



ÉCOLE POLYTECHNIQUE
FÉDÉRALE DE LAUSANNE

TRAVAUX PRATIQUES AVANCÉS

Physique nucléaire

Groupe 4

Stéphane Mattei

Sébastien Wüthrich

Assistant : Christian Jacoby

8 décembre 2003

1.	Introduction.....	1
2.	Principaux appareils utilisés	1
2.1.	Détecteurs à scintillations	1
2.2.	Analyseur multicanal et discriminateur d'amplitude.....	1
3.	Spectrométrie γ	2
3.1.	Schéma du montage.....	2
3.2.	Description de l'expérience.....	2
3.3.	Résultats	2
3.4.	Théorie et analyse des pics.....	7
3.5.	Calcul de l'énergie et analyse des pics	9
3.6.	Calibration et résolution.....	11
4.	Distribution de Poisson.....	13
4.1.	Description du montage	13
4.2.	Résultats	13
4.3.	Test du khi carré	14
5.	Atténuation des rayonnements γ et β	16
5.1.	Atténuation du rayonnement γ	16
5.2.	Atténuation du rayonnement β	18
6.	Etude des coïncidences	20
6.1.	Temps de résolution d'un sélecteur de coïncidences.....	20
6.2.	Détermination de l'âge d'une source de Cobalt 60	24
7.	Période d'un niveau excité du Tantale 181	26
8.	Conclusion	30
9.	Bibliographie.....	31
10.	Annexe	31

1. Introduction

Le but de cette série d'expériences est de se familiariser avec la physique nucléaire. Pour cela les différentes expériences étaient :

- Etudier le spectre d'émissions de plusieurs sources radioactives, permettant ensuite d'établir une calibration du dispositif de mesure
- Etudier la statistique d'un phénomène nucléaire
- Etudier l'atténuation d'un rayonnement γ et β à travers la matière
- Etudier les coïncidences pour déterminer ensuite l'âge d'une source
- Déterminer la période d'un niveau excité du tantale 181

2. Principaux appareils utilisés

2.1. Détecteurs à scintillations

Pour mesurer les rayonnement γ et β émis par la source étudiée nous avons utilisé des détecteurs à scintillations dont le fonctionnement est le suivant.

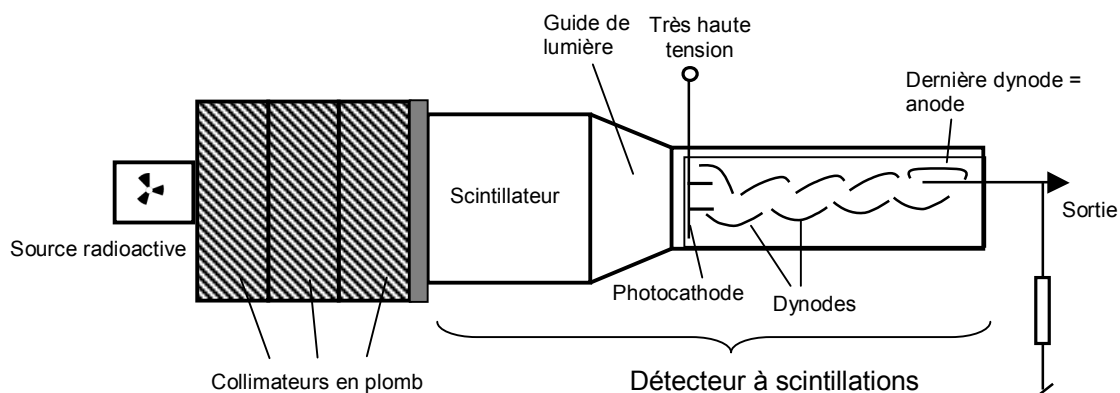


Figure 2.1. Mesure des rayonnement γ et β

La source de rayonnement est placée dans le collimateur en plomb le plus éloigné du scintillateur (Figure 1). Les collimateurs permettent de limiter les perturbations extérieures et de focaliser les rayonnement. Lorsqu'une particule chargée passe dans le scintillateur celui produit une lumière à l'aide d'un cristal, excité par la particule. Les photons émis par le scintillateur percutent alors la photocathode du photomultiplicateur et par effet photoélectrique éjectent des électrons qui créent un courant électrique amplifié par les dynodes. Chaque photons reçu par le détecteur crée une tension proportionnelle à son énergie. La mesure de cette tension permet donc de connaître l'énergie du photon incident.

2.2. Analyseur multicanal et discriminateur d'amplitude

L'analyseur multicanal permet de classer les différentes impulsions d'amplitudes reçues dans différents canaux. Relié à un ordinateur ceci permet d'établir le spectre en énergie du rayonnement.

Le discriminateur d'amplitude permet de convertir le signal analogique en signal logique. Son seuil minimum et sa fenêtre de détection peuvent être réglés. Le signal logique peut ensuite être envoyé à un compteur d'impulsions.

3. Spectrométrie γ

Le but de l'expérience est d'obtenir les spectres de différentes matières émettrices de rayons gamma et de calibrer l'échelle du programme d'acquisition de données.

3.1. Schéma du montage

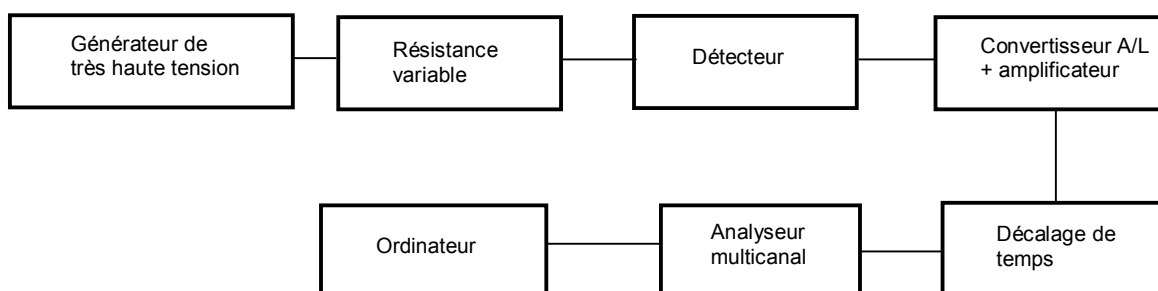


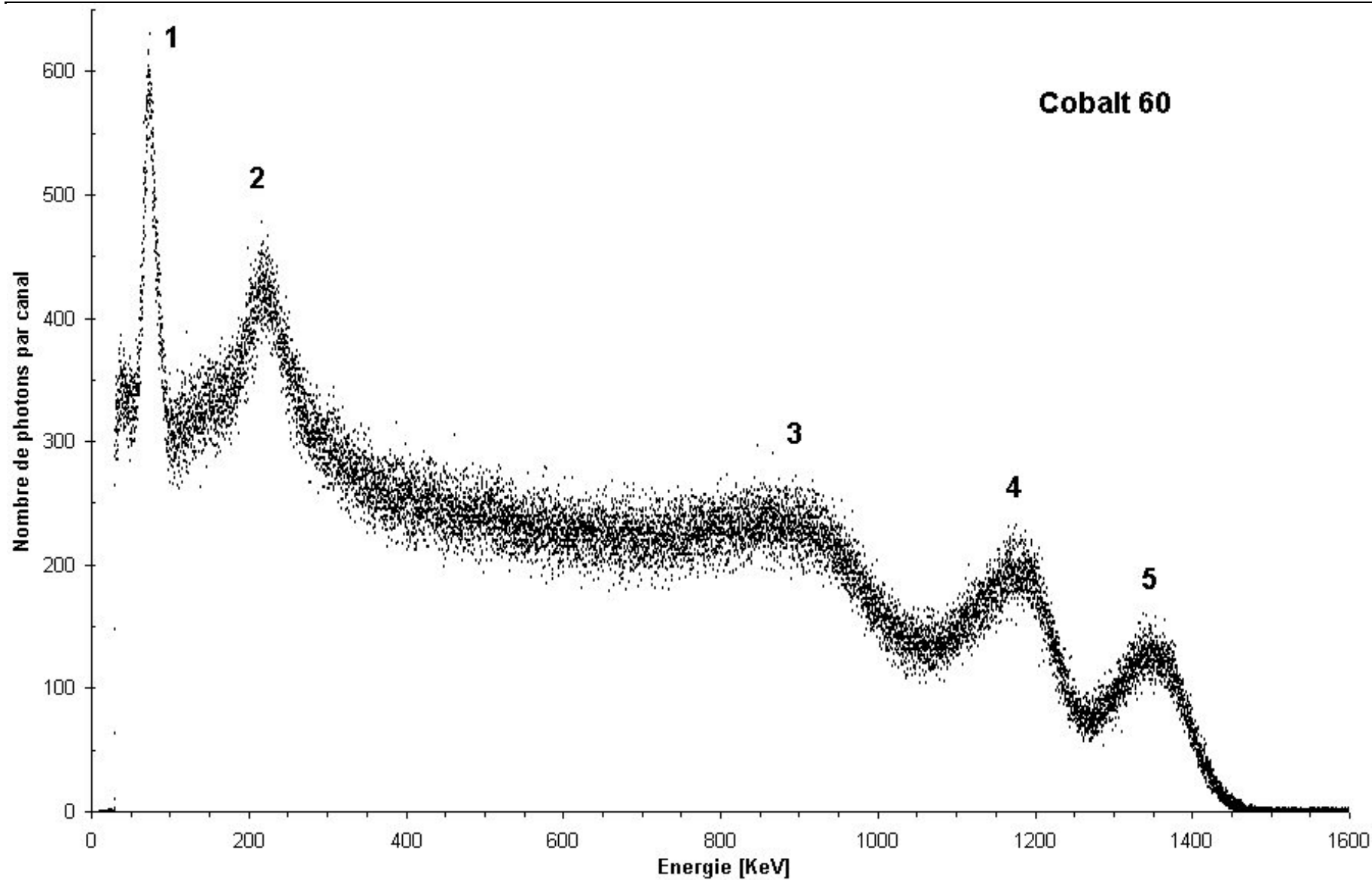
Figure 3.1: Schéma du montage pour la spectrométrie γ

3.2. Description de l'expérience

La détection des γ se fait par le détecteur à scintillations comme expliqué au point (3.1). Les niveaux d'énergie des photons sont ensuite séparés en un peu plus de 16'000 canaux. Le programme informatique reçoit les données des différents canaux, effectue le comptage du nombre de photons captés dans chaque canal et en fait un graphique que l'on appelle spectre. Plusieurs mesures utiles peuvent être prises sur ce spectre telle que la position de chaque pic en abscisse (numéro du canal d'énergie) ainsi que la largeur du pic à mi-hauteur. L'expérience a été effectuée avec du Cobalt 60, du Césium 137, du Sodium 22 et du Plomb 210 comme sources de gamma.

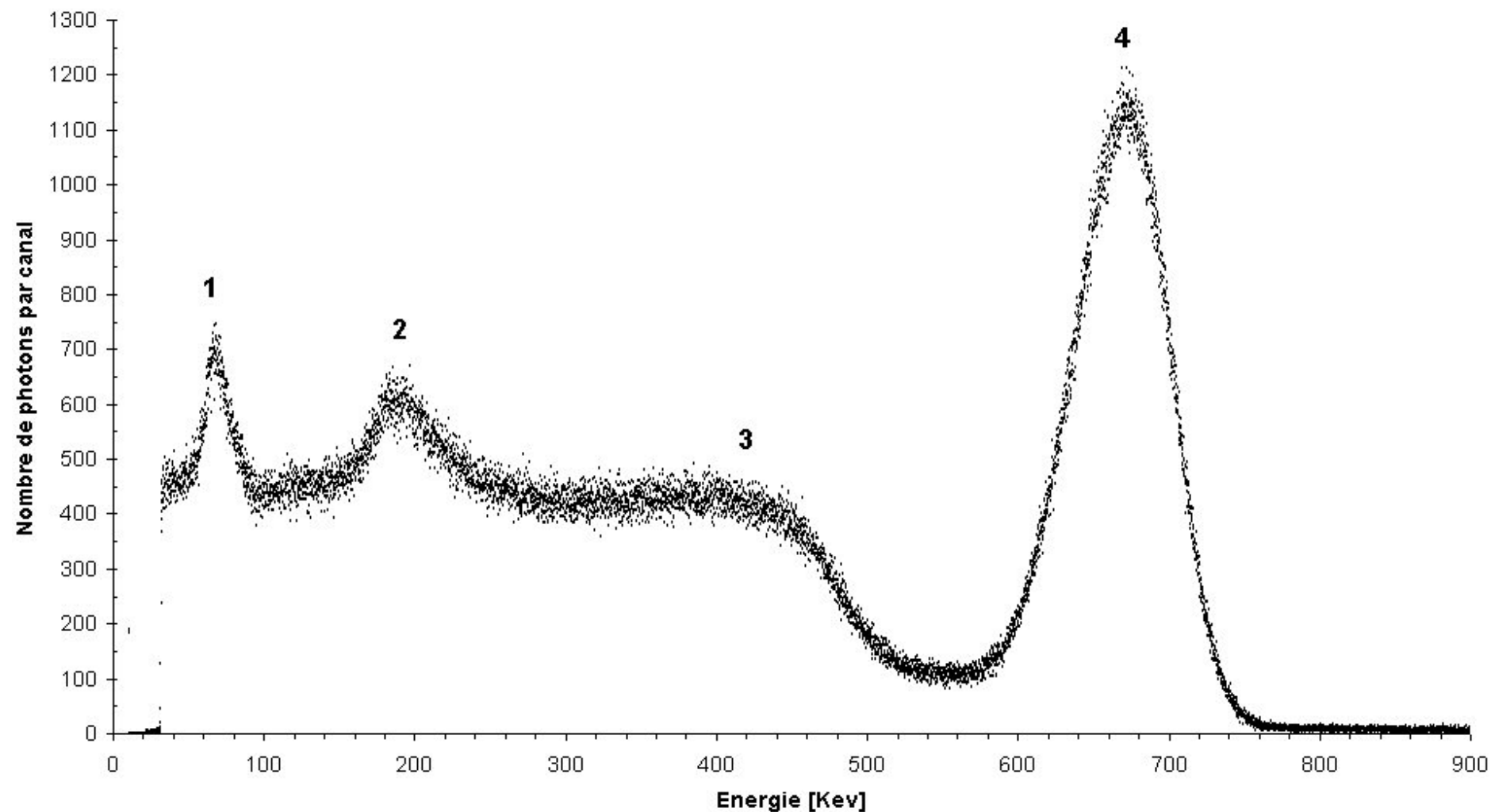
3.3. Résultats

Voici les différents spectres obtenus:

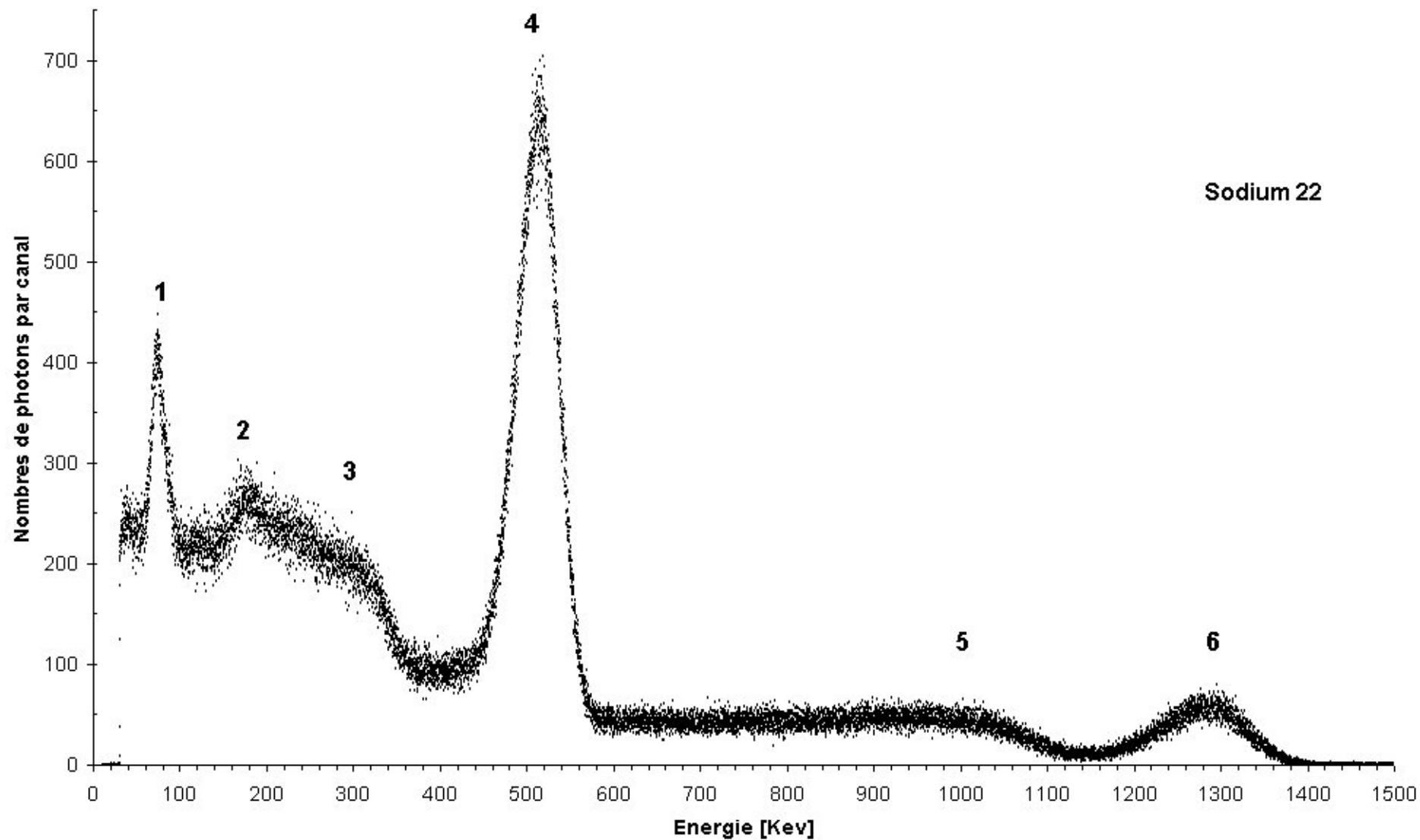


Graphique 3.1. Spectre du Cobalt 60

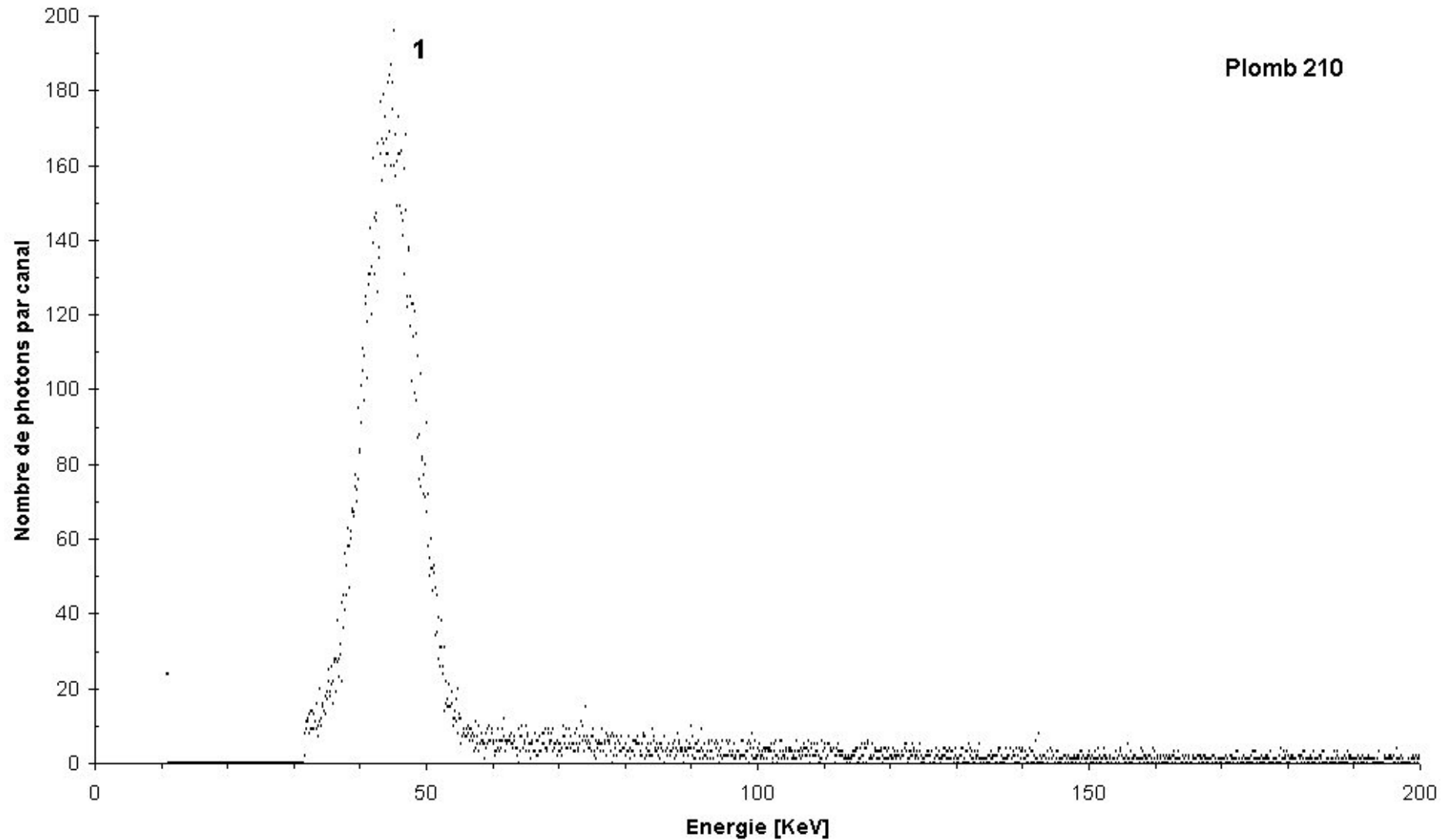
Césium 137



Graphique 3.2. Spectre du Césium 137



Graphique 3.3. Spectre du Sodium 22



Graphique 3.4. Spectre du Plomb 210

3.4. Théorie et analyse des pics

Les rayons gamma libérés par les sources radioactives sont dus à des désintégrations. Elles peuvent émettre un ou même plusieurs photons qui ont des énergies différentes. Les rayons gamma sont trop énergétiques pour pouvoir directement provoquer l'effet photoélectrique sur une photocathode du détecteur. C'est pourquoi le détecteur possède un scintillateur formé d'un cristal d'iodure de sodium. Par effet photoélectrique ou par effet Compton, les photons gamma peuvent libérer les électrons du cristal ce qui provoque l'émission de nouveaux photons qui à leur tour libèrent d'autres électrons. Ceux-ci peuvent ensuite percuter des atomes ce qui a pour effet d'émettre de la lumière. Cette "réaction en chaîne" amplifie le nombre de photons lumineux émis. Ces photons de lumière étant moins énergétiques que les photons gamma, ils peuvent faire un effet photoélectrique sur la photocathode. La tension électrique mesurée à la sortie du détecteur est proportionnelle à l'énergie des photons gamma de la source.

Interaction avec le plomb

Les photons gamma n'interagissent pas seulement avec le cristal du scintillateur mais également avec le collimateur en plomb. Lorsqu'un photon gamma entre en contact avec le plomb, il peut libérer un électron par effet photoélectrique. L'électron le plus probable qui est libéré est celui de la couche K d'un atome. Cet électron sera vite remplacé par un électron de la couche supérieure L qui, en diminuant son niveau d'énergie, émet un photon d'une énergie égale à la différence d'énergie des deux couches. Les électrons appartenant à la 2^{ème} et à la 3^{ème} sous-couche L peuvent remplacer l'électron libéré. Celui appartenant à la 1^{ère} sous-couche de peut pas effectuer de transition. Il y a donc deux pics formés.

- Pour la deuxième couche de L : $E_{pb2} = E_K - E_{L_2} = 72.8 \text{ KeV}$
- Pour la troisième couche de L : $E_{pb3} = E_K - E_{L_3} = 75.0 \text{ KeV}$

Ces trois pics sont tellement proches qu'ils sont confondus sur les spectres. Le transfert d'électron le plus probable se passe de la sous-couche L_3 à la couche K. La valeur énergétique du maximum du pic du plomb est donc $E_{pb} = 75 \text{ KeV}$. Cette valeur est la même pour les pics du plomb de chaque spectre.

Effet photoélectrique

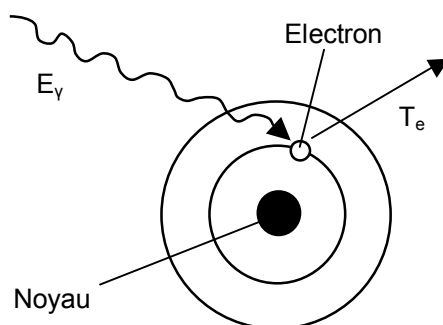


Figure 3.2. Effet photoélectrique

L'effet photoélectrique se produit lorsqu'un photon d'énergie E_γ a une énergie suffisante pour parvenir à libérer un électron atomique lorsqu'il entre en collision avec lui. En négligeant l'énergie initiale de l'électron l'énergie cinétique de celui libéré de l'atome est alors :

$$T_e = E_\gamma - E_{\text{liaison}} \quad (3.1)$$

Effet Compton

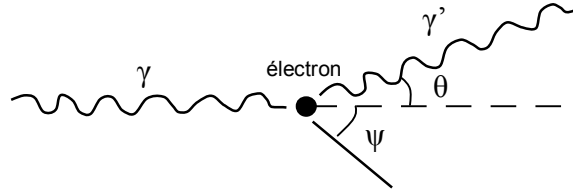


Figure 3.3. Effet Compton

Un photon entre en collision avec un électron au repos et lui cède une partie de sa quantité de mouvement. Il en résulte un mouvement de l'électron dans une direction d'angle ψ et une émission d'un angle θ d'un photon γ' . Pour expliquer les pics, il est utile de calculer l'énergie acquise par l'électron lors de l'effet Compton.

Conservation de la quantité de mouvement

$$\vec{p}_\gamma = \vec{p}_{\gamma'} + \vec{p}_e \quad (3.2)$$

Selon ox:

$$p_\gamma = p_{\gamma'} \cos(\theta) + p_e \cos(\psi) \quad (3.3)$$

Selon oy:

$$0 = p_{\gamma'} \sin(\theta) - p_e \sin(\psi) \quad (3.4)$$

Conservation de l'énergie

$$E_\gamma + m_0 c^2 = E_{\gamma'} + E_e \quad (3.5)$$

De la relativité, on obtient la relation suivante :

$$E = c \sqrt{m_0^2 c^2 + p^2} \quad (3.6)$$

Le photon ayant une masse m_0 nulle, sa quantité de mouvement est :

$$p = \frac{E}{c} \quad (3.7)$$

Pour le photon γ :

$$p_\gamma = \frac{E_\gamma}{c} \quad (3.8)$$

Pour le photon γ' :

$$p_{\gamma'} = \frac{E_{\gamma'}}{c} \quad (3.9)$$

A l'aide de (3.3) et (3.4), en leurs injectant préalablement (3.8) et (3.9) on peut éliminer l'angle ψ on obtient:

$$E_\gamma^2 + E_{\gamma'}^2 - 2E_\gamma E_{\gamma'} \cos(\theta) = p_e^2 c^2 \quad (3.10)$$

On remplace $p_e c^2$ de (3.10) à l'aide de (3.6) et avec la conservation de l'énergie,

$$E = E_\gamma - E_{\gamma'} + m_0 c^2 \Rightarrow E_{\gamma'} = \frac{m_0 c^2 E_\gamma}{m_0 c^2 + E_\gamma (1 - \cos(\theta))} \quad (3.11)$$

L'énergie cinétique de l'électron est donnée par l'équation suivante

$$T_e = E_e - m_0 c^2 = E_\gamma - E_{\gamma'} \quad (3.12)$$

On obtient:

$$T_e = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{m_0 c^2}{E_\gamma (1 - \cos(\theta))}} \quad (3.13)$$

L'énergie maximale qu'un électron a acquis pendant l'effet Compton est pour une valeur θ égale à π . Elle vaut :

$$T_e = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{m_0 c^2}{2E_\gamma}} \quad (3.14)$$

L'effet Compton crée un plateau sur le spectre appelé "plateau de Compton" dont la fin est donnée par $E_{\max} = T_e$. (3.15)

La rétro-diffusion

Le photon gamma qui a été diffusé à 180° par effet Compton peut encore libérer un électron du cristal. Par conservation de l'énergie, on déduit que l'énergie de ce photon de rétrodiffusion est :

$$E_{\text{rétro}} = E_\gamma - E_{\max} \quad (3.16)$$

L'annihilation $e^+ e^-$

Lors des désintégrations d'une source radioactive, des particules β^+ peuvent être émises en plus des rayons gamma. Ces particules sont en fait des positrons notés souvent e^+ . Ils peuvent réagir avec les électrons libérés dans le scintillateur. Cette réaction consiste en une annihilation des électrons et des positrons provoquant une paire de photons gamma ayant chacun une énergie de 511 KeV. Dans les quatre sources que nous avons utilisées, uniquement celle de $^{22}_{11}\text{Na}$ émet des positrons. Cela signifie que le pic dû à l'annihilation entre électron et positron est seulement présent sur le spectre du $^{22}_{11}\text{Na}$.

3.5. Calcul de l'énergie et analyse des pics

Nous allons maintenant appliquer cette théorie aux spectres obtenus.

Cobalt 60

La désintégration du $^{60}_{27}\text{Co}$ en $^{60}_{28}\text{Ni}$ donne deux photons gamma: γ_1 et γ_2 .

- **Pic 1.** Pic produit par le plomb du collimateur $E_{\text{Pb}} = 75 \text{ KeV}$
- **Pic 4.** Pic photoélectrique provoqué par γ_1 . [1]¹ p.71 donne la valeur $E_{\gamma_1} = 1173 \text{ KeV}$
- **Pic 5.** Pic photoélectrique provoqué par γ_2 . [1] p.71 donne la valeur $E_{\gamma_2} = 1332 \text{ KeV}$
- **Pic 3.** Fin des plateaux de Compton de γ_1 et γ_2 qui sont confondus. A l'aide de (3.14) on obtient : $E_{\max\gamma_1} = 963 \text{ KeV}$ et $E_{\max\gamma_2} = 1118 \text{ KeV}$

¹ [1] fait référence à la notice générale (voir bibliographie)

- **Pic 2.** Deux pics de rétro-diffusion γ_1 et de γ_2 confondus. A l'aide de (3.16) on obtient:
 $E_{\text{rétro}\gamma_1} = 210 \text{ KeV}$ et $E_{\text{rétro}\gamma_2} = 214 \text{ KeV}$

Césium 137

La désintégration du $^{137}_{55}\text{Cs}$ en $^{137}_{56}\text{Ba}$ donne un rayon γ .

- **Pic 1.** Pic produit par le plomb du collimateur $E_{\text{pb}} = 75 \text{ KeV}$
- **Pic 4.** Pic photoélectrique provoqué par γ . $E_\gamma = 662 \text{ KeV}$ ([1] p.69)
- **Pic 3.** Fin du plateau Compton. A l'aide de (3.14), on obtient: $E_{\text{max}\gamma} = 478 \text{ KeV}$
- **Pic 2.** Pic de rétro-diffusion. A l'aide de (3.16) on obtient : $E_{\text{rétro}\gamma} = 184 \text{ KeV}$

Sodium 22

La désintégration du $^{22}_{11}\text{Na}$ en $^{22}_{10}\text{Ne}$ donne un rayon γ .

- **Pic 1.** Pic produit par le plomb du collimateur $E_{\text{pb}} = 75 \text{ KeV}$
- **Pic 4.** Pic d'annihilation e^+e^- donne l'énergie est 511 KeV. ([1] p.69)
- **Pic 6.** Pic photoélectrique provoqué par γ . $E_\gamma = 1275 \text{ KeV}$ ([1] p.70)
- **Pic 5.** Fin du plateau Compton dû au γ de la source. $E_{\text{max}\gamma} = 1062 \text{ KeV}$
- **Pic 3.** Fin du plateau Compton dû au γ d'annihilation. $E_{\text{max}} = 341 \text{ KeV}$
- **Pic 2.** Pics de rétro-diffusion dû à l'effet Compton des gamma d'annihilation et des gamma de la source. A l'aide de (3.16) on obtient : $E_{\text{rétro}_{\text{ani}}} = 170 \text{ KeV}$ et $E_{\text{rétro}_{\text{source}}} = 213 \text{ KeV}$. On voit que ces deux pics sont très proches et donc sont confondus dans le spectre.

Plomb 210

La désintégration du $^{210}_{82}\text{Pb}$ en $^{210}_{83}\text{Bi}$ donne un rayon γ .

- **Pic 1.** Pic photoélectrique. $E_\gamma = 465 \text{ KeV}$. ([1] p.72)

Les autres pics ne sont pas visibles.

Remarque

Dans le spectre du sodium 22, le pic d'annihilation électrons positrons est beaucoup plus haut que les autres pics car il fait intervenir deux rayons gamma alors que les en font intervenir un seul.

On remarque sur les spectres que plus l'énergie est élevée, plus les pics sont petits. Cela est dû au fait que plus l'énergie du photon est élevée, plus la probabilité de collision avec les électrons (section efficace) est petite.

Les pics sont aigus car cela est dû à ce que les électrons sont libérés une fois que l'énergie de seuil est atteinte.

3.6. Calibration et résolution

Dans les spectres présentés ci-dessus l'abscisse est gradué en énergie alors que les résultats ont été obtenu en numéros de canaux. Pour cela nous avons fait une calibration, relation entre les canaux et l'énergie. Connaissant l'énergie théorique du maximum de chaque pic d'après les calculs précédents, un graphique comprenant (pour chaque pic) l'énergie expérimentale sur les abscisses et l'énergie théorique sur les ordonnées peut être tracé. L'équation de la droite des moindres carrés des points de ce graphique représente l'équation de calibration canal/énergie.

L'écart type de la valeur en énergie mesurée d'un pic peut être déterminé en mesurant la largeur à mi-hauteur.

Relation entre la largeur à mi-hauteur et l'écart type

Un pic correspond approximativement à une loi de Gauss centré réduite:

$$p(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}} \quad (3.17)$$

La mi-hauteur est donnée par :

$$\frac{p(0)}{2} = \frac{1}{2\sqrt{2\pi}} \quad (3.18)$$

Pour trouver la demi-largeur à mi-hauteur il faut résoudre par rapport à x :

$$\frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}} = \frac{1}{2\sqrt{2\pi}} \quad (3.19)$$

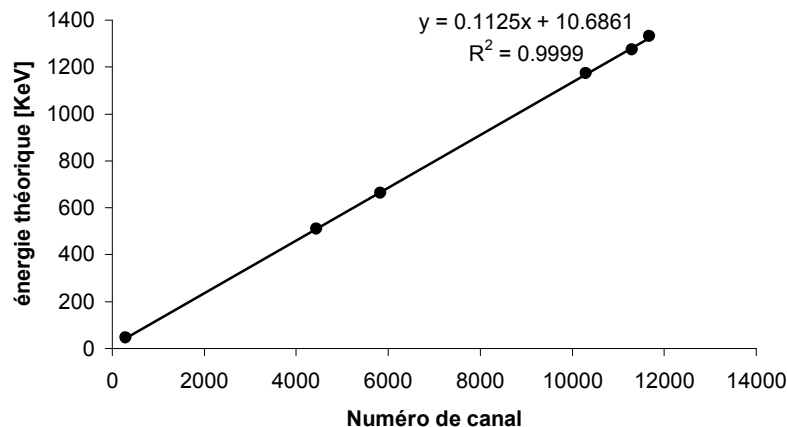
$$e^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}} = 2 \quad (3.20)$$

$$x = \sigma\sqrt{2} \ln(2) \quad (3.21)$$

La relation donnant σ en fonction de la largeur à mi-hauteur w est donc :

$$\sigma = \frac{w}{2\sqrt{2} \ln(2)} \quad (3.22)$$

Résultat



Graphique 3.5. Calibration canal - énergie

Les barres d'erreurs sont tellement petites qu'elles n'apparaissent pas sur le graphique.

Cette calibration confirme la théorie des différents effets physiques lors des interactions des photons avec la matière. En effet, l'alignement des points dans le graphique de calibration prouve que les différentes sortes de pics ont bien été reconnus et calculés.

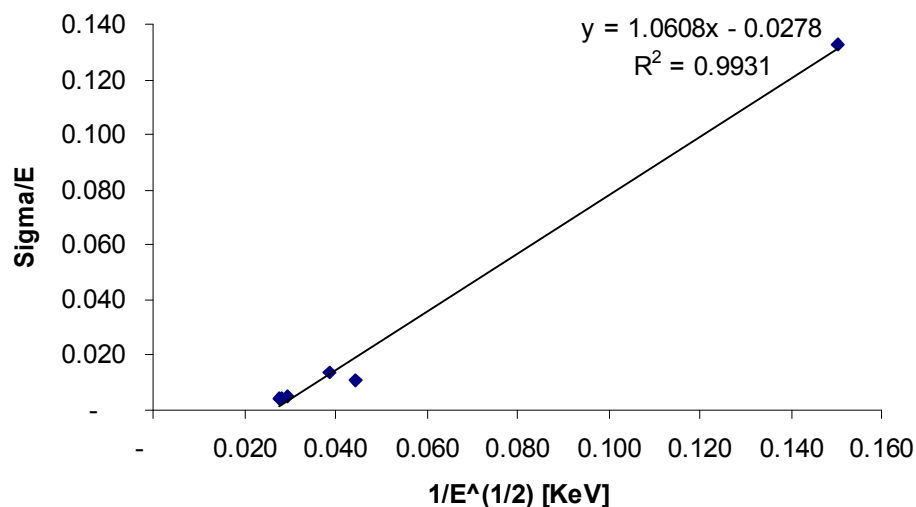
Résolution

Finalement on peut encore vérifier la relation suivante:

$$R = \frac{\sigma_E}{E} \propto \frac{1}{\sqrt{E}} \quad (3.23)$$

où R est la résolution d'un pic caractérisant son rapport largeur – hauteur, E l'énergie de ce pic et σ_E l'écart type du pic.

Pour vérifier cela on trace la courbe suivante.



Graphique 3.6. Résolution

La droite montre bien que la relation (3.23) est vérifiée. Le point un peu en dehors provient peut être de la méthode de mesure de la largeur à mi-hauteur. Pour cela il fallait déplacer des curseurs sur le pic et relever la valeur donnée par le programme. Un tout petit déplacement occasionnait parfois des variations importantes.

4. Distribution de Poisson

Le but de cette expérience est de vérifier que la loi de distribution du nombre de particules émises par une source est une loi de Poisson.

4.1. Description du montage

Le montage utilisé est constitué d'une source de césium 137, d'un détecteur à scintillations, d'un discriminateur d'amplitude et d'un compteur d'impulsions. Pour effectuer plusieurs fois de suite la mesure on utilise l'analyseur multicanal.

Le seuil est réglé de manière à avoir 6 – 7 coups par intervalle de temps ($\Delta t = 10$ ms). Pour ce faire on compte sur intervalle de $10s = 1000 \Delta t$ sur lequel on doit obtenir 6000 à 7000 coups. Une fois ce réglage effectué, l'acquisition se fait par l'analyseur multicanal en mode MultiChannel Scaling.

4.2. Résultats

La mesure a été effectuée $n = 1010$ fois par l'analyseur multicanal.

$$\text{La moyenne de l'échantillon est : } \bar{N} = \frac{\sum_i n_i}{n} = \frac{6452}{1010} \cong 6.4 \quad (4.1)$$

Les valeurs obtenues allant de 0 à 14 on peut diviser l'échantillon en 15 catégories (chaque catégorie couvre une des valeurs obtenues) et calculer leurs fréquences d'observation $f(N)$.

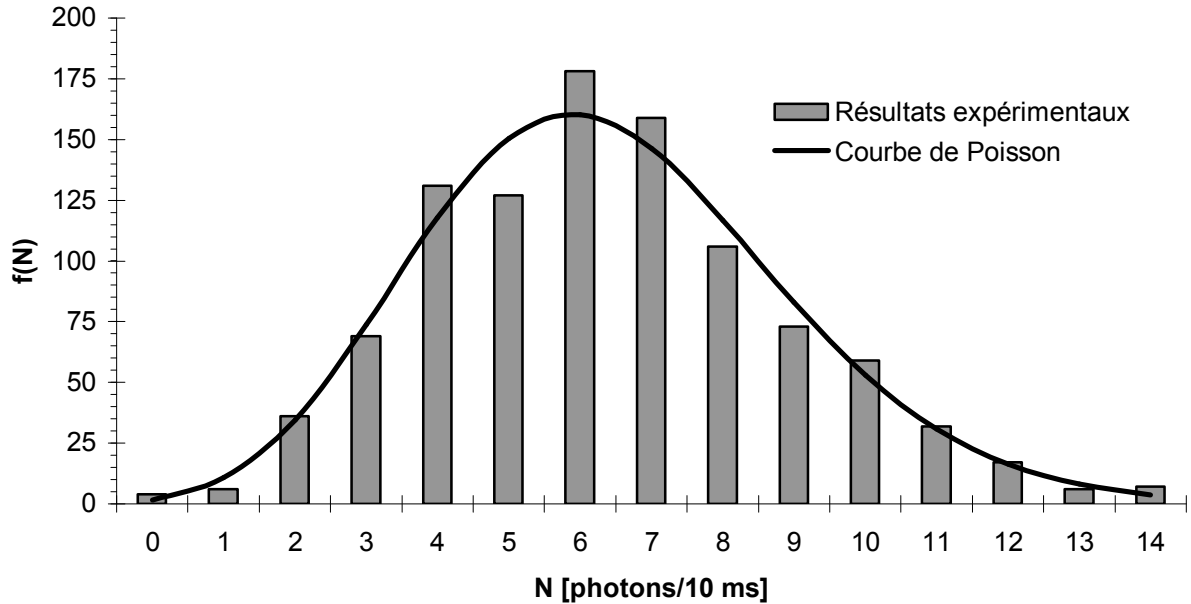
Pour vérifier que ces fréquences s'accorde avec la loi de Poisson on calcule les fréquences d'observation théorique.

Probabilité d'une variable aléatoire poissonnienne de moyenne \bar{N} :

$$p(N) = \bar{N}^N \frac{e^{-\bar{N}}}{N!} \quad (4.2)$$

$$\Rightarrow f_{\text{poisson}}(N) = \bar{N}^N \frac{e^{-\bar{N}}}{N!} \cdot n \quad (4.3)$$

Les résultats obtenus se trouvent dans le graphique ci-dessous, la distribution mesurée est représentée sous forme d'histogramme et celle de poisson sous forme de courbe.



Graphique 4.1. Distribution mesurée et distribution de poisson

Les résultats obtenus suivent bien la courbe de poisson à part la valeur 5 qui est un peu en retrait.

Les écarts types des deux distributions sont:

$$\sigma^2 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (n_i - \bar{N})^2 = \frac{1}{n} \sum_i (N_i - \bar{N})^2 f(N_i) = \frac{1}{n} \sum_{i=0}^{14} (i - \bar{N})^2 f(i) \Rightarrow \sigma \cong 2.50 \quad (4.4)$$

$$\sigma_{\text{poisson}} = \sqrt{\bar{N}} \cong 2.53 \quad (4.5)$$

On constate que les deux écarts-types sont sensiblement les même.

4.3. Test du khi carré

Pour vérifier que la distribution que nous avons obtenu suit une loi de Poisson, le test du χ^2 peut être utilisé.

Dans notre cas X_i est donné par :

$$X_i = \frac{f(N_i) - n p(N_i)}{\sqrt{n p(N_i)}} \quad (4.6)$$

Pour pouvoir appliquer le test du χ^2 il faut faire l'hypothèse que X_i suit une loi normale. Ceci est raisonnable étant donnée que la loi de poisson tend vers une loi normale lorsque N_i tend vers l'infini.

On a donc :

$$S^2 = \sum_{i=1}^{15} X_i^2 = \sum_{i=1}^{15} \left(\frac{f(N_i) - n p(N_i)}{\sqrt{n p(N_i)}} \right)^2 \quad (4.7)$$

Qu'il s'agit maintenant de comparer avec une loi du χ^2 à 15 degrés de liberté. Le nombre de degrés de libertés vient du fait que la loi de distribution ne comprend aucun paramètres et que les 15 variables aléatoires $f(N_i)$ sont reliées par une relation algébrique (leur somme est égale à n).

Le résultat obtenu est $S^2 = 20.35$. En choisissant le niveau de confiance standard de 5% **l'hypothèse que les fréquences d'observation du nombre de coups suit une loi de Poisson est acceptée.**

Si l'échantillon était composé d'une seule épreuve de valeur égale à la moyenne obtenue

précédemment, l'erreur relative serait : $\varepsilon = \frac{\sigma}{N} \cong 39 \%$ (4.8)

Si maintenant les n épreuves étaient considérées comme une seule, de valeur égale à la moyenne et de durée n fois plus grande on aurait.

$$\sigma' = \frac{\sqrt{\sum_{i=1}^n n_i}}{n} \quad (4.9)$$

qui est l'erreur habituelle pour un compte ramené au même intervalle que précédemment.

Et l'erreur relative est : $\varepsilon' = \frac{\sigma'}{N} \cong 1 \%$

On constate que si la mesure correspondant à la moyenne est faite sur un intervalle de temps beaucoup plus long alors l'erreur relative est fortement diminuée.

En conclusion la précision sera meilleure si on fait une seule mesure de longue durée que si l'on fait plusieurs mesures de courte durée.

5. Atténuation des rayonnements γ et β

Le but de cette expérience est d'étudier comment les rayonnement γ et β sont atténués par un écran de matière.

5.1. Atténuation du rayonnement γ

Il s'agit de vérifier la loi d'atténuation:

$$\frac{dI}{I} = -\mu \cdot dx \Rightarrow I = I_0 e^{-\mu x} \quad (5.1)$$

où I représente l'intensité qui est égale au nombre de coups divisé par l'intervalle de temps, x l'épaisseur de matière faisant écran et μ le coefficient d'atténuation de la matière en question.

Pour cela on vérifie que la relation entre x et $\ln(I)$ est bien linéaire et dont la pente donnera le coefficient d'atténuation.

$$\ln(I) = -\mu x + \ln(I_0) \quad (5.2)$$

L'intensité est calculée en mesurant le nombre de coups sur intervalle de 10 secondes (en utilisant toujours le même dispositif).

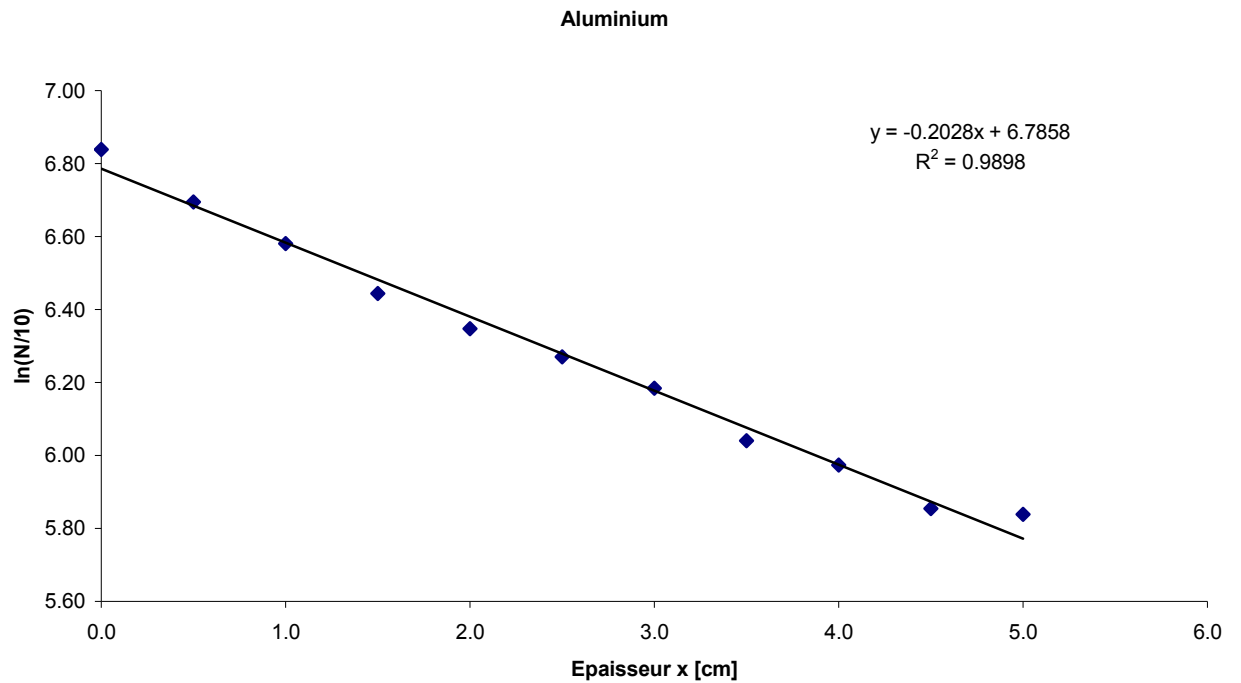
L'écart type sur un comptage N étant \sqrt{N} et celui sur l'épaisseur x étant négligeable on obtient la barre d'incertitude sur le graphique:

$$\Delta(\ln(I)) = \Delta(\ln(\frac{N}{t})) = \frac{1}{\sqrt{N}} \quad (5.3)$$

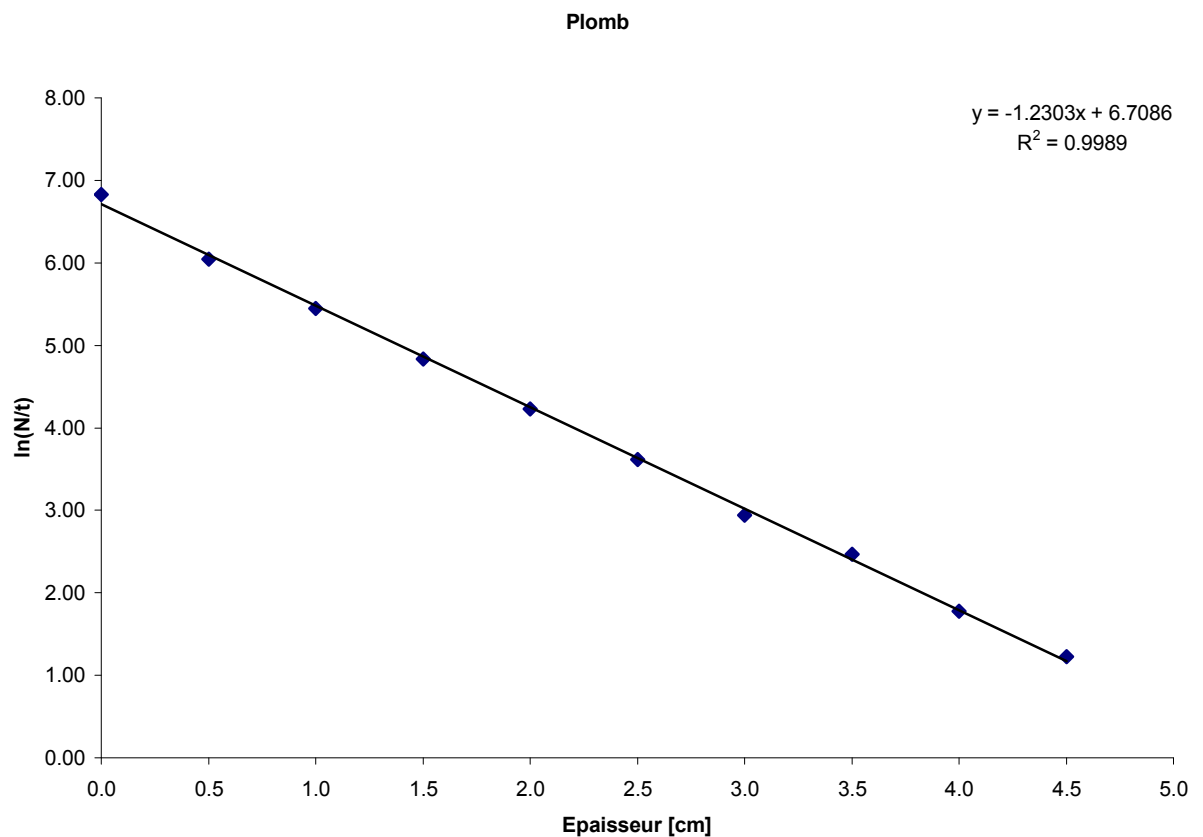
La mesure a été faite pour l'aluminium et le plomb.

Remarque: Normalement il aurait fallu travailler avec un faisceau de gamma mono-énergétique en sélectionnant un pic ce que nous avons omis de faire. Mais le seuil réglé sur l'appareil était de l'expérience précédente à une valeur convenable pour cette expérience.

Résultats



Graphique 5.1. Atténuation γ dans l'aluminium



Graphique 5.2. Atténuation γ dans le plomb

A nouveau les barres d'erreur sont trop petites pour apparaître sur le graphique.

Les points collent bien à la courbe, montrant ainsi que la loi est vérifiée. En utilisant les formules des pages 61-62 de la notice générale on peut calculer le coefficient d'atténuation en tenant compte des barres d'erreur. Comme celle-ci sont négligeables l'intérêt en est limité. On obtient les résultats suivants:

Plomb: $\mu = 1.30 \text{ cm}^{-1}$

Aluminium: $\mu = 0.21 \text{ cm}^{-1}$

Comme les barres d'incertitudes sont très petites l'incertitude calculée sur ces valeurs sont de l'ordre d'environ 10^{-6} .

Le coefficient d'atténuation du plomb est plus grand que celui de l'aluminium en raison de sa densité beaucoup plus élevée.

5.2. Atténuation du rayonnement β

Une électron (particule β) arrivant dans de la matière subira des pertes d'énergies lors de chocs inélastiques avec la matière et en émettant un rayonnement de freinage lorsqu'il est freiné par le champ électrique du noyau. Le but de cette expérience est de déterminer le parcours maximum R_m , c'est-à-dire la profondeur maximale atteinte par l'électron quelle que soit sa trajectoire préliminaire à l'intérieur de la matière.

Pour cela on utilise la loi expérimentale suivante: pour des épaisseurs d'écran relativement faibles $I^{1/4}$ est une fonction linéaire décroissante de l'épaisseur de matière traversée. De plus le parcours maximum est donné par l'intersection de la droite avec l'abscisse.

L'expérience a été effectuée avec des plaques d'aluminium et la source était du Strontium 90. Les plaques d'aluminium étaient placées entre le détecteur et la source.

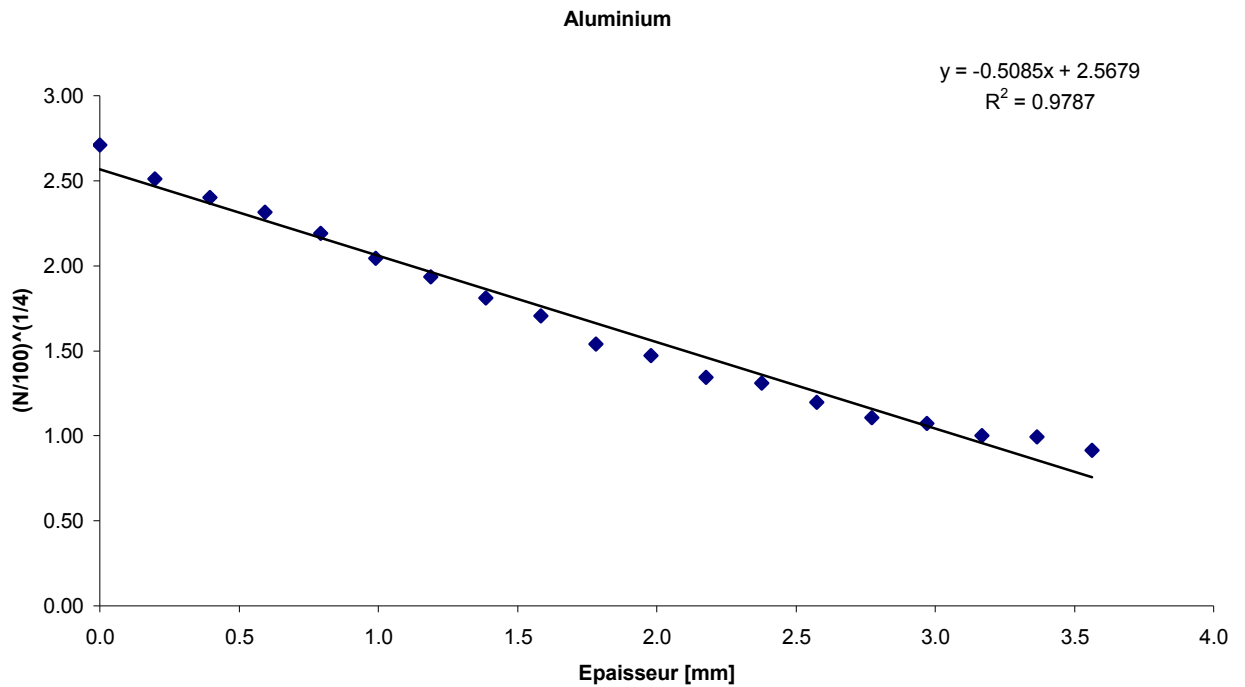
Les barres d'erreurs sont données, en supposant que l'incertitude vient uniquement de N , par:

$$\Delta \left(\sqrt[4]{\frac{N}{t}} \right) = \frac{1}{4} \left(\frac{N}{t} \right)^{-3/4} \frac{1}{t} \Delta N \quad (5.4)$$

Comme $\Delta N = \sqrt{N}$ on a que:

$$\Delta \left(\sqrt[4]{\frac{N}{t}} \right) = \frac{1}{4 (Nt)^{1/4}} \quad (5.5)$$

Résultat

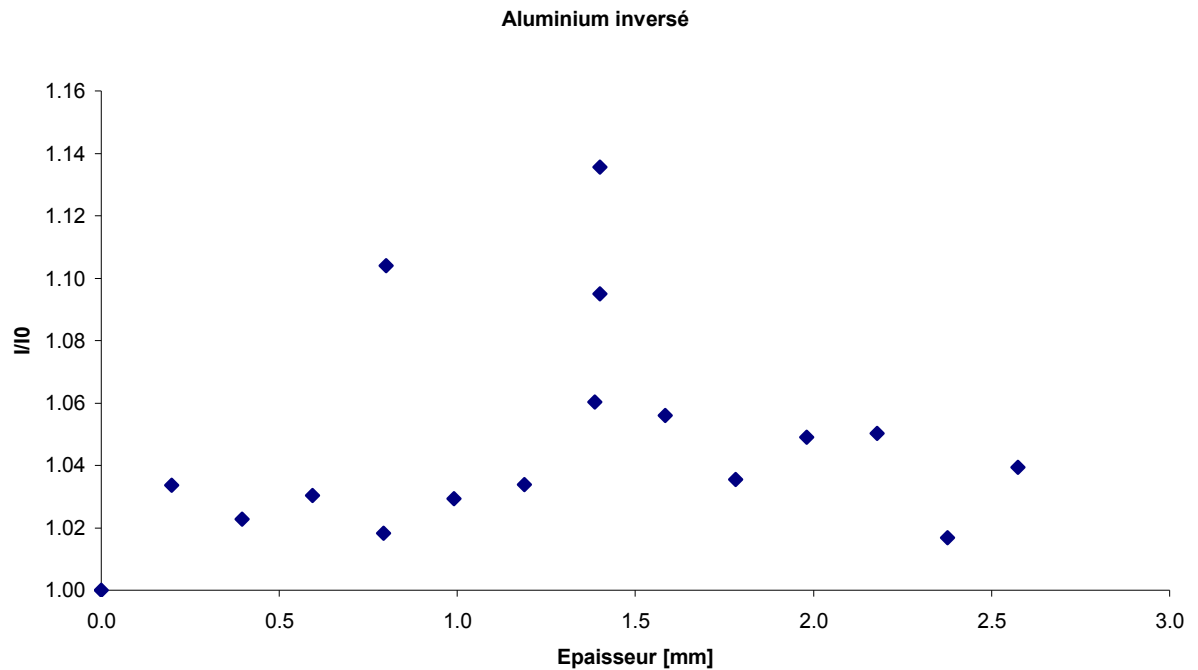


Graphique 5.3. Atténuation β dans l'aluminium

A nouveau les barres d'erreur ne sont pas distinguables. Par contre la relation semble bien linéaire. R_m est déterminé en utilisant les formules [1] p61-62 et on obtient: **$R_m = 4.8 \text{ mm}$**

L'incertitude sur cette valeur n'a pas été calculée car elle provient des barres d'erreur et serait nettement sous-estimée.

Finalement nous avons tourné la source de sorte qu'elle se trouve entre le détecteur et les plaques d'aluminium. En reportant sur un graphique I/I_0 en fonction de l'épaisseur nous nous attendions à obtenir une courbe croissante mais le résultat obtenu est complètement différent comme le montre le graphique ci-dessous.



Graphique 5.4. Atténuation β dans l'aluminium en inversant la source

Ceci est peut être dû aux réflexions des β dans le plomb des collimateurs. Il aurait peut être fallu les enlever. Par contre toutes les valeurs sont supérieures à 1.

6. Etude des coïncidences

6.1. Temps de résolution d'un sélecteur de coïncidences

Le but de cette expérience est de déterminer le temps de résolution du sélecteur de coïncidence qui sera utilisé pour déterminer l'âge d'une source de Cobalt 60.

Schéma du montage

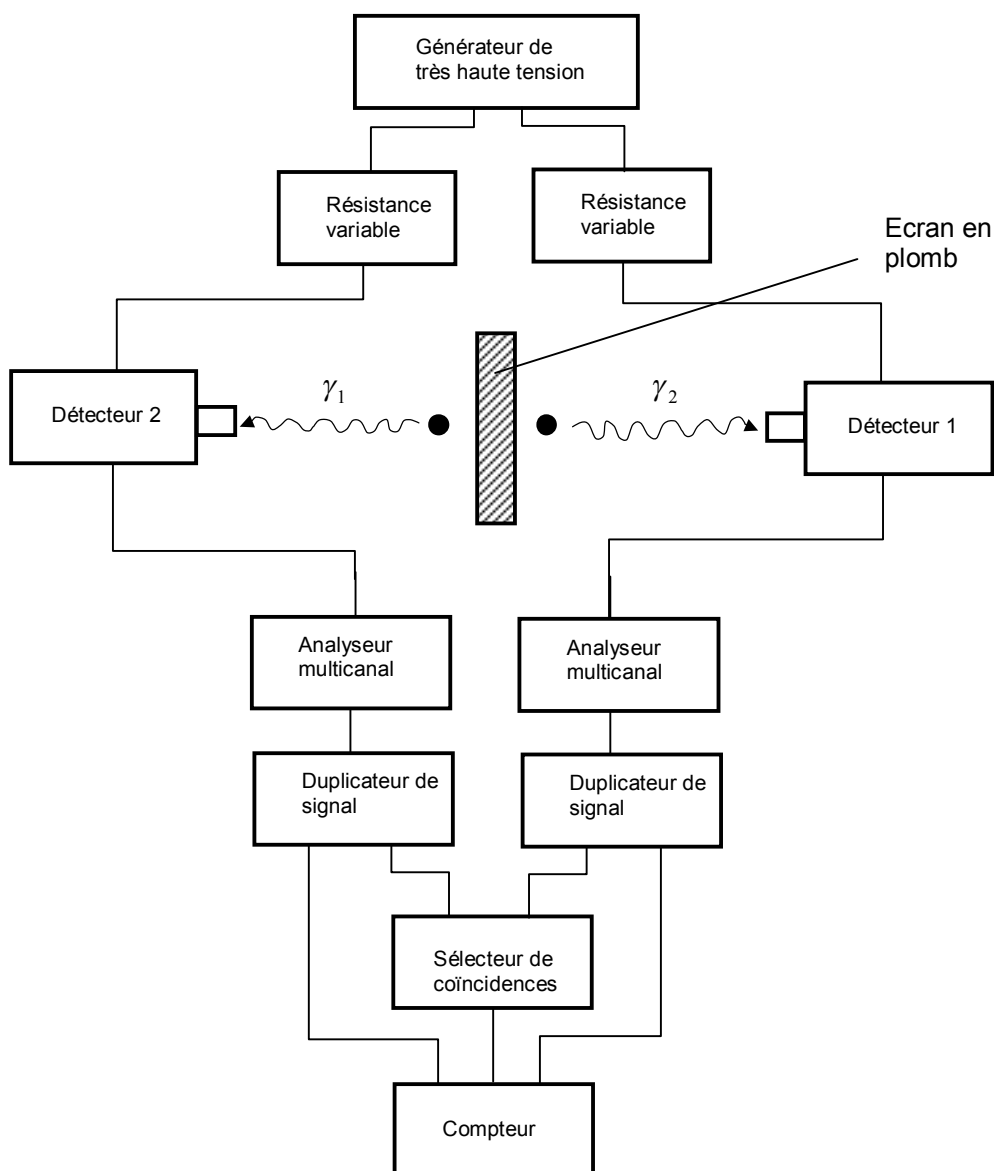


Figure 6.1. Schéma du montage pour l'étude des coïncidences

Description de l'expérience

Deux sources de Césium 137 séparées par un écran en plomb sont placées entre deux détecteurs de rayons gamma. Le signal donné par chaque détecteur lorsqu'il détecte un photon est transformé en un signal logique. Les deux détecteurs sont connectés à un compteur afin de connaître le nombre de photons incident sur chacun d'eux. Le sélecteur de coïncidences reçoit les signaux logiques des deux détecteurs.

Le sélecteur de coïncidences est un appareil qui donne un signal logique de sortie lorsqu'il reçoit simultanément un signal logique à chacune de ses entrées. Il est impossible de définir si deux signaux sont exactement simultanés car aucun appareil de mesures ne peut fournir une telle précision. Il est donc nécessaire que les signaux logiques d'entrée ne soient pas instantanés mais qu'ils durent un certain temps. Définissons θ_1 et θ_2 comme étant respectivement la durée du signal logique du détecteur 1 et 2. Les signaux logiques des deux détecteurs sont connectés à un oscilloscope afin de visualiser la durée θ_1 et θ_2 de chaque

signal. Pour cette expérience on fixe θ_1 et θ_2 à 0,5 μ s. Il n'est pas nécessaire que les deux signaux logiques d'entrée coïncident parfaitement. Il suffit que la fin du signal logique d'une entrée coïncide avec le début du signal logique de la deuxième entrée pour que le détecteur de coïncidence donne un signal logique de sortie. Le temps maximal entre deux signaux d'entrée pour que le détecteur de coïncidence donne un signal est donc $\theta_1 + \theta_2$ noté 2θ qui est le temps de résolution du sélecteur de coïncidences.

A l'aide de cette installation, des mesures peuvent être faites. Elles consistent à compter durant 10 s le nombre de photons gamma détectés par chaque détecteur ainsi que le nombre de photons coïncidents. Ces valeurs permettent de déterminer le temps de résolution du sélecteur de coïncidences à l'aide d'une droite des moindres carrés.

Théorie des coïncidences

Les coïncidences se produisent lors de désintégrations émettant successivement deux particules séparées par un intervalle de temps nettement inférieur au temps de résolution. Si le premier rayonnement est détecté par le détecteur 1 et le second par le détecteur 2, le sélecteur de coïncidences ne parvient pas à distinguer la très petite différence de temps entre l'émission des deux particules. Il considère donc qu'elles sont simultanées et donne un signal logique à la sortie ce qui va ajouter une unité au compteur de coïncidences. A l'aide de ce qui vient d'être dit, il est possible de distinguer quatre types de coïncidences.

- **Les coïncidences vraies.** Elles sont provoquées par la détection de deux particules provenant de la même désintégration.
- **Les coïncidences vraies de bruit de fond.** Elles peuvent provenir du rayonnement cosmique ou d'autres rayonnements perturbateurs.
- **Les coïncidences fortuites.** Elles sont dues à la détection de deux particules provenant de deux désintégration différentes et que le hasard a bien voulu que la différence entre leur temps de détection soit inférieur au temps de résolution du sélecteur de coïncidences.
- **Les coïncidences parasites.** Elles sont dues à la détection par les deux détecteurs d'une même particule diffusant de l'un dans l'autre. Elles peuvent être éliminées en mettant un écran entre les deux détecteurs.

On appelle coïncidences mesurées la valeur indiquée par le compteur de coïncidences. Le taux de coïncidences mesurées m_m est obtenu en divisant les coïncidences mesurées par la durée de temps du comptage. Soient m_1 et m_2 respectivement les taux de comptage des détecteur 1 et 2. On définit m_f comme étant le taux de coïncidences fortuites, m_v les taux de coïncidences vraies, m_e le taux de coïncidences vraies liées au phénomène étudié et m_c le taux de coïncidences vraies dues aux rayonnements cosmiques.

Le taux de coïncidences mesurées est donné par :

$$m_m = m_f + m_v \quad (6.1)$$

$$m_v = m_e + m_c \quad (6.2)$$

Le taux de coïncidences fortuites m_f est donné par :

$$m_f = 2\theta(m_1 - m_v)(m_2 - m_v) \quad (6.3)$$

où 2θ est la limite de résolution du sélecteur de coïncidences

En injectant (2) dans (3), et supposant que $(m_e + m_c) \ll m_1$ et que $(m_e + m_c) \ll m_2$, on obtient:

$$m_e = m_m - m_c - 2\theta m_1 m_2 \quad (6.4)$$

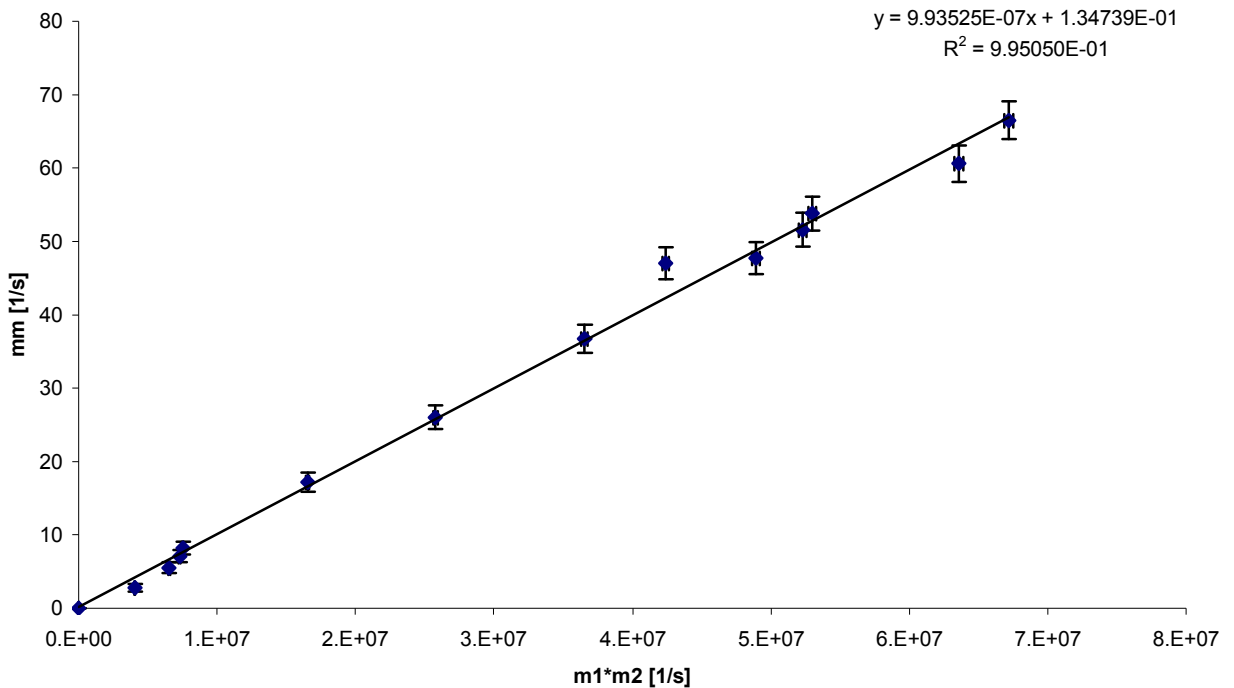
Résultats

Dans l'expérience décrite au-dessus, nous avons choisit deux sources de Césium 137. Or celui-ci n'émet qu'un seul photon durant une désintégration ce qui signifie qu'il ne doit pas y avoir de coïncidences vraies liées au phénomène étudié. Donc $m_e = 0$.

L'équation (6.4) devient :

$$m_m = 2\theta m_1 m_2 + m_c \quad (6.5)$$

Les valeurs m_m , m_1 et m_2 ont été mesurées pour différentes fenêtres de comptage c'est-à-dire que l'on impose aux compteurs de détecter uniquement les photons ayant une énergie plus élevée qu'un certain seuil choisit. Il est alors possible d'obtenir différentes valeurs de taux de comptage qui peuvent être représentées sur un graphique ayant $m_1 m_2$ sur les abscisses et m_m sur les ordonnées. La pente de la droite des moindres carrés de ces points donne la valeur du temps de résolution du sélecteur de coïncidences.



Graphique 6.1. Détermination du temps de résolution

Le temps de résolution que nous avons obtenu est $2\theta = 9.94 \cdot 10^{-7}$ s. L'ordonnée à l'origine donne le taux de coïncidences cosmique $m_c = 1.38 \cdot 10^{-1}$ coups/s. On constate que la valeur 2θ est correct car elle est presque égale à $\theta_1 + \theta_2 = 1\mu s$ qu'on aurait du trouver.

6.2. Détermination de l'âge d'une source de Cobalt 60

Comme application des coïncidences et du temps de résolution déterminé au dessus, il est possible de calculer l'activité d'une source de Cobalt 60 ainsi que son âge.

Description de l'expérience

Le montage est quelque peu différent de celui effectué pour la détermination du temps de résolution. Les différences sont qu'il n'y a plus d'écran en plomb et qu'il y a une source de Cobalt 60 au lieu des deux sources de Césium 137.

Les deux détecteurs sont couverts par une petite plaque d'aluminium afin de ne pas recevoir les rayons β émis lors de la désintégration du Cobalt 60. L'expérience consiste à compter pendant 3207.8 s le nombre de photons détecté par les deux détecteurs ainsi que le nombre de coïncidences mesurées.

Calcul de l'activité et de l'âge d'une source

Soit $(p_{\gamma_i})_j$: Probabilité de détecter γ_i dans le détecteur j pour tout $i, j = 1, 2$

Les deux rayons gamma émis lors de la désintégration du Cobalt 60 ont des énergies très proche ce qui permet de dire que leur probabilité de détection pour un détecteur donné sont identiques. On a alors,

$$(p_{\gamma_1})_2 \cong (p_{\gamma_2})_2 = p_2 \quad (6.6)$$

$$(p_{\gamma_1})_1 \cong (p_{\gamma_2})_1 = p_1 \quad (6.7)$$

Le taux de particules détecté dans le détecteur 1 est alors :

$$m_1 = A((p_{\gamma_1})_1 + (p_{\gamma_2})_1) = 2Ap_1 \quad (6.9)$$

où A est l'activité de la source.

Le taux de particules détecté dans le détecteur 2 est alors :

$$m_2 = A((p_{\gamma_1})_2 + (p_{\gamma_2})_2) = 2Ap_2 \quad (6.9)$$

$$\text{Le taux de coïncidences vrai est donnée par : } m_v = 2Ap_1p_2 \quad (6.10)$$

$$\text{Le taux de coïncidences fortuites est donné par : } m_f = 2\theta m_1m_2 \quad (6.11)$$

Le taux de coïncidences mesurées est donné par :

$$m_m = m_f + m_v = 2\theta m_1m_2 + m_v = 2\theta m_1m_2 + 2Ap_1p_2 \quad (6.12)$$

Grâce aux équations (6.8) et (6.9), on remplace p_1 par $\frac{m_1}{2A}$ et p_2 par $\frac{m_2}{2A}$.

Finalement, on obtient

$$A = \frac{m_1m_2}{2(m_m - 2\theta m_1m_2)} \quad (6.13)$$

L'activité d'une source en fonction du temps t est donnée par : $A(t) = A_0 e^{\frac{-t \ln(2)}{t_{1/2}}}$ (6.14)
De l'équation (6.14) on peut isoler t ce qui donne :

$$t = - \frac{\ln\left(\frac{A}{A_0}\right) t_{1/2}}{\ln(2)} \quad (6.15)$$

Résultats

Les mesures effectuées nous donnent les valeurs suivantes :

$$\begin{aligned} m_1 &= 1461.8 \pm 0.7 \text{ coups/s} \\ m_2 &= 1606.9 \pm 0.7 \text{ coups/s} \\ m_m &= 19.7 \pm 0.1 \text{ coups/s} \end{aligned}$$

La valeur de $2\theta = 1 \mu\text{s}$

A l'aide de la formule (6.13) on calcule l'activité de la source telle qu'elle est maintenant :

$$A = (6.8 \pm 0.6) \cdot 10^4 \text{ Becquerel}$$

L'activité initiale de la source est $A_0 = 3.7 \cdot 10^6 \text{ Becquerel}$

On trouve dans la notice générale la demi-vie du Cobalt 60 $t_{1/2} = 5.26 \text{ années}$

A l'aide de l'activité et de la relation (6.15) on déduit l'âge de la source :

$$t = 30.4 \pm 0.7 \text{ années}$$

La source a été fabriquée en 1975. Elle a donc environ 28 ans. On constate que la valeur calculée de l'âge est un peu supérieure. Cela est certainement dû aux approximations qui ont été faites (par exemple que les probabilités de détection des deux rayons gamma pour un détecteur donné sont identiques).

Calcul d'erreur

Pour l'activité :

On suppose que 2θ n'a pas d'erreur.

$$\Delta m_i = \frac{\Delta N_i}{t} = \frac{\sqrt{N_i}}{t}$$

où N_i , $i=1,2$ est le nombre de particules détectées et pour $i=3$ le nombre de coïncidences mesurées.

$$\begin{aligned} \Delta m_1 &= 0.7 \text{ coups/s} \\ \Delta m_2 &= 0.7 \text{ coups/s} \\ \Delta m_m &= 0.08 \text{ coups/s} \end{aligned}$$

$$A(m_1, m_2, m_m) = \frac{m_1 m_2}{2(m_m - 2\theta m_1 m_2)}$$

$$|\Delta A| = \sqrt{\left(\frac{\partial A}{\partial m_1} \Delta m_1\right)^2 + \left(\frac{\partial A}{\partial m_2} \Delta m_2\right)^2 + \left(\frac{\partial A}{\partial m_3} \Delta m_3\right)^2} = 6 \cdot 10^3 \text{ Becquerel}$$

$$\text{Pour l'âge : } t(A) = -\frac{\ln\left(\frac{A}{A_0}\right) t_{1/2}}{\ln(2)}$$

$$|\Delta t| = \left| -\frac{t_{1/2}}{A \ln(2)} \Delta A \right| = 0.7 \text{ années}$$

Cette expérience nous permet de voir l'utilité de la notion de coïncidence qui a été vu dans la première partie. La détermination de l'âge de la source de Cobalt 60 donne une valeur satisfaisante. La valeur de 33.4 années est très proche de l'âge réel qui est de 28 ans.

7. Période d'un niveau excité du Tantale 181

Dans cette expérience nous allons nous intéresser à la désintégration du Hafnium 181 ($^{181}_{72}\text{Hf}$) en Tantale 181 ($^{181}_{73}\text{Ta}$). Cette désintégration commence par l'émission d'un électron suivit d'un premier photon puis d'un ou deux autres photons. Le but de cette expérience est de mesurer la période du premier photo d'énergie 0.615 MeV.

Pour cela nous savons que le temps $t_{\beta\gamma}$ entre l'émission du β et celle du γ suit la distribution suivante:

$$p(t_{\beta\gamma}) = \frac{1}{\tau} e^{-\left(\frac{t_{\beta\gamma}}{\tau}\right)} \text{ où } \tau = \frac{t_{1/2}}{\ln 2} \quad (7.1)$$

Pour mesurer $t_{\beta\gamma}$ on utilise le dispositif suivant:

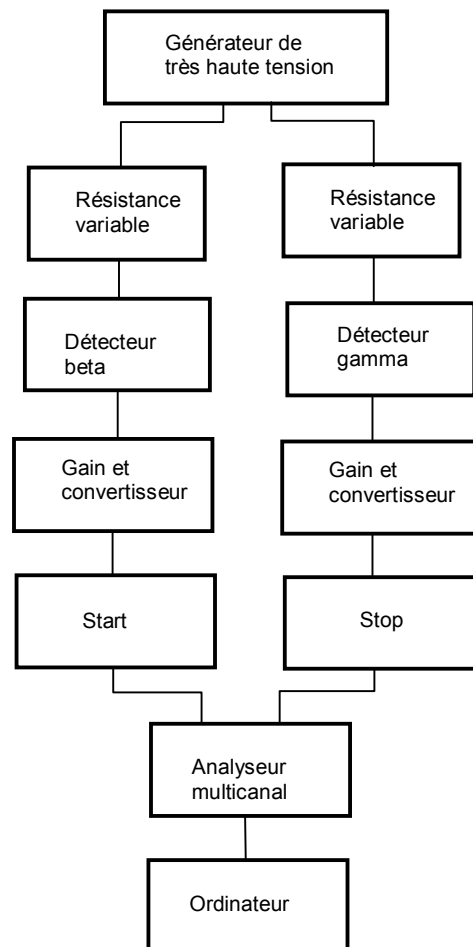
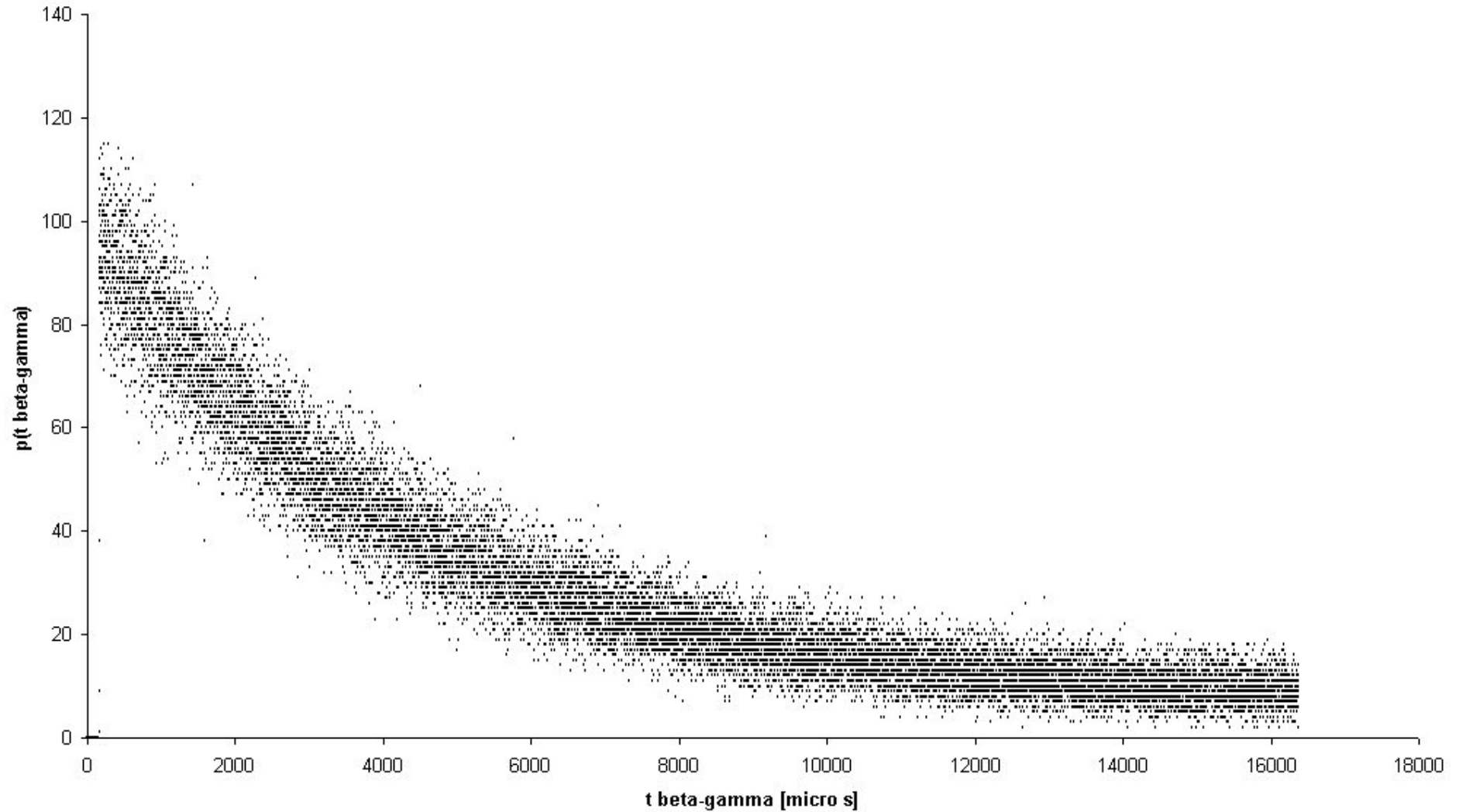


Figure 7.1. Schéma du montage pour la détermination de $t_{\beta\gamma}$

Lorsque la particule β est détectée le chronomètre est enclenché et lorsque la particule γ est détectée il est arrêté. L'analyseur donne ensuite les différents intervalles de temps obtenus en canaux. Il a donc fallu d'abord faire une calibration en mesurant les intervalles de temps à l'oscilloscope. La source était assez vieille (sa demi-vie est de 42 jours) et il a donc fallu faire la mesure sur 500'000 secondes pour bien voir l'exponentielle. Voici le résultat obtenu:

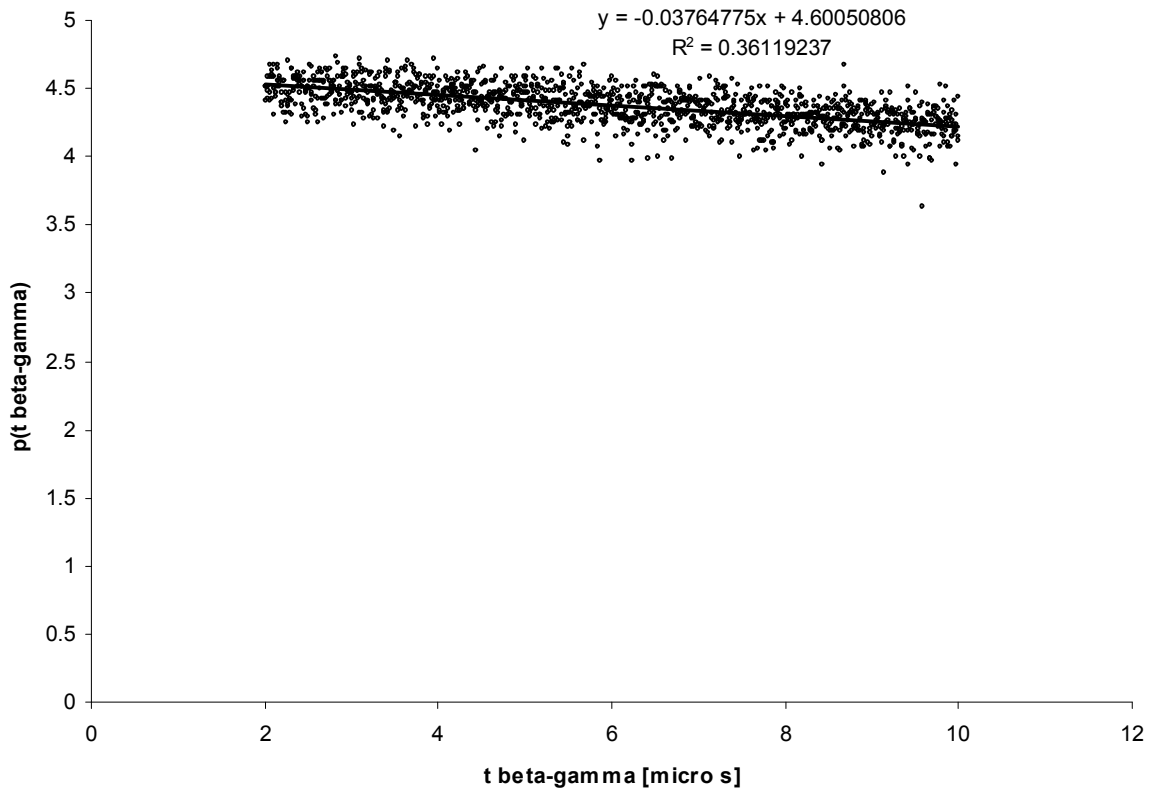


Graphique 7.1. Distribution de $t_{\beta\gamma}$ (non normalisée)

Cette distribution n'a pas été normalisée car ce n'est pas indispensable pour la suite.

Pour obtenir $t_{1/2}$ on linéarise la distribution:

$$\ln(p(t_{\beta\gamma})) = -\frac{t_{\beta\gamma}}{\tau} - \ln \tau \quad (7.2)$$



Graphique 7.2. Linéarisation d'une partie de la distribution

Seule une partie de la distribution a été utilisée, ceci pour obtenir de meilleurs résultats. La partie à gauche de l'exponentielle contient particulièrement les coïncidences paratsites.

Ce qui nous donne une droite de pente a et d'ordonnée à l'origine b . Et donc:

$$a = -\frac{1}{\tau} = -\frac{\ln 2}{t_{1/2}} \Rightarrow t_{1/2} = -\frac{\ln 2}{a} \quad (7.3)$$

$$b = -\ln \tau = -\ln\left(\frac{t_{1/2}}{\ln(2)}\right) \Rightarrow t_{1/2} = e^{-b} \ln(2) \quad (7.4)$$

La première relation est correcte même sans normalisation mais pas la seconde.

La relation (7.3) donne le résultat suivant: $t_{1/2} = 18.4 \mu\text{s}$

Dont il aurait fallu calculer l'incertitude mais celle-ci est beaucoup plus complexe à calculer car pour avoir une bonne valeur il faut déterminer l'incertitude sur la probabilité d'après tout le dispositif de mesure. De plus le nombre de points est très élevé.

8. Conclusion

Ces expériences nous ont permis de nous familiariser avec les désintégrations et la détection de particules. De manière générale les buts ont été atteints et les résultats sont corrects.

Nous avons tout d'abord obtenu les spectres de différentes sources que nous avons ensuite interprétés théoriquement. La calibration nous a ensuite permis de vérifier que la théorie s'appliquait bien aux résultats obtenus. Cette première expérience nous a ainsi permis de nous familiariser avec le matériel et d'observer les conséquences des interactions des particules avec la matière.

Puis nous nous sommes intéressés à la statistique de l'émission de particules par une source. Nous avons mesuré sa loi de distribution et nous l'avons comparé à une distribution de Poisson. Pour vérifier que la distribution obtenue était bien une distribution de Poisson nous avons effectué un test du χ^2 qui s'est avéré concluant avec un niveau de confiance standard de 5%.

Ensuite nous avons étudiés l'atténuation des particules β et γ à travers la matière. Pour l'atténuation des γ nous avons déterminé les coefficients d'atténuation de l'aluminium et du plomb correspondant à l'énergie du γ émis par notre source. Ces valeurs correspondent à celle que l'on trouve dans la notice générale. Pour l'atténuation des β nous avons déterminé la profondeur maximale atteinte dans la matière.

L'expérience suivante consistait à déterminer l'activité d'une source de Cobalt 60 à l'aide de la théorie des coïncidences. Afin de calculer l'activité, nous avons dû déterminer le temps de résolution du sélecteur de coïncidences. Finalement, l'âge de la source a pu être calculé à l'aide de l'activité. L'âge de fabrication de la source étant connue nous avons pu vérifier notre résultat et le résultat est assez proche.

Finalement la dernière expérience avait pour but de déterminer la période de l'état excité de 0.615 MeV du Tantale 181 provenant de la désintégration du Hafnium. Pour cela nous avons utilisé les coïncidences car le début de cet état est caractérisé par l'émission d'un électron et la fin par l'émission d'un gamma. Nous avons obtenu une valeur de 18.4 micro secondes. La valeur donnée comme référence étant 17.8 micro secondes notre résultat est convenable.

9. Bibliographie

- [1] *Notice générale des travaux pratiques de physique nucléaire*, Laboratoire de Physique des Hautes Energies, 16 octobre 2003
- [2] *Notice de l'expérience IV*, Olivier Dormond et Frédéric Ronga sous la direction de Malica Tareb-Reyesrivet, 31 octobre 2001
- [3] *Polycopié de physique nucléaire et corpusculaire*, Prof. Oliver Schneider

10. Annexe

En annexe sont joints les tableaux Excel des principaux calculs.

Calibration canal-énergie

Source	no pic	E th. [KeV]	E exp.[ch.]	FWHM [ch.]	FWHM [KeV]	Sigma [ch.]	Sigma [KeV]	E exp. [KeV]	1/E^(1/2)	Sigma/E
Pb210	1	46.5	299	7.48	11.53	3.8	5.88	44.33	0.150	0.133
Cs137	4	662.0	5835	63.67	17.85	32.5	9.10	667.21	0.039	0.014
Co60	4	1173.0	10304	4.62	11.21	2.4	5.72	1170.05	0.029	0.005
Co60	5	1332.0	11680	4.58	11.20	2.3	5.71	1324.87	0.027	0.004
Na22	4	511.0	4441	0.36	10.73	0.2	5.47	510.37	0.044	0.011
Na22	6	1275.0	11305	0.28	10.72	0.1	5.47	1282.67	0.028	0.004

$y = 0.1125155785x + 10.6861107856$
 $R^2 = 0.9998850181$

0.112515579
 10.68611079

$y = 1.0608x - 0.0278$
 $R^2 = 0.9931$

Distribution de Poisson

N	Compte f(N)	N*f(N)	Poisson th. n*p(n)	Poisson th. p(n)	Xn^2
0	4	0	1.698230451	0.001681416	3.11980217
1	6	6	10.84849789	0.010741087	2.16692966
2	36	72	34.65074674	0.03430767	0.0525381
3	69	207	73.78436236	0.073053824	0.31023001
4	131	524	117.8358183	0.116669127	1.47065368
5	127	635	150.5498415	0.149059249	3.68379687
6	178	1068	160.2883791	0.158701365	1.95710703
7	159	1113	146.2773157	0.144829025	1.10657414
8	106	848	116.804609	0.115648128	0.99944323
9	73	657	82.90685781	0.082085998	1.18380836
10	59	590	52.9618858	0.052437511	0.68839737
11	32	352	30.75698354	0.030452459	0.05023542
12	17	204	16.3732721	0.01621116	0.02398958
13	6	78	8.045723654	0.007966063	0.52015026
14	7	98	3.671217045	0.003634868	3.01828953

1010 6452

moyenne: 6.3881188

nb de valeurs:

1010

S^2:

20.3519454

Aluminium

t = 10 s

Atténuation des gamma

Epaisseur x [cm]	[N]	ln(N/10)	sigma	1/sigma^2	x^2	x^2/sigma^2	x/sigma^2	y*x/sigma^2	y/sigma^2
0.0	9329	6.84	0.010	9329.3	0.0	0.0	0.0	0.0	63797.1
0.5	8086	6.70	0.011	8085.7	0.3	2021.4	4042.8	27067.8	54135.7
1.0	7213	6.58	0.012	7213.0	1.0	7213.0	7213.0	47469.2	47469.2
1.5	6291	6.44	0.013	6291.0	2.3	14154.8	9436.5	60811.5	40541.0
2.0	5708	6.35	0.013	5708.3	4.0	22833.3	11416.7	72462.7	36231.3
2.5	5281	6.27	0.014	5281.3	6.3	33008.3	13203.3	82776.3	33110.5
3.0	4851	6.18	0.014	4851.0	9.0	43659.0	14553.0	90000.9	30000.3
3.5	4203	6.04	0.015	4203.3	12.3	51490.8	14711.7	88873.9	25392.5
4.0	3930	5.97	0.016	3930.3	16.0	62885.3	15721.3	93917.6	23479.4
4.5	3487	5.85	0.017	3486.7	20.3	70605.0	15690.0	91851.1	20411.4
5.0	3434	5.84	0.017	3434.3	25.0	85858.3	17171.7	100265.2	20053.0

delta 9169730653.8
b -0.207321404 sigma b 6.74113E-06
a 6.797050662

Plomb

t = 10 s

Epaisseur x [cm]	[N]	ln(N/10)	sigma	1/sigma^2	x^2	x^2/sigma^2	x/sigma^2	y*x/sigma^2	y/sigma^2
0.0	9243	6.83	0.010401441	9243.0	0.0	0.0	0.0	0.0	63120.8
0.5	4205	6.04	0.015420547	4205.3	0.3	1051.3	2102.7	12703.3	25406.6
1.0	2317	5.45	0.020774806	2317.0	1.0	2317.0	2317.0	12617.1	12617.1
1.5	1260	4.84	0.028168083	1260.3	2.3	2835.8	1890.5	9143.5	6095.7
2.0	685	4.23	0.038217336	684.7	4.0	2738.7	1369.3	5787.3	2893.6
2.5	373	3.62	0.051778037	373.0	6.3	2331.3	932.5	3374.7	1349.9
3.0	189	2.94	0.072739297	189.0	9.0	1701.0	567.0	1666.5	555.5
3.5	118	2.47	0.092057462	118.0	12.3	1445.5	413.0	1019.3	291.2
4.0	59	1.77	0.130188911	59.0	16.0	944.0	236.0	418.9	104.7
4.5	34	1.22	0.171498585	34.0	20.3	688.5	153.0	187.2	41.6

delta 197092589.0
b -1.29600202 sigma b 9.378E-05
a 6.785147771

Atténuation des beta

Aluminium

t = 100 s

Epaisseur x [mm]	[N]	(N/100)(1/4)	sigma	1/sigma^2	x^2	x^2/sigma^2	x/sigma^2	y*x/sigma^2	y/sigma^2
0.0	5405	2.71	0.009	11763.0	0.0	0.0	0.0	0.0	31894.6
0.2	3962	2.51	0.010	10071.1	0.0	394.8	1994.1	5002.9	25267.1
0.4	3320	2.40	0.010	9219.1	0.2	1445.7	3650.8	8763.3	22129.6
0.6	2874	2.32	0.011	8577.6	0.4	3026.5	5095.1	11797.0	19860.3
0.8	2309	2.19	0.011	7688.3	0.6	4822.6	6089.2	13347.9	16853.4
1.0	1748	2.04	0.012	6689.5	1.0	6556.3	6622.6	13541.3	13678.1
1.2	1397	1.93	0.013	5980.2	1.4	8440.2	7104.5	13735.2	11561.6
1.4	1073	1.81	0.014	5241.1	1.9	10068.1	7264.1	13147.2	9485.7
1.6	842	1.70	0.015	4642.8	2.5	11648.9	7354.1	12527.4	7908.7
1.8	564	1.54	0.016	3799.8	3.2	12066.3	6771.2	10434.9	5855.7
2.0	471	1.47	0.017	3472.4	3.9	13613.2	6875.4	10128.6	5115.5
2.2	327	1.34	0.019	2893.3	4.7	13724.9	6301.6	8474.0	3890.7
2.4	293	1.31	0.019	2738.8	5.6	15461.3	6507.3	8513.7	3583.2
2.6	205	1.20	0.021	2290.9	6.6	15178.0	5896.7	7055.8	2741.2
2.8	150	1.11	0.023	1959.6	7.7	15057.5	5432.0	6011.5	2168.6
3.0	133	1.07	0.023	1845.2	8.8	16276.4	5480.3	5885.3	1981.6
3.2	100	1.00	0.025	1600.0	10.0	16058.0	5068.8	5068.8	1600.0
3.4	98	0.99	0.025	1583.9	11.3	17945.7	5331.5	5304.6	1575.9
3.6	70	0.91	0.027	1338.7	12.7	17003.7	4771.0	4364.0	1224.5

delta 7830800793.0
b -0.547147137
a 2.623969522

Rm 4.8

Atténuation des beta

Epaisseur x [mm]	[N]	I / I ₀
0.0	6639	1.00
0.2	6862	1.03
0.4	6790	1.02
0.6	6840	1.03
0.8	6760	1.02
1.0	6834	1.03
1.2	6864	1.03
1.4	7039	1.06
1.6	7011	1.06
1.8	6875	1.04
2.0	6965	1.05
2.2	6973	1.05
2.4	6750	1.02
2.6	6900	1.04
1.4	7270	1.10
1.4	7539	1.14
0.8	7329	1.10
1.0	7428	1.12
1.2	7534	1.13

Coïncidences

t = 10 s

N1	N2	Nm
83307	80633	665
74328	71253	538
30	26	0
27366	26666	71
26325	24850	55
22407	18075	28
27716	27164	82
42850	38654	172
51904	49696	260
68229	62126	470
81103	78380	606
73398	71256	516
70852	69029	477
61374	59526	367

Taux

m1	m2	mm	m1*m2	sigma
8330.7	8063.3	66.5	67172933.3	28.9
7432.8	7125.3	53.8	52960929.8	27.3
3	2.6	0	7.8	0.5
2736.6	2666.6	7.1	7297417.6	16.5
2632.5	2485	5.5	6541762.5	16.2
2240.7	1807.5	2.8	4050065.3	15.0
2771.6	2716.4	8.2	7528774.2	16.6
4285	3865.4	17.2	16563239.0	20.7
5190.4	4969.6	26	25794211.8	22.8
6822.9	6212.6	47	42387948.5	26.1
8110.3	7838	60.6	63568531.4	28.5
7339.8	7125.6	51.6	52300478.9	27.1
7085.2	6902.9	47.7	48908427.1	26.6
6137.4	5952.6	36.7	36533487.2	24.8

Calibration pour le Hafnium

