

SPECTROSCOPIE γ

KUTYLA Charlotte
MESTRE Eloïse

26/03/2019

Introduction : L'étude des spectres γ émis par un noyaux radioactif permet de déterminer plus précisément les énergies de certains des niveaux de cet atome. C'est l'objectif de ces deux journées de travaux pratiques : déterminer l'énergie et les intensité relatives des raies principales d'une source radioactive, le bismuth 207, en étalonnant le détecteur avec trois autres sources radioactives, à savoir le césium 137, le cobalt 60 et le sodium 22.

1 Principe de détection, forme du spectre obtenu et efficacité

Principe de la détection

Le détecteur est composé d'un cristal (iodure de Sodium dopé au thallium), qui interagit avec le rayonnement γ que nous allons étudier. Pour détecter ces rayons, on étudie leurs transferts d'énergie aux électrons par trois processus distincts : effet photoélectrique, effet Compton, création de paires. Les électrons ralentissent ensuite dans le cristal en excitant les atomes de ce dernier. Ces atomes excités vont alors se désexciter produisant une émission de photons dans le domaine du visible : c'est le phénomène de scintillation.

Le nombre d'électrons mis en jeu est proportionnel à l'énergie du γ incident, ainsi l'amplitude du signal délivré par le détecteur (qui est amplifié par le préamplificateur) est aussi proportionnel à l'énergie du γ incident.

Spectre théorique

La forme caractéristique d'un spectre en énergie se décompose en trois parties distinctes :

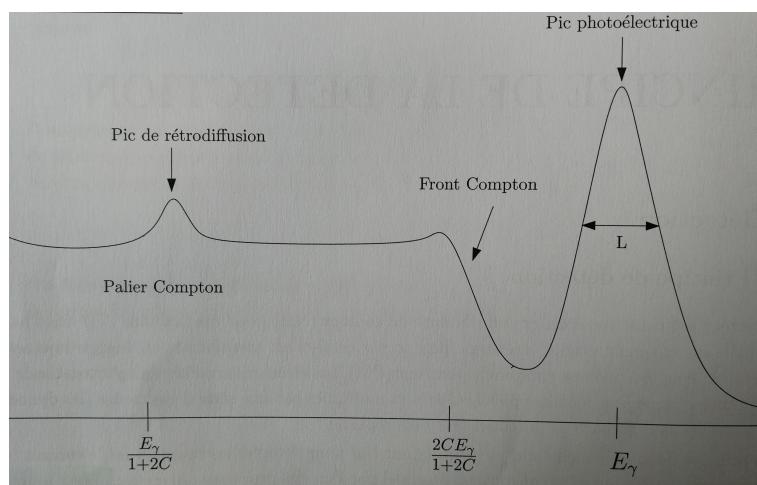


FIGURE 1 – Spectre γ théorique en énergie

- Le ou les pics photoélectrique(s). Ce pic, d'allure gaussienne, provient de la dissipation de toute l'énergie du γ incident dans le cristal. Cette raie apparaît à un niveau d'énergie que l'on notera E_γ .
- Le front Compton précède le pic photoélectrique. L'énergie qui lui est associée est la suivante : $\frac{2CE_\gamma}{1+2C}$. Il provient de la dissipation de l'énergie cinétique d'un électron lorsque un photon sort du cristal sans autre interaction après une déviation Compton dans ce dernier.
- Le pic de rétrodiffusion, qui est un deuxième pic photoélectrique mais lié à l'effet Compton. Il est associé à l'énergie suivante : $\frac{E_\gamma}{1+2C}$

Où C est égale au rapport de l'énergie γ sur l'énergie de l'électron (511keV).

2 Montage et expérience

2.1 Etude de l'ensemble de la détection

Matériel du montage :

- Détecteur γ :
- Alimentation haute et basse tension
- Préamplificateur
- Amplificateur
- Oscilloscope
- Système d'acquisition

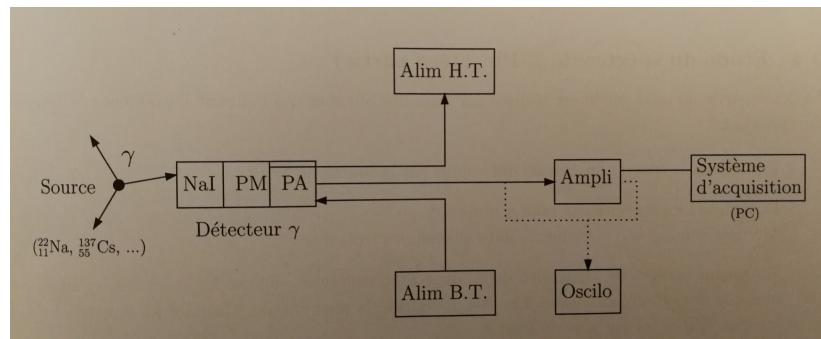


FIGURE 2 – Schéma du montage

En réalisant le montage, nous étudions les changements sur le signal observé à l'oscilloscope à chaque étapes. Pour commencer, nous branchons l'oscilloscope au préamplificateur. Nous obtenons un signal en crêteau, et en faisant varier la tension d'alimentation, nous relevons les valeurs suivantes :

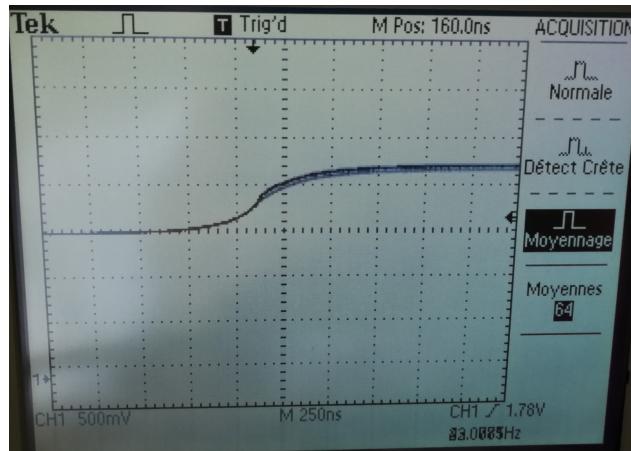


FIGURE 3 – Allure sur l'oscilloscope pour le préamplificateur

| Tension d'alimentation (V) | Tension du signal obtenue à l'oscilloscope (V) |
|----------------------------|--|
| 700 | 0.5 |
| 800 | 0.6 |
| 900 | 1 |

TABLE 1 – Etude des valeurs de tension obtenues à l'oscilloscope avec le préamplificateur

Après avoir branché le préamplificateur, nous le relions ensuite à l'amplificateur, et nous observons le signal obtenu sur l'oscilloscope :

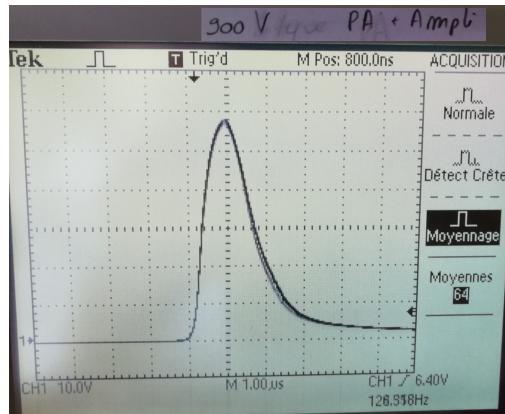


FIGURE 4 – Allure du signal pour l'amplificateur avec une tension d'alimentation de 900 V

Nous pouvons remarquer que la nature du signal a évolué, nous avons maintenant un pic qui s'atténue au bout de quelques microsecondes. Cela s'explique par le fait que l'amplificateur donne au signal une forme type, ici un pic qui s'atténue de manière similaire à une exponentielle décroissante.

| Tension d'alimentation (V) | Tension du signal obtenue à l'oscilloscope (V) |
|----------------------------|--|
| 700 | 20 |
| 800 | 35 |
| 900 | 60 |

TABLE 2 – Etude des valeurs de tension obtenues à l'oscilloscope avec l'amplificateur

Observation :

Pour la deuxième étude, la tension du signal obtenue a été environ multiplié par 58 : le rôle de l'amplificateur est d'augmenter l'amplitude du signal en entrée en la multipliant par une valeur de gain, afin d'éviter les perturbations dûes au bruit.

Détermination du gain

L'objectif de cette manipulation est de trouver le gain maximal afin d'avoir la plus grande amplitude du signal mais sans saturer la carte d'acquisition. Ainsi, Nous nous limitons à une amplitude en tension sur l'oscilloscope de 7V comme indiqué dans l'énoncé. Pour trouver cette valeur, Nous plaçons différentes sources devant le détecteur et observons le signal.

En se limitant à 7V, Nous obtenons une valeur de gain large maximal de 50 pour un gain fin de 0.5 donnant un gain final de 0.5×50 soit 25.

Nous garderons ces réglages tout au long du projet.

3 Etalonnage des détecteurs et étude des spectres

Une fois les réglages de l'amplificateur déterminés, soit un gain de 25 et une tension d'alimentation de 700V, on enregistre les spectres des γ émis par les sources de ^{137}Cs , ^{60}Co , ^{22}Na et ^{207}Bi grâce au logiciel Isipeak. Nous obtenons pour le cobalt par exemple le spectre suivant :

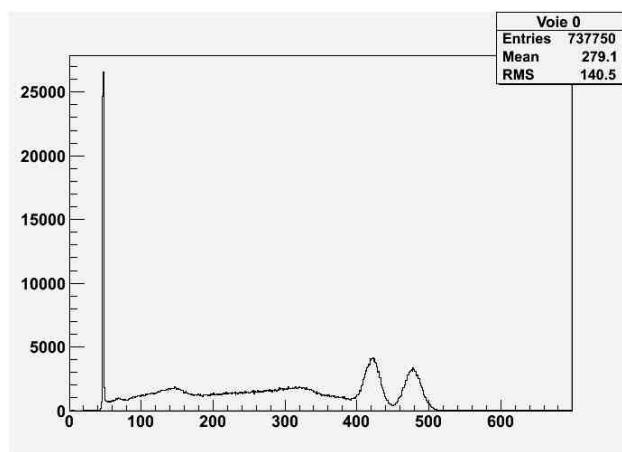
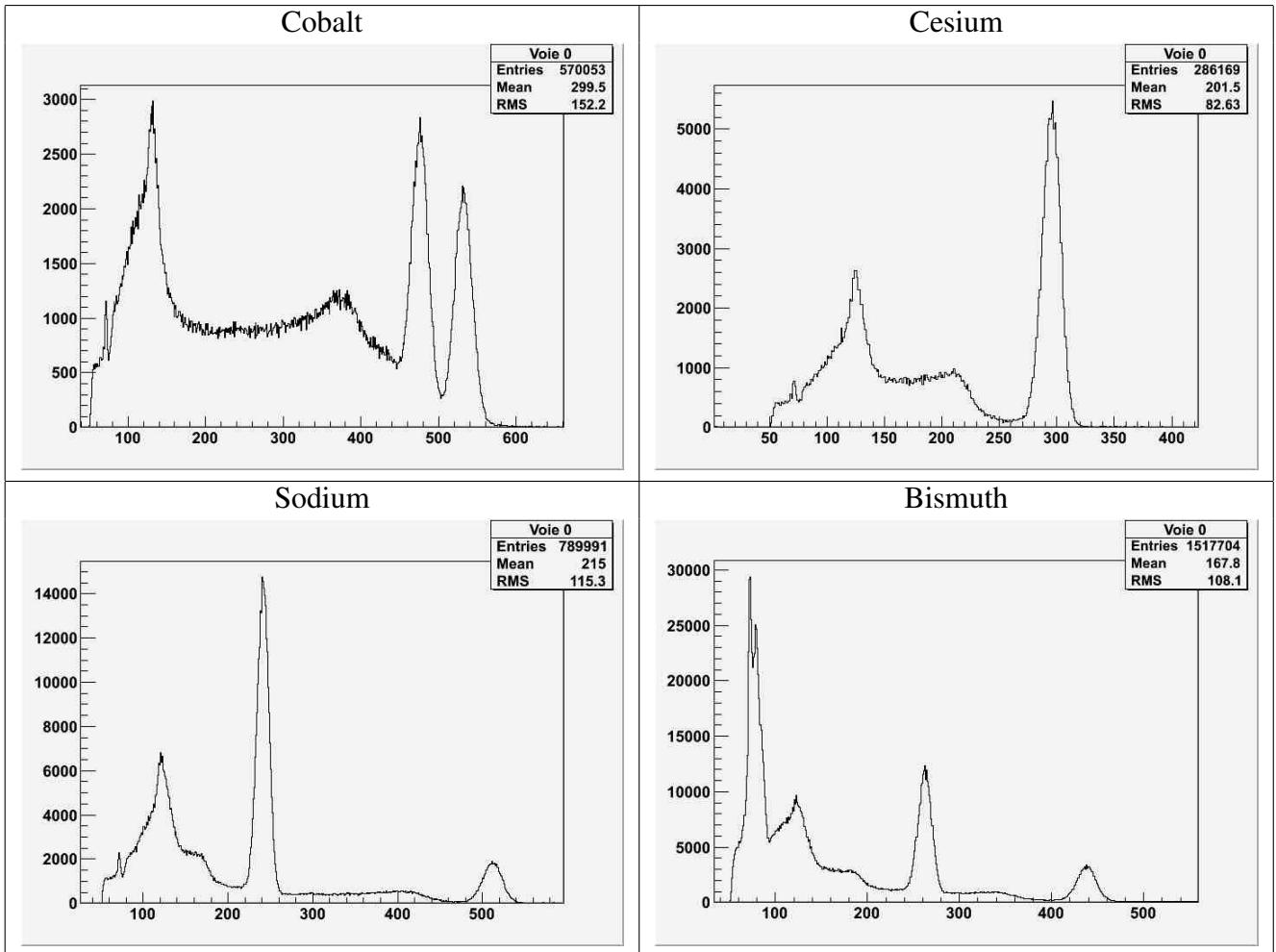


FIGURE 5 – Spectre des γ émis par le Cobalt pour un seuil de départ des mesures de 0mV

Sur le spectre apparaît le bruit de fond électronique qui est le premier pic bien plus grand que le reste du spectre. Pour éliminer le bruit des spectres nous redéfinissons le seuil de 0 mV à 140 mV. Une fois ce seuil pris en compte nous obtenons les spectres des γ émis par les sources suivant :



Nous cherchons dans cette partie à étudier les spectres en énergie des γ émis par les sources ^{137}Cs , ^{60}Co et ^{22}Na , le spectre du ^{207}Bi sera étudié dans une partie à part entière.

Les spectres obtenus sont des histogrammes où l'échelle des énergies en abscisse est décomposée en N intervalles de largeur δE appelés canaux et où l'ordonnée correspondante représente le nombre d'événements détectés ayant une énergie comprise entre E et δE .

Pour pouvoir réaliser des spectres en énergie nous allons déterminer le lien entre énergie des particules et canaux grâce à une courbe d'étallonnage.

3.1 Etalonnage :

Les pics photoélectriques sont dûs aux événements pour lesquels toute l'énergie du γ incident est dissipée dans le cristal. Pour ces pics donc, l'énergie déposée dans le scintillateur par les photons γ est proportionnelle à leur nombre.

Connaissant les énergies théoriques des γ associées aux pics photoélectriques pour le cobalt 60, le sodium 22 et du césum 137, nous allons déterminer la valeur moyenne en canal de ces pics et tracer une courbe d'étallonnage.

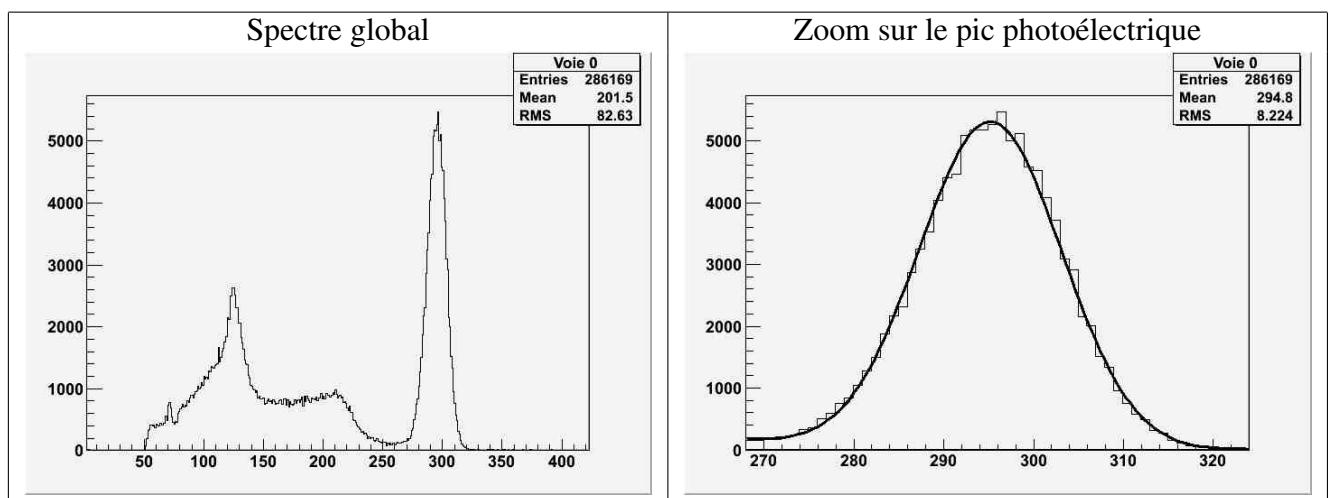
3.1.1 Détermination des valeurs moyennes en canal des pics photoélectriques du ^{137}Cs , du ^{60}Co et du ^{22}Na

Les pics photoélectriques peuvent être modélisés par une gaussienne additionnée d'un polynôme.

Afin d'avoir une précision optimale sur la relation entre canal et énergie, il faut réaliser des zooms sur chaque pic photoélectrique, puis 3 modélisations différentes à savoir une gaussienne additionnée d'un polynôme d'ordre 0, une gaussienne additionnée d'un polynôme d'ordre 1 et une gaussienne additionnée d'un polynôme d'ordre 2.

Le logiciel ISIpeak que nous avons utilisé nous donne pour chaque modélisation les grandeurs suivantes : l'amplitude, la valeur moyenne et enfin l'écart-type σ de la gaussienne.

-> Étude du Césium 137 :



L'énergie théorique associée à ce pic est de 662 keV.

Les données relevées pour les différentes modélisations sont reportées dans le tableau ci-dessous :

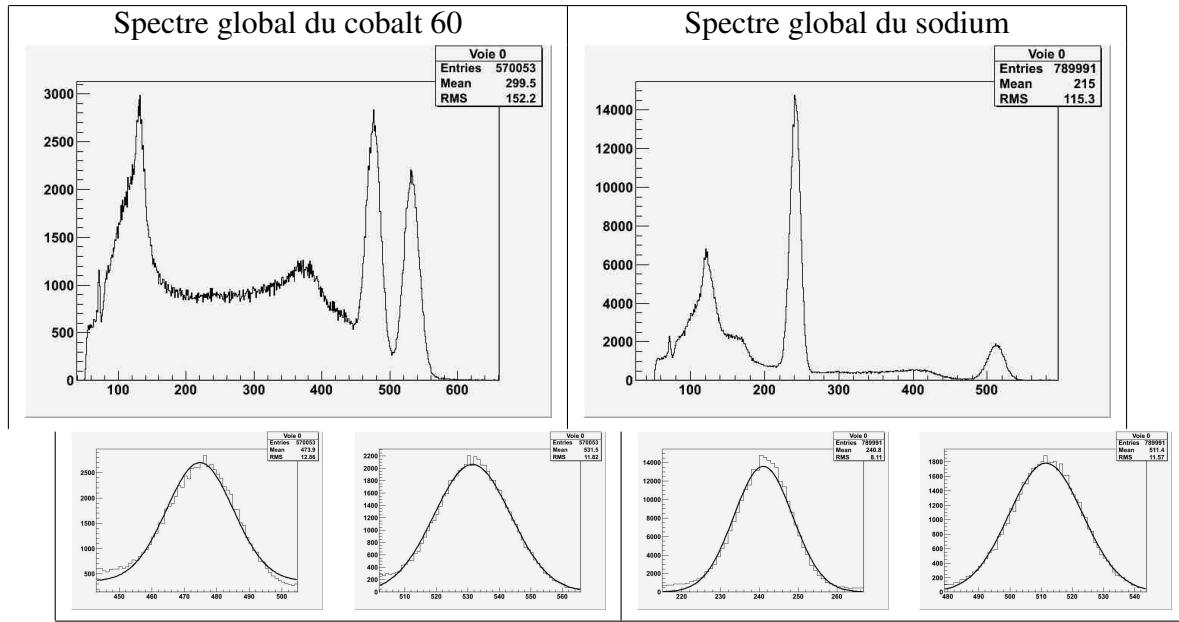
| Gaussienne+poly0 | Gaussienne+poly1 | Gaussienne+poly2 | Valeur moyenne | Incertitude |
|------------------|------------------|------------------|----------------|-------------|
| 294.9 | 295.2 | 295.2 | 295.1 | 0.17 |

TABLE 3 – Étude du césium 137

Où Gaussienne+poly0, Gaussienne+poly1 et Gaussienne+poly2 correspondent respectivement au fit du polynôme 1, 2, ou 3 ajouté à la gaussienne.

L'incertitude sur la valeur moyenne est obtenue en faisant l'écart type des différentes valeurs trouvées pour les 3 modélisations.

Nous avons réalisé la même procédure pour le cobalt et le sodium. Nous obtenons les spectres suivants :



En dessous du spectre global du cobalt, se situent les zooms du pic 1 du cobalt (1170keV en théorie) et du pic 2 du cobalt (1330keV théoriquement).

En dessous du spectre global du sodium, se situent les zooms du pic 1 du sodium, dont nous allons expliquer la présence une fois que nous aurons déterminé son énergie à l'aide de la courbe d'étalonnage, et du pic 2 du sodium (1270keV en théorie).

Nous obtenons finalement pour les trois sources considérées :

| Pic photoélectrique | Gauss+pol0 | Gauss+pol1 | Gauss+pol2 | Moyenne | Incertitude | $E_{thorique}$ (keV) |
|---------------------|------------|------------|------------|---------|-------------|----------------------|
| Césium 137 | 294.9 | 295.2 | 295.2 | 295.1 | 0.17 | 662 |
| Cobalt 60 Pic1 | 474.8 | 475.8 | 475.7 | 475.4 | 0.55 | 1170 |
| Cobalt 60 Pic2 | 531.5 | 532.2 | 532.2 | 532 | 0.40 | 1330 |
| Sodium 22 Pic1 | 241.1 | 241.3 | 241.3 | 241.2 | 0.12 | 511 |
| Sodium 22 Pic2 | 511.5 | 511.9 | 511.9 | 511.8 | 0.23 | 1270 |

TABLE 4 – Tableau d'étalonnage

Toutes les données extraites des différentes modélisations sont reportées dans l'annexe A.

Courbe d'étalonnage

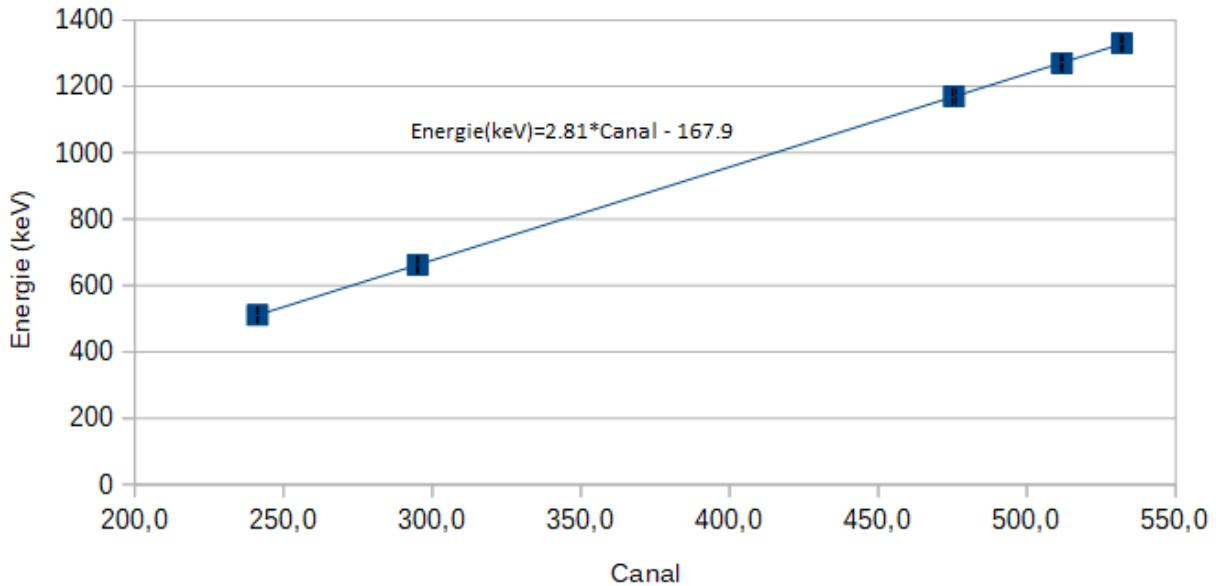


FIGURE 6 – Courbe d'étalonnage obtenue

La relation reliant l'énergie au canal est donc :

$$E_{\gamma} = canal * 2.81 - 167.9 \quad (1)$$

L'incertitude en énergie σ_E est directement reliée à l'incertitude sur la valeur moyenne en canal σ_{canal} et dépend du pic considéré : $\sigma_E = 2,81\sigma_{canal}$

3.1.2 Etudes des spectres en énergie du ^{137}Cs , du ^{60}Co et du ^{22}Na

En utilisant la courbe d'étalonnage nous déterminons les valeurs expérimentales de l'énergie des γ émis par les différentes sources et grâce à ces énergies nous déterminerons celles des fronts Compton et des pic de rétrodiffusion si il y en a.

Cas du Sodium :

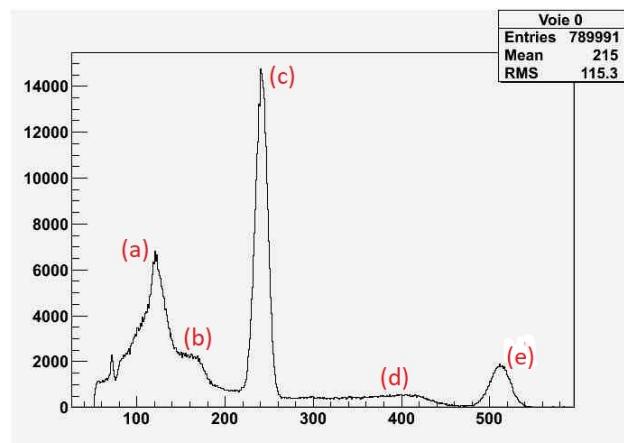


FIGURE 7 – Spectre du sodium

On observe plusieurs raies :

- la raie (e) est le pic photoélectrique déterminé plus haut dont l'énergie théorique est de 1270 keV. Expérimentalement nous obtenons une énergie de 1271.8keV.
- La raie (d) correspond à un front Compton dont l'energie est déterminée à partir de celle du pic photoelectrique d'énergie juste supérieure (e) (cf 1-Théorie). Théoriquement nous obtenons 1057,3 keV et expérimentalement 1057,5 keV.
- La raie (c) est un pic photoelectrique situé expérimentalement à 509 keV. Ce pic s'explique physiquement par le processus de désintégration du sodium 22 : celui-ci se désintègre vers le niveau à 1270 keV par deux voies : désintégration β^+ émettant un positron et un neutrino électronique avec un rapport d'embranchement de 0,9 et une capture électronique émettant un neutrino électronique avec un rapport d'embranchement de 0,1. Lors de la désintégration β^+ le positron peut s'anihiler avec un électron du milieu extérieur et alors libérer deux photons à 511 keV, d'où le pic observé.
- La raie (b) est un front Compton dont l'énergie est déterminée par l'énergie de la raie (c), soit théoriquement 339,3 keV et expérimentalement 338,9 keV.
- La raie (a) est un pic de rétrodiffusion dont l'énergie est aussi déterminée par l'énergie de la raie (c) (cf 1-Théorie), soit théoriquement 170,3 keV et expérimentalement 170,1 keV.

Compte tenu des incertitudes discutées plus haut, les valeurs expérimentales sont conformes à la théorie.

Cas du Césium :

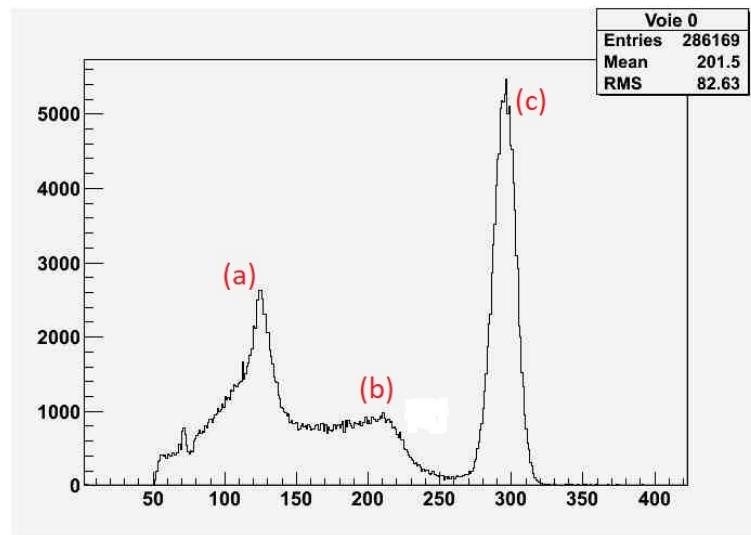


FIGURE 8 – Spectre du césium

| raie | type de raie | énergie experimentale | énergie théorique |
|------|-----------------------|-----------------------|-------------------|
| (c) | pic photoélectrique | 661 | 662 |
| (b) | front Compton | 476,7 | 476,9 |
| (a) | pic de rétrodiffusion | 184,3 | 184,3 |

TABLE 5 – Analyse du spectre de césium

Compte tenu des incertitudes discutées plus haut, les valeurs expérimentales sont conformes à la théorie.

Cas du Cobalt :

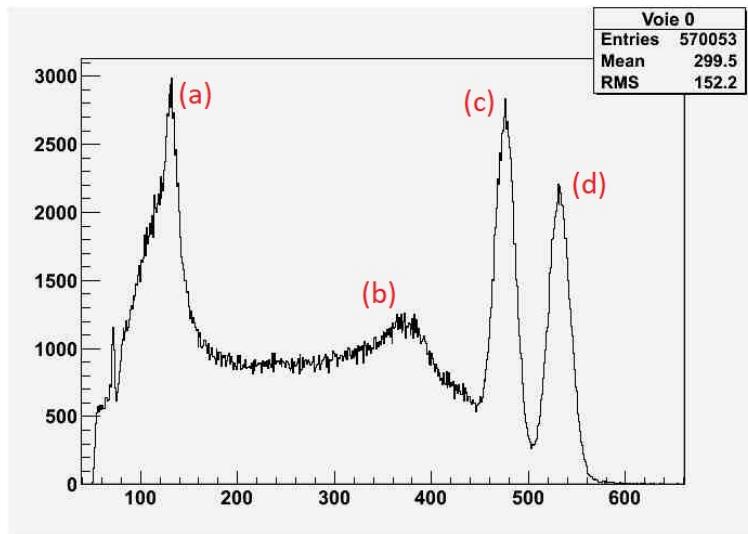


FIGURE 9 – Spectre du cobalt

| raie | type de raie | énergie experimentale | énergie théorique |
|------|-----------------------|-----------------------|-------------------|
| (b) | pic photoélectrique | 1327 | 1330 |
| (c) | pic photoélectrique | 1168 | 1170 |
| (b) | front Compton | 958,4 | 958,7 |
| (a) | pic de rétrodiffusion | 209,6 | 209,7 |

TABLE 6 – Analyse du spectre de cobalt

Compte tenu des incertitudes discutées plus haut, les valeurs expérimentales sont aussi conformes à la théorie.

4 Résolution et efficacité

4.1 Résolution en énergie

Pour en savoir plus sur la forme du spectre, et pour analyser d'avantage les pics photoélectriques, nous allons déterminer la résolution associée à l'énergie de ces pics.

Si ΔE est la largeur à mi-hauteur du pic photoélectrique, la résolution en énergie est donnée par :

$$R(E) = \frac{k}{\sqrt{E}} \quad (2)$$

Où k est une constante et E l'énergie du photon incident.

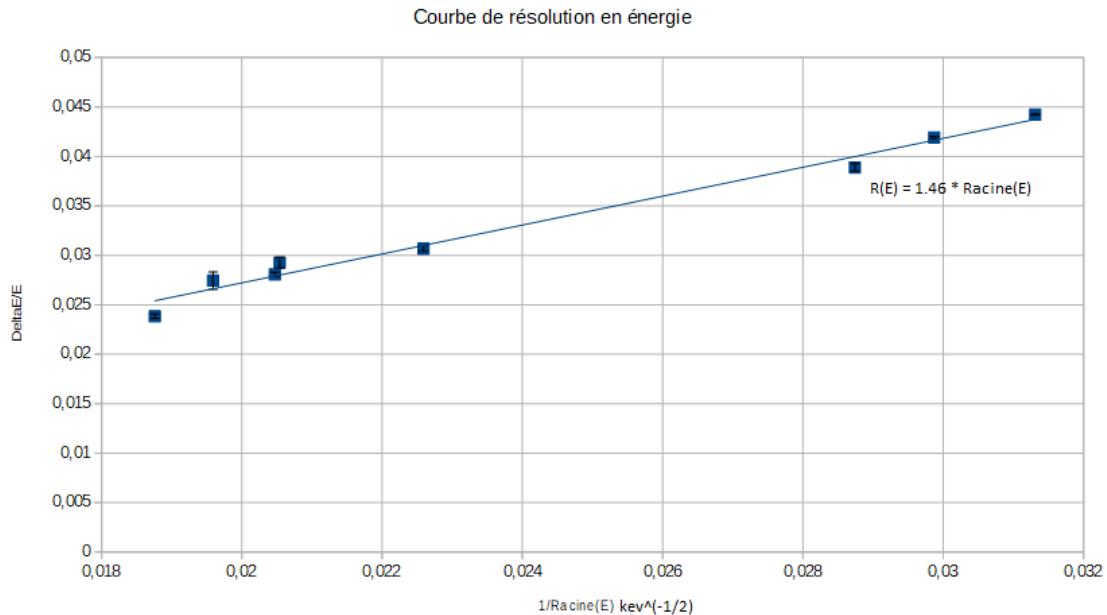


FIGURE 10 – Courbe de la résolution en fonction de l'énergie

Nous obtenons une droite de coefficient directeur k égal à $1.46 \text{ kev}^{1/2}$, ainsi pour une raie gamma associée à une énergie de 1Mev , nous obtiendrons une résolution de $R(1\text{Mev}) = 4.6 \times 10^{-2}$.

Etude des incertitudes sur la résolution :

Nous allons d'abord déterminer les incertitudes sur la valeur du rapport de $\frac{\Delta E}{E}$, et ensuite pour \sqrt{E} .

Nous appliquons donc la formule sur le calcul d'incertitudes et nous obtenons :

$$\sigma_{\frac{\Delta E}{E}} = \sigma_{syst\sigma} \left(\frac{2.35}{E} - \frac{2.81 \Delta E}{E^2} \right) \quad (3)$$

$$\sigma_{\frac{1}{\sqrt{E}}} = \sigma_{syst\sigma} \left(\frac{2.81}{2E\sqrt{E}} \right) \quad (4)$$

| <u>deltaE/E</u> | <u>1/racineE</u> | <u>Incertitudes (deltaE/E)</u> | <u>Incertitudes (1/racineE)</u> |
|-----------------|------------------|--------------------------------|---------------------------------|
| 2,99E-02 | 4,19E-02 | 1,19E-04 | 3,10E-06 |
| 2,26E-02 | 3,07E-02 | 2,58E-04 | 4,87E-06 |
| 1,88E-02 | 2,38E-02 | 2,22E-04 | 3,24E-06 |
| 2,05E-02 | 2,93E-02 | 5,30E-04 | 9,50E-06 |
| 1,96E-02 | 2,75E-02 | 8,82E-04 | 1,48E-05 |
| 2,87E-02 | 3,89E-02 | 3,78E-04 | 9,09E-06 |
| 2,05E-02 | 2,81E-02 | 2,17E-04 | 3,72E-06 |
| 3,13E-02 | 4,42E-02 | 4,43E-05 | 1,22E-06 |

FIGURE 11 – Tableau de valeurs et d’incertitudes pour la résolution en énergie

Les valeurs d’incertitudes sont faibles, mais ne sont pas sous-estimées, nous pouvons donc en conclure que les valeurs obtenues sont précises.

4.2 Détermination du coefficient d’efficacité α

Nous déterminons α grâce à la formule :

$$\left(\frac{E_\gamma^C}{E_\gamma^B}\right)^\alpha = \frac{\epsilon(E_\gamma^C)}{\epsilon(E_\gamma^B)} \quad (5)$$

où

$$\epsilon(E_\gamma^C) = \left(\frac{N_\gamma^{detect}(C)}{N_\gamma^{emis}(C)}\right) \quad (6)$$

Où $N_\gamma^{emis}(A)$ est le nombre de photon émis par la source pour la raie C et $N_\gamma^{detect}(A)$ est le nombre de photons détectés pour la raie C.

En adaptant cette formule aux raies à 511 keV et 1270 keV du Sodium 22 nous pouvons remonter à la valeur de α .

$$\left(\frac{1270}{511}\right)^\alpha = \frac{\epsilon(E_\gamma^{1270})}{\epsilon(E_\gamma^{511})} \quad (7)$$

Soit :

$$\alpha \ln(2,49) = \ln\left(\frac{N_\gamma^{detect}(1270)}{N_\gamma^{detect}(511)}\right) + \ln\left(\frac{N_\gamma^{emis}(511)}{N_\gamma^{emis}(1270)}\right) \quad (8)$$

Le nombre de photons détectés pour chaque raies correspond à l’air sous celle-ci en prenant en compte le bruit de fond, c’est à dire :

$$N_\gamma^{detect}(C) = \sqrt{2\pi} * A(C) * \sigma(C) \quad (9)$$

Où $A(C)$ est l’amplitude de la raie C et $\sigma(C)$ est l’écart-type de la raie C.

Pour l’incertitude sur le nombre de photons détectés σ_{tot} , celle-ci est la somme quadratique de l’incertitude systématique σ_{sys} et de l’incertitude statistique σ_{stat} sur le nombre de photons détectés :

$$\sigma_{tot} = \sqrt{\sigma_{sys}^2 + \sigma_{stat}^2} \quad (10)$$

où

$$\sigma_{sys} = \sqrt{N_\gamma^{detect}} \quad (11)$$

$$\sigma_{stat}^2 = 2\pi(\sigma^2\sigma_A^2 + A^2\sigma_\sigma^2) \quad (12)$$

avec σ_A l'incertitude sur l'amplitude de la raie et σ_{sigma} l'incertitude sur l'écart-type de la raie.

Toutes les données nécessaires à la détermination du nombre moyen de photons émis et les incertitudes associées ont été obtenues à travers les différents fits gaussien et répertoriés dans l'annexe A.

Nous obtenons alors pour les deux raies du Sodium 22 considérées :

| raie | nombre moyen de photons détectés | incertitude totale |
|----------|----------------------------------|--------------------|
| 511 keV | 233544 | 599 |
| 1270 keV | 50243 | 574 |

TABLE 7 – Nombre moyen de photons détectés pour la raie à 511 keV et 1270 keV du sodium 22

$$\text{Alors } \ln\left(\frac{N_\gamma^{detect}(1270)}{N_\gamma^{detect}(511)}\right) = -1,537$$

Pour déterminer $\ln\left(\frac{N_\gamma^{emis}(511)}{N_\gamma^{emis}(1270)}\right)$ penchons nous sur le mécanisme de désintégration du sodium 22. Nous avons vu précédemment que le sodium se désintègre vers le niveau à 1270 keV par deux voies : désintégration $\beta+$ avec un rapport d'embranchement de 0,9 et une capture électronique avec un rapport d'embranchement de 0,1.

Lors de la désintégration $\beta+$ le positron s'anihilé avec un électron du milieu extérieur et libère alors deux photons à 511 keV.

$$\text{Nous concluons que } \ln\left(\frac{N_\gamma^{emis}(511)}{N_\gamma^{emis}(1270)}\right) = \ln(2 * 0,9) = 0,588$$

Et finalement $\alpha = -1,040$ avec une incertitude

$$\sigma_\alpha = \frac{\sqrt{\left(\frac{\sigma_{N_{detect}^{1270}}}{N_{detect}^{1270}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{N_{detect}^{511}}}{N_{detect}^{1270}}\right)^2}}{\ln(2,49)} = 0,013 \quad (13)$$

5 Etude du spectre de $^{207}Pb^*$

Nous considérons ici la désintégration du bismuth en plomb plus ou moins énergétique. Nous nous intéressons aux rayonnements gamma émis par désexcitation du plomb des niveaux $7/2^-$ et $3/2^+$ vers le niveau $5/2^-$ et du niveau $5/2^-$ vers $1/2^-$ représenté si dessous sur le schéma de désintégration du bismuth.

Théoriquement le rapport d'embranchement des ces désexcitations sont respectivement de 7%, 83% et 10%.

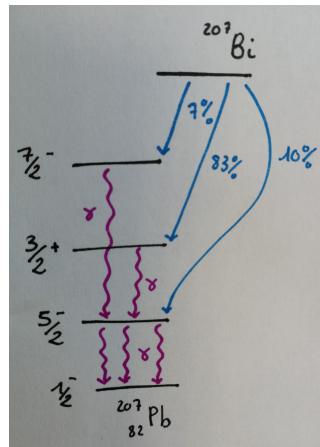


FIGURE 12 – Schéma de désintégration du bismuth

Dans cette partie nous allons obtenir expérimentalement le spectre en énergie des photons émis par la désintégration du bismuth et déterminer grâce aux informations qu'il contient les rapports d'embranchement expériamentaux.

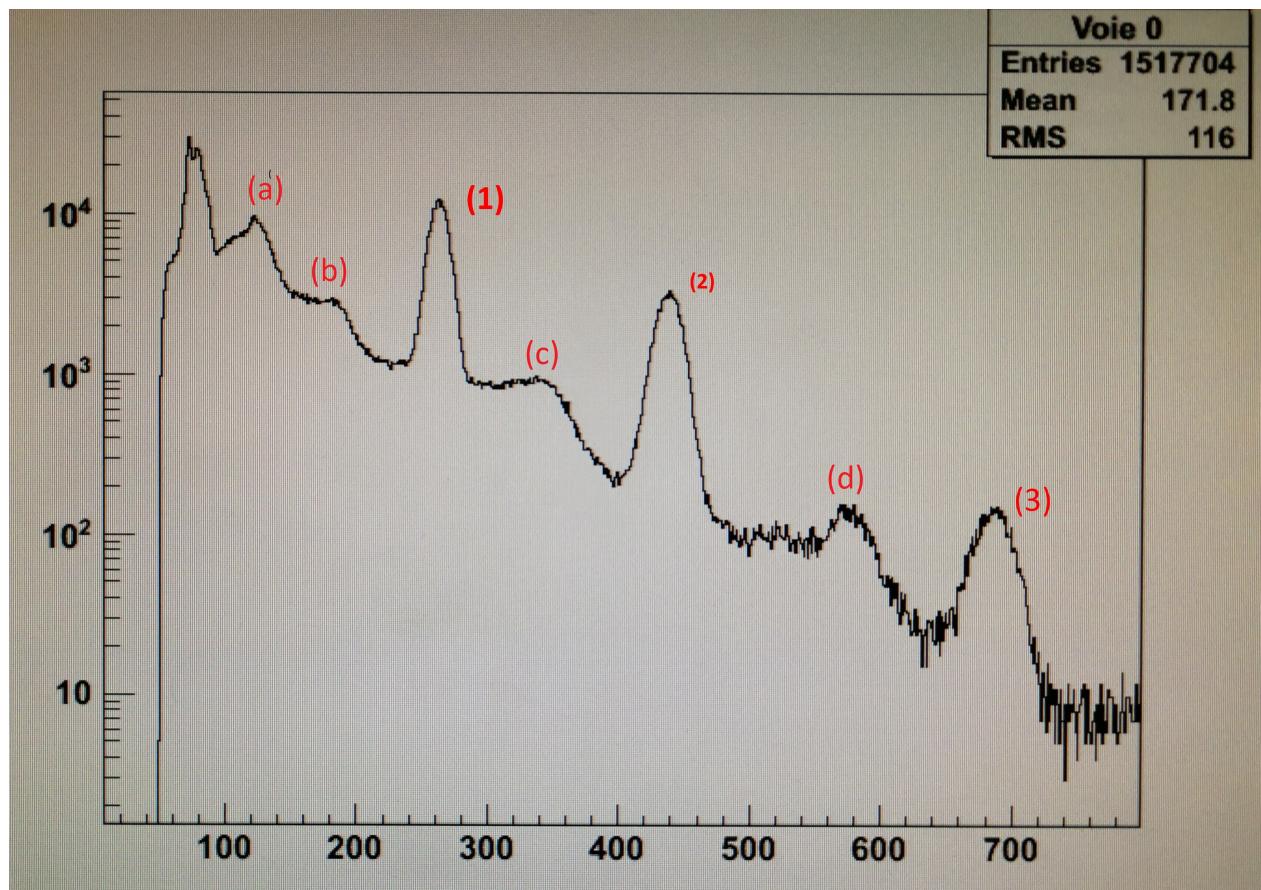


FIGURE 13 – Spectre du Bismuth en échelle logarithmique

Nous observons bien 3 raies d'émissions photoélectriques correspondant aux 3 désexcitations du Plomb, raies (1), (2) et (3).

Avec la même méthode que précédemment, nous déterminons pour ces 3 raies leurs nombre de photons détectés et leur énergie moyenne : Nous avons pour la (1) l'énergie moyenne de 569,2

kEV, pour la (2) 1062,3 keV et la (3) 1758,6 keV.

| raie | Energie (keV) | nombre de photons |
|------|---------------|-------------------|
| (1) | 569,2 | 197466 |
| (2) | 1062,3 | 77964 |
| (3) | 1758,6 | 4490 |

TABLE 8 – Caractéristique des raies photoélectriques du Bismuth

Les intensités relatives de chacune des raies sont déterminées par le rapport du nombre de photons détectés pour chaque raie avec celui d'une raie de référence et donnent directement accès au rapport d'embranchement expérimental.

En étudiant le schéma de désintégration théorique du bismuth nous remarquons que les deux premières désexcitations du plomb peuplent le même niveau qui se désexcite ensuite vers le niveau 1/2-. La raie de référence sera alors celle relative à cette désintégration. Nous la repérons sur le spectre comme étant la (1).

Pour retrouver expérimentalement les rapport d'embranchement il faut donc faire le rapport du nombre de photons émis pour un pic photoélectrique par rapport au nombre de photons émis pour le premier pic :

$$\text{embranchement} = \frac{\gamma_{emis}(E_i)}{\gamma_{emis}(E_1)} = \frac{\gamma_{detect}(E_i)}{\gamma_{detect}(E_1)} \left(\frac{E_1}{E_i} \right)^\alpha \quad (14)$$

Avec i=1,2 ou 3

— Pour i=1

$$\frac{\gamma_{emis}(E_1)}{\gamma_{emis}(E_1)} = 100\% \quad (15)$$

— Pour i=2 :

$$\frac{\gamma_{emis}(E_2)}{\gamma_{emis}(E_1)} = 76\% \quad (16)$$

Nous retrouvons bien un rapport d'embranchement proche de 83% correspondant à la transition vers le niveau intermédiaire en énergie.

— pour i=3

$$\frac{\gamma_{emis}(E_3)}{\gamma_{emis}(E_1)} = 10\% \quad (17)$$

Nous retrouvons bien un rapport d'embranchement de 10% correspondant à la transition vers le niveau le plus bas en énergie.

Nous déterminons le rapport d'embranchement pour la transition vers le niveau le plus haut en énergie en faisant la différence des deux autres trouvés, soit 14% ce qui est proche de 7%.

Grâce aux énergies déterminées pour les 3 raies photoélectriques, nous pouvons obtenir les énergies des autres raies du spectre du bismuth :

| raie | type de raie | énergie experimentale |
|------|-----------------------|-----------------------|
| (a) | pic de rétrodiffusion | 176,3 |
| (b) | front Compton | 392,8 |
| (c) | front Compton | 856,3 |
| (d) | front Compton | 1535,5 |

TABLE 9 – Analyse du spectre de bismuth

6 Étude du bruit de fond

Bruit de fond

Dans cette manipulation, nous voulons étudier le spectre du bruit de fond, en absence de source devant le détecteur. Nous avons donc laissé durant toute une nuit une mesure de détection sans source radioactive à proximité et nous avons obtenu ce spectre :

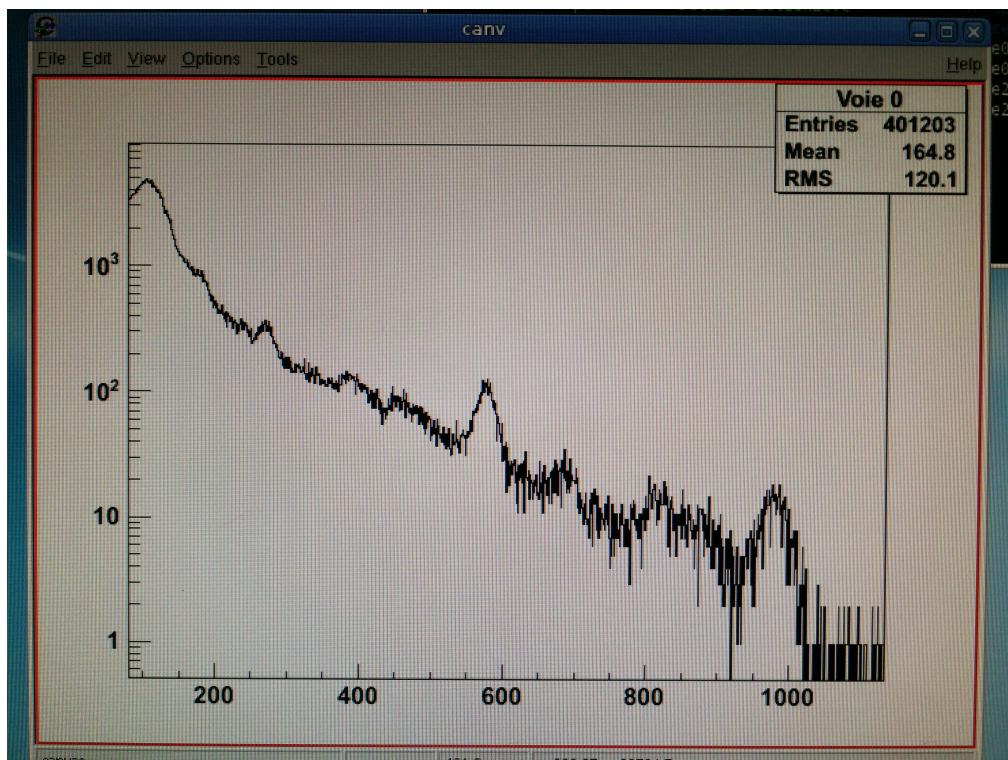


FIGURE 14 – Spectre du bruit de fond en logarithme

Le bruit est surtout présent pour des faibles énergies. Il est donc pertinent de penser que les mesures prise les pics de rétrodiffusion seront moins précises que les mesures sur les pics photoélectrique dans cette zone puisque pour ces raies ont une énergie plus élevée et donc moins perturbée par ce bruit.

Etude du spectre du sodium près du cristal En rapprochant la source du cristal, nous augmentons l'angle solide de détection et donc le nombre de particules détectées. Proche du détecteur le spectre du sodium 22 devient :

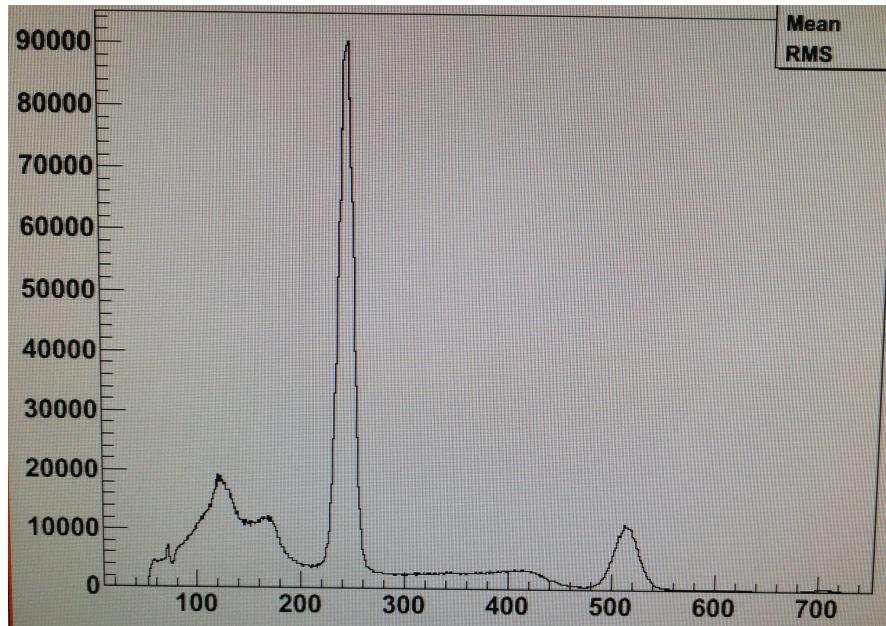


FIGURE 15 – Spectre du Sodium près du cristal

Nous pouvons observer que l'intensité de la raie à 551keV a été multipliée par un facteur 10, tout comme celle à 1270keV. Par contre, le bruit de fond que nous venons d'étudier n'a pas été intensifié, ce qui est logique puisqu'il ne dépend pas de l'angle solide de détection. Ainsi, nous pouvons en conclure que rapprocher la source du cristal a un intérêt : réduire les perturbations dues au bruit de fond.

7 Conclusion :

A travers ce projet nous avons réussi à obtenir et interpréter le spectre en énergie des émissions γ du Bismuth grâce à l'étalonnage du détecteur avec des sources radioactives déjà connues et finalement déterminer expérimentalement son schéma de désintégration.

ANNEXE A

| type de fit | Poly 0 | Poly 1 | Poly 2 | valeur moyenne | Incertitude systématique | incertitude stat=racine(N) | incertitude totale |
|---------------------------------|--------|--------|--------|----------------|--------------------------|----------------------------|--------------------|
| bruit de fond amplitude | 83 | 82.2 | 77.7 | 81.0 | 2.86 | | |
| bruit de fond moyenne | 574.1 | 575.9 | 576.1 | 575.4 | 1.10 | | |
| bruit de fond sigma | 13.2 | 12.1 | 12.2 | 12.5 | 0.61 | | |
| bruit de fond nombre événements | | | | 2538.9 | 152.49 | 50.37 | 180.80 |
| Bismuth p1 amplitude | 10938 | 10930 | 10958 | 10941.3 | 13.32 | | |
| Bismuth p1 moy | 282.2 | 282.3 | 282.3 | 282.3 | 0.06 | | |
| Bismuth p1 sigma | 7.22 | 7.16 | 7.22 | 7.2 | 0.03 | | |
| Bismuth p1 nb evt | | | | 197468.2 | 979.99 | 444.37 | 1078.03 |
| Bismuth p2 amplitude | 3080 | 3059 | 3059 | 3059.3 | 0.58 | | |
| Bismuth p2 moy | 437.8 | 437.8 | 437.8 | 437.7 | 0.12 | | |
| Bismuth p2 sigma | 10.3 | 10.1 | 10.1 | 10.2 | 0.12 | | |
| Bismuth p2 nb evt | | | | 77984.2 | 385.62 | 279.22 | 928.59 |
| Bismuth p3 amplitude | 128.7 | 127.7 | 127.4 | 127.9 | 0.68 | | |
| Bismuth p3 moy | 684.3 | 685.8 | 685.8 | 685.2 | 0.75 | | |
| Bismuth p3 sigma | 14.2 | 13.9 | 13.9 | 14.0 | 0.17 | | |
| Bismuth p3 nb evt | | | | 4489.5 | 60.46 | 67.00 | 90.25 |
| Cobalt p1 amplitude | 2325 | 2352 | 2459 | 2378.7 | 70.87 | | |
| Cobalt p1 moy | 474.8 | 476 | 475.9 | 475.6 | 0.67 | | |
| Cobalt p1 sigma | 9.97 | 10.2 | 10.5 | 10.2 | 0.27 | | |
| Cobalt p1 nb evt | | | | 60955.9 | 2410.23 | 246.89 | 2422.84 |
| Cobalt p2 amplitude | 2052 | 2004 | 2054 | 2038.7 | 28.31 | | |
| Cobalt p2 moy | 531.4 | 532.3 | 532.3 | 532.0 | 0.52 | | |
| Cobalt p2 sigma | 11.8 | 10.8 | 11.1 | 11.2 | 0.51 | | |
| Cobalt p2 nb evt | | | | 57348.0 | 2738.34 | 239.47 | 2748.80 |
| Césium amplitude | 5262 | 5290 | 5290 | 5280.7 | 16.17 | | |
| Césium moy | 295 | 295 | 295.1 | 295.0 | 0.06 | | |
| Césium sigma | 7.99 | 7.77 | 7.86 | 7.9 | 0.11 | | |
| Césium nb evt | | | | 104216.7 | 1498.39 | 322.83 | 1532.77 |
| Sodium 1270 amplitude | 1782 | 1782 | 1789 | 1784.3 | 4.04 | | |
| Sodium 1270 moy | 511.5 | 511.8 | 511.8 | 511.7 | 0.17 | | |
| Sodium 1270 sigma | 11.3 | 11.1 | 11.3 | 11.2 | 0.12 | | |
| Sodium 1270 nb evt | | | | 50242.9 | 528.85 | 224.15 | 574.39 |
| Sodium 511 kev amplitude | 13889 | 13883 | 13882 | 13884.7 | 3.79 | | |
| Sodium 511 kev moy | 241.1 | 241.2 | 241.2 | 241.2 | 0.06 | | |
| Sodium 511 kev sigma | 6.73 | 6.72 | 6.71 | 6.7 | 0.01 | | |
| Sodium 511 kev nb evt | | | | 233544.0 | 353.34 | 483.26 | 598.66 |