



Master 1 Physique. PHITEM

PROJET IRM

INTERACTION RAYONNEMENT MATIÈRE

Benjamin AMBLARD[†]

Nathan AMOUROUX[‡]

Bilal KETFI^{*}

Léo REYNAUD[†]

[†]. benjamin.amblard@etu.univ-grenoble-alpes.fr

[‡]. nathan.amouroux@etu.univ-grenoble-alpes.fr

^{*}. bilal.ketfi@etu.univ-grenoble-alpes.fr

[†]. leo.reynaud@etu.univ-grenoble-alpes.fr

Table des matières

1	Introduction	2
2	Interaction des Neutrinos	2
2.1	Angle solide	2
2.2	Flux de Neutrinos	2
2.3	Probabilité d'interaction	2
3	La Détection des Neutrinos	3
3.1	Les positons	3
3.1.1	Partie théorique.	3
3.1.2	Partie expérimentale	5
3.2	Les neutrons	7
3.3	Les photons	8
4	Blindages divers contre les rayonnements extérieurs à l'expérience	9
4.1	Blindage contre les neutrons	9
4.1.1	Les neutrons thermiques	9
4.1.2	Les neutrons rapides	9
4.1.3	Partie expérimentale	10
4.2	Blindage contre les photons	12
4.2.1	Atténuation par le Plomb	12
4.2.2	Atténuation par le Polyéthylène Boré	13
4.2.3	Atténuation totale	13
4.2.4	Partie expérimentale	14
4.2.5	Conclusion	16
4.3	Véto contre les muons	16
4.3.1	Blindage contre les muons	16
4.3.2	Détection des muons	16
4.3.3	Veto contre les muons	18
5	Conclusion	18

1 Introduction

Ce projet aura pour trame de fond l'expérience Stereo qui a été réalisé en collaboration entre le LPSC à Grenoble et le LAPP à Annecy dans le cadre de la détection d'un quatrième neutrino. Nous allons donc nous appuyer sur le processus expérimental de Stereo pour répondre à plusieurs problématiques en liens avec la physique des particules. Ce projet sera divisé en deux sous parties, une partie qui sera ciblée sur la détection de particules et l'autre sur les moyens possibles pour protéger les détecteurs contre des particules extérieures. Pour ce faire, nous allons traiter six questions dont quatre qui le seront expérimentalement.

2 Interaction des Neutrinos

Dans cette partie, on cherche à obtenir un ordre de grandeur du taux d'interaction des neutrinos dans la Target.

2.1 Angle solide

Dans un premier temps, nous allons calculer l'angle solide puis le comparer à l'approximation $\Omega = \frac{S}{r^2}$ pour vérifier que dans le cas général cette approximation n'est pas trop mauvaise.

Distance de la source : $r = 10\text{m}$. On définit α comme le demi-angle au sommet. On a donc :

$$\begin{aligned}\tan \alpha &= \frac{1}{2} \cdot \frac{0.9}{10} \implies \alpha = 0.045\text{rad} \\ \implies \Omega &= \int_{-\alpha}^{\alpha} d\phi \int_{\frac{\pi}{2}-\alpha}^{\frac{\pi}{2}+\alpha} \sin \theta d\theta \\ &= 2\alpha [-\cos \theta]_{\frac{\pi}{2}-\alpha}^{\frac{\pi}{2}+\alpha} \\ &= 4\alpha \sin \alpha \\ &= 8.0972 \cdot 10^{-3}\text{str}\end{aligned}$$

Si nous avions fait l'approximation que notre surface était plane, nous aurions obtenus comme angle solide $\Omega = \frac{S}{r^2} = \frac{0.9^2}{10^2} = 8.1 \cdot 10^{-3}\text{str}$

Nous voyons donc qu'entre la méthode du calcul exacte de l'angle solide et celle approximative nous avons une différence de seulement 0.03%. Nous pouvons donc en conclure que la méthode approximative marche très bien pour de tels paramètres.

2.2 Flux de Neutrinos

Le flux de notre source est de $3.44 \cdot 10^{18} \text{ s}^{-1}$ pour une surface totale de $4\pi r^2$. Le flux atteignant le détecteur sera donc de $3.44 \cdot 10^{18} \times \frac{\Omega}{4\pi} \simeq 2.2 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$

2.3 Probabilité d'interaction

On cherche la probabilité d'interaction dans la Target qui est donnée par : $dP = \mu dx$ avec $\mu = n_{\text{cible}}\sigma$

La masse de notre cible est composée à 11.45% d'hydrogène et 88.55% de carbone. On a donc :

- Flux = $2.2 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$
- $\rho = 0.86 \text{ g.cm}^{-3}$
- $\sigma = 2.10^{-19} \text{ barn}$
- Masse molaire carbone $M_C = 12$
- Masse molaire hydrogène $M_H = 1$

On obtient donc notre n_{cible}

$$n_{\text{cible}} = \left(\frac{11.45\% \times \rho}{M_H} + \frac{88.55\% \times \rho}{M_C} \right) \times N_A = 9.75 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$$

Et notre μ

$$\mu = n_{\text{cible}} \sigma = 1.95 \cdot 10^{-20} \cdot \text{cm}^{-1}$$

$$\text{Donc } P = \int_0^{240} \mu dx = 4.680 \cdot 10^{-18}$$

Ce qui nous donne $4.680 \cdot 10^{-18} \times 2.2 \cdot 10^{15} = 0.01029$ interactions par seconde soit 890 interactions par jour.

3 La Détection des Neutrinos

3.1 Les positons

Nous allons vérifier ici que notre target est dimensionné de telle sorte que la quasi totalité des positons entrants soient détectés, c'est à dire qu'ils y déposent toute leur énergie. Pour cela nous allons dans un premier temps faire le calcul théorique dans les conditions de l'expérience Stereo, puis nous validerons cette approche via des manipulations en laboratoire.

3.1.1 Partie théorique.

L'interaction qui nous intéresse est la suivante : $\bar{\nu}_e + p = n + e^+$

Avec comme données du problème :

- $m_{\nu_e} c^2 = 0$
- $m_p c^2 = 938.272 \text{ MeV}$
- $m_n c^2 = 939.565 \text{ MeV}$
- $m_{e^+} c^2 = 0.551 \text{ MeV}$
- Énergie max du neutrinos : 8 MeV

Énergie seuil

Nous voulons trouver l'énergie minimale que doivent posséder les neutrinos pour que la réaction bêta inverse ait lieu afin de vérifier que les neutrinos incidents interagissent avec la Target .

Pour cela nous utiliserons la formule de l'énergie seuil :

$$T_{\nu e}^s = -Q \frac{m_n + m_e}{m_n + m_e - m_{\nu e}} \quad \text{avec} \quad Q = \sum m_i c^2 - \sum m_f c^2 = m_p - (m_p + m_e) = -1.804 \text{ MeV}$$

$$\text{Ce qui nous donne } T_{\nu e}^s = 1.804 \frac{938.272 + 0.551}{938.272 + 0.551 - 0} = 1.804 \text{ MeV}$$

Dans la littérature, nous pouvons trouver que l'énergie seuil de la réaction bêta inverse est de 1.806 MeV, nous sommes donc assez satisfait de notre résultat. Nous pouvons en déduire que dans l'expérience Stereo, les neutrinos qui sont envoyés avec une énergie $E \in [1, 8] \text{ MeV}$ interagiront pour la plupart avec la target.

Énergie cinétique des positons.

Nous voulons calculer l'énergie cinétique maximum des positons, ce qui nous permettra, dans la partie suivante, de connaître la distance maximum qu'ils peuvent parcourir. Pour cela, nous utilisons le quadri-vecteur impulsion et la conservation de la masse invariante au carré ($S_1 = S_2$). On prendra zero pour l'impulsion du neutron car c'est une particule beaucoup plus massive que l'électron et son impulsion à la sortie de l'interaction sera négligeable devant celle de l'électron. De plus on prendra $m_{\mu e}=0$ et on se placera en unité naturelle pour faciliter les calculs.

Système initial :

$$\bar{\nu}_e + p \implies P_{\bar{\nu}_e} = \begin{pmatrix} E_{\bar{\nu}_e} \\ \vec{P}_{\bar{\nu}_e} \end{pmatrix}, \quad P_p = \begin{pmatrix} M_p \\ 0 \end{pmatrix} \implies S_1 = (P_{\bar{\nu}_e} + P_p)^2 = P_{\bar{\nu}_e}^2 + P_p^2 + 2P_{\bar{\nu}_e}P_p = m_p^2 + 2E_{\bar{\nu}_e}m_p$$

$$\text{Avec } E^2 = \vec{P}^2 + m^2 \implies P^2 = E^2 - \vec{p}^2 = m^2$$

Système final :

$$n + e^+ \implies P_n = \begin{pmatrix} m_n \\ 0 \end{pmatrix}, \quad P_{e^+} = \begin{pmatrix} E_{e^+} \\ P_{e^+} \end{pmatrix} \implies S_2 = (P_n + P_{e^+})^2 = m_n^2 + E_{e^+}^2 + 2E_{e^+}m_n = (m_n + E_{e^+})^2$$

Ce qui nous donne :

$$\begin{aligned} S_1 = S_2 &\implies m_p^2 + 2E_{\bar{\nu}_e}m_p = (m_n + E_{e^+})^2 \\ &\implies \sqrt{m_p^2 + 2E_{\bar{\nu}_e}m_p} = m_n + E_{e^+} \\ &\implies E_{e^+} = \sqrt{m_p^2 + 2E_{\bar{\nu}_e}m_p} - m_n \\ &\implies E_{e^+} \simeq 6.7 \text{ MeV} \end{aligned}$$

Nous obtenons donc une énergie maximale de 6.70 MeV pour les positons. A partir de là nous pouvons retrouver l'énergie cinétique de ces particules grâce à la formule relativiste suivante : $E=T+mc^2$, ce qui nous donne $T_{e^+} = 6.189 \text{ MeV}$.

Distance d'arrêt

Pour trouver la distance d'arrêt des positons nous utiliserons la bibliothèque NIST* qui nous renseigne sur la distance d'arrêt en fonction du matériau et de l'énergie du positon.

Nous avons pris des valeurs de composants de constitution proche de celle de la Target : le butane (C_4H_{10}) contient en fractions massiques environ 18% d'hydrogène et 82% de carbone avec une densité de 0.573 g/cm^3 . Pour une énergie cinétique de 6 MeV nous avons un pouvoir d'arrêt de 2.660 g/cm^2 soit une distance parcourue de 4.6 cm^{-1}

Nous pouvons en conclure que la dimension de la target est plus que suffisante pour arrêter les positons, et seul une infime partie, ceux dont l'interaction se fera sur un bord, ne seront pas détecté.

*, <https://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ESTAR-u.html>

Il faut bien se rendre compte que ce n'est qu'une première estimation qui maximise l'énergie du positon en choisissant de négliger l'impulsion du neutron. Si les dimension de la target sont assez grandes pour de telles énergies, alors elle le sera pour des énergies inférieures.

3.1.2 Partie expérimentale

On peut s'intéresser au blindage des positons venant de l'extérieur, pour empêcher des détections parasites. On choisit de prendre comme blindage d'étude l'aluminium, nous avons donc mené une expérience pour connaître le pouvoir d'arrêt de l'aluminium pour des β . Pour cela nous avons eu accès à différentes sources radioactives et à un gamma catcher. La première étape fut de faire des manipulations pour connaître l'énergie équivalente à un bin. Pour cela nous avons utilisé plusieurs sources radioactives dont les énergies des bêtas émis étaient connus. Nous avons utilisé la liste d'éléments suivante avec " E_{max} " l'énergie des radiations, qui nous est donnée et qui correspond à l'énergie maximum mesurée :

- Pm 147 : $E_{max} = 224$, nombre de bins pour $E_{max} : 100$
- Co60 : $E_{max} = 316$, nombre de bins pour $E_{max} : 130$
- Cs137 : $E_{max} = 662$, nombre de bins pour $E_{max} : 260$
- Cl36 : $E_{max} = 714$, nombre de bins pour $E_{max} : 320$

Avec ces mesures, nous avons pu obtenir le tableau suivant. Grâce à une régression linéaire (voir 1), nous pouvons estimer que l'énergie d'un bin est à peu près équivalente à 2.36 keV.

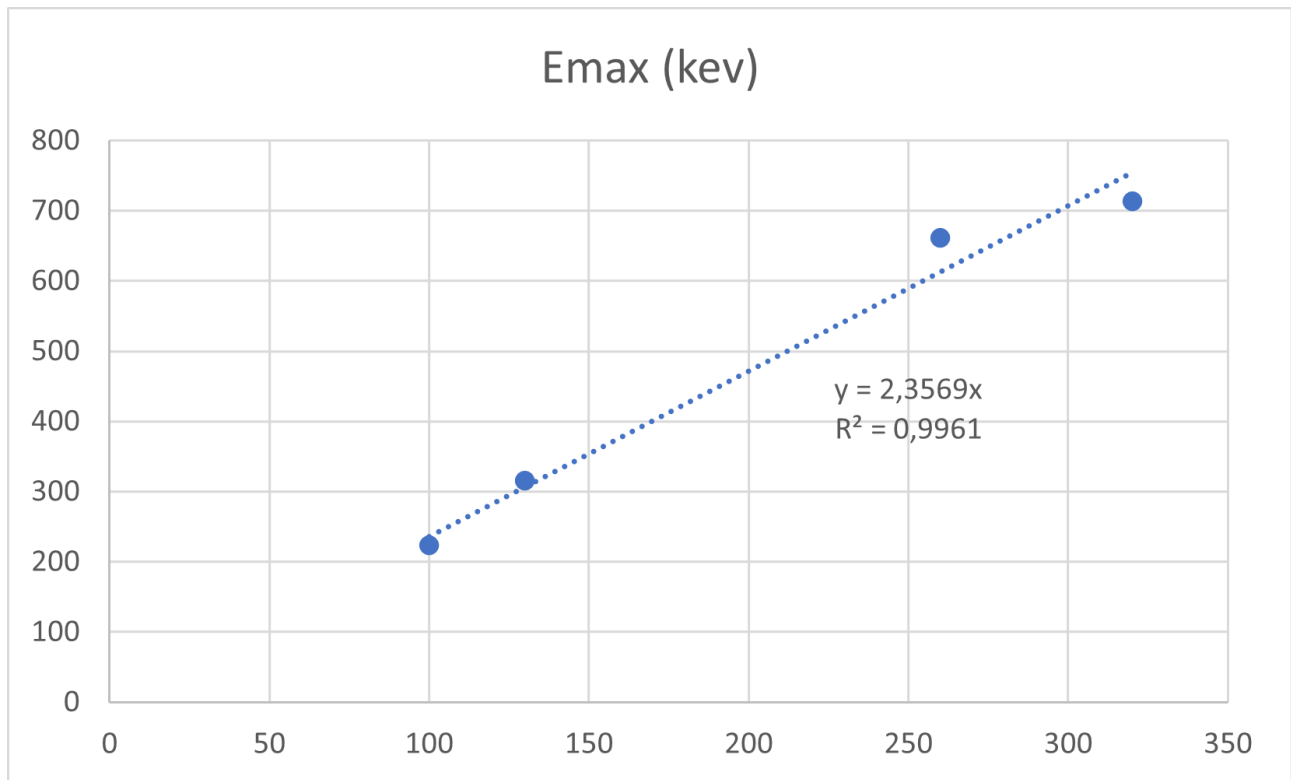


FIGURE 1 – Calibrage énergie par bin

Après cela nous ne nous sommes intéressés qu'à la source de Cl^{36} pour mesurer le pouvoir d'arrêt de l'aluminium. Notre capteur mesure le nombre de positon en fonction de leurs énergies.

Les résultats attendus sont qu'avec une plus grosse couche d'aluminium, nous nous attendons à un décalage vers la gauche et une diminution de l'amplitude du pic. Le décalage vers la gauche est dû à la perte moyenne d'énergie des positons lors de leurs passages dans l'aluminium. La baisse d'amplitude est quant à elle due au fait que de plus en plus de positons qui sont déviés et n'atteignent plus le détecteur. Nous avons fait au total 8 mesures pour 8 épaisseurs différentes, présentées sur les figures 2 et 3.

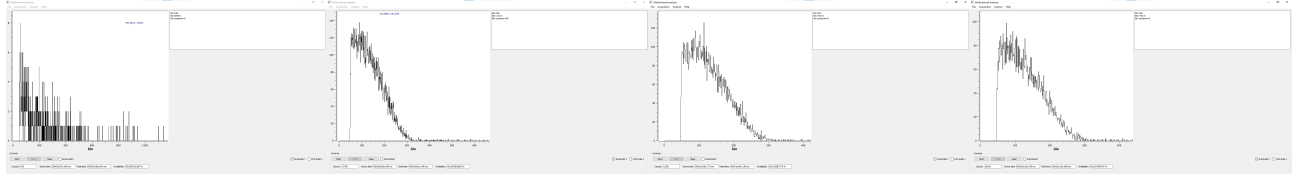


FIGURE 2 – Mesure du nombre de position par rapport à leurs énergie selon l'épaisseur de l'aluminium. De gauche à droite : pas de source, source sans aluminium, 0.04 mm, 0.06 mm

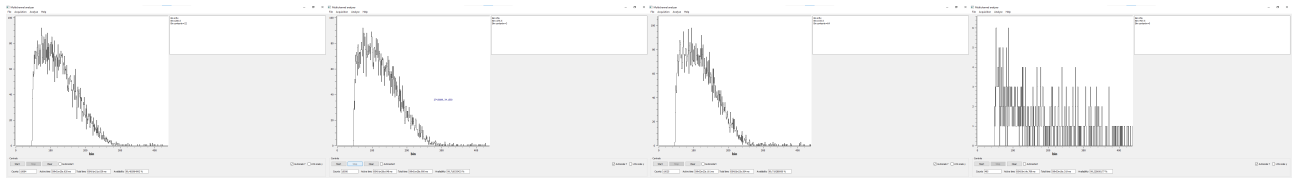


FIGURE 3 – Mesure du nombre de position par rapport à leurs énergie selon l'épaisseur de l'aluminium. De gauche à droite : 0.08 mm, 0.1 mm, 0.2 mm, 1 mm

La première image est une mesure du bruit. Nous avons enregistré le nombre de coups sans source pour trouver environ 2.5 coups par seconde. La majorité des détectons se fait à environ 60 bins, soit 140 keV. Nous verrons par la suite que ce bruit est négligeable.

La deuxième image est une mesure de la source seule. Nous obtenons 148 coups par seconde pour un maximum d'énergie à 310 bins, donc environ 713 keV.

Pour le reste, nous avons mis des couches d'aluminium de plus en plus épaisses, et nous avons tabulé les résultats :

épaisseur d'aluminium (mm)	coups par seconde (s^{-1})	maximum d'énergie (keV)
0	148	713
0.04	137	667
0.06	134	644
0.08	126	619
0.1	111	596
0.2	69	530
1	2.75	210

On peut voir comme attendu que l'épaisseur d'aluminium fait baisser le nombre de détectons ainsi que leurs énergies. L'aluminium devient très efficace pour 1 mm d'épaisseur, où le nombre de coups détectés devient équivalent à celui sans source. Malheureusement, par manque de temps, nous n'avons pas pu faire de mesures pour des épaisseurs intermédiaires (entre 0.2 mm et 1 mm).

De plus, comme le nombre de coups avec l'épaisseur d'aluminium ne varie pas seulement en amplitude (nombre de coups $N(E)$) mais aussi en énergie ($\frac{dE}{dx}$), nous avons du mal à y appliquer une formule théorique exacte. Cependant, nous pouvons conclure que la protection par l'aluminium est très efficace contre des positons dans ces énergies, avec seulement 1 mm d'épaisseur nécessaire pour un arrêt total de ces derniers.

3.2 Les neutrons

On se propose dans cette partie de calculer la longueur caractéristique de capture des neutrons dans la Target afin de valider son dimensionnement. Nous calculerons également le temps caractéristique pour que cette capture ait lieu. Ce temps permet aux expérimentateurs de régler leur fenêtre de mise en coïncidence entre le signal issu de la détection d'un positon et celui issu de la détection d'un neutron.

Nous savons que les neutrons issus de l'interaction entre un antineutrino électronique et un proton peuvent ressortir avec une énergie comprise entre 0 et 200 keV. A ces énergies, les neutrons peuvent interagir soit par diffusion soit par absorption. Ainsi, l'absorption étant réservée aux neutrons thermiques ($E_{th} = 0.025$ eV), les neutrons d'énergies supérieures devront d'abord être diffusés afin de se thermaliser avant d'être absorbés par le Gadolinium introduit dans le liquide scintillant de la Target.

On peut calculer le nombre de chocs nécessaire à un neutron d'énergie initiale T_i pour atteindre une énergie finale T_f à l'aide de la formule suivante* :

$$n = \frac{1}{\xi} * \ln\left(\frac{T_i}{T_f}\right) \quad (1)$$

Soit l'atténuation linéique du liquide scintillant : $\Sigma = n_H * \sigma_H + n_C * \sigma_C$ où on a négligé les diffusions par le Gadolinium, ce dernier ayant une densité de noyaux 10^{-5} fois plus faible. Les sections efficaces différant selon l'énergie, nous veillerons à adapter nos valeurs lors des différentes applications numériques.

Ainsi, d'après (1), il nous faut le nombre de nucléons du noyau cible, qui est ici un hydrocarbure de formule brute C_xH_y . Nous devons donc calculer x et y, les coefficients stoechiométriques de C et H. D'après (2.3), on a $n_{cible} = \left(\frac{11.45\% \times \rho}{M_H} + \frac{88.55\% \times \rho}{M_C}\right) = 0,16$ mol dans 1 cm^{-3} . De plus, $M_{cible} = \frac{m_{cible}}{n_{cible}} = \frac{0,86}{0,16} = 5,38 \text{ g} \cdot \text{mol}^{-1}$. On peut aisément montrer que

$$x = \frac{f_C \cdot M_{cible}}{M_C \cdot 100} \text{ et } y = \frac{f_H \cdot M_{cible}}{M_H \cdot 100} \quad (2)$$

En faisant le calcul avec $f_H = 11,45\%$, $f_C = 88,55\%$, $M_{cible} = 5,38 \text{ g} \cdot \text{mol}^{-1}$, on obtient $x = 0,4$ et $y = 0,6$ ce qui représente un rapport $\frac{2}{3}$. On en déduit la formule brute de notre liquide scintillant : C_2H_3 . En considérant une molécule comme un grand atome, on a $A_{liq} = \frac{12*2+3}{5} = 5,4 \sim 5$, ce qui nous donne $\xi = 0,35$

Si on considère un neutron d'énergie initiale égale à 1eV, d'après l'équation 1, on aura $n = 10$. De même, à cette énergie on a $\sigma_C = 5$ barn, $\sigma_H = 21$ barn ce qui nous donne $\sigma = 0,66 \text{ cm}^{-1}$. La longueur caractéristique de thermalisation des neutrons est donnée par $l_{therm} = \frac{n}{\Sigma} = 15 \text{ cm}$. Il faut maintenant calculer la distance pour laquelle ces neutrons seront captés par le Gadolinium.

D'après la loi de décroissance, on a :

$$\frac{N(x)}{N_0} = e^{\Sigma_{Gd} x} \quad (3)$$

avec $\Sigma_{Gd} = \sigma_{155} * n_{155} + \sigma_{157} * n_{157}$, où σ_{155} , n_{155} , σ_{157} , n_{157} représentent respectivement les sections efficaces et les densités de noyaux des isotopes 155 et 157 du Gadolinium. L'application numérique nous donne $\Sigma_{Gadolinium} = 0,33 \text{ cm}^{-1}$. On souhaite que le maximum de neutrons soient captés. On prendra ici le cas où 99% des neutrons thermiques sont captés par le Gadolinium. D'après l'équation 3, on a que $l_{abs} = -\frac{\ln(0,01)}{\Sigma_{Gadolinium}} = 14 \text{ cm}$

On a que la longueur totale parcourue est $l_{abs} + l_{therm} = 29 \text{ cm}$. Une cellule de la Target mesure 40 cm de côté. Ainsi le neutron de 1 eV peut être absorbé dans la même cellule que celle où il a été émis.

*. soit A le nombre de nucléons du noyau cible, on définit $\xi = 1 + \frac{(A-1)^2}{2A} \ln\left(\frac{A-1}{A+1}\right)$

On peut refaire les calculs précédents en considérant cette fois un neutron de 200 keV (énergie maximale). On obtient une longueur totale de 94cm, ce qui est supérieur à la longueur d'une cellule, mais reste inférieur à la longueur totale de la Target. Le neutron sera donc tout de même détecté.

Enfin, on considère que les neutrons rapides sont rapidement thermalisés et on cherche en combien de temps les neutrons thermiques sont absorbés. On sait que la vitesse des neutrons thermiques est $v_0 = \sqrt{\frac{2E_0}{m}}$ avec $E_0 = 0,025$ eV. On retrouve que les neutrons thermiques se déplacent à $2190 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. La longueur d'absorption étant de 14cm, on a $t_0 = \frac{l_0}{v_0} = 64 \text{ } \mu\text{s}$. Ainsi, les neutrons sont absorbés environ 64 μs après avoir été émis.

3.3 Les photons

Dans cette partie, il faut considérer 2 types de gammas d'énergies différentes émis par 2 processus différents. Certains gammas proviennent de l'annihilation des positons et d'autres de la capture des neutrons par le Gadolinium.

Par conservation de l'impulsion, on peut déterminer que dans le cas de l'annihilation des positons, $E_{\gamma\text{positon}} = 511 \text{ keV}$. Dans le cas de l'absorption du neutron, il faut tenir compte de l'énergie de liaison entre les nucléons atomiques. On négligera ici l'énergie des neutrons thermiques très faible devant l'énergie de liaison (environ 10^{-8}). Pour le Gadolinium 155 et 157, on a en moyenne un excès de masse de 1,3407 ua. Cela nous donne une énergie de liaison $b_{\text{noyau}} = 1,3407 * 938,92 = 1259 \text{ MeV}$. Ces deux atomes possèdent en moyenne 156 nucléons dans leur noyaux, on a donc que $b_{\text{neutron}} = \frac{1259}{156} = 8,07 \text{ MeV}$. Ainsi, on considérera que le gamma émis par le noyaux de Gadolinium excité a une énergie de 8 MeV.

Nous allons maintenant vérifier que ces gammas peuvent être détectés. Pour cela, nous allons considérer que les gammas sont émis au milieu de la target. La distance parcourue que nous prendrons en compte sera donc $l = 240/2 + 40\text{cm} = 160\text{cm}$; 40 cm étant l'épaisseur du Gamma-catcher. On sait que la proportion de gammas absorbés suit une loi exponentielle avec $\frac{N(x)}{N_0} = e^{-\mu x}$ avec μ le coefficient d'atténuation linéique. On trouve la valeur de μ dans la base de donnée Xcom en sélectionnant n'importe quel matériau composé en fraction molaire à 80% de carbone et 20% d'hydrogène (ici on a choisit l'éthane qui respecte cette condition). La base de donnée nous donne la valeur de $\frac{\mu}{\rho}$, on multiplie donc la valeur donnée par la masse volumique du liquide scintillant $\rho = 0.86 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$. Ainsi, on obtient $\mu_{8 \text{ MeV}} = 2,13 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$ et $\mu_{511 \text{ keV}} = 8,98 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$. Les photons émis sont donc en grande majorité arrêtés dans le volume de détection.

En utilisant ces valeurs dans la loi exponentielle et en considérant $l = 160 \text{ cm}$, on obtient $\left(\frac{N(x)}{N_0}\right)_{8 \text{ MeV}} = 3\%$ et $\left(\frac{N(x)}{N_0}\right)_{511 \text{ keV}} = 0,00006\%$. Donc, pour des photons émis au milieu de la Target, seul 3% de ceux émis à 8 MeV et 0,00006% de ceux émis à 511 keV ne sont pas absorbés.

Dans la prochaine partie, nous allons traiter des aspects blindage de la structure contre les particules extérieures.

4 Blindages divers contre les rayonnements extérieurs à l'expérience

4.1 Blindage contre les neutrons

Les neutrons atteignent STEREO selon un spectre continu allant des énergies thermiques jusqu'à 8-10 MeV. Nous allons ici montrer que ces neutrons sont bel et bien arrêtés par les différentes épaisseurs de blindage.

4.1.1 Les neutrons thermiques

La fraction de neutrons thermiques arrêtés suit la loi exponentielle $\frac{N(x)}{N_0} = e^{-\Sigma x}$ avec Σ l'atténuation linéique. D'après la base de données ENDF, pour des neutrons thermiques on a $\sigma_{B_4C} = 3868$ barn. La base de données nous donne $\rho_{B_4C} = 2,52 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$, et on a $M_{B_4C} = 55,255 \text{ g/mol}$. On sait que $n = \frac{\rho_{B_4C} \cdot N_A}{M_{B_4C}} = 2,75 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$. Enfin

$$\Sigma_{B_4C} = \sigma_{B_4C} * n = 106 \text{ cm}^{-1} \implies \left(\frac{N(0,5 \text{ cm})}{N(0)} \right)_{nth} = 1,43 \cdot 10^{-23}$$

Ainsi, les neutrons thermiques sont très largement arrêtés par la couche de B_4C .

4.1.2 Les neutrons rapides

On sait déjà que le B_4C n'a pas pour objectif de thermaliser les neutrons rapides. En reprenant les valeurs précédemment calculées et en remplaçant σ_{B_4C} par sa valeur à 10 MeV, on obtient une atténuation de 0,01%. La dernière couche de blindage est constitué de polyéthylène boré. Comme vu précédemment, le bore absorbe aisément les neutrons thermiques. Nous considérerons donc que les neutrons rapides thermalisés sont automatiquement absorbés. Un calcul comme celui effectué en partie 3.2 conduirait à des résultats peu exploitables. Nous chercherons donc la longueur de demi-atténuation du flux de neutrons rapides en considérant qu'elle suit la loi exponentielle. Dans le cas général, on a

$$x_{1/2} = \frac{\ln(2)}{\Sigma} \quad (4)$$

Ainsi, d'après la base de donnée ENDF, $\sigma_{Pb} = 2,7$ barn. On trouve $n_{Pb} = 3,3 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ soit $\Sigma_{Pb} = 0,09 \text{ cm}^{-1}$. Donc $x_{1/2Pb} = 7,7 \text{ cm} < 10 \text{ cm}$. On a donc que la longueur de demi-atténuation du faisceau de neutrons rapides dans le plomb est inférieure à la largeur de blindage en plomb, on peut donc considérer qu'au moins la moitié du faisceau de neutron a été arrêté dans cette partie là du blindage. De la même manière, on trouve $x_{1/2polyeth} = 17,3 \text{ cm} < 20 \text{ cm}$. La moitié du faisceau de neutrons rapides est également arrêtée dans le polyéthylène boré. Plus précisément, en utilisant la loi de décroissance exponentielle pour les épaisseur de blindage considérées, on trouve $\left(\frac{N(10 \text{ cm})}{N(0)} \right)_{Pb} = 40\%$ et $\left(\frac{N(20 \text{ cm})}{N(0)} \right)_{polyeth} = 45\%$. On calcule alors l'atténuation totale : $45\% * 40\% = 18\%$. Donc, le blindage permet d'atténuer de 82% le faisceau de neutrons rapides extérieur à l'expérience. Le blindage est suffisant mais il faudra faire attention à de potentiels signaux émis dans le gamma-catcher à cause de ces neutrons extérieurs.

4.1.3 Partie expérimentale

Le but de cette expérience est de vérifier la manière dont les neutrons de différentes énergies sont arrêtés. Nous avons à disposition une source de neutrons allant des neutrons thermiques aux neutrons rapides, un détecteur de neutrons, plusieurs plaques de plexiglass d'environ 1,3 cm d'épaisseur et une plaque de cadmium de quelques millimètres d'épaisseur.

Les graphes suivants affichent en abscisse le "bin" du neutron détecté, proportionnel à son énergie, et en ordonnée le nombre de "coups" proportionnel au nombre de neutrons détectés. Dans le premier graphe, nous avons placé le détecteur au dessus de la source de neutron sans aucune épaisseur de quelconque matériau (sauf celui d'origine destiné à protéger l'expérimentateur). Le second graphe, résulte de l'acquisition après avoir placé la plaque de Cadmium au dessus de la source.

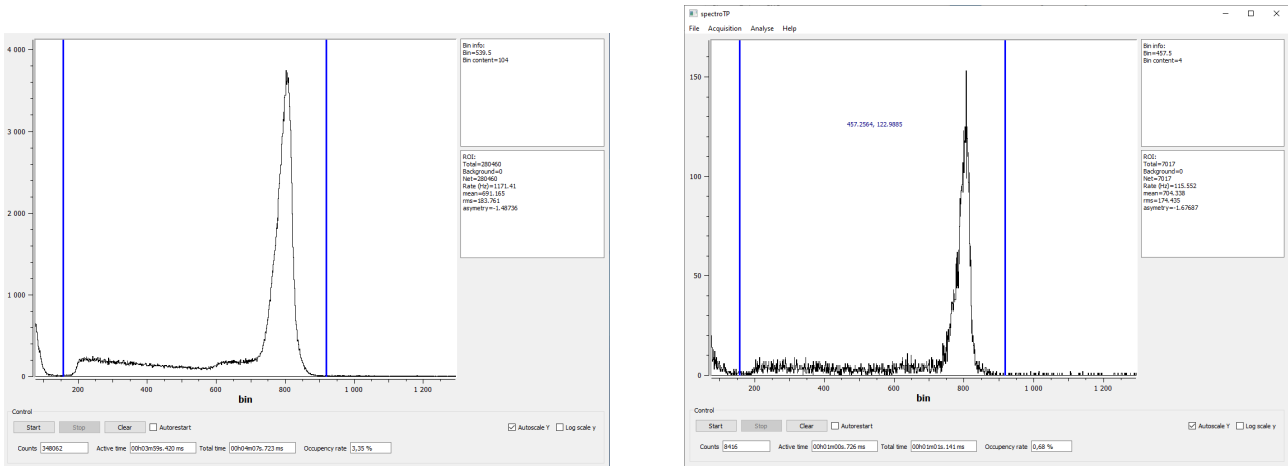


FIGURE 4 – Signal de sortie avec source seule (gauche) et avec Cadmium (droite)

Ainsi, on voit que les neutrons de plus basse énergie ont été absorbés ou sont réduits. Comme calculé précédemment, on sait que les neutrons thermiques ont été absorbés par le Cadmium et qu'il ne reste que les neutrons rapides qu'il va falloir thermaliser en disposant de plus en plus de couches de plexiglass au dessus de la source. On effectue l'expérience avec et sans Cadmium afin d'estimer l'atténuation des neutrons rapides et des neutrons thermiques (par déduction).

En ajoutant des couches de plexiglass au dessus du Cadmium placé sur la source, on obtient le graphe suivant : avec "rate" le nombre de coups par unité de temps.

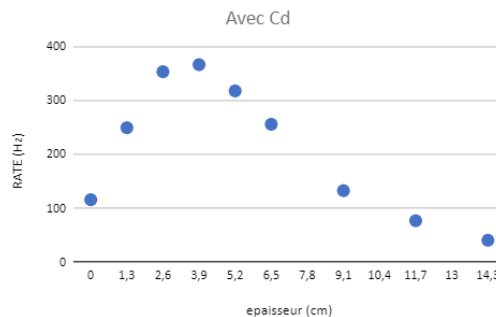


FIGURE 5 – Coups par seconde en fonction de l'épaisseur de plexiglass

Ce graphe n'est pas très parlant en l'état, il contient des neutrons rapides ainsi que des neutrons thermalisés. A l'aide des données du graphe sans Cadmium, nous allons pouvoir supprimer la composante des neutrons thermalisés.

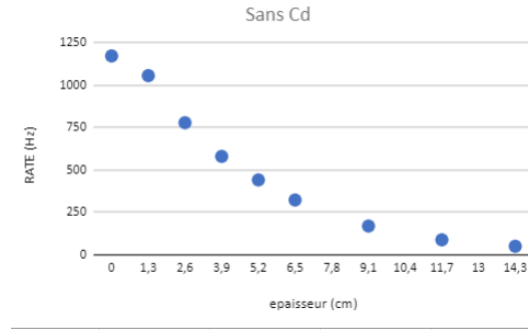


FIGURE 6 – Coups par seconde en fonction de l'épaisseur, sans Cadmium

Sans Cadmium et en ajoutant de plus en plus d'épaisseur de plexiglass, on obtient le graphe suivant :

Ce dernier graphe contient l'atténuation des neutrons thermiques et des neutrons rapides, on peut ainsi construire l'atténuation des neutrons thermiques en retranchant les valeurs sans Cadmium par les valeurs avec Cadmium, on obtient le graphe suivant (mis en échelle log pour montrer la décroissance exponentielle) :

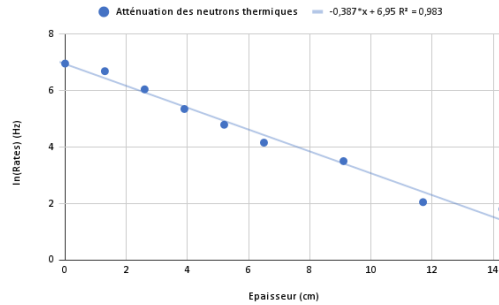


FIGURE 7 – Atténuation des neutrons thermiques en fonction de l'épaisseur de plexiglass

Enfin, à partir de la valeur du coefficient obtenu dans le graphe 7 ($\mu = 0,387 \text{ cm}^{-1}$) nous avons essayé de reconstruire la décroissance des neutrons rapides en multipliant cette décroissance par $e^{\mu \cdot x}$. On obtient le graphe figure 8. Il n'est pas exploitable quantitativement, car il n'atteint pas la saturation. Si cela avait été le cas, nous aurions pu déterminer quantitativement l'atténuation des neutrons rapides par le plexiglass. Il faut noter que l'on obtient une courbe qui est celle complémentaire à une atténuation, car on ne détecte que des neutrons thermiques.

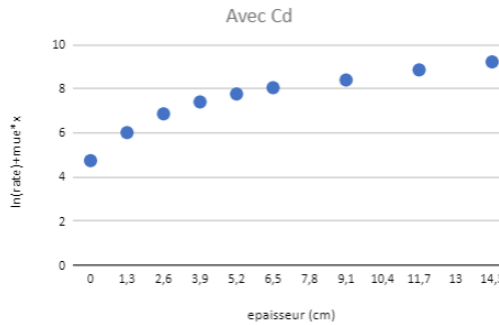


FIGURE 8 – Atténuation des neutrons rapides

Nous avons donc réussi à montrer que les neutrons thermiques suivent bien un loi de décroissance exponentielle dont nous avons déterminé le coefficient d'atténuation linéique. Nous avons

également vu que le Cadmium était un bon matériau pour arrêter les neutrons thermiques et le cadmium pour thermaliser les neutrons rapides.

4.2 Blindage contre les photons

On cherche à démontrer que la nature des blindages sont suffisantes pour atténuer le flux de photons parasite, provenant de l'activation d'atomes d'Oxygène ($E_{\gamma,1} = 9,1 \text{ MeV}$) et d'Aluminium ($E_{\gamma,1} = 7,7 \text{ MeV}$) extérieurs à l'expérience.

Le blindage est composé d'une couche de 20 cm de polyéthylène boré puis d'une couche de 10 cm de Plomb (on suppose qu'au vu de sa faible masse volumique et de sa faible épaisseur, la couche de B_4C n'atténue pas le flux de photons).

Le nombre de photons dans le flux en fonction de l'épaisseur x de matériau traversé est donné par :

$$N(x) = N_0 e^{-\mu x}$$

On en déduit le coefficient d'atténuation :

$$\alpha_\gamma = \frac{N_0}{N(x)} = e^{\mu x} = e^{\frac{\mu}{\rho} \rho x}$$

où μ est le coefficient d'atténuation linéique qui dépend du matériau.

4.2.1 Atténuation par le Plomb

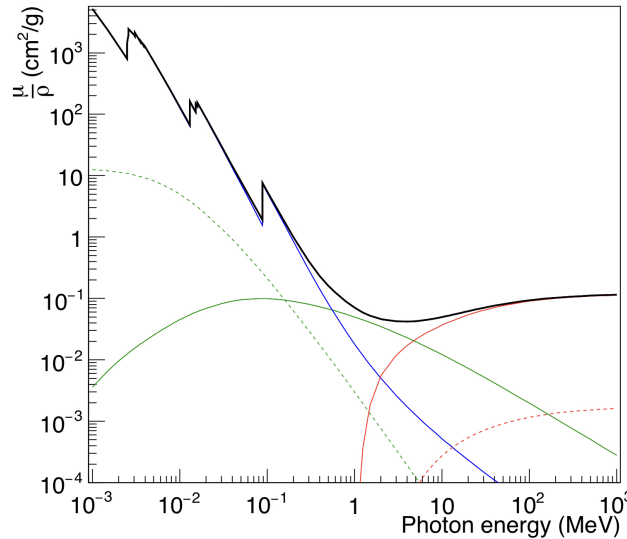


FIGURE 9 – $\frac{\mu}{\rho}$ du Plomb pour des photons de 10^{-3} à 10^3 MeV

Le Plomb est la source principale d'atténuation des photons dans le blindage du détecteur. On détermine grâce à la figure 9 les valeurs de $\frac{\mu}{\rho}(E_{\gamma,1})$ et $\frac{\mu}{\rho}(E_{\gamma,2})$:

$$\frac{\mu}{\rho}(E_{\gamma,1}) = 5,0 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^2/\text{g}$$

$$\frac{\mu}{\rho}(E_{\gamma,2}) = 4,7 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^2/\text{g}$$

d'où, pour une épaisseur de 10cm de Plomb de masse volumique $\rho = 11,35 \text{ g/cm}^3$:

$$\alpha_{\gamma,O} = 306,4$$

$$\alpha_{\gamma,Al} = 217,3$$

4.2.2 Atténuation par le Polyéthylène Boré

On cherche maintenant la contribution du Polyéthylène Boré à l'atténuation des photons. Le Polyéthylène Boré commercial est constitué de Polyéthylène $(C_2H_4)_n$ enrichi de 5% de Bore, de masse volumique $\rho = 1,01 \text{ g/cm}^{-3}$. Le coefficient d'atténuation linéique d'un composé est donné par la somme des atténuations linéiques pondérées par les fractions massiques :

$$\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{total} = \sum_i f_i \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_i$$

Pour du $(C_2H_4)_n$ pur, les fractions massiques de Carbone et d'Hydrogène sont de $f_C = \frac{2 \cdot 12}{28} = 85,7\%$ et de $f_H = \frac{4 \cdot 1}{28} = 14,3\%$. Avec une fraction massique de Bore de $f_B = 5\%$, on trouve maintenant $f_C = 81,4\%$ et $f_H = 13,6\%$. On trouve dans les tables* les atténuations linéiques pour C, H et B :

Élément	$\frac{\mu}{\rho}(10\text{MeV})(\text{cm}^2/\text{g})$	$\frac{\mu}{\rho}(5\text{MeV})(\text{cm}^2/\text{g})$
C	$1,96 \cdot 10^{-2}$	$2,71 \cdot 10^{-2}$
H	$3,25 \cdot 10^{-2}$	$5,05 \cdot 10^{-2}$
B	$1,75 \cdot 10^{-2}$	$2,48 \cdot 10^{-2}$

On en déduit :

$$\frac{\mu}{\rho}(10\text{MeV}) = 2,12 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^2/\text{g}$$

$$\frac{\mu}{\rho}(5\text{MeV}) = 3,02 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^2/\text{g}$$

Pour avoir des valeurs approximatives aux énergies $E_{\gamma,1}$ et $E_{\gamma,2}$, on peut supposer qu'entre 5 et 10 MeV l'évolution de $\frac{\mu}{\rho}$ est linéaire. On trouve donc :

$$\frac{\mu}{\rho}(E_{\gamma,1}) = 2,28 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^2/\text{g}$$

$$\frac{\mu}{\rho}(E_{\gamma,2}) = 2,53 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^2/\text{g}$$

Les coefficients d'atténuation pour le Polyéthylène Boré sont donc :

$$\beta_{\gamma,O} = 1,59$$

$$\beta_{\gamma,Al} = 1,67$$

4.2.3 Atténuation totale

Avec le travail fait dans les deux sections précédentes, on peut trouver le coefficient d'atténuation total, qui est le produit des coefficients d'atténuation pour chaque matériau :

$$\alpha_{\gamma,O,total} = \alpha_{\gamma,O} \beta_{\gamma,O} = 484,1$$

$$\alpha_{\gamma,Al,total} = \alpha_{\gamma,Al} \beta_{\gamma,Al} = 362,9$$

*. https://inis.iaea.org/collection/NCLCollectionStore/_Public/35/094/35094951.pdf

4.2.4 Partie expérimentale

Le but de cette expérience est de vérifier la décroissance exponentielle d'un flux de photons à travers le Plomb et de calculer expérimentalement un coefficient d'atténuation.

On dispose d'une source de ^{60}Co dont le spectre d'émissions de photons présente deux pics significatifs, à 1,173 MeV et 1,330 MeV. Le dispositif expérimental nous permet de placer une épaisseur variable de Plomb (ou autre matériau) entre la source et le détecteur, ce qui nous permet de faire une mesure du flux de photons à travers une épaisseur connue de Plomb.

Ceci induit une variation de la distance entre la source et le détecteur, il faut donc prendre en compte la variation d'angle solide.

Son expression est :

$$\Omega + d\Omega = \frac{S}{(R + dR)^2} \Rightarrow \frac{\Omega + d\Omega}{\Omega} = \frac{1}{(1 + \frac{dR}{R})^2} \approx 1 - 2\frac{dR}{R}$$

La variation de flux à travers le détecteur lorsqu'on en éloigne la source d'une distance dR est donc :

$$d\phi = (\phi + d\phi) - \phi = \int NR^2(1 - 2\frac{dR}{R})d\Omega - \int NR^2d\Omega = -2\frac{dR}{R} \int NR^2d\Omega = -2\frac{dR}{R}\phi$$

Il faut donc corriger les valeurs mesurées en leur rajoutant la quantité $-d\phi = 2\frac{dR}{R}\phi$. On suppose que la distance initiale entre la source et le détecteur est de l'ordre de $R = 2 \text{ cm}$.

Les résultats de nos mesures sont récapitulés dans les tableaux suivants :

Épaisseur (cm)	coups	temps (s)	flux (s^{-1})	flux corrigé (s^{-1})
0	213406	162,9	1310,04	1310,04
0,3	135585	130,8	1036,58	1285,36
0,7	46032	69,73	660,14	1029,82
1	15777	33,92	465,12	837,22
1,3	11734	36,44	322,01	656,89
1,6	11146	50,12	222,38	507,04
1,9	15459	98,93	156,26	393,78
2,4	15289	155,43	98,36	287,22

TABLE 1 – Tableau récapitulatif des mesures faites, pour $E = 1,173 \text{ MeV}$

épaisseur (cm)	coups	temps (s)	flux (s^{-1})	flux corrigé (s^{-1})
0	186832	162,9	1146,91	1146,91
0,3	122432	130,8	936,02	1160,67
0,7	42713	69,73	612,54	955,57
1	15070	33,92	444,28	799,70
1,3	11781	36,44	323,29	659,52
1,6	11272	50,12	224,90	512,77
1,9	15937	98,93	161,09	405,95
2,4	16208	155,43	104,27	304,49

TABLE 2 – Tableau récapitulatif des mesures faites, pour $E = 1,330 \text{ MeV}$

On remarquera que la valeur pour une épaisseur nulle de Plomb n'a pas de correction au premier ordre en dR . Dans les deux cas, on choisit donc d'ignorer ce point de mesure, qui baisse artificiellement le coefficient obtenu par régression exponentielle.

On peut alors faire une régression exponentielle sur ces données corrigées pour trouver une valeur expérimentale du coefficient d'atténuation linéique μ :

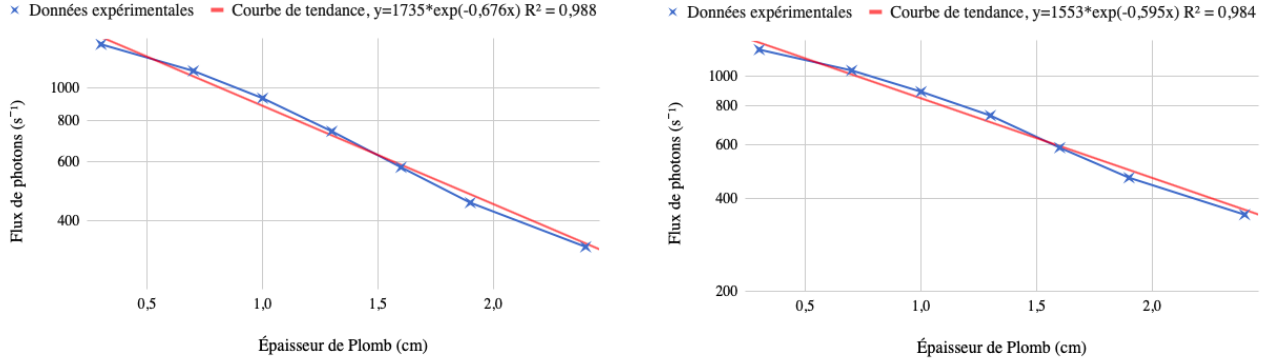


FIGURE 10 – Régression exponentielle, pour 1,173 MeV (gauche) et 1,330 MeV (droite)

On trouve comme valeurs expérimentales :

$$\mu(E = 1,173 \text{ MeV}) = 0,676 \text{ cm}^{-1} \quad \text{et} \quad \mu(E = 1,330 \text{ MeV}) = 0,595 \text{ cm}^{-1}$$

soit, rapporté à la masse volumique du Plomb :

$$\frac{\mu}{\rho}(E = 1,173 \text{ MeV}) = 5,96 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^2/\text{g} \quad \text{et} \quad \frac{\mu}{\rho}(E = 1,330 \text{ MeV}) = 5,24 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^2/\text{g}$$

Ces résultats correspondent avec les résultats que l'on peut trouver sur des bases de données telles que NIST, où on trouve une valeur de $7,102 \cdot 10^{-2}$ pour $E = 1 \text{ MeV}$ et $5,222 \cdot 10^{-2}$ pour $E = 1,5 \text{ MeV}$.

On peut utiliser ces résultats pour calculer le coefficient d'atténuation après 10 cm de Plomb et ainsi comparer nos résultats expérimentaux aux résultats théoriques calculés précédemment.

En se référant à la figure 9, on peut voir qu'entre 1 et 10 MeV, le $\frac{\mu}{\rho}$ du Plomb varie peu, donc l'ordre de grandeur de l'atténuation sera comparable à ceux calculés avec les énergies de la partie théorique (on comparera bien évidemment ces résultats à ceux obtenus avec une épaisseur de Plomb uniquement).

$$\alpha_\gamma = \frac{N_0}{N(x)} = e^{\mu x}$$

d'où

$$\alpha_\gamma(E = 1,173 \text{ MeV}) = 862,6 \quad \text{et} \quad \alpha_\gamma(E = 1,330 \text{ MeV}) = 383,8$$

Ces valeurs sont plus élevées que celles trouvées théoriquement, à cause de la valeur de μ légèrement plus élevée.

Les variations de α_γ sont très rapides : pour $x = 10 \text{ cm}$, ce coefficient double pour une variation de μ de $\frac{\ln 2}{10} = 0,069 \text{ cm}^{-1}$. Trouver des valeurs de α_γ qui soient dans le même ordre de grandeur que celles obtenues dans la partie théorique est donc satisfaisant.

4.2.5 Conclusion

Grâce aux calculs théoriques, confirmés par l'expérience en laboratoire, on peut conclure qu'un blindage par une épaisseur de 10 cm de Plomb sera suffisant pour atténuer le flux de photons venant de l'extérieur de sorte à ce qu'il ne crée pas de faux signal retardé.

4.3 Vêto contre les muons

Nous allons dans cette dernière partie nous focaliser sur les muons cosmiques. Ils sont créés par des particules de très haute énergie, provenant du soleil ou plus généralement de la galaxie. En bombardant continuellement les couches supérieures de notre atmosphère et en interagissant avec les atomes qui y sont présents, le rayonnement cosmique crée une gerbe atmosphérique composée de muons due à la désintégration des pions chargés.

La durée de vie du muon (de l'ordre de $2,2 \cdot 10^{-6}$ s) permet, par un effet relativiste important, de l'observer au niveau du sol. Ils composent alors 75% du rayonnement et ont une énergie moyenne de 2 GeV.

4.3.1 Blindage contre les muons

Le pouvoir d'arrêt moyen des muons de haute énergie est donné par :

$$\frac{dE}{dx} = -(a(E) + b(E)E)$$

Où E est l'énergie totale, $a(E)$ représente la diffusion et $b(E)$ les processus radiatifs tels que le bremsstrahlung. Dans notre ordre de grandeur énergétique, $b(E)$ représente moins d'1% du pouvoir d'arrêt. Nous allons donc le négliger.

Essayons de trouver une épaisseur de blindage suffisante pour arrêter les muons avec un matériau tel que le plomb. Soit un muon d'énergie initiale $E = 1$ GeV arrivant sur le plomb de densité $11,35 \text{ g/cm}^3$ avec une perte d'énergie linéique de 1,1. Il nous faudrait 80 cm de plomb pour l'arrêter. Ce chiffre passe à plus de 5 m pour un muon à 2 GeV.

L'idée d'un blindage n'est donc pas réalisable. Néanmoins, il est possible d'effectuer un veto contre ces muons si l'on arrive à les détecter.

4.3.2 Détection des muons

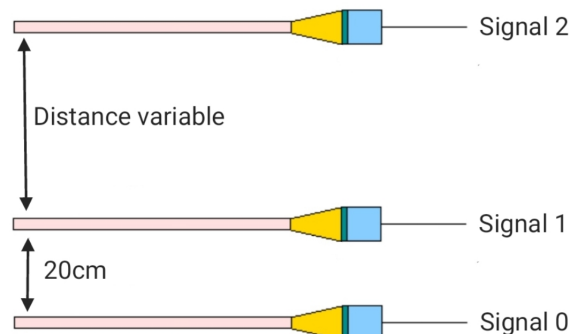


FIGURE 11 – Schéma de l'expérience

Pour tenter de détecter des muons, nous allons utiliser trois scintillateurs plastiques isolés de la lumière extérieure, couplés à des photo-multiplicateurs. Ces scintillateurs ont la forme de plaques de $l = 0,8$ cm d'épaisseur, 100 cm de longueur et de 20 cm de largeur que nous avons orienté horizontalement.

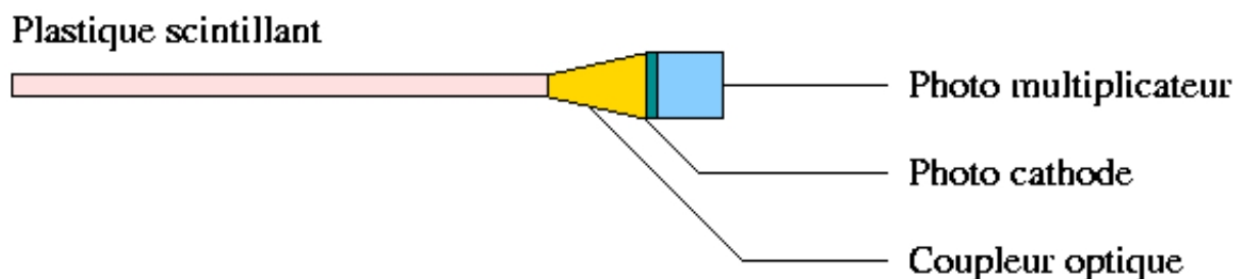


FIGURE 12 – Schéma d'un détecteur rapide de particules chargées

L'idée est simple. Dans de l'hydrogène, les muons déposent plusieurs MeV/g/cm^2 . Ils vont donc sans problème déposer une partie de leur énergie dans le scintillateur, que nous allons essayer de détecter.

Pour détecter les muons nous utilisons :

- des discriminateurs qui vont générer une porte logique de 50 ns de largeur et 0,7 V d'amplitude pour chaque signal dépassant un certain seuil afin de simplifier l'analyse (nous avons ajusté le seuil de déclenchement pour chaque scintillateur avec des valeurs allant de -17 mV à -50 nV pour contrer les défauts des détecteurs)
- 3 scintillateurs mis en coïncidence pour s'assurer que le signal mesuré correspond bien à un muon (la seule particule pouvant traverser au moins 2 scintillateurs quasiment au même instant, et non pas au bruit de fond ou à une autre particule. en ce qui concerne d'éventuelles coïncidences fortuites l'on peut vite les supposé négligable.

La coïncidence fortuite entre 2 signaux i et j est donné par :

$$N_{ij}^{\text{fortuite}} = \frac{N_i N_j}{T} (L_i L_j)$$

Avec

- N_i est le nombre d'impulsions détectées par le signal i
- L_i (en s) la largeur des impulsions (ici 50 ns)
- T (en s) le temps d'acquisition

Une application numérique nous donne qu'il faut 10 000s pour pouvoir détecter 1 coïncidence fortuite. Expérimentalement, sur une acquisition de 1000s et en introduisant un retard supérieur à 50 ns sur un signal, on ne détecte aucune coïncidence fortuite.

Nous ne détectons donc que des muons, mais pouvons nous tous les détecter ? Cela revient à nous demander si l'épaisseur l des détecteur est suffisant. Dans ce plastique, la production d'UV est de l'ordre de $P = 10\,000$ photons/MeV. En ce qui concerne le photomultiplicateur, son gain est de $G = 10^6$. Ses efficacités globale et quantique de collection des photons sont respectivement de $\epsilon = 20\%$ et $\epsilon_q = 20\%$. Le calcul permettant de trouver le nombre de photons créés est donné par :

$$n = P(E - \frac{dE}{dx}l)G\epsilon\epsilon_q$$

soit, pour un muon de 2 GeV, $8 \cdot 10^{11}$ photons sont créés, de quoi être largement détectés par les photodétecteurs.

Nous avons pour des acquisitions de 100 s modifié la distance entre le 3ème détecteur et les 2 autres afin de modifier l'angle solide de détection. On constate que les muons arrivent selon un flux non uniforme.

Coïncidence	distance (cm)	comptage	comptage par seconde (s^{-1})
0/1	20	1002	10,02
0/2	100	127	1,27
1/2	120	162	1,62
0/1/2		89	0,89
0/1	20	1094	10,94
0/2	65	207	2,07
1/2	85	306	3,06
0/1/2		170	1,70
0/1	20	1054	10,54
0/2	40	312	3,12
1/2	60	528	5,28
0/1/2		245	2,45
0/1	20	1052	10,52
0/2	23	496	4,96
1/2	43	921	9,21
0/1/2		418	4,18

TABLE 3 – Tableau récapitulatif des mesures faites pour la détection de muons

4.3.3 Veto contre les muons

Nous pouvons donc détecter les muons et inclure le veto dans le détecteur STEREO. En ajoutant un volume d'eau (qui contient de l'hydrogène et où les muons vont donc déposer une partie de leur énergie), les muons vont créer des photons et en détectant ces derniers, nous pouvons rejeter efficacement les événements liés aux muons. Les 25 cm d'eau vont permettre à un muon de 2 GeV de créer 10^{14} photons (en supposant l'utilisation d'un photomultiplicateur identique au notre).

5 Conclusion

Grâce à ce projet, nous avons d'une part pu nous servir des connaissances fournies par le cours afin de faire des calculs appliqués à des cas pratiques comme les différents aspects du détecteur STEREO, d'autre part pu retrouver ces résultats expérimentalement au travers de différentes expériences. Enfin, nous avons pu constater qu'il n'était pas toujours très aisé d'interpréter certaines données qui peuvent même parfois s'avérer déroutantes en cas de mauvaise interprétation.