

TRAVAUX PRATIQUES DE PHYSIQUE
NUCLEAIRE

Expérience X

Etude du schéma de désintégration
du Cobalt 57
au moyen d'un détecteur au germanium

LPHE

18 septembre 2012

Table des matières

1	Chaîne de spectrométrie à détecteur à scintillation	1
1.1	Schéma de montage	1
1.2	Calcul d'une chaîne de spectrométrie	2
1.3	Montage et contrôle	3
1.4	Utilisation de la porte	3
1.5	Réglages et caractéristiques de la chaîne	4
1.5.1	Estimation du bruit de fond	4
1.5.2	Temps de résolution	5
1.5.3	Linéarité et résolution en énergie	6
2	Estimation de la moyenne d'une distribution de Poisson	7
2.1	Distribution de Poisson de moyenne faible	7
2.2	Distribution de Poisson de moyenne élevée	9
2.3	Questions	11
3	Spectrométrie γ avec un détecteur à scintillations puis au Germanium	13
3.1	Introduction	13
3.2	Linéarité	15
3.3	Expérience	16
3.3.1	Spectrométrie γ à l'aide d'un détecteur à scintillations	16
3.3.2	Etude du ^{57}Co à l'aide d'un détecteur à germanium . .	17
3.4	Questions	17
4	Atténuation des photons dans la matière	19
4.1	Dénomination des interactions	19
4.2	La loi d'atténuation	20
4.3	Expérience	22
4.3.1	Questions	23

5	Les coïncidences, estimation de l'activité de la source de ^{57}Co	25
5.1	Généralités sur les coïncidences	25
5.1.1	Les types de coïncidences	26
5.1.2	Correction des pertes dues aux temps de résolution des systèmes de détection	30
5.1.3	Relation entre coïncidences vraies et coïncidences for- tuites.	31
5.2	Expérience	32
5.2.1	Mesure du temps de résolution d'un sélecteur de coïn- cidences	32
5.2.2	Mesure de l'activité d'une source de ^{60}Co	33
5.2.3	Mesure de l'activité d'une source de ^{57}Co	34
6	Mesure de la période du niveau de 14.4 keV du ^{57}Fe	39
6.1	Principe de l'expérience	39
6.2	Conditions de l'expérience	40
6.2.1	Détermination de la courbe de résolution temporelle du système.	41
6.3	Détermination du coefficient de conversion de la transition γ_1 .	42

Introduction

Nous allons essayer d'acquérir, en utilisant comme fil conducteur une expérience spécifique pour chaque groupe d'étudiants, les outils et les notions indispensables à une bonne compréhension de la physique nucléaire.

L'expérience dont il sera question par la suite est l'étude du spectre de désintégration d'une source de cobalt 57 (^{57}Co) et l'évaluation de son activité en progressant selon les étapes suivantes :

- Familiarisation avec l'instrumentation,
- Etude de la statistique des phénomènes nucléaires,
- Etude des interactions gamma avec la matière,
- Etude des coïncidences en vue du calcul de l'activité du ^{57}Co ,
- Mesure de la période du niveau 14.4 keV du ^{57}Fe .

Chaque étudiant disposera donc d'une notice spécifique qui contient la description de son expérience personnelle, des manipulations intermédiaires qu'il devra effectuer, des questions auxquelles il devra répondre. Accompagné de cette première notice, chaque étudiant recevra un autre manuscrit (Notice Générale : NG), commun à tous, qui contiendra tous les approfondissements nécessaires : des explications plus exhaustives, des descriptions des phénomènes qui doivent être assimilés pour une bonne compréhension du travail pratique, des détails de calcul. Ainsi on se référera souvent à cette deuxième notice le long de chaque expérience et nous conseillons vivement aux étudiants de l'utiliser pour combler d'éventuelles lacunes, afin de tirer le meilleur parti des manipulations.

Notons que, chaque fois qu'une information complémentaire devra être cherchée dans le manuel de référence, nous nous contenterons de signaler la page ou le chapitre intéressant entre parenthèses. Dans un premier temps nous acquerrons un certain "savoir-faire" et une compréhension des phénomènes nucléaires en utilisant un détecteur à scintillations et différentes sources de rayonnement γ (NG Ch4) ; puis nous étudierons de manière plus approfondie la source de ^{57}Co , dont le spectre est schématisé sur la figure ci-

dessous, au moyen d'un détecteur semi-conducteur aux caractéristiques plus performantes que celui à scintillation.

Nous pouvons remarquer que le cobalt 57 émet principalement du rayonnement γ de trois énergies différentes, 14.4 keV, 122 MeV, 136.4 MeV, rayonnement qui fera l'objet d'une étude particulière dans la suite de ce travail. Remarquons que la connaissance du schéma de désintégration permet de distinguer entre différents modèles théoriques du noyau qui prédisent les niveaux d'énergie et leur période (temps de vie). En particulier la période d'un niveau dépend fortement du type d'excitation (d'un seul nucléon ou de l'ensemble des nucléons).

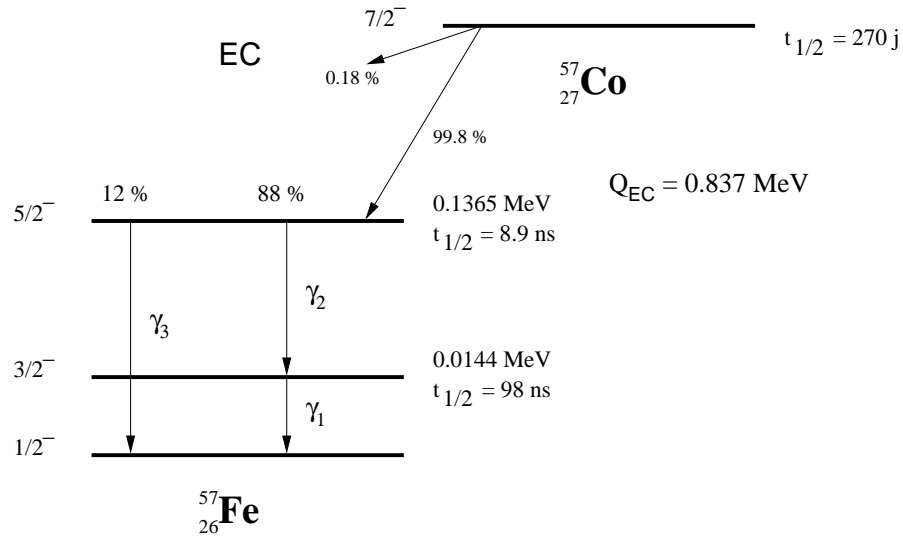


FIG. 1 – Schéma de désintégration du ^{57}Co

Chapitre 1

Chaîne de spectrométrie à détecteur à scintillation

Cette manipulation a pour but de familiariser l'étudiant avec les appareils de détection et le traitement des impulsions présentés aux chapitres I et II. Cela lui permettra de monter une chaîne de spectrométrie qui sera utilisée par la suite pour l'étude des phénomènes physiques.

1.1 Schéma de montage

La chaîne de spectrométrie est composée des éléments suivants :

- Un détecteur à scintillations lui-même constitué d'un cristal scintillant de NaI couplé à un photomultiplicateur donnant le signal de sortie à travers un émetteur-suiveur (ES).

La caractéristique de l'émetteur-suiveur (amplificateur dont le gain en tension vaut presque l'unité) est de présenter une grande impédance d'entrée (qui s'ajoute en parallèle à la résistance de charge de PM (fig. NG-2.7)) et une faible impédance de sortie. Le circuit de charge de l'anode du PM est ainsi découplé de la capacité importante du câble coaxial de sortie (67 pF/m pour un câble usuel d'impédance caractéristique de 50Ω) ou de cette impédance de 50Ω si le câble est long. L'impédance de sortie (quelques ohms), nettement plus faible que celle du câble, permet de conserver l'amplitude des impulsions.

- Un amplificateur.
- Un analyseur de bande pouvant fonctionner en discriminateur.
- Un analyseur multicanal (convertisseur analogique-digital (ADC) lu par un ordinateur).
- Des modules de retard des impulsions, mise en forme,...

Contrôler que les caractéristiques limites du PM ne sont pas dépassées.

1.3 Montage et contrôle

En présence de la source de γ , appliquer la haute tension progressivement en contrôlant l'amplitude et la forme des impulsions de sortie du détecteur avec un oscilloscope.

Ces impulsions sont distribuées selon un spectre qui est celui des énergies déposées dans le scintillateur. La forme de ce spectre sera discutée à la manipulation 4 ; son amplitude maximum (plus précisément l'amplitude moyenne du pic photoélectrique) correspond à l'énergie E des γ incidents. Une fois obtenue l'amplitude désirée à la sortie de l'amplificateur, comparer la valeur de la haute tension calculée à celle effectivement nécessaire. Connecter les appareils de la chaîne spectrométrique en effectuant les réglages nécessaires et en contrôlant les impulsions de sortie de chaque appareil. Obtenir un taux de comptage sur une échelle et un spectre sur l'analyseur multicanal.

1.4 Utilisation de la porte

Les impulsions de sortie du discriminateur ou de l'analyseur de bande peuvent être utilisées pour ouvrir la porte de l'analyseur multicanal aux impulsions de sortie de l'amplificateur. Le seuil de discrimination ou la fenêtre acceptée par l'analyseur de bande peuvent ainsi être directement visualisés sur la partie restante du spectre enregistré sur l'analyseur multicanal et être ainsi définis rapidement. Cette méthode est plus rapide que celle qui consiste à relever le spectre intégral avec un discriminateur ou le spectre différentiel avec un analyseur de bande pour ensuite placer le seuil ou la fenêtre aux énergies voulues.

(D'une manière plus générale, la visualisation d'un spectre accumulé sur un analyseur multicanal auquel on a imposé une "condition de porte", permet d'apprécier l'effet des conditions physiques (ici, la valeur du seuil et celle de la fenêtre) sur le spectre en énergie. Cette mesure "en coïncidence" est courante en physique nucléaire, nous y reviendrons à de multiples occasions lors de ces travaux pratiques).

Il est parfois nécessaire de retarder l'impulsion analogique venant de l'amplificateur (retard variable) et former une impulsion logique de durée appropriée à partir de celle donnée par le discriminateur. Le choix de ces deux paramètres permet d'encadrer temporellement l'impulsion analogique par l'impulsion logique qui ouvre la porte de l'analyseur multicanal (fig. 1.1).

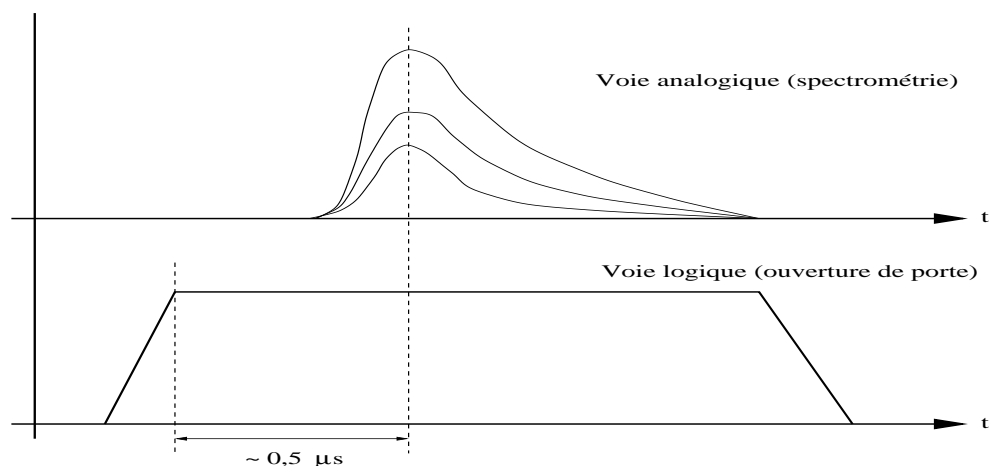


FIG. 1.2 – Synchronisation de la porte et de la voie analogique

Le réglage se fait en observant la séquence temporelle des deux impulsions à l'aide d'un oscilloscope. Observer ensuite le déplacement de la coupure sur le spectre affiché sur l'analyseur en fonction du seuil de discrimination.

1.5 Réglages et caractéristiques de la chaîne

On peut maintenant étudier les différentes caractéristiques de la chaîne de spectrométrie :

1. le rapport du signal de la source sur le bruit de fond
2. la résolution temporelle (l'intervalle de temps pendant lequel on ne peut pas enregistrer de signal)
3. la linéarité entre l'énergie déposée par les photons et la tension à la sortie du photomultiplicateur
4. la résolution en énergie.

1.5.1 Estimation du bruit de fond

Contrôler le bruit de fond du PM en enlevant la source, le seuil du discriminateur étant au minimum. Monter ce seuil si nécessaire. Mesurer la fréquence du bruit de fond avec le détecteur hors et dans le château de plomb.

1.5.2 Temps de résolution

Déterminer le temps de résolution (paragraphe NG-3.9) de la chaîne spectrométrique à partir des temps de résolution des différents appareils donnés dans les caractéristiques techniques et en déduire le taux de comptage pour lequel la perte de comptage dépasse 1%.

Méthode “des deux sources” pour la détermination du temps de résolution de la chaîne

Si le temps de résolution n'avait pas pu être trouvé dans les caractéristiques du discriminateur, on aurait quand même pu le déterminer en observant à l'oscilloscope les impulsions de sortie du discriminateur soumis à un très grand taux.

Une autre méthode, appelée “méthode des deux sources”, permet également de déterminer le temps de résolution de la chaîne.

Prenons deux sources 1 et 2 ayant à peu près les mêmes activités et designons par n_1 , n_2 et n_{12} les taux d'événements ionisants produits dans le détecteur quand celui-ci est irradié par la première, la deuxième puis l'ensemble des deux sources et par n_e le taux d'événements du bruit de fond. Nous avons alors :

$$n_1 + n_2 = n_{12} + n_e \quad (1.2)$$

Si m_1 , m_2 , m_{12} et m_e sont les taux de comptage correspondants, il vient, en tenant compte des corrections :

$$\frac{m_1}{1 - m_1\tau} + \frac{m_2}{1 - m_2\tau} = \frac{m_{12}}{1 - m_{12}\tau} + \frac{m_e}{1 - m_e\tau} \quad (1.3)$$

Cette relation donne une équation du second degré en τ . Dans l'hypothèse où le taux m_e est très inférieur aux taux m_1 , m_2 et m_{12} , la solution de cette équation est :

$$\tau = \frac{1 - \left(1 - \frac{m_{12}}{m_1 \cdot m_2} (m_1 + m_2 - m_{12} - m_e)\right)^{\frac{1}{2}}}{m_{12}} \quad (1.4)$$

L'erreur relative sur τ est :

$$\frac{\sigma_\tau}{\tau} = \frac{A^{-\frac{1}{2}}}{2m_1m_2\tau} \sqrt{\sigma_{m_1}^2 + \sigma_{m_2}^2 + \sigma_{m_{12}}^2 + \sigma_{m_e}^2} \quad (1.5)$$

$$\frac{\sigma_\tau}{\tau} = \frac{A^{-\frac{1}{2}}}{2m_1m_2\tau} \sqrt{\frac{N_1}{t_1^2} + \frac{N_2}{t_2^2} + \frac{N_{12}}{t_{12}^2} + \frac{N_e}{t_e^2}} \quad (1.6)$$

$$\text{avec } A = 1 - \frac{m_{12}}{m_1 m_2} (m_1 + m_2 - m_{12} - m_e)$$

$$N_i = \text{nombre d'événements comptés pendant } t_i$$

Dans une première série de comptages rapides, placer les deux sources de manière à ce que les deux taux de comptage m_1 et m_2 soient voisins (leur différence ne doit pas dépasser 10%) et que le rapport $m_{12}/2m_1$ soit de l'ordre de 90%. Vérifier que le taux de bruit de fond ne dépasse pas 2% du taux individuel m_1 ou m_2 . Ces conditions sont nécessaires à la validité de la relation approchée donnée pour la valeur du temps mort (Eq 1.4). Accumuler ensuite les nombres d'événements N_1 , N_2 , N_{12} et N_e de telle manière que l'erreur statistique sur les taux de comptage m_1 , m_2 , m_{12} et m_e soit inférieure au pourcent : il s'agit, en effet, de mesurer des différences relatives de taux de 5% !

Dans cette mesure, il faut replacer les sources **exactement** dans les mêmes conditions et, de préférence, pas trop près l'une de l'autre pour éviter des différences de taux de comptage dues à des effets de géométrie et de diffusion.

1.5.3 Linéarité et résolution en énergie

La linéarité entre l'énergie déposée dans le cristal de NaI lors d'une détection et l'amplitude de l'impulsion de sortie de l'amplificateur, de même que la résolution en énergie seront déterminées à la section 3.

Chapitre 2

Estimation de la moyenne d'une distribution de Poisson

Cette manipulation a pour but de mettre en évidence la nature statistique du phénomène d'émission et de détection des particules nucléaires, de vérifier le modèle présenté au paragraphe NG-4.4.3 concernant la nature poissonnienne du nombre de coups comptés dans un intervalle de temps fixé lorsque l'activité de la source radioactive est constante ou de très longue période par rapport à la durée des mesures, et de vérifier certaines des propriétés de la loi de Poisson.

On dispose d'un poste de comptage et d'un détecteur ; on enregistre plusieurs fois de suite dans les mêmes conditions le nombre d'événements détectés pendant une durée Δt . On construit l'histogramme de cet ensemble de mesures, c'est-à-dire la figure graphique représentant la fréquence $f(N)$ d'observation des différents nombres de coups N comptés pendant Δt en fonction de N .

Pour la manipulation proprement dite, choisir entre l'étude de la distribution de Poisson de moyenne faible et celle de la distribution de moyenne élevée présentées ci-dessous.

2.1 Distribution de Poisson de moyenne faible

On désire compter en moyenne 8 événements en Δt . On choisit $\Delta t = 10$ s par commodité. On ajuste le taux de comptage du bruit de fond ou d'une source à ces valeurs en réglant l'analyseur de bande ou encore la distance source-détecteur en conséquence. On demande un ajustement à une précision de 5%. Combien faut-il compter d'événements dans cette mesure préalable pour atteindre cette précision ? Il est recommandé de s'en tenir à

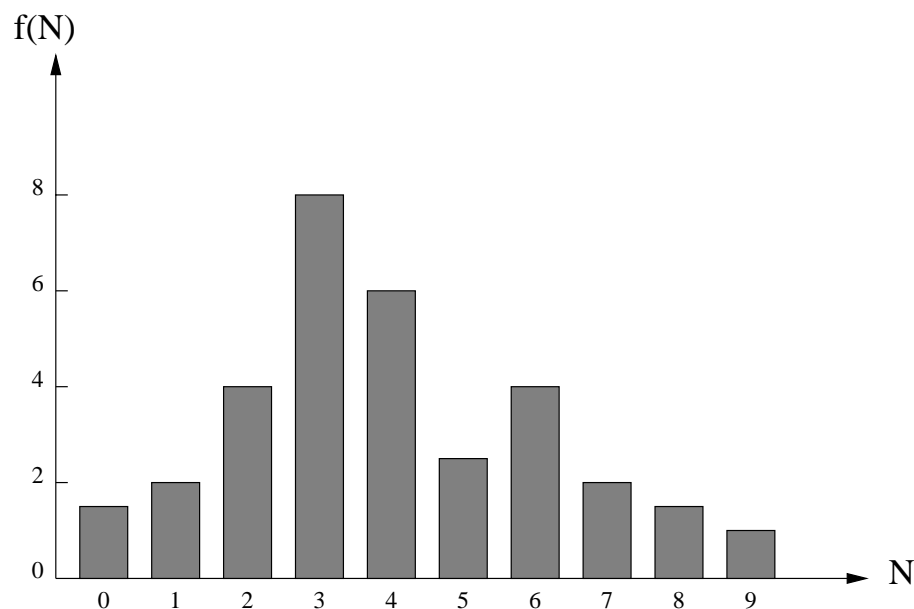


FIG. 2.1 – Histogramme de l'ensemble des mesures

la moyenne de 8 événements pour éviter d'avoir un trop grand nombre de valeurs observées.

On effectue ensuite 100 mesures de durée Δt qui constituent notre échantillon. Sur l'analyseur multicanal, **on utilisera le mode MCS (Multi-channel Scaling)** qui permet de dénombrer et de stocker dans les cases mémoire de l'analyseur le nombre de coups arrivant dans un intervalle de temps de comptage Δt (Dwell time) que l'on déterminera pour obtenir un nombre moyen de coups de 8 environ. A partir de cet échantillon et à l'aide d'une calculatrice programmable ou des programmes d'ordinateur mis à disposition :

1. Calculer la moyenne \bar{N} de l'échantillon : $\bar{N} = \frac{\sum N_i}{100}$
2. Calculer les fréquences d'observation $f(N)$ des diverses valeurs obtenues N_i ($i= 1, \dots, 100$) de la variable aléatoire N .
3. Calculer par récurrence les probabilités théoriques : $p(N) = \bar{N}^N \cdot \frac{e^{-\bar{N}}}{N!}$
4. Reporter dans un tableau les fréquences d'observation mesurées et théoriques (= 100 p(N)) et dessiner les histogrammes correspondants

5. Calculer l'écart-type de la distribution mesurée (estimation de σ)

$$\hat{\sigma}_{\bar{N}} = \sqrt{\frac{1}{100} \sum_1^{100} (N_i - \bar{N})^2} = \sqrt{\frac{1}{100} \sum_{N=0}^{\infty} (N - \bar{N})^2 f(N)} \quad (2.1)$$

et comparer à l'écart-type d'une distribution de Poisson de moyenne \bar{N} :

$$\sigma_{\bar{N}} = \sqrt{\bar{N}}$$

6. Calculer l'erreur relative qu'on aurait si l'on déterminait la moyenne \bar{N} par une seule épreuve donnant $N_1 = \bar{N}$:

$$\sigma_{\bar{N}} = \sqrt{N_1} \quad \varepsilon_1 = \frac{\sigma_{\bar{N}}}{\bar{N}} \quad (2.2)$$

7. Calculer l'erreur relative en considérant les 100 épreuves comme une seule épreuve de durée 100 fois plus longue donnant directement \bar{N}

$$\sigma_{\bar{N}} = \frac{\sqrt{\sum N_i}}{100} \quad \bar{N} = \frac{\sum N_i}{100} \quad \varepsilon_2 = \frac{\sigma_{\bar{N}}}{\bar{N}} = \frac{\frac{\sqrt{\sum N_i}}{100}}{\frac{\sum N_i}{100}} \quad (2.3)$$

Comparer les valeurs ε_1 et ε_2 obtenues et commenter.

8. Vérifier par le test de χ^2 l'hypothèse que les fréquences $f(N)$ sont distribuées suivant une loi de Poisson. Grouper les classes marginales pour que les deux classes extrêmes ainsi formées contiennent au moins cinq événements. Justifier cette exigence de grouper les classes extrêmes.

2.2 Distribution de Poisson de moyenne élevée

Rappelons que lorsque la moyenne est grande, la distribution de Poisson tend vers une distribution de Gauss de même moyenne N et d'écart type $\sigma = \sqrt{N}$.

Compter en moyenne 800 événements pendant Δt . Choisir $\Delta t = 10$ s par commodité. Ajuster le taux de comptage d'une source en réglant l'analyseur de bande ou encore la distance source-détecteur. Effectuer cet ajustement à une précision de 5%. Combien faut-il compter d'événements pour atteindre ce but ?

Ensuite, effectuer 100 mesures de durée Δt . On utilisera à nouveau l'analyseur multicanal en mode MCS.

A partir de cet échantillon de 100 mesures et à l'aide d'une calculatrice programmable ou à l'aide des programmes mis à disposition :

1. Calculer la moyenne \bar{N} de l'échantillon : $\bar{N} = \frac{\sum N_i}{100}$
2. Répartir les valeurs obtenues N_i ($i = 1 \dots 100$) en C classes de valeur médiane $N(C)$ et de 10 unités de largeur en centrant la première classe sur la moyenne. Calculer les fréquences d'observation $f(C)$ dans chaque classe.
3. Reporter dans un tableau les fréquences observées et théoriques de chaque classe en utilisant une table de la fonction de Gauss standard (moyenne = 0, $s = 1$) et de son intégrale :

$$\Phi(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \cdot e^{-\frac{t^2}{2}} \quad \Psi(x) = \int_0^x \Phi(t) dt \quad (2.4)$$

en effectuant le changement de variable $t_i = \frac{N_i - \bar{N}}{\sqrt{\bar{N}}}$

Remarques

- les fréquences théoriques de chaque classe étant symétriques par rapport à la moyenne, il suffit d'en calculer la moitié.
 - Une table de la fonction normalisée de Gauss est donnée dans l'Annexes NG-A de la notice.
4. Dessiner les histogrammes des fréquences observées et théoriques.
 5. Calculer l'écart-type de la distribution relevée (estimation de σ) :

$$\hat{\sigma}_{\bar{N}} = \sqrt{\frac{1}{100} \cdot \sum_1^{100} (N_i - \bar{N})^2} = \sqrt{\frac{1}{100} \cdot \sum_{N=0}^{\infty} (N - \bar{N})^2 f(N)} \quad (2.5)$$

et comparer avec l'écart-type que donne la théorie pour une moyenne \bar{N} : $\sigma_{\bar{N}} = \sqrt{\bar{N}}$

6. Calculer la valeur de l'erreur relative qu'on aurait si l'on déterminait la moyenne N avec une seule épreuve donnant $N_1 = \bar{N}$:

$$\sigma_{\bar{N}} = \sqrt{N_1} \quad \varepsilon_1 = \frac{\sigma_{\bar{N}}}{\bar{N}} \quad (2.6)$$

7. Calculer l'erreur relative en considérant les 100 épreuves comme une seule épreuve tentée pour déterminer \bar{N} (durée : 100 Δt)

$$\sigma_{\bar{N}} = \frac{\sqrt{\sum N_i}}{100} \quad \bar{N} = \frac{\sum N_i}{100} \quad \varepsilon_2 = \frac{\sigma_{\bar{N}}}{\bar{N}} = \frac{\frac{\sqrt{\sum N_i}}{100}}{\frac{\sum N_i}{100}} \quad (2.7)$$

Comparer au résultat obtenu sous (6) et commenter.

8. Dénombrer les mesures pour lesquelles $\bar{N} - \hat{\sigma}_N < N_i < \bar{N} + \hat{\sigma}_N$ Comparer avec la probabilité théorique correspondante.
9. Vérifier par le test de χ^2 l'hypothèse que la distribution observée est gaussienne de variance égale à la moyenne.

2.3 Questions

- a) Combien d'événements doit-on compter pour obtenir sur la détermination de la fréquence une erreur relative de 5%, 1%, 0.5%, 0.1% ?
- b) Soit une source s en présence d'un bruit de fond bf . On obtient le taux de comptage m_s dû à la source seule à partir de 2 mesures (m_{s+bf} pendant le temps t_{s+bf} et m_{bf} pendant t_{bf}) par $m_s = m_{s+bf} - m_{bf}$. Si le temps de mesure total $t = t_{s+bf} + t_{bf}$ est limité, quel doit être le rapport t_{s+bf}/t_{bf} pour obtenir la précision maximum sur m_s ? La méthode consiste à chercher le minimum de $\sigma_{m_s}^2(t_{s+bf}, t - t_{s+bf})$. Calculer ce rapport pour $m_{s+bf} = 10$ et $m_{bf} = 1$.
- c) Combien faut-il compter d'événements pour que l'erreur sur l'estimation du centre de gravité d'un pic gaussien de 100 keV dont la largeur à mi-hauteur n'excède pas 10 keV avec une probabilité de 95.5% ? (utiliser le théorème central limite NG-4.3.4).

Chapitre 3

Spectrométrie γ avec un détecteur à scintillations puis au Germanium

3.1 Introduction

Supposons que l'on ait un faisceau de γ monocinétiques, d'énergie $E_\gamma < 2 m_0 c^2$, où $m_0 c^2 = 0.511$ MeV est la masse au repos de l'électron. Les interactions possibles de ces γ dans le scintillateur sont (figure 3.1, situations 1 et 2) :

1. effet photoélectrique donnant un électron d'énergie $E_e = E_\gamma - E_{liaison}$
2. effet Compton :

l'énergie de l'électron dépend alors de l'angle de diffusion du γ ; elle est comprise entre 0 et une valeur maximale

$$E_{e,max} = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{m_0 c^2}{2E_\gamma}} \quad (3.1)$$

La planche 4 donne le coefficient total d'atténuation pour un scintillateur de NaI (Tl) en fonction de l'énergie des γ , ainsi que les contributions respectives de l'effet photoélectrique, de l'effet Compton et de la création de paires à ce coefficient.

Comme le signal de détection d'anode du photomultiplicateur a, dans notre montage, une amplitude V proportionnelle à l'énergie perdue par la (ou les) particule(s) chargée(s) dans le scintillateur, le spectre donnant le nombre de γ détectés ayant produit une impulsion d'amplitude comprise entre V et $V + \Delta V$ devrait avoir la forme de la figure 3.2.

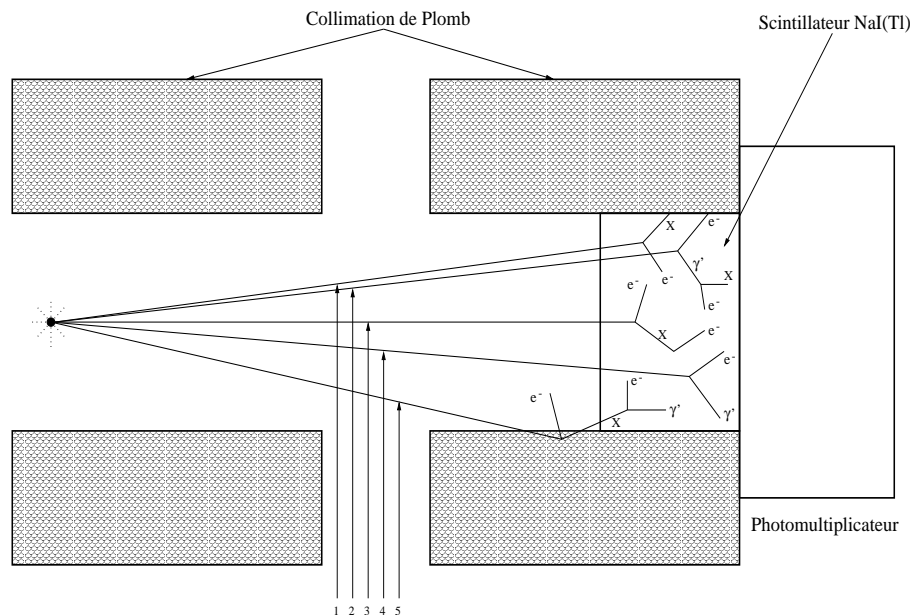


FIG. 3.1 – Interactions des γ d'énergie inférieure à 1.022 MeV dans le scintillateur NaI(Tl)

- 1 : Effet photoélectrique
- 2 : Effet photoélectrique avec réabsorption du rayon X de réarrangement
- 3 : Effet Compton
- 4 : Effet Compton avec réabsorption du γ' diffusé
- 5 : Effet photoélectrique du γ dans la collimation, suivi de l'absorption dans le NaI du rayon X de réarrangement.

Les phénomènes suivants vont modifier l'aspect du spectre :

1. Les diffusions multiples des γ : les γ diffusés par effet Compton peuvent subir de nouvelles interactions dans le scintillateur.
2. Lors d'un effet photoélectrique, l'énergie du X de réarrangement (28.5 keV environ après un effet photoélectrique sur la couche K de l'Iode du NaI) est en général réabsorbée dans le cristal par des effets photoélectriques successifs : le pic photoélectrique correspond finalement à l'énergie E . Cependant, lorsque l'énergie du γ est proche de l'énergie correspondante au "saut K " du coefficient d'atténuation (33,17 keV) (planche 4), la probabilité qu'a le γ d'interagir près de la face d'entrée du cristal est grande et, dans ce cas, celle du X de réarrangement de s'échapper aussi. Le pic associé à ce phénomène, appelé "pic d'échap-

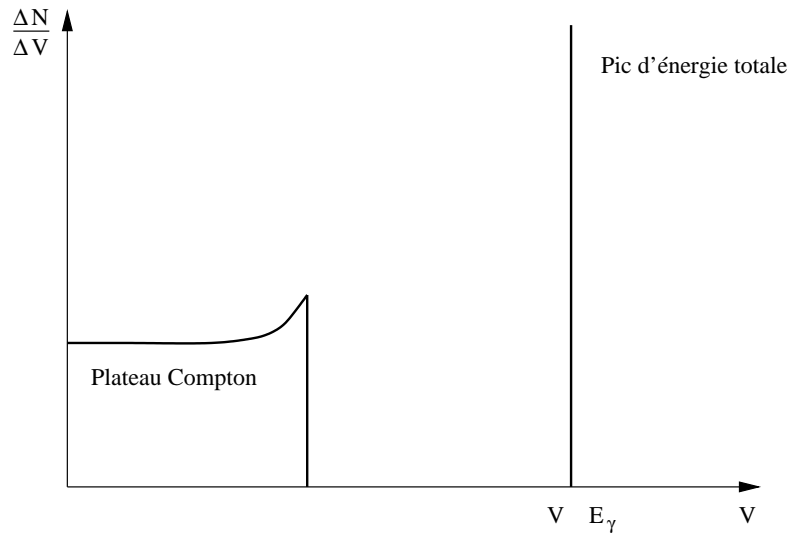


FIG. 3.2 – Spectre idéal de l'effet Compton et de l'effet photoélectrique

pement", correspond à l'énergie $E = E_\gamma - E_{X\text{rearrangement}}$.

3. Contribution parasite due aux photons diffusés dans le milieu entourant le scintillateur (cet effet peut être diminué en utilisant une collimation appropriée).
4. Enfin, la résolution en énergie du détecteur à scintillations.

Nous avons donné l'allure du spectre pour un faisceau de γ monocinétiques. Le spectre relevé contiendra en réalité des contributions dues à toutes les autres radiations qui sont capables de parvenir dans le cristal de NaI : X de conversion interne, photons d'annihilation de β^+ émis, etc...

On se reportera aux schémas de désintégration pour l'interprétation des spectres.

3.2 Linéarité

La linéarité entre l'énergie déposée dans le cristal de NaI lors d'une détection et l'amplitude de l'impulsion de sortie de l'amplificateur vérifiée par la suite 4.

On obtiendra un spectre de la forme de la figure 3.3.

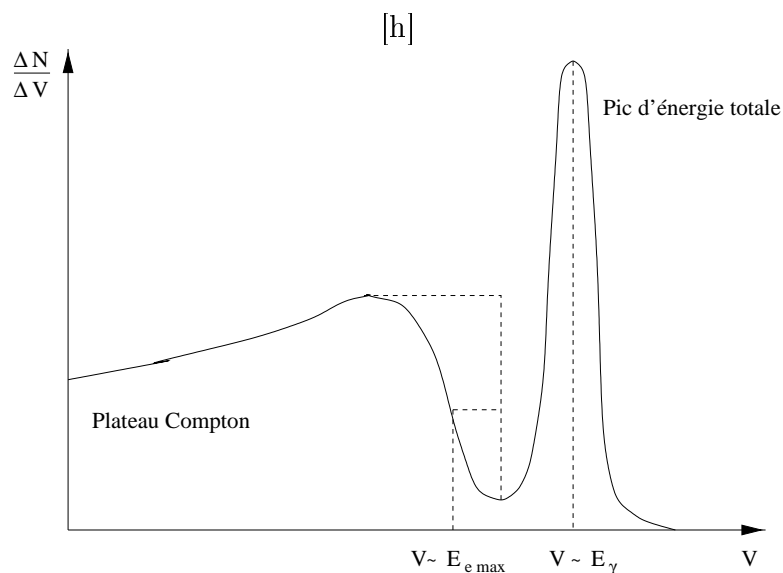


FIG. 3.3 – Spectre réaliste de l'effet Compton et de l'effet photoélectrique

3.3 Expérience

3.3.1 Spectrométrie γ à l'aide d'un détecteur à scintillations

Le montage expérimental comprend un détecteur à scintillations équipé d'un cristal de NaI(Tl), une collimation de plomb de 25 cm, un amplificateur et un analyseur multicanal. Après amplification, les impulsions seront analysées et enregistrées par l'analyseur.

La manipulation consiste à :

1. Relever le spectre différentiel de plusieurs des sources suivantes : ^{210}Pb , ^{57}Co , ^{241}Am , ^{137}Cs , ^{22}Na , ^{203}Hg et ^{60}Co et à donner l'origine des pics observés.
2. Déterminer l'amplitude des impulsions correspondant aux centres de gravité de ces différents pics.
3. Vérifier que la chaîne de détection est linéaire en reportant sur un graphique l'amplitude des différents pics et, éventuellement, sauts Compton, en fonction de l'énergie correspondante.
4. Calculer les résolutions σ_E/E de quelques pics d'énergies bien différentes et de les comparer aux valeurs attendues en utilisant la relation

donnée à la page C.I-12.

Vérifier la dépendance en $\frac{1}{\sqrt{E}}$ de la résolution en reportant sur un graphique σ_E/E en fonction de $(E)^{-1/2}$.

5. Relever et interpréter le spectre du radioélément qui sera utilisé dans l'expérience finale et dont le schéma de désintégration est donné au chapitre qui s'y rapporte.

Que remarquez vous en ce qui concerne le spectre du Cobalt57 ?

3.3.2 Etude du ^{57}Co à l'aide d'un détecteur à germanium

Utiliser maintenant le détecteur semi conducteur au germanium.

1. Comparer les résolutions des deux détecteurs pour le ^{57}Co
2. Dénombrer les raies γ_i du et déterminer leur énergie
3. Déterminer le rapport d'embranchement α_1

Le dénombrement des raies γ et la détermination du facteur d'embranchement α_1 se font par le relevé du spectre délivré par le détecteur au Germanium qu'on aura au préalable calibré avec des sources de γ d'énergies connues (sources de ^{210}Pb , ^{55}Fe , ^{137}Cs par exemple). Pour déterminer le facteur d'embranchement α_1 , on comparera les contenus des pics des γ_2 et γ_3 corrigés de l'efficacité du détecteur aux énergies de ces raies (planche 11) et de la conversion interne (se reporter au schéma de désintégration du ^{57}Co).

3.4 Questions

1. Comment varie, qualitativement, la forme d'un spectre avec l'énergie des photons ? Comparer les spectres relevés.
2. Quelle est la modification du spectre qu'entraînent les photons diffusés par effet Compton dans le milieu entourant le cristal ? Comment réduire l'importance de ces diffusions tout en évitant de détecter les X de réarrangement issus de la collimation ? Comparer les spectres du ^{137}Cs relevés avec et sans collimation de plomb.

Chapitre 4

Atténuation des photons dans la matière

4.1 Dénomination des interactions

Les photons, quanta du champ électromagnétique, dont l'énergie et la quantité de mouvement satisfont aux relations de de Broglie, portent des noms différents suivant leurs origines, bien que leurs propriétés ne dépendent que de leur énergie E :

- rayons X caractéristiques, provenant de transitions dans les couches électroniques des atomes ($E_{max} = 100$ keV)
- rayons γ caractéristiques, provenant de transitions nucléaires (1 keV $\leq E \leq 10$ MeV)
- rayons X et γ ayant des spectres continus et provenant du freinage, dans la matière, de particules chargées
- rayons γ résultant de l'annihilation d'une paire particule-antiparticule.

Les interactions des photons avec la matière sont les suivantes :

1. Interactions conduisant à l'annihilation du photon
 - a) l'effet photoélectrique : interaction photon-électron. C'est l'absorption du photon γ par un électron lié. L'énergie du γ doit être supérieure à l'énergie de liaison de l'électron.
 - b) la photodésintégration : C'est l'absorption du photon par le noyau qui peut ensuite se désintégrer. Exemple : $\gamma + {}^2\text{H} \rightarrow \text{p} + \text{n}$
 - c) la création de paires dans le champ coulombien. Un photon peut se matérialiser en une paire électron-positon pour autant que $E_\gamma > 2m_0c^2$ (m_0c^2 est la masse au repos d'un électron)
2. Diffusion du photon
Le photon peut être diffusé par un électron auquel il cède une partie de

son énergie : c'est l'effet Compton. Il peut avoir lieu avec des électrons liés pour autant que l'énergie cédée à l'électron soit bien supérieure à son énergie de liaison.

Complément :

Le coefficient μ d'atténuation linéaire des γ dans un **scintillateur plastique** généralement utilisé pour la détection des particules chargées est donné à la planche 5. On remarque qu'au dessus de 30 keV, l'effet photoélectrique dans ce type de scintillateur est négligeable : les spectres ne présenteront que le "plateau Compton" entre 30 keV et quelques MeV. On remarque également que le coefficient d'atténuation μ pour le scintillateur plastique est environ de un à deux ordres de grandeur plus petit que celui du NaI entre 10 keV et 10 MeV.

Addendum :

Calcul des **probabilités de détection** : La probabilité de détection p d'une particule émise par une source s'écrit, à l'approximation d'un faisceau parallèle :

$$p = \frac{\Omega}{4\pi} \cdot e \cdot f \cdot a \quad (4.1)$$

où

- Ω = angle solide du détecteur vu de la source
- e = efficacité du détecteur à ces particules
- f = fraction du spectre au dessus du seuil de discrimination
- a = fraction du faisceau non atténué entre la source et le détecteur.

Dans le cas d'un faisceau non parallèle de γ tombant sur un cristal de NaI de 1" de diamètre et d'épaisseur, la fonction p/fa est reportée à la planche 8 pour différentes distances source-face avant du cristal.

4.2 La loi d'atténuation

L'effet global des interactions avec la matière d'un faisceau parfaitement collimaté d'intensité I_0 (photons/s) est une atténuation, c'est à dire une diminution progressive du nombre de photons, sans dégradation de leur énergie.

On considère que tout photon ayant subi une interaction est enlevé du faisceau. Les trois effets fondamentaux responsables de l'atténuation sont l'effet photoélectrique, l'effet Compton et la création de paires électron-positon. La loi d'atténuation est exponentielle : elle exprime que la probabilité qu'a chaque photon d'interagir reste la même, quelque soit le nombre de photons restant dans le faisceau. Si $-dI$ est le nombre de photons éliminés du faisceau après une épaisseur dx de matière,

$$-\frac{dI}{I} = \mu(E_\gamma, Z)dx$$

ou encore,

$$I = I_0 \cdot e^{-\mu(E_\gamma, Z)x}$$

$\mu(E_\gamma, Z)$ est le coefficient d'atténuation linéaire et dépend de l'énergie du photon et de la nature de l'écran. Il a la dimension inverse de celle d'une longueur.

$$\mu(E_\gamma, Z) = \mu_{ph}(E_\gamma, Z) + \mu_c(E_\gamma, Z) + \mu_p(E_\gamma, Z) \quad (4.2)$$

μ_{ph} , μ_c , μ_p sont les coefficients partiels d'atténuation linéaire dus aux trois effets précités ; x est l'épaisseur de matière traversée.

La loi d'atténuation peut se mettre sous la forme :

$$I = I_0 e^{-\mu_d \cdot d} \quad (4.3)$$

où

$\mu_d = \frac{\mu}{\rho}$ est le coefficient d'atténuation massique (exprimé en $\frac{cm^2}{g}$)
 $d = \rho \cdot x$ est la densité superficielle de l'écran (exprimée en $\frac{g}{cm^2}$)

ρ est la masse volumique de l'écran.

Les coefficients μ ou μ_d sont donnés dans les tables de la notice générale. On trouvera sur les planches 4 à 7 les coefficients d'atténuation linéaire pour un certain nombre de corps.

4.3 Expérience

Le dispositif expérimental comprend une source de γ (utiliser de préférence du ^{137}Cs), un poste de comptage à détecteur de γ , des écrans d'Al et de Pb et des anneaux de plomb de collimation. **Pour que la collimation soit efficace, il faut au minimum 25 cm de Pb entre la source et le détecteur.** Placer le seuil de discrimination au minimum si la longueur de

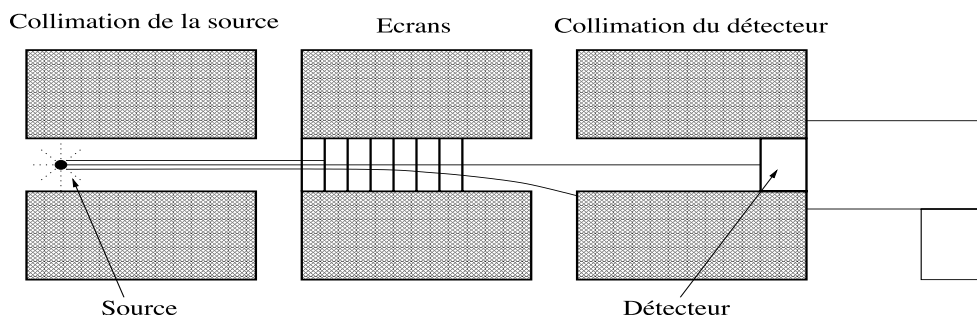


FIG. 4.1 – Schéma de collimation

collimation est supérieure à 25 cm. Sinon, discuter la valeur du seuil à mettre. Relever successivement les courbes d'atténuation du faisceau de photons collimatés pour des écrans d'Aluminium et pour des écrans de Plomb. Tracer les courbes d'atténuation sur un diagramme semi-logarithmique et vérifier qu'elles sont exponentielles. Déterminer les coefficients d'atténuation linéaire du Pb et de l'Al par une droite de régression, ainsi que les erreurs sur ces coefficients. Déduire des valeurs de ces coefficients l'énergie des γ émis par la source à l'aide des planches 6 et 7. Comparer l'énergie trouvée à celle donnée sur le schéma de désintégration.

4.3.1 Questions

1. De deux faisceaux de γ d'énergies différentes, quel est le plus facile à atténuer avec un matériau quelconque ? Quelle est l'épaisseur de Plomb nécessaire pour atténuer 1000 fois un faisceau de γ à l'énergie où les photons sont les moins atténués ?
2. Quelles sont les efficacités d'un cristal de NaI et d'un plastique scintillant NE102A de 1" d'épaisseur (2.54 cm) pour un faisceau de photons parallèle de 0.66 MeV du ^{137}Cs ?
3. Par quels processus les mesures d'atténuation peuvent-elles être perturbées si la géométrie de l'expérience est quelconque ?
4. Si la source utilisée émet des β , ceux-ci perturbent-ils la mesure ?

Chapitre 5

Les coïncidences, estimation de l'activité de la source de ^{57}Co

Explicitons tout d'abord ce que l'on entend par coïncidence et classons les en différentes catégories. Pour ce, nous devons au préalable introduire la notion de "temps de résolution".

5.1 Généralités sur les coïncidences

Considérons un montage tel que celui dessiné ci-après.

Le sélecteur de coïncidences est un circuit qui comprend 2 entrées ou plus. Il délivre un signal de sortie logique chaque fois qu'arrivent "simultanément" des impulsions logiques à ses entrées (voir fig. 5.3). Les circuits utilisés en pratique délivrent un signal de sortie lorsqu'il y a recouvrement temporel des impulsions à l'entrée. On peut, en général, choisir la durée de l'impulsion de sortie égale soit à la durée du recouvrement (durée variable), soit à une durée fixe arbitraire. On définit le temps de résolution, 2θ , du sélecteur de coïncidences comme l'intervalle de temps maximum séparant deux impulsions produisant encore un signal de coïncidence. Ce temps de résolution (à ne pas confondre avec celui décrit dans le paragraphe NG-3.9) dépend évidemment de la largeur des impulsions d'entrée et vaut :

$$2\theta = \theta_1 + \theta_2 \quad (5.1)$$

Les sélecteurs sont parfois munis d'une entrée dite d'anticoïncidence. Un tel circuit ne délivrera une impulsion de sortie que lors de la présence simultanée d'impulsions sur les entrées de coïncidence et de l'absence d'impulsion sur l'entrée d'anticoïncidence.

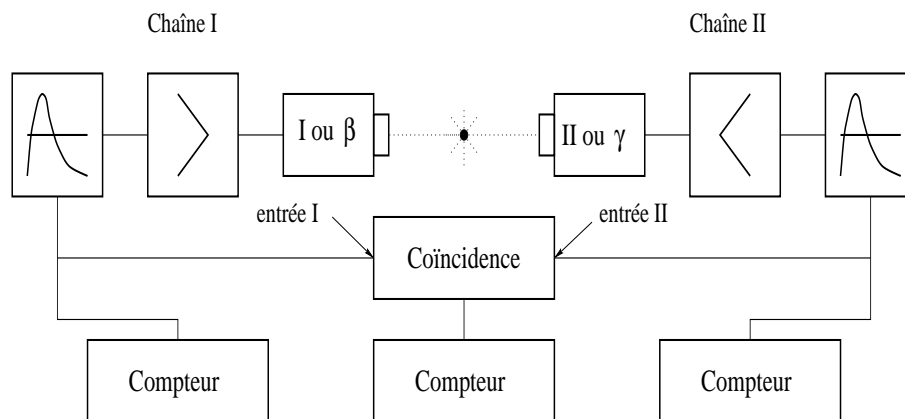


FIG. 5.1 – Montage expérimental pour les coïncidences entre les signaux de de détection d'un γ et d'un β

5.1.1 Les types de coïncidences

Si, dans l'exemple de la figure 5.2, la source émet deux rayonnements en cascade, la période de l'état intermédiaire $N^*(A, Z + 1)$ étant extrêmement brève par rapport au temps de résolution du sélecteur de coïncidences, on peut alors distinguer parmi les impulsions en coïncidence :

- a) les coïncidences vraies :
Elles résultent de la détection par chacun des compteurs I et II d'une des deux particules produites dans une **même désintégration** et, par conséquent, ayant une corrélation en temps.
- b) les coïncidences vraies de bruit de fond :
Par exemple, celles produites par les gerbes du rayonnement cosmique.
- c) les coïncidences fortuites : Elles résultent de la présence, par hasard, dans un intervalle de temps inférieur au temps de résolution, d'une impulsion à chacune des deux entrées du sélecteur. Le terme "par hasard" signifie que ces deux impulsions n'ont pas de corrélation et proviennent de la détection par chaque compteur d'une particule émise lors de **deux désintégrations différentes**.
- d) les coïncidences parasites :
Elles résultent de la détection par les deux compteurs d'une même particule diffusant de l'un dans l'autre.

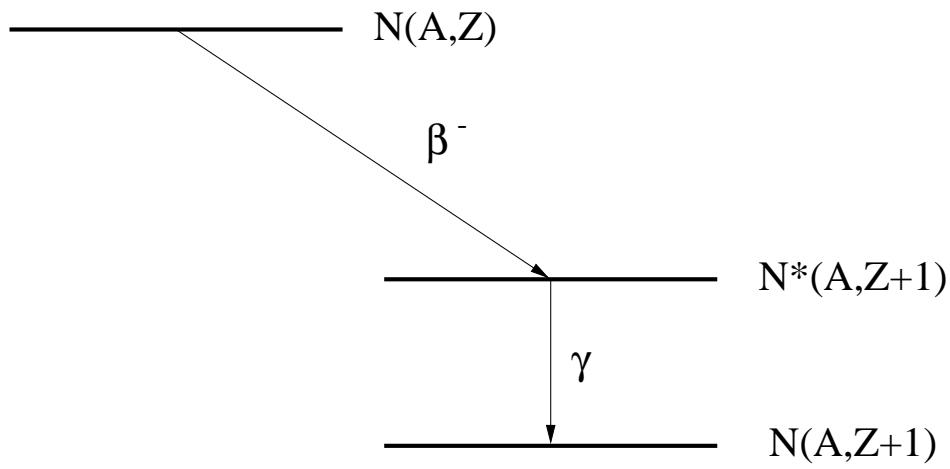
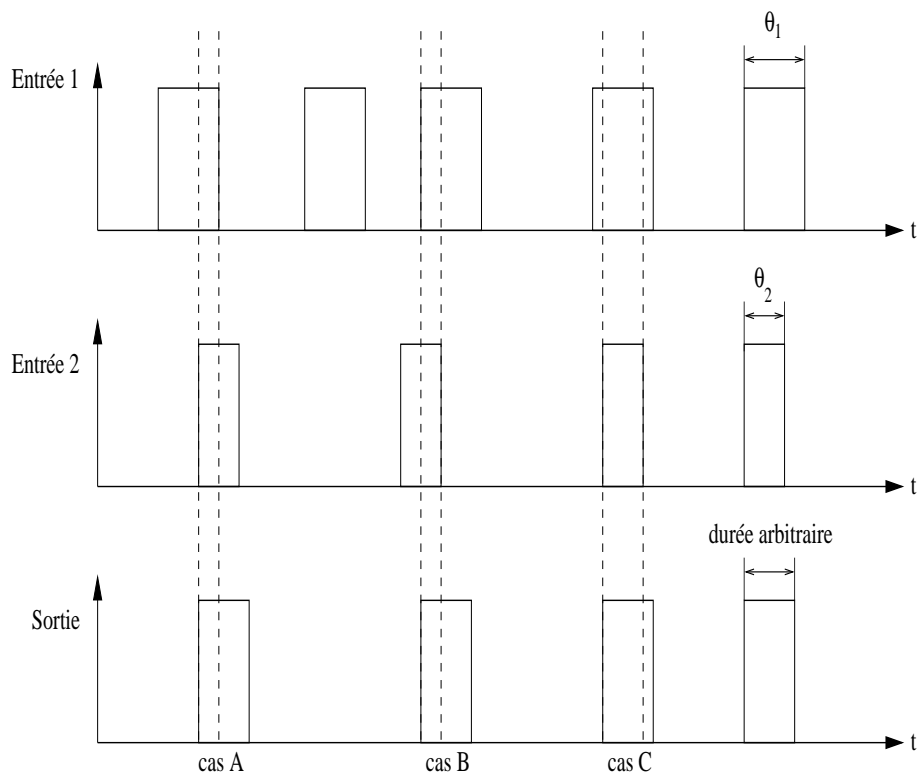
FIG. 5.2 – Désintégration produisant un β^- et un γ 

FIG. 5.3 – Coïncidences, impulsion de sortie de durée fixe.

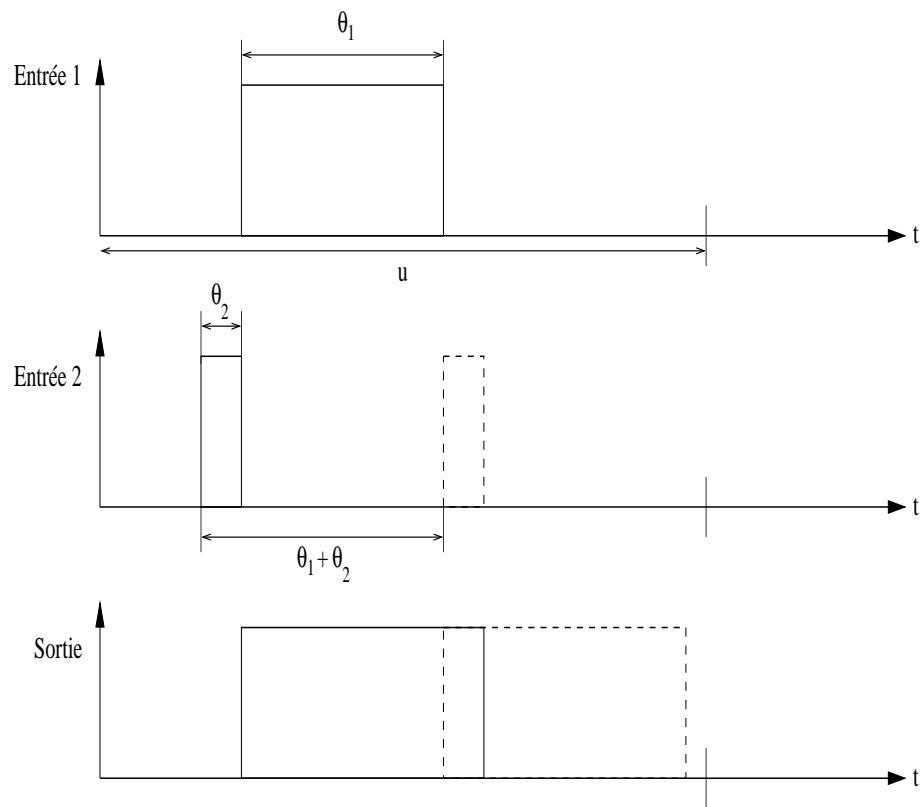


FIG. 5.4 – Cas extrêmes de coïncidence.

Les coïncidences fortuites

Si les impulsions aux entrées 1 et 2 du sélecteur de coïncidences se présentent selon deux processus poissonniens stationnaires indépendants, le taux de coïncidences **fortuites** est :

$$m_f = 2\theta m_1 m_2 \quad (5.2)$$

où m_1, m_2 désignent respectivement les taux d'impulsions sur les voies 1 et 2. En effet, la probabilité qu'une impulsion de durée θ_2 quelconque, dans l'unité de temps u , recouvre l'impulsion de durée θ_1 vaut $(\theta_1 + \theta_2)/u$. Donc, finalement, pour m_1 impulsions de durée θ_1 et m_2 impulsions de durée θ_2 , le taux de coïncidences fortuites sera :

$$m_1 m_2 u \frac{\theta_1 + \theta_2}{u} = m_1 m_2 (\theta_1 + \theta_2) = 2\theta m_1 m_2 \quad (5.3)$$

Coïncidences vraies

Lors de toute mesure de coïncidence, le taux de **coïncidences mesurées** m_m est la somme du taux de coïncidences vraies m_v et du taux de coïncidences fortuites m_f :

$$m_m = m_v + m_f \quad (5.4)$$

Le taux m_v lui-même est la somme du taux de coïncidences vraies liées au phénomène étudié, m_e , et du taux de coïncidences vraies dues aux rayonnements cosmiques, m_c :

$$m_v = m_e + m_c \quad (5.5)$$

Il vient donc : $m_e = m_m - m_c - m_f$

Désignons par m_1 et m_2 les taux mesurés sur les voies d'entrée du sélecteur de coïncidences. Les taux d'événements sans corrélation aux entrées sont donc :

$$m_1 - m_v \quad \text{et} \quad m_2 - m_v \quad (5.6)$$

et, par conséquent, le taux de coïncidences fortuites sera :

$$m_f = 2\theta (m_1 - m_v) (m_2 - m_v) \quad (5.7)$$

On obtient ainsi une équation du 2ème degré pour le taux m_e

$$m_e = m_m - m_c - 2\theta \cdot [m_1 - (m_e + m_c)] \cdot [m_2 - (m_e + m_c)] \quad (5.8)$$

Le taux de coïncidences vraies ($m_e + m_c$) est presque toujours négligeable devant les taux m_1 et m_2 de chaque voie d'entrée, si bien que l'équation précédente se simplifie :

$$m_e = m_m - m_c - 2\theta \cdot m_1 \cdot m_2 \quad (5.9)$$

On mesure donc séparément m_1, m_2, m_m et m_c , ce qui permet de déterminer m_e . Le temps de résolution 2θ doit être déterminé par une mesure annexe s'il n'est pas connu.

5.1.2 Correction des pertes dues aux temps de résolution des systèmes de détection

Soit n_1 et n_2 le nombre d'événements ionisants produits par seconde dans les détecteurs 1 et 2 et τ_1 et τ_2 les temps de résolution des deux chaînes de détection avant les compteurs d'impulsions dont les temps de résolution sont supposés être inférieurs à ceux des appareils précédents. Un certain nombre de coïncidences vraies ne seront plus détectées puisqu'il y a perte d'impulsions avant le sélecteur. On a les relations :

$$\begin{aligned} n_1 &= \frac{m_1}{1 - m_1 \cdot \tau_1} & n_2 &= \frac{m_2}{1 - m_2 \cdot \tau_2} \\ n_\nu &= \frac{m_\nu}{(1 - m_1 \cdot \tau_1) \cdot (1 - m_2 \cdot \tau_2)} \end{aligned} \quad (5.10)$$

$$\text{avec } m_\nu = m_m - 2\theta \cdot m_1 \cdot m_2$$

$$n_e = n_\nu - n_c$$

$$\text{et } n_c \cong m_c \quad \text{car } m_{1c}\tau_1 \text{ et } m_{2c}\tau_2 \ll 1$$

On effectue cette correction seulement si $m_1\tau_1$ et $m_2\tau_2$ ne sont pas négligeables devant l'unité, compte tenu de la précision voulue sur le taux n_e .

Élimination des coïncidences parasites.

Les coïncidences parasites, dues à la diffusion d'une même particule d'un détecteur à l'autre, peuvent être éliminées :

- en intercalant un écran entre les deux détecteurs
- ou en montant le seuil de discrimination d'un des détecteurs de telle manière que la particule, après diffusion sur l'autre détecteur, n'ait plus l'énergie suffisante pour être enregistrée.

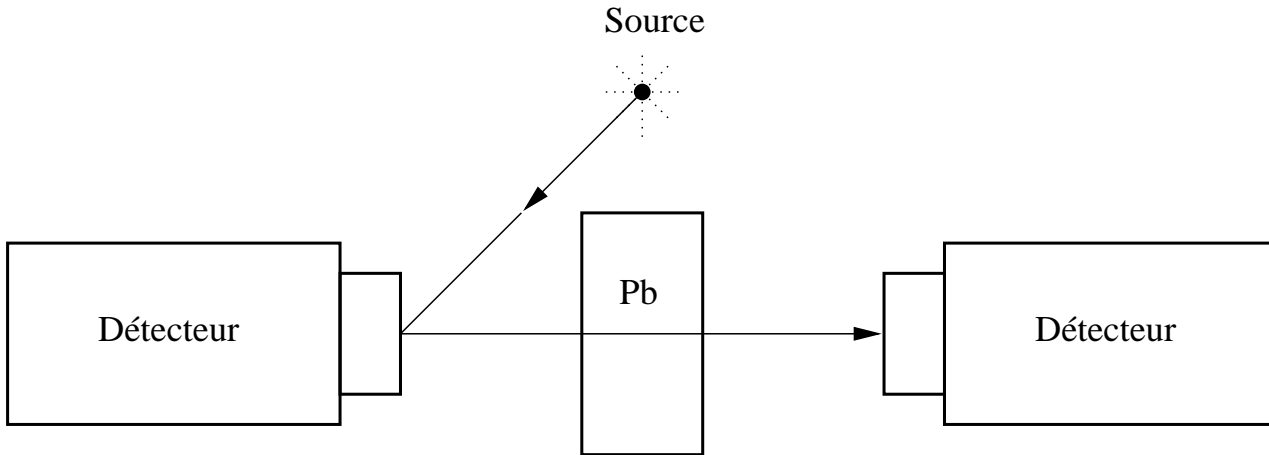


FIG. 5.5 – Diffusion parasite.

5.1.3 Relation entre coïncidences vraies et coïncidences fortuites.

Les différents taux de comptage pour le dispositif de la fig. 5.1 employant la source dont le schéma de désintégration est représenté à la figure 5.2, sont donnés par :

$$\begin{array}{ll}
 \text{détecteur de } \beta & : m_{\beta} = A p_{\beta} \\
 \text{détecteur de } \gamma & : m_{\gamma} = A p_{\gamma} \\
 \text{coïncidences vraies} & : m_{\beta\gamma} = A p_{\beta} p_{\gamma} \\
 \text{coïncidences fortuites} & : m_f = 2\theta m_{\beta} m_{\gamma} = 2\theta A^2 p_{\beta} p_{\gamma}
 \end{array}$$

où

A =activité de la source (désintégrations/seconde)
 p_{β} (ou p_{γ})=probabilité de détection d'un β (respectivement γ) uniquement par le détecteur de β (resp. γ)

Le rapport des coïncidences fortuites aux coïncidences vraies est donc :

$$\frac{m_f}{m_{\beta\gamma}} = 2\theta A \quad (5.11)$$

Cette expression montre qu'il y a avantage à prendre 2θ petit. Une fois 2θ fixé, il est en général préférable de choisir une activité de source plutôt faible et une probabilité de détection grande (grand angle solide, c.à.d détecteur près de la source,...) plutôt que l'inverse. Pour de mêmes valeurs des taux simples

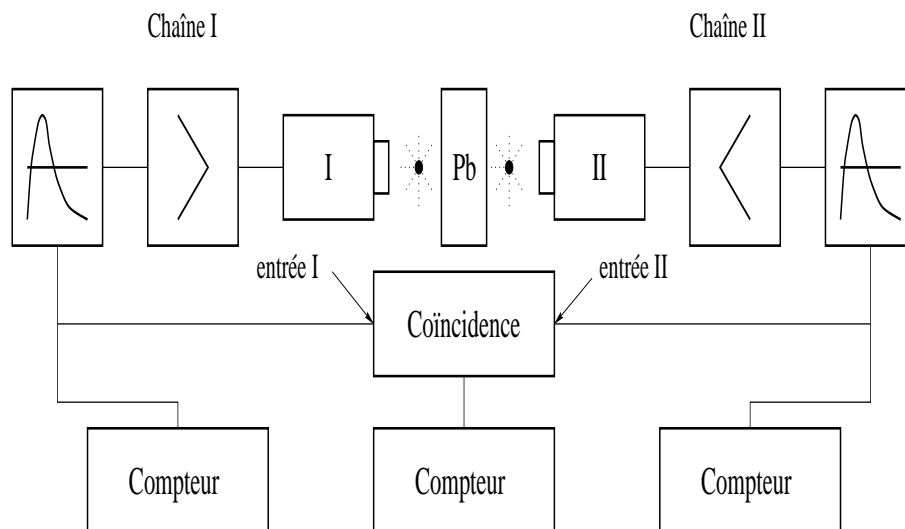


FIG. 5.6 – Montage pour la détermination des coïncidences fortuites.

m_β et m_γ et du taux de coïncidences fortuites m_f , le taux de coïncidences vraies est augmenté et sa précision statistique de mesure est meilleure. On s'arrange en général pour que $m_f/m_{\beta\gamma}$ soit inférieur à quelques pourcents.

Les 3 équations à 3 inconnues $m_\beta = A p_\beta$, $m_\gamma = A p_\gamma$ et $m_{\beta\gamma} = A p_\beta p_\gamma$ permettent d'obtenir **l'activité de la source** :

$$A = \frac{m_\beta m_\gamma}{m_{\beta\gamma}} \quad (5.12)$$

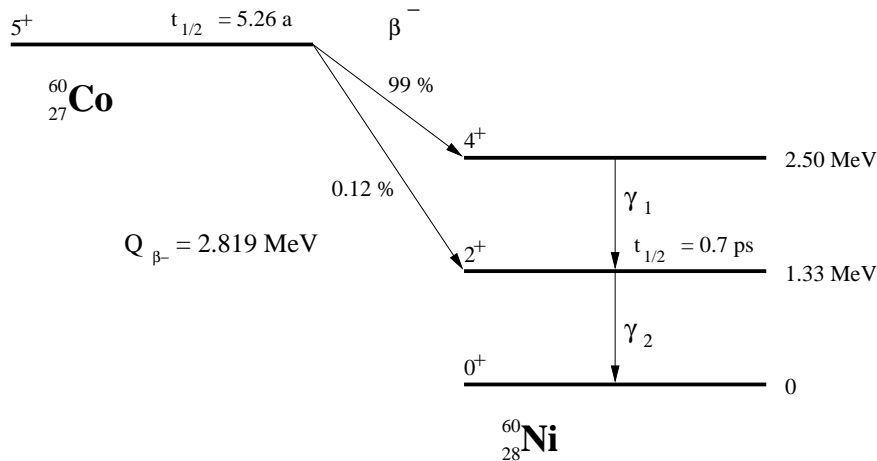
On peut alors déterminer **les probabilités de détection** par :

$$p_\gamma = \frac{m_\gamma}{A} \quad \text{et} \quad p_\beta = \frac{m_\beta}{A} \quad (5.13)$$

5.2 Expérience

5.2.1 Mesure du temps de résolution d'un sélecteur de coïncidences

Les impulsions aux entrées du sélecteur sont fournies par deux détecteurs de particules disposés et irradiés par deux sources indépendantes, de sorte que les impulsions sur chaque voie soient distribuées selon des processus de Poisson stationnaires sans corrélation entre eux (fig. 5.5).

FIG. 5.7 – Schéma de désintégration du ^{60}Co .

Le taux moyen de coïncidences mesure m_m sera :

$$m_m = 2\theta m_1 m_2 + m_c \quad (5.14)$$

En reportant sur un graphique m_m en fonction du produit $m_1 m_2$, on obtient une droite dont la pente est 2θ .

Avec deux sources quelconques, déterminer le temps de résolution du sélecteur de coïncidences. Choisir la géométrie et les seuils de détection en les justifiant. Comparer le résultat obtenu avec la somme des durées des impulsions $\theta_1 + \theta_2$ mesurées à l'oscilloscope. Expliquer, s'il y a lieu, les éventuelles différences entre ces 2 résultats.

5.2.2 Mesure de l'activité d'une source de ^{60}Co

Application de la méthode exposée au § NG-2.3

La désintégration du ^{60}Co produit un rayonnement β^- de 0.314 MeV et deux raies γ de 1.17 et 1.33 MeV selon le schéma de la figure 5.6.

Quel que soit le type de détecteur à scintillation à disposition (cristal de NaI ou plastique NE 102A), on élimine la détection des β^- en plaçant un écran d'aluminium de plus de 80 mg/cm^2 entre la source et le scintillateur ($R_{max}(E_\beta = 0,314 \text{ MeV}) = 80 \text{ mg/cm}^2$). (Le groupe effectuant l'expérience V remplace, pour cette manipulation, le détecteur à semiconducteur par un détecteur à scintillation à cristal de NaI).

Les énergies des γ_1 et γ_2 étant voisines, on peut considérer que leurs probabilités de détection, pour un détecteur donné, sont identiques. Montrer

alors que les taux de comptage sur les détecteurs I et II ainsi que le taux de coïncidences vraies s'écrivent :

$$\begin{aligned}m_I &= 2 A P_I \\m_{II} &= 2 A P_{II} \\m_V &= 2 A P_I P_{II}\end{aligned}$$

où P_I et P_{II} sont les probabilités de détection des γ_1 et γ_2 par les détecteurs I et II.

Il vient alors :

$$\begin{aligned}A &= \frac{m_I m_{II}}{2m_V} \\m_f &= 8\theta A^2 P_I P_{II} \\\frac{m_f}{m_V} &= 4\theta A\end{aligned}$$

Assembler et régler la deuxième chaîne de spectrométrie si cela n'a pas été déjà fait lors des manipulations précédentes.

Déterminer la géométrie de l'expérience et les seuils de discrimination. En justifier les choix.

Prendre une source de ^{60}Co dont l'activité est appropriée (cf. § NG-2.3) à une mesure avec le montage expérimental à disposition. Contrôler à l'oscilloscope, avant d'effectuer les mesures, que les deux impulsions correspondant aux détections des deux γ simultanés se recouvrent bien (c.à.d qu'il n'y a pas de retard d'une chaîne de détection sur l'autre).

Déterminer l'activité de la source de ^{60}Co en utilisant la relation 5.12. Comparer votre résultat à la valeur nominale indiquée de l'activité et expliquer, s'il y a lieu, l'origine de l'éventuelle différence (le taux de coïncidences vraies intervenant dans ce calcul devra être déterminé selon les relations du paragraphe 5.1.3).

Une fois connue l'activité de la source, déterminer les probabilités de détection des deux γ et comparer ces résultats aux probabilités calculées (Eq. 4.1).

Nous allons maintenant nous intéresser à l'activité de notre source de ^{57}Co

5.2.3 Mesure de l'activité d'une source de ^{57}Co

Nous allons employer 2 chaînes de spectrométrie de γ en coïncidence (fig.5.8). La première est équipée d'un détecteur à semi-conducteur au Germanium à fenêtre très mince, la seconde d'un cristal de NaI standard.

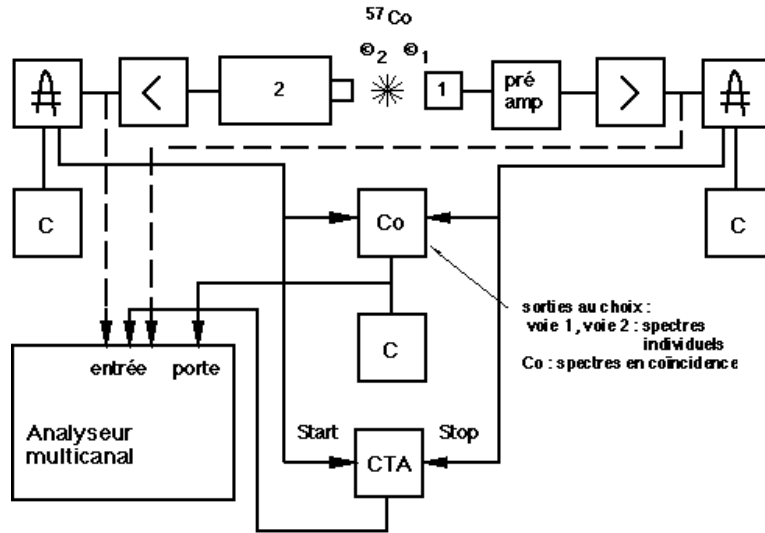


FIG. 5.8 – Principe de détection des coïncidences

La géométrie de détection pour les mesures en coïncidence est donnée à la figure 5.9.

Pour augmenter la précision statistique sur les coïncidences vraies que nous expliciterons dans le chapitre 4, on enserme la source entre les deux détecteurs.

Après avoir relevé et interprété les spectres délivrés par les deux voies, on placera la fenêtre de l'analyseur du détecteur au Germanium sur le pic γ_1 et celle du détecteur à NaI sur le pic γ_2 . Bien que la résolution en énergie du détecteur à scintillation ne soit pas suffisante pour résoudre les raies γ_2 et γ_3 , on peut, en prenant une fenêtre suffisamment étroite, ne sélectionner que des photons de 122.0 keV. Compte-tenu de la distribution des intervalles de temps entre γ_2 et γ_1 , la fraction f des coïncidences mesurée avec un temps de résolution $2\theta = \theta_1 + \theta_2$ est donnée par :

$$f = \int_0^{\theta_2} \frac{1}{\tau} e^{-\frac{t_{\gamma_1\gamma_2}}{\tau}} dt_{\gamma_1\gamma_2} \quad (5.15)$$

si les retards sur chacune des voies jusqu'à la coïncidence sont identiques. S'assurer que θ_2 est tel que $f=1$.

L'observation, à l'oscilloscope, d'impulsions logiques γ_2 et γ_1 se succédant avec la séquence temporelle précédente permet d'affirmer que ces deux transitions sont en cascade. En sélectionnant le pic correspondant à la raie γ_1 sur la voie 1 et une partie du pic des γ_2 sur la voie 2, on aura les taux de comptage suivants :

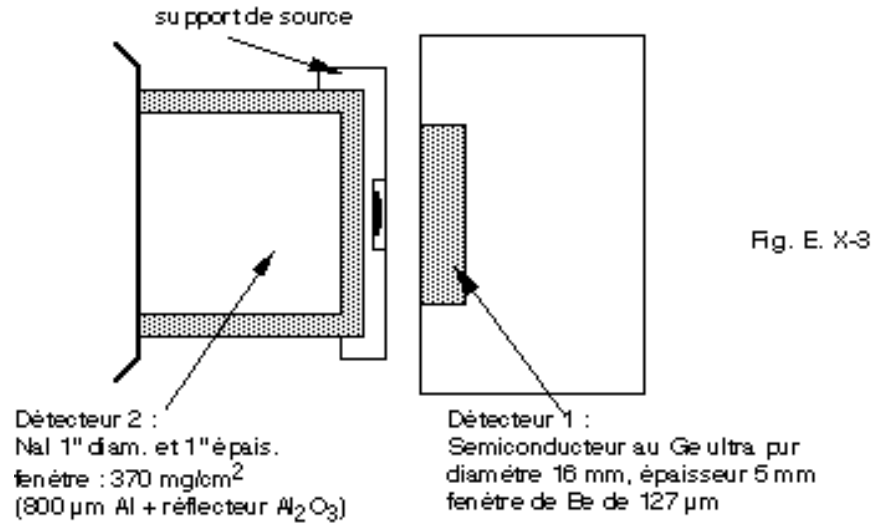


FIG. 5.9 – Géométrie de détection pour les mesures en coïncidence.

détecteur 1 : $m_1 = A\alpha_1 p_1$ où p_1 est la probabilité de détecter γ_1 sur la voie 1 ; cette probabilité inclut également la non-conversion de γ_1 ; elle exclut cependant la détection des γ_2 et γ_3 ainsi que du RX de conversion interne, puisque la fenêtre de l'analyseur de bande a été placée sur le γ_1 seul.

détecteur 2 : $m_2 = A\alpha_1 p_2$ où p_2 , probabilité de détecter γ_2 sur la voie 2, inclut la réjection d'une partie des γ_2 incidents sur le cristal de NaI par l'utilisation d'une étroite fenêtre en énergie.

coïncidences vraies (avec $f=1$) : $m_{12} = A\alpha_1 p_1 p_2$

coïncidences fortuites : $m_{12} = 2\theta m_1 m_2 = 2\theta A^2 \alpha_1^2 p_1 p_2$

Mesurer l'activité de la source par la même méthode que celle utilisée pour le ^{60}Co .

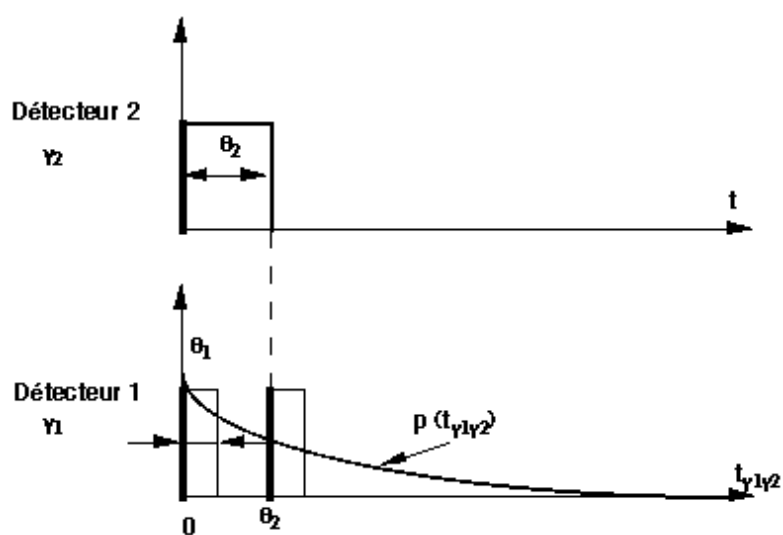


FIG. 5.10 – Distribution temporelle entre deux événements.

Chapitre 6

Mesure de la période du niveau de 14.4 keV du ^{57}Fe

La connaissance du schéma de désintégration permet de distinguer entre différents modèles théoriques du noyau qui prédisent les niveaux d'énergie et leur période ; en particulier la période d'un niveau dépend fortement du type d'excitation (excitation d'un seul nucléon ou de l'ensemble des nucléons).

6.1 Principe de l'expérience

En détectant les γ_1 dans le détecteur à semi-conducteur et les γ_2 dans le cristal de NaI, on doit obtenir des coïncidences entre ces détecteurs, si les raies γ_1 et γ_2 sont en cascade. La distribution des intervalles de temps $t_{\gamma_2\gamma_1}$ entre l'émission d'un γ_2 conduisant au niveau de 14.4 keV et celle d'un γ_1 indiquant sa désintégration est donnée par :

$$p(t_{\gamma_1\gamma_2}) = \frac{1}{\tau} e^{-\frac{t_{\gamma_1\gamma_2}}{\tau}} \quad (6.1)$$

où τ est la durée de vie du niveau. On mesure (fig.5.8) ces intervalles de temps avec un convertisseur temps-amplitude (CTA) qui délivre une impulsion d'amplitude proportionnelle à l'intervalle de temps séparant les fronts de montée des impulsions correspondant à la détection du γ_2 ("start") et à celle du γ_1 ("stop"). Le spectre enregistré sur un analyseur multicanal représente la distribution de ces intervalles de temps et permet de mesurer la durée de vie t . La sélection des γ_2 par rapport aux γ_3 sur la chaîne 2 ne peut être réalisée convenablement mais n'a pas d'importance, les γ_3 ne pouvant contribuer qu'aux coïncidences fortuites dont le spectre des intervalles de temps est uniforme. On place donc le seuil du discriminateur de la chaîne 2 autour

de la raie à 122 keV . Les γ_1 sont sélectionnés dans la chaîne 1 en plaçant la fenêtre de l'analyseur de bande sur le pic d'énergie totale correspondant. Le facteur de conversion interne peut être déterminé par des coïncidences entre γ_2 et le RX Ka du ^{57}Fe qui suit l'émission de l'électron de conversion. Ce RX, d'énergie de 6,40 keV, est facilement détecté dans le compteur au Germanium. Cependant, la désintégration du ^{57}Co par capture électronique (se reporter à la figure est aussi suivie de l'émission de RX Ka du ^{57}Fe et peuple le niveau de 136.5 keV qui se dé-excite par émission du γ_2 avec une période de 8.9 ns : une coïncidence RX - γ_2 ne suffit donc pas pour déterminer le coefficient de conversion interne de la raie γ_1 . Toutefois, les RX de la désintégration du ^{57}Co , contrairement à ceux de la conversion interne des γ_1 , précèdent les γ_2 : les coïncidences γ_2 - RX après des temps supérieurs à la résolution temporelle de la chaîne de mesure, c.à.d à des temps supérieurs à 50 ns, signent de manière univoque une conversion interne de γ_1 ! Le rapport des contenus des spectres délivrés par le CTA dont le "stop" est déclenché une fois par le γ_1 et l'autre fois par le RX Ka, à des temps $t > 50$ ns, donnera la valeur du coefficient de conversion de la raie γ_1 .

6.2 Conditions de l'expérience

Nous allons employer le mêmes 2 chaînes de spectrométrie de γ en coïncidence (fig.5.8) que celles utilisées pour le calcul de l'activité du ^{57}Co .

Le spectre d'amplitudes (proportionnelles aux intervalles de temps) délivré par le CTA (convertisseur temps-amplitude) résulte du produit de convolution entre la distribution des probabilités $p(t\gamma_2\gamma_1)$ et la courbe de résolution temporelle du système (voir Appendice II). On obtiendra ainsi un spectre dont la forme est donnée au bas de la fig. 6.1 et dont on pourra quand même déduire la période du niveau excité (Appendice II). Prenons la séquence temporelle présentée à la figure 6.1 où les signaux correspondant aux γ_1 ont été retardés de θ_d pour permettre l'observation du spectre des coïncidences fortuites.

Le niveau des coïncidences fortuites est directement mesurable sur le spectre des intervalles de temps et vaut : $N_f = m_1 \cdot m_2 \cdot \delta t_{c,anal} \cdot T$ $\delta t_{c,anal}$ étant la valeur en nanosecondes d'un canal de l'analyseur et T la durée de la mesure. L'étalonnage du CTA (recherche de la correspondance canaux-nanosecondes) s'obtient en prenant les mêmes impulsions pour le "start" et le "stop" et en intercalant sur la voie "stop" des retards connus. Observer les signaux logiques γ_2 et γ_1 à l'oscilloscope. Choisir le retard du signal "stop" et le domaine d'analyse du CTA. Etalonner le CTA en temps, puis relever le spectre délivré par ce dernier pour la désintégration du ^{57}Co . Extraire la

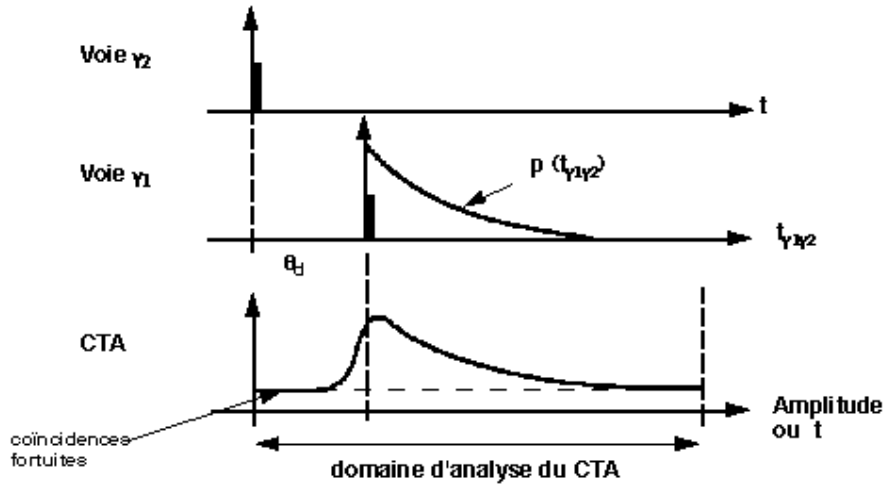


FIG. 6.1 – Mesure de la distribution temporelle entre 2 événements avec un CTA.

durée de vie du niveau de 14.4 keV en prenant soin de soustraire au préalable la contribution des coïncidences fortuites mesurée simultanément. Comparer la période du niveau de 14.4 keV ainsi mesurée à celle donnée sur le schéma de désintégration.

6.2.1 Détermination de la courbe de résolution temporelle du système.

(à voir avec un assistant)

Le spectre des coïncidences vraies délivré par le CTA résulte du produit de convolution entre la distribution $p(t_{\gamma_2\gamma_1})$ des intervalles de temps entre l'émission d'un γ_2 et d'un γ_1 et la courbe de résolution temporelle du système (voir appendice II). Si la durée de vie T est connue, on peut, en "déconvoluant" le spectre des intervalles de temps $t_{\gamma_2\gamma_1}$, obtenir la courbe de résolution temporelle du système. On se reportera à l'Appendice II pour l'exposé de la méthode et, éventuellement, on consultera un assistant pour cette détermination de la courbe de résolution temporelle.

6.3 Détermination du coefficient de conversion de la transition γ_1

Pour déterminer la valeur du coefficient de conversion de la transition γ_1 , on sélectionnera, sur la voie 1, le pic de 6.40 keV correspondant à l'émission d'un RX de réarrangement de couches K et L du ^{57}Fe et on déclenchera le "stop" du CTA avec le signal logique correspondant à la détection de ce RX. Comme cela a été expliqué au §2, le rapport des contenus des spectres délivrés par le CTA dont le "stop" sera déclenché par le RX et par le γ_1 , donnera, une fois les coïncidences fortuites soustraites et les atténuations des RX et γ_1 dans les fenêtres de la source et du détecteur corrigées, la valeur du rapport de conversion interne. Pour éviter les coïncidences entre γ_2 et des RX émis après une capture électronique $^{57}\text{Co} + e \rightarrow ^{57}\text{Fe} + \nu$, on ne déterminera les contenus des spectres que pour des temps supérieurs à la résolution temporelle du système de mesure, pratiquement, pour des temps supérieurs à 50 ns à partir du maximum du spectre relevé. Il faut, évidemment, que les deux spectres aient été relevés pour un même nombre de γ_2 détectés.