

TRAVAUX PRATIQUES III  
**Expérience IV**

OLIVIER DORMOND & FRÉDÉRIC RONGA

Sous la direction de  
Malica Tareb-Reyesrivet

Institut de Physique des Hautes Energies  
Section de Physique  
Université de Lausanne

Version du 31 octobre 2001



# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>Chaîne de spectrométrie</b>	<b>5</b>
2.1	Schéma de montage . . . . .	5
2.2	Calcul d'une chaîne de spectrométrie . . . . .	5
2.3	Montage et contrôle . . . . .	6
2.4	Réglages et caractéristiques de la chaîne . . . . .	7
<b>3</b>	<b>Spectrométrie <math>\gamma</math></b>	<b>11</b>
3.1	Les différentes interactions . . . . .	11
3.2	Spectrométrie $\gamma$ à l'aide d'un détecteur à scintillation . . . . .	12
3.2.1	Introduction . . . . .	12
3.2.2	Expérience . . . . .	15
3.2.3	Questions . . . . .	16
<b>4</b>	<b>Distribution de Poisson</b>	<b>17</b>
4.1	Expérience . . . . .	17
4.2	Questions . . . . .	19
<b>5</b>	<b>Atténuation des <math>\gamma</math> dans la matière</b>	<b>21</b>
5.1	Introduction . . . . .	21
5.2	Expérience . . . . .	22
5.3	Questions . . . . .	23
<b>6</b>	<b>Interaction des <math>\beta^-</math> avec la matière</b>	<b>25</b>
6.1	Introduction . . . . .	25
6.1.1	Les diverses formes d'interaction . . . . .	25
6.1.2	L'énergie critique et la longueur de rayonnement . . . . .	26
6.1.3	Parcours maximum, portée . . . . .	26
6.1.4	Relation énergie - parcours maximum $R_m$ . . . . .	28
6.2	Méthode expérimentale pour la détermination de $R_m$ . . . . .	28

6.3	Expérience . . . . .	29
6.3.1	Courbe d'absorption, parcours maximum, énergie maximum des $\beta$ . . . . .	29
6.3.2	Diffusion des $\beta$ par la matière . . . . .	31
6.4	Questions . . . . .	31
<b>7</b>	<b>Etude des coïncidences</b>	<b>33</b>
7.1	Généralités . . . . .	33
7.1.1	Le sélecteur de coïncidences . . . . .	33
7.1.2	Les types de coïncidences . . . . .	34
7.2	Expérience . . . . .	39
7.2.1	Mesure du temps de résolution d'un sélecteur de coïncidences . . . . .	39
7.2.2	Calibration d'une source de $^{60}\text{Co}$ . . . . .	39
<b>8</b>	<b>Période d'un niveau excité du tantale 181</b>	<b>41</b>
8.1	Introduction . . . . .	41
8.2	Principe de l'expérience . . . . .	42
8.2.1	Méthode des coïncidences . . . . .	42
8.2.2	Méthode du convertisseur temps-amplitude . . . . .	43
8.3	Conditions d'expérience . . . . .	44
8.3.1	Géométrie . . . . .	44
8.3.2	Détection des particules . . . . .	44
8.4	Réalisation . . . . .	47
8.4.1	Méthode des coïncidences . . . . .	47
8.4.2	Méthode du convertisseur temps-amplitude . . . . .	48

# Chapitre 1

## Introduction

Nous allons essayer d'acquérir dans ce travail pratique 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 la statistique des phénomènes nucléaires,
- étude de l'interaction des rayonnements  $\beta$  et  $\gamma$  avec la matière,
- étude des *coïncidences* en vue du calcul d'une *activité*.

Chaque étudiant dispose donc d'une notice spécifique qui contient la description de son expérience, accompagnée d'une autre notice commune à toutes les expériences et contenant les approfondissements nécessaires : des explications et des calculs plus détaillés, ainsi que des descriptions de phénomènes devant être assimilés pour une bonne compréhension du travail pratique. Nous nous référerons souvent à cette deuxième notice au cours de chaque expérience et nous conseillons vivement aux étudiants de l'utiliser pour compléter leurs connaissances et afin de tirer le meilleur parti de ces travaux pratiques. Ces références sont indiquées entre parenthèses dans la notice spécifique.

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  $\gamma$  ; après un intermède statistique, nous nous pencherons sur l'interaction des rayonnements  $\beta$  et  $\gamma$  avec la matière ; enfin, nous étudierons de manière plus approfondie le hafnium 181, dont la désintégration est schématisée sur la figure 1.1 ci-dessous (pour l'interprétation d'un tel schéma, voir paragraphe 5.3 de la notice générale). Nous nous familiariserons également, tout au long de ce travail, avec deux types de scintillateurs : NaI (pour les  $\gamma$ ) et NE102A (pour les  $\beta$ ), présentés

en détail au paragraphe 2.5 de la notice générale.

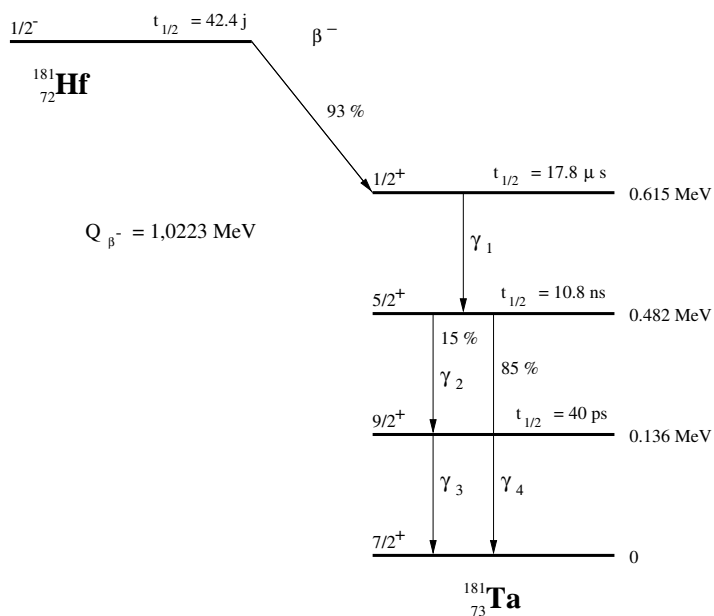


FIG. 1.1 – Schéma de désintégration du  $^{181}\text{Hf}$ .

Le but ultime de ce travail est de déterminer la *période* du niveau excité de 0.615 MeV du tantale 181. Comme on le voit sur le schéma ci-dessus, le tantale est produit à ce niveau d'excitation par la désintégration  $\beta^-$  du hafnium 181, et il retourne à son état fondamental par une succession d'émissions  $\gamma$ . La mesure du temps séparant le  $\beta$  et le premier  $\gamma$  nous permettra de déterminer la période de ce niveau.

# 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

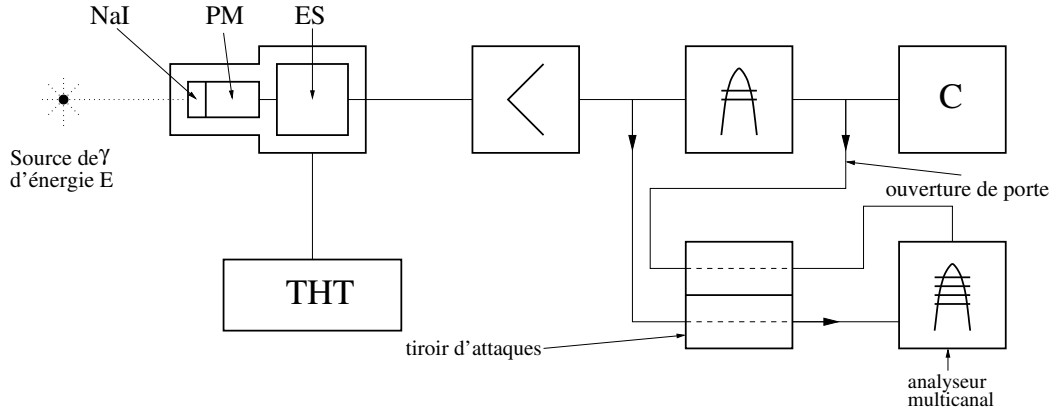


FIG. 2.1 – figure de montage

et  $\tau$  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 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  $\gamma$ , 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  $\gamma$  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%. 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  $\tau$ . 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 :

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

L'erreur relative sur  $\tau$  est :

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

$$\frac{\sigma_\tau}{\tau} = \frac{A^{-\frac{1}{2}}}{2m_1m_2\tau} \sqrt{\frac{N_1}{t_1^2} + \frac{N_2}{t_2^2} + \frac{N_{12}}{t_{12}^2} + \frac{N_e}{t_e^2}} \quad (2.6)$$

avec  $A = 1 - \frac{m_{12}}{m_1m_2} (m_1 + m_2 - m_{12} - m_e)$   
 $N_i =$  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.

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.

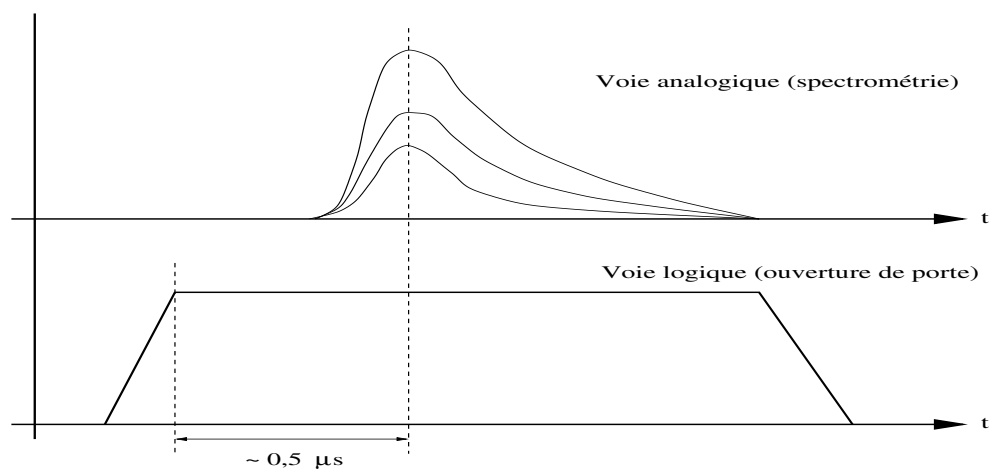


FIG. 2.2 – Voie analogique et voie logique en coïncidence

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'encadrer 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.



# Chapitre 3

## Spectrométrie $\gamma$

### 3.1 Les différentes 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  $\gamma$  caractéristiques, provenant de transitions nucléaires ( $1$  keV  $\leq E \leq 10$  MeV)
- rayons X et  $\gamma$  ayant des spectres continus et provenant du freinage, dans la matière, de particules chargées
- rayons  $\gamma$  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  $\gamma$  par un électron lié. L'énergie du  $\gamma$  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 $\gamma$ à l'aide d'un détecteur à scintillation

### 3.2.1 Introduction

Supposons que l'on ait un faisceau de  $\gamma$  monocinétiques, 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  $\gamma$  dans le scintillateur sont (figure 3.1, situations 1 et 2) :

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

**effet Compton** l'énergie de l'électron dépend alors de l'angle de diffusion du  $\gamma$ ; 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  $\gamma$ , 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  $\gamma$  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  $\gamma$  : les  $\gamma$  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  $\gamma$  est proche de l'énergie correspondante au «saut  $K$ » du coefficient d'atténuation (33,17 keV) (planche 4), la probabilité qu'a le  $\gamma$  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  $E = E_\gamma - E_{X\text{réarrangement}}$ .

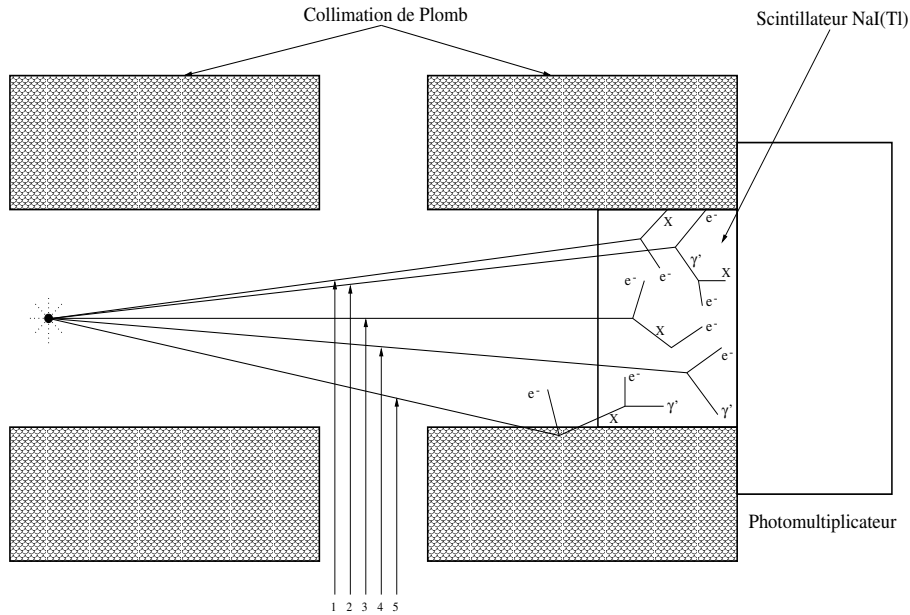


FIG. 3.1 – Interactions des  $\gamma$  d'énergie inférieure à 1.022 MeV dans le scintillateur NaI(Tl)

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  $\gamma'$  diffusé
5. Effet photoélectrique du  $\gamma$  dans la collimation, suivi de l'absorption dans le NaI du rayon X de 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  $\gamma$  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  $\beta^+$  émis, etc. . .

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

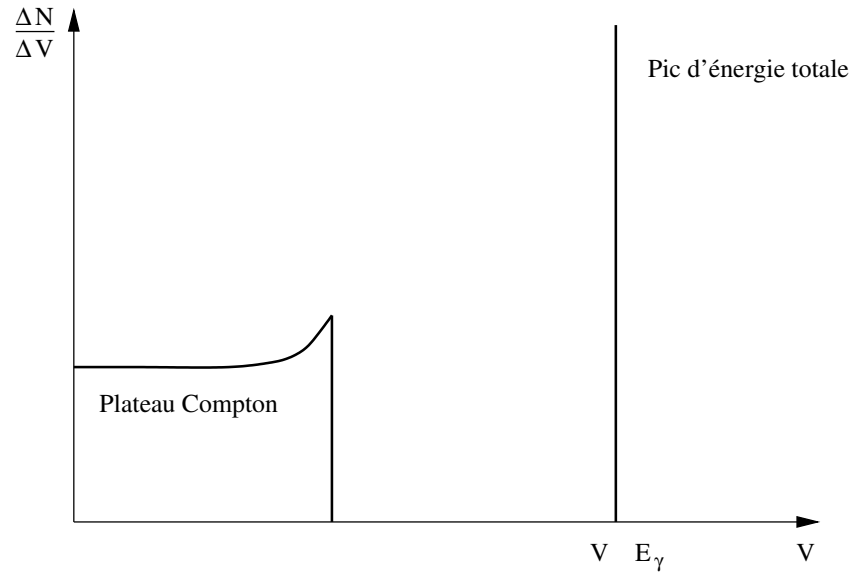


FIG. 3.2 – Spectre d'énergies théorique

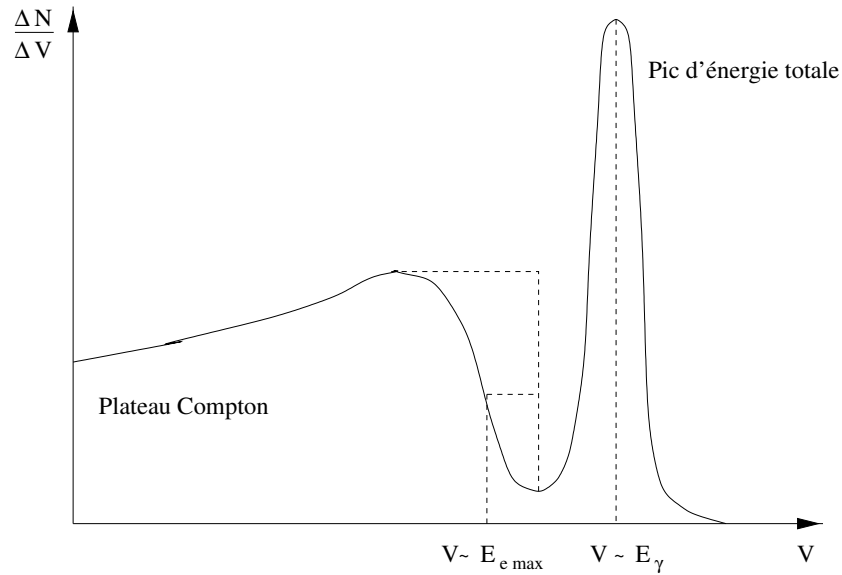


FIG. 3.3 – Spectre d'énergies réel

### Complément

Le coefficient  $\mu$  d'atténuation linéaire des  $\gamma$  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  $\mu$  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

- $\Omega$  = 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  $\gamma$  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 :  $^{210}\text{Pb}$ ,  $^{57}\text{Co}$ ,  $^{241}\text{Am}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{22}\text{Na}$ ,  $^{203}\text{Hg}$  et  $^{60}\text{Co}$  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  $\sigma_E/E$  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  $\sigma_E/E$  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.

### 3.2.3 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  $^{137}\text{Cs}$  relevés avec et sans collimation de plomb.
3. 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  $^{137}\text{Cs}$ ?

# 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  $\Delta t$ . 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  $\Delta t$  en fonction de  $N$ .

### 4.1 Expérience

On désire compter en moyenne 5 à 8 événements en  $\Delta t$  que l'on ajustera en conséquence. On effectue  $\mathcal{O}(100)$  mesures de durée  $\Delta t$  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  $\Delta t$ . 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 :  $p(N) = \bar{N}^N \frac{e^{-\bar{N}}}{N!}$

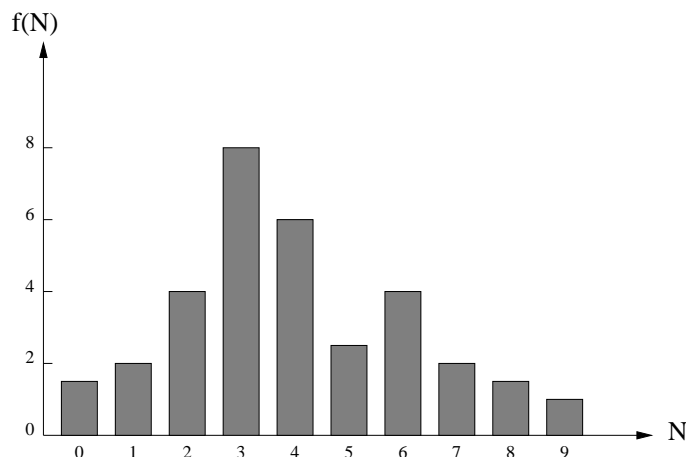


FIG. 4.1 – Histogramme de l'ensemble des mesures

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  $\sigma$ )

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

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  $\bar{N}$

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

Comparer les valeurs  $\varepsilon_1$  et  $\varepsilon_2$  obtenues et commenter.

8. Vérifier par le test de  $\chi^2$  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.

## 4.2 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 N.G.-4.3.4).



# Chapitre 5

## Atténuation des $\gamma$ dans la matière

### 5.1 Introduction

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.

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

$\mu_{ph}$ ,  $\mu_c$ ,  $\mu_p$  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 :

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

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  $\frac{g}{cm^2}$ )

$\rho$  est la masse volumique de l'écran.

Les coefficients  $\mu$  ou  $\mu_d$  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 Expérience

### Montage expérimental

Le dispositif expérimental comprend une source de  $\gamma$  (utiliser de préférence du  $^{137}\text{Cs}$ ), un poste de comptage à détecteur de  $\gamma$ , 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.

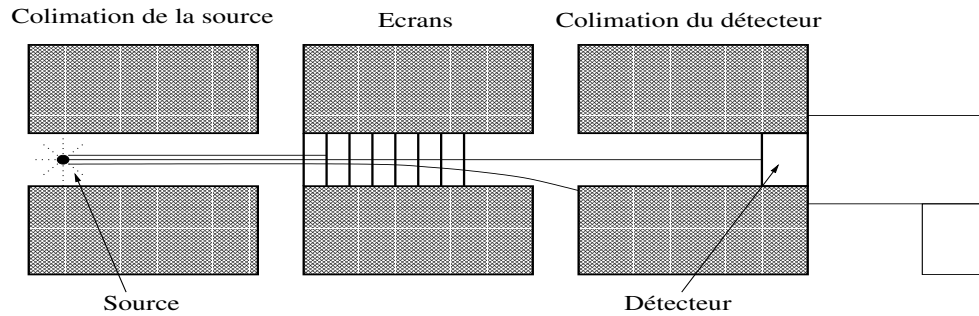


FIG. 5.1 – Schéma du montage

### 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  $\gamma$  émis par la source à l'aide des planches 6 et 7. Comparer l'énergie trouvée à celle donnée sur le schéma de désintégration.



## 5.3 Questions

1. De deux faisceaux de  $\gamma$  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  $\gamma$  à l'énergie où les photons sont les moins atténués ?
2. Par quels processus les mesures d'atténuation peuvent-elles être perturbées si la géométrie de l'expérience est quelconque ?
3. Si la source utilisée émet des  $\beta$ , ceux-ci perturbent-ils la mesure ?



# Chapitre 6

## Interaction des $\beta^-$ avec la matière

### But

Etude du ralentissement et de la diffusion des électrons dans la matière, détermination de l'énergie maximum des électrons lors d'une transition  $\beta^-$ .

### 6.1 Introduction

#### 6.1.1 Les diverses formes d'interaction

Un électron, arrivant dans une matière quelconque, va subir des interactions entraînant une perte d'énergie et des déviations de sa trajectoire.

Les interactions essentielles qui n'altèrent pas le noyau sont :

- a) les collisions avec les électrons de l'atome qui sont, en fait, des collisions inélastiques avec l'atome, et qui laissent ce dernier dans un état excité ou ionisé
- b) les déviations dans le champ coulombien du noyau avec émission de photons (rayonnement de freinage ou Bremsstrahlung).

Ces interactions conduisent à des pertes d'énergie de l'électron, pertes d'énergie qui dépendent de l'énergie de l'électron et du numéro atomique des noyaux du milieu, selon les relations suivantes :

- a) ionisation  $\left(\frac{dT}{ds}\right) \propto \frac{NZ}{m_e V_e^2} \propto \frac{NZ}{T}$  (non relativiste)
- b) Bremsstrahlung  $\left(\frac{dT}{ds}\right) \propto T \cdot N \cdot Z^2$

où

$$\begin{aligned} \left(\frac{dT}{ds}\right) &= \text{perte d'énergie spécifique par unité de longueur (MeV/cm)} \\ N &= \text{densité d'atomes de l'absorbant } \left(\frac{\text{atomes}}{\text{cm}^3}\right) \\ Z &= \text{numéro atomique de l'absorbant} \\ T &= \text{énergie cinétique de l'électron} \\ m_e, v_e &= \text{masse et vitesse de l'électron.} \end{aligned}$$

En première approximation, le pouvoir de ralentissement total s'exprime par :

$$\left(\frac{dT}{ds}\right) \propto \frac{NZ}{T} + K T N Z^2 \quad (6.1)$$

où K exprime l'importance relative de ces deux effets. L'expression précédente, ainsi que la figure 6.1, montrent qu'à "faible énergie", ce sont les pertes d'énergie par collisions qui sont les plus importantes, alors qu'à "haute énergie", les électrons perdent plutôt leur énergie par rayonnement de freinage.

### 6.1.2 L'énergie critique et la longueur de rayonnement

On appelle "énergie critique" l'énergie de l'électron pour laquelle la perte d'énergie spécifique par Bremsstrahlung est égale à la perte d'énergie spécifique par collisions.

La «longueur de rayonnement» est l'épaisseur de matière telle que la perte d'énergie par Bremsstrahlung est de  $1/e$ . On peut exprimer ceci par le graphique qui suit :

L'énergie critique augmente lorsque la charge atomique  $Z$  de l'absorbant diminue :

Exemples

$Z^{Element}$	$^{82}\text{Pb}$	$^{13}\text{Al}$	$^6\text{C}$	$^2\text{He}$
$T_{critique}$	7	47	103	220 [MeV]

### 6.1.3 Parcours maximum, portée

Considérons un faisceau d'électrons monocinétique pénétrant dans un écran :

Ces électrons subissent de multiples déviations, la distance entre deux chocs successifs étant très petite. Les diffusions sous de grands angles étant possibles, des électrons de même énergie peuvent pénétrer à des profondeurs différentes dans l'écran.

Divers cas peuvent se présenter (fig. 6.2) :

- i) l'électron ressort, de côté ou en arrière, du matériel absorbant : c'est la rétrodiffusion

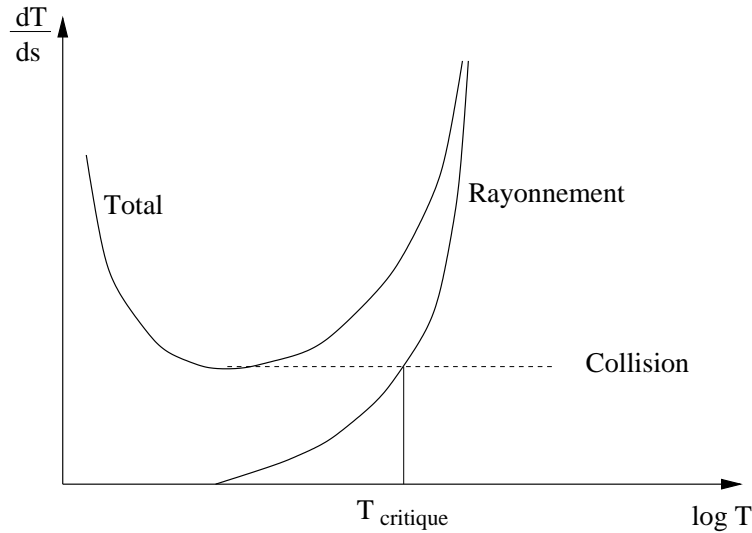


FIG. 6.1 – Perte d'énergie en fonction du log de l'énergie cinétique

- j) l'électron s'arrête à l'intérieur de l'absorbant
- k) l'électron s'arrête également à l'intérieur de l'écran, son parcours est cependant plus grand que dans le cas j), sa trajectoire étant pratiquement rectiligne

On peut définir deux quantités importantes :

1. **La portée** = profondeur maximale atteinte par l'électron  $i$ ,  $j$  ou  $k$  depuis la face d'entrée ( $P_i, P_j, P_k$ )
2. **Le parcours maximum** ( $R_m$ ) = valeur maximale de la portée.

On peut déduire ce parcours maximum de la variation de l'intensité du faisceau pour différentes épaisseurs d'écran (ces épaisseurs sont exprimées de préférence en densité superficielle  $d$  dont l'unité est le  $\text{g}/\text{cm}^2$ ) (figure 6.3).

Les courbes d'absorption diffèrent selon la nature du spectre émis (spectre continu composé ou non avec un spectre de raie), et selon les conditions de mesure.

### Remarques

1.  $\frac{I}{I_0}$  ne tend pas vers zéro, car les photons de de Bremsstrahlung, qui peuvent être détectés, ne sont que peu atténués par les épaisseurs d'écran utilisées.
2.  $R_m$  ( $\beta$  monocinétiques d'énergie  $T$ )  $\cong R_m$  ( $\beta$  de radioéléments d'énergie maximum  $T$ ).
3. La courbe  $\frac{I}{I_0}$  représente la fraction des  $\beta^-$  qui traversent l'épaisseur  $x$

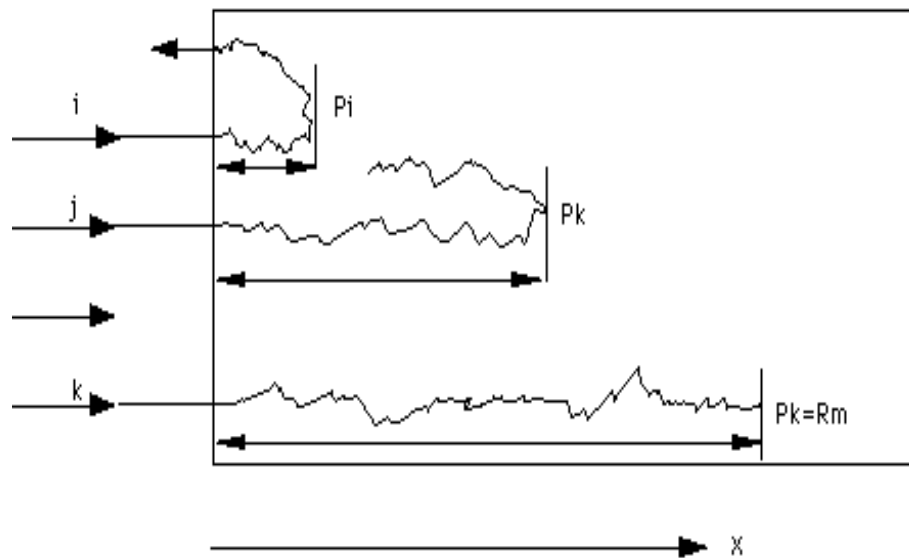


FIG. 6.2 – Portée et parcours maximum des électrons

d'écran et dont l'énergie est supérieure à l'énergie maximum de détection dépendant du dispositif de mesure.

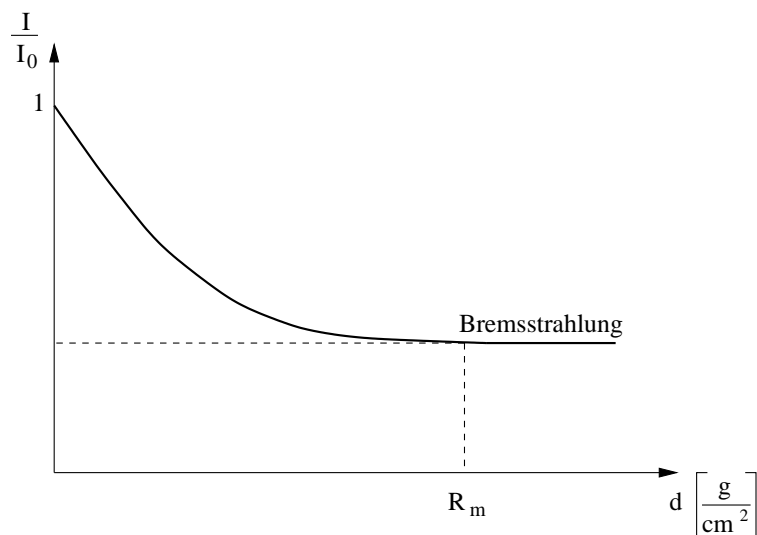
#### 6.1.4 Relation énergie - parcours maximum $R_m$

On voit immédiatement que plus l'énergie des électrons du faisceau incident est grande, plus  $R_m$  est grand.

La relation  $R_m$  - énergie maximale est donnée à la planche 3 pour l'aluminium.

## 6.2 Méthode expérimentale pour la détermination de $R_m$

On a constaté expérimentalement que pour de faibles épaisseurs d'écran (de l'ordre du  $\text{g}/\text{cm}^2$ ),  $(I)^{1/4}$  est une fonction linéaire décroissante de  $d$ . Le parcours maximum  $R_m$  s'obtient en prenant l'intersection de cette droite  $(I)^{1/4}$  avec l'abscisse  $d$ .

FIG. 6.3 – Méthode expérimentale de détermination de  $R_m$ 

## 6.3 Expérience

### 6.3.1 Courbe d'absorption, parcours maximum, énergie maximum des $\beta$ .

Matériel à disposition :

- un château de plomb
- une source émettrice  $\beta$  ( $^{90}\text{Sr}$ )
- un détecteur de  $\beta$
- des feuilles d'Aluminium.

On commence par monter une deuxième chaîne de spectrométrie analogue à celle réalisée au chapitre 2 mais comprenant un scintillateur plastique NE 102 A à fenêtre mince d'Aluminium (30  $\mu\text{m}$  environ).

**Le parcours maximum  $R_m$  correspond à la somme des épaisseurs de matières traversées** (fenêtre de source, air, aluminium, fenêtre du détecteur) exprimées en densité superficielle (voir question 1) **et du parcours nécessaire dans le scintillateur pour que les électrons y cèdent une énergie au moins égale à celle associée au seuil de discrimination et soient ainsi détectés.**

Il convient, par conséquent, de rendre minimum ce dernier "parcours" et d'en déterminer la valeur avant la mesure. On commencera par régler au minimum le seuil de discrimination. On mesurera ensuite à l'oscilloscope (ou à l'analyseur multicanal) l'amplitude  $A_c$  des impulsions correspondantes à

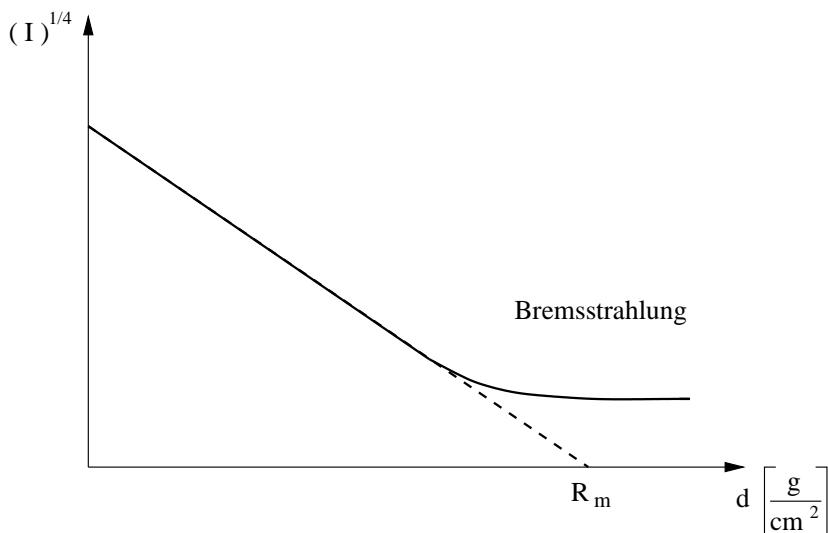


FIG. 6.4 -

une énergie connue  $E_c$ , puis l'amplitude  $A_s$  des impulsions correspondantes à l'énergie  $E_s$  associée au seuil de discrimination. Il faut, dans ce dernier cas, déclencher l'oscilloscope (ou l'analyseur multicanal) par les impulsions de sortie du discriminateur. Dans le domaine de linéarité de la chaîne de spectrométrie on a alors  $E_s = \frac{A_s}{A_c} \cdot E_c$ . Pour définir l'énergie  $E_c$ , on utilise une source  $\gamma$  (par exemple  $^{137}\text{Cs}$ ) produisant, dans le scintillateur, des électrons Compton d'énergie maximum connue (voir équation 3.1).

Connaissant l'énergie  $E_s$  associée au seuil de détection, on en déduit le parcours des électrons d'énergie  $E_s$  dans le scintillateur à l'aide de la planche 2. On convertira ce parcours en densité superficielle.

La mesure proprement dite consiste à relever la courbe d'absorption des  $\beta^-$  en interposant un nombre croissant d'écrans d'aluminium entre la source et le détecteur et à compter le nombre de particules détectées.

On reportera **au fur et à mesure** sur un graphique  $(I)^{1/4}$  en fonction de l'épaisseur d'absorbant, de façon à contrôler l'expérience en cours.

Déterminer la valeur du parcours maximum  $R_m$ , par une droite de régression si nécessaire, puis calculer l'énergie maximum des  $\beta^-$  au moyen de la planche 3. Comparer cette énergie à celle donnée au § N.G.-5.5. Expliquer l'allure de la courbe  $(I)^{1/4}$  obtenue.



### 6.3.2 Diffusion des $\beta$ par la matière

Relever le taux de comptage en plaçant cette fois-ci les écrans d'aluminium en nombre croissant derrière la source. Reporter le rapport  $I/I_0$  ( $I_0$  = taux de comptage en l'absence d'écran) sur un graphique et expliquer la forme de la courbe obtenue.

## 6.4 Questions

1. Transformer l'expression de la perte d'énergie par unité de longueur

$$\left(\frac{dT}{ds}\right) \propto \frac{NZ}{T} + K \cdot T \cdot N \cdot Z^2 \quad (6.2)$$

en une perte d'énergie par unité de densité superficielle, fonction de  $T$ , de  $Z$  et de  $A$ , masse atomique.

Sachant que pour la plupart des éléments stables le rapport  $Z/A$  vaut environ  $1/2$ , pouvez-vous caractériser un écran au rayonnement  $\beta$  exclusivement par sa densité superficielle à faible énergie des  $\beta$ ? à haute énergie des  $\beta$ ?

De votre réponse dépend la justification de l'addition des densités superficielles de matériaux différents lorsqu'on détermine un parcours à travers des écrans composites.

2. A haute énergie, comment varie l'énergie des électrons en fonction de l'épaisseur d'écran traversée? Justifiez par votre réponse en démontrant la définition de la «longueur de rayonnement».
3. Quelle est l'origine des électrons monocinétiques?
4. Soit un émetteur de  $\beta$  et de  $\gamma$  et un détecteur sensible aux  $\beta$  et aux  $\gamma$ ; est-il possible d'éliminer toute détection relative aux  $\gamma$  tout en gardant la détection des  $\beta$ ?



# Chapitre 7

## Etude des coïncidences

### 7.1 Généralités

#### 7.1.1 Le sélecteur de coïncidences

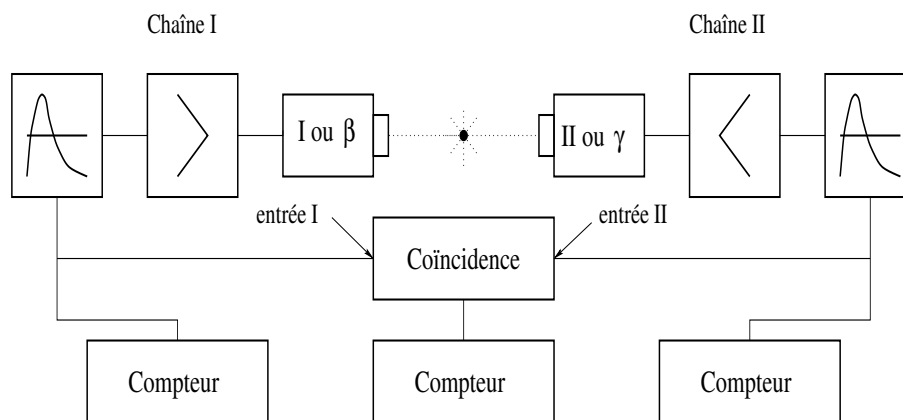


FIG. 7.1 – Montage du sélecteur de coïncidences

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,  $2\theta$ , 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) :

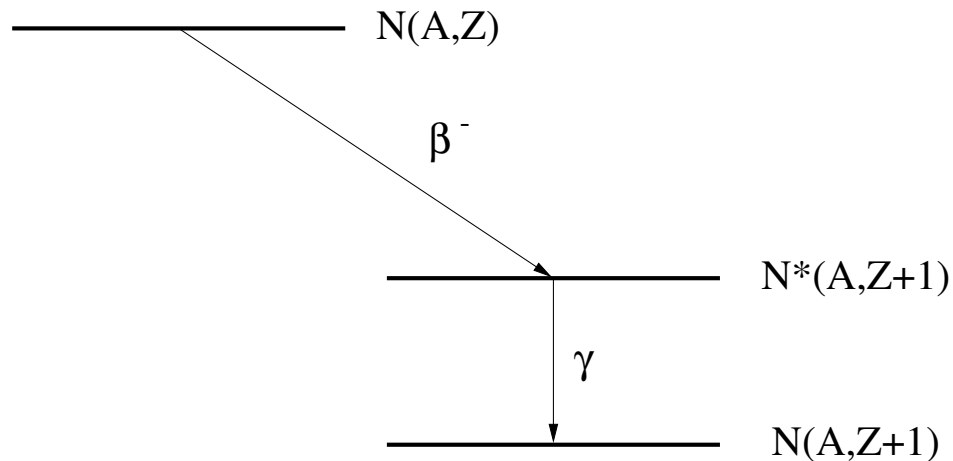


FIG. 7.2 – Schéma de désintégration typique produisant des coïncidences

**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.

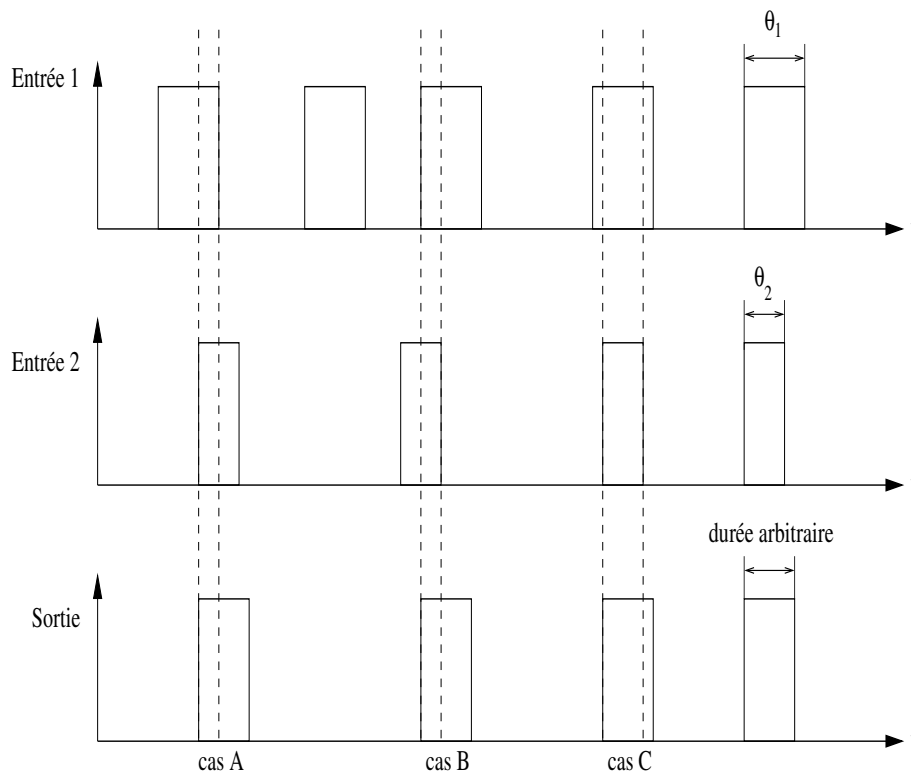


FIG. 7.3 – Coïncidences

### 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 :

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

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  $\theta_2$  quelconque, dans

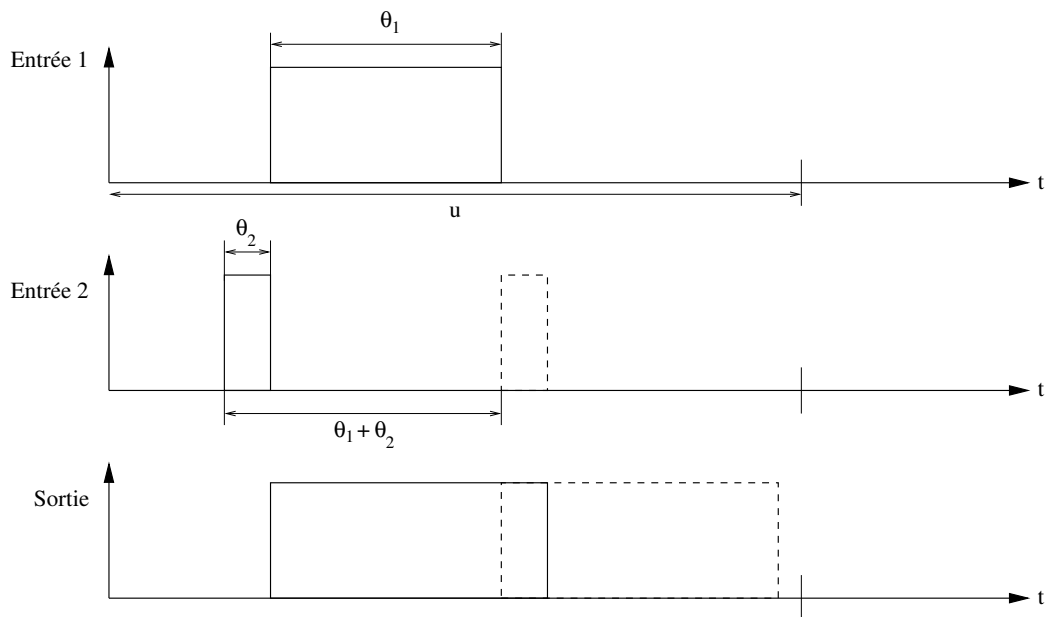


FIG. 7.4 – Coïncidence fortuite

l'unité de temps  $u$ , recouvre l'impulsion de durée  $\theta_1$  vaut  $(\theta_1 + \theta_2)/u$ . Donc, finalement, pour  $m_1$  impulsions de durée  $\theta_1$  et  $m_2$  impulsions de durée  $\theta_2$ , 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. 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<sup>ème</sup> 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  $2\theta$  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  $\tau_1$  et  $\tau_2$  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 :

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

$$\text{avec } m_v = m_m - 2\theta m_1 m_2$$

$$n_e = n_v - n_c$$

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

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.

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 :

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

où  $A$  est l'activité de la source (désintégrations/seconde) et  $p_\beta$  (ou  $p_\gamma$ ) la probabilité de détection d'un  $\beta$  (respectivement  $\gamma$ ) uniquement par le détecteur de  $\beta$  (resp.  $\gamma$ ).

Le rapport des coïncidences fortuites aux coïncidences vraies est donc :

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

Cette expression montre qu'il y a avantage à prendre  $2\theta$  petit. Une fois  $2\theta$  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  $m_\beta$  et  $m_\gamma$  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** :

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

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

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



## 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).

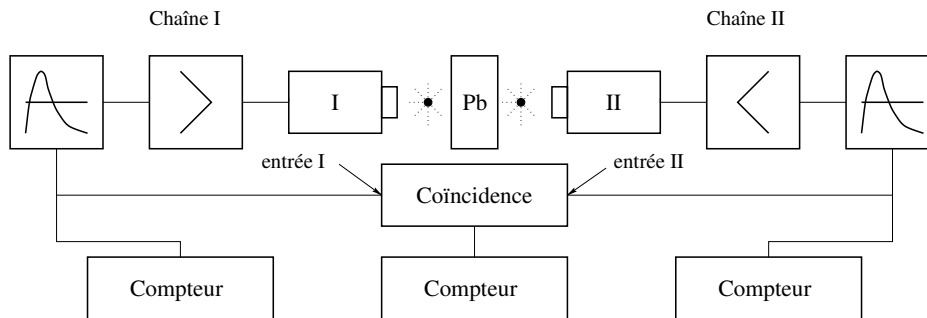


FIG. 7.5 – Montage pour la mesure du temps de résolution

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  $2\theta$ .

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 d'une source de $^{60}\text{Co}$

#### Application de la méthode exposée au § 7.1.2

La désintégration du  $^{60}\text{Co}$  produit un rayonnement  $\beta^-$  de 0.314 MeV et deux raies  $\gamma$  de 1.17 et 1.33 MeV selon le schéma de la figure 7.5.

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

Les énergies des  $\gamma_1$  et  $\gamma_2$  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  $\gamma_1$  et  $\gamma_2$  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  $^{60}\text{Co}$  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  $\gamma$  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  $^{60}\text{Co}$  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 7.1.2).

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

# Chapitre 8

## Période d'un niveau excité du tantale 181

### 8.1 Introduction

En recherche, la connaissance de la durée de vie d'un niveau nucléaire permet de définir l'origine de ce niveau, par exemple, de distinguer s'il provient de l'excitation d'un seul nucléon ou de l'excitation collective des nucléons (par rotation ou vibration collectives). Comme nous l'avons déjà dit plus haut, le but de notre expérience est de déterminer la période du niveau excité de 0.615 MeV du tantale 181 produit par la désintégration du hafnium (cf. figure 1.1).

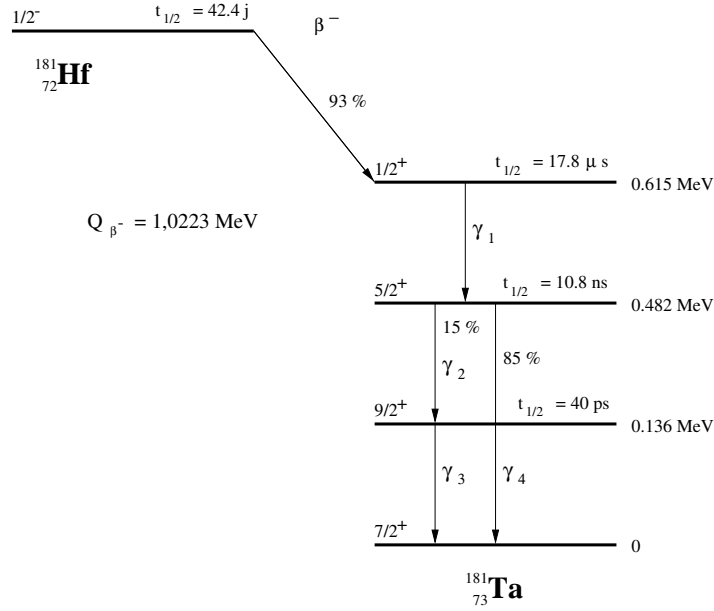
Cette désintégration du hafnium fait intervenir un certain nombre de rayonnements différents :

$$\begin{array}{ll} \beta^- : & \beta_1 : 0.408 \text{ MeV} \\ \gamma : & \gamma_1 : 0.133 \text{ MeV}, e_K/\gamma = 0.49 \quad \gamma_3 : 0.136 \text{ MeV}, e_K/\gamma = 1.2 \\ & \gamma_2 : 0.346 \text{ MeV}, e_K/\gamma = 0.04 \quad \gamma_4 : 0.482 \text{ MeV}, e_K/\gamma = 0.027 \\ X : & K\alpha_1 : 0.0575 \text{ MeV} \quad K\alpha_2 : 0.0563 \text{ MeV} \end{array}$$

Les intervalles de temps  $t_{\beta\gamma}$  entre l'émission du  $\beta$  conduisant au niveau qui nous intéresse et l'émission du  $\gamma_1$  de désexcitation suivent la distribution suivante :

$$p(t_{\beta\gamma}) = \frac{1}{\tau} e^{-\frac{t_{\beta\gamma}}{\tau}} \quad \text{où} \quad \tau = \frac{t_{1/2}}{\ln 2} \quad \text{est la durée de vie.}$$

C'est cette quantité  $t_{1/2}$ , appelée *période*, que nous allons déterminer. La valeur de référence est de  $t_{1/2} = (17.80 \pm 0.35) \mu s$  (G. Landaud, *Nuclear Instruments & Methods*, **26** (1964) 117).

FIG. 8.1 – Schéma de désintégration du  $^{181}\text{Hf}$ .

## 8.2 Principe de l'expérience

Avec une période aussi «longue» que celle du niveau de 615 keV du  $^{181}\text{Ta}$  (longue par rapport à la résolution intrinsèque de notre appareillage), deux méthodes peuvent être envisagées pour la mesure ; l'une utilise simplement des coïncidences, l'autre met en œuvre un convertisseur temps-amplitude.

### 8.2.1 Méthode des coïncidences

Prenons deux détecteurs, l'un de  $\beta$ , l'autre de  $\gamma$ , en coïncidence. Intercalons sur la voie  $\beta$  une boîte à retard permettant de retarder les impulsions de détection des  $\beta$  (figure 8.2).

En retardant les impulsions  $\beta$  d'une durée  $t_{\beta\gamma}$  on met en coïncidence les  $\beta_1$  avec les  $\gamma_1$  émis un instant  $t_{\beta\gamma}$  après (figure 8.3), avec la probabilité :

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

Le taux de coïncidences entre  $\beta_1$  et  $\gamma_1$  vaut, compte tenu du temps de résolution du système de coïncidence  $2\theta = \theta_\beta + \theta_\gamma$  :

$$m_{\beta_1\gamma_1}(t_{\beta\gamma}) = A \cdot r \cdot p_{\beta_1} \cdot p_{\gamma_1} \cdot \int_{t_{\beta\gamma}-\theta_\gamma}^{t_{\beta\gamma}+\theta_\beta} \frac{1}{\tau} e^{-\frac{t_{\beta\gamma}}{\tau}} dt_{\beta\gamma}$$

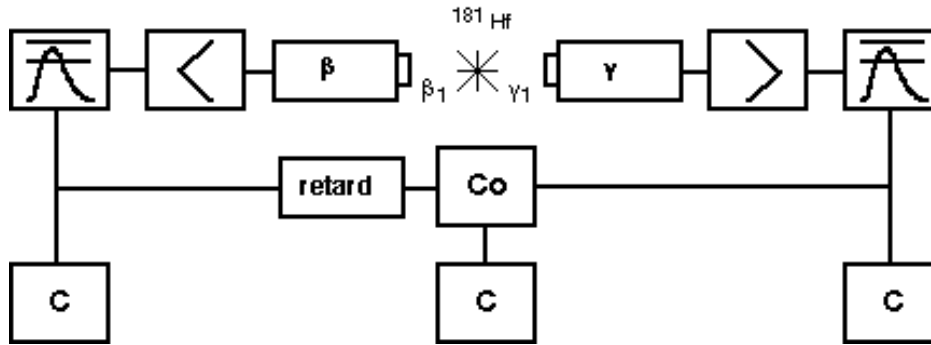


FIG. 8.2 – Schéma de montage pour la méthode des coïncidences.

où  $A$  est l'activité de la source,  $r$  le facteur de branchement (93%), et  $p_{\beta_1}$  et  $p_{\gamma_1}$  les probabilités de détection d'un  $\beta_1$  et d'un  $\gamma_1$ . Avec  $\theta_\beta \theta_\gamma \ll \tau$ , on obtient :

$$m_{\beta_1\gamma_1}(t_{\beta\gamma}) = A \cdot r \cdot p_{\beta_1} \cdot p_{\gamma_1} \left( \frac{1}{\tau} e^{-\frac{t_{\beta\gamma}}{\tau}} \right) (\theta_\beta + \theta_\gamma)$$

On mesure donc le taux de coïncidences  $m_{\beta_1\gamma_1}$  en fonction du retard  $t_{\beta\gamma}$  sur la voie  $\beta$ . Sa décroissance est exponentielle avec la constante  $\tau$ , durée de vie du niveau.

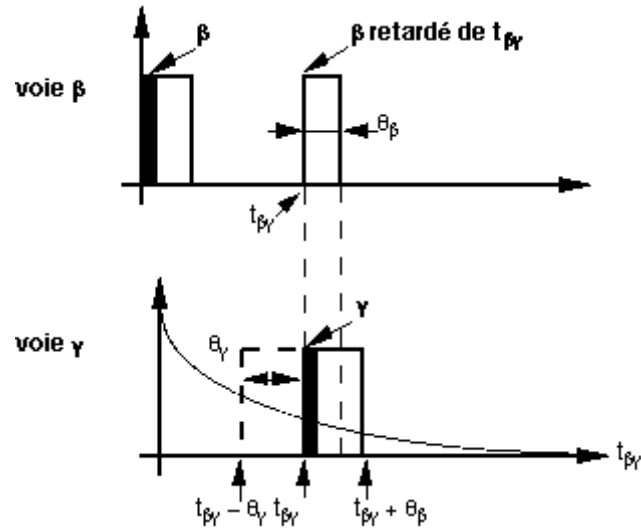
En mettant un retard sur la voie  $\gamma$  par rapport à la voie  $\beta$  on élimine les coïncidences vraies. Il ne reste donc plus que les coïncidences fortuites ( $m_f = 2\theta_\beta \theta_\gamma m_\beta m_\gamma$ ), que l'on mesure ainsi directement.

### 8.2.2 Méthode du convertisseur temps-amplitude

Rappelons que la distribution des intervalle de temps  $t_{\beta\gamma}$  séparant l'émission du  $\beta_1$  de celle du  $\gamma_1$  est donnée par la loi de décroissance exponentielle :

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

Le convertisseur temps-amplitude (CTA) permet de mesurer les intervalle de temps  $t_{\beta\gamma}$  : il délivre une impulsion analogique dont l'amplitude est proportionnelle à l'intervalle de temps séparant les fronts de montée des impulsions correspondant à la détection du  $\beta_1$  («start») et à celle du  $\gamma_1$  («stop»). Le spectre des amplitudes des impulsions du CTA, enregistré sur l'analyseur multicanal, donne alors directement la distribution des intervalles  $t_{\beta\gamma}$  et permet de déterminer la durée de vie  $\tau$  du niveau excité. L'addition d'un retard sur la voie  $\gamma$  permet de déterminer le niveau des coïncidences fortuites (figure 8.4).

FIG. 8.3 – Coïncidence entre les  $\beta_1$  retardés et les  $\gamma_1$ .

## 8.3 Conditions d'expérience

### 8.3.1 Géométrie

On essaie d'avoir la plus grande probabilité de détection possible en serrant la source entre les 2 détecteurs comme cela est expliqué au §7.1.2. La géométrie de détection est illustrée sur la figure 8.5 (valeurs indicatives à contrôler).

### 8.3.2 Détection des particules

On pourrait admettre de détecter n'importe quelle particule,  $\beta$  ou  $\gamma$ , dans chacun des détecteurs. Dans la méthode utilisant les coïncidences, pour un retard non nul sur la voie  $\beta$ , il ne peut y avoir que les coïncidences entre  $\beta_1$  dans le détecteur  $\beta$  et  $\gamma_1$  dans le détecteur  $\gamma$  (ou  $\gamma_2$ ,  $\gamma_3$  et  $\gamma_4$  en cascade relativement instantanée avec  $\gamma_1$ ). Mais dans ces conditions, le taux de coïncidences fortuites serait inutilement élevé. D'autre part on ne pourrait plus mesurer directement le taux de coïncidences fortuites avec un retard sur la voie  $\gamma$  puisque l'on obtiendrait les coïncidences retardées entre les  $\beta_1$  détectés dans le détecteur de  $\gamma$  et les  $\gamma_1$  enregistrés dans le détecteur de  $\beta$ .

On a donc avantage à ne détecter que les  $\beta$  dans le détecteur de  $\beta$  et que les  $\gamma$  dans le détecteur de  $\gamma$ . Généralement, il est encore préférable d'éliminer si possible la détection des autres  $\beta$  qui ne conduisent pas au niveau considéré

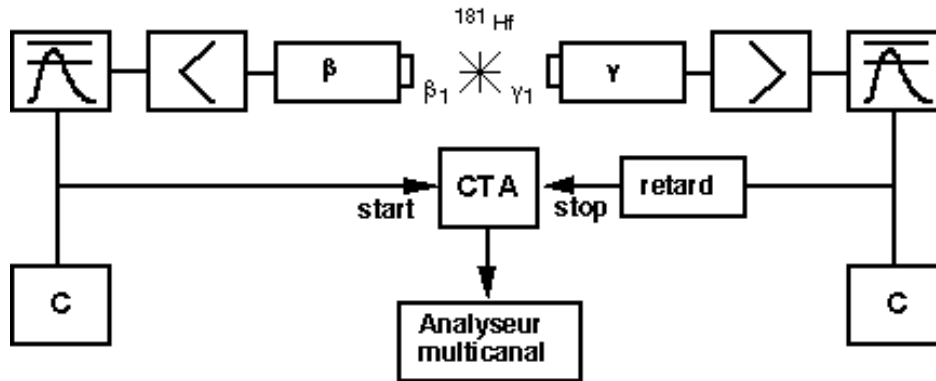


FIG. 8.4 – Schéma de montage pour la méthode du convertisseur temps-amplitude.

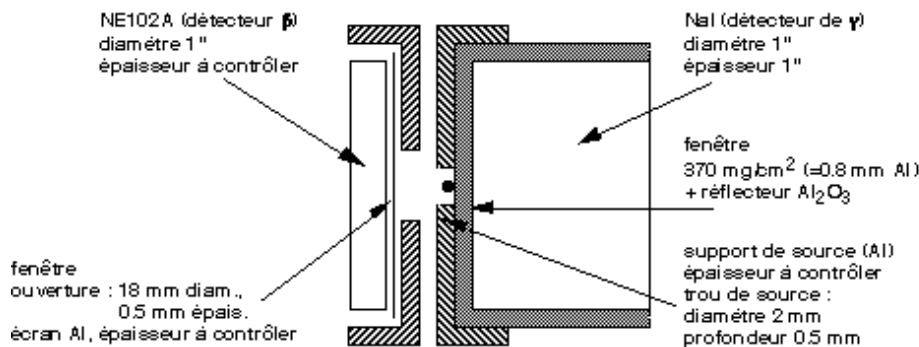


FIG. 8.5 – Géométrie de détection.

et des autres  $\gamma$  qui ne sont pas issus directement de ce niveau, ceci pour être sûr de rejeter les coïncidences retardées faisant intervenir d'autres niveaux (de l'isotope considéré ou d'isotopes parasites de la source).

### Détecteur de $\gamma$

L'élimination de la détection  $\beta$  se fait par écran. Calculer l'épaisseur minimum du support en aluminium telle qu'avec la fenêtre d'entrée du cristal NaI les  $\beta$  soient arrêtés.

La sélection préférentielle, mais non absolue du  $\gamma_1$  est obtenue en plaçant la fenêtre de l'analyseur de bande sur le pic photoélectrique de ce  $\gamma_1$  dans le spectre des  $\gamma$  que donne la source.

### Détecteur de $\beta$

Choisir l'épaisseur du plastique scintillant et le seuil de discrimination. Calculer l'efficacité aux  $\gamma_1$  (tenir compte de la conversion interne). Est-il avantageux de placer un seuil de discrimination supérieur de façon à avoir une fenêtre sur l'analyseur de bande ?

**Remarque :** Si l'on mesure les taux de coïncidence en fonction du retard sur la voie  $\beta$ , pour un retard nul, on aura un taux de coïncidences nettement plus grand à cause des coïncidences parasites qui sont instantanées et qui ne sont plus éliminées par le retard sur la voie  $\beta$ . Celles-ci sont dues :

- aux  $\gamma$  d'une même cascade puisque le détecteur de  $\beta$  n'est pas complètement insensible aux  $\gamma$  ;
- à la conversion interne, électron dans le détecteur  $\beta$ , X de réarrangement dans le détecteur de  $\gamma$  si l'énergie correspondante est acceptée ;
- à la diffusion Compton des  $\gamma_2$  et  $\gamma_4$  d'un détecteur dans l'autre.

### Activité de la source

Le taux de coïncidences mesuré en fonction du retard sur la voie  $\beta$  (méthode utilisant les coïncidences) et la distribution des intervalles de temps  $t_{\beta\gamma}$  relevé sur l'analyseur multicanal dans la méthode utilisant un convertisseur temps-amplitude auront l'allure décrite sur la figure 8.6 (la largeur du pic de coïncidence parasite est très fortement exagérée).

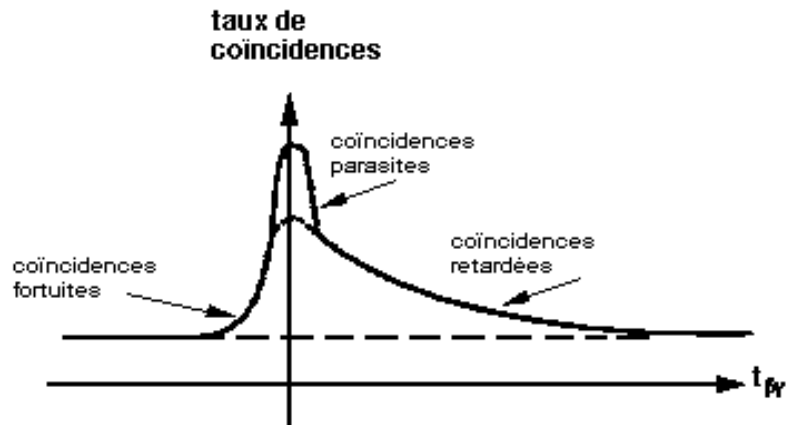


FIG. 8.6 – Allure de la distribution des intervalles de temps.

Le rapport des coïncidences fortuites sur les coïncidences retardées, rap-



port qui augmente avec le retard  $t_{\beta\gamma}$ , est donné par x :

$$\frac{m_f}{m_{\beta_1\gamma_1}} = \frac{A^2 \cdot p_\beta \cdot p_\gamma (\theta_\beta + \theta_\gamma)}{A \cdot r p_{\beta_1} \cdot p_{\gamma_1} \left( \frac{1}{\tau} e^{-\frac{t_{\beta\gamma}}{\tau}} \right) (\theta_\beta + \theta_\gamma)} > \frac{A\tau}{r} e^{-\frac{t_{\beta\gamma}}{\tau}}$$

où  $p_\beta$  (respectivement  $p_\gamma$ ) est la probabilité de détecter un  $\beta$  (resp. un  $\gamma$ ) quelconque ( $p_\beta > p_{\beta_1}$ ,  $p_\gamma > p_{\gamma_1}$ ).

On prend dans ces conditions  $A\tau/r = 1\%$ , ce qui détermine l'ordre de grandeur de l'activité de la source (§ 7.1.2). Comme le temps de résolution est de  $2\theta = (\theta_\beta + \theta_\gamma) \approx 1 \mu\text{s}$  dans la méthode utilisant les coïncidences et que  $2\theta$  est égal à la largeur en temps d'un canal de l'analyseur, ces temps de résolutions sont bien inférieurs à  $\tau$ ; on peut dès lors calculer approximativement les taux individuels et de coïncidences attendus (probabilité de détection, cf. 15).

## 8.4 Réalisation

Réaliser le montage d'après la géométrie décrite, relever les spectres d'énergie des particules détectées et fixer les seuils ou fenêtres de discrimination. Contrôler d'abord l'activité de la source par une mesure avec un petit retard  $t_{\beta\gamma}$  par l'intermédiaire de la formule approximative :

$$\frac{m_\beta m_\gamma}{\underbrace{m_{\beta_1\gamma_1}}_{=m_{\beta\gamma}-m_f}} = \frac{A}{r \left( \frac{1}{\tau} e^{-\frac{t_{\beta\gamma}}{\tau}} \right) (\theta_\beta + \theta_\gamma)}$$

Comparer les taux individuels et de coïncidences ainsi mesurés avec ceux calculés en tenant compte de la valeur effectivement mesurée de l'activité dans le but de contrôler le montage.

Utiliser une des deux méthodes décrites précédemment pour déterminer la période du niveau de 615 keV du  $^{181}\text{Ta}$ .

### 8.4.1 Méthode des coïncidences

Mesurer le taux de coïncidences en fonction du retard sur la voie  $\beta$  ainsi que les taux individuels. Mesurer le taux de coïncidences fortuites avec le retard placé sur la voie  $\gamma$ .

Calculer les taux des coïncidences vraies en fonction du retard selon la procédure du §7.1.

Déterminer la durée de vie par la pente de l'exponentielle en utilisant un programme d'ajustement par moindres carrés et comparer votre résultat à la valeur donnée au §8.1.

### 8.4.2 Méthode du convertisseur temps-amplitude

Dans cette méthode, il convient d'étalonner le CTA en temps, c'est-à-dire rechercher la valeur  $\Delta t_{\text{canal}}$  en  $\mu\text{s}$ . On peut le faire en attaquant le «start» et le «stop» du CTA par les mêmes impulsions, mais retardées d'un retard connu sur le stop (figure 8.7).

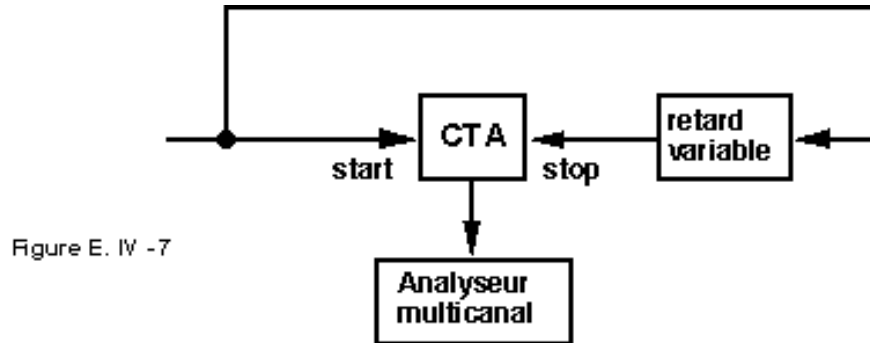


FIG. 8.7 – Etalonnage du convertisseur temps-amplitude.

Une fois connue la valeur de  $\Delta t_{\text{canal}}$ , on peut estimer le niveau des coïncidences fortuites :

$$N_f = m_{\text{start}} \cdot m_{\text{stop}} \cdot \Delta t_{\text{canal}} \cdot T$$

expression dans laquelle  $m_{\text{start}}$  et  $m_{\text{stop}}$  sont les taux individuels sur les entrées «start» et «stop» du CTA et  $T$  la durée de la mesure.

Relever la distribution des intervalles de temps  $t_{\beta\gamma}$  sur l'analyseur multicanal en vous assurant que le retard mis sur la voie  $\gamma$  est suffisante pour permettre une estimation du niveau des coïncidences fortuites. A l'aide des programmes de traitement de données à disposition, extraire la période du niveau de 615 keV du  $^{181}\text{Ta}$  et le comparer à la valeur citée comme référence.