

Notice des Travaux Pratiques de Physique Nucléaire

Expérience V

Mesure de l'activité d'une source d' ^{241}Am et de la période du niveau de 59.5 keV du ^{237}Np

LAURENT LOCATELLI ¹
Institut de Physique des Hautes Energies
Université de Lausanne

16 avril 2002

¹Laurent.Locatelli@iphe.unil.ch

Table des matières

1	Introduction	5
2	Chaîne de spectrométrie	7
2.1	Schéma de montage	7
2.2	Calcul d'une chaîne de spectrométrie	7
2.3	Montage et contrôle	8
2.4	Réglages et caractéristiques de la chaîne	8
2.5	Méthode des deux sources	9
3	Spectrométrie γ et linéarité de la chaîne	11
3.1	Dénomination des interactions	11
3.2	Spectrométrie γ	12
3.2.1	Introduction	12
3.2.2	Expérience	15
4	Distribution de Poisson	17
4.1	Expérience	17
5	Interaction des γ avec la matière	19
5.1	Atténuation	19
5.2	Utilisation de l'impulsion logique comme ouverture de porte	20
5.3	Expérience	20
6	Interaction des α avec la matière	23
6.1	Introduction	23
6.2	But de l'expérience	24
6.3	Montage expérimental	25
6.4	Mesures et interprétation	27
7	Les coïncidences	29
7.1	Généralités sur les coïncidences	29
7.1.1	Le sélecteur de coïncidences	29
7.1.2	Les types de coïncidences	30
7.1.3	Relation entre coïncidences vraies et coïncidences fortuites.	33
7.2	Expérience	34
7.2.1	Mesure du temps de résolution d'un sélecteur de coïncidences	34
7.2.2	Calibration (mesure de l'activité) d'une source de ^{60}Co	34

8 Montage final	37
8.1 Principe de l'expérience	37
8.2 Conditions d'expérience	38
8.2.1 Géométrie	38
8.2.2 Détection des particules α	38
8.2.3 Détection des particules γ	39
8.3 Mesure de l'activité de la source d' ^{241}Am	40
8.4 Détermination de la période du niveau de 59.5 keV.	41
8.5 Durée des mesures	42
8.6 Réalisation	42

Chapitre 1

Introduction

Nous allons acquérir les outils et les notions indispensables à une bonne compréhension de la physique nucléaire en utilisant une expérience spécifique comme fil conducteur. Les étapes de cette expérience sont les suivantes :

- familiarisation avec l'instrumentation,
- étude de quelques spectres de désintégration,
- étude de la statistique des phénomènes nucléaires,
- étude de l'interaction des rayonnements γ et α avec la matière,
- étude des coïncidences en vue du calcul d'une activité.

Chaque étudiant dispose d'une notice spécifique qui contient la description de son expérience, accompagnée d'une autre notice contenant les approfondissements nécessaires. Les références à la notice générale sont indiquées entre parenthèses dans le présent document.

Ces travaux pratiques sont organisés de manière à permettre aux étudiants de comprendre pas à pas les éléments théoriques et instrumentaux nécessaires à la réalisation du but final. Cela se fera par l'intermédiaire d'une série de manipulations utilisant des parties élémentaires du montage final.⁴¹

Les buts de cette expérience sont de déterminer l'activité d'une source d'américium 241 (^{241}Am) et la période du niveau excité de 59.5 keV de son produit de désintégration, le neptunium 237 (^{237}Np). Le schéma 8.1 montre que la désintégration α de ^{241}Am donne dans 85.2% des cas directement et dans 10% = $12.8\% \cdot 78\%$ des cas indirectement (en passant par le niveau de 103 keV) l'état excité à 59.5 keV du ^{237}Np . Celui-ci a un temps de demi-vie $t_{\frac{1}{2}} = 68\text{ ns}$ et se désexcite (dans 94% des cas) par l'émission d'un photon de 59.5 keV. C'est ce temps $t_{\frac{1}{2}}$ que nous allons mesurer.

Cette mesure se fera en détectant en coïncidence la particule α et le photon de 59.5 keV au moyen de deux détecteurs spécialisés.

Notons enfin qu'en recherche, la connaissance de la durée de vie d'un niveau nucléaire permet de définir l'origine de celui-ci, par exemple, de distinguer s'il provient de l'excitation d'un seul nucléon ou de l'excitation collective des nucléons (par rotation, vibration collectives).

Chapitre 2

Chaîne de spectrométrie

Ce chapitre a pour but de familiariser l'étudiant avec les appareils de détection et le traitement des impulsions présentés aux chapitres N.G. 1 et 2. Cela lui permettra de monter une chaîne de spectrométrie qui sera utilisée par la suite pour l'étude des phénomènes physiques.

2.1 Schéma de montage

La chaîne de spectrométrie illustrée en figure 2.1 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).
- Un amplificateur.
- Un analyseur de bande pouvant fonctionner en discriminateur.
- En complément, on adjoindra un analyseur multicanal et son tiroir d'attaque.

2.2 Calcul d'une chaîne de spectrométrie

Les impulsions de sortie fournies par un appareil doivent être adaptées à l'entrée de l'appareil suivant en amplitude et en forme (temps de montée, durée, temps de descente). Il faut donc comparer les caractéristiques de sortie et d'entrée des appareils et effectuer les réglages nécessaires. Ces caractéristiques sont rassemblées dans un recueil à disposition. L'amplitude des impulsions délivrées par un détecteur à scintillation dépend de la forme de ces impulsions, forme donnée par la valeur du rapport $k = RC/\tau$, où RC est la constante de temps du circuit de charge du photomultiplicateur et τ la constante de décroissance lumineuse du scintillateur. On peut alors calculer le gain G du PM (voir paragraphe de la notice générale 2.5.2) de telle manière que l'amplitude V de l'impulsion délivrée

$$V = a(k) V^\infty = a(k) \frac{q}{C} = \frac{a(k)}{C} \frac{E\eta}{h\nu} f \varepsilon G e \quad (2.1)$$

$$(a(k) = \frac{V}{V^\infty} , \text{ Eq. N.G.-2.13 })$$

soit de l'ordre de 0,2 V pour qu'avec un gain de l'amplificateur choisi arbitrairement (environ $\times 50$), on obtienne l'amplitude maximale admise par l'analyseur (10 V). La courbe donnant le gain G en fonction de la tension interdynode (ou en fonction de la tension totale), permet

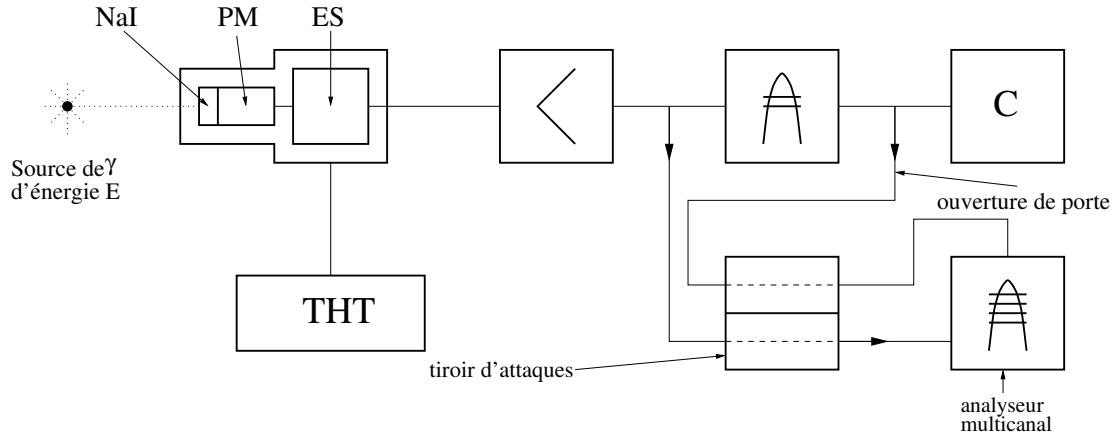


FIG. 2.1: figure de montage

de déterminer la haute tension à appliquer au PM, compte tenu de la division de tension d'alimentation du PM. (Remarque : le gain d'un PM particulier peut différer d'un facteur 3 du gain moyen indiqué dans les notices d'appareils).

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

2.3 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 au paragraphe 3.2.1 ; 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.

2.4 Réglages et caractéristiques de la chaîne

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. Déterminer le temps de résolution (paragraphe N.G. 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%.

2.5 Méthode des deux sources

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 :

$$n_1 + n_2 = n_{12} + n_e \quad (2.2)$$

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

$$\frac{m_1}{1 - m_1\tau} + \frac{m_2}{1 - m_2\tau} = \frac{m_{12}}{1 - m_{12}\tau} + \frac{m_e}{1 - m_e\tau} \quad (2.3)$$

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 :

$$\tau = \frac{1 - (1 - \frac{m_{12}}{m_1 m_2} (m_1 + m_2 - m_{12} - m_e))^{\frac{1}{2}}}{m_{12}} \quad (2.4)$$

L'erreur relative sur τ est :

$$\frac{\sigma_\tau}{\tau} = \frac{A^{-\frac{1}{2}}}{2m_1 m_2 \tau} \sqrt{\sigma_{m_1}^2 + \sigma_{m_2}^2 + \sigma_{m_{12}}^2 + \sigma_{m_e}^2} \quad (2.5)$$

$$\frac{\sigma_\tau}{\tau} = \frac{A^{-\frac{1}{2}}}{2m_1 m_2 \tau} \sqrt{\frac{N_1}{t_1^2} + \frac{N_2}{t_2^2} + \frac{N_{12}}{t_{12}^2} + \frac{N_e}{t_e^2}} \quad (2.6)$$

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

N_i = 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 2.4). 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.

Chapitre 3

Spectrométrie γ et linéarité de la chaîne

Cette manipulation permettra d'apprendre à utiliser les outils présentés au chapitre précédent et de faire connaissance avec les sources radioactives communément utilisées en laboratoire. Cela ne doit pourtant pas occulter le but essentiel qui est de vérifier la linéarité de la chaîne d'acquisition. En effet, l'expérience finale nécessitera un étalonnage de la chaîne en énergies, ce qui n'a de sens que pour une chaîne linéaire.

La linéarité sera testée en comparant les intensités des impulsions (lues sur le spectre) avec les énergies tabulées de pics qu'il s'agira d'identifier.

3.1 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_0 est la masse de l'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.

3.2 Spectrométrie γ

3.2.1 Introduction

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

effet photoélectrique donnant un électron d'énergie $E_e = E_\gamma - E_{liaison}$

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

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

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 décrite en figure 3.2.

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'à 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'échappement», correspond à l'énergie $E = E_\gamma - E_{X\text{réarrangement}}$.
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.

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

Nous avons donné l'allure du spectre pour un faisceau de γ monochromatiques. 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.

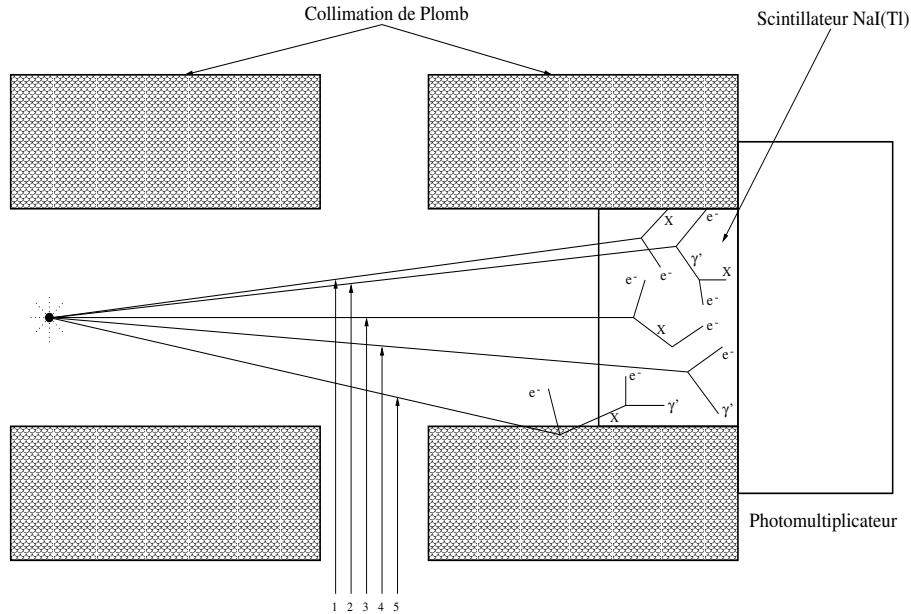


FIG. 3.1: Interactions des γ d'énergie inférieure à 1.022 MeV dans le scintillateur NaI(Tl)

1. Effet photoélectrique
2. Effet photoélectrique avec réabsorption du rayon X de réarrangement
3. Effet Compton avec réabsorption du rayon X de réarrangement
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.

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 :

$$p = \frac{\Omega}{4\pi} e f a \quad (3.2)$$

où

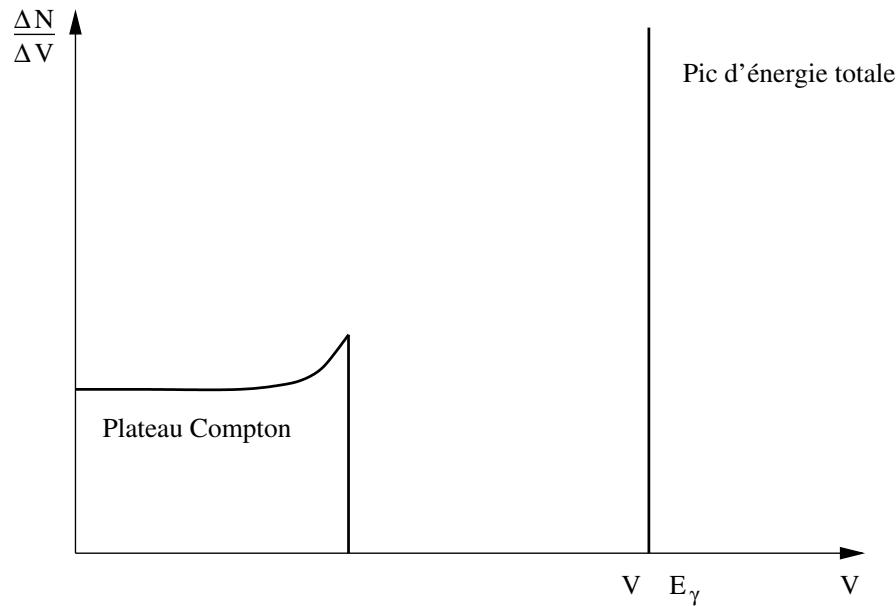


FIG. 3.2: Spectre d'énergies théorique

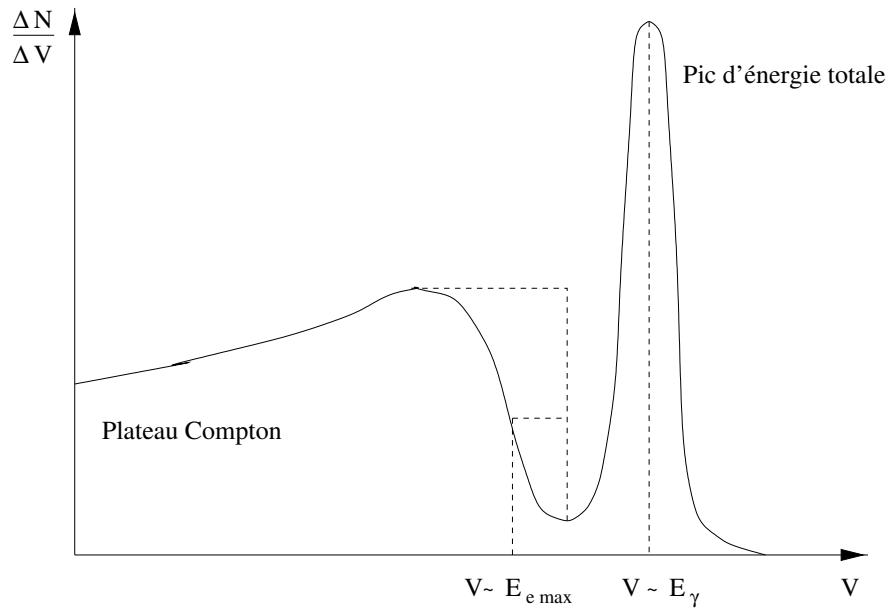


FIG. 3.3: Spectre d'énergies réel

- 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.

3.2.2 Expérience

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 N.G. 2.20. Vérifier la dépendance en $\frac{1}{\sqrt{E}}$ de la résolution en reportant sur un graphique σ_E/E en fonction de $\frac{1}{\sqrt{E}}$.
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.

Chapitre 4

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 N.G.-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 .

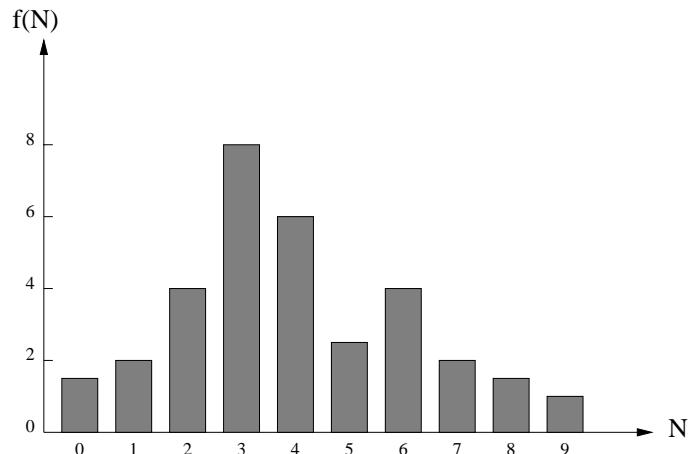


FIG. 4.1: Histogramme de l'ensemble des mesures

4.1 Expérience

On désire compter en moyenne 5 à 8 événements en Δt que l'on ajustera en conséquence. On effectue $\mathcal{O}(100)$ mesures de durée Δt qui constituent notre échantillon. Sur l'analyseur

multicanal, on utilisera le mode MCS (Multichannel Scaling) qui permet de dénombrer et de stocker dans les cases mémoires de l'analyseur le nombre de coups arrivant dans un intervalle de temps de comptage Δt . A partir de cet échantillon et à l'aide des programmes d'ordinateur mis à disposition :

1. Calculer la moyenne \bar{N} de l'échantillon : $\bar{N} = \frac{\sum N_i}{100}$
2. Mesurer 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 : $p(N) = \bar{N}^N \frac{e^{-\bar{N}}}{N!}$
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)

$$\hat{\sigma}_{\bar{N}} = \sqrt{\frac{1}{100} \sum_1^{100} (N_i - \bar{N})^2} = \sqrt{\frac{1}{100} \sum_{N=0}^{\infty} (N - \bar{N})^2 f(N)} \quad (4.1)$$

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 $N_1 = \bar{N}$:

$$\sigma_{\bar{N}} = \sqrt{N_1} \quad \varepsilon_1 = \frac{\sigma_{\bar{N}}}{\bar{N}} \quad (4.2)$$

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

$$\sigma_{\bar{N}} = \frac{\sqrt{\sum N_i}}{100} \quad \bar{N} = \frac{\sum N_i}{100} \quad \varepsilon_2 = \frac{\sigma_{\bar{N}}}{\bar{N}} = \frac{\sqrt{\frac{\sum N_i}{100}}}{\frac{\sum N_i}{100}} \quad (4.3)$$

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.

Chapitre 5

Interaction des γ avec la matière

5.1 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,

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

$\mu(E_\gamma, Z)$ 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.

$$\mu(E_\gamma, Z) = \mu_{ph}(E_\gamma, Z) + \mu_c(E_\gamma, Z) + \mu_p(E_\gamma, Z) \quad (5.1)$$

μ_{ph} , μ_c , μ_p sont les coefficients partiels d'atténuation linéaire dus aux trois effets cités au paragraphe 3.1 ; x est l'épaisseur de matière traversée.

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

$$I = I_0 e^{-\mu_d d} \quad (5.2)$$

où

$\mu_d = \frac{\mu}{\rho}$ est le coefficient d'atténuation massique (exprimé en $\frac{cm^2}{g}$)
 $d = \rho x$ 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.

5.2 Utilisation de l'impulsion logique comme ouverture de 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.

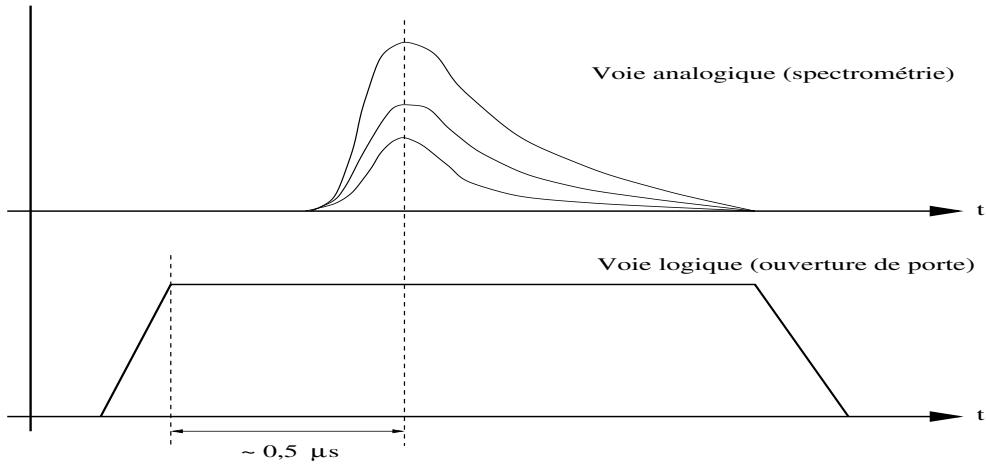


FIG. 5.1: Voie analogique et voie logique en coïncidence

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.

Le tiroir d'attaque (fig. 2.1) sert à retarder l'impulsion analogique venant de l'amplificateur (retard variable) et à former une impulsion logique de durée appropriée (durée variable) à partir de celle donnée par le discriminateur. Le choix de ces deux paramètres permet d'enclencher temporellement l'impulsion analogique par l'impulsion logique qui ouvre la porte de l'analyseur multicanal (fig. 2.1).

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.

5.3 Expérience

Montage expérimental

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.

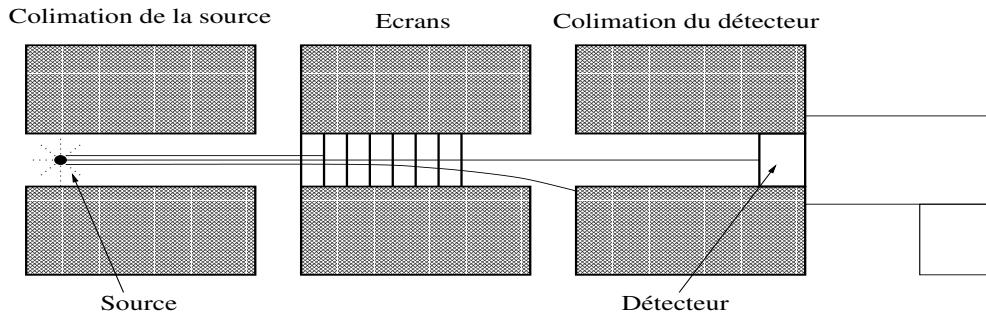


FIG. 5.2: Schéma du montage

Manipulation

Placer le seuil de discrimination au minimum si la longueur de collimation est supérieure à 25 cm.

Calculs

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.

Chapitre 6

Interaction des α avec la matière

6.1 Introduction

Toute particule chargée traversant un écran matériel perd son énergie par ionisation et excitation des atomes (collisions) et par radiation (Bremsstrahlung). Elle est ainsi peu à peu freinée jusqu'à l'énergie thermique.

Il en est ainsi des particules α , quoique dans le domaine d'énergie qui nous intéresse de 0 à 10 MeV les pertes d'énergie par rayonnement puissent être complètement négligées du fait de la masse importante des particules α . De plus, comme l'interaction avec le potentiel coulombien du noyau qui peut faire subir à la particule des déviations considérables, est très peu probable, la trajectoire d'une particule α en cours de ralentissement est à peu près rectiligne, les collisions $\alpha - e^-$ n'entraînant qu'une faible déviation à cause du rapport élevé m_α/m_e .

On peut, de ce fait, pour un α d'énergie T , parler d'un parcours $R(T)$ bien défini : c'est la distance parcourue par cet α jusqu'à ce qu'il atteigne l'énergie thermique T_{th} .

$$R(T) = \int_T^{T_{th}} dx = \int_T^{T_{th}} \frac{dT}{|\frac{dT}{dx}|} \quad (6.1)$$

Au cours du ralentissement, la perte d'énergie spécifique (ou pouvoir d'arrêt) pour des particules chargées est donnée par la formule de Bethe. Dans le cas non relativiste, cette formule est :

$$-\frac{dT}{dx_{\text{ionisation}}} \propto \frac{N Z z^2}{(\frac{T}{m})} \ln \frac{4m_0 \frac{T}{m}}{I} \quad (6.2)$$

avec

m_0 : masse de l'électron

T, m, z : énergie, masse et charge de la particule incidente ($T = mv^2/2$)

N, Z, I : densité atomique, numéro atomique et potentiel moyen d'excitation de l'écran

Le potentiel moyen d'excitation I est une constante déterminée expérimentalement dont la valeur dépend peu de l'énergie au cours du ralentissement et qui varie à peu près linéairement avec Z :

	Z	$I(\text{eV})$
H_2	1	19
Be	4	64
C	6	100.4
air	7.2	94
Al	13	166
Pb	82	1070

Le parcours et le pouvoir d'arrêt se déduisent l'un de l'autre par la relation (6.1). L'expression analytique 6.2 du pouvoir d'arrêt n'est cependant pas utilisable à basse énergie car elle diverge et, de plus, la charge de la particule α est mal définie car il y a échange d'électrons avec le milieu :



L'expression (6.2) permet toutefois, connaissant la relation entre le parcours et l'énergie d'une particule d'un type donné dans un milieu, de déduire le parcours d'un deuxième type de particule dans ce même milieu. En effet :

$$R(T) = \int_T^{T_{th}} \frac{dT}{\left| \frac{dT}{dx} \right|} \propto \frac{1}{N Z z^2} \int_{m \cdot T}^{m \cdot T_{th}} m \cdot \frac{\left(\frac{T}{m} \right) d\left(\frac{T}{m} \right)}{\ln \frac{4m_o \left(\frac{T}{m} \right)}{I}} \propto \frac{m}{z^2} f\left(\frac{T}{m} \right) \quad (6.3)$$

Ainsi, à même vitesse (T/m), les parcours de deux particules 1 et 2 dans un même milieu vérifient :

$$\frac{z_1^2}{m_1} R_1 \left(\frac{T_1}{m_1} \right) = \frac{z_2^2}{m_2} R_2 \left(\frac{T_2}{m_2} \right) \quad (6.4)$$

Par exemple, les deutérons de 20 MeV ont un parcours double de celui des protons de 10 MeV. On vérifie facilement ce résultat sur les planches 1 (parcours de particules chargées dans le silicium) et 2 (parcours dans le scintillateur NE102A).

Dans l'air, aux conditions standards ($p = 760 \text{ mmHg}$, $T = 15^\circ \text{C}$), la perte d'énergie spécifique des particules α le long de leur trajectoire est donnée par la courbe de Bragg (fig. 6.1).

Le sommet de la courbe de Bragg (2.16 MeV/cm) correspond à la création de 66'000 paires d'ions par centimètre dans l'air : c'est la valeur maximale de l'ionisation spécifique des α dans le cas du ^{210}Po dans l'air.

Un aspect intéressant du ralentissement des particules chargées est que l'énergie moyenne w , nécessaire pour créer une paire d'ions ou une paire électron-trou, ne dépend que de la nature de l'absorbant.

Ainsi, pour

$$\begin{aligned} \text{l'air} \quad w &= 32,50 \text{ eV} \\ \text{le Ge} \quad w &= 2,95 \text{ eV} \\ \text{le Si} \quad w &= 3,62 \text{ eV} \end{aligned}$$

6.2 But de l'expérience

L'expérience consiste à mesurer l'énergie résiduelle des α après leur traversée dans une couche d'air et à en déduire la perte d'énergie spécifique le long de leur trajectoire. On prendra les α

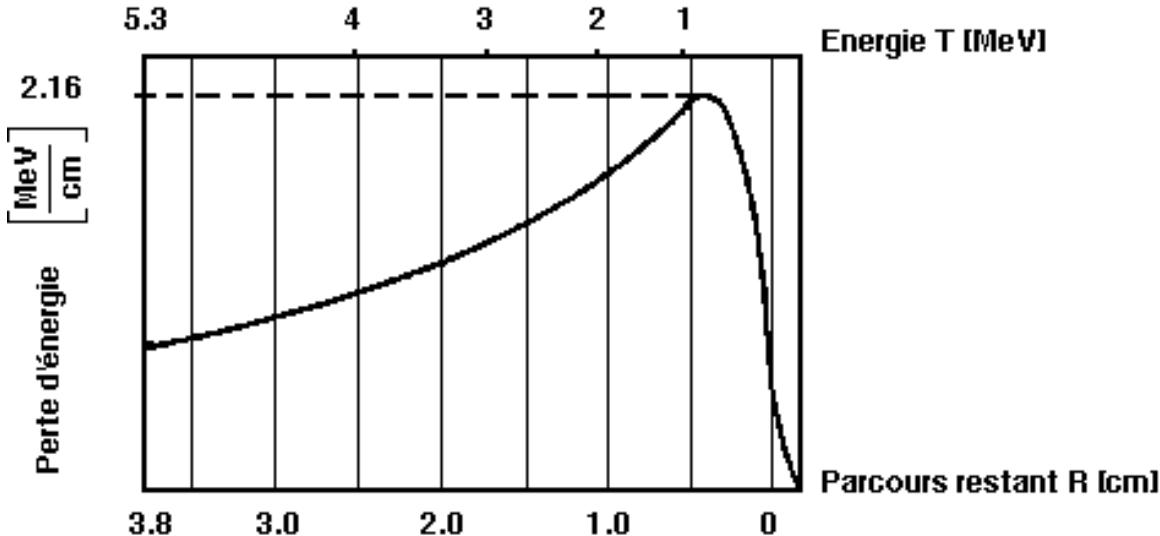


FIG. 6.1: Courbe de Bragg

monoénergétiques (5,3 MeV) émis par le ^{210}Po (N.G. fig. 5.7). On commencera par mesurer leur énergie résiduelle en fonction de l'épaisseur d'air traversée, en augmentant celle-ci par pas de Δx , jusqu'à ce qu'elle soit telle que les α aient atteint l'énergie thermique, puis, par différentiation graphique de la courbe d'énergie résiduelle, on obtiendra la courbe de Bragg (fig. 6.2).

6.3 Montage expérimental

En principe, il suffit de mettre une source de ^{210}Po en face d'un détecteur d'énergie résiduelle dans l'air et de faire varier la distance x source-détecteur par pas de Δx jusqu'à observer une énergie voisine de zéro dans le détecteur. Pratiquement, afin de ne pas modifier les conditions géométriques de la mesure (angle solide), on préfère modifier l'épaisseur de l'écran en changeant la pression p de l'air dans une enceinte contenant l'ensemble source-détecteur (fig. 6.3).

Justifier, à partir de la formule de Bethe (équation 6.2) que la perte d'énergie ΔT est proportionnelle au produit $p \Delta x$, ce qui permet de passer des conditions de mesures à distance fixe x_f et pression variable p aux conditions standard (pression fixe p_f de 76 cmHg et distance x variable) (on néglige les différences de températures).

Compte tenu de la pression atmosphérique effective, déterminer la valeur de la distance x_f nécessaire pour pouvoir effectuer des mesures à des distances supérieures à 3,8 cm (parcours pour 76 cmHg).

Pour mesurer l'énergie résiduelle, on prend un détecteur semi-conducteur pour son excellente résolution en énergie, couplé à un préamplificateur de charge (voir chapitre N.G.-2.6). L'amplificateur qui suit amène le signal à un niveau compatible avec le domaine de l'analyseur de bande ou de l'analyseur multicanal. L'amplitude de l'impulsion délivrée par la chaîne ainsi mesurée est proportionnelle à l'énergie perdue par la particule dans le détecteur, c'est-à-dire à l'énergie résiduelle de l' α si le détecteur est suffisamment épais.

Monter la chaîne spectrométrique composée du semicœur, du préamplificateur de charge,

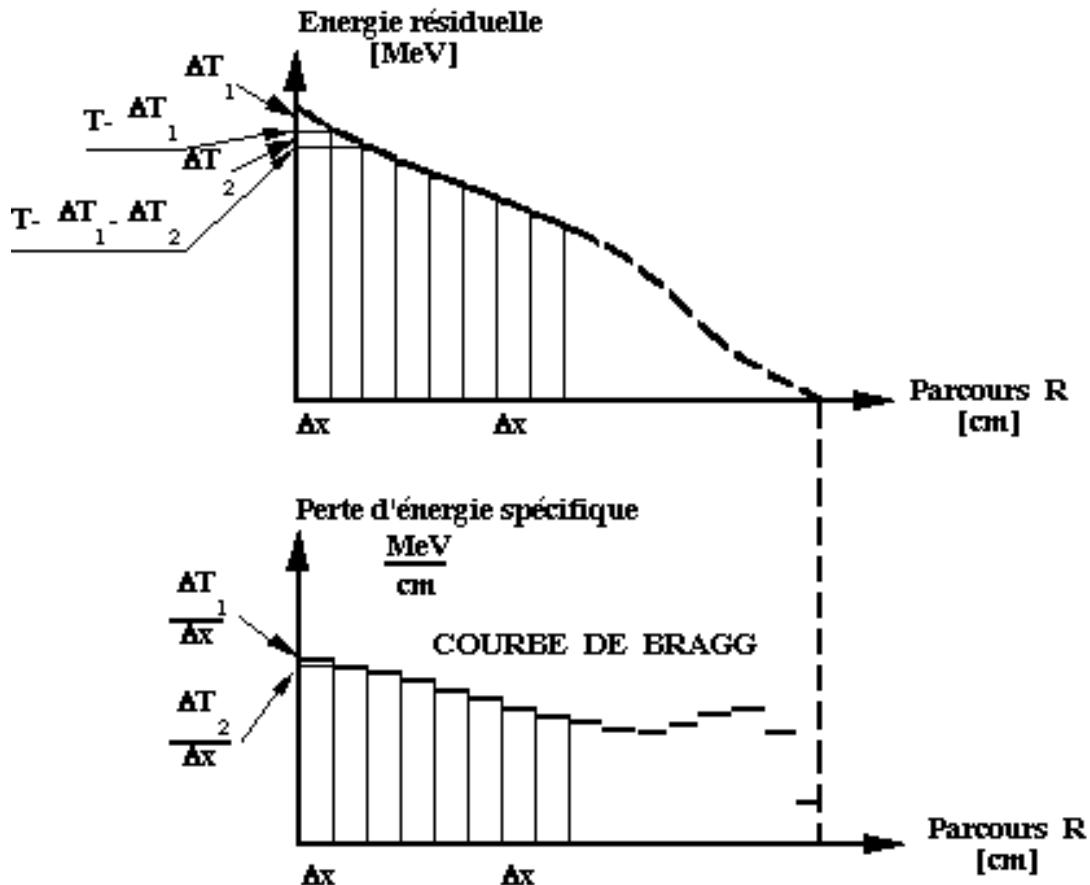


FIG. 6.2: Dérivation de l'énergie résiduelle

de l'amplificateur et de l'analyseur multicanal. Estimer pour les α du ^{210}Po l'amplitude des impulsions à la sortie du préamplificateur de charge compte-tenu de la charge collectée et du gain généralisé de ce dernier. Evaluer l'amplification nécessaire pour attaquer l'analyseur multicanal. Calculer la tension inverse à appliquer au détecteur à semiconducteur dont la résistivité est d'environ $1500 \Omega \text{ cm}$ pour que la profondeur de la zone de charges d'espace soit supérieure au parcours des α (voir chapitre N.G. 2.6, se référer à la planche 1 et à la planche 9). Vérifier expérimentalement que c'est bien le cas en relevant l'amplitude des impulsions en fonction de cette tension inverse.

Remarque : Le détecteur ayant un bruit de fond à basse énergie, on ne pourra pas détecter des α d'énergie inférieure à une valeur T_{min} . On extrapolera la courbe d'énergie résiduelle par les derniers points pour obtenir le parcours.

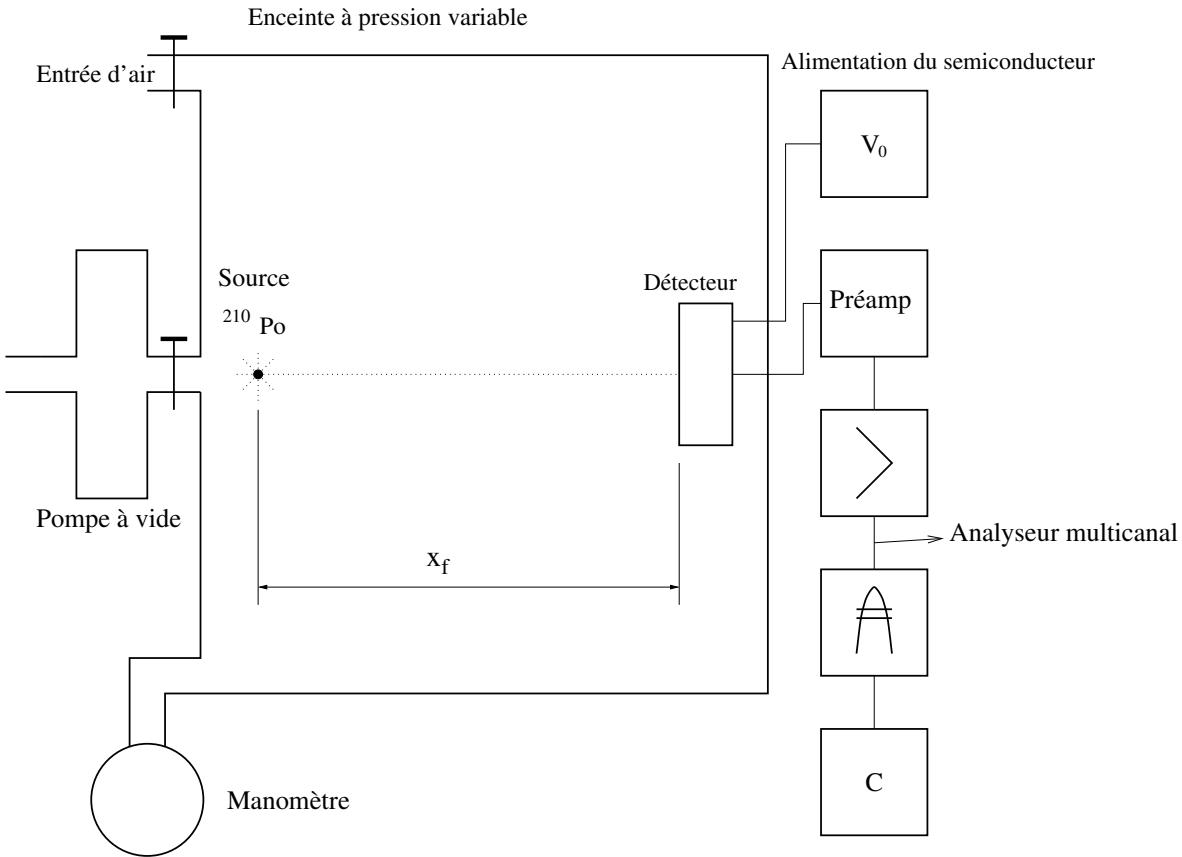


FIG. 6.3: Schéma du montage

6.4 Mesures et interprétation

1. Etalonner le spectre d'énergies au moyen d'une source à trois éléments à pression quasi nulle. Les α étant monoénergétiques, on devrait observer un spectre de raie, mais la résolution finie de l'ensemble de détection, l'épaisseur de la source et l'air résiduel conduisent à un spectre différentiel de largeur finie. Relever les pics primaires, et - si possible - secondaires, et chercher les énergies correspondantes dans les tables.
2. Faire varier la pression par pas de 4 cmHg à partir de la pression minimale. Prendre un pas de 2 cm pour une énergie résiduelle $< 1,5$ MeV. Pour chaque valeur de la pression, déterminer l'amplitude moyenne V des impulsions ou le canal correspondant sur l'analyseur multicanal.
3. Corriger la fonction $V = V(p)$ de l'effet du seuil propre de l'analyseur s'il y a lieu.
4. Calculer à partir de $T_\alpha = T_\alpha(p)$ (à distance source-détecteur fixe x_f) la fonction $T_\alpha = T_\alpha(x)$ à pression fixe $p_f = 760$ mmHg et température normale.
5. Différencier cette fonction pour obtenir $\frac{\Delta T}{\Delta x}(x)$, perte d'énergie par unité de parcours exprimée en (MeV/cm).

6. Comparer la courbe obtenue, $\frac{\Delta T}{\Delta x}(x)$ à celle de Bragg. Comparer aussi le parcours obtenu pour les α du ^{210}Po à celui indiqué sur la courbe de Bragg.

Chapitre 7

Les coïncidences

7.1 Généralités sur les coïncidences

7.1.1 Le sélecteur de coïncidences

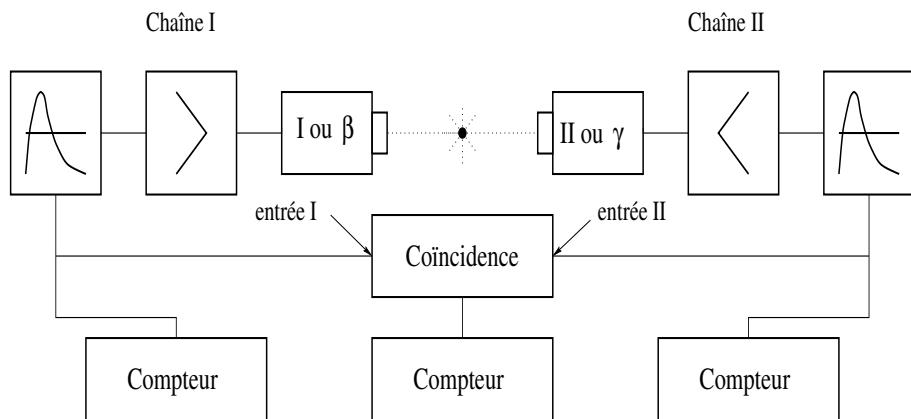


FIG. 7.1: Montage du sélecteur de coïncidences

Considérons un montage tel que celui dessiné en figure 7.1. 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. 7.3). 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 N.G.-3.9) dépend évidemment de la largeur des impulsions d'entrée et vaut :

$$2\theta = \theta_1 + \theta_2 \quad (7.1)$$

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.

7.1.2 Les types de coïncidences

Si, dans l'exemple de la figure 7.2, la source émet deux rayonnements en cascade, la période de l'état intermédiaire N^* étant extrêmement brève par rapport au temps de résolution du sélecteur de coïncidences, on peut alors distinguer parmi les impulsions en coïncidence (fig. 7.3) :

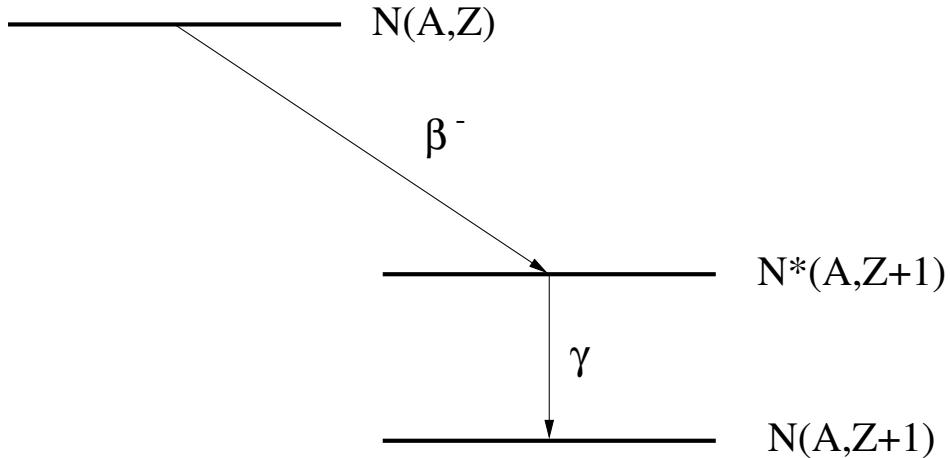


FIG. 7.2: Schéma de désintégration typique produisant des coïncidences

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.

les coïncidences vraies de bruit de fond Par exemple, celles produites par les gerbes du rayonnement cosmique.

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. Voir les cas A et B de la fig. 7.3.

les coïncidences parasites Elles résultent de la détection par les deux compteurs d'une même particule diffusant de l'un dans l'autre.

Taux de 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 :

$$m_f = 2\theta m_1 m_2 \quad (7.2)$$

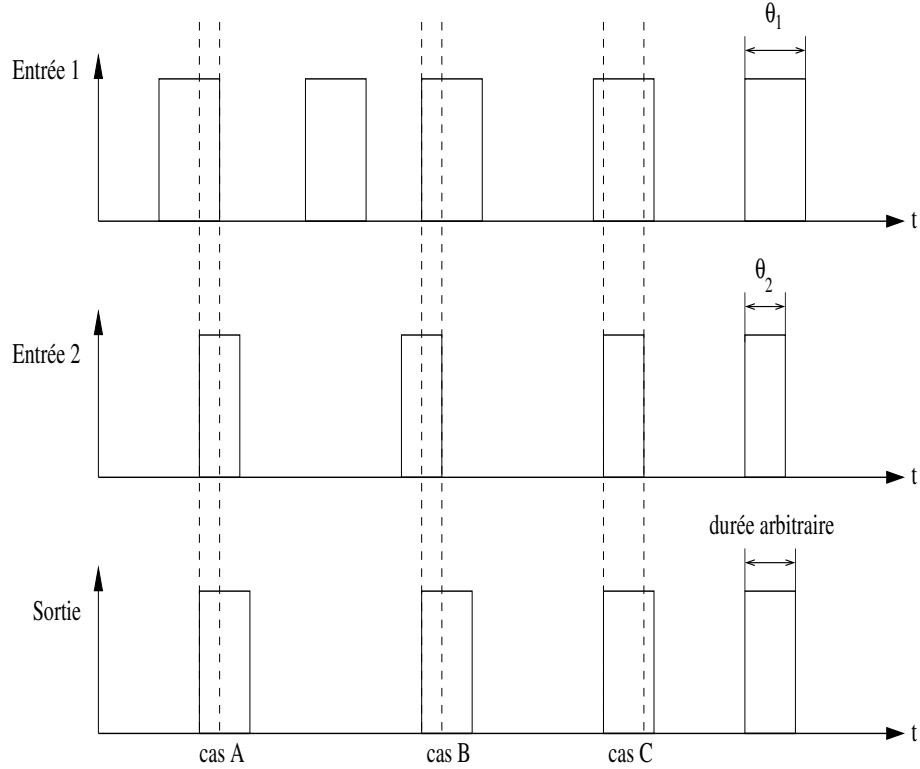


FIG. 7.3: Coïncidences

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 :

$$m_1 m_2 u \frac{\theta_1 + \theta_2}{u} = m_1 m_2 (\theta_1 + \theta_2) = 2\theta m_1 m_2 \quad (7.3)$$

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 :

$$m_m = m_v + m_f \quad (7.4)$$

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 :

$$m_v = m_e + m_c \quad (7.5)$$

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.

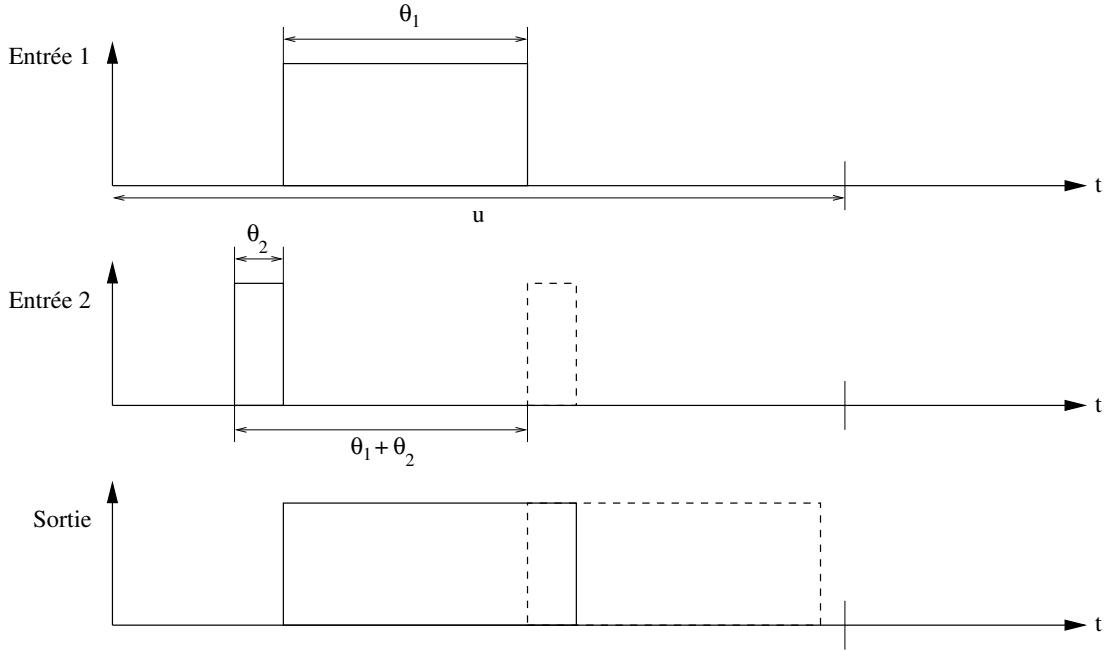


FIG. 7.4: Coïncidence fortuite

Les taux d'événements sans corrélation aux entrées sont donc :

$$m_1 - m_v \quad \text{et} \quad m_2 - m_v \quad (7.6)$$

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

$$m_f = 2\theta (m_1 - m_v) (m_2 - m_v) \quad (7.7)$$

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

$$m_e = m_m - m_c - 2\theta [m_1 - (m_e + m_c)] [m_2 - (m_e + m_c)] \quad (7.8)$$

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 :

$$m_e = m_m - m_c - 2\theta m_1 m_2 \quad (7.9)$$

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.

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 :

$$\begin{aligned} n_1 &= \frac{m_1}{1 - m_1 \tau_1} & n_2 &= \frac{m_2}{1 - m_2 \tau_2} \\ n_v &= \frac{m_v}{(1 - m_1 \tau_1)(1 - m_2 \tau_2)} \end{aligned} \quad (7.10)$$

$$\begin{aligned} \text{avec } m_v &= m_m - 2\theta m_1 m_2 \\ n_e &= n_v - n_c \\ \text{et } n_c &\cong m_c \end{aligned} \quad \text{car } m_{1c}\tau_1 \text{ et } m_{2c}\tau_2 \ll 1$$

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 .

Elimination 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.

7.1.3 Relation entre coïncidences vraies et coïncidences fortuites.

Les différents taux de comptage pour le dispositif de la fig. 7.1 employant la source dont le schéma de désintégration est représenté à la figure 7.2, sont donnés par :

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

où A est l'activité de la source (désintégrations/seconde) et p_α (ou p_γ) la probabilité de détection d'un α (respectivement γ) uniquement par le détecteur de α (resp. γ). Le rapport des coïncidences fortuites aux coïncidences vraies est donc :

$$\frac{m_f}{m_{\alpha\gamma}} = 2\theta A \quad (7.11)$$

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 des mêmes valeurs des taux simples m_α 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 $m_f/m_{\alpha\gamma}$ soit inférieur à quelques pourcents.

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

$$A = \frac{m_\alpha m_\gamma}{m_{\alpha\gamma}} \quad (7.12)$$

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

$$p_\gamma = \frac{m_\gamma}{A} \quad \text{et} \quad p_\alpha = \frac{m_\alpha}{A} \quad (7.13)$$

7.2 Expérience

7.2.1 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. 7.5).

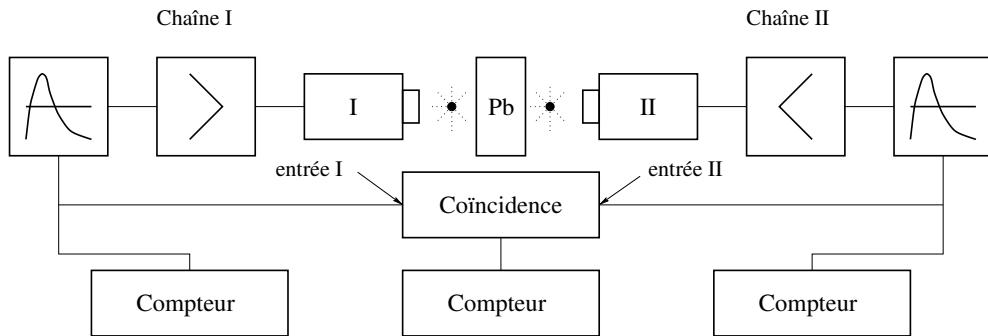


FIG. 7.5: Montage pour la mesure du temps de résolution

Le taux moyen de coïncidences mesuré m_m sera :

$$m_m = 2\theta m_1 m_2 + m_c \quad (7.14)$$

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.

7.2.2 Calibration (mesure de l'activité) d'une source de ^{60}Co

Application de la méthode exposée au § 7.1.3

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 7.5.

On élimine la détection des β^- en plaçant un écran d'aluminium de plus de 80 mg/cm² entre la source et le scintillateur ($R_{max}(E_\beta = 0,314 \text{ MeV}) = 80 \text{ mg/cm}^2$).

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. § N.G.-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 7.12. 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 7.1.3).

Une fois connue l'activité de la source, déterminer les probabilités de détection des deux γ et comparer ces résultats aux probabilités calculées (Eq. 3.2).

Chapitre 8

Montage final

Les buts de cette expérience sont de déterminer l'activité d'une source d' ^{241}Am et la période du niveau excité de 59.5 keV du ^{237}Np .

La période du niveau 59.5 keV du ^{237}Np est de 68.3 ns. La distribution des probabilités des intervalles de temps $t_{\alpha\gamma}$ entre l'émission de l' α conduisant à ce niveau et l'émission du γ associé à sa désexcitation est donnée par :

$$p(t_{\alpha\gamma}) = \frac{1}{\tau} e^{-\frac{t_{\alpha\gamma}}{\tau}} \quad (8.1)$$

où $\tau = \frac{t_1}{\ln 2}$ est la durée de vie du niveau.

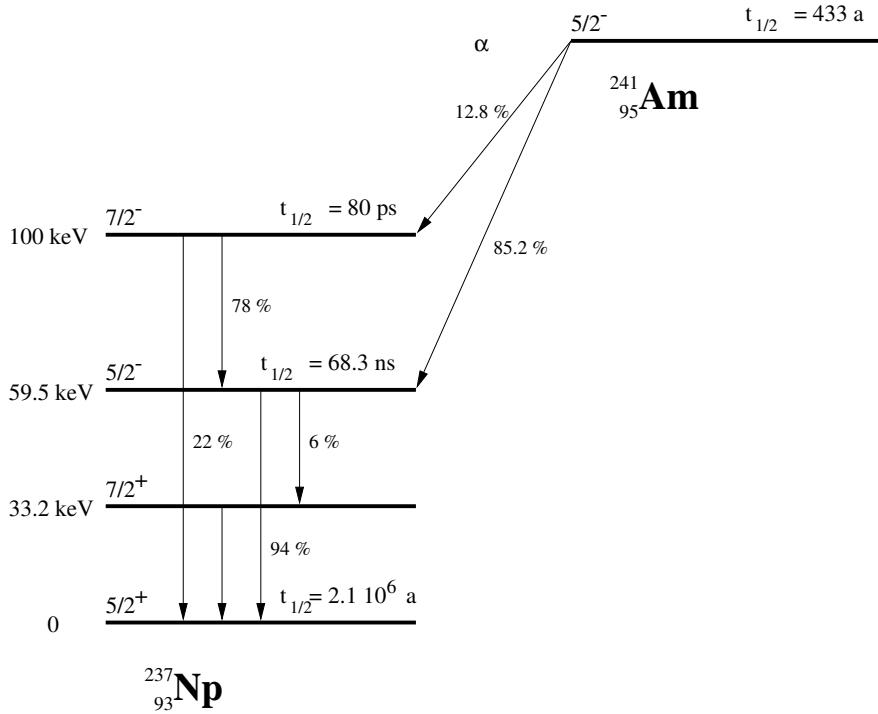
8.1 Principe de l'expérience

Soit deux détecteurs, l'un à jonction pour les α , l'autre à scintillations pour les γ , montés en coïncidence comme indiqué sur le schéma 8.2.

La mesure de l'activité de la source se fait par coïncidence $\alpha - \gamma$ sur le principe du paragraphe 7.2.2. On utilisera des coïncidences entre α_1 et γ_4 (voir schéma de désintégration 8.1), afin de pouvoir effectuer cette mesure en parallèle avec celle de la durée de vie.

Pour déterminer la durée de vie du niveau de 59,5 keV, on mesure les intervalles de temps $t_{\alpha\gamma}$ avec un convertisseur temps-amplitude (CTA) qui délivre une impulsion d'amplitude proportionnelle à la différence de temps, à son entrée, entre l'impulsion (front de montée) correspondant à la détection de l' α_1 (start) et celle correspondant à la détection du γ_1 (ou du γ_4) (stop). Le spectre enregistré sur un analyseur multicanal représente la distribution de ces intervalles et permet de mesurer la durée de vie τ . La sélection des particules α_1 et γ_4 s'effectue par sélection de leur énergie dans les analyseurs de bande. On néglige les γ_5 et les γ_1 par suite de leur faible abondance et de leur forte conversion. Pour des α_1 et des γ_4 émis simultanément, le signal γ peut être en avance sur le signal α au niveau des coïncidences et du CTA parce que les détecteurs sont différents. Un retard intercalé dans la voie γ permet de rétablir la simultanéité ou de mettre le signal γ en retard sur le signal α .

¹La transition γ_4 est fortement convertie, la conversion se fait par les électrons de la couche L ($L_I/L_{II}/L_{III}$: 53/100/30)

FIG. 8.1: Schéma de désintégration du ^{241}Am

- α : α_1 : 5.486 MeV(86%)
 α_2 : 5.443 MeV(12.7%)
 γ : γ_1 : 26.3 keV(2.5%), de $\frac{5}{2}^-$ à $\frac{7}{2}^+$
 γ_2 : 33.2 keV, de $\frac{7}{2}^+$ à $\frac{5}{2}^+$
 γ_3 : 43.5 keV(0.07%), de $\frac{7}{2}^-$ à $\frac{5}{2}^-$
 γ_4 : 59.5 keV(36%), de $\frac{5}{2}^-$ à $\frac{5}{2}^+$
 γ_5 : 103 keV(0.019%), de $\frac{7}{2}^-$ à $\frac{5}{2}^+$

8.2 Conditions d'expérience

8.2.1 Géométrie

On utilise la même enceinte à vide que lors de la mesure du ralentissement des α (chapitre 6) pour éviter toute perte d'énergie des α entre la source et le détecteur.

Les valeurs reportées sont indicatives et doivent être vérifiées. Compte tenu des dimensions de la source et des détecteurs, prendre les angles solides les plus grands possible pour augmenter la précision statistique sur les coïncidences vraies (voir paragraphe 7.1.3).

8.2.2 Détection des particules α

On utilise le même détecteur à semiconducteur à barrière de surface que lors de la mesure du ralentissement (paragraphe 6.3). S'assurer, lors de sa mise en oeuvre, que l'épaisseur de la zone désertée est suffisante pour que les α s'y arrêtent.

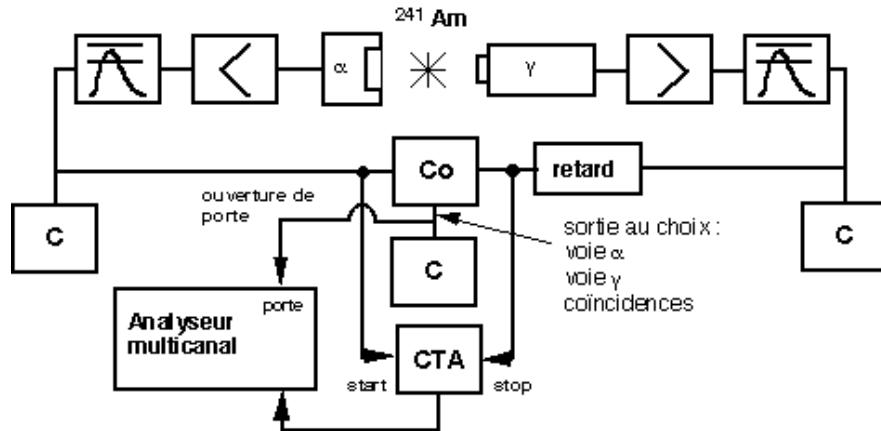


FIG. 8.2: Schéma du montage

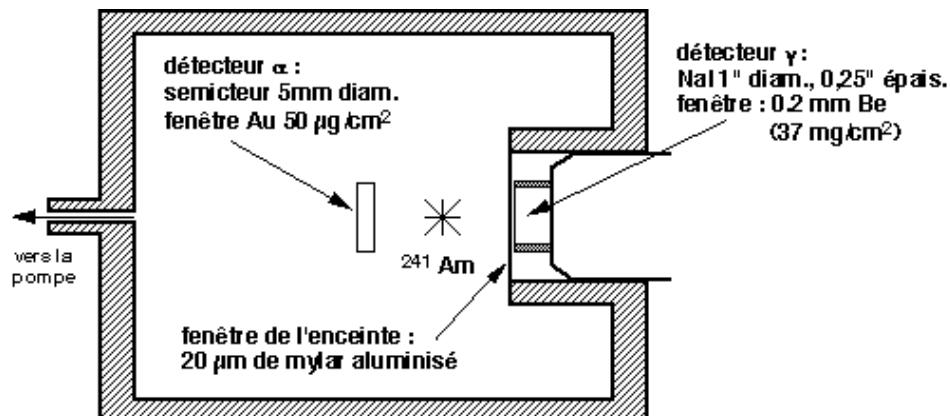


FIG. 8.3: Disposition des détecteurs

8.2.3 Détection des particules γ

Compte tenu des abondances relatives et des facteurs de conversion, les seuls photons susceptibles de donner une contribution non négligeable au spectre d'énergie du détecteur sont les γ_4 de 59,5 keV et les X de 16 keV. Quelle doit être l'épaisseur du cristal de NaI pour obtenir une efficacité de 99 % pour les γ_4 ? Quelle doit être l'épaisseur de la fenêtre du cristal pour absorber les électrons de conversion des γ_5 (et a fortiori les électrons de conversion des autres γ)? Cette fenêtre, par contre, doit présenter une faible atténuation pour les deux raies de photons à considérer. Le détecteur proposé remplit-il ces conditions? Calculer l'atténuation des X de 16 keV par la fenêtre de Be: (Be (16 keV) = 0,259 cm²/gr).

8.3 Mesure de l'activité de la source d' ^{241}Am

Cette mesure et celle de la période du niveau de 59.5 keV peuvent être faites simultanément. Pour la mesure de l'activité, il est nécessaire de ne sélectionner par les analyseurs de bande que les α_1 et les γ_4 émis en cascade, de façon à obtenir les différents taux de comptage suivants (A = activité de la source, λ = facteur d'embranchement (86 %), p_i = probabilité de détection de la raie i) :

$$m_\alpha = A \lambda p_{\alpha_1} \quad (8.2)$$

$$m_\gamma = A \lambda p_{\gamma_4} \quad (8.3)$$

$$m_{\alpha\gamma} = A \lambda p_{\alpha_1} p_{\gamma_4} \quad (8.4)$$

$$m_{\alpha\gamma} = m_{\text{mes}} - m_f \quad (8.5)$$

$$m_f = 2\theta m_\alpha m_\gamma \quad (8.6)$$

On en déduit une équation simple pour l'activité :

$$A = \frac{m_\alpha m_\gamma}{\lambda m_{\alpha\gamma}} \quad (8.7)$$

Cette relation n'est valable que si l'on peut obtenir une coïncidence pour tout intervalle de temps $t_{\alpha\gamma}$ entre α et γ émis en cascade. Considérons la séquence temporelle suivante à l'entrée du sélecteur de coïncidences donnée en figure 8.4.

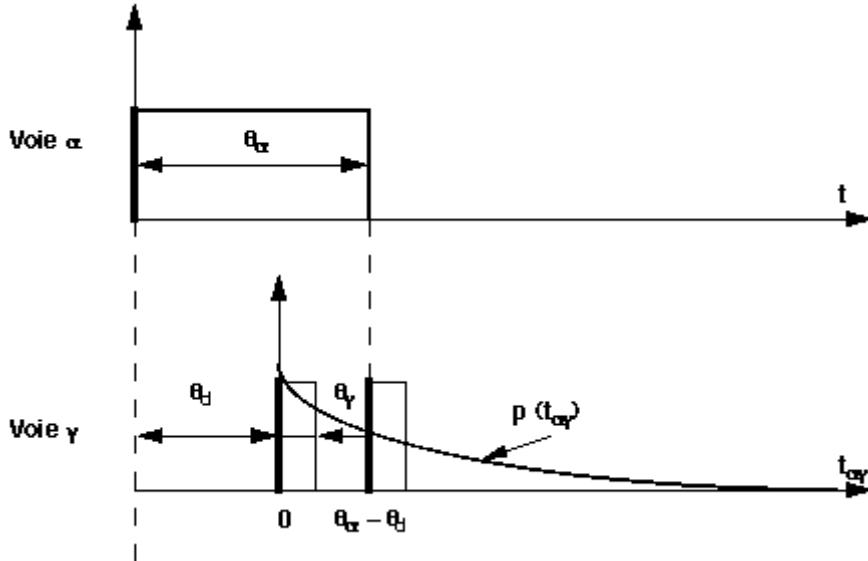


FIG. 8.4: Séquence temporelle suivante à l'entrée du sélecteur de coïncidences

La fraction f des coïncidences comptées est alors :

$$f = \int_0^{\theta_\alpha - \theta_\gamma} \frac{1}{\tau} e^{-\frac{t_{\alpha\gamma}}{\tau}} dt_{\alpha\gamma} \quad (8.8)$$

et l'activité A est donnée par :

$$A = f \frac{m_\alpha m_\gamma}{\lambda m_{\alpha\gamma}} \quad (8.9)$$

La sélection des γ_4 s'opère simplement en plaçant la fenêtre de l'analyseur sur le pic correspondant. Par contre, la résolution du semicœur peut être telle que les deux pics associés aux α_1 et aux α_2 soient partiellement superposés. Comme il ne faut absolument pas accepter les α_2 (qui augmenteraient le taux m_α sans augmenter le taux $m_{\alpha\gamma}$), il faut placer la fenêtre sur la partie du pic des α_1 qui ne contient pas d' α_2 .

8.4 Détermination de la période du niveau de 59.5 keV.

Prenons la même séquence temporelle à l'entrée du CTA (Convertisseur temps-amplitude) qu'à l'entrée du sélecteur de coïncidences (figure 8.4). Le spectre d'amplitudes, proportionnelles aux intervalles de temps séparant «start» et «stop», délivré par le CTA aura l'allure décrite en figure 8.5.

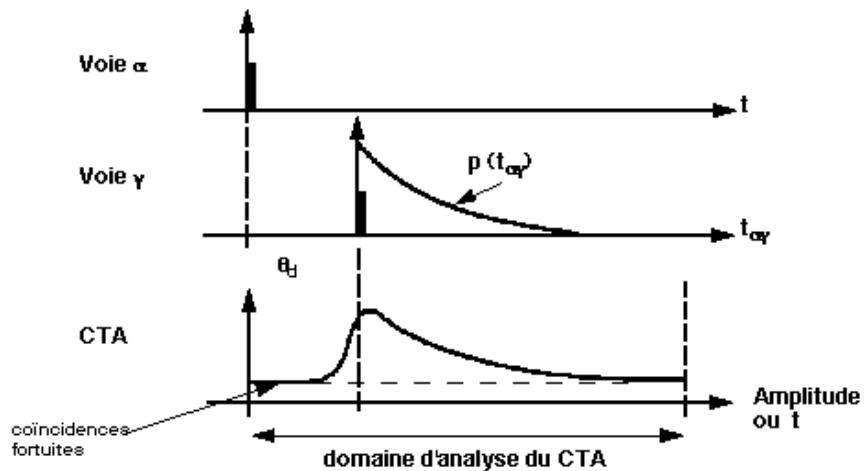


FIG. 8.5: Spectre d'amplitudes délivré par le CTA

Le spectre des intervalles de temps délivré par le CTA résulte du produit de convolution entre la distribution des probabilités $p(t_{\alpha\gamma})$ et de la courbe de résolution temporelle du système de mesure (voir Appendice II). Le niveau des coïncidences fortuites est :

$$N_f = m_{start} m_{stop} \Delta t_{canal} T \quad (8.10)$$

Δt_{canal} étant la valeur (en ns) d'un canal de l'analyseur et T la durée de la mesure. N_f , directement mesurable sur le spectre, donne l'importance relative des coïncidences fortuites par rapport aux coïncidences vraies.

On étalonne le CTA en temps (recherche de la valeur de Δt_{canal} en ns) en attaquant le «start» et le «stop» du CTA par les mêmes impulsions, mais retardées sur le «stop» comme illustré en figure 8.6.

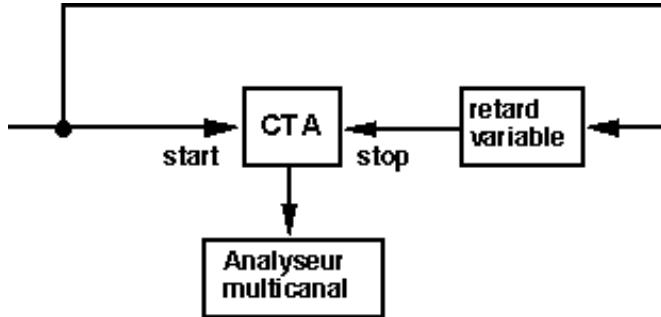


FIG. 8.6: Utilisation du CTA

8.5 Durée des mesures

Après avoir relevé le spectre des α , la fraction des α_1 acceptés par l'analyseur pour la mesure de l'activité peut être définie. Calculer alors, pour la source à disposition dont l'activité nominale est indiquée, les différents taux de comptage ainsi que le temps de mesure nécessaire pour obtenir la précision statistique voulue sur le nombre des coïncidences vraies.

Quel sera le nombre d'événements correspondants accumulé dans un canal de l'analyseur de largeur $t = 0.01\tau$ situé au maximum du spectre du CTA ? (On négligera la résolution temporelle du système).

8.6 Réalisation

1. Régler les deux chaînes de spectrométrie et relever les spectres α et γ . Identifier les pics du γ_4 et α_1 et au besoin étalonner les spectres.
2. Etablir la configuration temporelle entre impulsions α et γ à l'entrée du sélecteur de coïncidences et du CTA, après avoir choisi la valeur du décalage θ_d , les largeurs d'impulsions θ_α et θ_γ . Ainsi que le domaine d'analyse du CTA. Etalonner le CTA en temps.
3. Contrôler les taux de comptage mesurés en les comparant à ceux calculés.
4. Effectuer les mesures de l'activité et de la période du niveau de 59,5 keV, simultanément si possible, selon la durée de mesure prévue. En déduire l'activité et la période en tenant compte des coïncidences fortuites (mesurer, pour le calcul des fortuites, le temps de résolution 2θ à l'oscilloscope). Comparer les résultats à l'activité nominale de la source et à la période figurant sur le schéma de désintégration.
5. Eventuellement, déconvoluer le spectre des intervalles de temps $t_{\alpha\gamma}$ afin d'obtenir la courbe de résolution temporelle du système (se reporter à l'Appendice II et consulter un assistant).