importante de l'énergie est dissipée par le photoélectron. D'ailleurs on sait maintenant que l'électron manquant est remplacé par un électron plus externe et que la différence d'énergie entre les deux couches est encore émise sous forme d'un rayonnement X, dit de fluorescence, et ce rayonnement peut à son tour créer des photoélectrons dans des couches plus externes.

Enfin il existe encore un autre mécanisme appelé « effet Auger » dans lequel l'énergie rendue disponible par le passage d'un électron d'une couche à une autre couche plus interne sert directement, sans rayonnement, à extraire des électrons des couches périphériques. Prenant l'exemple suivant :

L'effet photoélectrique arrache dans la couche K du Xénon un électron. Celui-ci est remplacé par un électron de la couche L. la différence d'énergie $E_K - E_L = 34,4 - 5,1 = 29,3$ keV n'est pas émise en rayonnement de fluorescence, mais sert à extraire un seconde électron L qui aura donc une énergie cinétique de $29,3 - 5,1 = 24,2$ keV. Et le phénomène peut encore se poursuivre. Des électrons de la couche M viennent remplacer les électrons L et l'énergie $E_L - E_M$ est utilisée pour extraire deux nouveaux électrons M dont l'énergie cinétique est encore de 1,5 keV. On observe ainsi l'émission simultanée de quatre électrons [3].

L'effet photoélectrique est un processus idéal pour la mesure de l'énergie de la radiation incidente. Dans un matériau hypothétique où les photons n'interagissent que par l'effet photoélectrique, on peut mesurer un spectre en énergie. Ce dernier visualise un pic principal centré autour de l'énergie $h\nu$ et un pic de moindre intensité d'énergie $< h\nu$, l'apparition de ce dernier est à cause des rayonnements X de réarrangement susceptibles de s'échapper [12].

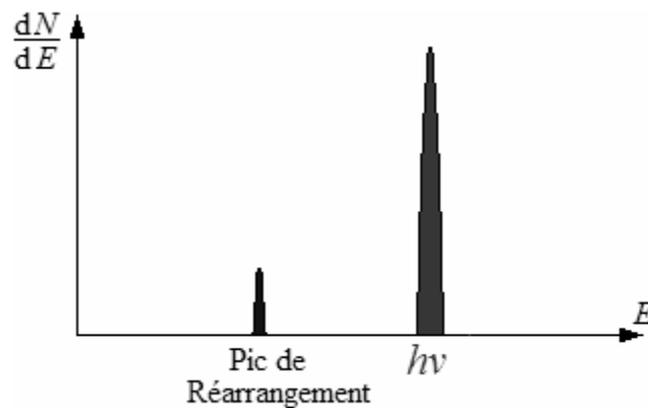


Figure 2.2 Distribution différentielle de l'énergie cinétique (Effet photoélectrique)

2.2 Diffusion Compton

Il s'agit de la diffusion élastique d'un photon d'énergie $E = h\nu$ sur un électron quasi-libre. C'est un processus qui intervient pour des énergies $h\nu > E_i$. Le résultat de la réaction est la mise en mouvement d'un électron du milieu. Contrairement au processus de l'effet photoélectrique, il n'y a pas de disparition totale du photon incident, mais seulement une quantité d'énergie est transférée à l'électron qui sort avec un angle θ , et le photon garde l'énergie qui reste ($E' = h\nu'$) de cette réaction en changeant sa direction avec un angle φ [7].

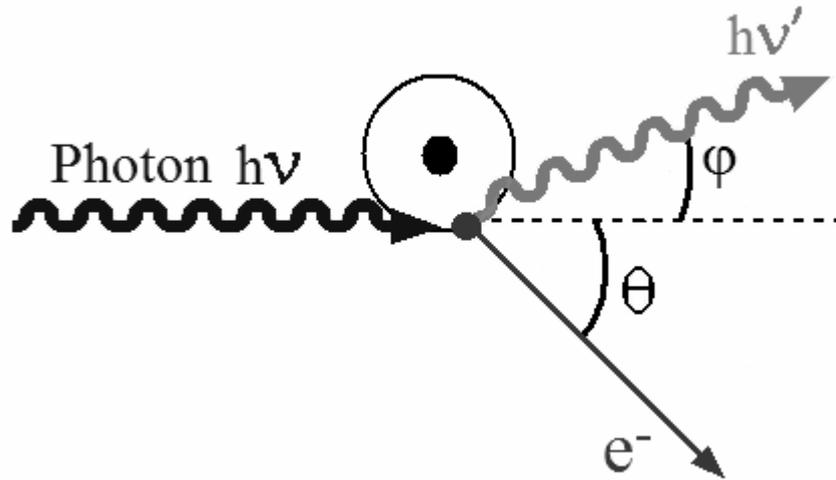


Figure 2.3 Illustration schématique de l'effet Compton.

Les lois de conservation de l'énergie et de l'impulsion permettent de déterminer l'énergie emportée par les partenaires de la réaction et leur angle de diffusion [12].

Ainsi :

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \alpha(1 - \cos\varphi)} \quad (2.4)$$

Où $\alpha = \frac{h\nu}{m_0c^2}$,

m_0 : c'est la masse au repos de l'électron.

L'énergie cinétique de l'électron diffusé est donnée par :

$$E_e = h\nu - h\nu' = h\nu \left(\frac{\alpha(1 - \cos\varphi)}{1 + \alpha(1 - \cos\varphi)} \right) \quad (2.5)$$

Il y a deux cas extrêmes :

Pour $\varphi \rightarrow 0$ correspondant à la valeur maximale de l'énergie du photon diffusé, ce cas limite correspond à l'absence d'effet Compton.

Pour $\varphi \rightarrow \pi$ qui correspond à la valeur minimale de l'énergie du photon diffusé ($\theta = 0$) et on aura une énergie cinétique maximale pour l'électron où :

$$E_{e(\max)} = \frac{h\nu}{1 + \frac{m_0c^2}{2h\nu}} \quad (2.6) [13]$$

Mais on remarque que la valeur de E_{eMax} est toujours inférieure à $h\nu$ c'est-à-dire que l'électron dans ce processus ne pourra jamais avoir l'énergie du photon incident. Ainsi on remarque que le taux de comptage chute brutalement à $\varphi = \pi$ pour former le front Compton [7]. Pour la détection, l'effet Compton est un mécanisme parasite ; du fait que la seule mesure de l'énergie de l'électron ne permet jamais de reconstruire l'énergie $h\nu$. En effet dans un matériau où seul l'effet Compton est produit, le spectre est donné pour un faisceau de photons monoénergétiques sur la *Figure 2.4*.

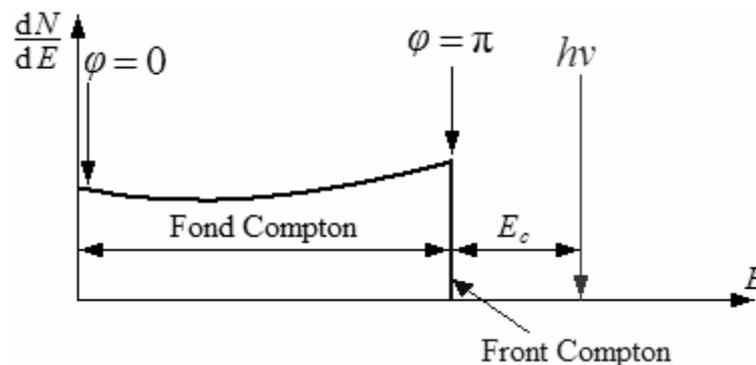


Figure 2.4 Distribution différentielle de l'énergie cinétique de l'électron de Compton [13].

On voit donc que le résultat de l'effet Compton est de transformer le rayonnement gamma monoénergétique en une série de photons d'énergie variant selon l'angle φ depuis $h\nu$ jusqu'à $\frac{h\nu}{1 + 2\frac{h\nu}{m_0c^2}}$. Lorsque $h\nu$ est grand devant m_0c^2 , on peut voir que les photons diffusés en arrière ont une énergie de $\frac{m_0c^2}{2}$, c'est-à-dire d'environ 250 keV, indépendante de $h\nu$.

Tous ces rayonnements γ sont ensuite absorbés à leur tour en créant des électrons, si bien que le résultat final est toujours la formation d'électrons rapides. Cependant, il faut noter qu'une partie du rayonnement est diffusée en sens inverse du rayonnement initial. Ceci est gros de conséquences pour les mesures de protection contre les rayonnements gamma. On voit qu'il peut aller créer des électrons dans toutes les directions. Si par exemple, on laisse sortir un faisceau très canalisé de rayons gamma, dirigé vers le plafond d'une pièce, il ne faut pas perdre de vue que les effets Compton produits dans les matériaux du plafond (surtout s'ils sont lourds) vont renvoyer dans toute la pièce un rayonnement gamma diffusé.

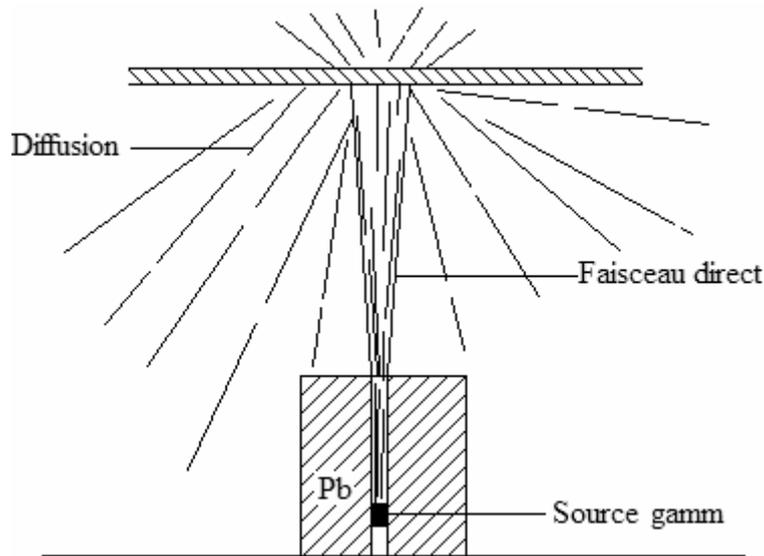


Figure 2.5 Diffusion des rayons γ sur une paroi

D'autre part si l'on utilise un détecteur pour mesurer les rayons gamma et que ce détecteur soit placé dans une protection de plomb, on devra revêtir le plomb d'un métal léger comme l'aluminium. Car, dans le plomb, les rayons gamma créent des photoélectrons et des électrons Compton qui peuvent revenir vers le détecteur et ajouter leurs effets à la mesure du rayonnement gamma proprement dite. Une simple feuille de métal léger arrête ces électrons.

Mais on remarque que la valeur de E_{eMax} est toujours inférieure à $h\nu$ c'est-à-dire que l'électron dans ce processus ne pourra jamais avoir l'énergie du photon incident. Ainsi on remarque que le taux de comptage chute brutalement à $\varphi = \pi$ [3].

La distribution continue du fond Compton reflète très bien la distribution angulaire de la section efficace différentielle de l'effet Compton qui est donnée par la formule de Klein et Nishina :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} \frac{1}{[1 + \alpha(1 - \cos\varphi)]^2} \left\{ 1 + \cos^2\varphi + \frac{\alpha^2(1 - \cos\varphi)}{1 + \alpha(1 - \cos\varphi)} \right\} \quad (2.7)$$

Où : $\alpha = \frac{h\nu}{m_e c^2}$ et $r_0 = \frac{e^2}{m_e c^2}$

r_0 : est le rayon classique de l'électron [10].

La variation de la section efficace différentielle de la diffusion Compton est en fonction de l'énergie du rayon gamma, cette distribution est montrée graphiquement dans la Figure 2.6

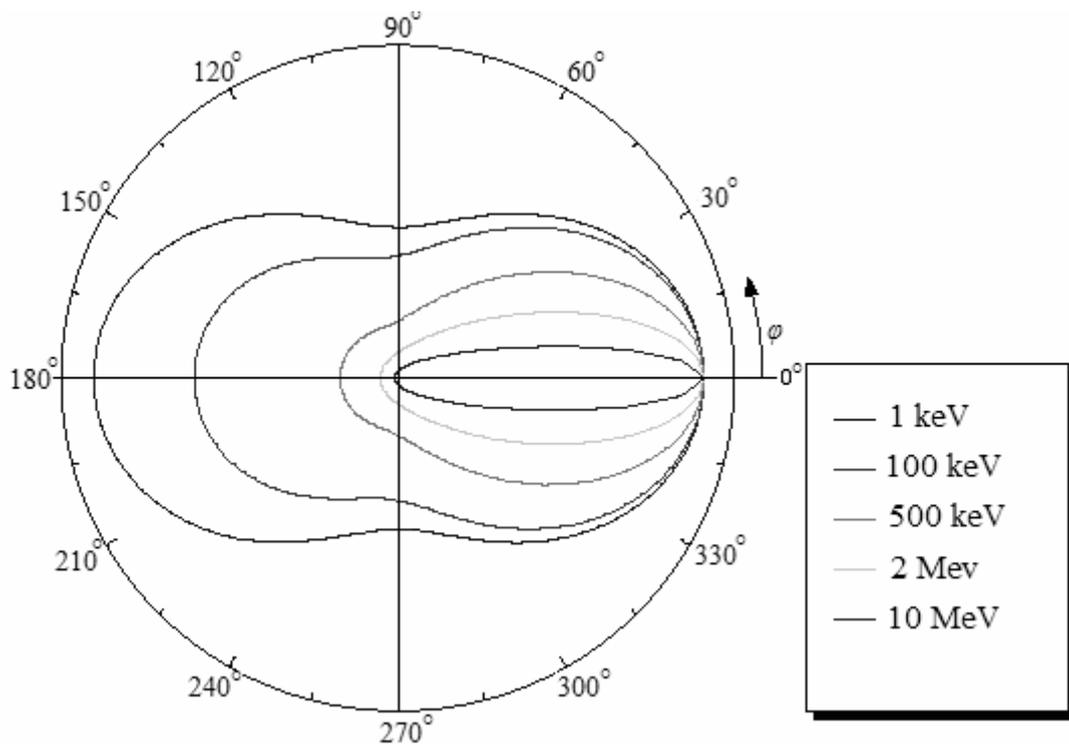


Figure 2.6 Section efficace différentielle de l'effet Compton pour différentes énergies [13].

2.3 Effet production de paire

La production de paire (e^- , e^+) est la matérialisation d'un photon en deux électrons, l'un négatif, l'autre positif, si le photon $h\nu$ pénètre dans le champ électrique du noyau. Mais ceci n'est possible qu'à la condition suivante : le photon doit posséder une énergie au moins égale à l'équivalence de la masse de deux électrons. On a vu que l'énergie libérée par la perte de masse d'un électron, mc^2 , est égale à 511 keV. On aura donc :

$$h\nu = 2mc^2 + T_1 + T_2 = 1,022 \text{ MeV} + T_1 + T_2.$$

L'électron et le positron emportent l'énergie excédentaire à leur production sous forme d'énergie cinétique (T_1 , T_2), soit :

$$E_{e^+} = E_{e^-} = \frac{1}{2}(h\nu - 2m_e c^2) \quad (2.8)$$

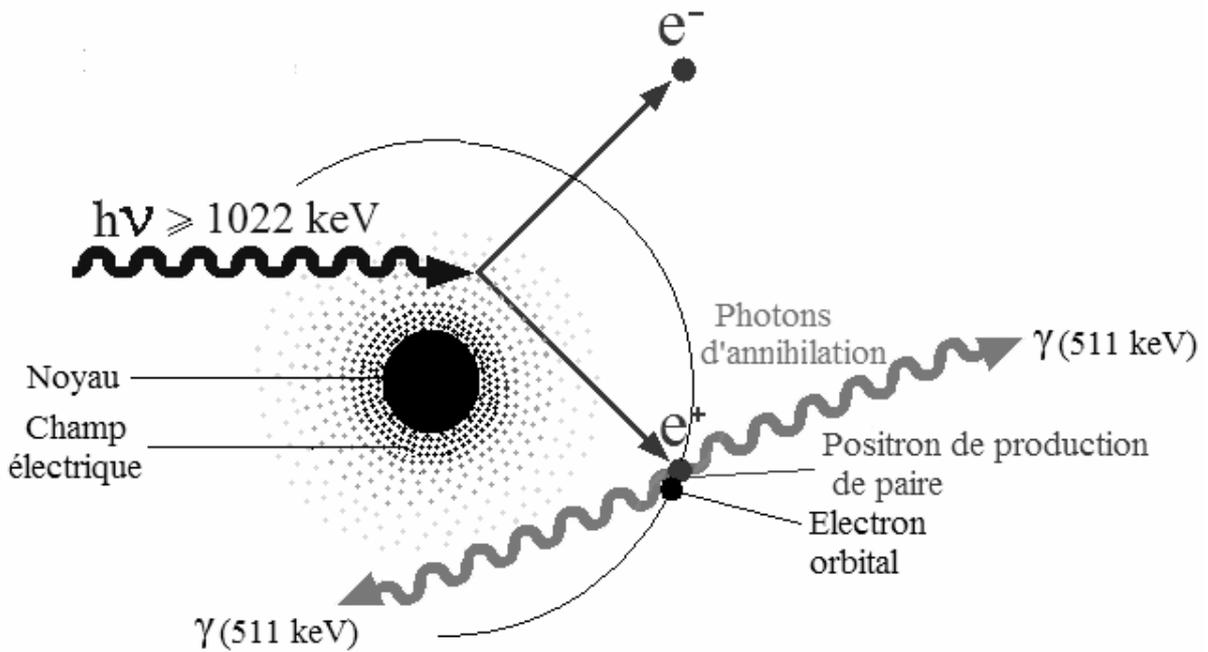


Figure 2.7 Illustration schématique de l'effet production de paire.

Le processus de la matérialisation ne pourra pas se faire dans le vide. La présence de la matière est obligatoire. Le positron créé possède une courte durée de vie, donc après sa création, il interagit avec le premier électron qu'il rencontre, et donc s'annihilent en créant deux photons de 511 keV émis en sens opposé l'un de l'autre. L'effet production de paire est le seul mode d'interaction des photons de haute énergie. Du fait que la totalité de l'énergie des photons incidents est transférée à la paire électron-positron.

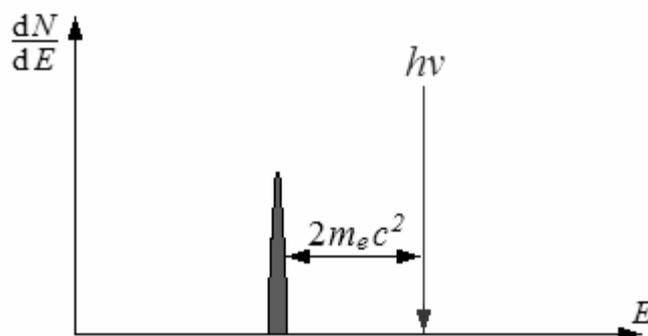


Figure 2.8 Distribution différentielle de l'énergie cinétique (Effet production de paire)

2.4 Combinaison des trois effets

Selon le nombre atomique de la matière traversée et l'énergie des photons γ les trois effets «Photoélectrique, diffusion et matérialisation» sont plus ou moins importants. Par exemple pour l'aluminium, l'air et l'eau, l'effet photoélectrique prédomine jusqu'à 50 keV, puis de 50 keV à 10 MeV c'est l'effet Compton, et la production de paire n'est importante qu'au-delà de 10 MeV. Pour le cuivre, de Z moyen, le domaine de l'effet photoélectrique est jusqu'à 150 keV, celui de l'effet Compton, de 150 keV à 10 MeV, et la matérialisation au-delà. Et pour le plomb l'effet photoélectrique prédomine jusqu'à 500 keV et la zone de l'effet Compton est réduite entre 500 keV et 5 MeV. La figure suivante résume la coexistence de ces trois effets en fonction du nombre atomique Z de la matière absorbante [3].

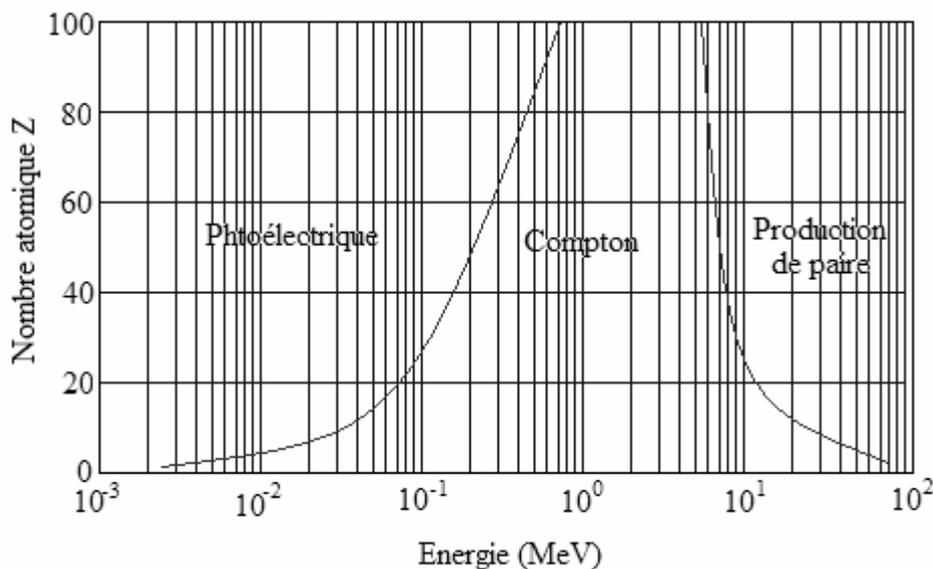


Figure 2.9 Importance relative des trois effets.

La ligne à gauche représente l'énergie à laquelle l'absorption photoélectrique et la diffusion Compton sont également probables en fonction de Z de l'absorbant. La ligne à droite représente l'énergie à laquelle la diffusion Compton et la production de paire sont également probables. Les trois zones représentent la prédominance de chaque effet.

La coexistence de ces trois modes conduit, selon que les produits des réactions sont absorbés ou non dans le milieu détecteur, à l'apparition de différentes structures dans les spectres en énergie mesurés.

Le premier cas est le détecteur de grande taille (*Figure 2.10*), où tout est absorbé ; le spectre en énergie ne comporte qu'un seul pic correspondant à l'énergie des photons incidents, et tous les types d'événements sont contenus dans ce pic.

Le deuxième cas est le détecteur de petite taille (*Figure 2.11*), où les photons secondaires produits par diffusion Compton ou par annihilation d'un positron après production de paire ont peu de chance d'être absorbés dans le détecteur. Dans ce cas, le spectre en énergie est très compliqué ; il comporte :

- Un pic d'énergie totale $h\nu$, caractérisant les événements photoélectriques;
- Un fond Compton;
- Un pic de double échappement situé à $h\nu - 1022$ keV provenant de l'évasion des photons d'annihilation des positrons, si l'énergie des photons incidentes est suffisante; [13]

Le troisième cas est le cas intermédiaire ; celui d'un détecteur de taille moyenne. Dans ce cas, les produits secondaires ont une certaine probabilité d'être absorbés, ce qui conduit à l'apparition de plusieurs phénomènes dans le spectre. On distingue :

- Un pic d'énergie totale $h\nu$, caractérisant les effets photoélectriques;
- Un fond Compton ; caractérisant les effets Comptons simples ou multiples (Compton multiple est un groupe d'événements caractérisant une somme d'énergies supérieure à celle de l'effet Compton simple, provient de la diffusion des photons gamma plus qu'une fois);
- Deux pics de simple et double échappement, situés à $h\nu - 511$ keV et $h\nu - 1022$ keV respectivement. Ce spectre est schématisé sur la *Figure 2.12*; [13]

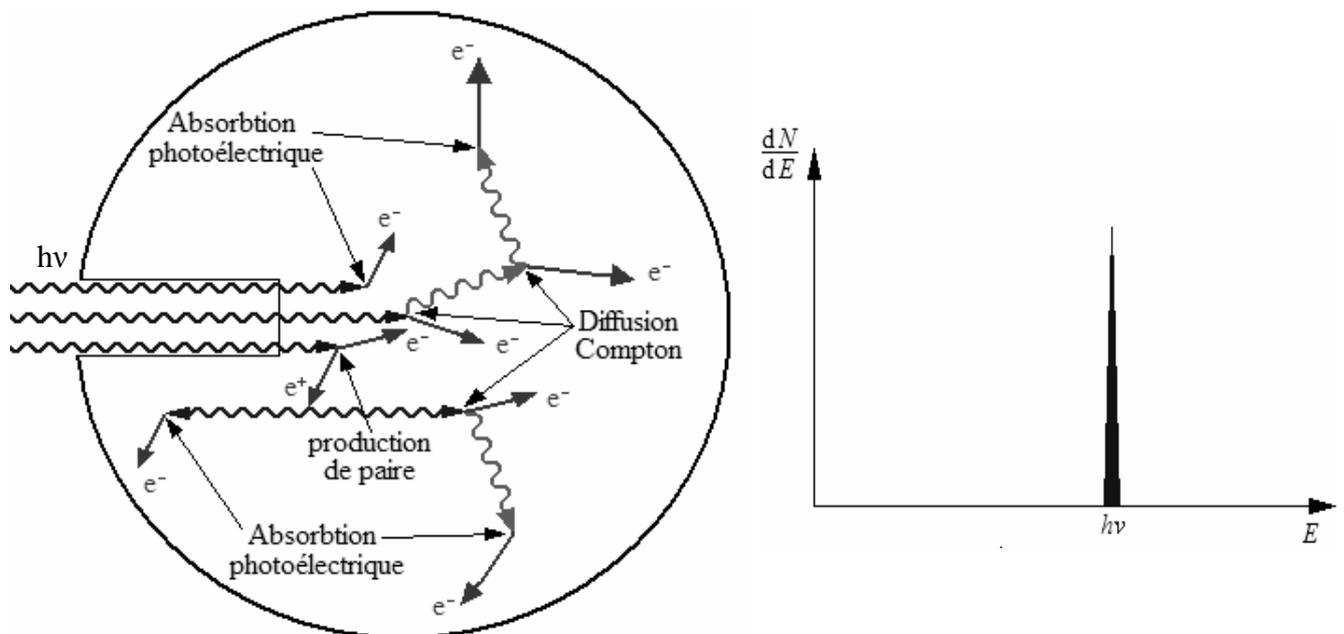


Figure 2.10 spectre mesuré dans un détecteur de « grand taille ».

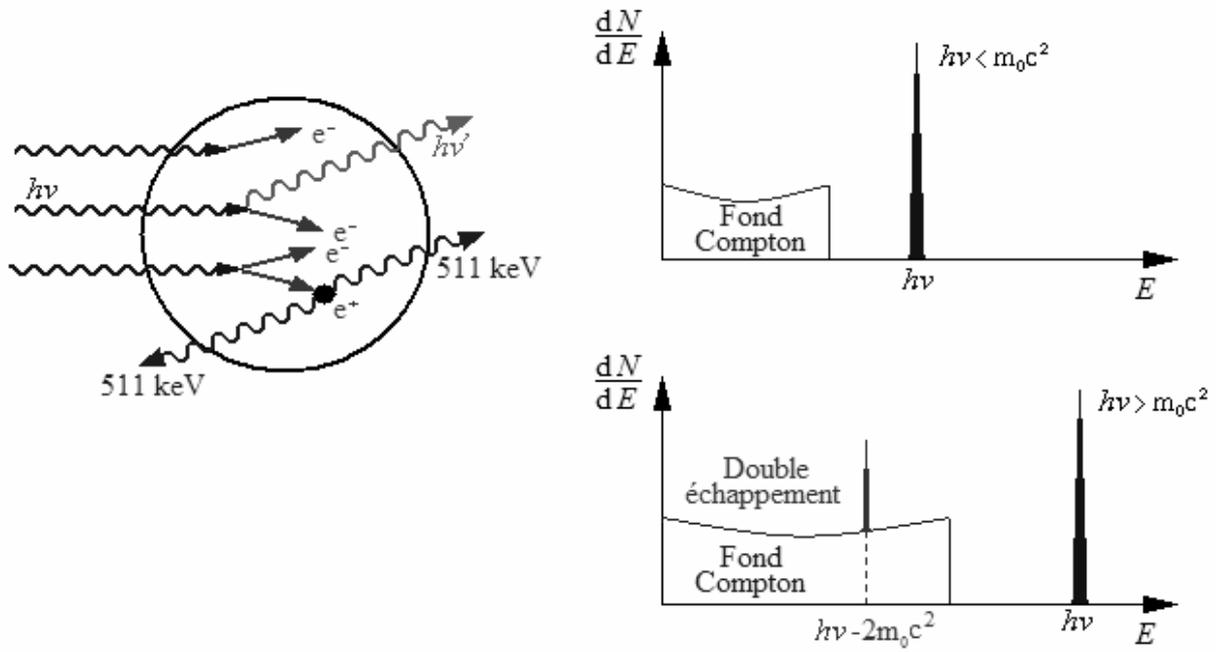


Figure 2.11 Spectre mesuré dans un détecteur de « petite taille ».

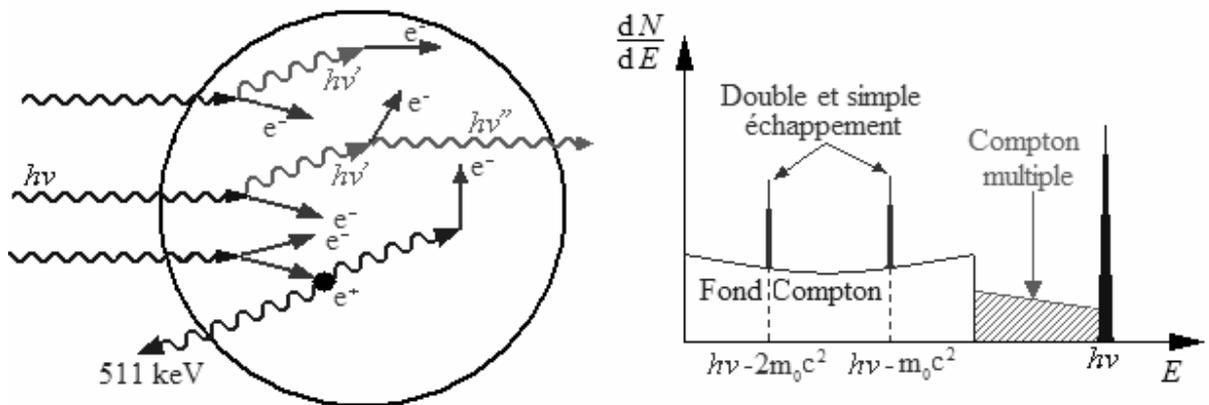


Figure 2.12 Spectre mesuré dans un détecteur de « taille moyenne »

Chapitre 3

Spectrométrie gamma

Dès la découverte de la radioactivité, il a fallu mettre au point des appareils et des méthodes permettant d'abord de détecter ces rayonnements nucléaires, ensuite de mesurer leur intensité et leur énergie. Les principes de détection sont tous fondés sur les phénomènes d'interaction avec la matière [3]. La mesure de l'activité d'une source radioactive n'est possible que si l'on a connaissance de sa nature [14].

3.1 Définition

La spectrométrie gamma est une discipline qui permet d'une part, la mesure des énergies de photons émis par une source radioactive et d'autre part le comptage du nombre de ces photons pendant une durée donnée. Ces deux mesures permettent l'identification et la quantification des radionucléides émetteurs des rayonnements gamma.

3.2 Détection des rayonnements gamma

Les rayonnements gamma sont détectés grâce à leur action sur la matière traversée. Dans le domaine d'énergie qui nous intéresse le processus le plus important est la collision inélastique dans laquelle l'énergie du photon est utilisée pour projeter les électrons placés au voisinage de sa trajectoire ce qui a pour conséquence l'ionisation et l'excitation du milieu traversé. Suivant la nature de ce dernier et les conditions du transfert de l'énergie, cela se conduit par différents effets :

- Création de paires électron-ion due à l'ionisation d'un gaz ou liquide;
- Production de photons lumineux par excitation des molécules de certains solides, liquides ou gaz.
- Création de paires électron-trou dans un solide semi-conducteur;

Ces effets peuvent tous conduire à un processus approprié de détection.

3.2.1 Types de détecteurs gamma

Suivant les effets produits par les rayonnements gamma qui viennent d'être décrits on peut citer trois types de détecteurs :

- Chambres à remplissage gazeux;
- Scintillateurs;
- Détecteurs à semi-conducteurs.

3.2.1.1 Chambres à remplissage gazeux

On construit des détecteurs en disposant deux électrodes au sein d'un milieu gazeux que l'on polarise, grâce à une alimentation de haute tension continue. La figure ci-dessous schématise une telle configuration. Bien que diverses géométries soient possibles, en général la géométrie retenue est cylindrique [14].

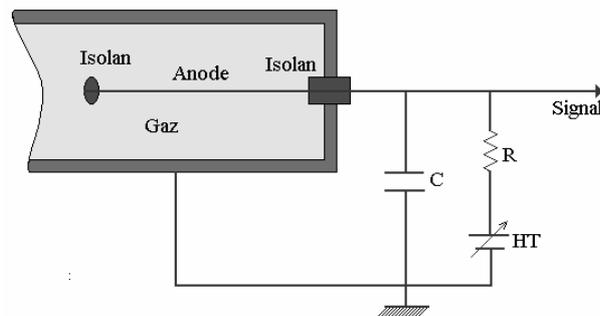


Figure 3.1 Fonctionnement schématique d'un détecteur à gaz.

Les électrodes sont isolées électriquement grâce à deux isolants, entre lesquels on établit un champ électrique. Lorsqu'un rayonnement ionisant traverse le volume gazeux, il crée un certain nombre de paires électron-ion. Ces électrons et ions sont entraînés par le champ et se dirigent vers l'un ou l'autre des électrodes selon le signe de leur charge.

Selon la nature et la pression du gaz ainsi que la valeur du champ électrique, le nombre et la nature des ions créés peuvent varier. Finalement, un certain nombre de charges constituant le signal transmis au sous-ensemble de mesure sont recueillies par les électrodes.

3.2.1.2 Détecteurs à scintillation

Le détecteur à scintillation comprend essentiellement deux parties : le scintillateur et le photomultiplicateur [15].

3.2.1.2.1 Le Scintillateur

Les scintillateurs fonctionnent grâce au phénomène d'excitation produit le long de la trajectoire des rayonnements. Mais, comme on peut utiliser comme détecteur par cette méthode non plus seulement les gaz ou des milieux peu denses, mais aussi des solides, la mesure des rayonnements gamma ou plutôt des électrons qu'ils produisent devient possible [3].

3.2.1.2.2 Le Photomultiplicateur

Le scintillateur est couplé optiquement à un tube photomultiplicateur composé d'une cellule photoélectrique appelée photocathode, suivi d'un multiplicateur d'électrons car le courant obtenu à partir d'un seul flash lumineux dans le scintillateur est trop faible. L'ensemble est

enfermé dans une enveloppe ou règne un vide poussé, assurant un grand libre parcours aux électrons. Sa très grande sensibilité à la lumière nécessite une protection particulièrement performante. L'interface scintillateur-photomultiplicateur est assurée par une fenêtre d'entrée en verre dont la transmission spectrale se trouve dans le domaine visible [13].

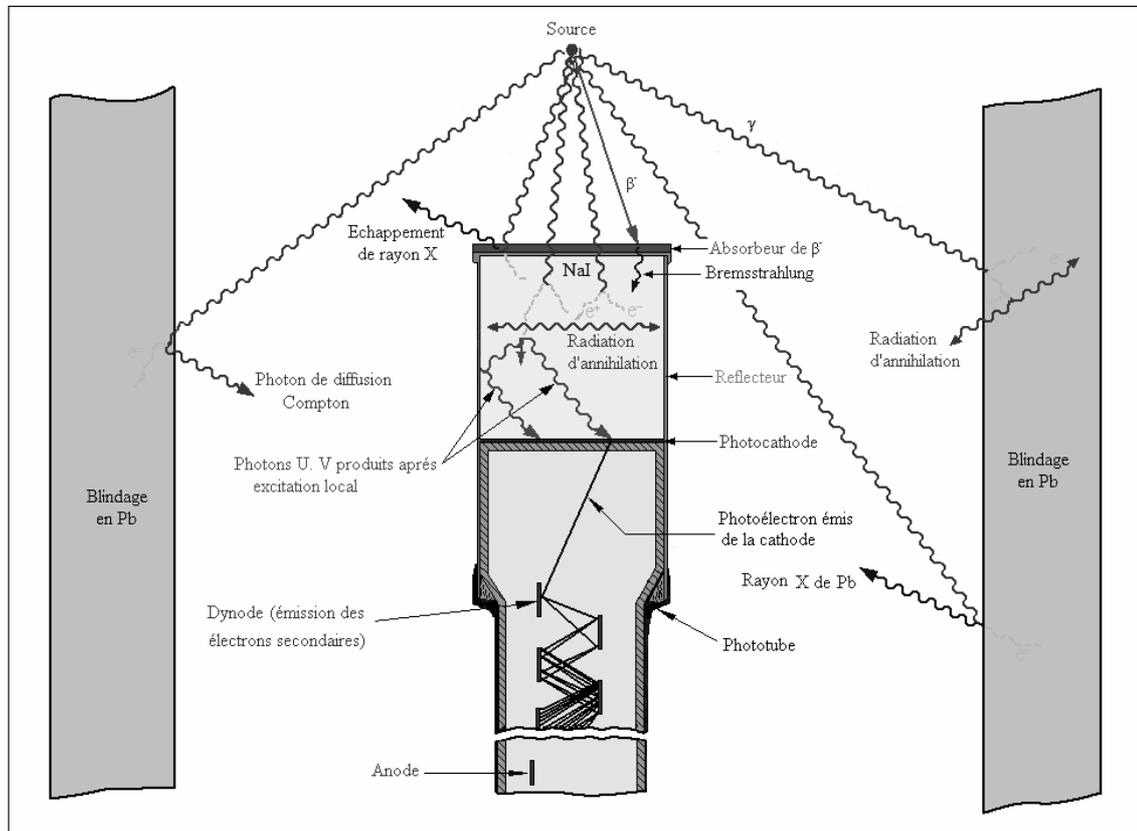


Figure 3.2 Principe de fonctionnement d'un détecteur à scintillation [16].

La photocathode est une couche mince de matériau photosensible semi transparent déposé sur la face interne de la fenêtre d'entrée du tube. Elle transforme les photons lumineux émis par le scintillateur en photoélectrons. Le rendement de conversion photoélectrique, appelé rendement quantique, varie de 10 à 30% selon l'épaisseur et la nature du matériau.

Le multiplicateur est composé de plusieurs dynodes et une anode sur laquelle est collecté le courant amplifié. Un pont de résistances, permet de répartir la haute tension de polarisation entre les différentes dynodes de manière à créer une différence de potentiel capable d'accélérer les électrons sur leur trajectoire entre deux dynodes.

Les dynodes sont recouvertes d'un matériau (Cs-Sb, Ag-Mg) dans lequel les électrons incidents arrivent à expulser un assez grand nombre d'électrons ; en pratique pour des tensions de 100 à 200 V, c'est-à-dire des énergies d'électrons de 100 à 200 eV, on obtient un coefficient de multiplication δ de 3 à 6. Le facteur de multiplication global est de l'ordre de δ^N où N est le

nombre de dynodes. N allant de 8 à 14, le gain du photomultiplicateur est en général de l'ordre de 10^6 à 10^9 (5^8 à 5^{14}) [13].

3.2.1.3 Détecteurs à semi-conducteurs

Les semi-conducteurs sont des matériaux dont la conductivité électrique se situe entre celle des métaux et celle des isolants. La conductivité électrique est une propriété qui varie énormément d'un matériau à un autre. Pour un solide donné, la conductivité est fonction de la température et de la pureté chimique, un certain effort de classification s'impose donc. Un semi-conducteur est un cristal qui est isolant s'il est pur et à la température zéro absolu, et dont la conductivité électrique est due à l'agitation thermique, à des impuretés ou à différents types de défauts. Pour fixer les idées, les métaux ont une résistivité de l'ordre de $10^{-6} \Omega/\text{cm}$, les isolants de 10^{14} à $10^{22} \Omega/\text{cm}$, les semi-conducteurs typiques, à température ambiante, de 10^{-3} à $10^9 \Omega/\text{cm}$. Les principaux semi-conducteurs sont le germanium (Ge), le silicium (Si), le sélénium (Se), les composés binaires : arséniure de gallium (GaAs), antimoniure d'indium (InSb), phosphure de gallium (GaP) et phosphure d'indium (InP). Grâce à leurs bonnes caractéristiques, ces matériaux sont devenus très demandés dans différents domaines de la technologie et notamment en physique nucléaire afin de construire de bons détecteurs de rayonnement [7].

La propriété macroscopique de conductivité peut être reliée à un aspect plus microscopique des matériaux. Cette propriété est la répartition en bandes d'énergie des niveaux accessibles aux électrons. Les niveaux d'énergie dans un cristal sont repartis donc en groupes, séparés du groupe suivant par une zone vide de niveau d'énergie de largeur variable. La dernière bande occupée par les électrons est appelée bande de valence (BV). Dans cette bande, les électrons sont liés aux atomes du cristal. La bande suivante est la bande de conduction (BC), dans laquelle les électrons peuvent se mouvoir librement, et entre les deux se situe une bande interdite (BI) ou gap.

Dans un isolant, la BV est totalement occupée, la largeur de la bande interdite est importante. Dans un métal ou un conducteur, il y a un recouvrement entre la BV et la BC. Les électrons peuvent se déplacer librement sous l'action d'une différence de potentiel.

Les semi-conducteurs se situent entre ces deux classes. Dans un semi-conducteur la largeur de la bande interdite est significativement plus petite (de l'ordre de 1eV) à température ambiante. L'agitation thermique est suffisante pour faire passer des électrons de la BV vers la BC, et le matériau devient faiblement conducteur (voir figure 3.3). La probabilité par unité de temps de la génération d'une paire électron trou dépend de l'agitation thermique, donc de la température. Elle est donnée par :

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

Avec T (°K), E_{gap} le gap de la bande interdite et k la constante de Boltzmann. Un matériau de faible gap, comme le germanium (0,7 eV), a une faible résistivité à température ambiante. Les fluctuations du courant d'obscurité sont alors trop importantes pour qu'il soit utilisé comme détecteur sans être refroidi [17].

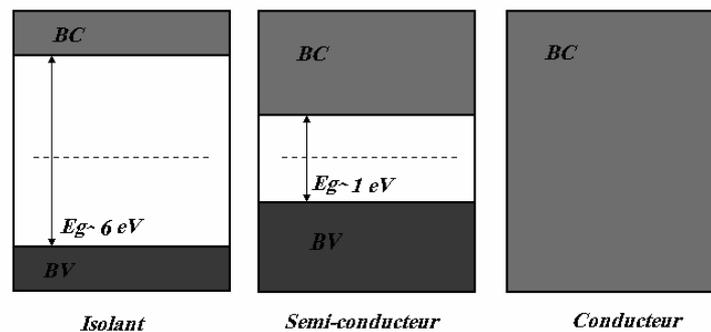


Figure 3.3 Structure de bandes dans les matériaux [18].

Le passage de l'électron dans la BC laisse un atome du cristal ionisé et donc une place vacante dans la BC. Lorsque le cristal est soumis à une différence de potentiel, les électrons vont passer d'un atome à un ion et l'ion se déplace dans la direction opposée. Tout se passe comme si une charge positive, appelée trou, se déplaçait dans le sens inverse de l'électron. La paire électron-trou est l'équivalent pour les semi-conducteurs de la paire électron ion dans le gaz. Mais les trous n'étant qu'une manifestation du mouvement des électrons, leur mobilité n'est pas très différente de celle des électrons, alors que les ions se déplacent beaucoup plus lentement que les électrons dans un gaz [12].

L'introduction contrôlée d'impuretés dopantes dans le cristal, dans des sites normalement occupés par les atomes du cristal intrinsèque, permet de rendre les semi-conducteurs utilisables pour la détection de radiations ionisantes. On distingue deux types de dopants:

- Les atomes du groupe **V** (phosphore ou arsenic par exemple) qui sont pentavalents, par opposition au silicium ou germanium qui sont tétravalents. L'électron de l'impureté restant, qui n'est pas engagé dans une liaison avec les atomes voisins, peut être facilement arraché et passer dans la BC. Pour une impureté de P dans du Si, il suffit de 0.045 eV soit une énergie du même ordre que l'agitation thermique à température ambiante (~0.025 eV à 300 °K). L'introduction d'un tel atome dans le cristal crée un niveau donneur d'électrons dans la bande interdite, proche de la BC. L'impureté constitue un centre donneur fixe. La concentration en électrons est alors supérieure à la concentration en trous et augmente avec

la concentration en impuretés : le semi-conducteur est alors de type n ($n > p$), les porteurs de charges mobiles majoritaires sont des électrons.

- Les atomes du groupe **III** (bore ou indium par exemple) qui sont trivalents. Dans leur cas, il manque un électron pour remplir la bande de valence et il y a donc un excès de trous dans le cristal. L'impureté crée un niveau accepteur d'électrons dans la bande interdite, proche de la BV, vers lequel les électrons seront facilement excités. Pour une impureté de B dans le Si, il suffit là encore de 0.045 eV. L'atome dopant constitue un centre accepteur fixe. En présence de tels dopants, la concentration en trous est supérieure à la concentration en électrons, les trous sont les porteurs de charge mobiles majoritaires et le semi conducteur est de type p ($p > n$).

Le fonctionnement de la plupart des détecteurs utilisés en physique nucléaire repose sur les propriétés de la jonction p-n. Cette jonction illustrée sur la *Figure 3.4.a* est constituée d'une région n enrichie en impuretés donneuses d'électrons, avec N_D entre 10^{12} et 10^{14} atomes dopants par cm^3 , au contact d'une région p enrichie en impuretés acceptuses avec typiquement $N_A = 10^{18}$ atomes dopants par cm^3 [19].

Du fait des différences de concentration en électrons et en trous dans les deux régions, les trous de la région p diffusent vers la zone n et les électrons de la zone n diffusent vers la zone p.

Les électrons diffusés se recombinent avec les trous rencontrés dans la région p alors que les trous capturent les électrons de la région n. Grâce à ce processus de recombinaison, deux zones distinctes de charge d'espace apparaissent dans le cristal. La zone située à la jonction des deux régions est désertée de porteurs mobiles et possède donc une résistivité très importante (voir *Figure 3.4.b*).

C'est cette caractéristique qui est exploitée pour la détection. Les charges créées par le passage d'une radiation ionisante dans la zone de charge d'espace ne sont plus noyées dans un nombre élevé de porteurs mobiles, elles se séparent sous l'effet du champ et migrent vers les bords de la zone désertée, où sont placées des électrodes.

L'épaisseur naturellement désertée de la jonction p-n est faible, la zone utile pour la détection est donc réduite et le champ est trop peu intense pour assurer une collection efficace de charges. Il y a un fort taux de recombinaison des paires électron-trou.

Une polarisation dite "inverse" est donc appliquée sur les électrodes du détecteur (voir la *Figure 3.5*). Son effet s'ajoute à celui du champ naturellement créé. Plus la tension appliquée est élevée, plus la zone désertée est très importante [12].

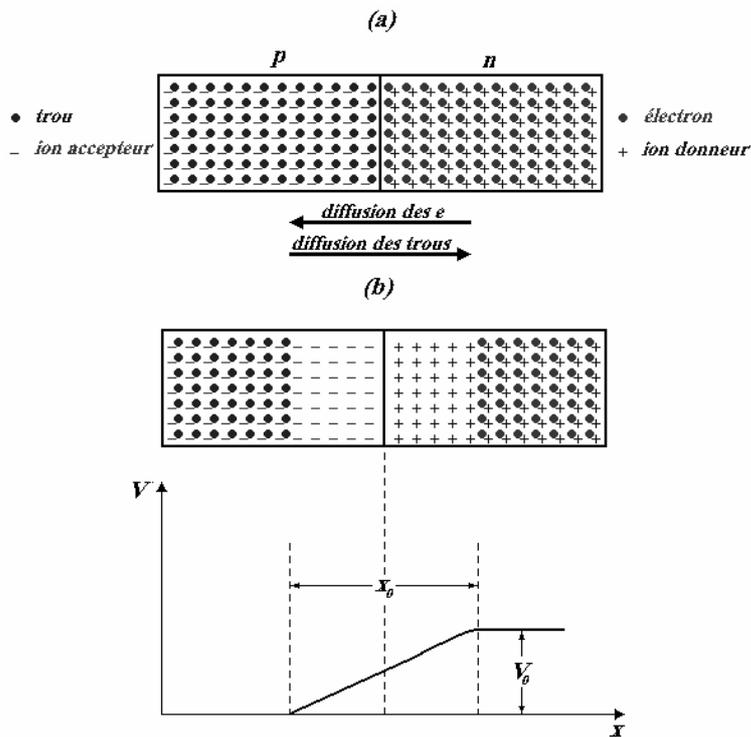


Figure 3.4 (a) Jonction p-n avant l'équilibre
(b) jonction p-n à l'équilibre

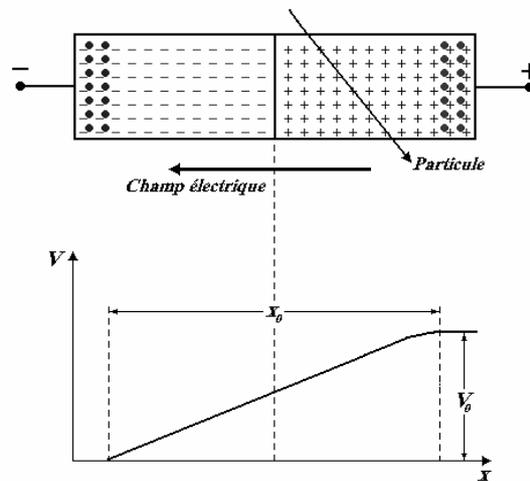


Figure 3.5 Application d'une polarisation inverse à une jonction p-n.

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

$$x = \sqrt{\frac{2\varepsilon V}{eC}}$$

Où ε est la permittivité du matériau et e la charge de l'électron [20].

En physique nucléaire, les semi-conducteurs sont couramment utilisés pour la construction des différents types de détecteurs. Pour la détection des photons, les détecteurs en Germanium sont les plus appropriés que le Silicium grâce à leurs bonnes caractéristiques (Z élevé).

Vis-à-vis des scintillateurs, les germaniums ont une excellente résolution en énergie, indispensable pour les mesures de spectrométrie gamma car les pics correspondants aux différents photons gamma seront bien séparés. Cette caractéristique est illustrée par la *Figure 3.6*, mais l'inconvénient du détecteur à semi-conducteur par rapport à celui du scintillateur (NaI(Tl)) est que le Z élevé (53) de l'iode de ce dernier assure l'absorption totale de l'énergie d'un grand nombre de photons et le rapport pic d'énergie totale sur fond est plus favorable que dans les semi conducteurs. Ainsi, l'efficacité d'absorption totale dans un NaI(Tl) peut être supérieure d'un ordre de grandeur à celle d'un détecteur au germanium. Les détecteurs à semi-conducteurs les plus célèbres sont :

3.2.1.3.1 Détecteurs compensés, Si(Li) et Ge(Li)

La présence des impuretés dans les semi-conducteurs fait limiter la résistivité de ces cristaux. Il est difficile d'augmenter l'épaisseur de la région déplétée et donc du volume utile à la détection. Une alternative consiste à se rapprocher des caractéristiques des semi-conducteurs idéalement purs en égalisant les concentrations en impuretés donneuses et accepteuses d'électrons. Cette méthode s'appelle la compensation.

Dans un semi-conducteur de type P, en injectant les ions de lithium qui seront diffusés par l'effet de la température. Ces ions jouent un rôle de donneur d'électrons, la petite taille de ces ions permet à ce dernier de se déplacer facilement dans la maille du réseau cristallin. Sous l'effet d'un champ électrique, l'arrêt du processus de diffusion étant déterminé par l'obtention d'une résistivité élevée.

L'avantage de ce type de détecteur est d'offrir des zones déplétées plus large qu'avec une jonction, avec des profondeurs de l'ordre du centimètre. L'inconvénient majeur est que le lithium étant une impureté interstitielle, il faut contrôler son état de diffusion sur toute la durée de vie du détecteur. En particulier, les détecteurs Ge(Li) doit être maintenu à la température de l'azote liquide même en dehors de leur utilisation [7].

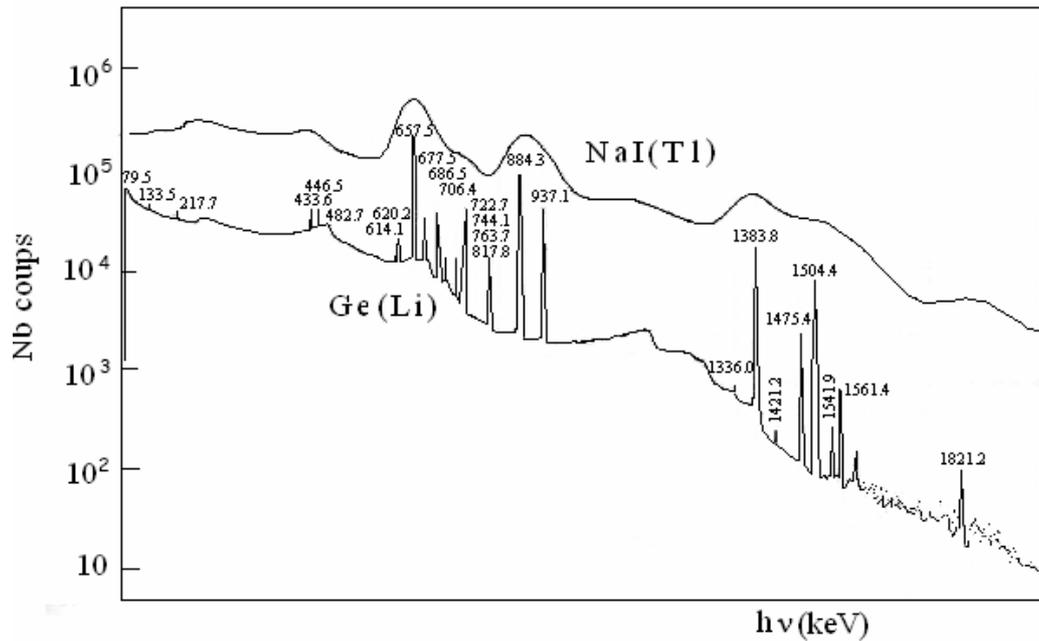


Figure 3.6 Pouvoir de résolution d'un détecteur Ge(Li) par rapport à un détecteur NaI(Tl) [13].

3.2.1.3.2 Détecteur Germanium hyper pure GeHP

Dans le cas particulier du germanium, les techniques modernes permettent d'atteindre de très hauts niveaux de pureté : jusqu'à seulement 10^{10} atomes d'impuretés par cm^3 . Dans ce cas, le volume utile du détecteur est limité par la taille des cristaux qu'il est possible de fabriquer. Il est ainsi aujourd'hui possible d'obtenir des détecteurs de 400 cm^3 de volume et des épaisseurs déplétées de plusieurs centimètres. Étant donné le très faible gap du germanium (0,7 eV), à température ambiante, la génération thermique de porteurs induit un courant trop élevé lorsque le détecteur est polarisé (1500 à 4000 V), ce type de détecteur fonctionne dans la température de l'azote liquide (77 °K) qui est récente davantage, par rapport aux Ge(Li) qu'ils ont tendance à supplanter, de ne pas avoir à être refroidi en dehors de période d'utilisation [7].

3.2.2 Chaîne de spectrométrie gamma et ses différentes composantes

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

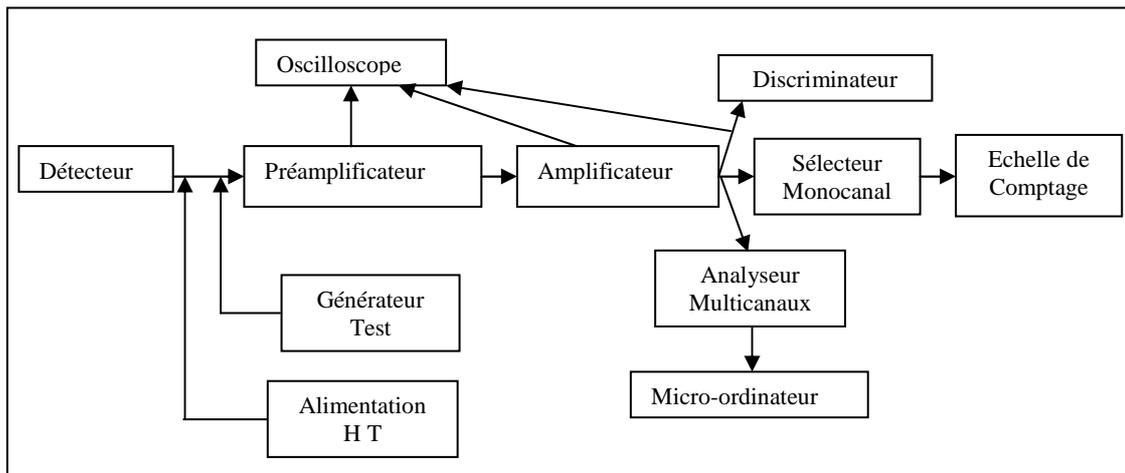


Figure 3.7 Scénarios schématiques d'une chaîne de spectroscopie gamma.

3.2.2.1 Alimentation haute tension

La plupart des détecteurs ont besoin d'une alimentation haute tension de l'ordre de plusieurs centaines de volts ou plus, selon le type du détecteur. Cette tension doit être stabilisée contre les fluctuations dans l'alimentation, les variations dans le courant, et la température [16]. Dans la majorité des cas, on utilise des alimentations électroniques remplissant les conditions suivantes :

- Etre réglables pour ces tensions imposées par les détecteurs (jusqu'à 5000 volts pour certaines jonctions);
- Etre stabilisées à hauteur de l'exigence des détecteurs;
- Ne pas présenter de dérives au cour du temps;
- Avoir un bruit très faible [14].

3.2.2.2 Préamplificateur

Le préamplificateur est un module relié directement au détecteur de rayonnement, il réalise les fonctions essentielles suivantes :

- Amplifier le signal avec un gain fixé;
- Réduire le bruit qui peut changer le signal;
- Récupérer le maximum de signal;
- Minimiser les effets capacitifs; adapter l'impédance élevée du détecteur avec la basse impédance du câble coaxial de transport du signal puis de l'électronique de traitement;
- Effectuer une première mise en forme du signal (production de l'impulsion à traiter).

Une charge Q libérée dans un détecteur, coule dans un circuit d'entrée de la capacité totale C et produit le signal de tension Q/C . C'est une amplitude très petite pour faire l'analyse

spectroscopique directement. À titre d'exemple, un détecteur à silicium, avec une capacité d'entrée totale égale à 5pF, délivre un signal d'amplitude égale à 10 mV pour un rayon X de 1-keV, et une autre amplitude égale à 1 V pour une particule de 100 MeV. On trouve que ces amplitudes sont très petites, ce qui justifie l'utilisation du préamplificateur pour réaliser les fonctions précédentes. Mais les signaux sortants du préamplificateur n'ont pas une forme appropriée, ils ont un temps de montée très rapide et un temps de retour à zéro très lent comme il est illustré dans la *Figure 3.8*.

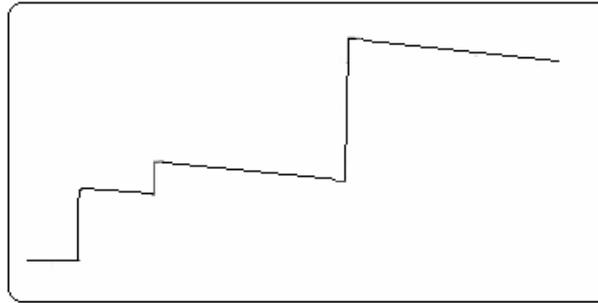


Figure 3.8 Signal délivré par un préamplificateur [7].

3.2.2.3 Amplificateurs linéaires

L'amplificateur est la composante la plus importante dans une chaîne de spectrométrie gamma. Son rôle principal est l'amplification et la mise en forme des signaux venants du préamplificateur.

- *Mise en forme*

Les signaux délivrés par le préamplificateur ont une forme non appropriée, avec un temps de montée "rise time" très rapide et un temps de descente "fall time" très lent. Si un autre événement arrive avant que le premier signal revienne à zéro, le second signal va prendre son point de départ directement à la borne du premier signal. Sachant que l'information sur l'énergie est portée sur la hauteur de l'impulsion, et tant que le départ de chaque impulsion est inconnu, donc on ne peut pas tirer l'information correcte sur les énergies de chaque rayonnement. Le premier rôle de l'amplificateur est d'accélérer le retour des impulsions à la ligne de base. Le circuit qui fait ceci est le circuit différentiateur CR. Après la différentiation, le signal est intégré afin de prendre une forme gaussienne plus appropriée. Celle-ci est faite par le circuit intégrateur (RC)ⁿ (généralement n = 4 est suffisant).

$$V_{out} = V_0 \cdot \left(\frac{t}{RC} \right)^n e^{-t/RC} \quad (3.1)$$

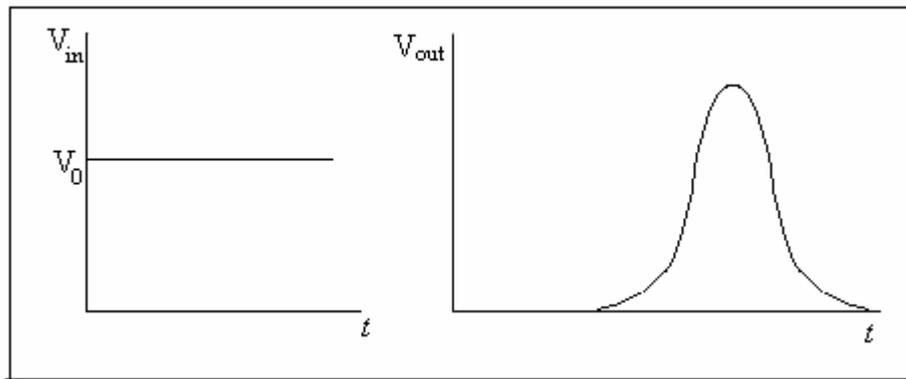


Figure 3.9 Impulsion sous forme gaussienne

- *Amplification*

La mise en forme seule n'est pas suffisante pour traiter les impulsions, parce que l'amplitude reste encore petite. C'est pour cela, le deuxième rôle de l'amplificateur est d'amplifier ces amplitudes avec un gain donné (les amplitudes peuvent aller jusqu'à 10 volt au maximum).

La stabilité en gain détermine la qualité d'un amplificateur. Le gain de l'amplificateur doit être stable avec les changements de température, et en fonction du temps. Une variation de gain de 0.01% à 0.1% en fonctionnement normal et pendant la période d'une expérience est raisonnable. Si les changements de gain excèdent cette quantité il y aura une dégradation significative de la résolution en énergie du système.

- *Elimination du pole zéro*

Le retour lent à zéro de l'impulsion délivrée par le préamplificateur a un effet négatif sur l'impulsion délivrée par l'amplificateur. L'impulsion ne revient pas directement à son niveau de référence, mais elle descend jusqu'en dessous du niveau de référence et puis elle revient à zéro. Comme il est illustré sur la figure suivante:

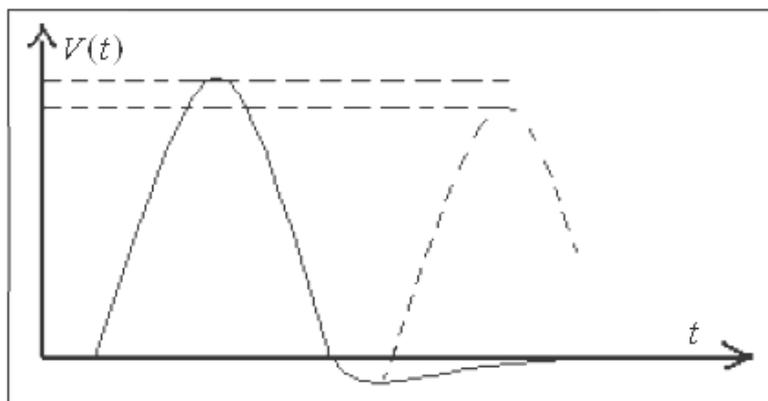


Figure 3.10 Pole zéro.

Le problème est que, si un autre évènement de même énergie que le premier arrive avant que le premier revienne à zéro, on aura une amplitude inférieure à la première. Donc la mesure de son énergie va être faussée. La résolution de ce problème est d'utiliser un circuit de remise à zéro [7].

3.2.2.4 Oscilloscope

L'oscilloscope est un instrument qui permet d'étudier les phénomènes qui changent rapidement, par exemple une tension sinusoïdale ou une impulsion d'un détecteur. Le phénomène est observé sur un écran fluorescent. L'axe horizontal dans l'écran mesure le temps. L'axe vertical indique l'amplitude de l'impulsion en volt.

Dans les mesures des radiations l'oscilloscope est utilisé pour contrôler la qualité du signal en plus le niveau et le type de bruit électronique.

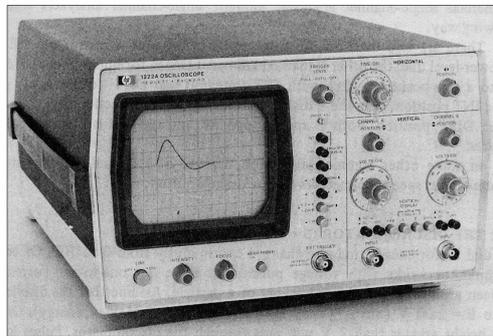


Figure 3.11 Oscilloscope [11].

3.2.2.5 Discriminateur

Pour un comptage correcte, les impulsions linéaires formées doivent être converties en impulsions logiques, le discriminateur est l'unité la plus simple que l'on puisse utiliser pour la conversion. Il est constitué d'un instrument produisant des impulsions logiques à la sortie, si l'amplitude de l'impulsion d'entrée dépasse une valeur de seuil réglable. Dans le cas contraire, le discriminateur ne délivre aucune impulsion comme signal de sortie [13].

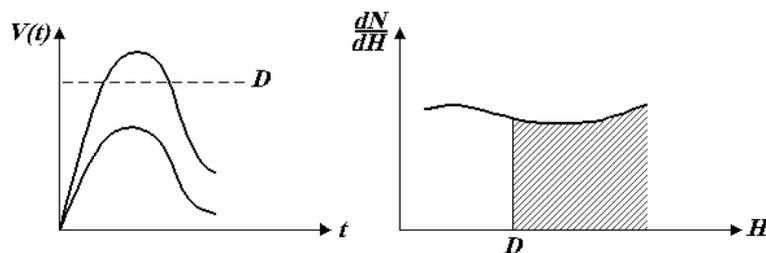


Figure 3.12 Illustration du principe de fonctionnement du discriminateur.

3.2.2.6 Analyseur monocanal

L'analyseur où le sélecteur monocanal est fondé sur le principe suivant : deux discriminateurs bas associés à une fonction d'anti-coïncidences permettant de ne prendre en compte que les impulsions dont l'amplitude est comprise dans une fenêtre définie comme l'écart entre les deux seuils de discrimination. Il engendre une impulsion logique lorsque l'amplitude de l'impulsion analogique à l'entrée est contenue dans la fenêtre. En balayant avec une fenêtre constante l'ensemble des valeurs du seuil bas, on peut reconstituer un spectre d'amplitudes proportionnelles aux énergies cédées dans le détecteur [11].

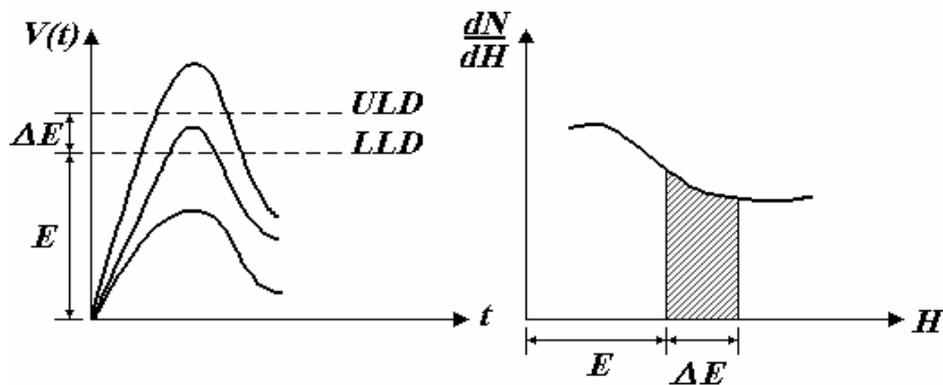


Figure 3.13 Illustration du principe de fonctionnement d'un analyseur monocanal.

3.2.2.7 Analyseur multicanaux

Un analyseur multicanaux comprend un codeur analogique numérique, une mémoire divisée en segments, aussi appelée canaux et un écran de visualisation, ces éléments permettent respectivement de convertir les tensions électriques en nombre, de classer ces nombres dans les canaux de mémoire, et de visualiser le contenu de l'ensemble des canaux. Cette visualisation finale s'effectue grâce à un système incorporé ou bien en liaison avec un micro-ordinateur.

Souvent le nombre de canaux mémoire est de 4096, le choix de ce nombre résulte d'un compromis entre la précision souhaitée dans le spectre et le temps d'acquisition nécessaire.

On assiste actuellement au développement de convertisseurs analogique-numériques rapides (flash ADC), ils sont constitués de comparateurs rapides en parallèles qui permettent de gagner sur le temps de conversion (jusqu'à 10 ns). On peut donc envisager l'analyse de signaux à haut débit, voir de coder directement les impulsions en sortie du préamplificateur et de faire ensuite un traitement de signal entièrement numérique par ordinateur. Le traitement des spectres s'effectue à l'aide d'un logiciel approprié [13].

Autres éléments périphériques

- Les générateurs de signaux de test (carrés, sinusoïdaux, triangulaires, etc.) permettent de caractériser les performances globales et locales de la chaîne et de vérifier leur constante dans le temps (bande passante, résolution, rapport signal sur bruit, etc.).
- Des câbles coaxiaux, blindés pour se protéger des perturbations électromagnétiques, sont utilisés lors du transport des courants et impulsions. Si les signaux à transmettre sont très rapides, on observe quelques déformations en ligne, mais relativement faibles. La vitesse de propagation de signal est environ de $2/3$ de la vitesse de la lumière dans le vide. Le temps de transit est de 5 ns.m^{-1} . Ces câbles ont une capacité linéique de 50 pF.m^{-1} et une impédance caractéristique de 50 ohms . Ils doivent supporter des tensions de quelques milliers de volts. La transmission par les câbles nécessite d'adapter les impédances à chacune de leur extrémité. [14]
- A la sortie de l'analyseur monocanal ou de discriminateur, on trouve une échelle de comptage qui permet de dénombrer les impulsions logiques produits notamment par les discriminateurs et les sélecteurs situés en amont. Il est possible d'effectuer des présélections en temps ou en nombre d'impulsions. Elles incorporent souvent un discriminateur en amplitude interne pour ne pas déclencher sur des signaux de bruit.
- Les modules électroniques décrits ci-dessus tendent de plus en plus à se normaliser, le standard NIM (Nuclear Instrument Module) est actuellement le plus répandu. Les modules se représentent sous forme de tiroirs de largeurs normalisées destinées à être insérés dans un châssis auto alimenté avec des tensions continues. Ces châssis permettent notamment d'obtenir plus facilement une masse de référence unique pour réduire le bruit de fond. Les normes définissent également des caractéristiques pour les impulsions tant logiques qu'analogiques [13].

Chapitre 4

Partie expérimentale

Première partie

4.1 Calibration de la chaîne de mesure

4.1.1 Configuration de la chaîne de spectrométrie utilisée

La chaîne de spectrométrie gamma utilisée est composée de :

- Un détecteur à semi-conducteur de type Ge(HP) composé essentiellement d'un cristal Germanium hyper pur, d'une géométrie coaxiale monté dans un cryostat maintenu à la température de l'azote liquide.
- Un préamplificateur de charge dont l'élément principal est le transistor à effet de champ (FET); ce dernier est refroidi à la température de l'azote liquide.
- Un amplificateur qui a pour fonction d'amplifier et de mettre en forme l'impulsion issue du préamplificateur.
- Un convertisseur analogique numérique (A.D.C) qui a pour but de convertir le signal analogique en signal numérique.
- Un analyseur multicanal (MCA) qui permet d'enregistrer et de mémoriser le signal numérique avec son logiciel de gestion (visualisation du spectre).

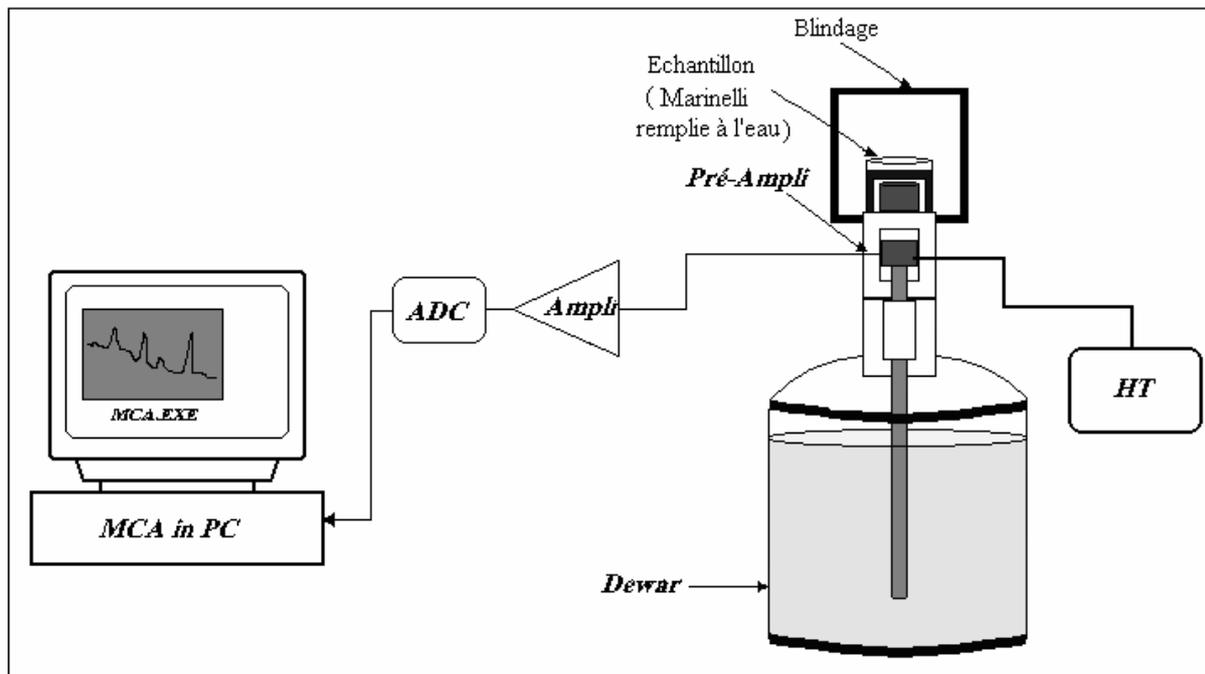


Figure 4.1 Configuration de la chaîne de spectrométrie gamma utilisée

Après la vérification des connexions des différents composants électroniques de la chaîne, on applique une tension de polarisation à la jonction du semi-conducteur en augmentant la tension très lentement (20 Volts / seconde) jusqu'à la tension de polarisation du détecteur (+2500 Volts).

4.1.2 Calibration du spectre

Il est important que les calibrations, en énergie et en efficacité, soient correctement exécutées, car les résultats de la calibration auront de l'effet sur tous les résultats d'analyse.

4.1.2.1 Etalonnage en énergie

Pour avoir une bonne analyse qualitative, il faut bien calibrer en énergie notre chaîne de spectrométrie gamma, pour cela et pour tracer la droite d'étalonnage en énergie, on a utilisé la source radioactive de l'Europium présentée dans le Tableau 4-1

Source	Date de référence	Activité à la date de référence A_0 (kBq)	Energie (KeV)	Taux d'embranchement f (%)	Géométrie
^{152}Eu ($T_{1/2}=12,2$ ans)	29/11/2000	4.17 ± 0.05	121,8	60	Marinelli de même Géométrie et de même volume d'eau
			244,6	28	
			344,2	100	
			411,0	7	
			443,9	18	
			778,6	45	
			964,1	55	
			1086,0	45	
1407,5	90				

Tableau 4.1 Source radioactive de calibration

Le tableau suivant résume les résultats trouvés en calibration en énergie:

Energie (KeV)	Taux d'embranchement f (%)	Numéro du canal
121,8	60	372
244,6	28	752
344,2	100	1060
411,0	7	1267
443,9	18	1369
778,6	45	2405
964,1	55	2979
1086,0	45	3357
1407,5	90	4353

Tableau 4.2 Résultat de calibration en énergie.

En utilisant le tableau ci dessus, la droite de calibration obtenue est :

$$\text{Energie} = A * \text{Canal} + B \Rightarrow \begin{cases} A = 0.323 \text{ keV / Canal} \\ B = 1.659 \text{ keV} \end{cases} \Rightarrow \text{Energie} = 0.323 * \text{Canal} + 1.659$$

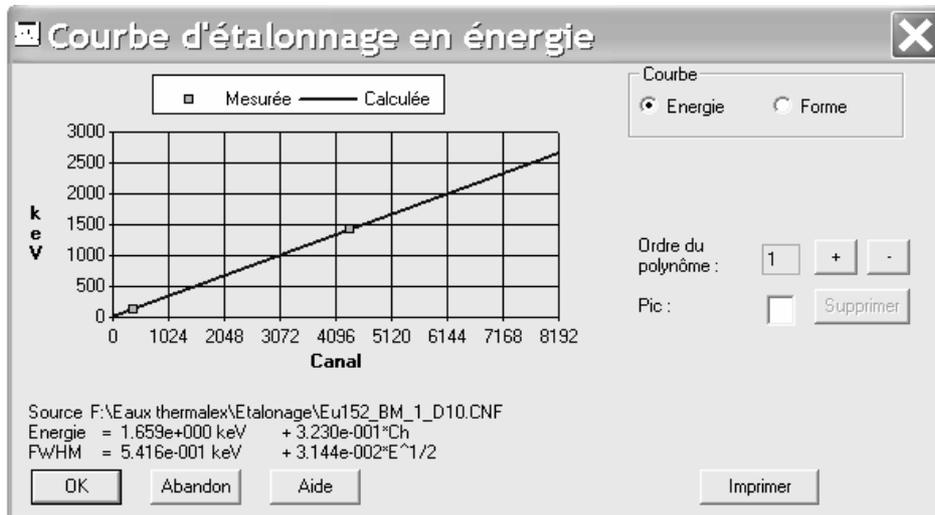
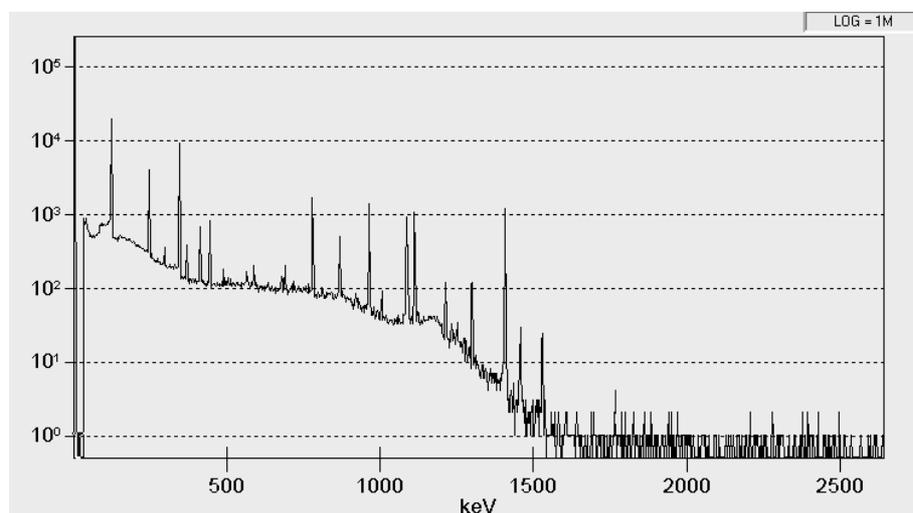


Figure 4.2 Droite d'étalonnage en énergie visualisée par le logiciel Génie2000 V3.1

4.1.2.2 Calibration en efficacité

Pour établir la relation entre l'efficacité et l'énergie, il est nécessaire d'acquérir un spectre calibré en énergie des sources radioactives standards connues, pendant un temps suffisamment long pour obtenir des pics avec une petite incertitude. Dans notre cas, une seule source radioactive connue, d'Europium152, avec des pics isolés a été placée sur le détecteur. L'acquisition des données, pendant un temps de comptage suffisant égale à 3600 secondes, a été effectuée. Une fois l'acquisition terminée, on détermine le nombre net des coups sur chaque pic de la source, caractérisé par une énergie spécifique, en utilisant le logiciel Génie2000 V3.1, les résultats sont indiqués sur le tableau ci-après :

Figure 4.3 Spectre de la source de calibration (¹⁵²Eu) (3600 secondes d'acquisition).



La source	Activité initiale A_0 (kBq)	Date de référence	Energie (keV)	Taux d'embranchement	Comptage $N'_{dét}$ (coup)
^{152}Eu	$4,17 \pm 0,21$	29/11/2000	121,8	60	59960 ± 270
			244,6	28	12778 ± 130
			344,2	100	33149 ± 189
			411,0	7	2127 ± 62
			443,9	18	2852 ± 66
			778,6	45	7265 ± 94
			964,1	55	6869 ± 89
			1086,0	45	4203 ± 71
			1407,5	90	6971 ± 84

Tableau 4.3 Résultats de comptage pour l'étalonnage en efficacité.

Maintenant, on détermine l'activité de la source à la date d'acquisition, en utilisant la loi de décroissance radioactive, exprimée par :

$$A(t_d) = A_0 e^{-\lambda t_d} = A_0 e^{-(\ln 2)t_d/T_{1/2}}$$

La calibration en efficacité de la chaîne de mesure est faite à partir du calcul de l'efficacité absolue de chaque rayonnement gamma émis tel que :

$$\epsilon_{abs} = \frac{N'_{dét}}{N'_{émis}} \quad (4.1)$$

Avec :

ϵ_{abs} : L'efficacité absolue calculée.

$N'_{dét}$: Nombre des rayonnements détectés.

$N'_{émis}$: Nombre des rayonnements émis par la source radioactive

Sachant que la géométrie utilisée avec le détecteur est la géométrie zéro (le marinelli est sur et en contact avec le détecteur).

$$N'_{émis} = \left(\left(\frac{T_{1/2}}{\ln 2} \right) \right) \left(A_0 e^{-(\ln 2) t_d/T_{1/2}} \right) \left(1 - e^{-(\ln 2) t_m/T_{1/2}} \right) f \quad (4.2)$$

Où :

t_d : Temps écoulé entre la date de référence et celle de mesure (Sachant que le 02/12/ 2007 est la date d'acquisition du spectre de la source).

t_m : Temps de mesure est égale à 3600 secondes.

$T_{1/2}$: Période de l'isotope radioactif (^{152}Eu)

f : Le taux d'embranchement du rayonnement γ émis.

Le tableau ci dessous, indique le taux de comptage des différents rayons γ collectés pendant l'acquisition du spectre de la source.

Temps de décroissance (ans)	Activité initiale de la source A_0 (kBq)	Energie (keV)	Taux d'embranchement f (%)	Nombre de γ émis par la source $N'_{\text{émis}}$ (calculé)	Nombre de γ détectés $N'_{\text{dét}}$ (mesuré)
7,008	$4,17 \pm 0,21$	121,8	60	6048506 ± 302425	59960 ± 270
		244,6	28	2822636 ± 141132	12778 ± 130
		344,2	100	10080844 ± 504042	33149 ± 189
		411,0	7	790338 ± 35283	2127 ± 62
		443,9	18	1814552 ± 90728	2852 ± 66
		778,6	45	4536380 ± 226819	7265 ± 94
		964,1	55	5544464 ± 277223	6869 ± 89
		1086,0	45	4536380 ± 226819	4203 ± 71
		1407,5	90	9072760 ± 453638	6971 ± 84

Tableau 4.4 Nombres des γ émis et détectés de la source à la date d'acquisition.

Après la détermination de nombre de gamma émis, on calcule l'efficacité du détecteur utilisé correspondante à chaque raie. Le tableau ci dessous présente les résultats de ce calcul :

Energie (keV)	Taux d'embranchement	Efficacité
121,8	60	$0,0100 \pm 0,0005$
244,6	28	$0,0045 \pm 0,0003$
344,2	100	$0,0033 \pm 0,0002$
411,0	7	$0,0027 \pm 0,0002$
443,9	18	$0,0016 \pm 0,0001$
778,6	45	$0,0015 \pm 0,0001$
964,1	55	$0,00124 \pm 0,00008$
1086,0	45	$0,00093 \pm 0,00006$
1407,5	90	$0,00077 \pm 0,00005$

Tableau 4.5 Résultats de calcul d'efficacités.

La figure suivante montre la courbe de variation de l'efficacité en fonction de l'énergie trouvée par le logiciel Génie2000 V3.1 :

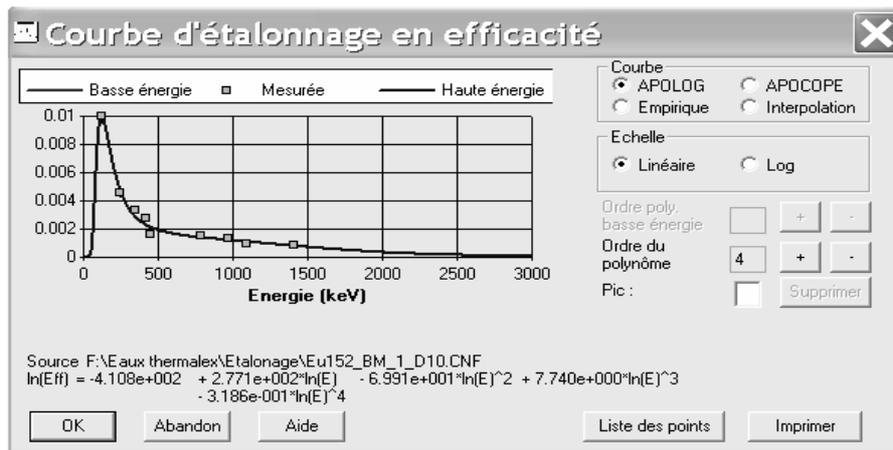


Figure 4.4 Courbe de variation de l'efficacité en fonction de l'énergie.

Deuxième partie

4.2 Mesure de la radioactivité des échantillons prélevés de l'environnement

Ce qui est important en spectrométrie γ , après l'identification des pics d'un spectre donné, est de relier leurs aires à la quantité des radionucléides qui se trouvent dans l'échantillon. Le lien entre ces deux paramètres doit être lié à la géométrie de l'échantillon et du détecteur d'une part, et les caractéristiques de la chaîne de mesure d'autre part.

La méthodologie du travail suivi dans cette partie est résumée dans les étapes suivantes :

4.2.1 Prélèvement des échantillons

Le prélèvement des quatre échantillons d'eau a été effectué de quatre sources différentes de la wilaya de Sétif, comme résume le tableau suivant :

Echantillon	Lieu de prélèvement	Date de prélèvement	Température de l'eau dan la source (°C)	Volume (cm ³)
Echantillon 1 (E1)	Hammam Guergour	05/10/2007	43	96
Echantillon 2 (E2)	Hammam Ouled Tebbane	26/12/2007	44	96
Echantillon 3 (E3)	Hammam Ouled yalles	26/12/2007	48	96
Echantillon 4 (E4)	Hammam Sokhna	12/11/2007	43	96

Tableau 4.6 Prélèvement des échantillons

4.2.2 Paramètres de mesure

Nous avons commencé la collection de spectres avec les paramètres suivants :

Haute tension : 2500 Volt ;

Géométrie : $d = 0$ cm ;

Pente : 0,323 keV/Canal ;

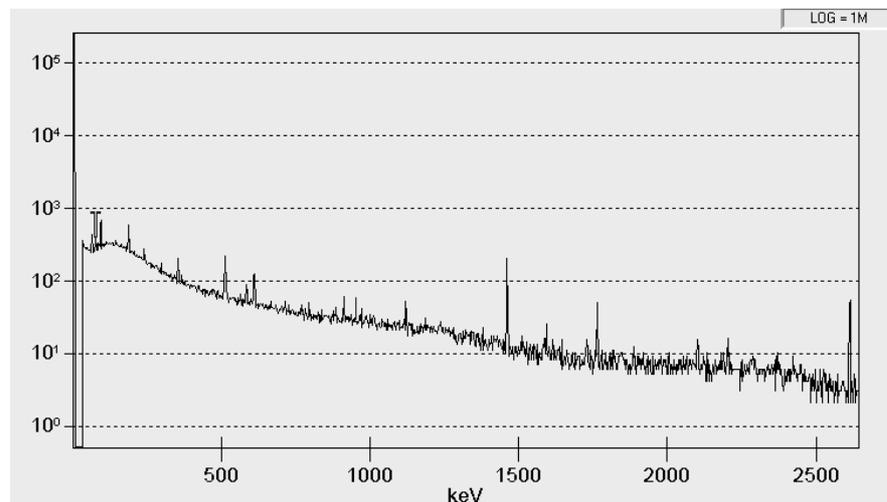
Temps d'acquisition: 54000 s ;

Volume d'échantillons : 96 cm³.

4.2.3 Analyse qualitative

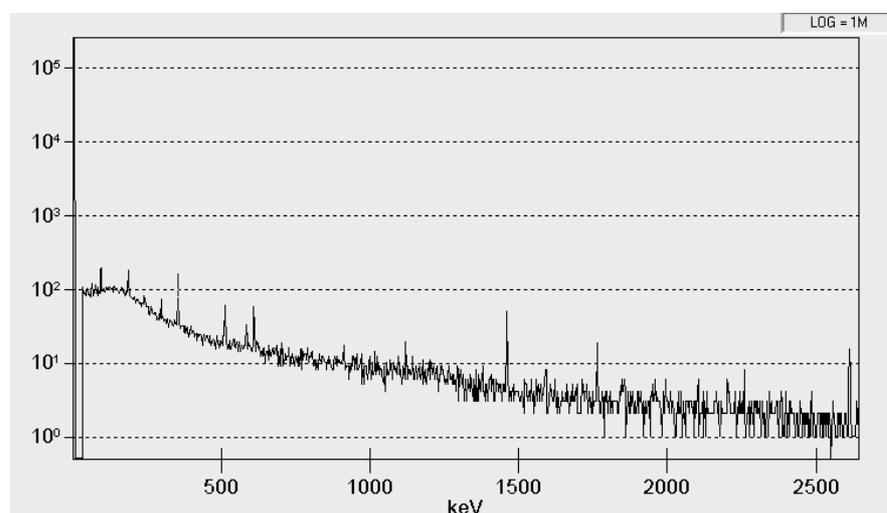
Le schéma de notre manipulation est illustré par la *Figure 4.1*. D'abord, on commence par la mesure du bruit de fond et puis pour le même temps de comptage, on collecte les rayonnements gamma des quatre échantillons l'un après l'autre. Les figures ci-après illustrent les spectres de bruit de fond et des quatre échantillons obtenus par le logiciel Génie2000V3.1:

Figure 4.5 Spectre de bruit de fond (194400 secondes d'acquisition).



L'analyse de spectres des échantillons et la comparaison avec le spectre de bruit de fond a permis de récapituler les résultats de l'analyse qualitative dans les quatre tableaux ci-après :

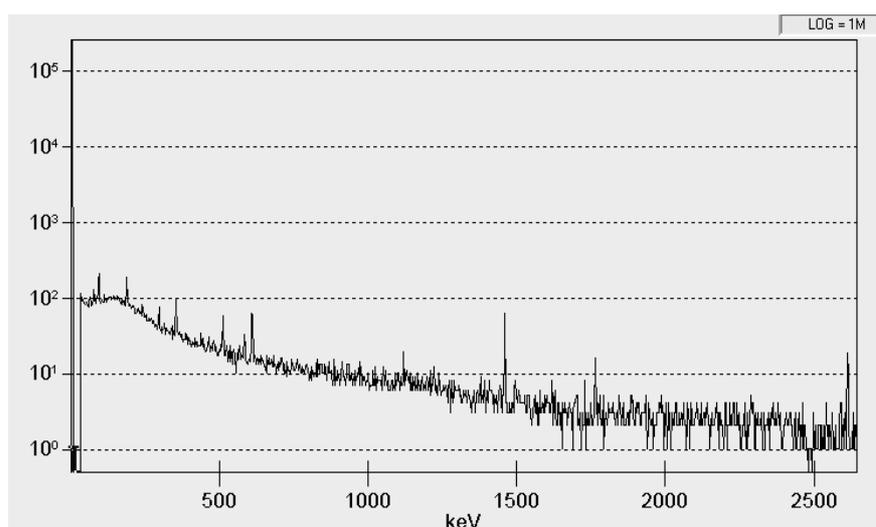
Figure 4.6 Spectre de hammam Guergour (54000 secondes d'acquisition).



Energie (keV)	Radio-isotope correspondant	Facteur d'embranchement $f(\%)$	Période de décroissance	Origine
92,7	^{234}Th	2,83	16,7 j	Série d'Uranium238
186,2	^{226}Ra	3,59	1600 ans	Série d'Uranium238
295,4	^{214}Pb	18,5	18,58 min	Série d'Uranium238
351,8	^{214}Pb	35,80	18,58 min	Série d'Uranium238
609,3	^{214}Bi	46,1	13,79 min	Série d'Uranium238
1120,0	^{214}Bi	15	13,79 min	Série d'Uranium238
1460,8	^{40}K	11	$1,28 \cdot 10^9$ ans	Primordial

Tableau 4.7 Analyse qualitative du spectre de l'échantillon (E1) Hammam Guergour.

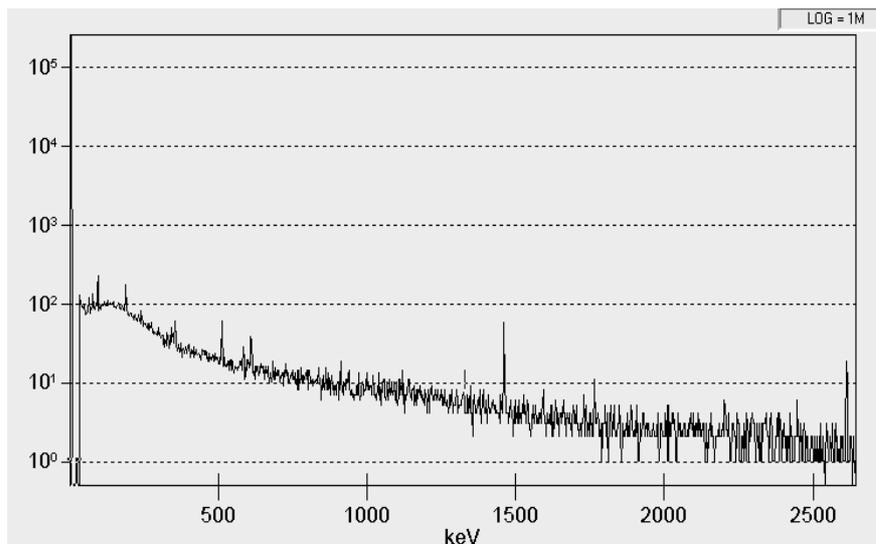
Figure 4.7 Spectre de hammam Ouled Tebbane (54000 secondes d'acquisition)



Energie (keV)	Radio-isotope correspondant	Facteur d'embranchement $f(\%)$	Période de décroissance	Origine
295,3	^{214}Pb	18,5	18,58 min	Série d'Uranium238
351,8	^{214}Pb	35,80	18,58 min	Série d'Uranium238
609,3	^{214}Bi	46,1	13,79 min	Série d'Uranium238
1460,8	^{40}K	11	$1,28 \cdot 10^9$ ans	Primordial

Tableau 4.8 Analyse qualitative du spectre de l'échantillon (E2) Hammam Ouled Tebbane.

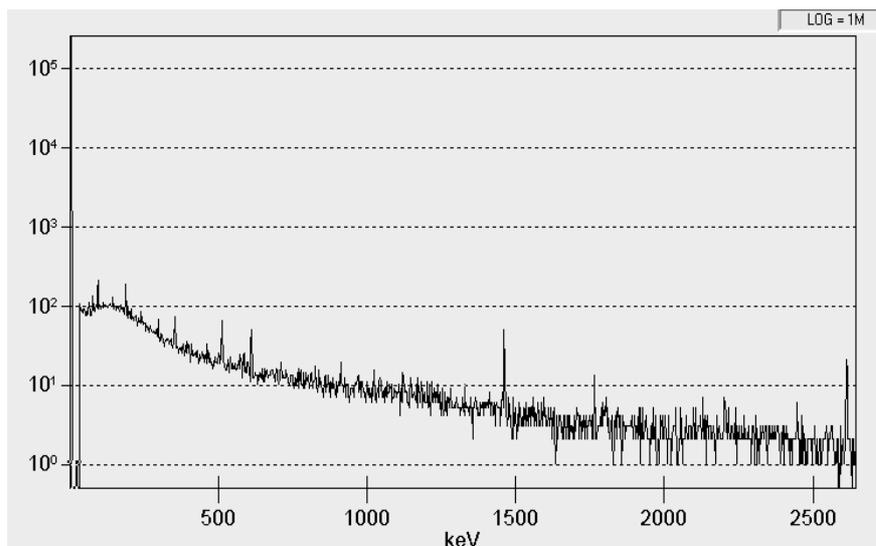
Figure 4.8 Spectre de hammam Ouled Yalles (54000 secondes d'acquisition).



Energie (keV)	Radio-isotope correspondant	Facteur d'embranchement $f(\%)$	Période de décroissance	Origine
351,8	^{214}Pb	35,80	18,58 min	Série d'Uranium238
609,3	^{214}Bi	46,1	13,79 min	Série d'Uranium238

Tableau 4.9 Analyse qualitative du spectre de l'échantillon (E3) Hammam Ouled yalles.

Figure 4.9 Spectre de hammam Sokhna (54000 secondes d'acquisition).



Energie (keV)	Radio-isotope correspondant	Facteur d'embranchement $f(\%)$	Période de décroissance	Origine
295,3	^{214}Pb	18,5	18,58 min	Série d'Uranium238
351,8	^{214}Pb	35,80	18,58 min	Série d'Uranium238
609,6	^{214}Bi	46,1	13,79 min	Série d'Uranium238

Tableau 4.10 Analyse qualitative du spectre de l'échantillon (E4) Hammam Sokhna

4.2.4 Analyse quantitative

4.2.4.1 Formules de calcul

Concernant l'analyse quantitative, les activités spécifiques des radioéléments ont été calculées en appliquant la formule suivante :

$$A_s = \frac{N_{det}}{(\varepsilon_{abs} \frac{\Omega_E}{\Omega_S}) \cdot f \cdot t_c \cdot v} \quad (4.3)$$

Où :

A_s : Activité spécifique de radioélément.

N_{det} : Le nombre de coups enregistrés sur le pic.

f : Taux d'embranchement.

t_c : Temps de comptage, est égale à 54000 s (15 heures).

v : volume de l'échantillon, égale à 0,096 litre.

ε_{abs} : Efficacité absolue de notre détecteur.

Ω_E : L'angle solide situé entre l'échantillon et le détecteur.

Ω_S : L'angle solide situé entre la source radioactive de calibration et le détecteur.

$(\varepsilon_{abs} \frac{\Omega_E}{\Omega_S})$: Représente la correction de l'efficacité de détection.

Dans notre cas les échantillons et la source radioactive de calibration ont la même forme géométrique et ils sont analysés par la même géométrie (géométrie zéro); $\Omega_S = \Omega_E$.

Calcul d'erreurs :

Nous avons la formule de l'activité suivante :

$$A_s = \frac{N_{det}}{\varepsilon_{abs} \cdot f \cdot t_c \cdot v}$$

L'incertitude sur cette formule sera donc :

$$\Delta A_s = A_s \left(\frac{\Delta N_{dét}}{N_{dét}} + \frac{\Delta \epsilon_{abs}}{\epsilon_{abs}} + \frac{\Delta f}{f} + \frac{\Delta t_c}{t_c} + \frac{\Delta v}{v} \right) \quad (4.4)$$

Où

$$\Delta f = \Delta t_c = 0$$

$$\Delta v = 10^{-4} \text{ cm}^3$$

$$\Delta A_s = A_s \left(\frac{\Delta N_{dét}}{N_{dét}} + \frac{\Delta \epsilon_{abs}}{\epsilon_{abs}} + \frac{\Delta v}{v} \right) \quad (4.5)$$

Nous avons

$$\epsilon_{abs} = \frac{N'_{dét}}{N'_{émis}} \Rightarrow \frac{\Delta \epsilon_{abs}}{\epsilon_{abs}} = \frac{\Delta N'_{dét}}{N'_{dét}} + \frac{\Delta N'_{émis}}{N'_{émis}} \quad (4.6)$$

Où :

$N'_{dét}$ et $N'_{émis}$ sont, respectivement, les nombres de rayonnements détectés et émis par la source radioactive,

ϵ_{abs} est déterminée directement de la courbe de calibration.

4.2.4.2 Calcul des activités

Les résultats obtenus des activités spécifiques des radioéléments dans les quatre échantillons sont récapitulés dans les quatre tableaux suivants avec leurs erreurs relatives respectives :

Energie (keV)	Radioisotope correspondant	Facteur d'embranchement $f(\%)$	Efficacité du détecteur ϵ_{abs}	Nombre de coups net	Activité spécifique (Bq/Litre)
92,7	^{234}Th (^{238}U)	2,83	$8,01 \cdot 10^{-3} \pm 2,035 \cdot 10^{-4}$	$66 \pm 5,94$	$56,17 \pm 7,00$
186,2	^{226}Ra (^{238}U)	3,59	-	-	-
351,8	^{214}Pb (^{238}U)	35,80	$2,786 \cdot 10^{-3} \pm 9,846 \cdot 10^{-5}$	116 ± 12	$22,44 \pm 3,36$
1120,0	^{214}Bi (^{238}U)	15	$1,021 \cdot 10^{-3} \pm 3,982 \cdot 10^{-5}$	$41 \pm 5,62$	$51,64 \pm 9,82$
1460,8	^{40}K	11	-	-	-

Tableau 4.11 Analyse quantitative du spectre de l'échantillon (E1) Hammam Guergour.

Donc la radioactivité gamma totale de Hammam Guergour est :

$$A_{total} = (130,24 \pm 20,42) \text{ Bq/Litre}$$

Energie (keV)	Radioisotope correspondant	Facteur d'embranchement $f(\%)$	Efficacité du détecteur ϵ_{abs}	Nombre de coups net	Activité spécifique (Bq/Litre)
351,8	^{214}Pb (^{238}U)	35,80	$2,786.10^{-3} \pm 9,846.10^{-5}$	161 ± 23	$31,14 \pm 5,78$
609,3	^{214}Bi (^{238}U)	46,1	$1,590.10^{-3} \pm 6,739.10^{-5}$	144 ± 23	$37,90 \pm 8,28$
1460,8	^{40}K	11	-	-	-

Tableau 4.12 Analyse quantitative du spectre de l'échantillon (E2) Hammam Ouled Tebbane.

Donc la radioactivité gamma totale de Hammam Ouled Tebbane est :

$$A_{total} = (69,04 \pm 14,06) \text{ Bq/Litre}$$

Energie (keV)	Radioisotope correspondant	Facteur d'embranchement $f(\%)$	Efficacité du détecteur ϵ_{abs}	Nombre de coups net	Activité spécifique (Bq/Litre)
351,8	^{214}Pb (^{238}U)	35,80	$2,786.10^{-3} \pm 9,846.10^{-5}$	$39 \pm 5,27$	$7,55 \pm 1,39$
609,3	^{214}Bi (^{238}U)	46,1	-	-	-

Tableau 4.13 Analyse quantitative du spectre de l'échantillon (E3) Hammam Ouled Yalles.

Donc la radioactivité gamma totale de Hammam Ouled Yalles est :

$$A_{total} = (7,55 \pm 1,39) \text{ Bq/Litre}$$

Energie (keV)	Radioisotope correspondant	Facteur d'embranchement $f(\%)$	Efficacité du détecteur ϵ_{abs}	Nombre de coups net	Activité spécifique (Bq/Litre)
351,8	^{214}Pb (^{238}U)	35,80	$2,786.10^{-3} \pm 9,846.10^{-5}$	$106 \pm 10,7$	$20,50 \pm 3,02$
609,6	^{214}Bi (^{238}U)	46,1	$1,590.10^{-3} \pm 6,739.10^{-5}$	$63 \pm 6,25$	$16,58 \pm 2,54$

Tableau 4.14 Analyse quantitative du spectre de l'échantillon (E4) Hammam Sokhna.

Donc la radioactivité gamma totale de Hammam Sokhna est :

$$A_{total} = (37,08 \pm 5,56) \text{ Bq/Litre}$$

4.3 Discussion des résultats

D'après l'analyse qualitative de tous les spectres obtenus pour les quatre échantillons ainsi que celui du bruit de fond, on a constaté la présence de la radioactivité dans les quatre échantillons qui résulte de radioéléments d'une seule série ^{238}U (^{234}Th , ^{226}Ra , ^{214}Pb et ^{214}Bi) et le ^{40}K . On a aussi constaté l'absence de la radioactivité des radionucléides des familles radioactives de ^{232}Th et ^{235}U et des éléments primordiaux à l'exception du ^{40}K , ainsi que la radioactivité de tous les radioéléments naturels d'origine cosmique comme le ^7Be , ^{22}Na , ^{14}C ... etc. Cette absence peut être expliquée par la faible concentration des éléments primordiaux.

On remarque aussi l'absence des raies spécifiques du ^{232}Th , de l' ^{235}U et leurs descendants dans les échantillons qui n'arrivent pas à émerger du bruit de fond. L'absence des radioéléments d'origine cosmique est expliquée par l'origine de l'eau thermale qui provient du fond de la terre où il y a presque une absence de ces derniers, c'est la même explication pour le manque des radioéléments d'origine artificielle.

Concernant l'analyse quantitative, nous avons trouvé des valeurs de radioactivité différente d'un échantillon à un autre. Telle que l'eau thermale de Hammam Guergour est la plus radioactive qui a été à cause des radioéléments : ^{234}Th ($56,17 \pm 7,00$ Bq/litre), ^{214}Pb ($22,44 \pm 3,36$ Bq/litre) et ^{214}Bi ($51,64 \pm 9,82$ Bq/litre) ; suivit par l'eau thermale de Hammam Ouled Tebbane à cause des radioéléments : ^{214}Pb ($31,14 \pm 5,78$ Bq/litre) et ^{214}Bi ($37,90 \pm 8,28$ Bq/litre) ; et Hammam

Sokhna à cause de deux radioéléments : ^{214}Pb ($20,50 \pm 3,02$ Bq/litre) et ^{214}Bi ($16,58 \pm 2,54$ Bq/litre). L'eau thermale de Hammam Ouled Yalles est l'eau la moins radioactive par l'effet d'un seul radioélément : ^{214}Pb ($7,55 \pm 1,39$ Bq/litre).

On note aussi l'impossibilité de calculer la radioactivité des radioéléments ^{40}K , ^{226}Ra et le ^{214}Bi dans les trois premiers échantillons à cause de la faible intensité de leurs pics (incertitudes considérables).

Un choix judicieux des conditions de mesure permettrait sans doute d'améliorer la qualité des résultats dans les erreurs sur la radioactivité; ces derniers varient dans notre cas, entre 15 et 20,37 % à cause de temps de mesure insuffisant qui a été relativement faible (54000 sec) qui donne en moyenne 12% d'erreur sur le comptage.

Conclusion

Ce travail avait pour objectif la mise en œuvre d'une procédure analytique efficace et sensible pour déterminer qualitativement et quantitativement la radioactivité des échantillons d'environnement et particulièrement celle d'origine naturelle.

Nous avons basé pour cela, sur la technique de spectrométrie gamma avec un détecteur Germanium hyper pur. Cette dernière est considérée comme étant une technique très puissante pour déterminer l'activité spécifique de chaque radionucléide naturel ou artificiel. Afin d'effectuer les mesures concernant les radioactivités spécifiques des échantillons, nous avons tout d'abord réalisé un ensemble de mesures afin de calibrer notre chaîne en énergie et en efficacité en utilisant une source radioactive d'Europium 152. Le travail expérimental nous a familiarisé avec les équipements du laboratoire de l'analyse par activation neutronique au Centre de Recherche Nucléaire de Birine.

En effet, l'analyse des quatre échantillons des eaux thermales prélevés de quatre sources de la wilaya de Sétif qui sont (Hammam Guergour, Hammam Ouled Tebbane, Hammam Ouled Yalles et Hammam Sokhna) a permis de quantifier la radioactivité de:

- Trois radioéléments tous d'origine naturelle à savoir ^{234}Th , ^{214}Pb et ^{214}Bi qui génèrent une radioactivité totale de $130,24 \pm 20,42$ Bq/Litre dans l'eau thermale de Hammam Guergour;
- Deux radioéléments à savoir ^{214}Pb et ^{214}Bi génèrent une radioactivité de $69,04 \pm 14,06$ Bq/Litre dans l'eau thermale de Hammam Ouled Tebbane;
- Un seul radioélément le ^{214}Pb génère une radioactivité de $7,55 \pm 1,39$ Bq/Litre dans l'eau thermale de Hammam Ouled Yalles.
- Deux radioéléments à savoir ^{214}Pb et ^{214}Bi génèrent une radioactivité de $37,08 \pm 5,56$ Bq/Litre dans l'eau thermale de Hammam Sokhna.

Parmi nos perspectives, se trouve l'élargissement de ce travail à d'autres régions de l'Algérie, afin de créer une carte rassemble toutes les informations des radionucléides, naturels, qui se trouvent dans les eaux thermales de chaque région.

Références bibliographiques

- [1] M. ELHASNI, Introduction au physique nucléaire, OPU, 1982.
- [2] <http://www.andra.fr/fr/radioactivite/decrois.htm>, mai 2006.
- [3] M. LEFORT, Les radiations nucléaires (troisième édition), Presses Universitaires de France, paris, 1969.
- [4] D. BLANK, physique nucléaire (seconde édition), MASSON, Paris New York Barcelone Milan, 1980.
- [5] G. FRIEDLANDER, J. W. KENNEDY, E. S. MACIAS et J. M. MILLER, Nuclear and radiochemistry (3rd edition), John Wiley & sons, New York, 1981.
- [6] W. E. MEYERHOF, Eléments de physique nucléaire, Dunod, Paris, 1985.
- [7] C. LAKEHAL, Mesures qualitatives et quantitatives des éléments radioactifs naturels présents dans des échantillons de l'environnement par spectrométrie γ , Thèse magister Univ. Mentouri-Constantine, 2006.
- [8] S. OUICHAOUI, Introduction a la physique nucléaire, OPU, 1992.
- [9] JACQUES LIGOU, Introduction en génie nucléaire, Presses polytechniques et universitaires romandes, 1996.
- [10] D. BLANK, Précis de physique nucléaire (deuxième édition), Dunod, Paris, 2003.
- [11] N. Tsoulfanidis, Measurement and detection of radiation, MacGraw-Hill, New York, 1983.
- [12] S.O. Hustache, interaction rayonnement matière et les grandes familles de détecteurs, physique nucléaire instrumentale, école Joliot-Curie, 2001.
- [13] G.F. Knoll, Radiation detection and measurement (second edition), John Wiley & sons, New York, 1989.
- [14] J. C. Bodeneau, Détection des rayonnements (Cours), Institut National des sciences et techniques nucléaires, Saclay, France, 1982.
- [15] G. Simonnet et M.Oria, Les mesures de radioactivité à l'aide des compteurs à scintillateurs liquides (3ème édition), Eyrolles, Paris, 1986.
- [16] G.G. Eichholz and J.W. Poston, principles of nuclear radiation detection, Lewis publishers, Chelsea (1985).

- [17] A. NACHAB, Etudes expérimentales et modélisations Monte Carlo de l'auto absorption gamma et de la dosimétrie active par capteurs CMOS, Thèse Doctorat Univ. Louis Pasteur de Strasbourg 2003.
- [18] N. MIRABOLFATHI, Identification des événements de surface dans des bolomètres équipés de couches minces d'isolant d'Anderson, Application à la détection directe de matière noire, Thèse Doctorat Univ. Paris 2002.
- [19] C. H. Bourgeois, Processus de base aux détecteurs : scintillateurs et semi-conducteurs école Joliot-Curie (1994).
- [20] J. ROBIN, Recherche et étude de transitions de liaison entre les puits super et normalement déformés dans le noyau ^{151}Tb , Thèse Doctorat Univ. Louis Pasteur de Strasbourg, 2003.

Annexe

Liste des figures

<i>Figure 1.1 Schéma montre les différents groupes monoénergétiques des énergies.....</i>	<i>6</i>
<i>Figure 1.2 Spectre des rayons β émis par $^{40}_{19}K$</i>	<i>7</i>
<i>Figure 1.3 Schémas typiques de désintégration d'émetteurs bêta.....</i>	<i>7</i>
<i>Figure 1.4 Désexcitation gamma du ^{60}Co et ^{137}Cs.....</i>	<i>9</i>
<i>Figure 1.5 Courbe exponentielle de décroissance radioactive.....</i>	<i>10</i>
<i>Figure 1.6 Séries radioactives naturelles de l'Uranium (a), de l'Actinium (b) et du thorium (c)</i>	<i>13</i>
<i>Figure 1.7 Désintégration d'un descendant radioactif. (a) Parent ayant une courte période</i>	
<i>(b) Parent ayant une grande période.....</i>	<i>15</i>
<i>Figure 2.1 Illustration schématique de l'effet photoélectrique.....</i>	<i>24</i>
<i>Figure 2.2 Distribution différentielle de l'énergie cinétique (Effet photoélectrique)</i>	<i>25</i>
<i>Figure 2.3 Illustration schématique de l'effet Compton.....</i>	<i>26</i>
<i>Figure 2.4 Distribution différentielle de l'énergie cinétique de l'électron de Compton.....</i>	<i>27</i>
<i>Figure 2.5 Diffusion des rayons γ sur une paroi</i>	<i>28</i>
<i>Figure 2.6 Section efficace différentielle de l'effet Compton pour différentes énergies.....</i>	<i>29</i>
<i>Figure 2.7 Illustration schématique de l'effet production de paire.....</i>	<i>30</i>
<i>Figure 2.8 Distribution différentielle de l'énergie cinétique (Effet production de paire).....</i>	<i>30</i>
<i>Figure 2.9 Importance relative des trois effets.....</i>	<i>31</i>
<i>Figure 2.10 Spectre mesuré dans un détecteur de « grand taille »</i>	<i>32</i>
<i>Figure 2.11 Spectre mesuré dans un détecteur de « petite taille ».....</i>	<i>33</i>
<i>Figure 2.12 Spectre mesuré dans un détecteur de « taille moyenne ».....</i>	<i>33</i>
<i>Figure 3.1 Fonctionnement schématique d'un détecteur à gaz.....</i>	<i>35</i>
<i>Figure 3.2 Fonctionnement d'un tube photomultiplicateur.....</i>	<i>36</i>
<i>Figure 3.3 Structure de bandes dans les matériaux.....</i>	<i>38</i>
<i>Figure 3.4 (a) Jonction p-n avant l'équilibre (b) jonction p-n à l'équilibre.....</i>	<i>40</i>
<i>Figure 3.5 Application d'une polarisation inverse à une jonction p-n.....</i>	<i>40</i>
<i>Figure 3.6 Pouvoir de résolution d'un détecteur Ge(Li) par rapport un détecteur NaI(Tl).....</i>	<i>42</i>
<i>Figure 3.7 Scénarios schématiques d'une chaîne de spectroscopie gamma.....</i>	<i>43</i>
<i>Figure 3.8 Signal délivré par un préamplificateur.....</i>	<i>44</i>
<i>Figure 3.9 Impulsion sous forme gaussienne.....</i>	<i>45</i>
<i>Figure 3.10 Pole zéro.....</i>	<i>45</i>
<i>Figure 3.11 Oscilloscope.....</i>	<i>46</i>

<i>Figure 3.12 Illustration du principe de fonctionnement du discriminateur.....</i>	<i>46</i>
<i>Figure 3.14 Illustration du principe de fonctionnement d'un analyseur monocanal.....</i>	<i>47</i>
<i>Figure 4.1 Configuration de la chaîne de spectrométrie gamma utilisée.....</i>	<i>49</i>
<i>Figure 4.2 Droite d'étalonnage en énergie visualisée par le logiciel Génie2000 V3.1.....</i>	<i>51</i>
<i>Figure 4.3 Spectre de la source de calibration (¹⁵²Eu) (3600 secondes de collection).....</i>	<i>51</i>
<i>Figure 4.4 Courbe de variation de l'efficacité en fonction de l'énergie.....</i>	<i>54</i>
<i>Figure 4.5 Spectre de bruit de fond (194400 secondes de collection).....</i>	<i>55</i>
<i>Figure 4.6 Spectre de hammam Guergour (54000 secondes de collection)</i>	<i>55</i>
<i>Figure 4.7 Spectre de hammam Ouled Tebbane (54000 secondes de collection).....</i>	<i>56</i>
<i>Figure 4.8 Spectre de hammam Ouled Yalles (54000 secondes de collection).....</i>	<i>57</i>
<i>Figure 4.9 Spectre de hammam Sokhna (54000 secondes de collection).....</i>	<i>57</i>

Liste des tableaux

<i>Tableau 1.1 La compétition entre la fission spontanée et la décroissance α.....</i>	<i>8</i>
<i>Tableau 1.2 Périodes de désintégration de l'Uranium238 et ses descendants.....</i>	<i>16</i>
<i>Tableau 1.3 Principaux radionucléides naturels de l'écorce terrestre venants de la création de la terre et ne donnant pas de filiations radioactives.....</i>	<i>19</i>
<i>Tableau 1-4 Les principaux radionucléides produits par l'interaction des rayonnements cosmiques avec l'atmosphère.....</i>	<i>20</i>
<i>Tableau 4.1 Source radioactive de calibration.....</i>	<i>50</i>
<i>Tableau 4.2 Résultat de calibration en énergie</i>	<i>50</i>
<i>Tableau 4.3 Résultats de comptage pour l'étalonnage en efficacité.....</i>	<i>52</i>
<i>Tableau 4.4 Nombres des γ émis et détectés de la source à la date d'acquisition.....</i>	<i>53</i>
<i>Tableau 4.5 Résultats de calcule d'efficacités.....</i>	<i>53</i>
<i>Tableau 4.6 Prélèvement des échantillons.....</i>	<i>54</i>
<i>Tableau 4.7 Analyse qualitative du spectre de l'échantillon (E1) Hammam Guergour.....</i>	<i>56</i>
<i>Tableau 4.8 Analyse qualitative du spectre de l'échantillon (E2) Hammam Ouled Tebbane.....</i>	<i>56</i>
<i>Tableau 4.9 Analyse qualitative du spectre de l'échantillon (E3) Hammam Ouled yalles.....</i>	<i>57</i>
<i>Tableau 4.10 Analyse qualitative du spectre de l'échantillon (E4) Hammam Sokhna.....</i>	<i>58</i>
<i>Tableau 4.11 Analyse quantitative du spectre de l'échantillon (E1) Hammam Guergour.....</i>	<i>59</i>
<i>Tableau 4.12 Analyse quantitative du spectre de l'échantillon (E2) Hammam Ouled Tebbane.....</i>	<i>60</i>
<i>Tableau 4.13 Analyse quantitative du spectre de l'échantillon (E3) Hammam Ouled Yalles.....</i>	<i>60</i>
<i>Tableau 4.14 Analyse quantitative du spectre de l'échantillon (E4) Hammam Sokhna.....</i>	<i>61</i>

ملخص

النشاط الإشعاعي الطبيعي موجود في كل مكان من الكرة الأرضية بكميات مختلفة من مكان إلى آخر. كمية النشاط الإشعاعي في المحيط البيئي تتعلق من جهة بطبيعة الأرض و من جهة أخرى بمختلف الأنشطة النووية التي يقوم بها الإنسان، وكذلك بالنسبة لمياه المنابع الحارة. أربع عينات من الماء بحجم 96 سم³ أخذت من أربع منابع حارة من ولاية سطيف. تم تحصيل الأطياف باستعمال جهاز مطيافية أشعة غاما مجهز بكاشف من نوع Ge (HP) لمدة 54000 ثانية لكل عينة. سمحت لنا هذه العملية بالكشف عن ثلاثة عناصر مشعة طبيعيا في العينة (E1) (الموافقة للماء الحارة لحمّام فرقور) وهم (^{234}Th ، ^{214}Pb و ^{214}Bi)، عنصران مشعان طبيعيا في العينتان (E2) و (E4) (الموافقتان للماء الحارة لحمّام أولاد تبان و حمّام السخنة) وهما (^{214}Pb و ^{214}Bi) وعنصر واحد في العينة (E3) (الموافقة للماء الحار لحمّام أولاد يلس) و هو (^{214}Pb) مع أنشطتهم الإشعاعية الخاصة.

Résumé

La radioactivité naturelle est présente partout dans l'écorce terrestre avec des quantités différentes. La quantité de la radioactivité dans l'environnement dépend à la fois de la nature de la terre et aussi des différentes activités nucléaires effectuées par l'homme, et donc de même pour les eaux thermales. Quatre échantillons d'eaux d'environ 96 cm³ ont été prélevés de quatre sources différentes de la willaya de sétif. La collection des spectres a été effectuée pendant 54000 sec pour chaque échantillon sur une chaîne de spectrométrie γ utilisant un détecteur Ge(HP) a permis de déterminer trois radioéléments à savoir (^{234}Th , ^{214}Pb et ^{214}Bi) dans l'échantillon (E1) (correspond l'eau thermale de Hammam Guergour), deux radioéléments à savoir (^{214}Pb et ^{214}Bi) dans les échantillons (E2) et (E4) (correspondent respectivement les eaux thermales de Hammam Ouled Tebbane et Hammam Sokhna) et un seul radioéléments à savoir (^{214}Pb) dans l'échantillon (E3) (correspond l'eau thermale de Hammam Ouled Yalles) avec leurs radioactivités spécifiques.

Abstract

The natural radioactivity is found everywhere in the Earth's crust with different quantities. The quantity of the radioactivity in the environment depends on the nature of the earth, also of the various nuclear activities made by man, like this in thermal water. Four samples of water in 96 cm³ approximately, were taken from four different sources from the wilaya of sétif. The collection of the spectra was effected during 54000 seconds for each sample with a chain of spectrometry γ , using detector Ge(HP) made it possible to determine three radioelements (²³⁴Th, ²¹⁴Pb and ²¹⁴Bi) in the sample (E1) (correspond to the thermal spring of Hammam Guergour), two radioelements (²¹⁴Pb and ²¹⁴Bi) in the two samples (E2) and (E4) (correspond respectively to the thermal springs of Hammam Ouled Tebbane and Hammam Sokhna) and one radioelement (²¹⁴Pb) in the sample (E3) (correspond to the thermal spring of Hammam Ouled Yalles) with their specific radioactivities.

