

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE  
MINISTERE DE L'ENSEINIEMENT SUPERIEUR ET  
DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE MENTOURI CONSTANTINE

FACULTE DES SCIENCES EXACTES

DEPARTEMENT DE PHYSIQUE

N° d'ordre :

Série :

*MEMOIRE*

PRESENTE POUR OBTENIR LE DIPLOME DE MAGISTER EN PHYSIQUE

*SPECIALITE*

RAYONNEMENT ET APPLICATIONS

*THEME*

**Mesure par spectrométrie gamma de la radioactivité  
naturelle présente dans des échantillons de  
l'environnement**

Par

**BRAMKI AMINA**

SOUTENU LE : / /2011

Devant le jury :

Président :	F. BENRACHI	Prof. Univ. Mentouri Constantine
Rapporteur :	M. RAMDHANE	Prof. Univ. Mentouri Constantine
Examineurs :	A. BOUCENNA	Prof. Univ. Abbas ferhat Setif
	A. BELAFRITES	Prof. Univ. Abdelhak Benhamouda Jijel

# *Dédicace*

*Je dédie ce manuscrit ;*

*A mes chers parents.*

*Qui m'ont toujours poussé et motivé dans mes études. Sans eux,  
je n'aurais certainement pas fait d'études longues*

*A mes sœurs*

*A mes frères*

*A mes nièces*

*A mon mari*

## *Remerciements*

*Je tiens à remercier en tout premier lieu mon directeur de thèse M . Ramdhane Mourad professeur à l'université Mentouri Constantine qui m 'a soutenue tout au long de mon travail.*

*J'adresse mes plus sincères remerciements à Madame F. Benrachi qui m 'a encouragée dès les débuts de mes études universitaires.*

*Merci également à Monsieur Ch. Lakhal.*

*J'exprime mes remerciements à Monsieur A. Boucenna de l'université de Sétif, d'avoir accepté de faire partie de ce jury en tant qu'examineur.*

*Mes remerciements s'adressent également à Monsieur A . Belafrittes, université de Tijel, pour avoir accepté de participer à ce jury.*

*Je tiens à remercier tous les membres du département de physique pour la solidarité et la compréhension qu'ils m'ont accordés.*

*Mes remerciements à toute personne ayant participé au prélèvement les quatre échantillons.*

*Mes remerciements vont aussi à ma famille et mes amis : Nerimene - Asma - Nadjat - Wided - Zeineb - Sarah.*

*Un remerciement très particulier à ma très chère amis et sœur Amina Benahmed.*

*Enfin, je remercie mon cher époux pour son soutien quotidien indéfectible et son enthousiasme contagieux à l'égard de mes travaux comme de la vie en général.*

*Merci à tous*

# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Recherche bibliographique sur la radioactivité de l'environnement</b>	<b>3</b>
<b>Introduction.....</b>	<b>3</b>
1.1 Notions et définition.....	4
1.1.1 Rappels sur la structure de l'atome.....	4
1.1.2 Classification des noyaux:.....	5
1.1.3 La stabilité des noyaux.....	6
1.1.4 Ordres de grandeur.....	8
1.1.4 L'état radioactif :.....	9
1.1.6 Les mesures de la radioactivité.....	10
1.1.7 Bilan d'énergie de masse.....	12
1.1.8 Les différents modes de radioactivité.....	12
1.1.9 Diagrammes de désintégration:.....	19
1.1.10 Les lois de la radioactivité:.....	21
1.2 Les chaînes naturelles.....	25
1.2.1 Famille de l'uranium 238.....	25
1.2.2 Famille de l'uranium 235.....	27
1.2.3 Famille du thorium 232.....	29
1.3 Les rayonnements d'origine cosmique.....	30
1.4 La radioactivité artificielle.....	30
<b>2 Interaction des photons et des électrons avec la matière</b>	<b>37</b>
<b>Introduction.....</b>	<b>37</b>
2.1 Interaction des photons avec la matière.....	38
2.1.1 Effet photoélectrique.....	38
2.1.2 Effet Compton :.....	40
2.1.3 La création de paires.....	46
2.1.4 L'effet Rayleigh.....	48
2.1.5 Les probabilités d'interaction photon-matière et les coefficients	
2.2 Interaction électron-matière.....	52
2.2.1 Transfert d'énergie.....	52
2.2.2 Émissions électroniques.....	61

---

<b>3 Détecteur solide et spectrométrie gamma</b>	<b>65</b>
<b>Introduction</b> .....	<b>65</b>
3.1 Notions de base.....	66
3.1.1 La spectrométrie gamma .....	66
3.1.2 Que se passe-t-il quand un photon gamma pénètre dans le détecteur? ....	66
3.1.3 Les spectres.....	66
3.2 Principales caractéristiques d'un détecteur.....	76
3.3 Les détecteurs germanium (Ge):.....	85
3.4 Théorie des semi-conducteurs.....	86
<b>4 Partie expérimentale</b>	<b>94</b>
<b>Introduction</b> .....	<b>94</b>
4.1 Préparation des échantillons.....	95
4.2 Calibration de la chaîne de mesure.....	97
4.3 Mesure qualitative des échantillons .....	103
4.4 Les étapes de calculs .....	111
4.5 Discussion des résultats.....	119
<b>Conclusion</b>	<b>121</b>
<b>Bibliographie</b>	<b>122</b>

# Introduction

Notre monde est radioactif ; plus de 60 radionucléides peuvent être trouvés dans la nature depuis sa création (éléments radioactifs), et ils peuvent être classés en trois catégories générales:

1. Primordial - d'avant la création de la Terre
2. Cosmo géniques - formée à la suite d'interactions de rayons cosmiques
3. Produit par l'homme - formés en raison des actions de l'homme

La radioactivité naturelle est présente dans les roches, le sol et dans l'eau et dans nos matériaux de construction.

La présence des radioéléments dans le sol provient de deux sources principales: la radioactivité naturelle, représentée principalement par les familles radioactives  $^{238}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$  et l'élément  $^{40}\text{K}$  et par les radioéléments d'origines cosmiques.

Cette thèse a pour but de déterminer qualitativement et quantitativement les radioéléments présents dans l'environnement et principalement les éléments naturels.

Pour cela, nous avons étudié trois échantillons : deux sables du sud Algérien: Sable Mrara-Gibs- Sable Adrar et un fertilisant de terre dans le but de déterminer le risque d'exposition de l'être humain à ces différentes sources

- Le premier chapitre de ce mémoire est consacré à une recherche bibliographique sur la radioactivité de l'environnement ainsi que les différentes lois de décroissances radioactives.

- Le second chapitre détaillera l'interaction des photons avec la matière : l'effet photoélectrique, effet Compton et la création de paires. Ces trois phénomènes sont à la base de la détection des rayonnements gamma.

L'analyse par spectrométrie gamma, avec suffisamment de précision, implique une bonne connaissance de tous les constituants de la chaîne de mesure.

Le troisième chapitre est réservé à l'étude des principes et du fonctionnement des différents modules électroniques.

- Enfin, le quatrième chapitre est consacré aux mesures effectuées sur les échantillons et les résultats obtenus sur l'activité spécifique des radionucléides pour estimer le risque radioactif.

# Chapitre 1

## Recherche bibliographique sur la radioactivité de l'environnement

### Introduction

La radioactivité est d'origine naturelle. L'intégralité des éléments présents sur Terre, y compris les noyaux radioactifs, ont été formés :

- Dans la phase de nucléosynthèse aux premiers instants de l'univers, pour les éléments légers (hydrogène et hélium),
- Dans les étoiles, pour les éléments jusqu'au fer, lors de l'explosion des étoiles, marquant la fin de vie de celles-ci, pour les éléments au-delà du fer.

La radioactivité est à l'origine de l'apparition de la vie sur Terre.

C'est la chaleur qu'elle génère qui maintient le noyau terrestre sous forme liquide, et qui a permis lors des éruptions volcaniques la formation de l'atmosphère primitive (protection contre les météorites, effet de serre pour diminuer les écarts thermiques entre le jour et la nuit).

C'est aussi la radioactivité qui entretient la combustion au sein du soleil, par le biais de la réaction thermonucléaire où l'hydrogène est transformé en hélium

## 1.1 Notions et définition

### 1.1.1 Rappels sur la structure de l'atome

Le noyau d'un atome est constitué par  $A$  nucléons répartis en  $Z$  protons et  $A-Z$  neutrons. Ces nucléons soumis à deux types de forces : électrostatiques répulsives agissant entre les protons, des forces non électrostatiques attractives, d'origine spécifiquement nucléaire, agissant entre tous les nucléons et leur conférant une certaine énergie de liaison  $E_L$ , énergie qu'il faut dépenser pour les séparer complètement les un des autres.

Les trois paramètres  $A$ ,  $Z$ ,  $E_L$  définissent un type de noyau et par suite d'atome. On dit qu'ils définissent un nuclide.

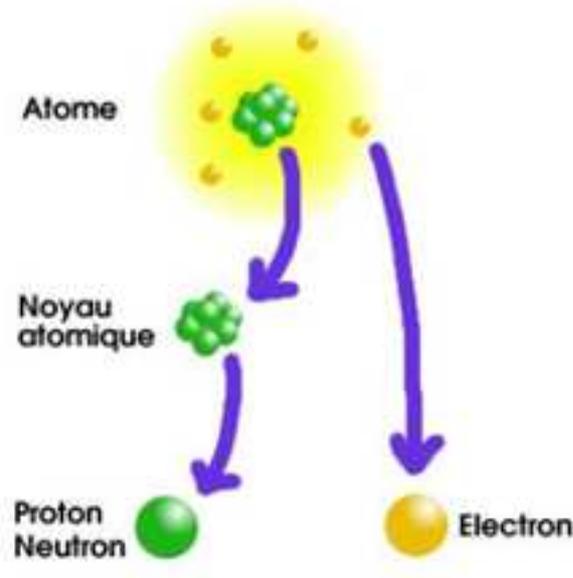


FIG. 1.1- Structure d'un noyau atomique

### 1.1.2 Classification des noyaux:

Les noyaux ayant le même nombre Z de protons s'appellent des isotopes :  $^{16}_8\text{O}$ ,  $^{17}_8\text{O}$ ,  $^{18}_8\text{O}$

Les noyaux ayant le même nombre N de neutrons s'appellent des isotones :  $^{15}_7\text{N}$ ,  $^{16}_8\text{O}$

Les noyaux ayant le même nombre A de nucléons s'appellent des isobares :  $^{40}_{18}\text{Ar}$ ,  $^{40}_{20}\text{Ca}$ . On peut noter que plusieurs isotopes d'un même élément chimique sont naturellement présents dans l'atmosphère. Ainsi, le carbone que l'on trouve dans le  $\text{CO}_2$  par exemple, est réparti de la manière suivante :

- 98,89% de  $^{12}_6\text{C}$  (stable)
- 1,11 % de  $^{13}_6\text{C}$  (stable) •

et une infime fraction de  $^{14}_6\text{C}$  (radioactif de période 5730 ans) : le rapport  $\frac{^{14}_6\text{C}}{^{12}_6\text{C}}$  vaut  $1.3 \cdot 10^{-12}$

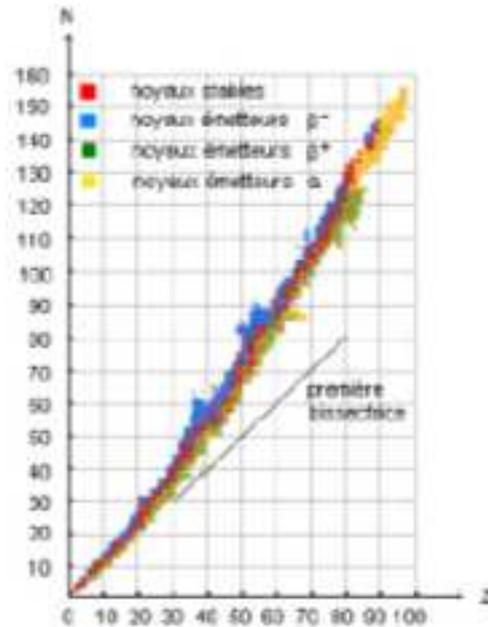
Le carbone est fixé par les êtres vivants et on le retrouve par exemple dans la cellulose des arbres, créée lors de la photosynthèse. Ainsi, le bois d'un arbre est naturellement radioactif. C'est cette propriété des tissus vivants à fixer le  $\text{CO}_2$  (donc le  $^{14}_6\text{C}$ ) qui est à l'origine de la méthode de datation par le carbone 14.

Plus surprenant, le corps humain est lui aussi naturellement radioactif !

La radioactivité du corps humain provient de la présence en son sein de deux radioéléments d'origine naturelle, le potassium-40 et le carbone-14, à l'origine de 8000 désintégrations par seconde.

### 1.1.3 La stabilité des noyaux

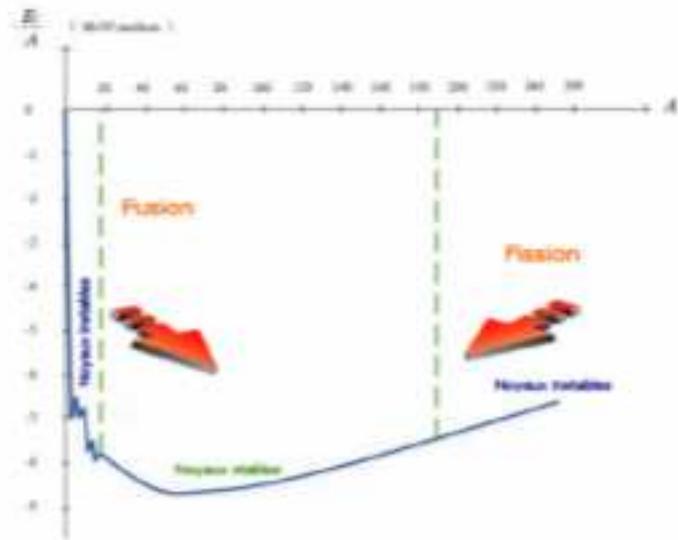
Pour trouver la relation entre le nombre de protons  $Z$  et le nombre de neutrons  $A-Z$  il faut tracer un graphe qui représente le nombre  $Z$  en fonction  $A-Z$  [5]



**FIG. 1-2- Le diagramme de stabilité**

On s'aperçoit que les atomes existants, qu'ils soient naturels ou artificiels, qu'ils soient stables ou radioactifs ; se regroupent autour d'une ligne qui voisine de la bissectrice pour  $Z$  (15, s'en écarte progressivement au delà ; le nombre de neutrons  $A-Z$  tend à devenir sensiblement supérieur au nombre de proton  $Z$  lorsque la masse du noyau croit.

Les isotopes d'un même élément sont placés sur une même droite verticale dont la portion inférieure correspond à un excès relatif de protons, et la portion supérieure à un excès relatif de neutrons. Les atomes de même nombre de masse  $A$  ou isobare, se trouvent situés sur une même droite perpendiculaire à la bissectrice.



**FIG. 1.3- Courbe d'Aston**

Cette courbe ne fait apparaître que les noyaux stables (vallée de stabilité rouge du diagramme précédent) et montre que parmi ces noyaux stables, ils le sont plus ou moins fortement :

- \* en effet, il apparaît que les noyaux pour lesquels les nucléons sont les plus fortement liés entre eux (énergie de liaison par nucléon maximale en valeur absolue), sont ceux avec entre 18 et 190 nucléons environ (zone délimitée par les pointillés verts)

- \* en revanche, les noyaux plus petits ( $A < 18$  environ) sont stables mais moins que les précédents (leur énergie de liaison par nucléon est plus faible que pour les autres (en valeur absolue). Il est donc possible de les faire fusionner entre eux afin qu'ils forment des noyaux plus stables (avec des énergies de cohésion supérieures)

- \* de même, les noyaux trop gros ( $190 \leq A < 255$  environ), sont stables mais moins que les premiers cités. On voit sur la courbe que l'énergie de liaison par nucléon peut en dessous d'un certain seuil en valeur absolue (8 MeV/nucléon) pour  $A$  supérieur à 190. Il sera donc possible de les casser (fission nucléaire) en noyaux plus légers et plus stables. [5]

### **1.1.4 Ordres de grandeur**

On va comparer les grandeurs physiques du monde atomique avec celles du monde subatomique.

#### **Echelles de distance (1 : 10<sup>-5</sup>)**

La taille des atomes est de l'ordre de 10<sup>-10</sup> m ou 1 Å.

La taille des noyaux est de l'ordre de 10<sup>-15</sup> m ou 1 fermi (fm).

#### **Echelle de masse volumique (1 : 10<sup>14</sup>)**

La quasi totalité de la masse d'un atome est concentrée dans le noyau. Pour rendre compte de la compacité du noyau, on peut comparer la masse d'un volume d'un centimètre cube (un dé à coudre) rempli d'atomes de fer, et de noyaux de fer :

- Masse d'un cm<sup>3</sup> d'atomes de fer : 7,874 g
- Masse d'un cm<sup>3</sup> de noyaux de fer 2,125 x 10<sup>14</sup> g soit plus de 200 millions de tonnes dans un dé à coudre !!! On peut trouver dans l'univers des objets aussi denses, sous la forme d'étoiles à neutrons.

#### **Echelle d'énergie (1 : 10<sup>6</sup>)**

Si compare les énergies en jeu au sein des atomes et des noyaux d'atomes, on observe que l'énergie de liaison des électrons au noyau est environ un million de fois plus petite que l'énergie de liaison qui assure la cohésion des protons et des neutrons au sein du noyau.

**1.1.4 L'état radioactif :****Bref historique :**

La radioactivité n'a pas été inventée par l'homme. Elle a été découverte, il y a un peu plus d'un siècle, en 1896, par le physicien français Henri Becquerel. Ce dernier cherchait à savoir si les rayons qu'émettaient les sels fluorescents d'uranium étaient les mêmes que les rayons X découverts en 1895 par Wilhelm Roentgen, physicien allemand. Il pensait que les sels d'uranium, après avoir été excités par la lumière, émettaient ces rayons X. Quelle ne fut pas sa surprise lorsqu'à Paris, en mars 1896, il découvrit que le film photographique avait été impressionné sans avoir été exposé à la lumière du soleil, Il en conclut que l'uranium émettait spontanément et sans s'épuiser des rayonnements invisibles, différents des rayons X. Le phénomène découvert est appelé radioactivité (du latin radius : rayon). À la suite des travaux d'Henri Becquerel, Pierre et Marie Curie isolèrent en 1898 le polonium et le radium, des éléments radioactifs inconnus présents dans le minerai d'uranium.

**C'est quoi la radioactivité ?**

Certains des noyaux d'atome que nous pouvons rencontrer dans la nature sont instables : ils présentent un excès de particules protons ou neutrons ou les deux qui les conduisent à se transformer en d'autres noyaux d'atomes. On dit qu'ils sont radioactifs car leur transformation s'accompagne de l'émission de rayonnements dont la nature et les propriétés sont variables, en particulier leur pouvoir de pénétration dans les organismes vivants.

La radioactivité ne concernant que le noyau et non les électrons, les propriétés chimiques des isotopes radioactifs sont les mêmes que celles des isotopes stables.

**Exemple :** De noyau radioactif en noyau radioactif, l'uranium 238 tend à se transformer en une forme stable, le plomb 206.

L'isotope 12 du carbone C n'est pas radioactif, l'isotope 14 du carbone l'est.

L'hydrogène possède 3 isotopes qui ont 0, 1 ou 2 neutrons.[19]



FIG. 1.4- Les isotopes

Un élément chimique peut avoir à la fois des isotopes radioactifs et des isotopes non radioactifs. [3]

### 1.1.6 Les mesures de la radioactivité

#### Le becquerel (Bq)

Un échantillon radioactif se caractérise par son activité qui est le nombre de désintégrations de noyaux radioactifs par seconde qui se produisent en son sein. L'unité d'activité est le becquerel, de symbole Bq.

1 Bq = 1 désintégration par seconde.

Cette unité est très petite. L'activité de sources radioactives s'exprimera donc le plus souvent en multiples du becquerel :

- le kilobecquerel (kBq) = 1 000 Bq,
- le mégabecquerel (MBq) = 1 million de Bq,
- le gigabecquerel (GBq) = 1 milliard de Bq,
- le térabecquerel (TBq) = 1 000 milliards de Bq.

**Le gray (Gy)**

Cette unité permet de mesurer la quantité de rayonnements absorbés -- ou dose absorbée par un organisme ou un objet exposé aux rayonnements. Le gray a remplacé le rad en 1986.

- 1 gray = 100 rads = 1 joule par kilo de matière irradiée.

**Le sievert (Sv)**

Les effets biologiques des rayonnements sur un organisme exposé (selon sa nature et les organes exposés) se mesurent en sievert et s'expriment également en "équivalent de dose". L'unité la plus courante est le milli sievert, ou millième de sievert.

**Le curie (Ci)**

L'ancienne unité de mesure de la radioactivité est le curie (Ci). Le curie avait été défini comme l'activité de 1 gramme de radium, élément naturel que l'on trouve dans les sols avec l'uranium. Cette unité est beaucoup plus grande que le becquerel car, dans un gramme de radium, il se produit 37 milliards de désintégrations par seconde. Donc un curie est égal à 37 milliards de becquerels. [2]

Pour détecter et mesurer les rayonnements émis par les isotopes radioactifs, on dispose de différents types de détecteurs parmi lesquels les tubes compteurs à gaz (compteur proportionnel, Geiger-Müller, chambre d'ionisation), les scintillateurs couplés à des photomultiplicateurs, les semi-conducteurs (silicium, germanium...).

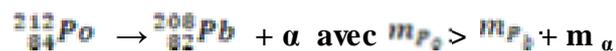
Ces détecteurs sont extrêmement sensibles et mesurent couramment des activités un million de fois inférieures aux niveaux qui pourraient avoir des effets sur notre santé.

### 1.1.7 Bilan d'énergie de masse

Lors d'une réaction nucléaire spontanée, la masse des particules dans l'état initial est supérieure à la masse des produits de désintégration.

**Exemples :**

- désintégration alpha :



- désintégration  $\beta^-$  :



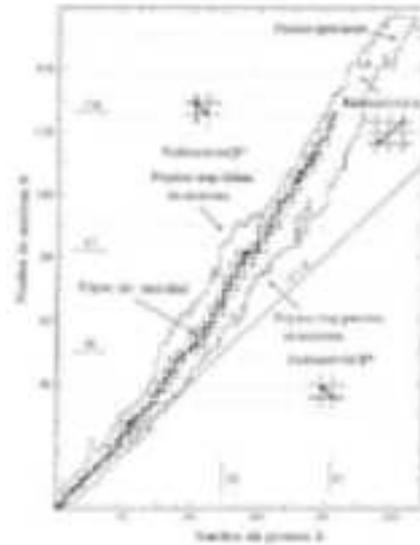
- fission spontanée :



### 1.1.8 Les différents modes de radioactivité

Tous les rayonnements radioactifs trouvent leur source dans des modifications de la structure du noyau de l'atome ; c'est pourquoi l'on parle de phénomènes de désintégrations nucléaires.

Le retour à la stabilité s'effectue par des désintégrations alpha, bêta, capture électronique, ou encore par émission gamma. [2]

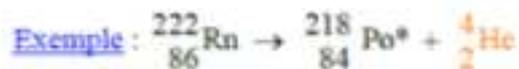


**FIG. 1.5- Déplacements sur la carte des noyaux lors des désintégrations radioactives**

### L'émission alpha

C'est le mode de désintégration que subissent les noyaux lourds qui se situent dans la zone 3, par exemple :  $^{210}_{84}\text{Po}$ .

La particule émise est un petit noyau : un noyau d'hélium, formé de 2 protons et de 2 neutrons, issu de la désintégration d'un noyau plus gros :



**FIG. 1.5- l'émission alpha**

Le noyau se transforme donc de la manière suivante :



Les rayons alpha sont arrêtés par les couches superficielles de la peau.

Ce n'est pas une transformation isobarique.

Le diagramme d'énergie de ce rayonnement est un spectre de raie.

Lors d'une émission alpha par un noyau de la partie gauche de la zone 3, on aboutit à un noyau qui se situe dans la zone 1 et qui à son tour émet un rayonnement  $\beta^-$ .

C'est une radioactivité produite par l'interaction forte

### Décroissance $\beta$

La décroissance  $\beta$  concerne les noyaux instables riches en protons ou en neutrons.

Ce type de transformation peut se trouver sous deux processus différents :

Décroissance  $\beta^-$

Décroissance  $\beta^+$

### La désintégration bêta moins $\beta^-$

C'est celle que subissent les noyaux qui se situent dans la zone 1 et la partie gauche de la zone 3 ; ces 2 zones traduisent un excès de neutrons, par exemple :  ${}^{131}\text{I}$  par rapport à  ${}^{127}\text{I}$  stable ; [5]

En conséquence, la désintégration bêta moins s'écrit de la manière suivante :



Ne Il s'agit de l'émission à partir d'un neutron ( ${}^1_0n$ ) :

D'un électron ( ${}^0_{-1}e$ ) aussi appelé particule  $\beta^-$ ;

D'un proton ( ${}^1_1p$ ) pour équilibrer les charges ;

D'un antineutrino électronique ( $\bar{\nu}_e$ ) en raison des lois de conservation de l'énergie, de la quantité de mouvement et de la charge électrique. L'antineutrino est une particule de masse infiniment petite et neutre.

Le noyau se transforme donc de la manière suivante :



C'est une transformation isobarique puisque le nombre de masse A est inchangé ;

le diagramme d'énergie de ce rayonnement correspond à une émission selon un spectre avec peu de particules émises avec l'énergie maximale de 1,71 MeV et une énergie moyenne de l'ensemble des particules aux environs de 0,69 MeV, soit le tiers de l'énergie maximale ;

C'est une radioactivité produite par l'interaction faible

### La désintégration bêta plus $\beta^+$

C'est celle que subissent les noyaux qui se situent dans la zone 2 où l'on observe un excès de protons, par exemple: ( ${}^{124}\text{I}$ ) ; elle s'écrit de la manière suivante : [5]



Il s'agit de l'émission à partir d'un proton ( ${}^1_1p$ ) :

D'un anti-électron ( ${}^0_{+1}e$ ) aussi appelé positon ou  $\beta^+$  ;

D'un neutron ( ${}^1_0n$ ) ;

D'un neutrino électronique ( $\bar{\nu}_e$ ) ;



**FIG. 1.6- Exemple sur la désintégration bêta plus**

Le noyau se transforme donc de la manière suivante :



C'est aussi une transformation isobarique.

Le diagramme d'énergie de ce rayonnement est aussi un spectre d'émission. Cependant, on remarque qu'un certain nombre de particules sont émises pour les faibles énergies (la courbe démarre à l'origine des 2 axes). En effet, les particules  $\beta^+$  subissent d'emblée une répulsion due aux charges positives des protons du noyau (à l'inverse des particules  $\beta^-$  qui subissent une attraction et nécessitent plus d'énergie pour être expulsées) ;

C'est une radioactivité produite par l'interaction faible.

### Désexcitation gamma

Il arrive qu'un noyau, produit par la désintégration alpha ou bêta d'un autre noyau, se trouve dans un état excité, le nombre de nucléons qui le constitue est correct, mais il a un trop plein d'énergie pour que l'édifice soit stable. Le noyau se libère alors de cet excès d'énergie en émettant un grain d'énergie lumineuse .un photon.

Les réarrangements de la structure du noyau qui en découlent correspondent donc à une désexcitation nucléaire : c'est l'isomérisme nucléaire. Elle s'écrit de la manière suivante:



Il s'agit d'un rayonnement électromagnétique que l'on appelle rayonnement gamma ou photon gamma. Le rayonnement gamma n'apparaît donc qu'à la suite d'une désintégration ( $\alpha$ ,  $\beta^-$ ,  $\beta^+$  et C.E.).

C'est une transformation isobarique ;

Le diagramme d'énergie de ce rayonnement est un spectre de raie ;

L'énergie du photon  $\gamma$  est égale à l'énergie d'excitation du noyau fils dont il est issu et la gamme d'énergie de ce type de rayonnement est :  $60 \text{ KeV} < E_\gamma < 3 \text{ MeV}$  ;

C'est une radioactivité produite par l'interaction électromagnétique.

### La distinction entre les rayonnements X et gamma:

- Les gammes d'énergie pour ces 2 types de rayonnement sont :

$$10 \text{ KeV} < E_X \text{ émis après C.E.} < 100 \text{ KeV}$$

$$60 \text{ KeV} < E_\gamma < 3000 \text{ KeV}$$

Cependant, l'énergie des rayons X peut atteindre le GeV lorsqu'ils sont émis par freinage de particules de très grande énergie cinétique.

- De plus, la distinction provient de ce que les charges qui oscillent dans les 2 cas (puisque'il s'agit d'ondes électromagnétiques) sont :

Des électrons proches du noyau dans le cas des rayons X

Des charges nucléaires dans le cas des rayons  $\gamma$

### La capture électronique (C.E.)

C'est un autre mode de désintégration que subissent les noyaux qui se situent dans la zone 2 où l'on observe un excès de protons, par exemple :  ${}^{123}\text{I}$  et  ${}^{125}\text{I}$  ;

Elle correspond à la capture d'un électron appartenant au cortège électronique par un proton du noyau. Si l'on se réfère à la structure de l'atome de Bohr, la probabilité de capture est plus élevée pour les électrons de la couche K que ceux de la couche L. Elle s'écrit de la manière suivante



Le noyau se transforme donc de la manière suivante :



C'est aussi une transformation isobarique.

Les conditions énergétiques requises pour la C.E. sont moins strictes que pour l'émission  $\beta^+$ . Lorsque les 2 modes sont possibles, la C.E. est favorisée pour les atomes lourds. En effet, plus l'élément est lourd, plus le noyau est volumineux (Z élevé). Mais comme le rayon des orbites électroniques est indépendant de Z, les électrons de la couche K sont plus proches du noyau donc plus facilement attractibles ;

C'est une radioactivité produite par l'interaction faible.

La caractéristique importante de la C.E. est qu'elle s'accompagne d'une émission d'un rayonnement de désexcitation consécutive au réarrangement du cortège électronique (celui-ci se réarrange de proche en proche de manière à combler la lacune électronique) :

Ce rayonnement de désexcitation est soit l'émission d'un rayon X, soit l'émission d'un électron Auger ;

Les valeurs d'énergie des rayonnements X sont inférieures à 100 keV (elles dépendent de la valeur du numéro atomique Z par la relation  $E_X = \frac{Z^2}{100} \cdot [5]$

### 1.1.9 Diagrammes de désintégration:

Le diagramme de la désintégration  ${}^{137}_{55}\text{Cs}_{82} \rightarrow {}^{137}_{56}\text{Ba}_{81} + e^- + \nu$  est représenté ci-dessous, Figure 1-7. [18]

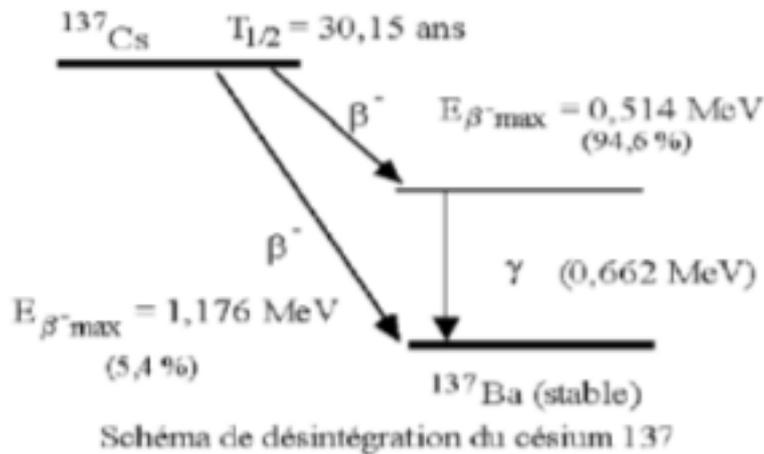


FIG. 1.7- Décroissance du  ${}^{137}\text{Cs}$

- dans 94,6% des cas par émission  $\beta^-$  dans un état excité du  ${}^{137}_{56}\text{Ba}_{81}$
- dans 5,4% des cas par émission  $\beta^-$  dans l'état fondamental du  ${}^{137}_{56}\text{Ba}_{81}$ .

Dans le premier cas, le bilan Q d'énergie de masse est égal à 514 keV, cette énergie étant partagée sous forme d'énergie cinétique entre les trois produits de désintégration:  ${}^{137}_{56}\text{Ba}_{81}$ ,  $e^-$  et neutrino. Le noyau de  ${}^{137}_{56}\text{Ba}_{81}$  retourne à son fondamental en émettant un photon de 662 keV

Dans le deuxième cas, le bilan Q d'énergie de masse est égal à 1175,63 keV, cette énergie étant partagée sous forme d'énergie cinétique entre les trois produits de désintégration :  $^{137}\text{Ba}$ ,  $e^-$  et neutrino.

Lors d'une émission gamma, l'énergie d'excitation du noyau  $E$  se dégage sous forme d'énergie d'un rayon gamma  $E_\gamma$  et d'énergie cinétique de recul  $E_R$  du noyau

$$E = E_\gamma + E_R \quad (1.10)$$

Les rayonnements gamma émis par les noyaux sont caractéristiques du radionucléide. À titre d'exemple le  $^{60}\text{Co}$  ( $E_{\gamma 1}=1132.51\text{keV}$  et  $E_{\gamma 2}=1173.23\text{keV}$ ), le  $^{137}\text{Cs}$  ( $E_\gamma=661.62\text{keV}$ ), Figure 1-8. [18]

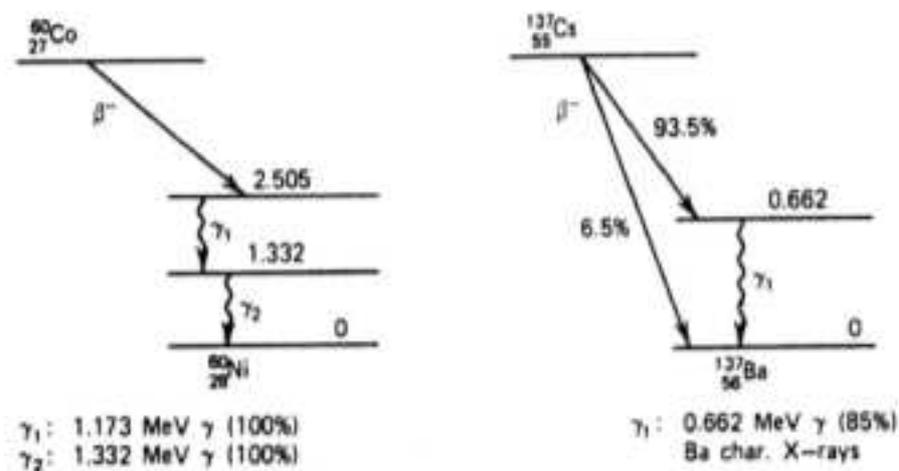


FIG. 1.8- Décroissance du  $^{60}\text{Co}$  et  $^{137}\text{Cs}$

### 1.1.10 Les lois de la radioactivité:

#### La décroissance radioactive:

La loi de décroissance des noyaux radioactifs a été établie expérimentalement en 1902 par Rutherford et Soddy.

Définition : Le nombre,  $dN$ , de désintégrations nucléaires spontanées qui se produisent dans une quantité donnée de matière pendant un temps infiniment petit,  $dt$ , est proportionnel au nombre d'atomes radioactifs ( $N$ ) et au temps ( $dt$ ) selon la relation :

Selon cette définition :

$$dN = -\lambda \cdot N \cdot dt \quad (1.11)$$

Où  $\lambda$  est la constante radioactive et c'est une caractéristique du radionucléide.

Par intégration, on obtient :

$$N_t = N_0 \cdot \exp(-\lambda \cdot t) \quad (1.12)$$

Où :  $N_0$  est le nombre d'atomes radioactifs présents à l'instant initial

$N_t$  est le nombre d'atomes radioactifs présent à l'instant  $t$

#### La période radioactive : T

La période radioactive d'un radionucléide,  $T$ , est le temps nécessaire pour que la moitié des atomes radioactifs présents initialement se soient désintégrés.

Au bout d'un temps  $t$  correspondant à une période,  $T$ , on a donc :

$$N_T = \frac{N_0}{2} = N_0 \cdot \exp(\lambda \cdot T) \quad (1.13)$$

Soit :

$$\lambda \cdot T = \ln 2 \quad (1.14)$$

Et donc :

$$T = \frac{0.693}{\lambda} \quad (1.15)$$

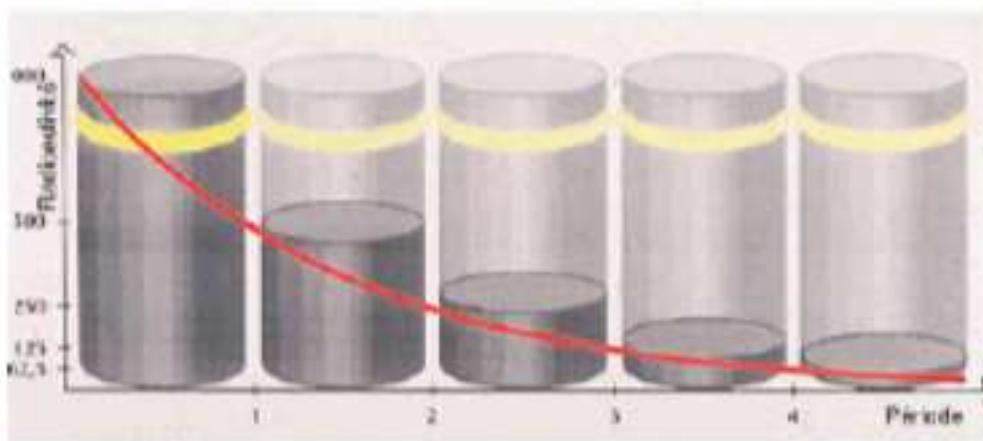


FIG. 1.9- La décroissance radioactive

La période radioactive d'un radionucléide est une caractéristique de celui-ci et sa valeur est extrêmement variable :

**Exemple :**

$${}_{84}^{212}\text{Po} \text{ (polonium)} = 0,3 \cdot 10^{-6} \text{ seconde}$$

$${}_{84}^{212}\text{Th} \text{ (thorium)} = 1,4 \cdot 10^{10} \text{ ans}$$

**L'activité : A**

L'activité A d'un radionucléide est le nombre de désintégrations qui se produisent par unité de temps dans une quantité donnée de ce radionucléide.

L'activité représente donc la vitesse de désintégration du radionucléide :

$$A = \frac{dN}{dt} \quad (1.16)$$

Compte-tenu des relations (1) et (2), on obtient :

$$A = \lambda \cdot N = \left( \frac{0.693}{T} \right) \cdot N \quad (1.17)$$

On peut ainsi montrer que :

$$A_t = A_0 \cdot \exp(-\lambda \cdot t) \quad (1.18)$$

Donc l'activité diminue de moitié au bout d'une période.

L'unité est le becquerel (Bq): **1 Bq = 1 désintégration par seconde**

L'ancienne unité encore très utilisée est le Curie (Ci): **1 Ci = 3,7 10<sup>10</sup> Bq**

### La relation masse activité

D'après la définition de l'activité, on peut dire que : une activité de 1 Bq est l'activité d'une quantité de radionucléide dans laquelle le nombre moyen de désintégrations par seconde est égal à 1.

La masse molaire M d'un radionucléide est la masse de N<sub>A</sub> atomes

Où N<sub>A</sub> = nombre d'Avogadro = 6,02 .10<sup>23</sup> ;

La masse m de N atomes correspondant à une activité A, est :

$$M = \frac{M \cdot N}{N_A} \quad (1.19)$$

Et d'après la relation :

$$A = \lambda \cdot N = \left( \frac{0.693}{T} \right) \cdot N \quad (1.20)$$

$$m = \frac{M}{N_A} \cdot A \cdot \frac{T}{0.693} = 0.24 \cdot 10^{-23} \cdot M \cdot A \cdot T \quad (1.21)$$

Avec : m et M sont exprimés en gramme

A : en Bq

T : en seconde

Donc, la masse de radionucléide correspondant à une activité donnée est d'autant plus grande que :

La période du radionucléide est longue

Sa masse molaire est élevée

Période biologique et période effective

Un radionucléide ayant pénétré dans l'organisme peut soit :

Se répartir de façon homogène dans tout l'organisme, par exemple : tritium,  $^{24}\text{Na}$ ,  $^{36}\text{Cl}$ ;

Soit se concentrer dans un ou plusieurs organes cibles, par exemple :  $^{131}\text{I}$  dans la thyroïde.

Dans le second cas, l'élimination de l'activité incorporée s'effectue par la combinaison de la décroissance radioactive du radionucléide et de l'élimination biologique propre à l'organe cible. En première approximation, on peut considérer que l'élimination biologique obéit à une loi exponentielle de période biologique  $T_b$ , qui est le temps nécessaire pour que la moitié de la quantité d'une substance introduite dans un organe en soit éliminée.

La loi globale peut alors s'écrire :

$$A = A_0 \cdot \exp\left(-\left(\frac{\ln 2}{T} + \frac{\ln 2}{T_b}\right)t\right) \quad (1.22)$$

Et l'on définit une période effective,  $T_e$  :

$$\frac{1}{T_e} = \frac{1}{T} + \frac{1}{T_b} \quad (1.23)$$

## 1.2 Les chaînes naturelles

L'utilisation d'une instrumentation dédiée aux mesures bas niveau ainsi que la prise en compte des corrections d'auto atténuation permet d'optimiser nos mesures. Toutefois, malgré de très bonnes conditions de mesure, tous les radionucléides ne sont pas décelables en raison de l'absence d'émission gamma ou d'intensités d'émission beaucoup trop faibles. Pour des mesures d'échantillon provenant de l'environnement, il existe trois familles radioactives naturelles qui sont celles de  $^{238}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$  et  $^{232}\text{Th}$ , dont les caractéristiques sont détaillées ci dessous.

Le potassium 40, dont l'activité est demandée, est un isotope naturel dont l'abondance isotopique est de 0,0117 % du potassium naturel. Il se désintègre pour 89,14 % par émission bêta moins vers le niveau fondamental de  $^{40}\text{Ca}$  et par capture électronique vers  $^{40}\text{Ar}$ , pour 10,66 % vers le niveau du 1460 keV et pour 0,20 % vers le niveau fondamental. [7]

### 1.2.1 Famille de l'uranium 238

La famille de  $^{238}\text{U}$ , présentée sur la figure, contient 14 radionucléides et constitue la plus importante des trois familles. Parmi ces radionucléides, 6 ne sont pas décelables (couleur orange) en raison de l'absence d'émissions gamma ou en cas d'intensités d'émission très faibles. Cette famille contient 3 groupes, le groupe de l'uranium, le groupe de  $^{222}\text{Rn}$  et le groupe de  $^{210}\text{Pb}$ . Compte tenu des propriétés chimiques différentes entre les thoriums et les uraniums, il est possible de rencontrer une rupture de chaîne au niveau des thoriums. Toutefois, les périodes courtes de  $^{234}\text{Th}$  (24,1 jours) et de  $^{234}\text{Pa}$  (1,2 min) permettent un retour rapide à l'équilibre

avec  $^{238}\text{U}$ , mais ceci n'est pas le cas de  $^{234}\text{U}$  ni de  $^{230}\text{Th}$  qui ont des périodes très longues. Il est donc possible d'observer dans certain cas des activités différentes entre le précurseur,  $^{238}\text{U}$  et ses descendants  $^{234}\text{U}$ ,  $^{230}\text{Th}$ ,  $^{226}\text{Ra}$ ,  $^{210}\text{Pb}$ .

Le  $^{222}\text{Rn}$ , descendant du  $^{226}\text{Ra}$  est un gaz qui diffuse lentement au travers des échantillons, et de ce fait provoque un déséquilibre radioactif avec ses descendants. Le choix d'un conteneur étanche et de géométrie bien définie, permet après environ un mois de stockage dans un tel conteneur, de rétablir cet équilibre entre  $^{226}\text{Ra}$  et ses descendants jusqu'au groupe du  $^{210}\text{Pb}$ . Les descendants de  $^{222}\text{Rn}$ ,  $^{214}\text{Pb}$  et  $^{214}\text{Bi}$ , présentent beaucoup d'émissions gamma qui permettent de déterminer l'activité du  $^{222}\text{Rn}$  et de vérifier l'équilibre radioactif retrouvé entre  $^{226}\text{Ra}$  et les descendants du groupe de  $^{222}\text{Rn}$ . Le  $^{214}\text{Pb}$  est mesurable par spectrométrie gamma sur sa raie de 46,54 keV.

Les autres radionucléides de la chaîne ont en général suffisamment de raies gamma pour pouvoir être déterminés correctement. [9]



La chaîne de  $^{238}\text{U}$  peut donc être représentée de la façon suivante: [9]

Les radionucléides suivants :  $^{227}\text{Ac}$ ,  $^{231}\text{Th}$ ,  $^{231}\text{Pa}$ ,  $^{223}\text{Fr}$ ,  $^{211}\text{Bi}$ ,  $^{211}\text{Po}$  et  $^{207}\text{Tl}$  sont difficilement quantifiables par spectrométrie gamma, car ils possèdent des raies gamma avec des intensités d'émissions très faibles ou bien interférant avec celles d'autres radionucléides de mêmes énergies mais plus intenses ce qui implique une grande incertitude sur la capacité à déterminer leur activité. Il est alors possible que l'on ne puisse donner qu'une limite de détection pour ces radionucléides, les autres devant pouvoir être quantifiés plus précisément

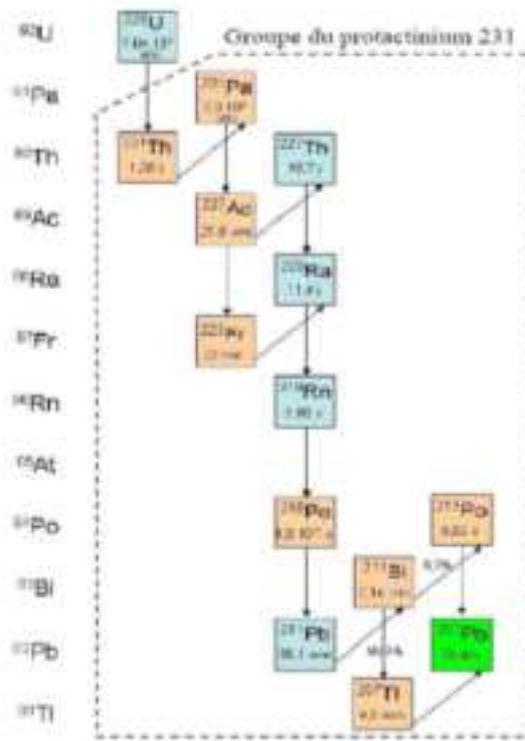


FIG. 1.11- Famille de l'uranium 235



De ce fait, cette chaîne est la plus simple à traiter, même si certains de ces radionucléides ne sont pas faciles à déterminer par spectrométrie gamma. Ces difficultés sont dues aux faibles intensités d'émission gamma. C'est le cas

de  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{228}\text{Ra}$ ,  $^{228}\text{Th}$ ,  $^{228}\text{Ra}$ ,  $^{220}\text{Rn}$  et  $^{216}\text{Po}$ . Pour ces radionucléides, on se contentera de donner une limite de détection. Pour les autres radionucléides mesurables, on s'assurera qu'ils sont à l'équilibre radioactif, aux incertitudes près, y compris pour  $^{208}\text{Tl}$  qui présente un rapport d'embranchement de 35,93 % avec  $^{212}\text{Bi}$ .

### **1.3 Les rayonnements d'origine cosmique**

Le rayonnement cosmique est divisé en deux composantes : le rayonnement primaire véhiculé par les rayons cosmiques d'origine solaire ou galactique et le rayonnement secondaire qui résulte de l'interaction des rayons cosmiques avec les constituants de l'atmosphère terrestre.

Annuellement, la dose effective de rayonnement cosmique reçue par individu est d'environ 0.38 mSv (38 mrem) mais elle varie considérablement en fonction de l'altitude. Ainsi, elle est d'environ 0.27 mSv au niveau de la mer, d'environ 0.8 mSv à 2200 m (Mexico) et d'environ 2 mSv à 3900 m d'altitude (La Paz, Bolivie).

Les rayons cosmiques produisent également divers radionucléides suite à leurs interactions avec les molécules de l'atmosphère. Le plus abondant est le carbone-14 qui est également assimilé par l'organisme (tant qu'il est vivant) et qui gé se effective annuelle par personne d'environ 0.012 mSv.

### **1.4 La radioactivité artificielle**

La population est exposée directement et indirectement à des sources de radioactivité artificielles, il suffit de penser aux retombées des explosions nucléaires en atmosphère. Mais il y en a quelques autres.

Parmi les sources directes il y a les instruments médicaux de diagnostic et de radiothérapie (appareil de radiographie, PET Scan, etc.). Ces radiations ionisantes atteignent des doses effectives annuelles oscillantes entre 0.4 et 1.6 mSv par an et par personne pour les diagnostics et environ 0.7 mSv par an et par personne pour la radiothérapie (en excluant les doses reçues pour les traitements des organes). Dans les deux cas, les doses varient largement entre pays.

Les sources indirectes de radioactivité sont toutes celles résultant de la libération de radionucléides des suites du fonctionnement normal ou des accidents qui surviennent dans les installations nucléaires civiles et militaires.

Il y a tout d'abord les tests des armes atomiques réalisés en atmosphère entre 1945 et la fin des années 1990, très intenses durant la période 1950-1960. De grandes quantités de radionucléides ont été libérées dans l'atmosphère jusque dans la stratosphère où ils ont été dispersés avant de retomber très lentement sur tout le globe. Un large spectre de produits de fusion et de fission fut libéré durant ces essais mais les dépôts actuels sont essentiellement limités à des radionucléides à longue vie tel que le césium-137 et le strontium-90 dont la période est voisine de 30 ans.

Juste avant l'accident de Tchernobyl par exemple, les doses effectives moyennes de césium-137 mesurées en Europe résultant des tests des armes nucléaires étaient d'environ 1000 Bq/m<sup>2</sup> par an sur l'Europe occidentale (Suède jusque France et Espagne et Sud de l'Italie) et trois fois plus élevée sur l'Europe centrale. En 1998, aux latitudes moyennes (40-50°N) où l'exposition fut la plus importante, la dose effective moyenne était d'environ 0.009 mSv par an et par personne, essentiellement due au césium-137.

Si on exclut les accidents survenus dans les centrales nucléaires, la seconde source de radioactivité artificielle comprend la production d'énergie destinée à des fins civiles et militaires (y compris tout le cycle de l'uranium depuis son extraction dans les mines, son enrichissement, son utilisation dans les réacteurs, son retraitement,

etc.), la fabrication des armes nucléaires, la production des radioisotopes, la réentrée atmosphérique des satellites munis de pile à combustible, les sources industrielles de rayonnements (radiographie industrielle y compris nucléaire, stérilisation), etc.

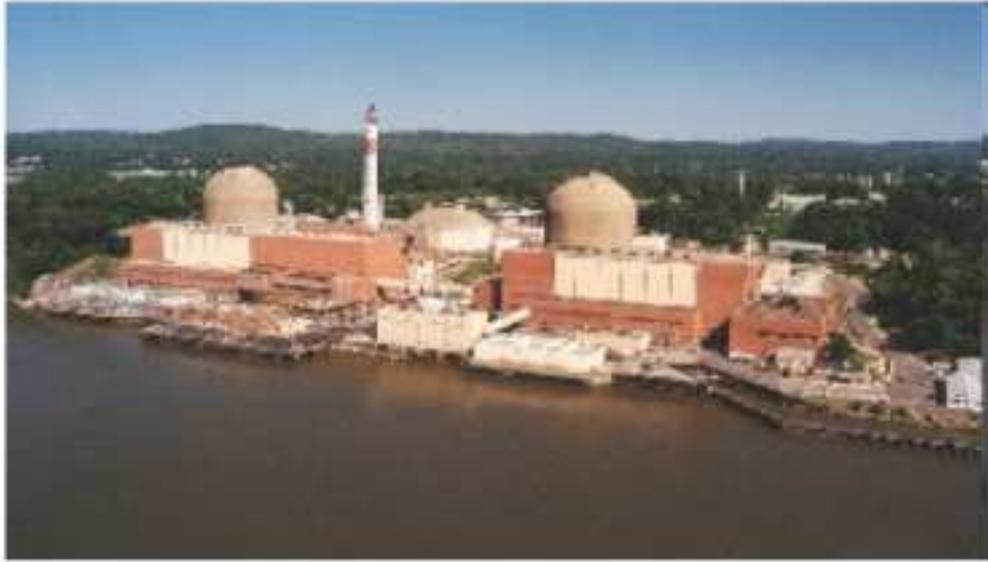
Mis à part les accidents, la contribution de ces sources est faible comparée aux autres doses auxquelles nous sommes exposés. A la fin des années 1980/début 1990 les doses effectives générées par ces sources variaient entre 0.1 mSv et 0.0.2 mSv par an et par habitant. Les populations vivantes près de ces installations nucléaires ont reçu des doses plus élevées de l'ordre de 1 à 20 mSv et jusqu'à quelques centaines de mSv près des grands sites de retraitement. [1]

## **Les accidents nucléaires**

### **L'accident de Tchernobyl**

Survenu en 1986 fut évidemment une dramatique exception à cette dose d'exposition artificielle aux rayonnements ionisants. Pour un dépôt donné de césium-137, la dose reçue par la population a largement varié en fonction de nombreux facteurs : le lieu, les habitudes des populations (le temps passé à l'extérieur, le type de bâtiment, les habitudes alimentaires, etc.), l'âge des habitants, les caractéristiques des surfaces et en particulier les terres et la végétation sur lesquelles les poussières se sont déposées, le climat, etc.

Les caractéristiques du sol et des végétaux ont fortement influencé le transfert de césium du sol vers les plantes ou les animaux. Dans les cas extrêmes on a relevé des différences d'un facteur 10 à 100 ! Même en considération le même aliment, on obtient parfois des différences d'un facteur 3 dans un rayon de 1000 km.



**FIG. 1.13- La centrale nucléaire d'Indian Point (USA, 2 GWe) [18]**

La centrale nucléaire d'Indian Point (USA, 2 GWe) fournit environ 40% de l'électricité de la ville de New York. Elle fut déjà victime d'un incident le 15 février 2000 et les Américains redoutent un attentat du type 11 septembre sur les installations.

En 2004, si la contamination du lait ou des légumes en césium-137 était redevenue très faible voire négligeable (0.01 à 0.30 Bq/kg), la consommation de certains gibiers ou de baies sauvages restait limitée pour éviter de dépasser les seuils sanitaires.

Devant des variations aussi importantes, il n'est pas étonnant que les mesures effectuées sur les échantillons par différents experts soient aussi disparates que la diversité de nos aliments.

On estime toutefois en moyenne qu'en 1998 la dose de césium-137 effective était d'environ 1 à 2 mSv pour 1000 Bq/m<sup>2</sup> par an et par personne, les plus faibles étant évidemment relevées en Europe de l'Ouest (Ouest de la Belgique, centre de l'Angleterre, Ouest de la France, Espagne). Bien sûr localement les pics ont été 3 à

30 fois plus élevés durant des semaines sinon plus longtemps, occasionnant probablement quelques cancers de la thyroïde à terme chez certains individus. Bien que le lien de cause à effet ne puisse pas être démontré, des indices vont dans ce sens.

### **Les principaux accidents nucléaires**

L'Europe connut malgré tout quelques incidents graves et des accidents où il eut une contamination importante dans l'installation et une exposition aiguë des travailleurs : incendie d'un silo à La Hague en France en 1981 (Niveau 3), accident à Saint-Laurent-des-Eaux en France en 1980 (Niveau 4) et incendie à la centrale de Vandellos en Espagne en 1989.

Selon mes sources personnelles (des ingénieurs et techniciens nucléaires retraités), les centrales nucléaires ou les centres de recherche ont également connu des incidents de Niveau de 2 souvent tenus sous silence exposant des travailleurs au-delà des limites légales d'exposition annuelle. Bien que cela soit trop tard pour le vérifier aujourd'hui, je serais curieux de visiter les tombes d'anciens travailleurs du nucléaire pour relever leur taux de radioactivité, aussi bien en Belgique qu'en France.



**FIG. 1.14- La centrale de Three Mile Island (USA, 816 MWe)**

Le 28 mars 1979, la centrale de Three Mile Island (USA, 816 MWe) connut un accident de Niveau 5 avec la fusion partielle du réacteur N°2. Douze membres du personnel et environ 2000 civils furent très faiblement contaminés. Deux réacteurs sont aujourd'hui fermés (à l'avant-plan). Document Slate. [18]

Dans le monde, il y eut des centaines d'incidents et des dizaines d'accidents qu'il est vain de citer. Pour les plus anciens, rappelons seulement l'accident de Béryl de Niveau 5 survenu le 1 mai 1962. La France réalisait son deuxième essai souterrain dans le Sahara quand la montagne devant contenir l'explosion s'effondra et libéra un nuage radioactif dans l'atmosphère ! Vraiment l'amateurisme des militaires Français est parfois sidérant !

Plus près de nous, citons les événements survenus dans les centrales nucléaires de Tokai-Mura et Mihama au Japon, respectivement en 1999 (Niveau 4, 2 morts et 439 personnes irradiées) et en 2004 (5 morts), ainsi que dans les centrales américaines de Three Mile Island (Niveau 5, 12 employés et 2000 civils faiblement contaminés, dont voici une simulation) et d'American Atomics' Tucson en 1979 (fuite avec contamination de nourriture d'une école publique proche par du tritium radioactif).

Bien entendu nous avons tous en mémoire le naufrage du sous-marin russe nucléaire Kursk en 2000 (explosion d'une torpille dans la proue) et de l'explosion du réacteur d'un second sous-marin russe près de Vladivostok en 1985 (10 morts), sans oublier l'accident de Niveau 7 de Tchernobyl en 1986 en Ukraine, où certains pays comme la France une fois de plus se sont démarqués en sous-estimant volontairement le facteur météorologique alors que ce pays avait une longue expérience des explosions nucléaires !

La raison n'avait donc rien de scientifique et on apprit bien plus tard que le Gouvernement avait agi de la sorte pour préserver son économie et notamment son agriculture... En attendant des milliers de civils ont été contaminés et ont contracté un cancer. 500 d'entre eux poursuivent aujourd'hui l'Etat français pour son attitude criminelle. [18]

# **Chapitre 2**

## **Interaction des photons et des électrons avec la matière**

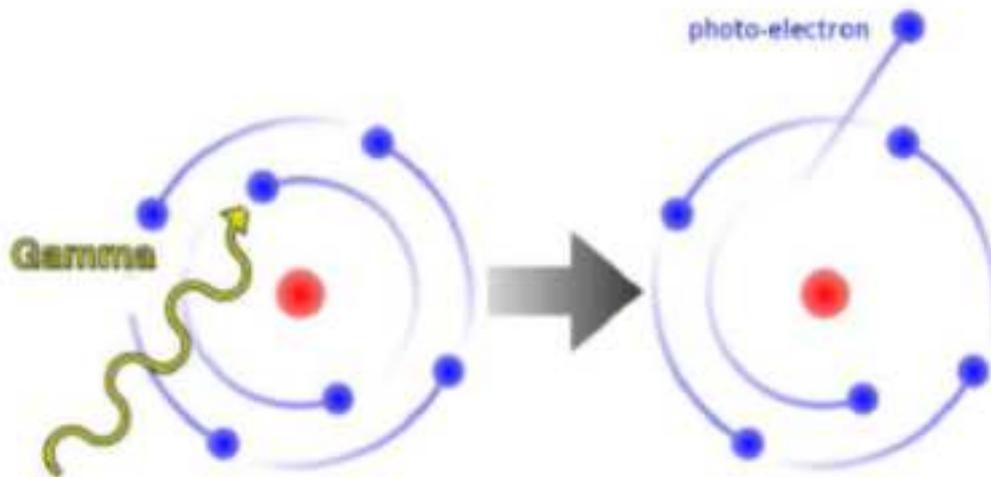
### **Introduction**

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

## 2.1 Interaction des photons avec la matière

### 2.1.1 Effet photoélectrique

C'est le processus d'absorption par un atome de la totalité de l'énergie,  $E_\nu$ , du photon incident.



**FIG. 2.1- Illustration de l'effet photo- électrique**

Cette énergie est essentiellement communiquée à un électron des couches profondes de l'atome d'énergie de liaison  $E_l$  qui est éjecté de sa couche électronique.

L'excédent d'énergie si excédent il y a, apparaît sous forme d'énergie cinétique,  $T_e$ , communiquée à l'électron :

$$T_e = E_e - E_l \quad (2.1)$$

L'effet photoélectrique ne peut donc exister que si l'énergie apportée par le photon est supérieure à l'énergie de liaison de l'électron et il est d'autant plus probable que ces deux énergies sont proches. L'ionisation de la couche électronique est suivie d'une réorganisation atomique dans laquelle des photons X de fluorescence et (ou)

des électrons Auger sont émis. La figure suivante illustre l'effet photo-électrique pour le cas de l'élément Potassium pour lequel l'énergie des couches profondes électroniques est de l'ordre de 2 eV. Pour un photon incident de 1.77 eV, il ne se passe rien car l'énergie n'est pas assez élevée pour extraire un électron. Au-delà, un électron est arraché et sa vitesse maximale est calculable en écrivant la conservation de l'énergie :

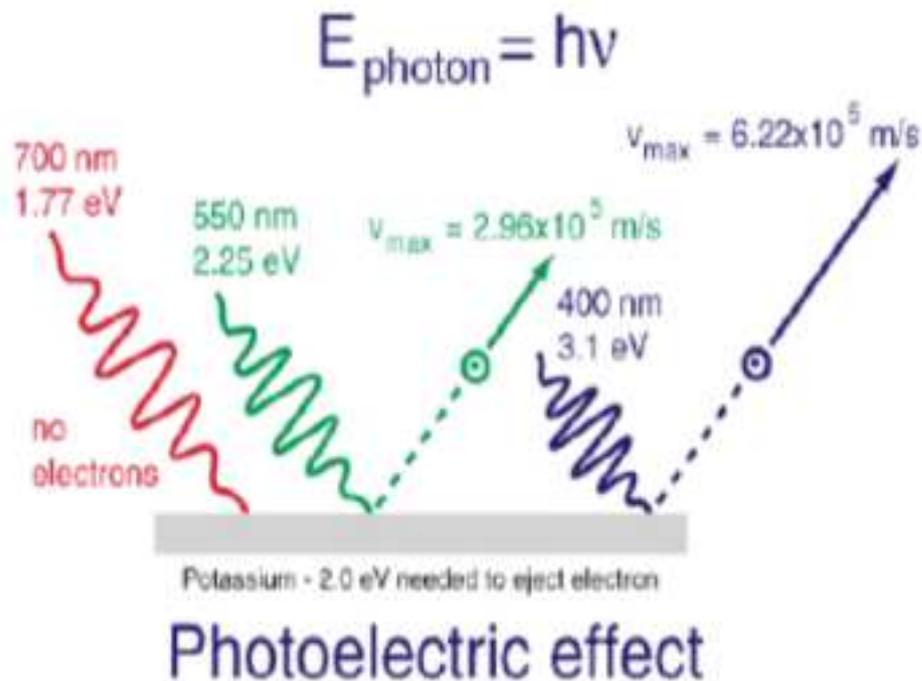


FIG. 2.2- L'effet photo-électrique et ses seuils, cas du potassium

Pour un photon de 2.25 eV, il reste 0.25 eV à convertir en énergie cinétique pour l'électron de masse 511 keV, ce qui donne  $v/c = 9.9 \cdot 10^{-4}$  et donc  $v = 2.96 \cdot 10^5 \text{ m/s}$ .

Les électrons ayant des parcours relativement faibles dans la matière, on peut considérer que leur énergie est totalement déposée dans le milieu. De plus les photons accompagnant la réorganisation atomique ont des énergies relativement

## 2. Interaction des photons et des électrons avec la matière

40

faibles et en tous cas dans la gamme des énergies de liaison des électrons du milieu et ont une probabilité d'interaction importante. Il est donc possible de récupérer la quasi totalité voire toute l'énergie du photon incident sous forme d'énergie cinétique d'électrons : il y a dans ce cas absorption totale. [13]

### 2.1.2 Effet Compton :

Découvert par le physicien américain Arthur Holly Compton (1892-1962), l'effet qui porte son nom décrit un phénomène touchant l'absorption des rayons X. Lorsqu'un photon à haute énergie (rayon X) entre en collision avec un électron, une partie de l'énergie du photon est transférée à l'électron. Possédant moins d'énergie, le photon présente alors une longueur d'onde supérieure.

Cette découverte a contribué à confirmer la « dualité onde-particule » de la lumière, c'est-à-dire que, dans certaines conditions, une onde lumineuse peut se comporter comme une particule (photon)

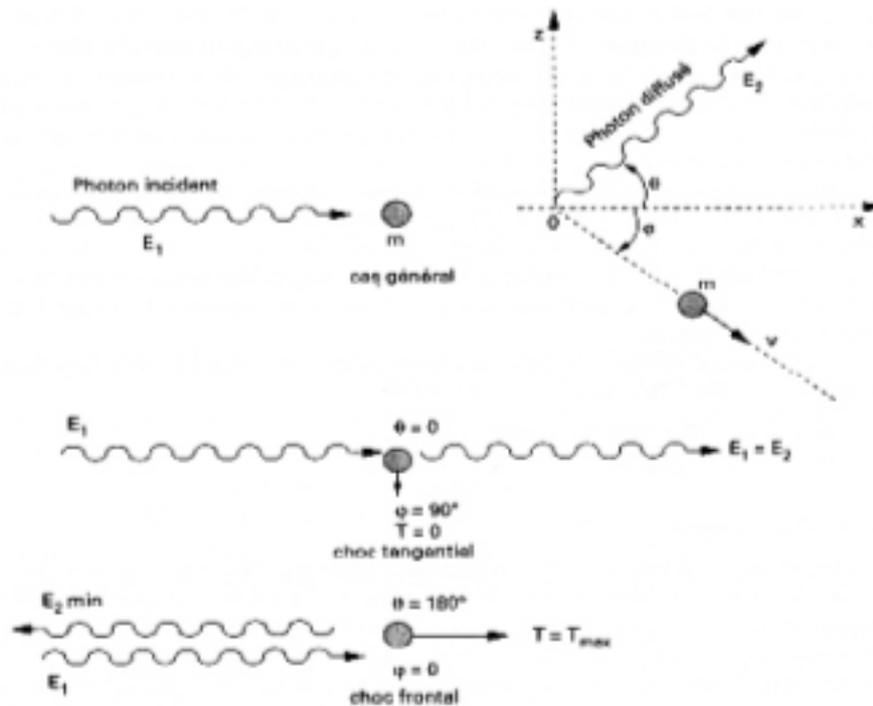


FIG. 2.3- Effet Compton : cas général et cas extrême

Le photon incident interagit encore une fois avec un électron, mais cet électron a une énergie de liaison beaucoup plus faible que celui impliqué dans l'effet photoélectrique.

La diffusion Compton concerne donc des électrons moins liés.

L'électron cible est expulsé dans une direction donnée: c'est l'électron Compton. Le photon incident est quant à lui, diffusé dans une direction qui fait un certain angle avec la direction de l'électron Compton.

Lorsque l'énergie du photon incident croît, l'énergie emportée par l'électron Compton devient de plus en plus importante par rapport à celle du photon diffusé.

[10]

### **La diffusion de Compton**

La diffusion de Compton est probablement un des processus d'interaction du photon le mieux connu. Lorsque l'énergie du photon est grande par rapport à l'énergie de liaison des électrons, ceux-ci se comportent comme s'ils étaient libres. La diffusion inélastique de photons sur des électrons libres est ce fameux effet Compton

On a les relations suivantes:

$$\frac{h\nu}{c} = \frac{h\nu'}{c} \cos \theta + p \cos \varphi \quad (2.1)$$

$$0 = \frac{h\nu'}{c} \sin \theta + p \sin \varphi \quad (2.2)$$

$$T = h\nu - h\nu' \quad (2.3)$$

Qui nous donnent:

$$p \cdot c \cos \varphi = h\nu - h\nu' \cos \theta \quad (2.4)$$

Et

$$p^2 c^2 (1 - \cos^2 \varphi) = (h\nu')^2 \sin^2 \theta \quad (2.5)$$

En tenant compte de la relation relativiste entre p et T

$$p^2 c^2 = T(T + 2m_e c^2) \quad (2.6)$$

Et quelques calculs, nous obtenons

$$T = h\nu' \cdot \gamma (1 - \cos \theta) \quad (2.7)$$

Avec  $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$  cette équation peut se réécrire comme

$$\frac{c}{\nu'} - \frac{c}{\nu} = \lambda' - \lambda = \frac{h}{m_e c^2} (1 - \cos \theta) \quad (2.8)$$

qui donne la relation entre le changement de longueur d'onde du photon provoqué par la collision et l'angle de diffusion  $\theta$ . Si on remplace  $h\nu = E$  et  $h\nu' = E'$ , on obtient

$$E' = \frac{E}{1 + \gamma(1 - \cos \theta)} \quad (2.9)$$

L'énergie transférée à l'électron est donnée par cette relation. Elle est maximale lorsque que  $\theta=\pi$ , c'est -à-dire lorsque  $\cos \theta=-1$  .On obtient [10]

$$T_{max} = 2\gamma E' = E \left( \frac{2\gamma}{1+2\gamma} \right) \quad (2.10)$$

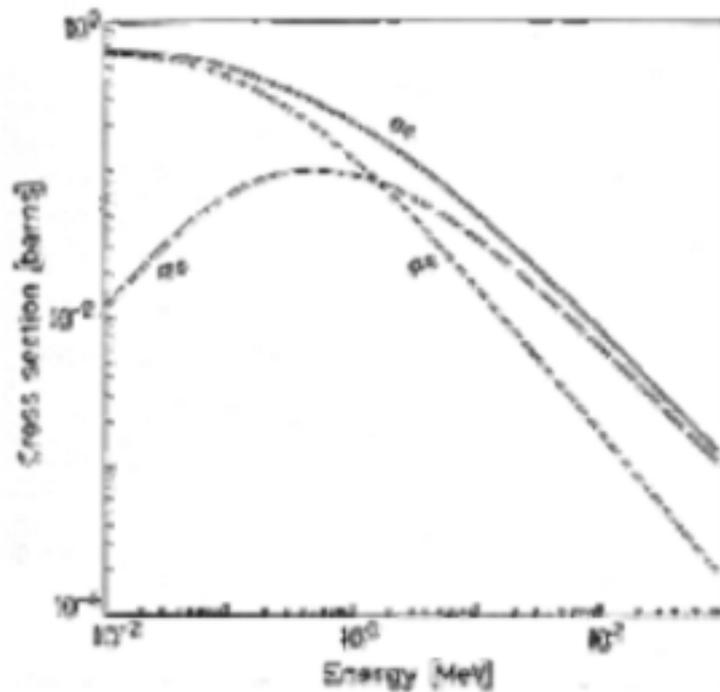


FIG. 2.4- Section efficace total de la diffusion de Compton

Ces considérations cinématiques sont suffisantes pour une grand nombre de cas pratiques en physique. Pour un traitement complet, et pour avoir des sections efficaces théoriques, il faut utiliser pour l'électron la théorie relativiste de Dirac et les équations de Klein et Nishina. La section efficace de diffusion Compton est [20]

$$\frac{d\sigma_e}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} \cdot \frac{1}{[1 + \gamma(1 - \cos\theta)]^2} \cdot \left( 1 + \cos^2\theta + \frac{\gamma^2(1 - \cos)^2}{1 + \gamma(1 - \cos)} \right) \quad (2.11)$$

Où  $r_e$  est le rayon classique de l'électron. Cette section efficace intégrée,  $\sigma_e$

$$\sigma_e = 2\pi r_e^2 \left\{ \frac{1+\gamma}{\gamma^2} \left[ \frac{2(1+\gamma)}{1+2\gamma} - \frac{1}{\gamma} \ln(1+2\gamma) \right] + \frac{1}{2\gamma} \ln(1+2\gamma) - \frac{1+3\gamma}{(1+2\gamma)^2} \right\} \quad (2.12)$$

Est donnée dans la Fig. 2.4. Klein et Nishina ont calculé deux parties de ces sections efficaces, appelées la section efficace de diffusion  $\sigma_s$  et la section efficace d'absorption. est définie comme la fraction moyenne de l'énergie totale de l'électron diffusé, tandis qu'est l'énergie moyenne transférée à l'électron de recul. On a la relation suivante:

Pour calculer  $\sigma_s$ , on forme

$$\frac{d\sigma_s}{d\Omega} = \frac{h\nu'}{h\nu} \frac{d\sigma_e}{d\Omega'} \quad (2.13)$$

Qui donnera après intégration:

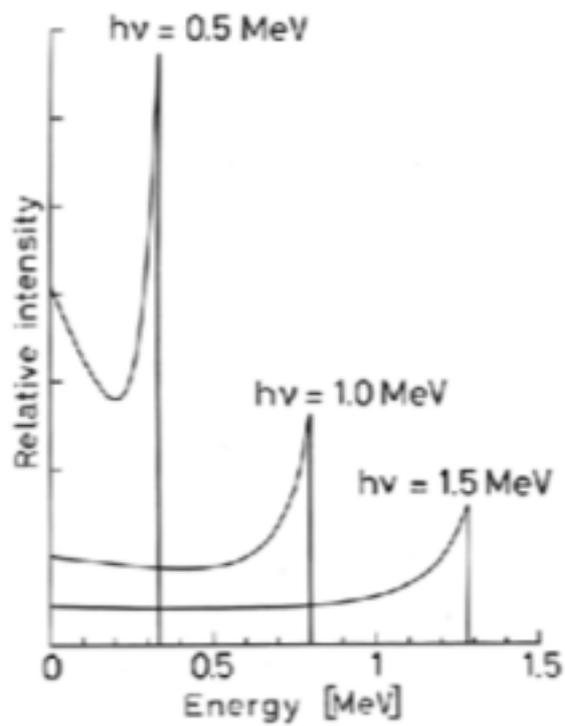
$$\sigma_s = \pi r_e^2 \left[ \frac{1}{\gamma^3} \ln(1+2\gamma) + \frac{2(1+\gamma)(2\gamma^2 - 2\gamma - 1)}{\gamma^2(1+2\gamma)^2} + \frac{8\gamma^2}{3(1+2\gamma)^3} \right] \quad (2.14)$$

La section efficace d'absorption est simplement calculée à partir de la relation (2.13).

Dans de nombreuses circonstances, le spectre d'énergie des électrons Compton est important. En utilisant les équations de Klein et Nishina, on peut obtenir, par unité d'intervalle d'énergie  $dT$

$$\frac{d\sigma_e}{dT} = \frac{\pi r_e^2}{m_e c^2 \gamma^2} \left[ 2 + \frac{s^2}{\gamma^2 (1-s)^2} + \frac{s}{1-s} \left( s - \frac{2}{\gamma} \right) \right] \quad (2.15)$$

où  $s = T / h\nu$ . Cette distribution pour différentes énergies de photons incidents est donnée dans la (Figure 2.5) [24]



**FIG. 2.5-** Distribution en énergie des électrons de recul après diffusion Compton

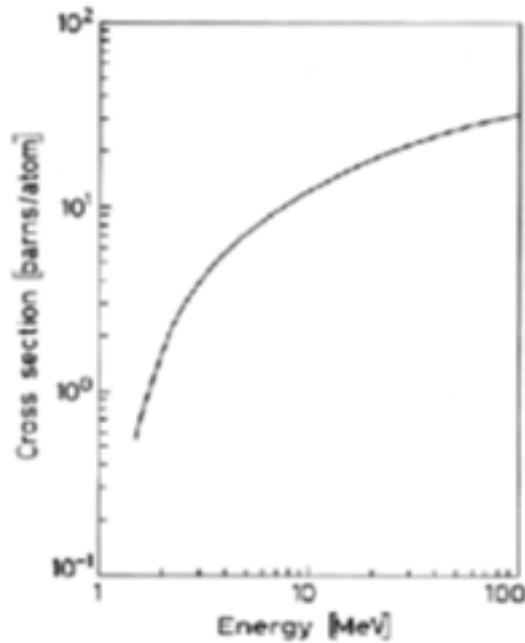


FIG. 2.6- Section efficace de production de paires dans le plomb

### 2.1.3 La création de paires

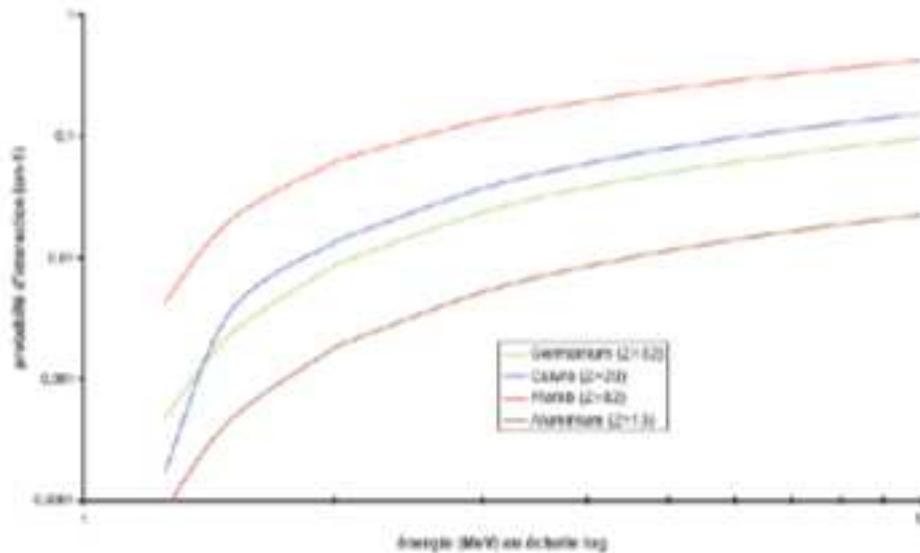
Ce phénomène consiste en la disparition d'un photon et la création d'un positron et d'un électron. On parle aussi de matérialisation d'un photon en un électron et un positron. C'est une réaction à seuil qui n'est possible que pour des énergies des photons incidents supérieures à  $2m_e c^2 = 1.022 \text{ MeV}$ . L'excédent d'énergie étant emporté par l'électron et le positron sous forme d'énergie cinétique:

$$E_{e^+} = E_{e^-} = \frac{1}{2}(h\nu - 2m_e c^2) \quad (2.16)$$

Les lois de conservation de l'énergie et de l'impulsion imposent la présence d'un troisième corps, en général un noyau atomique ou un électron, qui par son recul permet la conservation de l'impulsion. La création de paire ne peut donc pas se

produire dans le vide. Dans le cas de la création de paires dans le champ de l'électron, le seuil de la réaction est alors  $4m_e c^2 = 2.044 \text{ MeV}$ .

La production de paires dans le champ de l'électron reste un phénomène moins important que la création de paires dans le champ du noyau, c'est-à-dire que pour une énergie donnée il se produira plutôt une production de paire dans le champ du noyau que dans le champ de l'électron. La section efficace de création de paire augmente comme  $z^2$  (sauf exception des métaux de transition comme le cuivre), ce qui favorise cette interaction dans les matériaux lourds (figure) : pour atténuer de moitié un faisceau de photons de 2 MeV par production de paires, il faut 80 cm de germanium ou 51.2 cm de cuivre ou 11.2 cm de plomb ou 381 cm d'aluminium. Ce processus est le mode d'interaction dominant des photons à haute énergie, c'est-à-dire pour des énergies supérieures à quelques dizaines de MeV. [6]



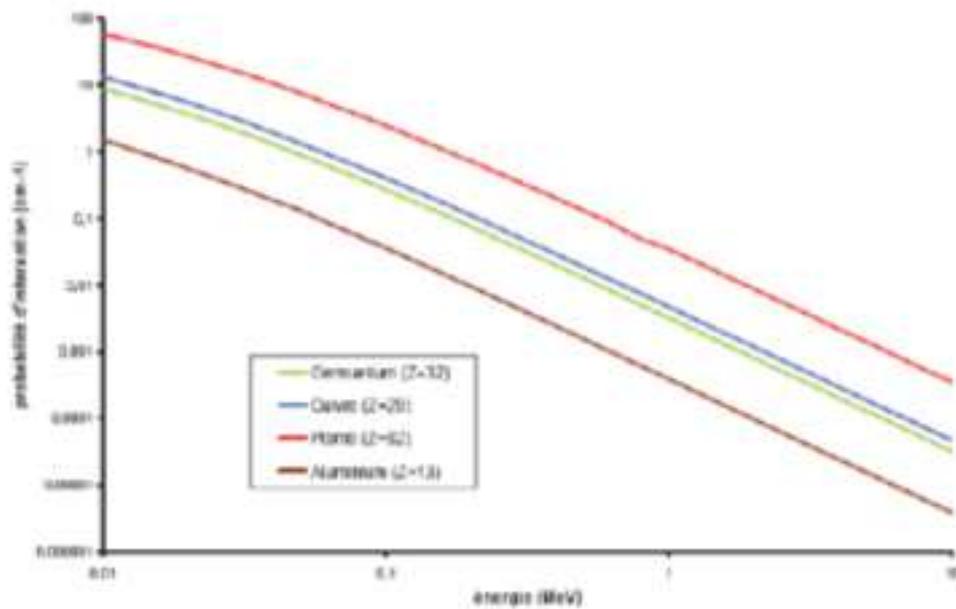
**FIG. 2.7-Variation de la probabilité d'interaction par création de paires dans différents matériaux**

### 2.1.4 L'effet Rayleigh

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

Dans le domaine d'énergie qui nous intéresse, de 10 keV à 3 MeV, la section efficace de diffusion Rayleigh est très inférieure aux sections efficaces des autres processus d'interaction des photons avec la matière, de telle sorte que la

diffusion Rayleigh est un mécanisme significatif uniquement à basse énergie. Plus le milieu va contenir de centres diffuseurs, c'est-à-dire plus la densité du milieu va être élevée, plus la diffusion Rayleigh va être importante. Pour que la moitié d'un faisceau de photons de 600 keV soit diffusée, il faut 78,4 cm de germanium ou 53,7 cm de cuivre ou 7,6 cm de plomb ou 643 cm d'aluminium. [6]



**FIG. 2.8-Variation de la probabilité d'interaction par diffusion Rayleigh dans différents matériaux**

### 2.1.5 Les probabilités d'interaction photon-matière et les coefficients d'atténuation

Si  $N_0$  photons "éclairent" la face d'entrée d'un matériau d'épaisseur  $x$ , combien de photons traverseront cette épaisseur de matériau sans interagir ? Pour répondre à cette question on écrit tout d'abord les équations relatives à une épaisseur  $dx$

$$dN = N(x + dx) - N(x) \quad (2.17)$$

$$dN = -\mu N(x) dx \quad (2.18)$$

$$\frac{dN}{N} = -\mu dx \quad (2.19)$$

$$\ln N = -\mu x + a \quad ; a: \text{constante} \quad (2.20)$$

$$N(x) = e^{-\mu x + a} = e^a e^{-\mu x} \quad (2.21)$$

Et

$$N(x=0) = N_0 \Rightarrow N(x) = N_0 e^{-\mu x} \quad (2.22)$$

$\mu$  est le coefficient d'atténuation c'est-à-dire la probabilité pour un photon d'interagir par unité de longueur de matériau traversé.

Ce coefficient dépend de l'énergie du photon et des caractéristiques du matériau. Il est la somme des différentes probabilités d'interaction des photons dans la matière. Les effets principaux étant photoélectrique, Compton et matérialisation, nous avons :

$$\mu = \mu_{pe} + \mu_c + \mu_m \quad (2.23)$$

Nous examinons maintenant l'évolution des coefficients d'atténuation pour les différents processus en fonction de l'énergie  $E$  du photon.

**Evolution de  $\mu_c$  (effet Compton)**

$\mu_c$  est inversement proportionnel à E :  $\mu_c \propto 1/E$ .

$\mu_c / \rho = \text{cte}$  : quelque soit le milieu, ce rapport ne dépend que de E. Cette propriété vient du fait que dans l'effet Compton l'interaction a lieu sur un électron "libre". La probabilité de cette interaction est donc corrélée à la densité d'électrons dans le milieu et donc à la densité du milieu

**Evolution de  $\mu_{pe}$  (effet photoélectrique)**

--  $\mu_{pe}$  diminue si E augmente :  $\mu_{pe} \propto 1/E^{3.5}$  (en  $1/E$  quand l'énergie est grande)

--  $\mu_{pe}$  augmente si Z augmente :

$$\mu_{pe} \propto Z^5$$

$$\mu_{pe} \propto \rho$$

$$\mu_{pe} \propto \rho Z^5 / E^5$$

Cette probabilité dépend de l'énergie car l'électron mis en jeu est lié dans l'atome. Pour arracher un électron il faut fournir au minimum son énergie de liaison. Cette énergie est d'autant plus grande que le matériau est lourd et que l'électron est sur des niveaux d'énergie profonds.

**Evolution de  $\mu_m$  (matérialisation)**

Ce coefficient est nul si l'énergie E du photon est inférieure à 1,022 MeV : c'est l'énergie minimale correspondant à la masse de l'électron et de la position créés lors du processus (phénomène à seuil). La valeur de  $\mu_m$  augmente si E augmente, si Z augmente et si  $\rho$  augmente.

Ces résultats sont illustrés sur la figure suivante pour le cas du Silicium.

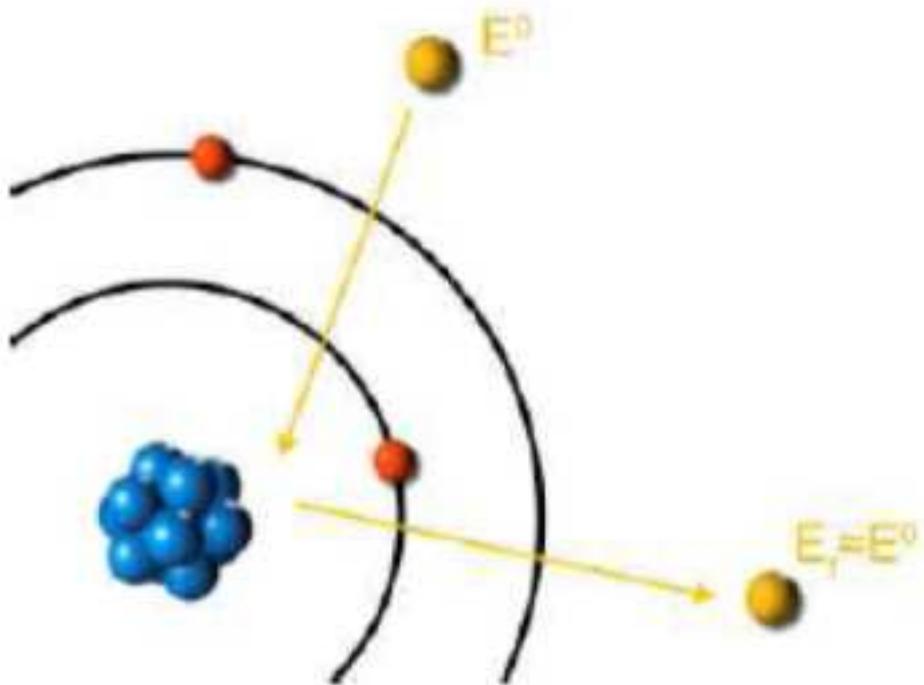
D'une façon générale, ils dépendent des matériaux, comme le montre la figure suivante où l'on a représenté l'inverse du coefficient d'atténuation normalisé à la densité du matériau. [4]

## 2.2 Interaction électron-matière

### 2.2.1 Transfert d'énergie

#### Interaction élastique

**Principe** Lors d'une interaction élastique, l'électron primaire interagit avec un noyau des atomes du matériau. Il ne perd pas, ou peu d'énergie mais il subit une diffusion



**FIG. 2.9 - Interaction élastique**

La section efficace d'interaction est, pour une interaction donnée, la portion d'électrons subissant ce type d'interaction dans le matériau. Pour l'interaction élastique, elle est de :

$$\sigma_{\text{élastique}} = \frac{Z^2}{E^2} \quad (2.24)$$

### Électrons rétrodiffusés

Après un certain nombre de diffusions élastiques, un électron incident peut ressortir de la cible ; on dit qu'il est rétrodiffusé. Plus le matériau a des atomes lourds, plus le nombre d'électrons rétrodiffusés augmente.

Ces électrons permettent d'observer le contraste de composition chimique, c'est-à-dire une coupe de la surface du matériau où on voit la position des différents éléments. Les surfaces blanches représentent les atomes les plus lourds.

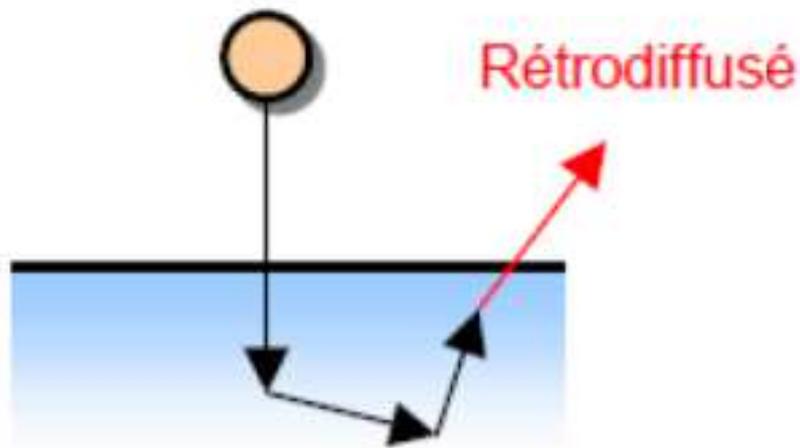


FIG. 2.9 - Électrons rétrodiffusés

#### Effets sur le matériau

L'interaction élastique produit tout de même certains effets sur le matériau car une toute petite partie de l'énergie de l'électron est transférée :

**Effets thermiques** (0,01 à 0,1 eV) : l'atome oscille légèrement par rapport à sa position d'origine. Cela crée des vibrations dans le solide (phonons) qui génèrent de la chaleur. C'est un effet parasite en microscopie, mais on se sert de cette propriété dans des fours électroniques industriels.

**Effets chimiques** (3 à 5 eV) : une liaison faible se rompt à cause de l'apport d'énergie. Cet effet a peu de conséquence.

**Effet de déplacement atomique** (10 à 30 eV) : l'atome reçoit une énergie suffisante pour être déplacé ; la structure du matériau s'en trouve modifiée. C'est un problème en microscopie.

### **Interaction inélastique**

#### **Principe**

Lors d'une interaction inélastique, l'électron primaire interagit avec les électrons des atomes du matériau. Celui-ci transfère alors une grande partie de son énergie. Plus le transfert est important, plus l'angle de diffusion est important.

Cette interaction a une section efficace :

$$\sigma_{inélastique} = \frac{Z}{E^2} \quad (2.25)$$

#### **Effets sur le matériau**

##### **Excitation d'un électron**

L'électron acquiert une énergie suffisante pour aller dans une orbitale plus haute en énergie. Pour revenir à sa position d'origine, l'électron émet un photon, le plus souvent un photon X.

L'énergie de ce photon ne prend alors que des valeurs précises, caractéristiques de l'élément des atomes du matériau.

On peut alors faire une analyse qualitative et semi-quantitative en détectant ces photons.

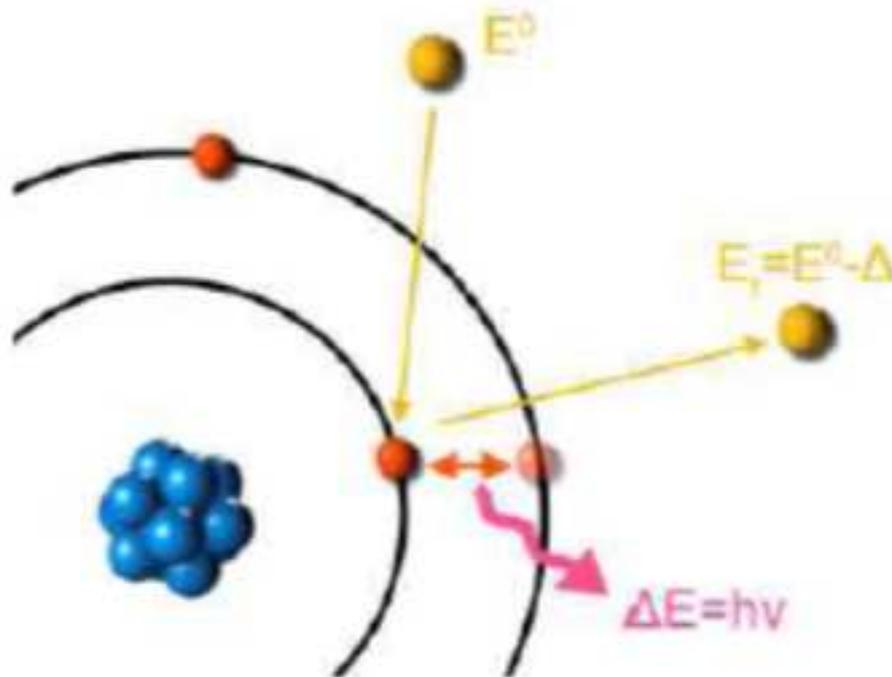


FIG. 2.10 - Excitation d'un électron

### Éjection d'un électron secondaire

Lorsqu'un électron est peu lié, celui-ci peut acquérir une énergie cinétique suffisante pour être éjecté. On l'appelle alors électron secondaire. Il a une énergie plus faible que les électrons primaires.

Ces électrons subissent des interactions inélastiques dans le matériau. Si leur énergie est suffisante, certains peuvent être éjectés de la surface du matériau. Ces électrons permettent d'observer le relief en microscopie électronique à balayage. [4]

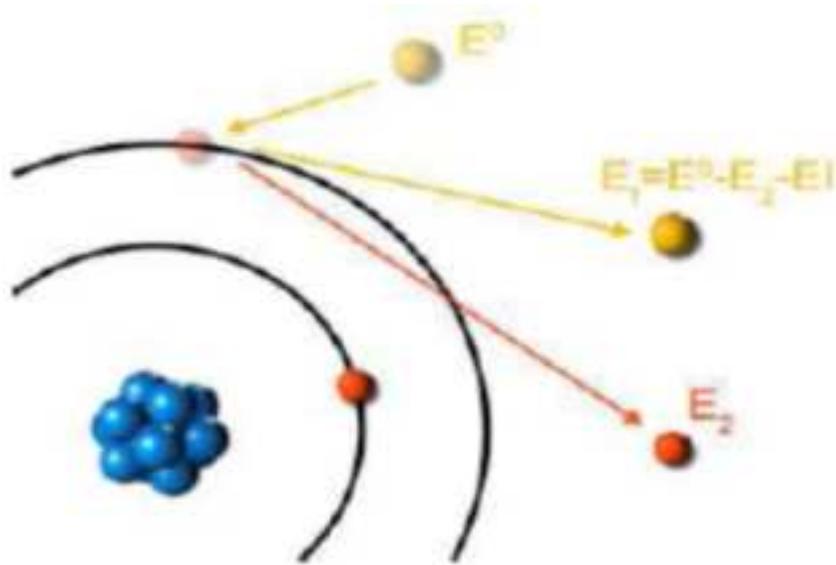
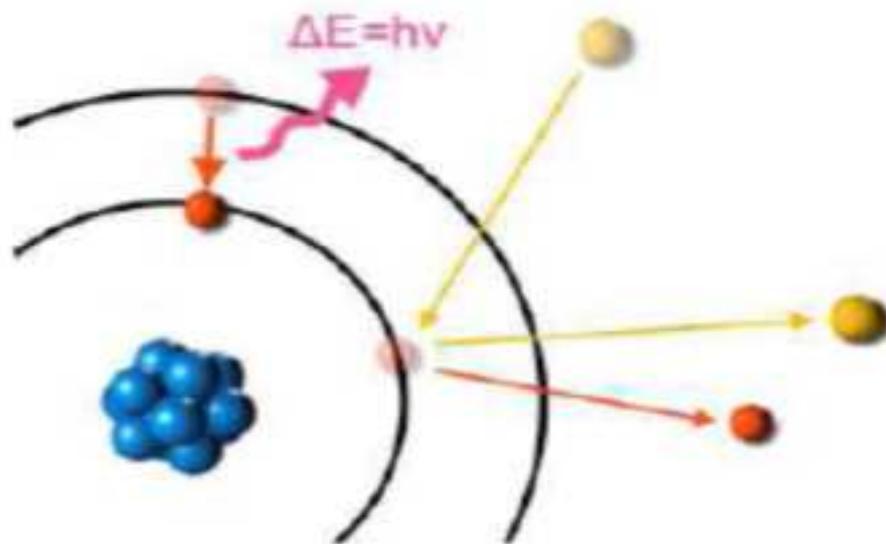


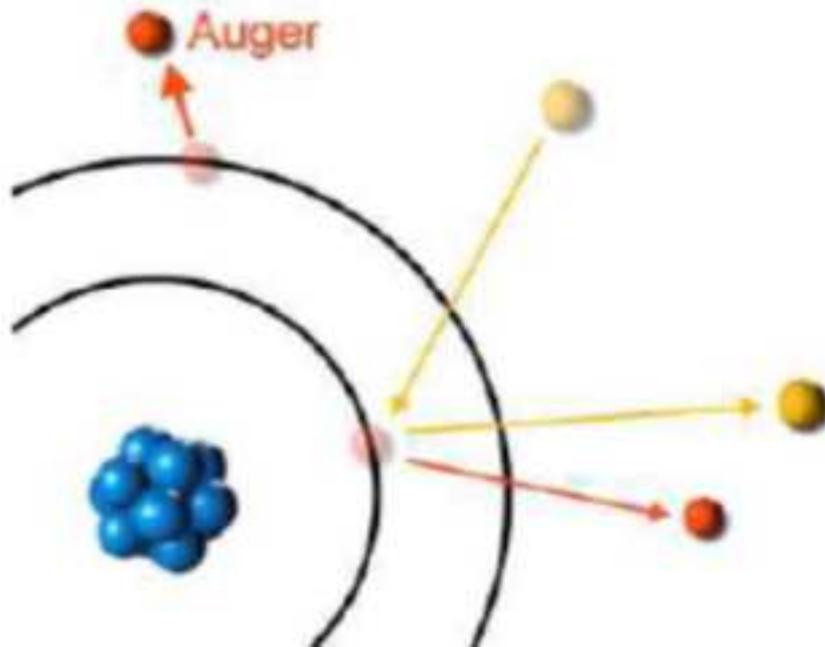
FIG. 2.10 - Éjection d'un électron secondaire

### Ionisation

Lorsqu'un électron est éjecté de son cortège, l'atome est sous forme ionisée. Pour revenir à son état normal, un électron peut récupérer sa place par émission d'un photon X. Celui-ci peut aussi être utilisé à des fins analytiques.

**FIG. 2.11 - Ionisation**

L'atome peut aussi récupérer son état en éjectant un électron peu lié, appelé électron Auger. Dans certaines spectroscopies, on détecte ces électrons pour identifier les éléments du matériau. Figure 2-12

**FIG. 2.12**

### Loi de ralentissement

Lorsqu'un électron subit une diffusion inélastique, son changement de direction se fait avec une certaine perte d'énergie (l'électron ralentit). Cette énergie est transmise sous forme de photons. Elle est responsable du spectre continu des rayons X.

Un électron ne transmet pas son énergie de manière constante, selon l'énergie qu'il possède déjà. La loi de Bethe donne l'énergie moyenne perdue par un électron sur une certaine distance, en fonction de son énergie.

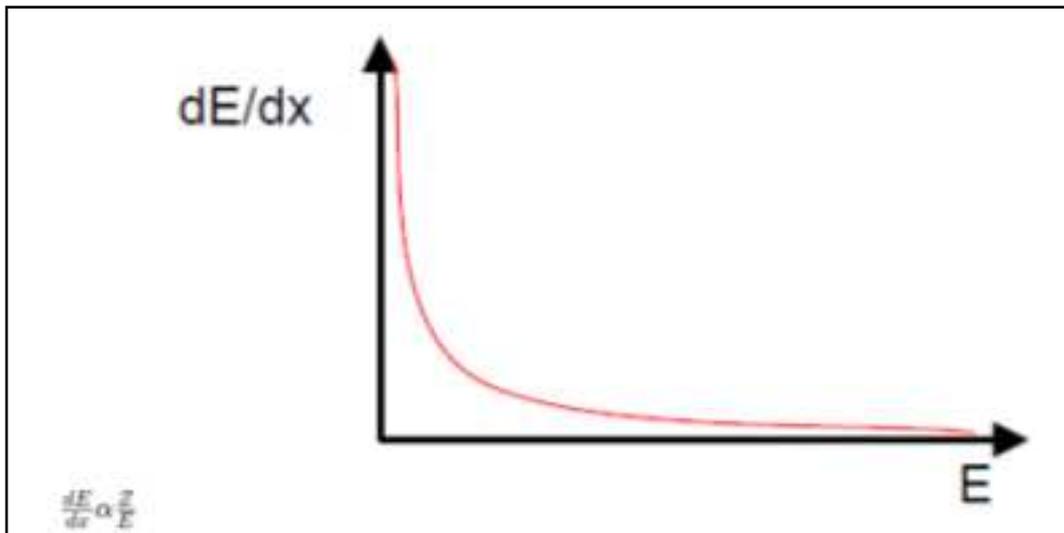


FIG. 2.13 - Loi de ralentissement

Ainsi plus l'énergie de l'électron est élevée, plus il a le temps de parcourir une grande distance avant d'être ralenti. De même, un atome plus lourd aura plus de chance d'arrêter un électron.

### Trajectoire électronique

La trajectoire d'un électron peut être décrite comme une succession de libres parcours rectilignes, formant des angles de diffusion dépendant des interactions de cet électron avec la matière (élastique ou inélastique).

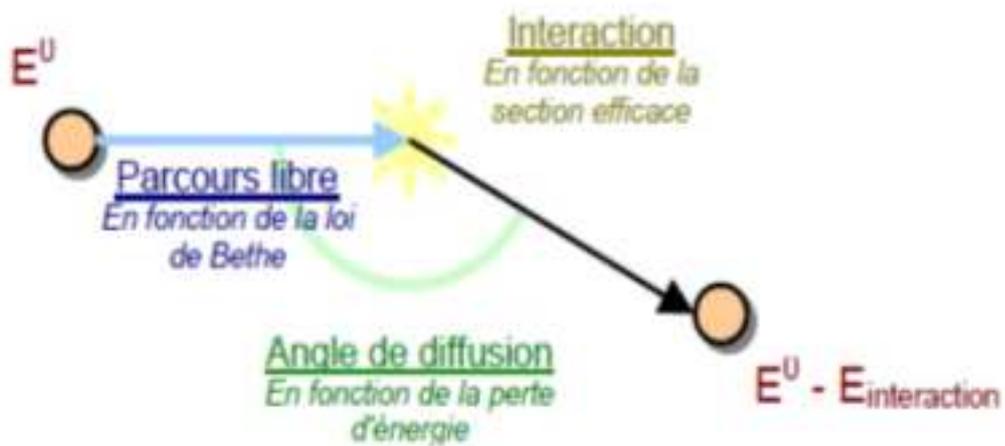


FIG. 2.14 - Trajectoire électronique

Il faut donc connaître la probabilité (ou section efficace) pour qu'un type d'interaction se produise et l'énergie initiale de l'électron pour connaître le chemin parcouru entre chaque interaction, d'après la loi de Bethe. On obtient alors des paires d'interaction. [7]

### Influence de l'énergie de l'électron

Plus l'électron est énergétique, plus il pénètre profondément dans le matériau.

Figure 2-17

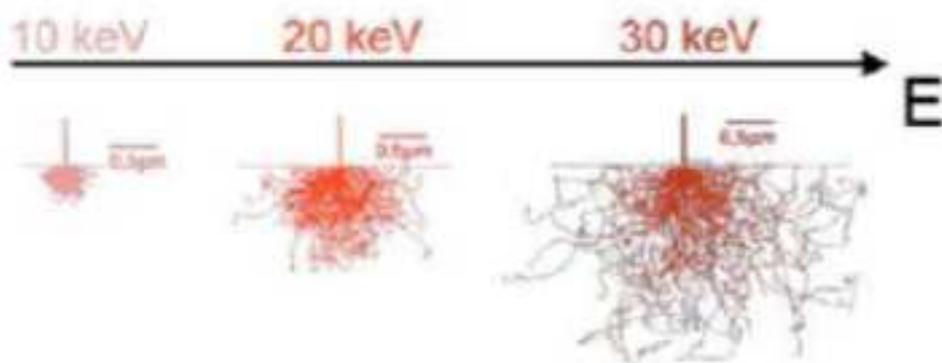


FIG. 2.15

### Influence du numéro atomique

Plus le matériau est lourd, plus il arrête le parcours de l'électron. Figure 2-16

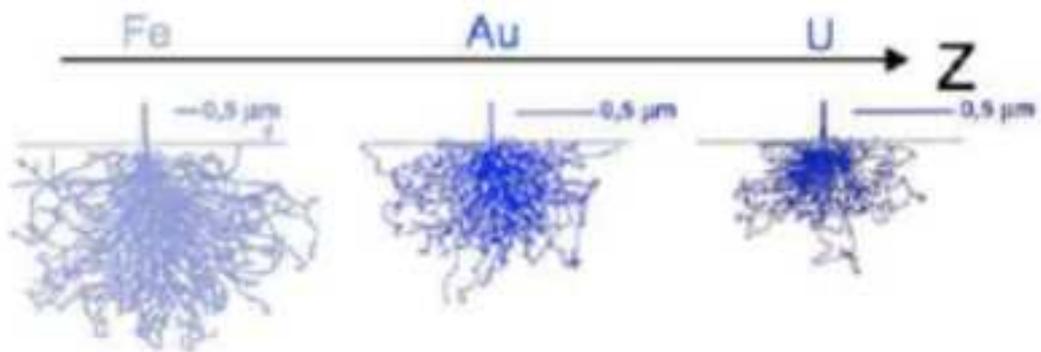


FIG. 2.16

### 2.2.2 Émissions électroniques

#### Distribution énergétique et spatiale

##### Distribution énergétique

Les électrons primaires rétrodiffusés ont l'énergie la plus élevée. On retrouve certains pics un peu moins énergétiques qui correspondent aux électrons primaires ayant subi quelques diffusions inélastiques.

On retrouve ensuite à une énergie beaucoup plus basse les électrons secondaires. On observe certains pics qui sont caractéristiques des électrons Auger.

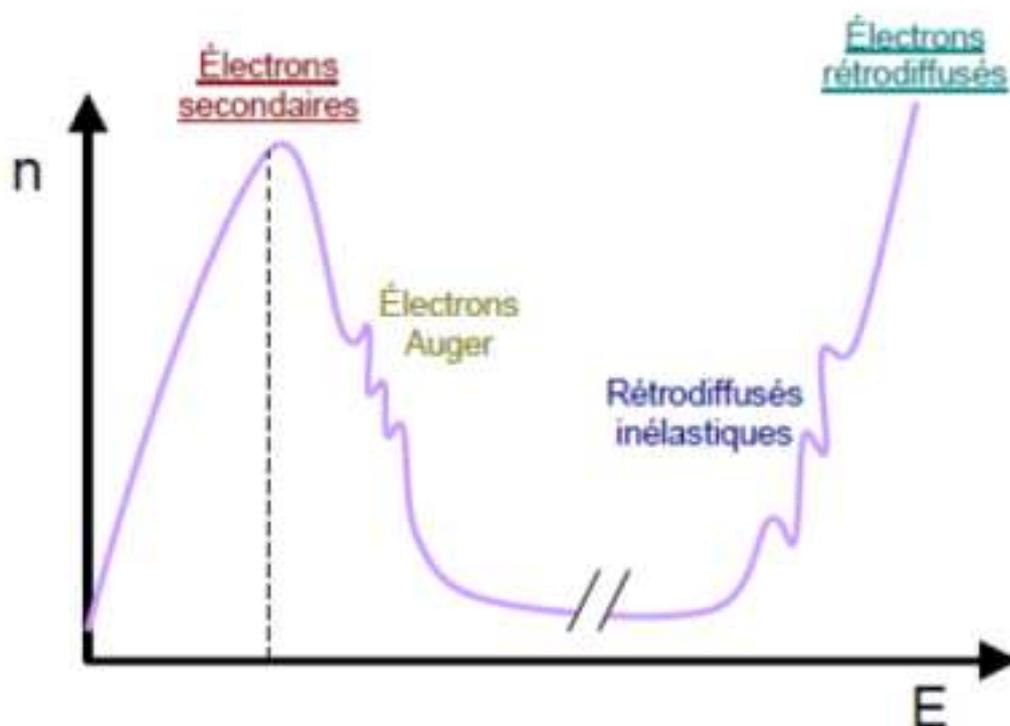


FIG. 2.17- La distribution énergétique

### Distribution spatiale

On observe qu'un certain volume est balayé par un certain type d'électron.

Ainsi les électrons primaires balayent une surface plus grande que les électrons secondaires (meilleure résolution pour les électrons secondaires mais moins d'informations recueillies).[8]

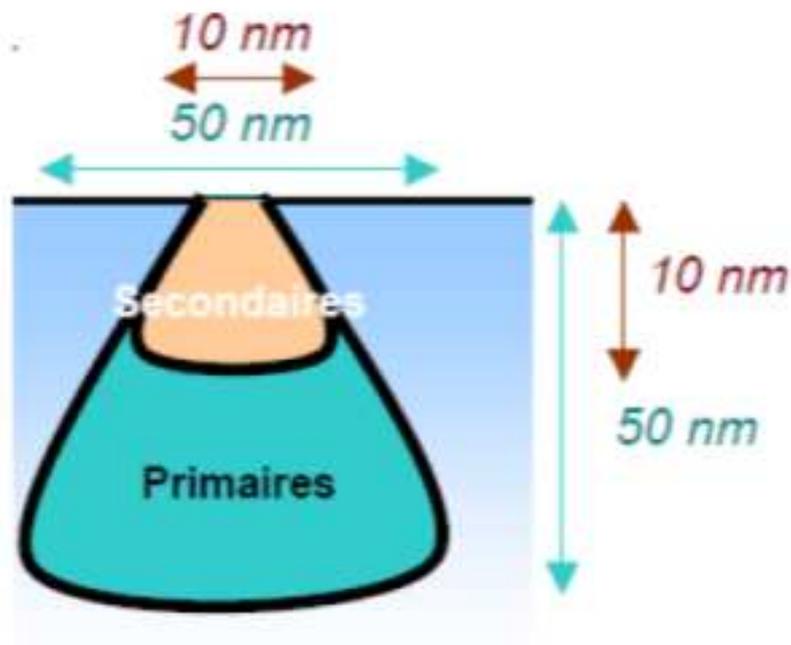


FIG. 2.18- La distribution spatiale

### Émission rétrodiffusée

Les électrons primaires rétrodiffusés ont perdu pas ou peu d'énergie. On les considère ainsi si leur énergie est comprise entre  $E_0$  et  $E_0/2$ .

On définit alors un coefficient de rétrodiffusion  $\eta$ , qui est la fraction d'électrons rétrodiffusés.

$$\eta = \frac{\eta_{\text{rétrodiffusée}}}{\eta_{\text{envoyés}}} \quad (2.26)$$

$\eta$  varie avec  $Z$ , c'est-à-dire qu'un matériau lourd renvoie plus d'électrons. Cette particularité permet d'observer le contraste de composition chimique au niveau de la surface.

$\eta$  ne varie pas avec  $E_0$ , l'énergie des électrons primaires n'a pas d'influence sur leur capacité à sortir du matériau.

### Émission secondaire

#### Coefficient d'émission

Les électrons secondaires ont une énergie beaucoup plus faible que les électrons primaires rétrodiffusés. On considère qu'ils sont secondaires lorsque leur énergie est inférieure à 50 eV, bien que presque tous les électrons secondaires ont une énergie autour de 2 à 5 eV.

De la même manière, on définit alors un coefficient d'émission secondaire  $\delta$ , qui est le nombre d'électrons secondaires éjectés par rapport au nombre d'électrons primaires envoyés

$$\delta = \frac{\eta_{\text{secondaires}}}{\eta_{\text{envoyés}}} \quad (2.27)$$

Un électron primaire peut éjecter plusieurs électrons secondaires, donc  $\delta$  peut être supérieur à 1. Les matériaux isolants conservant moins bien les électrons, ceux-ci possèdent un  $\delta$  plus élevé que les matériaux conducteurs.

$\delta$  ne varie pas avec  $Z$ , on ne peut pas relier le nombre d'électrons secondaires à la taille de l'atome.

### Microscopie électronique à balayage

La surface balayée par les électrons, et donc le nombre d'électrons secondaires renvoyés, est différente en fonction de l'angle entre le faisceau incident et la surface du matériau.

On peut alors observer le relief du matériau grâce à ces électrons. De plus, en fonction de l'angle du détecteur, on repère plus ou moins bien les électrons selon qu'ils sont masqués ou pas. Cela crée une impression d'éclairage.[19]

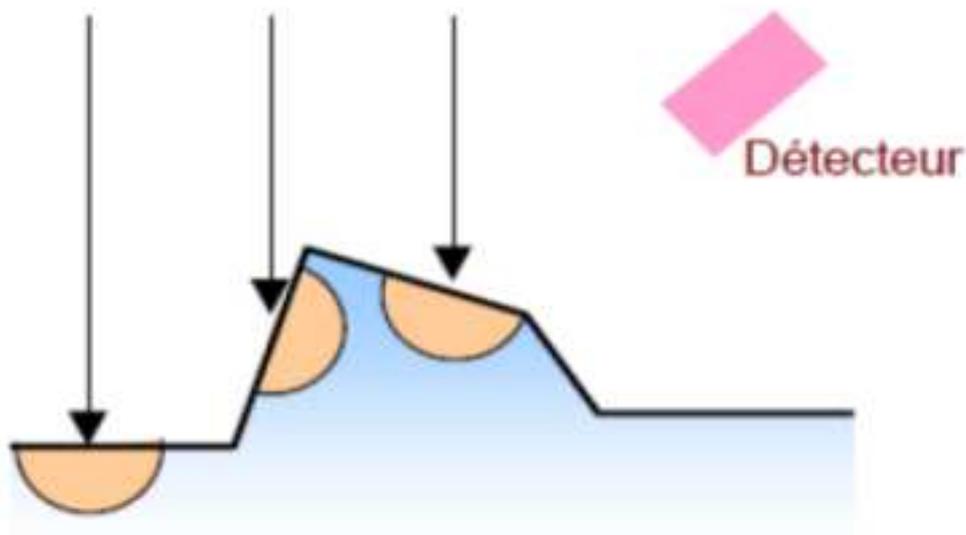


FIG. 2.19- Microscopie électronique à balayage

### Distribution spatiale

Les électrons secondaires s'échappant du matériau possèdent une énergie cinétique faible, qui leur permet d'être facilement attirés vers le détecteur.

Ils ont une faible profondeur d'échappement, sur une zone correspondant à la zone d'impact du faisceau d'électrons primaires.

# Chapitre 3

## Détecteur solide et spectrométrie gamma

### Introduction

La spectrométrie gamma fine a pour but de mesurer l'émission de photons gamma dans le domaine de 20 keV à 10 MeV, avec une résolution en énergie suffisante pour permettre l'observation de structures particulières dans le spectre en énergie (ex. raies spectrales ou formes spécifiques de continuum). C'est dans ce domaine en énergie que sont émis les photons de désexcitation des noyaux d'atomes.

De la même façon que les transitions atomiques entre les niveaux d'énergie des électrons donnent naissance à des raies spectrales caractéristiques de l'élément impliqué, dans les domaines optique et ultraviolet, les transitions nucléaires entre les niveaux d'énergie d'un noyau excité donnent naissance à des raies spectrales à des énergies de quelques dizaines de keV à quelques MeV qui permettent d'identifier le noyau émetteur.

Les détecteurs gamma qui ont la meilleure résolution en énergie pour réaliser les mesures spectroscopique les plus précises sont des semi-conducteurs en germanium (Ge). Ils ont une résolution en énergie de l'ordre de 0.2%.

#### 3.1 Notions de base

##### 3.1.1 La spectrométrie gamma

D'où l'idée que si l'on dispose d'un appareil qui permet d'une part de mesurer exactement l'énergie des photons gamma émis et d'autre part d'en comptabiliser le nombre pendant une certaine durée, on peut alors identifier les radioéléments présents et déterminer leur activité. Cet appareil d'analyse n'est autre qu'un spectromètre gamma.

##### 3.1.2 Que se passe-t-il quand un photon gamma pénètre dans le détecteur?

- Soit il se ballade sans laisser la moindre trace de son passage et il n'est pas détecté. (N'oublions pas qu'à l'échelle d'un photon la matière peut-être assimilée à une "passoire".)

- Soit il y a interaction du photon avec les atomes constituant le cristal de germanium et la détection devient possible, elle repose alors sur les effets engendrés par le rayonnement gamma sur la matière et est optimale pour un effet donné (appelé effet photoélectrique).

##### 3.1.3 Les spectres

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

#### **Les pics :**

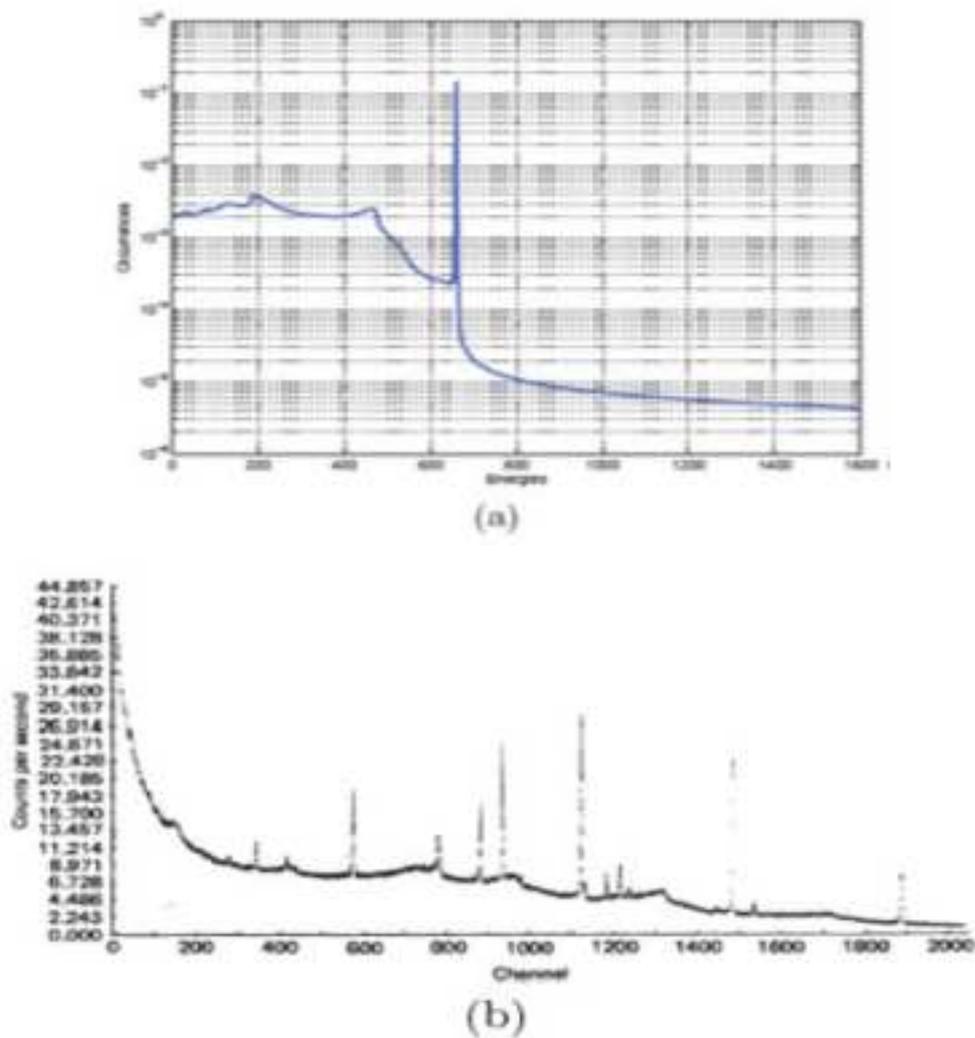
1°) Par la position des pics (ou énergie des photons), on entreprend l'analyse qualitative du spectre : on détermine les radioéléments présents dans l'échantillon analysé.

2°) Par la surface des pics (ou nombre d'impulsions), on entreprend l'analyse quantitative du spectre : on détermine pour chaque radioélément (présent dans l'échantillon) son activité en becquerels ramenée à la masse ou au volume de l'échantillon (Bq /kg sec ou Bq /l).

#### **La durée de comptage**

La désintégration d'un noyau par l'émission d'un photon gamma est un phénomène spontané. S'il est possible de prévoir le comportement d'un grand nombre de radioéléments dans le temps, estimation de l'activité, en revanche il est impossible de dire exactement à quel moment un noyau va se désintégrer. Cette particularité, impose de faire des mesures sur un temps suffisamment grand pour gommer les irrégularités et obtenir un résultat d'activité le plus exact possible. [27]

## Interprétation de l'allure des spectres en énergie pour la spectrométrie Gamma



**FIG. 3.1- Interprétation de l'allure des spectres en énergie pour la spectrométrie Gamma**

Nous pouvons distinguer plusieurs types de perturbations qui dégradent le spectre de raies idéal, de trois sortes :

- les perturbations dérivant de l'interaction des photons avec la matière,
- les perturbations dérivant de la chaîne d'instrumentation et de l'acquisition du signal,
- les perturbations dérivant du caractère aléatoire du signal incident.

Bien que nous nous intéressions essentiellement au troisième type de perturbation dans notre étude, une compréhension plus générale est nécessaire pour justifier notre approche. [6]

### Distorsions du spectre liées a la physique du détecteur

Un photon incident d'énergie  $E_\gamma$  produit en interagissant avec le détecteur des paires électrons trous. Ces porteurs de charge migrent sous l'effet de la tension appliquée au détecteur. Cette migration induit un courant qui est mesuré.

L'électronique de mesure comprend les éléments suivants :

- le détecteur à proprement parler,
- un préamplificateur pour la minimisation du bruit,
- un amplificateur,
- un convertisseur analogique-numérique
- un analyseur multicanaux.

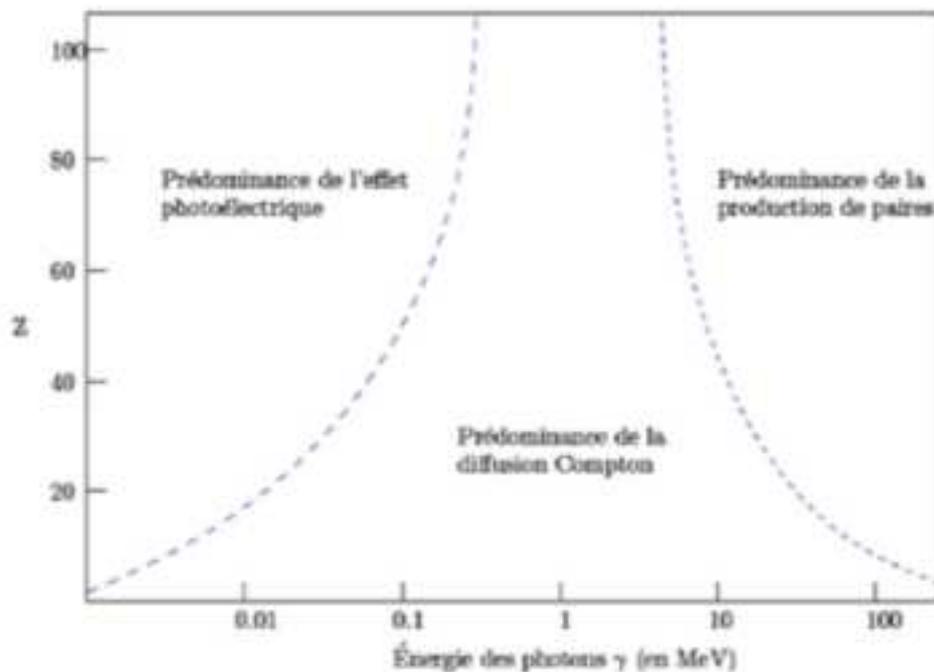
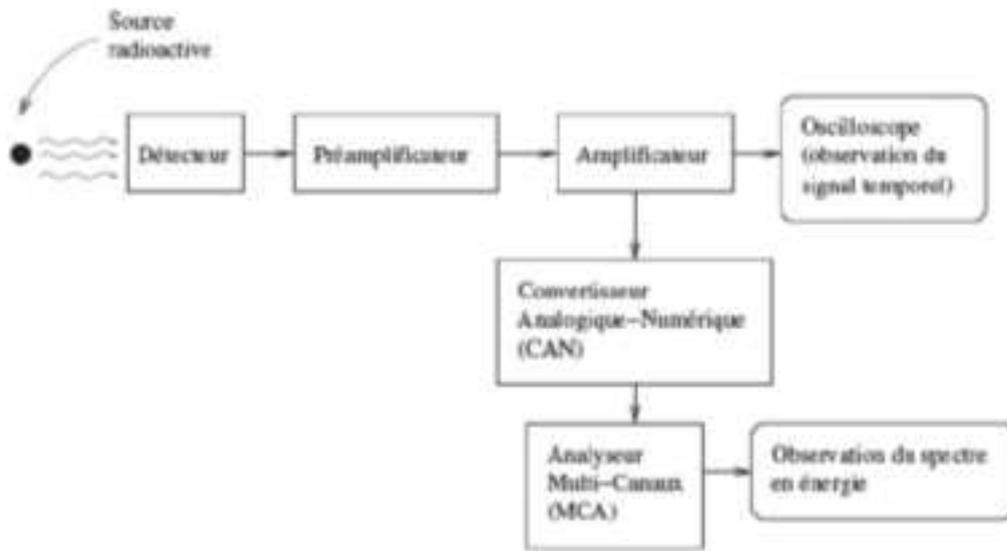


FIG. 3.2- Prépondérance des différentes perturbations physiques

La figure 3-3 est le schéma d'une chaîne d'instrumentation de spectrométrie, correspondant à la description ci-dessus.

Chaque élément de la chaîne de la figure 3-3 possède ses propres limitations, et donc est susceptible d'introduire des perturbations au niveau du signal temporel observé. Afin de mieux comprendre



**FIG. 3.3- Schéma d'une chaîne d'instrumentation de spectrométrie.**

L'origine des distortions dues au système d'acquisition, ainsi que les méthodes proposées par les métrologues pour le traitement du signal spectrométrique, il est nécessaire de connaître les limitations de chaque élément qui compose la chaîne d'instrumentation. [7]

### 1. Sources radioactives

Un ensemble des sources radioactives ont été utilisées pour calibrer la chaîne de mesures et déterminer les différentes caractéristiques de la chaîne de mesure. Ces sources sont : le  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{22}\text{Na}$ ,  $^{226}\text{Ra}$  et  $^{241}\text{Am}$ .

Le tableau 3-1 indique leurs caractéristiques principales :

Source	A <sub>0</sub> (k Bq)	DF	E (keV)	P(%)	T <sub>1/2</sub>
<sup>60</sup> Co	74	17/02/95	1173.23 1332.51	99.86 99.98	5.2721 y
<sup>137</sup> Cs	37	30/11/95	661.62 32.19 31.82 36.40	84.62 3.70 1.92 1.04	30.1 y
<sup>22</sup> Na	74	29/11/95	1274.54 511	99.94	2.6 y
<sup>241</sup> Am	3.7	10/04/95	59.54 13.90 26.36	36.30 28.00 2.50	433 y
<sup>226</sup> Ra	3	05/12/95	185.99	3.28	1600 y
<sup>214</sup> Pb (1)		05/12/95	351.99 295.22 241.92	37.10 19.20 7.47	26.80 min
<sup>214</sup> Bi (1)		05/12/95	609.32 1764.51 1120.28	46.09 15.92 15.04	19.9 min

**Tableau 3-1 : Sources radioactives de calibration**

(1) <sup>214</sup>Pb et <sup>214</sup>Bi sont les descendants du <sup>226</sup>Ra.

A<sub>0</sub> : L'activité initiale au date de fabrication de la source radioactive.

DF : Date de fabrication de la source radioactive.

T<sub>1/2</sub> : Demi-vie de l'élément radioactif.

P : Branchement (probabilité d'émission) du rayonnement gamma

## 2. Détecteur

Nous avons utilisé un détecteur germanium hyper pur HPGe (EG&G ORTEC), c'est un détecteur coaxial-série GMX intégré avec un préamplificateur (model 257N) et un Dewar d'azote liquide N<sub>2</sub> (température égale à 77K), figure3-4



**FIG 3-4 : Détecteur HPGe**

Ce détecteur possède les caractéristiques suivantes [26]:

Dimensions		Couche Absorbante	
Diametre du Cristal	50,1 mm	Béryllium	0,50 mm
Longueur du Cristal	46,0 mm	Germanium Inactif	0,3
Distance entre le cristal et la fenêtre	3 mm		
Haute tension	Negative (−2000 V)		

**Tableau 3-2 : Caractéristiques du détecteur (1)**

	Certifiée	Mesurée	Constante du temps de l'amplificateur
Résolution (FWHM) at 1.33 MeV, $^{60}\text{Co}$	1.9 keV	1.86 keV	6 $\mu\text{s}$
Rapport Pic-sur-Compton, $^{60}\text{Co}$	35	46.4	6 $\mu\text{s}$
Efficacité Relative à 1.33 MeV, $^{60}\text{Co}$	10%	15.5%	6 $\mu\text{s}$
Forme du Pic (FWTM/FWHM), $^{60}\text{Co}$	1.95	1.59	6 $\mu\text{s}$
Forme du Pic (FWFM/FWHM), $^{60}\text{Co}$	2.9	2.67	6 $\mu\text{s}$
Résolution (FWHM) at 5.9 keV, $^{55}\text{Fe}$	740 eV	496	

Tableau 3-3 : Caractéristiques du détecteur (2)

### 3. Haute tension du détecteur

La haute tension de notre détecteur est faite par un module model 659 EG&G ORTEC. Ce module peut alimenter différents détecteurs comme le détecteur à germanium, détecteur à silicium et les chambres d'ionisations. Généralement il peut aussi être utilisé avec tout détecteur ayant un courant maximum égal à 100  $\mu\text{A}$ . La tension de sortie délivrée par ce module est continue, nous citons quelques caractéristiques de ce module qui sont [21] :

Gamme de tension	0 – 5kV et 0 – 500V
Polarité de la haute tension	Positive ou négative
Courant de sortie estimé	0 – 100 $\mu\text{A}$

Tableau 3-4: Caractéristique de la haute tension du détecteur

### 4. Amplificateur

L'amplificateur linéaire utilisé dans nos mesure est le model 672 EG&G ORTEC. C'est un amplificateur utilisé pour la spectroscopie énergétique. Il est adapté pour plusieurs types de détecteur comme le détecteur à Germanium, détecteur Si(Li), le détecteur Si et le détecteur à scintillation. Ce modèle accepte à son entrée des signaux ayant les deux polarités positive et négative et fournit des signaux ayant une polarité positive avec des amplitudes comprise entre 0 et 10 volts adaptés pour être

utilisés par le système d'acquisition. Son gain peut aller de 2.5 jusqu'à 1500. Les autres caractéristiques sont données par le tableau 3-5 :

Non linéarité intégrale	< $\pm 0.025\%$ de 0 à +10 V.
Bruit	Bruit d'entrée équivalent < 5.0 $\mu\text{V}$ pour les gains > 100, et < 4.5 $\mu\text{V}$ pour les gains > 1000 pour mode PZ manuel ou < 6.0 $\mu\text{V}$ pour les gains > 100 pour mode PZ AUTO
Temps de mise en forme	0.5, 1, 2, 3, 6, et 10 $\mu\text{s}$

**Tableau 3-5 : Caractéristiques de l'amplificateur**

### 5. Blindage "Shielding"

Afin de minimiser au maximum le bruit de fond dû aux différents rayonnements  $\gamma$  ou X (naturels ou artificiels) venants de l'entourage de la chaîne de mesure, nous avons utilisé un blindage en plomb qui protège le détecteur et l'échantillon.

### 6. Système d'acquisition

Notre système d'acquisition est constitué d'un micro-ordinateur équipé d'une carte d'acquisition appelée multichannel buffer de type Trump, et un logiciel d'acquisition appelé GammaVision 32.

Le multichannel buffer possède les propriétés suivantes [28]:

ADC	Successive-approximation type with sliding scale linearization.
Resolution	Software selectable as 8192, 4096, 2048, 1024, and 512. 8196 and 4096 setting are invalid for TRUMP-2K
Dead time per event	8 $\mu\text{s}$ , including memory transfer
Gain instability	$\leq \pm 50$ ppm/ $^{\circ}\text{C}$
Data memory:	8k channels of battery backed-up memory; $2^{31} - 1$ counts per channel

**Tableau 3-6: Caractéristiques de la carte d'acquisition**

## 7. Oscilloscope

Pour visualiser les signaux délivrés par l'amplificateur et régler le pôle zéro PZ de l'amplificateur, nous avons utilisé un oscilloscope numérique fabriqué par Tektronix, Figure3-5



**FIG 3-5**

C'est un oscilloscope à phosphore numérique, série TDS3000 modèle TDS3052 [23]

Modèle	Bande passante	Fréquence d'échantillonnage maximum
TDS3052 (2 Voies)	500 MHz	5 G éch./s

**Tableau 3-7: Caractéristiques de l'oscilloscope**

## 8. la baie

La baie "Bin" est l'instrument qui permet l'alimentation de tous les modules électroniques de notre chaîne de mesure. La notre est le modèle 4001A, elle fournit à travers ses épingles "pins" les tensions suivantes :  $\pm 6$ ,  $\pm 12$ , et  $\pm 24$ V dc et de  $\pm 117$ V ac.

Le bon fonctionnement de cette baie doit être dans les conditions suivantes :

Température	0 – 45 °C
Humidité	≤ 95%
Altitude maximale	2000 m

Tableau 3-8.

### 3.2 Principales caractéristiques d'un détecteur

Les principales caractéristiques d'un détecteur sont :

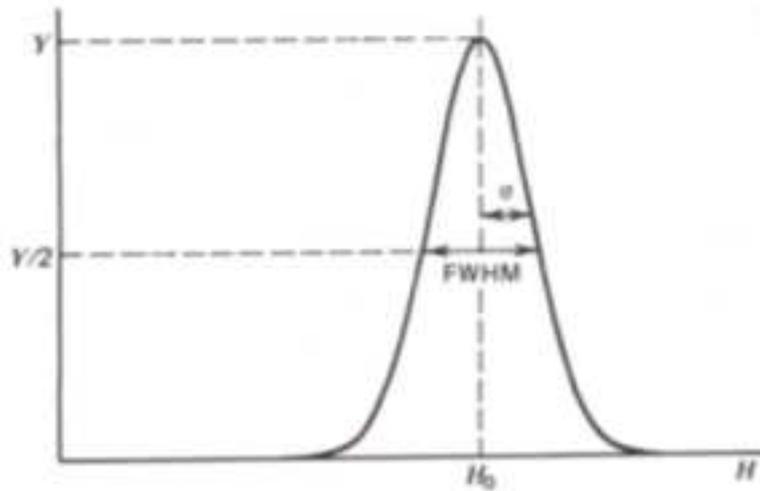
- La résolution
- L'efficacité de détection
- Le temps mort

Quelque soit les détecteurs utilisés dans une expérience, le choix de ces derniers se fera selon les trois facteurs précédents :

#### Résolution

En physique nucléaire, beaucoup d'applications consistent à déterminer deux facteurs importants concernant le rayonnement qui sont « l'énergie et le temps ». C'est pourquoi on parle souvent de spectroscopie de rayonnement "Radiation spectroscopy».

Lorsqu'un rayonnement arrive au détecteur, il interagit avec lui, la réponse de ce dernier donne un spectre de distribution gaussienne.



**FIG. 3.4- Distribution gaussienne du pic**

La fonction de cette dernière est connue par " fonction de réponse ", où elle est centrée autour d'une valeur moyenne  $H_0$ , l'équation de cette fonction est donnée par la relation :

$$G(H) = \frac{A}{\sigma \sqrt{2\pi}} \cdot \exp\left(-\frac{(H - H_0)^2}{2 \cdot \sigma^2}\right) \quad (3.1)$$

Où

A: l'aire du pic (le nombre de charges positives ou négatives)

$\sigma$ : fluctuation statistique sur le nombre de coups (ou l'aire du pic)

$H_0$  : la valeur moyenne de la position du pic

Plus la fluctuation statistique  $\sigma$  augmente, plus le pic ne devient large.

Statistiquement, si l'aire du pic comporte N événements, la fluctuation statistique sur ce nombre est égale à la racine carrée de N :

$$\sigma_N = \sqrt{N} \quad (3.2)$$

Sachant que, chaque milieu (détecteur) a une certaine énergie nécessaire pour créer des paires ( $e^-$ , trous) dans les solide, et ( $e^-$ , ions) dans les gaz, dite énergie d'extraction  $W$ . Donc le nombre de paire  $n$  crée dans le détecteur, pour un dépôt d'énergie  $E$  du rayonnement, est égale à :

$$n = \frac{E}{W} \quad (3.3)$$

Alors la fluctuation statistique sur le nombre de paires est:

$$\sigma_n = \sqrt{\frac{E}{W}} \quad (3.4)$$

Dans les mesures de spectroscopie nucléaire, on veut toujours avoir la meilleur résolution possible en énergie.

La résolution en énergie du détecteur est donnée par la largeur à mi-hauteur du pic enregistré. Elle est notée par FWHM (full width at half maximum). Plus FWHM est petite, plus la résolution du détecteur est bonne.

Pour une courbe gaussienne, la largeur à mi-hauteur FWHM est proportionnelle au fluctuation statistique (déviatiion standard)  $\sigma$  où :

$$FWHM = 2.35 \cdot \sigma \quad (3.5)$$

Avec

$$H^0 = K \cdot n \quad (3.6)$$

K: constante de proportionnalité

Et la variation standard  $\sigma$  du pic est égale à:

$$\sigma = K \cdot \sqrt{N} \quad (3.7)$$

Donc

$$R(\%) = \frac{2.35}{\sqrt{n}} = 2.35 \cdot \sqrt{\frac{W}{E}} \quad (3.8)$$

Expérimentalement, on peut aussi déterminer la résolution du détecteur en pourcentage en divisant FWHM par la valeur de l'énergie du rayonnement  $H_0$  (Ou E)

$$R(\%) = \frac{FWHM}{H^0} \quad (3.9)$$

La figure 3-5 montre la réponse de deux détecteurs différents un Ge(Li) et un NaI(Tl) et permet de dire que la résolution du détecteur De(Li) est nettement meilleur que celle du NaI(Tl).

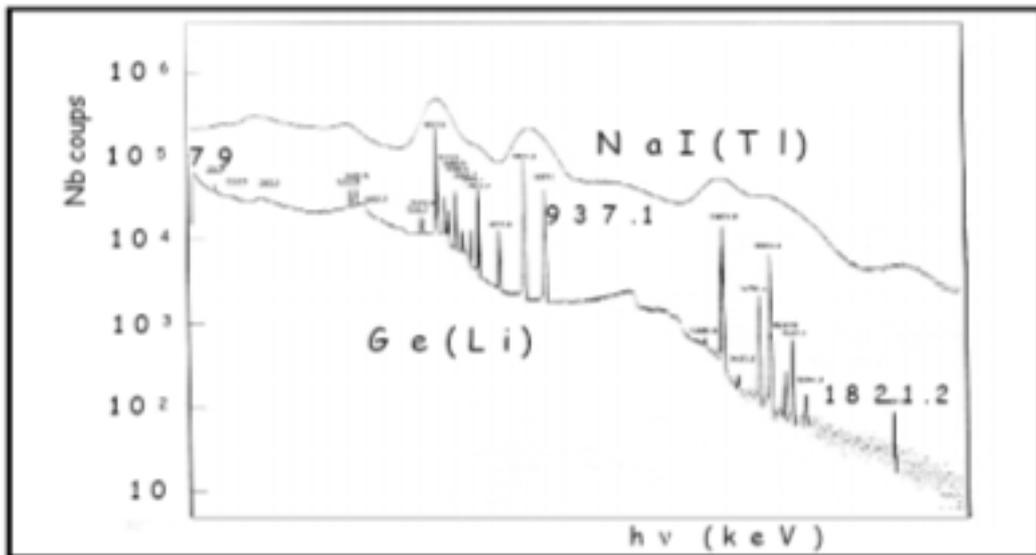


FIG. 3.5- Spectres de rayonnements gamma obtenus par les détecteurs Ge(Li) et NaI(Tl)

### L'efficacité

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

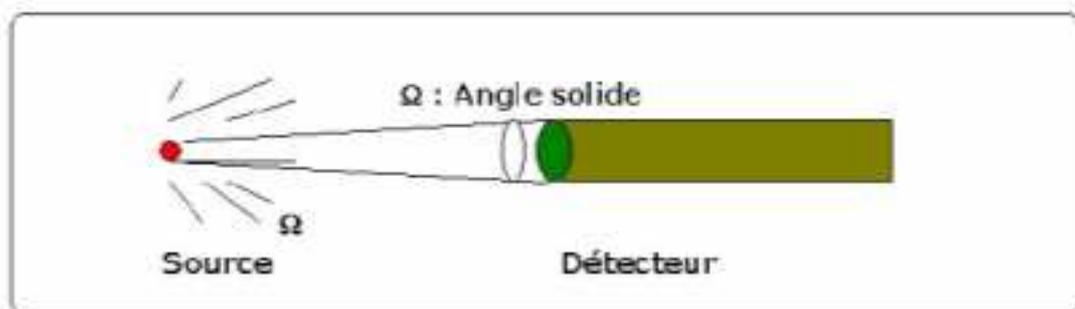


FIG. 3.6- L'ensemble source radioactive-détecteur

On trouve deux efficacités possibles :

### **Efficacité absolue :**

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

$$\varepsilon_{abs} = \frac{\text{nombre d'événements enregistrés}}{\text{nombre total d'événements sortants de la source dans } 4\pi} \quad (3.10)$$

### **Efficacité Intrinsèque**

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

$$\varepsilon_{int} = \frac{\text{nombre d'événements enregistrés}}{\text{nombre d'événements arrivants au détecteur}} \quad (3.11)$$

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

$$\varepsilon_{int} = \varepsilon_{abs} \cdot \frac{4\pi}{\Omega} \quad (3.12)$$

$\Omega$ : Angle solide du détecteur.

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

$$N_0 = N \cdot \frac{4\pi}{\varepsilon_{int} \cdot \Omega} \quad (3.13)$$

Où

$\Omega$ : est l'angle solide entre la source radioactive (ou l'échantillon) et le détecteur, telque :

- Si la source radioactive est ponctuelle.

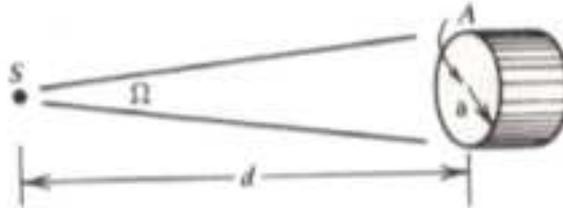


FIG .3.7

L'angle solide est donné par la formule suivante :

$$\Omega = 2\pi \cdot \left( 1 - \frac{d}{\sqrt{d^2 + a^2}} \right) \quad (3.14)$$

- Ce n'est pas le cas si la source radioactive (ou l'échantillon) possède une forme géométrique circulaire.

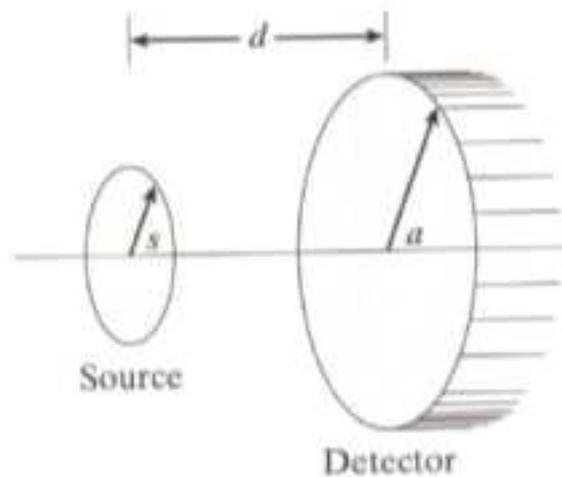


FIG.3.8

Le calcul de l'angle solide dans ce cas est difficile, mais il peut être obtenu par la formule approximative suivante [17]:

$$\Omega_{Abs} \cong 2 \cdot \pi \left[ 1 - \frac{1}{(1 + \beta)^2} - \frac{3}{8} \cdot \frac{\alpha \cdot \beta}{(1 + \beta)^{\frac{5}{2}}} + \alpha^2 [F1] - \alpha^3 [F3] \right] \quad (3.15)$$

$$F1 = \frac{5}{16} \cdot \frac{\beta}{(1 + \beta)^{\frac{7}{2}}} - \frac{35}{16} \frac{\beta^2}{(1 + \beta)^{\frac{9}{2}}}$$

$$F2 = \frac{35}{128} \cdot \frac{\beta}{(1 + \beta)^{\frac{9}{2}}} - \frac{315}{256} \frac{\beta^2}{(1 + \beta)^{\frac{11}{2}}} + \frac{1155}{1024} \frac{\beta^3}{(1 + \beta)^{\frac{13}{2}}}$$

### Le Temps mort

Chaque instrument d'une chaîne de mesure (détecteur, électronique associée, ...) possède un temps nécessaire pour le traitement d'un événement et soit Prêt à distinguer un autre événement successif. Ce temps est connu sous "temps mort».

Il existe deux modes de calcul de ce dernier :

#### Mode paralysable :

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

Le nombre de particules comptées  $M$ , par unité de temps, en fonction du nombre de particules arrivants au détecteur  $N$  par unité de temps, est donné par l'équation 3-16 :

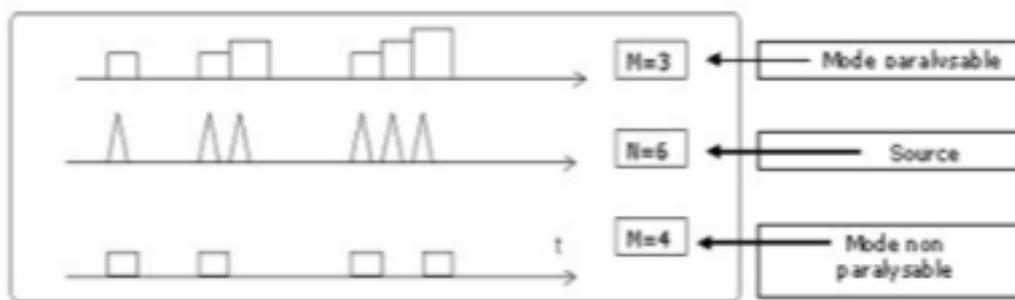
$$M = N \cdot e^{-N \cdot \tau} \quad (3.16)$$

**Mode non paralysable :**

Si un second événement arrive avant que  $\tau$  se termine, cet événement ne sera pas pris en compte mais il n'y aura pas l'augmentation du temps mort du système de détection, tel que:

$$M = \frac{N}{1 + N + \tau} \quad (3.17)$$

La figure suivante illustre les deux modes :



**FIG. 3.9- Modes paralysable et non paralysable**

Le temps mort DL (Dead Time) d'une chaîne de mesure peut être mesuré d'une autre façon, en utilisant la relation suivante [11]:

$$DT (s) = RT - LT \quad (3.18)$$

Où le LT (Live Time) est défini par le temps dans lequel la chaîne de mesure est disponible pour acquérir et analyser les différentes impulsions. Le RT (Real Time), c'est le temps total de la mesure. Si on veut mesurer le temps mort en pour cent, on utilise la relation 3-19[11] :

$$DT (\%) = \frac{RT - LT}{RT} \times 100 \quad (3.19)$$

### 3.3 Les détecteurs germanium (Ge):

Le principe de la détection des photons  $\gamma$  par un détecteur Ge est schématisé sur la figure 3-

Un photon cède une partie ou la totalité de son énergie à un ou des électrons du Ge par effet photoélectrique ( $\gamma + \text{Ge} \rightarrow \text{Ge}^+ + e^-$ ), diffusion Compton ( $\gamma + e^- \rightarrow \gamma + e^-$ ) ou création de paire  $e^- e^+$  ( $\gamma + \text{Ge} \rightarrow \text{Ge} + e^+ + e^-$ , si l'énergie du photon est supérieure à  $2 m_e c^2 = 1022 \text{ keV}$ ). Les électrons vont par collisions créer des paires électrons-trous dans le semi-conducteur. La quantité de charges obtenues est proportionnelle à l'énergie déposée par le photon.

Dans ce cas, le photon fait d'abord une diffusion Compton puis un effet photoélectrique. Les  $h^+$  désignent les trous produits par les électrons issus des interactions du photon incident. Les charges sont rapidement collectées sur une capacité qui se décharge à travers une résistance. La tension aux bornes de la résistance produit donc une impulsion dont l'intégrale est proportionnelle à l'énergie déposée par le photon. Ce signal est ensuite amplifié et mise en forme pour obtenir une impulsion dont la hauteur est proportionnelle à l'énergie déposée par le photon. La hauteur de cette impulsion est ensuite convertie en valeur numérique appelée numéro de canal. On construit ainsi le spectre en comptant le nombre d'évènements dans chaque canal.

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

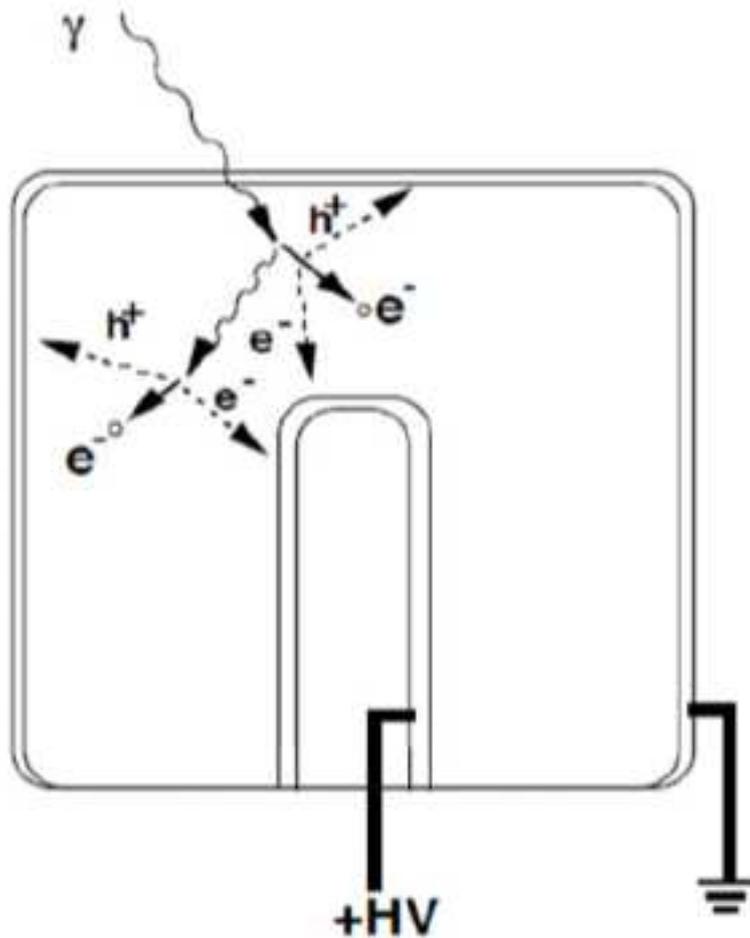


FIG 3.10

### 3.4 Théorie des semi-conducteurs

Pour comprendre quelque peu le fonctionnement des composants électroniques réalisés à l'aide des matériaux ou alliages semi-conducteurs, il nous faut avoir en tête la théorie des atomes. L'explication actuelle que nous donnent les physiciens sur la matière met en jeu la composition de celle-ci.

La matière serait composée d'atomes d'un diamètre d'environ  $10^{-10}$  à  $10^{-12}$  mètre de diamètre, distincts entre eux par leur nombre de particules dont ils sont eux-mêmes composés. Ces atomes sont classés précisément par l'évolution du nombre de ces particules, le premier atome n'en contenant que deux jusqu'aux derniers qui en contiennent plus de cent. C'est le tableau périodique des éléments créé par Dimitri Mendeleïev (1834 - 1907).

Il est admis que les particules qui composent l'atome sont organisées avec un noyau, dont le diamètre est d'environ  $10^{-14}$  mètre, qui contient des protons et des neutrons accompagné autour d'un nuage de petits électrons qui gravitent au loin, à des distances bien définies appelées couches électroniques. Chaque proton ou neutron, appelés tous deux nucléons, est d'un diamètre et d'une masse environ 2000x supérieure à un électron.

Les forces qui interagissent entre toutes ces particules ainsi que celles qui interviennent entre les différents atomes d'un objet vont fortement influencer le comportement d'un matériau en fonction des contraintes qu'il subit.

En ce qui concerne l'électricité et ces effets, ce sont essentiellement les électrons qui gravitent sur la dernière couche électronique qui sont impliqués.

La nature a fabriqué des atomes ne possédant jamais plus de 8 électrons périphériques (pour un état stable). Le tableau périodique des éléments nous le confirme.

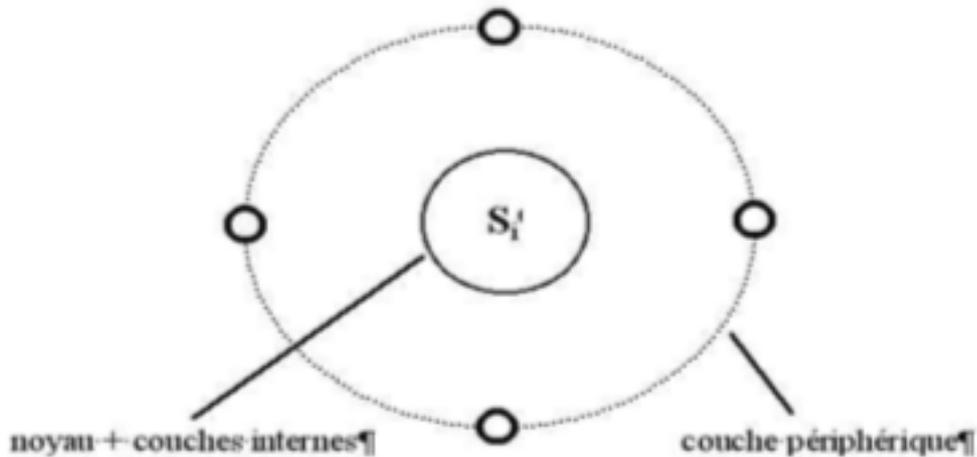
La représentation la plus usuelle d'un atome est celle proposée par le physicien Niels Bohr (1885-1962) qui est une représentation très pratique pour un électronicien qui va encore le simplifier.

#### **Semi-conducteur pur**

Il est facile de simplifier au maximum la représentation de Niels Bohr en ne laissant apparaître que le noyau avec les couches électronique interne et la dernière couche électronique, appelée couche périphérique ou couche de valence.

Un matériau semi-conducteur a la particularité de posséder 4 électrons périphériques, soit exactement la moitié d'une couche complètement saturée.

Cette particularité va lui donner un comportement particulier en ce qui concerne les phénomènes électriques, entre autres. [10]



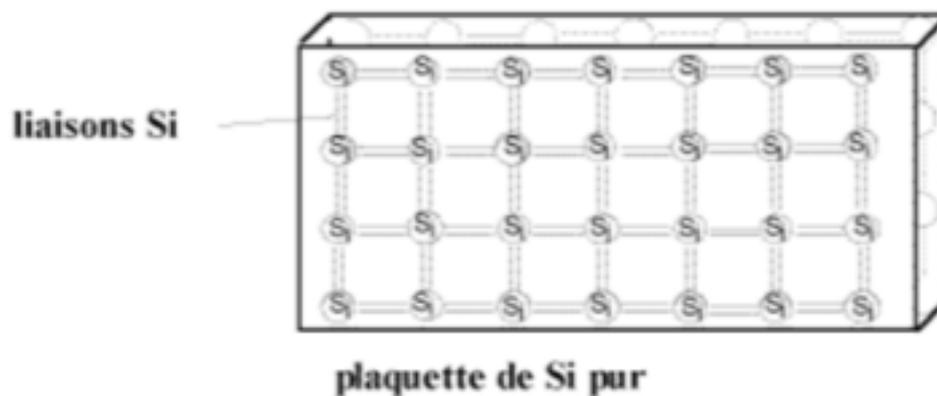
**FIG. 3.11- La représentation de Niels Bohr**

Le matériau semi-conducteur actuellement le plus utilisé est bien sûr le SILICIUM.

Toutefois, pour utiliser du silicium en électronique, il faut obtenir des plaquettes d'une pureté extraordinaire. La pureté est de l'ordre de un atome impur pour un

million d'atomes de silicium. Le tout reste totalement stable si la température est très basse.

Pour illustrer non seulement un seul atome de silicium mais une plaquette entière, nous simplifions la représentation en ne faisant apparaître que les noyaux avec les couches atomiques intérieures par les cercles comme ci-dessus et avec des traits doubles pour illustrer les électrons périphériques entre chaque atome. [10]



**FIG. 3.12- Plaquette de Si pur**

Les électrons ainsi libérés ont chacun rompu une liaison cristalline du silicium. Ils ont donc laissé derrière eux un emplacement vide, nous parlons d'un "trou". Ces électrons vont se déplacer librement dans la plaquette jusqu'au moment où ils rencontrent un "trou" et se fixer à nouveau dans le réseau.

Ce déplacement aléatoire d'électrons (dans n'importe quel sens) correspond à un courant électrique aléatoire qui représente ce que nous appelons du souffle

électronique. Toutefois, ce courant est très faible et nous parlons de conduction intrinsèque.

Cette conduction intrinsèque est pratiquement non mesurable pour un technicien de maintenance. Ces courants, souvent indésirables, sont de l'ordre du nano ampère et appelés courants de fuites. Même non mesurable, ils existent néanmoins et deviennent trop important si la température n'est pas contrôlée.

Un semi-conducteur est donc très sensible à la température et nécessitera des moyens externes de stabilisation. Sans quoi un emballement thermique entraîne très vite la destruction du semi-conducteur.

Afin d'améliorer la conduction d'un semi-conducteur, les fabricants injectent dans une plaquette semi-conductrice des matériaux étrangers, ou impuretés, qui possèdent un nombre d'électrons périphériques juste inférieur ou juste supérieur aux 4 électrons du semi-conducteur.

Le dopage N consiste à ajouter au semi-conducteur des atomes possédants 5 électrons périphériques. Quatre de ces électrons vont participer à la structure cristalline, et un électron supplémentaire va se retrouver libre et pouvoir se déplacer dans le cristal. Nous parlons de porteurs de charges mobiles. [10]

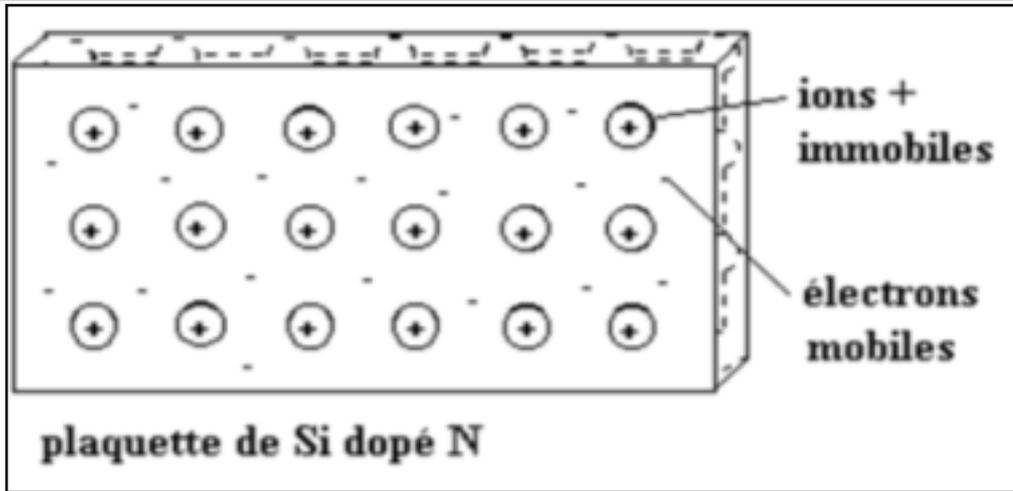


FIG. 3.13-Plaquette de SI dopé N

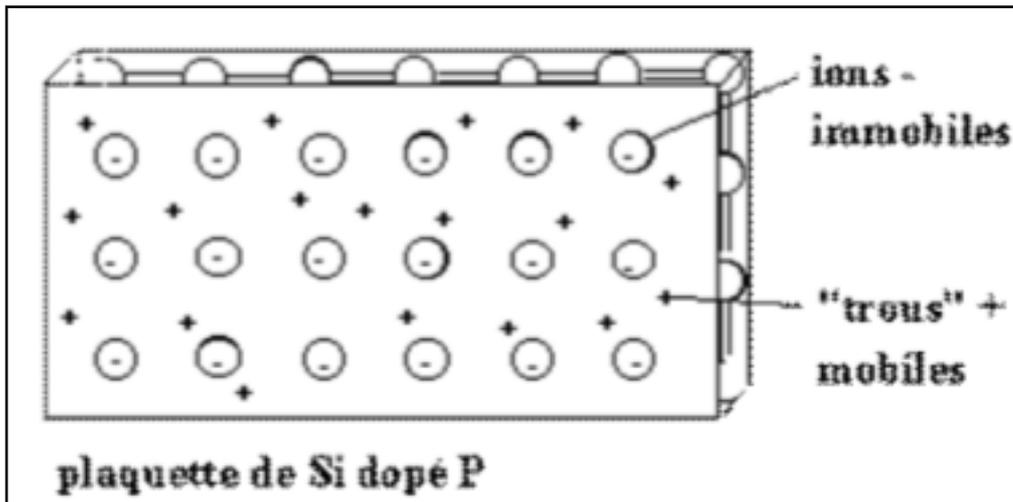


FIG. 3.14-Plaquette de SI dopé P

Les ions + sont fixes car ils font partie de la structure atomique cristalline de la plaquette de silicium. Rappelons que les ions comprennent le noyau des atomes et qu'ils sont gros, lourds et solides par rapports aux porteurs de charges mobiles. Un électron est environ 2000x plus petit qu'un seul proton.

Le dopage P consiste à ajouter au semi-conducteur des atomes possédants 3 électrons périphériques. Ces trois électrons participent à la structure cristalline, mais un "trou" est créé par chaque atome étranger puisqu'il lui manque un électron périphérique.

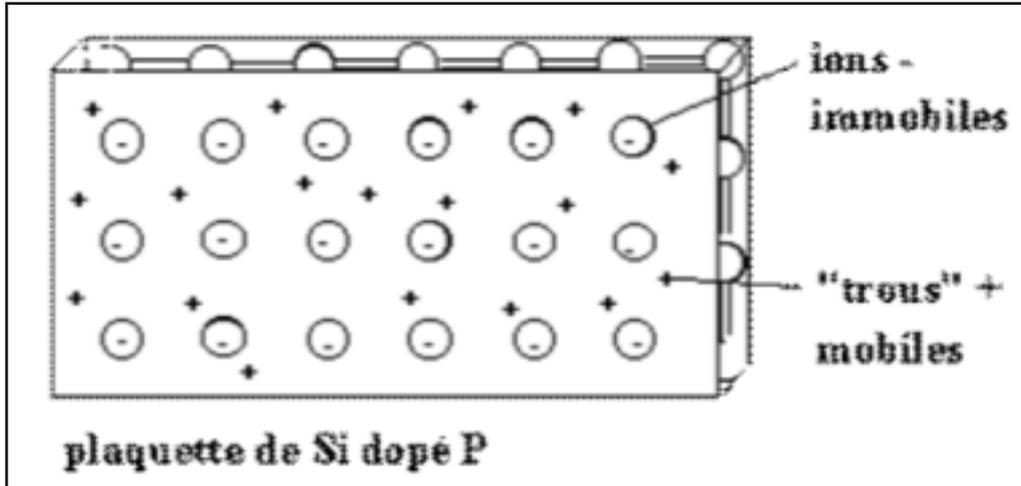


FIG. 3.15- Plaquette de Si dopé P

Les "porteurs de charges électriques" mobiles sont responsables de la conduction d'une plaquette de silicium dopée. Si la proportion de dopage est de l'ordre de dix atomes de dopant P pour 100 atomes de silicium, la conductibilité du semi-conducteur est améliorée dans la même proportion, soit de 10%.

Il est donc possible de "régler" la conduction d'un semi-conducteur en choisissant la quantité de dopage. A l'intérieur d'un circuit intégré, il est aisé d'imaginer des zones plus ou moins dopées de manière à obtenir des résistances électriques.

### Principales caractéristiques des diodes

Les semi-conducteurs présentent une densité plusieurs milliers de fois supérieur à celle des gaz. Ainsi ; le silicium de densité  $2.3\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$  peut détecter les rayons X d'énergie inférieure à 30 KeV. Par ailleurs, la mobilité des porteurs de charges étant

relativement rapide, les taux de comptages associés peuvent être supérieurs à  $10^7 \text{ coups.s}^{-1}$

Enfin, l'énergie nécessaire pour produire une paire d'ions étant de seulement 3.61 eV dans le silicium et de 2.98 eV dans le germanium, soit trois fois plus faible que dans un autre matériau (33.85 eV dans l'air), le nombre de charges collectées est trois fois plus élevé, ce qui améliore la qualité de détection (notamment la résolution énergétique qui varie de 0.5 et 0.01%).

L'augmentation du volume de la zone sensible, permettant la détection de rayonnements pénétrants X,  $\gamma$ , peut être réalisée :

- en insérant un cristal intrinsèque pur entre les zones N et P (NIP).
- en comprimant la jonction au lithium.
- en utilisant des matériaux de Z élevé comme le tellure de cadmium (CdTe) ou l'iodure de mercure (HgI<sub>2</sub>).

# **Chapitre 4**

## **Partie expérimentale**

### **Introduction**

La mesure de l'activité des éléments des chaînes naturelles dans des échantillons prélevés dans l'environnement est un processus complexe car les activités mises en jeu sont très faibles. Pour cela, il est nécessaire de maîtriser parfaitement les différentes étapes menant à la détermination des activités.

#### 4.1 Préparation des échantillons

Dans notre expérience, on a mesuré l'activité spécifique de quelques échantillons prélevés de différents sites de Sud de l'Algérie, ce sont:

L'échantillon1 : Sable Mrara.

**Remarque:** Mrara est situé dans Oued Righ au sud ouest de la wilaya d'El Oued à quelques kilomètres de la ville de Djamaa. Passage obligé des oiseaux migrateurs en hiver (flamands roses, hérons cendrés, poules d'eau, cigognes canards colvert etc...).



**FIG. 4.1- Mrara**

L'échantillon 2 : GIBS.

L'échantillon 3 : Sable Adrar.

L'échantillon 4 : Un phosphate qui est un fertilisant de la terre.

#### **Caractéristique du Phosphate :**

C'est un engrais simple composé d'un seul élément fertilisant : le phosphore.

Il peut être utilisé sur tous types de sols de cultures.

Il se présente sous forme de granulés de couleurs grise.

**Spécifications techniques:**

- Phosphore (P205Total): 46% Mini.
- Phosphore (P205 Soluble dans l'eau): 43% Mini.
- Phosphore (P205 Soluble dans le citrate d'ammoniaque neutre): 45% Mini.
- Humidité:2-4%.
- Commercialisé en sacs polypropylène de 50kg.

**Doses d'utilisation recommandées :**

Céréales : 01q à 2q selon les régions.

Les doses sont données à titre indicatif, pour un calcul plus précis, il est nécessaire de tenir compte des exigences des cultures, du rendement et de richesse du sol.

**Période d'utilisation :**

C'est un engrais utilisé en fumure de fond avant plantation et en Février- Mars sur vigne et arbres fruitiers.



**FIG. 4. 2-** Echantillons 4:phosphate sous forme de granulés de couleurs grise

La majorité de nos échantillons avec lesquels on a fait l'analyse, se trouvent à l'état rocheux, afin de faire analyser qualitativement et quantitativement les échantillons avec suffisamment de précision, il faut les transformer en poudre, sauf le sable c'est pour cela nous avons moulu tous les échantillons et les transformer à l'état poudre. Une fois cette étape terminée, ces échantillons sont mis dans une capsules de forme cylindrique ( $R=1.3\text{cm}$ ,  $L=0.8\text{cm}$ ).



**FIG. 4.3-**Les quatre échantillons dans des capsules de forme cylindrique

## 4.2 Calibration de la chaîne de mesure

### 4.2.1 Calibration en énergie:

Pour avoir une bonne analyse qualitative, il faut bien calibrer en énergie notre chaîne de spectrométrie gamma, pour cela on a utilisé les sources radioactives présentées dans le tableau suivant: tableau 4-1

Source	E (keV)	A <sub>0</sub> (kBq)	DF	P(%)	T <sub>1/2</sub>
<sup>60</sup> Co	1173.23	74	17/02/95	99.86	5.2721y
	1332.51			99.98	
<sup>137</sup> Cs	661.62	37	30/11/95	84.62	30.1y
	36.40			1.04	
<sup>22</sup> Na	1274.54	74	29/11/95	99.94	2.6y
<sup>241</sup> Am	59.54	3.7	10/04/95	36.30	433y
<sup>226</sup> Ra	185.99	3	05/12/95	3.28	1600y

Tableau 4-1

En commence par la source de cobalt, et l'enregistrement des valeurs des énergies ce fait a l'aide de logiciel Gamma vision d'après les images suivante :



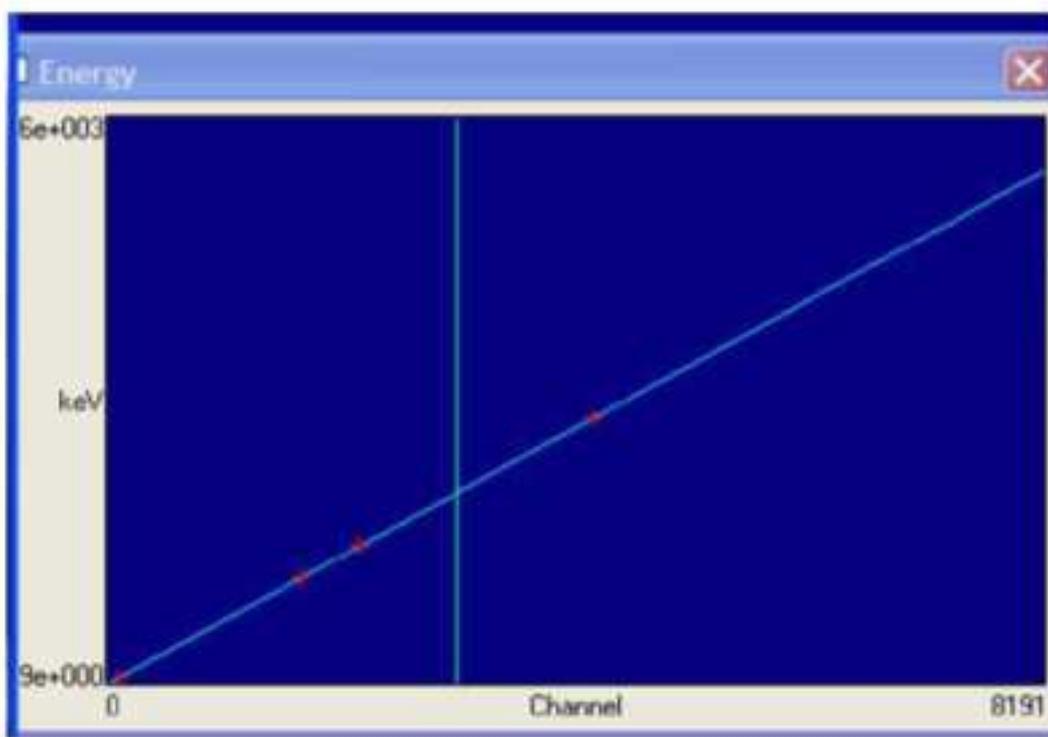


FIG. 4.5-La droite de calibration en énergie de la chaîne de mesure

#### 4.2.2 Calibration en efficacité:

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 :

$$\epsilon_{abs} = \frac{N_{det}}{N_{emis}}$$

Avec :

$\epsilon_{abs}$  : L'efficacité absolue calculée de la source radioactive.

$N_{det}$  : C'est le nombre des rayonnements détectés.

$N_{emis}$  : C'est le nombre de rayons gammas émis par la source radioactive

Sachant que la distance entre la source radioactive et le détecteur est égale à 1cm.

Où :

$$N_{emis} = \left( \frac{T_1}{\ln 2} \right) \cdot \left( A_0 \cdot e^{-t_d \cdot \frac{\ln 2}{T_1}} \right) \cdot \left( 1 - e^{-t_c \cdot \frac{\ln 2}{T_1}} \right) \cdot p$$

$t_d$  : Temps de décroissance des la date de fabrication de la source jusqu'aux jours de mesure.

$t_c$  : Temps de comptage.

$T_1$  : Demi-vie de l'élément radioactif ( $^{60}\text{Co}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ... etc.)

P: C'est le branchement du rayonnement  $\gamma$  émis.

Le terme  $\left( A_0 \cdot e^{-t_d \cdot \frac{\ln 2}{T_1}} \right)$  reflète la décroissance radioactive de l'élément

radioactif dès la date de fabrication jusqu'aux jours de la mesure.

Le terme  $\left( 1 - e^{-t_c \cdot \frac{\ln 2}{T_1}} \right)$  reflète la décroissance radioactive de l'élément

radioactif durant le temps de comptage.

La figure 4-7 et le tableau 4-2 montrent la courbe de l'efficacité et les valeurs obtenus respectivement.

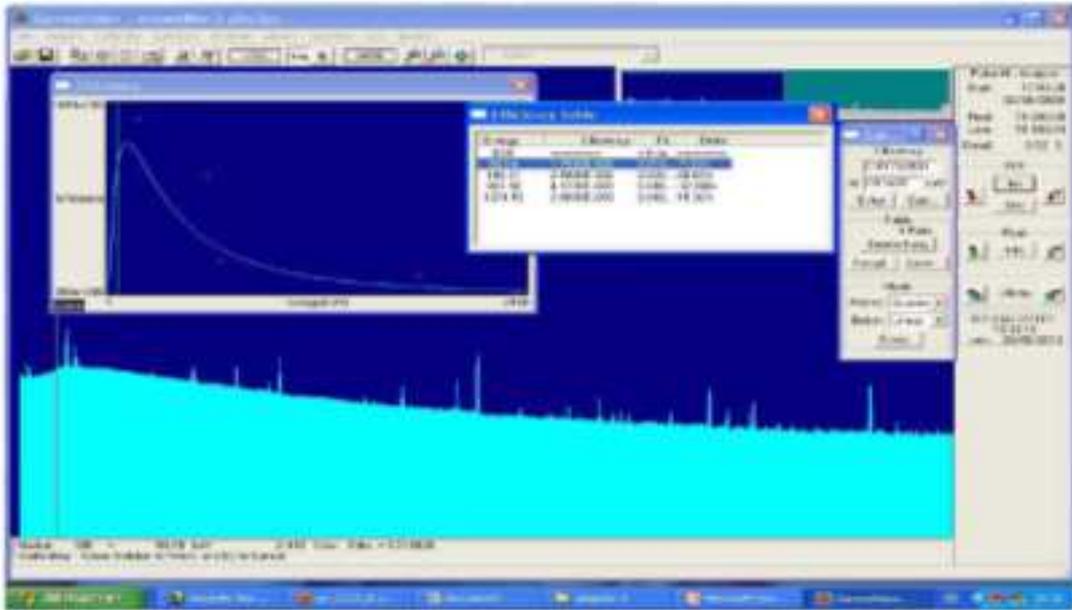


FIG. 4.6-Spectre de rayonnement gamma avec a courbe de la calibration de l'efficacité

Exemple de calcul de l'efficacité:

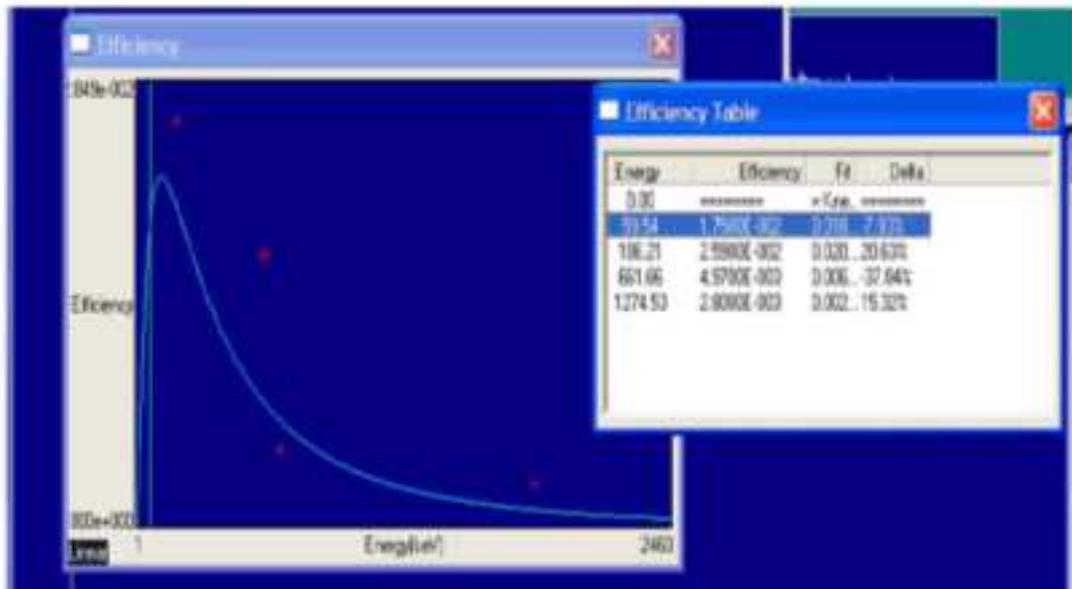


FIG. 4.7-Courbe d'efficacité du détecteur GeHP a une distance 1cm entre es source et le détecteur.

E (keV)	Source	$\varepsilon_{abs}$
59.54	$^{241}\text{Am}$	0.01750000
185.99	$^{226}\text{Ra}$	0.02590000
661.62	$^{137}\text{Cs}$	0.00497000
1274.54	$^{22}\text{Na}$	0.00280000
1332.51	$^{60}\text{Co}$	0.00216878

Tableau 4-2

### 4.3 Mesure qualitative des échantillons

Après avoir réglé notre chaîne de mesure et avoir choisi les meilleurs paramètres de la chaîne, nous avons commencé les mesures qualitatives de chaque échantillon.

Dans le tableau 4-3, nous avons rassemblé les énergies des rayonnements gammas et les radionucléides émetteurs, obtenus par l'analyse des spectres obtenus des différents échantillons.

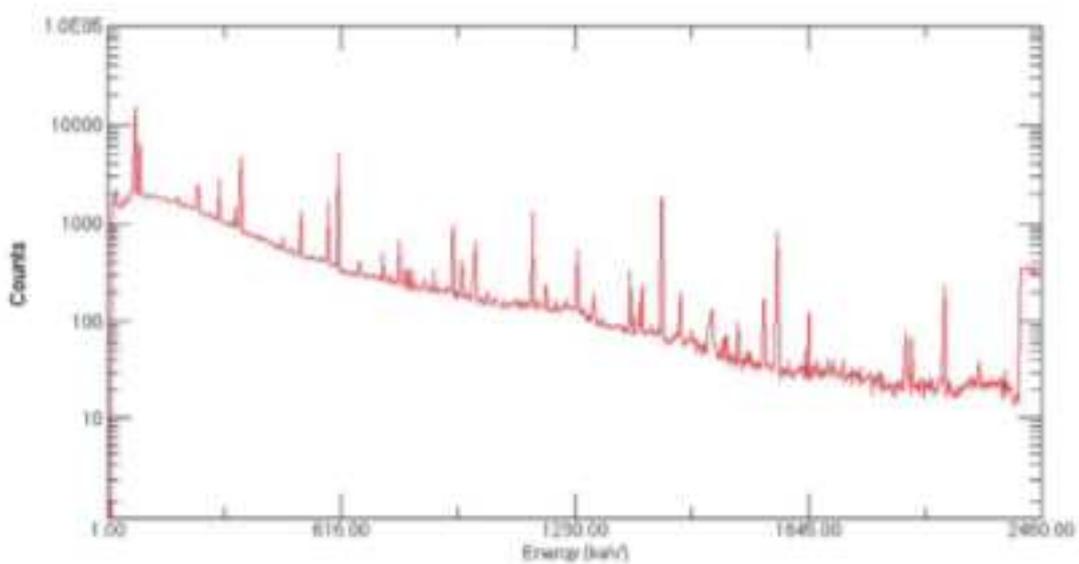
E(keV)	Eléments	P(%)	T <sub>1/2</sub>	Origine
26.6	Cd X-ray	[19]	-	Fluorescence K <sub>βx</sub>
46.5	<sup>210</sup> Pb	4.05	22.3y	<sup>238</sup> U series
63.3	<sup>234</sup> Th	3.9	24.1d	<sup>238</sup> U series
72.8	Pb X-ray	[60]	-	Fluorescence K <sub>α2</sub>
75.0	Pb X-ray	[100]	-	Fluorescence K <sub>α1</sub>
84.9	Pb X-ray	[35]	-	Fluorescence K <sub>β1</sub>
87.3	Pb X-ray	[8.5]	-	Fluorescence K <sub>β2</sub>
186.0	<sup>226</sup> Ra	3.28	1600y	<sup>238</sup> U series
209.4	<sup>228</sup> Ac	4.55	6.13h	<sup>232</sup> Th series
238.6	<sup>212</sup> Pb	43.6	10.6h	<sup>232</sup> Th series
241.9	<sup>214</sup> Pb	19.2	26.8min	<sup>238</sup> U series
295.1	<sup>214</sup> Pb	19.2	26.8min	<sup>238</sup> U series
338.4	<sup>228</sup> Ac	12.4	6.13h	<sup>232</sup> Th series
351.9	<sup>214</sup> Pb	37.1	26.8min	<sup>238</sup> U series
511.0	Many	-	-	Annihilation radiation( $\beta^-$ )
583.1	<sup>208</sup> Tl	86.0	3.1min	<sup>232</sup> Th series
609.3	<sup>214</sup> Bi	46.1	19.9min	<sup>238</sup> U series
727.1	<sup>212</sup> Bi	6.65	1.01h	<sup>232</sup> Th series
768.4	<sup>214</sup> Bi	4.89	19.9min	<sup>238</sup> U series
794.8	<sup>228</sup> Ac	4.84	6.13h	<sup>232</sup> Th series
860.5	<sup>208</sup> Tl	12.0	3.1min	<sup>232</sup> Th series
911.2	<sup>228</sup> Ac	29	6.13h	<sup>232</sup> Th series
1120.3	<sup>214</sup> Bi	15.04	19.9min	<sup>238</sup> U series
1238.1	<sup>214</sup> Bi	5.92	19.9min	<sup>238</sup> U series
1460.8	<sup>40</sup> K	10.67	1.28×10 <sup>9</sup> y	Primordial
1587.9	<sup>228</sup> Ac	3.71	6.13h	<sup>232</sup> Th series
1729.6	<sup>214</sup> Bi	3.05	19.9min	<sup>238</sup> U series
1764.5	<sup>214</sup> Bi	15.9	19.9min	<sup>238</sup> U series
1847.4	<sup>214</sup> Bi	2.12	19.9min	<sup>238</sup> U series

Tableau4-3

### Analyse qualitative d'un spectre de bruit de fond:

D'abord, on commence par la mesure du bruit de fond pendant 79200s (22 heures). Puis pour le même temps de comptage on mesure les échantillons l'un après l'autre à une distance égale à  $d=1\text{cm}$  et le tableau 4-3 présente les raies gamma observées dans le spectre de bruit de fond.

La figure 4-8 présente le spectre de bruit de fond.



**FIG. 4.8-Spectre de bruit de fond obtenu**

Le tableau 4-4 présente les raies gamma observées dans le spectre de bruit de fond

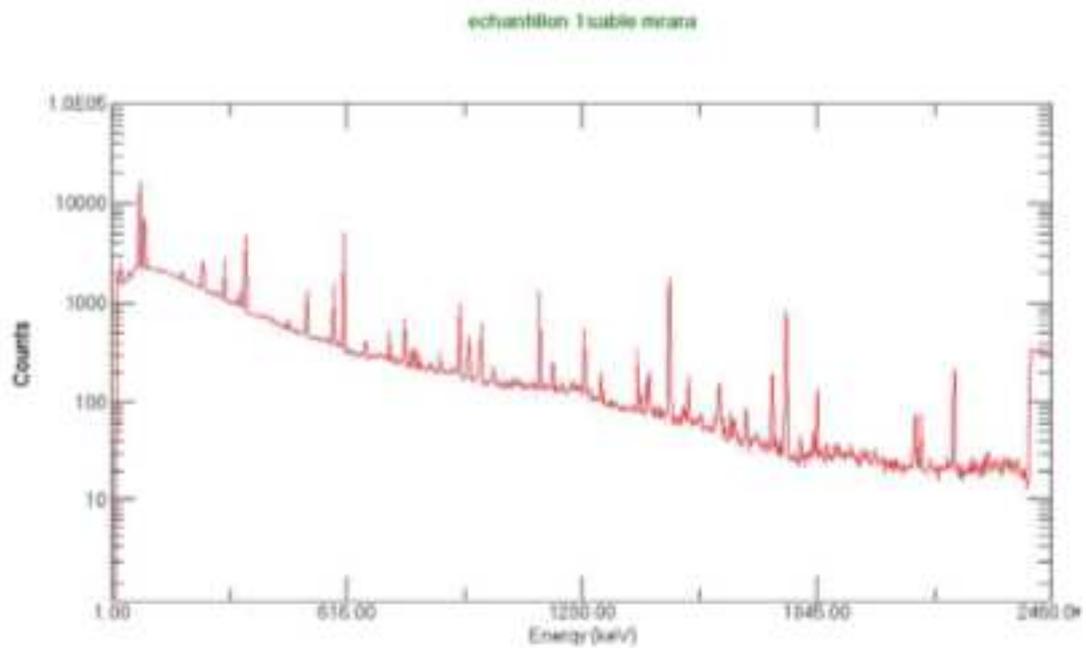
Energie (keV)	Elément	P(%)	T <sub>1/2</sub>	Origine	A <sub>S</sub> (Bq/kg)	Moyenne
92.8	<sup>234</sup> Th	3.9	24.1y	<sup>238</sup> U series	529.11±53.22	1454.66±146.20
186.0	<sup>226</sup> Ra	3.28	1600y		1625.05±110.35	
351.9	<sup>214</sup> Pb	37.1	26.8min		873.03±43.31	
609.3	<sup>214</sup> Bi	46.1	19.9min		1336.81±67.01	
911.2	<sup>228</sup> Ac	29	6.13h	<sup>232</sup> Th series	976.54±70.01	704.38±104.01
727.1	<sup>212</sup> Bi	6.65	1.01h		881.82±76.52	
583.1	<sup>208</sup> Tl	86	3.1min		92.22±7.82	
1460,8	<sup>40</sup> K	10.67	1.28×10 <sup>9</sup> y	Primordial	12463.07±756.80	12463.07±756.80

**Tableau 4-4 : Raies gamma observées dans le spectre de bruit de fond**

**Analyse qualitative des quatre échantillons : Sable Mrara, GIBS, Sable Adrar, Phosphate:**

Pour le même temps de comptage  $t=79200s$  on mesure les échantillons l'un après l'autre à une distance égale à  $d=1cm$

Les figures 4-9, 4-10, 4-11, 4-12 montre les quatre spectres des échantillons.



**FIG. 4.9-Spectre de rayonnement gamma de l'échantillon 1:Sable Mrara**

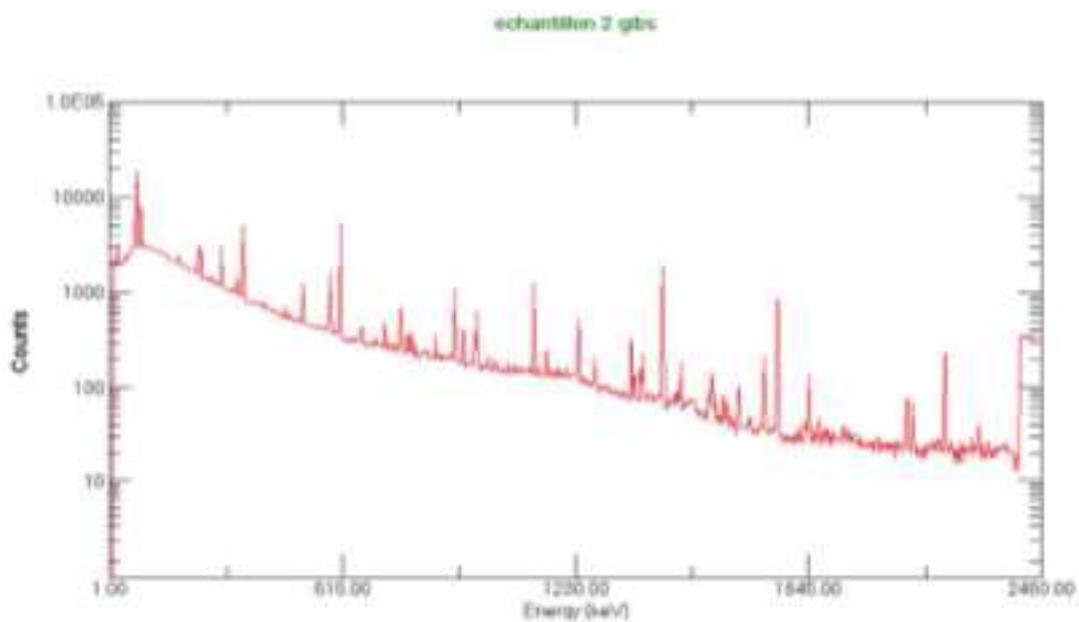


FIG. 4.10-Spectre de rayonnement gamma de l'échantillon 2:GIBS

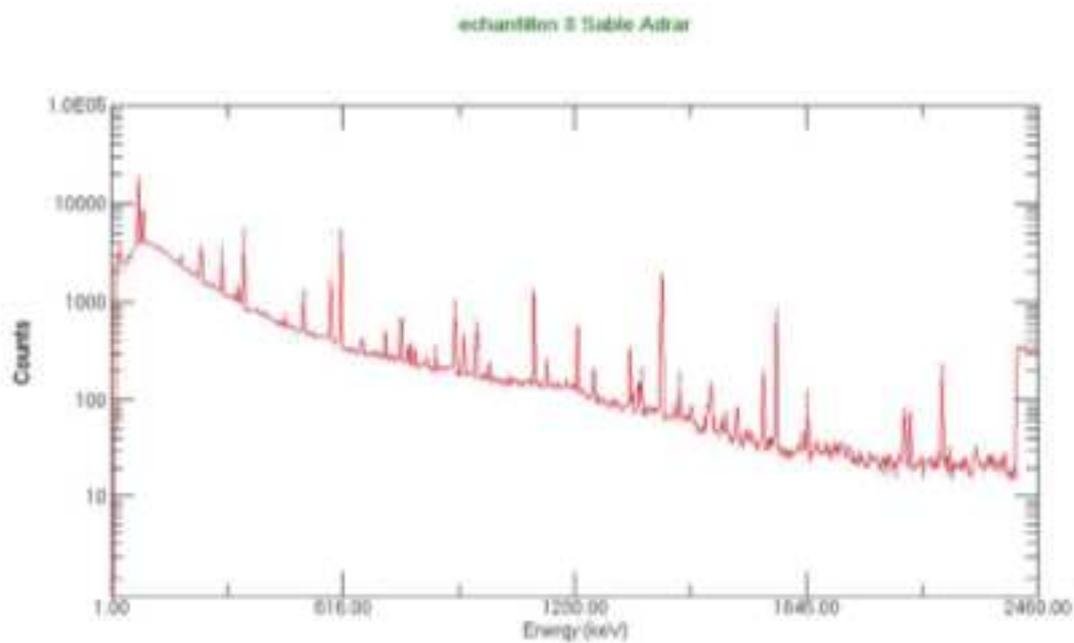
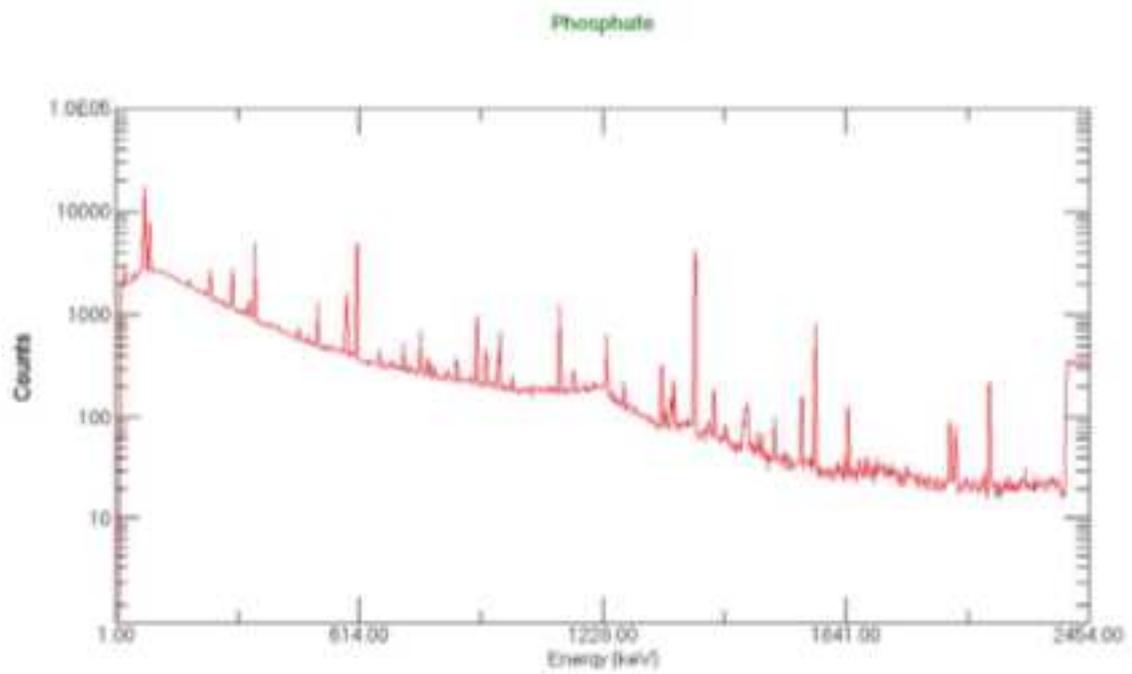


FIG. 4.11-Spectre de rayonnement gamma de l'échantillon 3:Sable Adrar



**FIG. 4.12-Spectre de rayonnement gamma de l'échantillon 4: Phosphate**

Les tableaux 4-4, 4-5, 4-6, 4-7 présentent les raies gamma observées dans le spectre des échantillons, avec  $N_1$ ,  $N_2$ ,  $N_3$ ,  $N_4$  sont les hauteurs des pics.

Energie (keV)	$N_1 \pm \sigma_1$	Elément	P(%)	$T_{1/2}$	Origine
92.8	$312 \pm 220$	$^{234}\text{Th}$	3.9	24.1y	$^{238}\text{U}$ series
351.9	$14863 \pm 168$	$^{214}\text{Pb}$	37.1	26.8min	
609.3	$21830 \pm 175$	$^{214}\text{Bi}$	46.1	19.9min	
911.2	$3998 \pm 93$	$^{228}\text{Ac}$	29	6.13h	$^{232}\text{Th}$ series
727.1	$454 \pm 43$	$^{212}\text{Bi}$	6.65	1.01h	
583.1	$3800 \pm 92$	$^{208}\text{Tl}$	86	3.1min	
1460.8	$12557 \pm 135$	$^{40}\text{K}$	10.67	$1.28 \times 10^9$ y	Primordial

Tableau 4-5 : Echantillon Sable Mrara

Energie (keV)	$N_2 \pm \sigma_2$	Elément	P(%)	$T_{1/2}$	Origine
92.8	$890 \pm 250$	$^{234}\text{Th}$	3.9	24.1y	$^{238}\text{U}$ series
351.9	$116330 \pm 174$	$^{214}\text{Pb}$	37.1	26.8min	
609.3	$18222 \pm 166$	$^{214}\text{Bi}$	46.1	19.9min	
911.2	$3316 \pm 87$	$^{228}\text{Ac}$	29	6.13h	$^{232}\text{Th}$ series
727.1	$792 \pm 58$	$^{212}\text{Bi}$	6.65	1.01h	
583.1	$4589 \pm 102$	$^{208}\text{Tl}$	86	3.1min	
1460.8	$12664 \pm 134$	$^{40}\text{K}$	10.67	$1.28 \times 10^9$ y	Primordial

Tableau 4-6 : Echantillon GIBS

Energie (keV)	$N_3 \pm \sigma_3$	Elément	P(%)	$T_{1/2}$	Origine
92.8	$711 \pm 277$	$^{234}\text{Th}$	3.9	24.1y	$^{238}\text{U}$ series
351.9	$18725 \pm 199$	$^{214}\text{Pb}$	37.1	26.8min	
609.3	$23945 \pm 184$	$^{214}\text{Bi}$	46.1	19.9min	
911.2	$4642 \pm 111$	$^{228}\text{Ac}$	29	6.13h	$^{232}\text{Th}$ series
727.1	$1580 \pm 112$	$^{212}\text{Bi}$	6.65	1.01h	
583.1	$5312 \pm 110$	$^{208}\text{Tl}$	86	3.1min	
1460.8	$13613 \pm 140$	$^{40}\text{K}$	10.67	$1.28 \times 10^9$ y	Primordial

Tableau 4-7 : Echantillon Sable Adrar

Energie (keV)	$N_4 \pm \sigma_4$	Elément	P(%)	$T_{1/2}$	Origine
92.8	$919 \pm 243$	$^{234}\text{Th}$	3.9	24.1y	$^{238}\text{U}$ series
351.9	$16089 \pm 207$	$^{214}\text{Pb}$	37.1	26.8min	
609.3	$22669 \pm 193$	$^{214}\text{Bi}$	46.1	19.9min	
911.2	$4483 \pm 113$	$^{228}\text{Ac}$	29	6.13h	$^{232}\text{Th}$ series
727.1	$1196 \pm 112$	$^{212}\text{Bi}$	6.65	1.01h	
583.1	$5595 \pm 134$	$^{208}\text{Tl}$	86	3.1min	
1460.8	$30980 \pm 198$	$^{40}\text{K}$	10.67	$1.28 \times 10^9$ y	Primordial

Tableau 4-8 : Echantillon phosphate

#### 4.4 Les étapes de calculs

Après une analyse qualitative, on commence les calculs des quatre échantillons l'un après l'autre et en général, on suit toujours les étapes suivantes :

Concernant l'analyse quantitative, les activités spécifiques de chaque échantillon ont été calculées en appliquant la formule suivante :

$$A_s = \frac{N_{Net}}{\left(\varepsilon_{abs} \cdot \frac{\Omega_E}{\Omega_S}\right) \cdot P \cdot t_c \cdot m} \quad (4.1)$$

$A_s$  : Activité spécifique de l'échantillon

P: Probabilité d'émission des rayonnements  $\gamma$  (Branchement)

$t_c$  : Temps de comptage, est égal à 79200 s (22 heures)

$\varepsilon_{abs}$  : Efficacité absolue de notre détecteur

$\Omega_E$  : L'angle solide situé entre l'échantillon et le détecteur

$\Omega_S$  : L'angle solide situé entre la source radioactive et le détecteur

m: Masse de l'échantillon où le tableau 4-9 montre la valeur de chacun

$N_{Net}$  : Nombre de coups net (après la soustraction du bruit de fond)

Echantillon	1	2	3	4
Masse(kg)	0.036	0.032	0.039	0.026

**Tableau 4-9**

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

Les deux formules de  $\Omega_E$  et  $\Omega_S$  sont données par les équations 38 et 39 sachant que la distance entre le détecteur et la source ou l'échantillon est égale à 1 cm .

Le diamètre du cristal de notre détecteur est égale à 5.01 cm et celui de l'échantillon égale 1.3 cm.

Donc, en appliquant les deux formules de  $\Omega_E$  et  $\Omega_S$  on aura:

$$\Omega_S = 0.48504$$

$$\Omega_E = 0.12733$$

Le terme correctif  $\left(\varepsilon_{abs} \cdot \frac{\Omega_E}{\Omega_S}\right)$  de l'efficacité dans l'équation 4-1 est obtenue en appliquant l'équation 4-2

$$N_0 = N \cdot \frac{4\pi}{\Omega_E \cdot \varepsilon_{ip}} \quad (4.2)$$

$\varepsilon_{ip}$  : L'efficacité intrinsèque de détection où

$$\varepsilon_{ip} = \varepsilon_{abs} \cdot \frac{4\pi}{\Omega_S} \quad (4.3)$$

Dans ce cas, l'équation 4-2 sera

$$\begin{aligned} N_0 &= N \cdot \frac{4\pi}{\varepsilon_{abs} \cdot \frac{4\pi}{\Omega_S} \cdot \Omega_E} \\ &= N \cdot \frac{4\pi}{\varepsilon_{abs} \cdot \frac{\Omega_E}{\Omega_S}} \end{aligned}$$

Et donc, la formule de l'activité spécifique sera

$$A_S = \frac{N_{Net}}{\left(\varepsilon_{abs} \cdot \frac{\Omega_E}{\Omega_S}\right) \cdot P \cdot t_c \cdot m}$$

### Calcul d'erreurs

Nous avons la formule de l'activité:

$$A_S = \frac{N_{Net}}{\left(\varepsilon_{abs} \cdot \frac{\Omega_E}{\Omega_S}\right) \cdot P \cdot t_c \cdot m}$$

L'incertitude sur cette formule est obtenue par:

$$\Delta A_S = A_S \cdot \left[ \frac{\Delta N_{Net}}{N_{Net}} + \frac{\Delta \varepsilon_{abs}}{\varepsilon_{abs}} + \frac{\Delta \Omega_E}{\Omega_E} + \frac{\Delta \Omega_S}{\Omega_S} + \frac{\Delta P}{P} + \frac{\Delta t_c}{t_c} + \frac{\Delta m}{m} \right]$$

Où

$$\Delta P = \Delta t = 0$$

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

$\Delta \Omega_E$  Est très difficile de calculer à partir de la relation de l'angle solide  $\Omega_E$ , en négligeant ce terme.  $\Delta A_S$  Va être :

$$\Delta A_S = A_S \cdot \left[ \frac{\Delta N_{Net}}{N_{Net}} + \frac{\Delta \varepsilon_{abs}}{\varepsilon_{abs}} + \frac{\Delta \Omega_S}{\Omega_S} + \frac{\Delta P}{P} + \frac{\Delta m}{m} \right]$$

Nous avons

$$\varepsilon_{abs} = \frac{N_{det}}{N_{emis}} \Rightarrow \frac{\Delta \varepsilon_{abs}}{\varepsilon_{abs}} = \frac{\Delta N_{det}^*}{N_{det}^*} + \frac{\Delta N_{emis}^*}{N_{emis}^*}$$

$N^*_{det}$  Et  $N^*_{emis}$  sont les nombres de rayonnements détectés et émis par la source radioactive respectivement, Sachant que :

$$\frac{\Delta N^*_{emis}}{N^*_{emis}} = 0$$

Donc

$$\frac{\Delta \varepsilon_{abs}}{\varepsilon_{abs}} = \frac{\Delta N^*_{det}}{N^*_{det}}$$

Il nous reste que l'incertitude sur  $\Omega_S$ , d'après sa formule, on a :

$$\Omega_S = 2\pi \cdot \left(1 - \frac{d}{\sqrt{d^2 + a^2}}\right) \quad (4.4)$$

En appliquant le logarithme népérien sur la relation 4-4, on obtient :

$$\ln \Omega_S = \ln 2\pi \cdot \ln \left(1 - \frac{d}{\sqrt{d^2 + a^2}}\right) \quad (4.5)$$

Posant  $d=x$ , donc on obtient :

$$\ln \Omega_S = \ln 2\pi \cdot \ln \left(1 - \frac{x}{\sqrt{x^2 + a^2}}\right) \quad (4.6)$$

En appliquant la différentielle sur cette équation, on aura donc :

$$\frac{d\Omega_S}{\Omega_S} = \frac{d\left(1 - \frac{x}{\sqrt{x^2 + a^2}}\right)}{\left(1 - \frac{x}{\sqrt{x^2 + a^2}}\right)}$$

$$\frac{d\Omega_S}{\Omega_S} = \frac{1}{\left(1 - \frac{x}{\sqrt{x^2 + a^2}}\right)} \cdot (-1) \cdot \left(\frac{\sqrt{x^2 + a^2} - \frac{x^2}{\sqrt{x^2 + a^2}}}{(x^2 + a^2)}\right) \cdot dx$$

$$\frac{d\Omega_S}{\Omega_S} = \frac{-1}{\left(1 - \frac{x}{\sqrt{x^2 + a^2}}\right)} \cdot \left(\frac{\frac{x^2 + a^2 - x^2}{\sqrt{x^2 + a^2}}}{(x^2 + a^2)}\right) \cdot dx$$

$$\frac{d\Omega_S}{\Omega_S} = \frac{1}{\left(1 - \frac{x}{\sqrt{x^2 + a^2}}\right)} \cdot \left(\frac{a^2}{\sqrt{x^2 + a^2} \cdot (x^2 + a^2)}\right) \cdot dx$$

$$\frac{d\Omega_S}{\Omega_S} = \frac{\sqrt{x^2 + a^2}}{\sqrt{x^2 + a^2} - x} \cdot \left(\frac{a^2 \cdot dx}{\sqrt{x^2 + a^2} \cdot (x^2 + a^2)}\right)$$

$$\frac{d\Omega_S}{\Omega_S} = \frac{a^2}{(\sqrt{x^2 + a^2} - x) \cdot (x^2 + a^2)} \cdot dx$$

$$\frac{\Delta\Omega_S}{\Omega_S} = \frac{a^2}{(\sqrt{x^2 + a^2} - x) \cdot (x^2 + a^2)} \cdot \Delta x$$

En refait le changement de variable suivant  $x=d$ , on aura donc :

$$\frac{\Delta\Omega_S}{\Omega_S} = \frac{a^2}{(\sqrt{d^2 + a^2} - d) \cdot (d^2 + a^2)} \cdot \Delta d$$

Sachant que  $\Delta d=0.1\text{cm}$ ,  $a=2.505\text{cm}$  et  $d=1\text{cm}$ , donc :

$$\frac{\Delta\Omega_S}{\Omega_S} = \mathbf{0.02957}$$

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

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

Energie (keV)	Elément	P(%)	T <sub>1/2</sub>	Origine	A <sub>S</sub> (Bq/kg)
92.8	<sup>234</sup> Th	3.9	24.1y	<sup>238</sup> U series	4086.41±53.22
351.9	<sup>214</sup> Pb	37.1	26.8min		1548.81±43.31
609,3	<sup>214</sup> Bi	46.1	19.9min		48965.37±67.01
911.2	<sup>228</sup> Ac	29	6.13h	<sup>232</sup> Th series	15161.35±70.01
727,1	<sup>212</sup> Bi	6.65	1.01h		6423.05±76.52
583.1	<sup>208</sup> Tl	86	3.1min		159.27±7.82
1460,8	<sup>40</sup> K	10.67	1.28×10 <sup>9</sup> y	Primordial	3322.81±756.80

Tableau 4-10 : Echantillon Sable Mrara

Energie (keV)	Elément	P(%)	T <sub>1/2</sub>	Origine	A <sub>S</sub> (Bq/kg)
92.8	<sup>234</sup> Th	3.9	24.1y	<sup>238</sup> U series	10232.56±15.31
351.9	<sup>214</sup> Pb	37.1	26.8min		419.51±25.01
609,3	<sup>214</sup> Bi	46.1	19.9min		18159.5±37.46
911.2	<sup>228</sup> Ac	29	6.13h	<sup>232</sup> Th series	19570.76±49.03
727,1	<sup>212</sup> Bi	6.65	1.01h		7071.25±45.39
583.1	<sup>208</sup> Tl	86	3.1min		175.35±4.66
1460,8	<sup>40</sup> K	10.67	1.28×10 <sup>9</sup> y	Primordial	3658.14±496.59

Tableau 4-11 : Echantillon GIBS

Energie (keV)	Elément	P(%)	T <sub>1/2</sub>	Origine	A <sub>S</sub> (Bq/kg)
92.8	<sup>234</sup> Th	3.9	24.1y	<sup>238</sup> U series	6175.84±6.22
351.9	<sup>214</sup> Pb	37.1	26.8min		23695.90±4.49
609,3	<sup>214</sup> Bi	46.1	19.9min		69534.83±20.77
911.2	<sup>228</sup> Ac	29	6.13h	<sup>232</sup> Th series	24303.39±12.20
727,1	<sup>212</sup> Bi	6.65	1.01h		97381.35±19.08
583.1	<sup>208</sup> Tl	86	3.1min		7317.84±1.44
1460,8	<sup>40</sup> K	10.67	1.28×10 <sup>9</sup> y	Primordial	22008.58±310.79

Tableau 4-12 : Echantillon Sable Adrar

Energie (keV)	Elément	P(%)	T <sub>1/2</sub>	Origine	A <sub>S</sub> (Bq/kg)
92.8	<sup>234</sup> Th	3.9	24.1y	<sup>238</sup> U series	39029.15±6.22
351.9	<sup>214</sup> Pb	37.1	26.8min		12211.31±4.49
609,3	<sup>214</sup> Bi	46.1	19.9min		117390.44±20.77
911.2	<sup>228</sup> Ac	29	6.13h	<sup>232</sup> Th series	96228.7±12.20
727,1	<sup>212</sup> Bi	6.65	1.01h		98532.05±19.08
583.1	<sup>208</sup> Tl	86	3.1min		12890.83±1.44
1460,8	<sup>40</sup> K	10.67	1.28×10 <sup>9</sup> y	Primordial	496459.21±310.79

Tableau 4-13 : Echantillon Phosphate

## 4.5 Discussion des résultats

### Famille de l'uranium<sup>238</sup>

L'Etude des résultats de cette première famille plusieurs remarques peuvent être faites. Tout d'abord, en début de chaîne on ne retrouve que le <sup>214</sup>Bi présente une grande activité spécifique dans les quatre échantillons. Une plus grande activité spécifique pour l'échantillon de phosphate.

### Famille du thorium <sup>232</sup>

Pour la famille de <sup>232</sup>Th, nous avons constaté une activité spécifique très importante dans l'échantillon 4 (Phosphate), elle est plus grande que l'activité spécifique des quatre échantillons, ce qui montre la richesse du Phosphate en famille radioactive du <sup>232</sup>Th.

L'activité spécifique du sable Adrar est supérieure à celle du sable Mrara et GIBS, mais on retrouve presque l'équilibre entre Sable Mrara et GIBS.

### Le <sup>40</sup>K

Concernant le <sup>40</sup>K, nous avons trouvé des activités spécifiques grandes dans les deux échantillons le phosphate et sable Adrar (496459.21 et 22008.58 Bq /kg), et qui sont supérieurs à celle du sable Mrara et du GIBS.

Pour les radioéléments d'origine artificielle, nous n'avons trouvé aucune trace de leurs pics

Dans les spectres, ce qui explique la non contamination des sites de prélèvement d'échantillons par des radionucléides d'origine artificielle comme le <sup>137</sup>Cs par exemple.

On a aussi constaté l'absence des radionucléides de la famille radioactive <sup>235</sup>U, ainsi que tous les radioéléments naturels d'origine cosmique comme le <sup>7</sup>Be, <sup>22</sup>Na, Cette absence peut être expliquer par leurs faible concentration dans les échantillons et leurs faibles demi-vie.

Concernant l'analyse quantitative nous avons trouvé des valeurs différentes d'un échantillon à un autre.

L'activité spécifique du  $^{40}\text{K}$  varie de  $(496459.21 \pm 310.79)$  dans le phosphate, à  $(22008.58 \pm 310.79)$  Bq Kg $^{-1}$  dans sable Adrar. La plus grande valeur de l'activité spécifique du  $^{238}\text{U}$  est  $(117390.44 \pm 20.77)$  Bq Kg $^{-1}$ . Dans le cas du  $^{232}\text{Th}$  l'activité spécifique varie de  $(15161.35 \pm 70.01)$  à  $(98532..05 \pm 19.08)$

Après l'analyse de chaque échantillon individuellement nous donnons quelques ordres de grandeurs concernant les activités spécifiques des familles radioactives fournis par les références suivantes :

Des mesures ont été fait dans le nord-ouest de la Grèce par spectrométrie  $\gamma$  sur des éléments de sol et aussi sur un fertilisant de la terre : le phosphate ont donné les valeurs suivantes : pour le  $^{40}\text{K}$  l'activité et entre 118 et 4522 Bq/Kg et pour le  $^{226}\text{Ra}$  entre 114 et 4584 Bq/Kg. [15]

D'autres mesures ont été faites dans les échantillons de sol prélevés dans des sites de camping de la force expéditionnaire grec au Kosovo ont donné les valeurs indiquées par la figure 4-14[22]

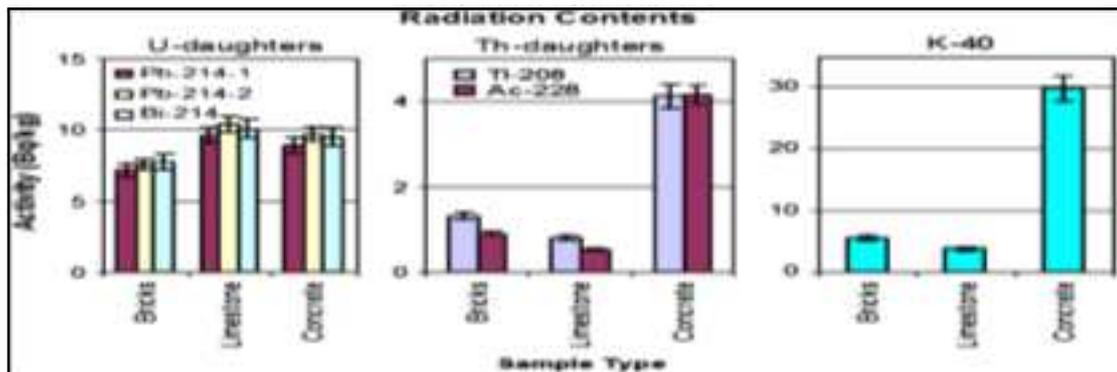


FIG4.13- Les concentrations de l'activité pour K et les familles U et Th des échantillons étudiés

## Conclusion

Ce travail est une première étape dans l'établissement d'une base de données de référence de la radioactivité naturelle dans différentes régions de l'Algérie.

L'identification et la concentration des éléments radioactifs naturels présents dans les échantillons a été faite par spectrométrie gamma avec un détecteur germanium hyper Pur (GeHP). C'est la technique nucléaire la plus efficace pour l'identification et la quantification des éléments radioactifs de très faible activités.

La mesure de l'activité spécifique moyenne de la famille de  $^{238}\text{U}$  est calculée à partir des raies gamma 92.8 ( $^{234}\text{Th}$ ), 186.03 ( $^{226}\text{Ra}$ ), 351.9 ( $^{214}\text{Pb}$ ) et 609.3 ( $^{214}\text{Bi}$ ) KeV, ou on a trouvé que l'activité pour les quatre échantillons était comprise entre .Pour celle de la famille de  $^{232}\text{Th}$  des raies 583.14 ( $^{208}\text{Tl}$ ), 727.1 ( $^{212}\text{Bi}$ ) et 911.2 ( $^{228}\text{Ac}$ ) KeV .L'activité spécifique obtenue pour cette famille donne des valeurs comprises entre

L'activité spécifique du  $^{40}\text{K}$  varie de  $(496459.21 \pm 310.79)$  dans le phosphate, à  $(22008.58 \pm 310.79)$  Bq  $\text{Kg}^{-1}$  dans sable Adrar. La plus grande valeur de l'activité spécifique du  $^{238}\text{U}$  est  $(117390.44 \pm 20.77)$  Bq  $\text{Kg}^{-1}$ . Dans le cas du  $^{232}\text{Th}$  l'activité spécifique varie de  $(15161.35 \pm 70.01)$  à  $(98532.05 \pm 19.08)$ .

Les résultats obtenus montrent que la radioactivité dans le phosphate et dans les trois échantillons est comparable à ce que l'on mesure habituellement dans les mêmes échantillons à l'échelle mondiale et que cette radioactivité ne présente, en aucun cas, un risque sanitaire pour le public. Certains effets néfastes à long terme peuvent être évités par de simples mesures de précaution

# Bibliographie

- [1] A. Fatima Zohra, mesure par spectrométrie gamma à bas bruit de fond de l'activité spécifique des éléments radioactifs présents dans l'environnement. Application aux matériaux de construction, thèse de magister Univ Mentouri-Constantine 2008.
- [2] A. Yannick, Cours de radioactivité, 2009.
- [3] B. Alain, La radioactivité: Le phénomène physique, Octobre 2007.
- [4] B. Paul, Le nucléaire expliqué par des physiciens.
- [5] Cours biochimie, Protection contre les rayonnement ionisant, Université d'Augers,France 2003.
- [6] C. fabien, Etalonnage d'un spectromètre gamma en vue de a mesure de la radioactivité naturelle. Mesures expérimentales et modélisation par technique de Monte-carlo,these présentée pour obtenir le grade de docteur -Univ Blaise Pascal,May 2007.
- [7] D. jean, D. Alexandre, B. Bok, J.H. Vinot, Biophysique des radiations, 2<sup>eme</sup> Edition 1980.

- [8] E. Karim, Etude du détecteur de traces de l'expérience NEMO<sub>3</sub> Simulation de la mesure de l'ultra - faible radioactivité en <sup>208</sup>Ti des sources de l'expérience NEMO<sub>3</sub> candidates à la double désintégration β sans émission de neutrino.
- [9] F. Laurent, M. Gérard, B. Thierry, Détermination des activités des éléments des chaînes naturelles dans un échantillon de phosphogypse dans le cadre d'une comparaison. NT-LNHB 30-2008.
- [10] G. GEOFFRAY, Etude par des méthodes nucléaire et physico- chimiques de la contamination des tissus situés autour de biomatériaux métalliques implantés. Mesure de la contribution à la toxicité par la radioactivité résiduelle de plusieurs biomatériaux, these présentée pour obtenir le grade de docteur -Univ Blaise Pascal, Octobre 2004.
- [11] G. Gordon, practical gamma ray spectrometry, Edition J Wiley 1995.
- [12] I.P.Farai, R.I.Obed, N.N.Jibiri, Soil radioactivity and incidence of cancer in Nigeria.
- [13] J. Colin, D. Durand, Interaction rayonnement-matière, Applications à l'imagerie. Licence ATI Acquisition et Traitement de l'Image, première version 2008.
- [14] J. Christine, M. Henri, Personne compétente en radioprotection : Principe de radioprotection - réglementation.
- [15] K.G. Ioannides, T. J. Mertzimekis, C.A. Papachristodoulou, C.E. Tziallab, Measurements of natural radioactivity in phosphate fertilizers, Journal of Environmental Radioactivity 196/63- 1997 .
- [16] K de Souza, M.C.Lépy, Détermination of the activity of radionuclides contained in volume samples, Note technique LNHB /33-2004.
- [17] K. Glenn F, Radiation detection and measurement, Second edition, John Wiley & Sons, 1989.

- 
- [18] L. Chaouki, Mesures qualitatives et quantitatives des éléments radioactifs naturels présents dans des échantillons de l'environnement par spectrométrie  $\gamma$ , thèse de magister Univ Mentouri- Constantine 2006.
- [19] M. Henri, Radioprotection et ingénierie nucléaire.
- [20] M. Walter E, Elements de la physique nucléaire.
- [21] Model 659 5-kV Detector Bias Supply, Operating and Service Manual, PerkinElmer instrument, ORTEC.
- [22] M. Imran, A. Mohammad I, Experimental investigation of  $\gamma$ -ray attenuation in Jordanian building materials using HPGe-spectrometer, Journal of Environmental Radioactivity 94 /129-2007.
- [23] Oscilloscopes à phosphore numérique, série TDS3000, Manuel de l'utilisateur, Tektronix.
- [24] P. Johann, Analyse des problèmes de diffusion du rayonnement X/gamma dans les supports de source, Note technique LNHB/39-2004.
- [25] P. Radvanyi, M. Bordry, La radioactivité artificielle seuil, Paris, 1984.
- [26] Solid-State Photon Detector, Operators Manual, EG&G ORTEC.
- [27] La spectrométrie gamma, Fiche technique extraite de l'acronique du nucléaire 32/ Mars 1996.
- [28] TRUMP-8K/2K Multichannel Buffer, Hardware Manual, PerkinElmer instruments.

## ملخص:

النشاط الإشعاعي الطبيعي موجود دائما على سطح الكرة الأرضية. سطح الأرض لا يتكون فقط من المادة العضوية و الغير عضوية ولكن أيضا من نكليوتيدات مثل : اليورانيوم ، الثوريوم ، الراديوم والپوتاسيوم . 40 -

هذه العناصر توجد في الطبيعة على شكل أكاسيد معقدة ، كربونات ، كبريتات ، فوسفات وسيليكات . وتركيز هذه العناصر المشعة طبيعيا يعتمد على نوعية الأرض .

التقنية المستخدمة في هذه الأطروحة لقياس النشاط الإشعاعي للعناصر المشعة طبيعيا هي المطيافية غاما مع كاشف الجرمانيوم فائق النقاوة (HPGe) ، حيث أن هذه الأخيرة تعتبر الانسب لتحديد وتكميم مختلف النكليدات المشعة في عينة .

في هذا العمل نقوم بتقديم نتائج قياس النشاط الإشعاعي في مجموعة من عينات أخذت من مواقع مختلفة في جنوب الجزائر وهي : رمل مرارة ، حجر جيبس ، رمل أدرار و الفوسفات .

في العينات السابقة قمنا بتحديد تركيز أو النشاط الإشعاعي للعناصر المشعة طبيعيا لعائلة  $^{238}\text{U}$  ،  $^{232}\text{Th}$  ،  $^{40}\text{K}$  .

النشاطية النوعية للعائلة الإشعاعية  $^{238}\text{U}$  تم قياسها انطلاقا من الإشعاعات غاما ذات الطاقات التالية : 92.8 .Kev ( $^{214}\text{Bi}$ ) 609.3, ( $^{214}\text{Pb}$ ) 351.9, ( $^{226}\text{Ra}$ ) 186.03, ( $^{234}\text{Th}$ )

أما بالنسبة للعائلة الإشعاعية  $^{232}\text{Th}$  فقد كان انطلاقا من الطاقات: 911.2, ( $^{212}\text{Bi}$ ) 727.1, ( $^{208}\text{Tl}$ ) 583.14 .Kev ( $^{228}\text{Ac}$ )

و أخيرا بالنسبة للعنصر  $^{40}\text{K}$  فقد تم قياسه انطلاقا من الإشعاع غاما ذو الطاقة 1460.8 .Kev

النتائج التي تحصلنا عليها تظهر أن النشاط الإشعاعي في عينة الفوسفات وفي الثلاث عينات الأخرى مماثلة إلى ما يقاس عادة في نفس العينات في السلم العالمي، وأن هذا النشاط الإشعاعي لا يشكل بأي حال من الأحوال خطرا على الصحة العامة . ويمكن تجنب بعض التأثيرات السلبية على المدى الطويل عن طريق تدابير وقائية بسيطة.

**الكلمات المفتاحية:** النشاط الإشعاعي الطبيعي, المادة العضوية و الغير عضوية , نكليوتيدات , النشاطية النوعية. السلم العالمي, المطيافية غاما,

## **Abstract :**

The natural radioactivity is omnipresent everywhere in the Earth's crust. The ground is not composed solely of organic and inorganic matter, but also radionuclide like uranium, thorium, radium and potassium-40. These elements occur in nature as complex oxides, carbonates, phosphates, sulfates and silicates. The concentration of natural radioactive elements depends on the type of soil. The technique used to measure the low activity of natural radioactive elements is the gamma spectrometry with a hyper pure germanium detector (HPGe). This technique is best suited for the identification and quantification of different radionuclide in a sample.

In this work, we present the results of measurement of radioactivity in a set of samples taken from different sites in Southern Algeria: Sand MRAR, Gibs, Sand Adrar, phosphate.

In previous samples, we determined the concentrations or specific activity of natural radioactive elements in the family  $^{238}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{40}\text{K}$ . The specific activity of  $^{238}\text{U}$  family is calculated from the gamma rays 92.8 ( $^{234}\text{Th}$ ), 186.03 ( $^{226}\text{Ra}$ ), 351.9 ( $^{214}\text{Pb}$ ) and 609.3 ( $^{214}\text{Bi}$ ) keV. The one of  $^{232}\text{Th}$  family is from 583.14 ( $^{208}\text{Tl}$ ), 727.1 ( $^{212}\text{Bi}$ ), 911.2 ( $^{228}\text{Ac}$ ) keV and the  $^{40}\text{K}$  is from 1460.8 keV line. The results show that radioactivity in the phosphate and the three samples are comparable to what is usually measured in the same samples worldwide and that this radioactivity does in no way a health risk to the public. Some long-term adverse effects can be avoided by simple precautionary measures.

**Keywords:** natural radioactivity, organic and inorganic matter, radionuclide, specific activity, worldwide, gamma spectrometry.

## **Résumé :**

La radioactivité naturelle est omniprésente dans la croûte terrestre. Le sol n'est pas composé seulement de matière organique et inorganique, mais aussi de radio nucléides comme l'uranium, thorium, radium potassium-40. Ces éléments se présentent dans la nature comme des complexes d'oxydes, de carbonate, phosphate, sulfates et silicates. La concentration des éléments radioactifs naturels dépend du type du sol.

La technique utilisée pour la mesure de la faible activité des éléments radioactifs naturels est la spectrométrie gamma avec un détecteur germanium hyper Pur (GeHP). Cette technique est la meilleure adaptée pour l'identification et la quantification de différents radioéléments dans un échantillon.

Dans ce travail, on présente les résultats de mesure de la radioactivité dans un ensemble d'échantillons prélevés de différents sites de Sud de l'Algérie : Sable Mrara, Gibs, Sable Adrar, phosphates. Dans les échantillons précédents, nous avons déterminé les concentrations ou l'activité spécifique des éléments radioactifs naturels de la famille  $^{238}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{40}\text{K}$ .

Les activités spécifiques de la famille radioactive de  $^{238}\text{U}$  est calculée à partir des raies gamma 92.8 ( $^{234}\text{Th}$ ), 186.03 ( $^{226}\text{Ra}$ ), 351.9 ( $^{214}\text{Pb}$ ) et 609.3 ( $^{214}\text{Bi}$ ) KeV. Celle de la famille de  $^{232}\text{Th}$  des raies 583.14 ( $^{208}\text{Tl}$ ), 727.1 ( $^{212}\text{Bi}$ ) et 911.2 ( $^{228}\text{Ac}$ ) KeV et le  $^{40}\text{K}$  à partir de la raie 1460.8 KeV.

Les résultats obtenus montrent que la radioactivité dans le phosphate et dans les trois échantillons sont comparables à ce que l'on mesure habituellement dans les mêmes échantillons à l'échelle mondiale et que cette radioactivité ne présente, en aucun cas, un risque sanitaire pour le public. Certains effets néfastes à long terme peuvent être évités par de simples mesures de précaution.

**Mots clés:** radioactivité naturelle, matière organique et inorganique, radio nucléides, activité spécifique, échelle mondiale, spectrométrie gamma.