

# Spectroscopie $\gamma$ et $\gamma - \alpha$

Mehdi BANAHA et Nicolás BERNAL

12 octobre 2004

## Résumé

Le travail effectué est composé de trois parties: l'étude des spectres de noyau  $^{11}_{22}Na$ ,  $^{137}_{55}Cs$ ,  $^{207}_{83}Bi$  et  $^{60}_{27}Co$ , l'étude de la corrélation angulaire des deux  $\gamma$  émis par le cobalt et la mesure du temps de vie du premier état excité du  $^{237}Np$ .

## Abstract

The work done here is composed of three parts: the study of nucleus spectrum  $^{11}_{22}Na$ ,  $^{137}_{55}Cs$ ,  $^{207}_{83}Bi$  and  $^{60}_{27}Co$ , the study of angular correlation of two  $\gamma$  emitted by cobalt, and the measure of  $^{237}Np$  first excited state's half-life time.

## 1 Introduction

La spectroscopie permet de caractériser la nature d'éléments chimiques en analysant leurs spectres d'émission (ou d'absorption). Le cadre de l'étude se limitera à la spectroscopie  $\gamma$  et  $\gamma - \alpha$ . L'intérêt de ce Travail de Laboratoire est d'effectuer un premier approche et de se familiariser avec les principaux processus de désintégration  $\alpha$ ,  $\beta^-$  et de désexcitation  $\gamma$  ainsi que des éléments de base des chaînes de détection/acquisition en physique nucléaire. Dans une première partie on décrira les différents composants de la chaîne d'acquisition: on s'attachera particulièrement à caractériser les Photomultiplicateurs (étalonnage, résolution, ef-

ficacité). Dans une deuxième partie, on vérifiera la loi de distributions angulaires entre deux photons  $\gamma$  émis en coïncidence. Enfin, dans une troisième partie, on mesurera la durée de vie du premier état excité du noyau de  $^{237}Np$ .

## 2 Détection

Le montage expérimental est composé de deux parties: les détecteurs et la chaîne d'acquisition. Les photons détectés par les capteurs sont

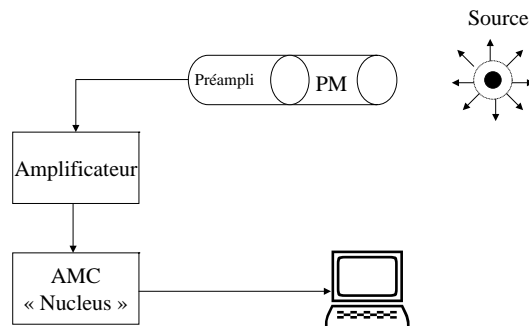


FIG. 1 – Montage Expérimental

transformés en un signal qui est transmis à un amplificateur, puis envoyé sur un analyseur multicanals ('Nucléus') qui le répartit sur un nombre de canaux donnés. Les détecteurs utilisés sont des photomultiplicateurs (scintillateurs de NaI(Ti)) de marque 'Ortec' que l'on soumet à une tension de 900 V. Les PM sont constitués de quatre parties:

- Une photocathode qui convertie, par effet photoélectrique, le flux de photons inci-

dents en un flux d'électrons.

- Un système d'entrée électrons-optique qui focalise et accélère le flux d'électron.
- Un multiplicateur d'électrons (constitué de dynodes) qui libèrent un nombre d'électrons proportionnel à l'énergie d'un électron incident.
- Une anode qui collecte le flux d'électrons résultants et le convertie en un signal de sortie.

Le signal de sortie du PM est proportionnel au nombre de photons incidents sur la photocathode. Il est donc essentiel de déterminer le rapport de proportionnalité entre canal et énergie. Une courbe d'étalonnage Canal vs Energie est réalisée dans ce but. Cet étalonnage aura un double intérêt puisqu'il permettra en plus de vérifier la linéarité du PM.

### 1. Etalonnage

L'étalonnage est réalisé de la manière suivante: l'énergie théorique associée à un photon de déséxcitation est rapportée sur un graphe en fonction du canal sur lequel est centré le pic. Grâce aux spectres de différents éléments radioactifs ( $^{11}_{22}Na$ ,  $^{137}_{55}Cs$  et  $^{207}_{83}Bi$ ) on dispose de cinq points par lesquels une régression linéaire ( $Energie = p1 \cdot Canal + p0$ ) est tracée. L'équation de la droite obtenue détermine le rapport de proportionnalité entre canal et énergie.

### 2. Résolution

On peut calculer l'incertitude  $\Delta E$  sur les mesures des énergies en connaissant la largeur du pic à mi-hauteur  $\Delta Canal$  et les relations de proportionnalités trouvées lors des étalonnages. La résolution du PM est donnée par le rapport  $\frac{\Delta E}{E}$ . En reportant ce rapport en fonction de  $\frac{1}{\sqrt{E}}$  (voir fig 3) il est possible de tracer une régression linéaire de ces points:  $\Delta E$  varie donc proportionnellement à l'erreur statistique  $\sqrt{E}$ .

### 3. Efficacité

L'efficacité  $\epsilon_{totale}$  du système est donnée

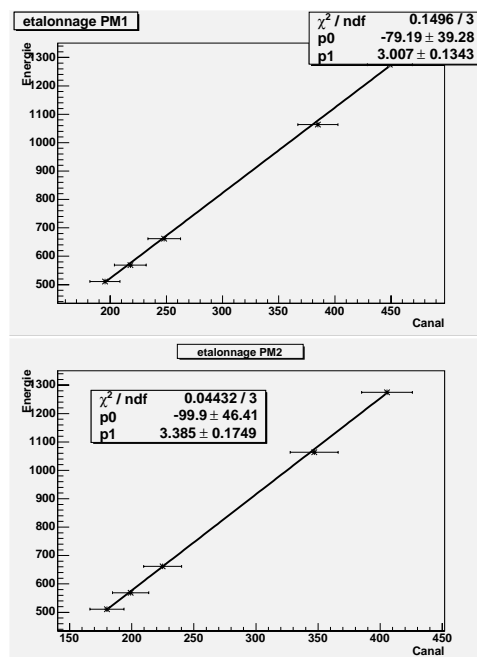


FIG. 2 – Courbes d'étalonnage des PM

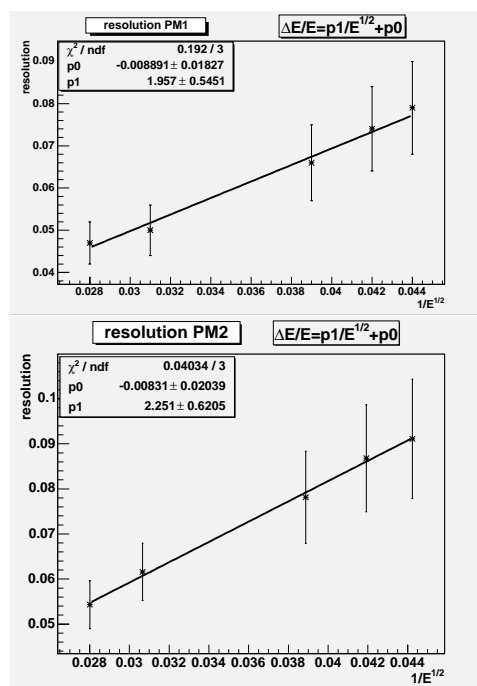


FIG. 3 – Courbes de résolution des PM

par le rapport entre le nombre de photons détectés et le nombre total de photons émis dans une même unité de temps. On peut savoir quel est le nombre de photons émis  $A(t)$  par une source à un temps  $t$ , si on a son activité  $A_0$  initiale et sa vie moyenne  $\tau$ :  $A(t) = A_0 \exp^{-\frac{t}{\tau}}$ . La source utilisée ici est du  $^{137}\text{Cs}$  ayant une activité actuelle  $A(t = 2\text{ans}) = 70,6 \cdot 10^4 \text{Bq}$  et un  $t_{1/2} = 30\text{ans}$ . D'autre part,  $\epsilon_{\text{totale}} = \epsilon_{\text{geo}} \cdot \epsilon_{\text{PM}}$ , où  $\epsilon_{\text{PM}}$  est l'efficacité intrinsèque du PM et  $\epsilon_{\text{geo}}$  est la fraction des photons qui sont émis dans l'angle solide  $\Omega$  en direction du détecteur, c'est à dire  $\epsilon_{\text{geo}} = \frac{\text{Coups émis dans l'angle solide } \Omega}{\text{Coups émis dans tout l'espace}} = \frac{\Omega}{4\pi}$  (si l'on suppose la source isotrope) avec  $\Omega = \frac{\pi R^2 \cos\theta}{L^2}$  où R:rayon utile du PM=2,54cm et L:distance utile du PM=58,5cm. L étant très supérieur à R on considère  $\cos(\theta) \rightarrow 1$ , d'où  $\Omega \simeq \frac{\pi R^2}{L^2}$ . Soit une  $\epsilon(\text{geo}) = \frac{R^2}{4L^2} = 4,75 \cdot 10^{-4}$ . D'autre part  $\epsilon_{\text{totale}} = 2,02 \cdot 10^{-4}$  ce qui donne une efficacité intrinsèque  $\epsilon_{\text{int}} = 0,4253$  soit 42,53%.

On utilise aussi un dispositif à semi-conducteur pour détecter les particules  $\alpha$ . Il s'agit d'une jonction  $pn$  à laquelle on applique une différence de tension, voltage négatif sur le côté  $p$  et positif sur le  $n$  ce qui aura pour effet de faire croître la zone de déplétion. Lorsqu'une particule chargée traverse cette zone, il va y avoir création de paires électron-trou. Les trous sont attirés vers la région  $n$  alors que les électrons sont attirés vers la région  $p$ . Le signal recueilli en sortie sera proportionnel au nombre de paires ainsi créés lui-même proportionnel à l'énergie de la particule incidente.

On reporte un spectre de  $^{137}\text{Cs}$  (figure 4) où on peut voir le pic 'X', le pic de rétrodiffusion, le front Compton et le pic  $\gamma$  de désexcitation à 661.1 keV.

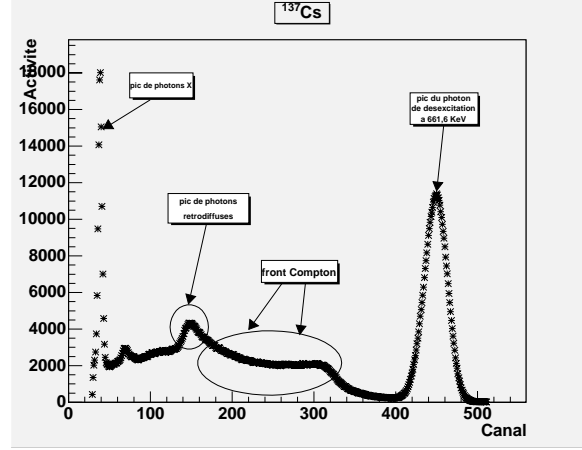


FIG. 4 – Spectre du  $^{137}_{55}\text{Cs}$

## 3 Manipulations

### 3.1 Corrélation Angulaire de deux $\gamma$ du $^{60}\text{Co}$

On étudie la corrélation angulaire entre deux  $\gamma$  émis successivement par des noyaux de  $^{60}_{27}\text{Co}$ , lors d'une transition d'un niveau excité  $A$  à un autre niveau excité  $B$  ( $t_{\frac{1}{2}} = 713\text{fs}$ ), puis à l'état fondamental  $C$ . Ces deux désexcitations sont responsables de l'émission de deux photons de 1173.237 keV et de 1332.501 keV respectivement. Le but de l'expérience est de vérifier la loi de distribution angulaire donnant la densité de probabilité d'émission de deux  $\gamma$  successifs à un angle  $\theta$  [2]:

$$W(\theta) = 1 + \sum_{k=1}^l A_k \cdot \cos^{2k}\theta \quad (1)$$

Où les coefficients  $A_i$  dépendent des spins et des états de multipolarité du rayonnement émis. Dans ce cas d'étude un développement à l'ordre 2 sera suffisant; d'où le nombre de coïncidences:  $N(\theta) = N_0 (1 + A_1 \cdot \cos^2\theta + A_2 \cdot \cos^4\theta)$  avec  $N_0 = N(\pi/2)$ .

Pour ces deux transitions, les valeurs théoriques de  $A_1$  et de  $A_2$  sont  $\frac{1}{8}$  et  $\frac{1}{24}$  respectivement [2].

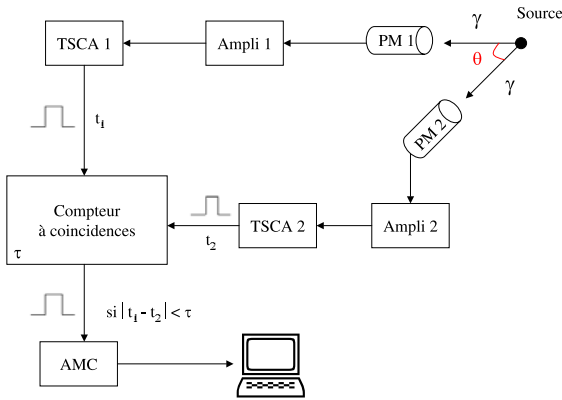


FIG. 5 – Montage expérimental pour mesurer les coïncidences

Le montage à réaliser est donné par la figure 5. Le principe d’acquisition est le suivant: Grâce à un TSCA qui fonction en mode ‘gate’, à un stretcher et à un AMC (Analyseur MultiCanal), il est possible de sélectionner (en définissant les bornes supérieure et inférieure de tension) uniquement une partie du spectre. Le PM1 détecte le pic correspondant au  $\gamma$  de 1173,2 KeV, le PM2 celui de 1332,5 KeV. Le tirroir à coïncidences est utile pour définir un ‘resolving time’ (noté  $\tau$ ) qui joue le rôle de limite supérieure du temps de coïncidence. De cette manière lorsque deux photons de désexcitation sont détectés (l’un dans le PM1, l’autre dans le PM2) dans un interval de temps  $dt$  inférieur au resolving time, il y a coïncidence.

On mesure le nombre de coups en fonction de  $dt$  pour différents  $\tau$  (fig. 6). Avant de commencer les mesures de coïncidence, il est nécessaire de définir un  $\tau$  optimal qui exercera ce rôle de ‘filtre’: il est souhaitable d’avoir une distribution de coups en fonction de  $dt$  la plus piquée possible. A cet égard la courbe obtenue pour  $\tau = 20ns$  semble correspondre au critère recherché et sera considéré comme  $\tau$  optimal. Sur la figure 6 est présentée le nombre de coïncidences détectées en fonction du délai  $dt$  entre la détection des deux photons pour différentes

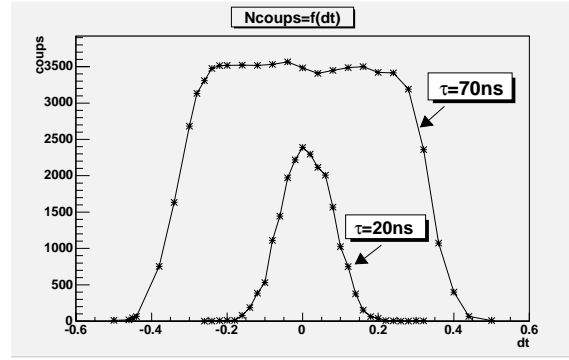


FIG. 6 – Détermination du  $\tau$  optimal

valeurs de  $\tau$ : On choisi  $\tau = 20ns$  comme le  $\tau$  optimal.

D’autre part il faut aussi tenir compte du nombre de coïncidences fortuites détectées pour les soustraire au nombre de coïncidences mesurées. Le nombre de fortuites [1] par unité de temps peut être estimé par l’expression  $n_1 n_2 \tau$ , où  $n_1$  et  $n_2$  sont le nombres de coups détectés par unité de temps sur les PM1 et PM2. Ainsi le nombre de coïncidences réel est  $N_{reel}(\theta) = N_{mesure}(\theta) - n_1(\theta)n_2(\theta)\tau$ .

Les mesures sont réalisées pour différents angles  $\theta$  ( $\frac{\pi}{3}$ ;  $\frac{\pi}{2}$ ;  $\frac{2\pi}{3}$ ;  $\pi$ ;  $\frac{5\pi}{4}$ ...) sur une plage d’acquisition de 10 minutes.

Les contributions à l’incertitude sont de deux natures:

- l’incertitude angulaire pour chaque PM est donnée par  $\Delta\theta = \frac{R}{L}$  avec R le rayon du PM et L la distance source-PM.
- L’erreur sur  $N_{reel}$  est donné par l’expression:  

$$\Delta N_{reel}(\theta) = \sqrt{N_{mesure} + n_1 n_2 \tau^2 (n_1 + n_2)}$$
 où on néglige la contribution de  $\Delta\tau$ .

La corrélation (figure 7) entre résultats expérimentaux et théoriques semble bonne, toutefois on peut noter un écart sur la valeur maximale de coïncidence.

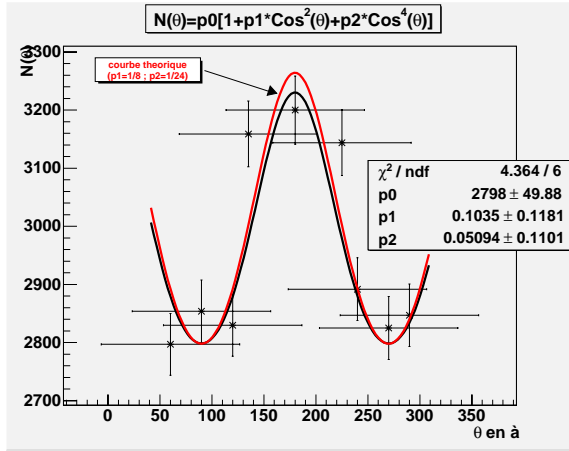


FIG. 7 – *Corrélation Angulaire de deux  $\gamma$  du  $^{60}\text{Co}$*

### 3.2 Mesure du Temps de Demi-Vie du Premier Etat Excité du Noyau de $^{237}\text{Np}$

L'étude porte sur une source  $^{241}\text{Am}$  qui par émission  $\alpha$  se désintègre dans le premier état excité du  $^{237}\text{Np}$ , puis dans son état fondamental par émission d'un photon de 59,5 keV. Dans cette mesure le 'start' du temps est donné par la détection de la particule  $\alpha$  et le 'stop' par le  $\gamma$  de 59,5 keV. Les intervalles de temps ainsi évalués sont une mesure du temps de vie moyen  $\tau$  de cet état excité. Le temps de demi-vie est donné par  $t_{1/2} = \tau \cdot \ln 2$ .

Le montage expérimental est représenté sur la figure 8.

Grâce à un stretcheur il est possible, comme précédemment, de sélectionner pour chaque capteur ( $P_\alpha$  et PM) les pics désirés. Les signaux arrivent sur le TAC, qui fournira en réponse une porte dont la hauteur sera proportionnelle au décalage  $\Delta t = |t_\alpha - t_\gamma|$ . Le signal est analysé par l'AMC, ce qui implique la réalisation d'un étalonnage Canal-Temps (figure 9).

Les mesures effectuées permettent d'établir une courbe activité vs temps (figure 10).

La courbe théorique concorde parfaitement avec

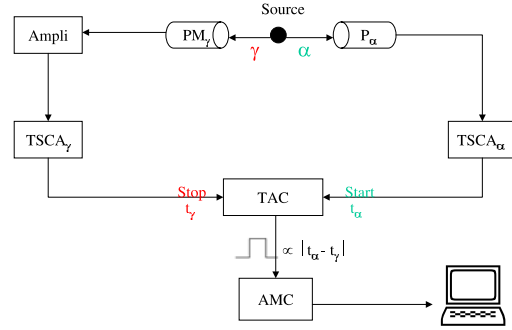


FIG. 8 – *Coïncidence  $\alpha - \gamma$*

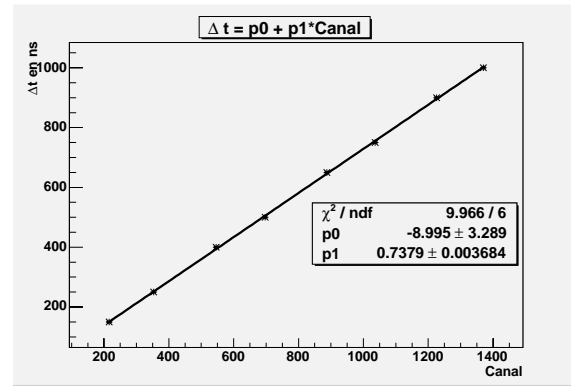


FIG. 9 – *Etalonnage Canal-Temps*

les données expérimentales. Le paramètre  $p0$  du fit n'est pas significatif (en effet la distance source- $P_{alpha}$  et l'activité de la source ne sont pas connues) et le paramètre  $p1$  représente le temps de demi-vie expérimental  $t_{1/2}$ . Dans la littérature [3] il est donné  $t_{1/2} = 67\text{ns}$ .

## 4 Conclusion

L'étude menée a, dans un premier temps, rempli les objectifs affichés: la conception et la réalisation d'une chaîne d'acquisition, l'étalonnage de capteurs (PM) et la caractérisation de quelques spectres d'isotopes radioactifs. Dans un deuxième temps les mesures effectuées ont permis de vérifier la loi de distribution angulaire de deux photons émis successivement par un noyau de  $^{60}\text{Co}$  ainsi que de déterminer expéri-

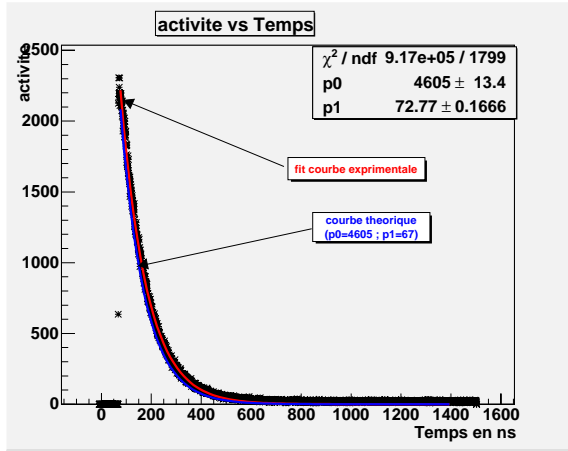


FIG. 10 –  $t_{1/2}$  du premier état excité du  $^{237}\text{Np}$

mentalement la durée du temps de demi-vie du premier état excité du noyau  $^{237}\text{Np}$ .

## Références

- [1] W.R. Leo, 'Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments', p.313, second edition, Springer-Verlag.
- [2] D. Hamilton, 'On Directional Correlation of Successive Quanta', Phys. Rev. D 58, 122-132 (1940).
- [3] R. Firestone, 'Table of Isotopes' Volume I et II, John Wiley & sons.