

 DSM/DAPNIA/SPhN	<i>Etude de la détection d'actinides par muons cosmiques</i>	Mars 05	1/17
		DAPNIA-05-33	

**Etude de la détection
d'actinides par muons cosmiques**

**E. Burtin, H. Safa
DSM / DAPNIA / SPhN**

Note technique

 DSM/DAPNIA/SPhN	<i>Etude de la détection d'actinides par muons cosmiques</i>	Mars 05	2/17
		DAPNIA-05-33	

LISTE DE DIFFUSION

LISTE DE DIFFUSION	DIFFUSION CONTROLEE	DIFFUSION NON CONTROLEE
DAM / DMSE – R. BAUDRILLART		X
DAM / DMSE - B. JOUNIAUX		X
DAM / - H. RAOUL		X
DAM / DMSE - P. ZAMORA		X
DPG / - D. BROCHARD		X
DSM / DIR – I. NENNER		X
DSM / DIR – J.P. CAMINADE		X
DSM/DAPNIA/DIR – J. ZINN-JUSTIN		X
DSM/DAPNIA/SPhN – N. ALAMANOS		X
DSM/DAPNIA/SPhN – E. BURTIN		X
DSM/DAPNIA/SPhN – H. SAFA		X

 DSM/DAPNIA/SPHN	<i>Etude de la détection d'actinides par muons cosmiques</i>	Mars 05	3/17
		DAPNIA-05-33	

SOMMAIRE

1. INTRODUCTION	4
2. SOURCE DE MUONS COSMIQUES.....	4
2.1. ORIGINE.....	4
2.2. INTENSITE ET SPECTRE DES MUONS COSMIQUES	4
3. LA DIFFUSION MULTIPLE DES MUONS.....	4
3.1. PRINCIPE DE LA DIFFUSION MULTIPLE.....	4
3.2. ANGLE DE DIFFUSION	4
4. PRINCIPE DE LA DETECTION	4
4.1. REALISATION EXPERIMENTALE	4
5. SIMULATIONS ET APPROXIMATIONS.....	4
5.1. ETUDE ANALYTIQUE	4
5.2. SIMULATIONS A L'AIDE DE CODES DE CALCUL	4
5.3. SIMULATIONS AVEC LE CODE GEANT	4
6. LIMITES DE DETECTION.....	4
6.1. LIMITE EN MASSE DETECTABLE	4
6.2. LIMITE EN TEMPS DE MESURE	4
7. CONCLUSIONS	4

 DSM/DAPNIA/SPHN	<i>Etude de la détection d'actinides par muons cosmiques</i>	Mars 05	4/17
		DAPNIA-05-33	

1. INTRODUCTION

La non-prolifération en matière nucléaire est un épineux problème très actuel, en raison de la crainte au niveau international suscitée par l'utilisation incontrôlée de substances dangereuses. En conséquence, il est apparu nécessaire de recenser toute production ou utilisation de matière nucléaire dans les installations existantes de par le monde afin de pouvoir correctement comptabiliser ce qui pourrait éventuellement être abusivement détourné. Le trafic de matière nucléaire est encore à l'heure actuelle très mal évalué principalement du fait de l'absence de contrôles efficaces aux frontières. Autant la grande majorité des substances radioactives peut être aisément mesurable à distance (en utilisant par exemple un détecteur à base de cristaux scintillants), autant les actinides (éléments nucléaires) seront difficilement détectables. En effet, ceux-ci se désintègrent essentiellement en émettant des particules alpha. Ils n'émettront dans la plupart des cas que peu de rayonnement gamma, ou alors des gammas de faible énergie (inférieure à 200 keV). Les particules alpha émises s'arrêteront immédiatement dans la matière elle-même (une feuille de papier suffit à les bloquer). Quant aux gammas, du fait de leur faible énergie, leur intensité sera grandement atténuée à la sortie de l'objet. En conséquence, un élément de matière nucléaire noyé dans une grande masse de matière ordinaire sera donc quasiment indétectable par les appareillages actuels, ce qui rend d'autant plus difficile la tâche de ceux qui voudraient en limiter le détournement. Aussi, un grand nombre de physiciens de par le monde tentent de proposer une solution permettant une détection réellement efficace de ces matières nucléaires.

Une des solutions possibles envisagée est l'utilisation des muons cosmiques. Cette suggestion a été faite par une équipe du LANL (Los Alamos National Laboratory) aux Etats-Unis [1,2]. L'idée est simple. Elle consiste à mesurer l'angle de déviation des muons traversant la matière sondée. Cet angle de diffusion dépend du numéro atomique Z du ou des atomes composant le matériau. L'angle de déviation sera d'autant plus élevé que Z est élevé. La signature de l'existence ou non d'actinides dans la matière sondée (en réalité d'atomes de numéro atomique élevé) sera donc déterminée par la présence d'angles de diffusion importants.

Cette étude a pour but d'approfondir l'analyse de la détection d'actinides par muons cosmiques et de fournir quelques évaluations des limites de détection (en masse détectable aussi bien qu'en temps de mesure) de cette technique.

2. SOURCE DE MUONS COSMIQUES

2.1. Origine

Le rayonnement cosmique [3,4] primaire est produit par des sources astrophysiques. Il est constitué en grande majorité de protons mais aussi d'ions dont l'abondance décroît quand le nombre de nucléons augmente. Les protons interagissent dans l'atmosphère avec les noyaux des éléments présents et produisent des pions. Ces pions (durée de vie 10^{-8} s) se désintègrent alors en muons. La durée de vie des muons est de $2.2 \cdot 10^{-6}$ s et, pour une énergie de 4 GeV, ils peuvent parcourir plusieurs dizaines de kilomètres. Au niveau du sol ce sont les muons qui constituent la plus grande partie des rayons cosmiques. Le flux de muons vus par un compteur horizontal est de l'ordre de 1 particule/minute/cm².

 DSM/DAPNIA/SPhN	<i>Etude de la détection d'actinides par muons cosmiques</i>	Mars 05	5/17
	DAPNIA-05-33		

2.2. Intensité et Spectre des muons cosmiques

Le spectre en énergie des muons au niveau de la mer est plat jusqu'à quelques GeV et décroît fortement ensuite pour atteindre une décroissance en $E^{-2.7}$ pour des énergies au delà de 100 GeV avec une énergie moyenne de l'ordre de 4 GeV. La distribution angulaire des muons au niveau du sol est en $\cos^2\theta$, où θ représente l'angle entre le muon et la verticale. Par ailleurs, des variations temporelles de +/- 15 % peuvent être observées.

3. LA DIFFUSION MULTIPLE DES MUONS

3.1. Principe de la diffusion multiple

Lors de sa traversée de la matière, une particule chargée (en l'occurrence, ici un muon chargé) va subir de petites déflexions successives par interaction coulombienne avec les atomes du milieu traversé. A la sortie, le muon aura une trajectoire finale décalée d'un angle θ d'avec sa trajectoire d'incidence dépendant de sa marche aléatoire lors de sa diffusion multiple dans le milieu.

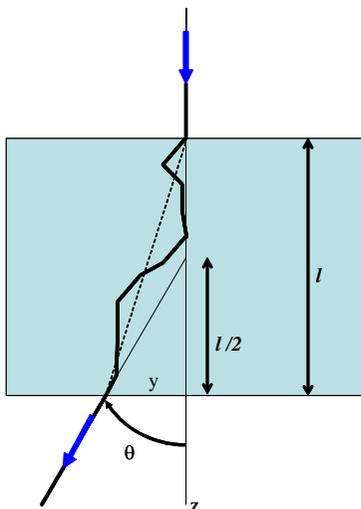


Figure 1 – Un muon cosmique traversant de la matière va subir des déflexions successives par interaction coulombienne. L'angle de sortie θ peut être mesuré par rapport au point central pris le long de la direction incidente.

En utilisant la théorie de Molière [5,6], il peut être démontré [7] que la probabilité d'obtenir un angle de sortie θ est approximée par une gaussienne, c'est-à-dire que, dans un plan transverse par rapport à la direction du muon incident (que l'on définit arbitrairement comme axe z), l'on peut écrire:

 DSM/DAPNIA/SPhN	<i>Etude de la détection d'actinides par muons cosmiques</i>	Mars 05	6/17
	DAPNIA-05-33		

$$p_x(\theta_x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\theta_0} e^{-\frac{\theta_x^2}{2\theta_0^2}}$$

De même,

$$p_y(\theta_y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\theta_0} e^{-\frac{\theta_y^2}{2\theta_0^2}}$$

En posant $\begin{matrix} \theta_x = \theta \cos \alpha \\ \theta_y = \theta \sin \alpha \end{matrix}$, on en déduit $\theta^2 = \theta_x^2 + \theta_y^2$

$$\text{Et l'on obtient } \iint p_x(\theta_x) p_y(\theta_y) d\theta_x d\theta_y = \int_0^\infty p(\theta) d\theta = 1$$

$$\text{avec } p(\theta) = \frac{\theta}{\theta_0^2} e^{-\frac{\theta^2}{2\theta_0^2}}$$

L'angle θ_0 représente donc un écart-type (rms) des angles observés en sortie. Cet angle est donné par la formule approximée [8,9]

$$\theta_0 = \frac{13.6 \text{ MeV}}{\beta c p} \sqrt{\frac{l}{X_0}} [1 + 0.038 \text{Log}(l/X_0)]$$

où p est l'impulsion et βc la vitesse du muon incident. Etant donné les énergies des muons cosmiques, l'on peut considérer que $\beta \sim 1$ et que $pc \sim E_0$, l'énergie du muon incident. X_0 est la longueur de radiation dans la matière traversée. Cette longueur dépend principalement du nombre d'électrons Z de l'atome cible et de la densité atomique (nombre d'atomes par unité de volume). La longueur l est la longueur traversée par le muon dans la cible. La Table 1 montre les valeurs de l'écart-type de l'angle θ_0 observé en sortie lorsqu'un muon cosmique d'énergie 3 GeV traverse un mètre de matière.

Remarquons que les déviations sont faibles (les angles s'expriment en milliradians) et que plus Z est élevé, plus la déviation est importante. Par exemple, la déviation à la traversée d'un bloc de tungstène est plus de dix fois plus élevée qu'à la traversée d'un même volume d'eau (effet de densité et de Z).

Elément	X_0 (g/cm ²)	μ (g/cm ³)	θ_0 (mrad)
C	42.66	2.27	10.790
Eau	36.05	1.00	7.705
W	6.77	19.25	84.363
Pb	6.39	11.34	66.126
U	6.00	19.05	89.297

Table 1 – Ordre de grandeur de la longueur de radiation et de l'angle de diffusion rms pour quelques éléments pour un muon cosmique de 3 GeV traversant 1 mètre de matière.

Par ailleurs, pour des échantillons de taille inférieure à la résolution obtenue avec le système de détection il ne sera a priori pas possible de distinguer différents types de matériaux, seul le nombre total de longueurs de radiation (X_0) est mesurable.

Supprimé : n'est

3.2. Angle de diffusion

Traçons la distribution de probabilité des angles de diffusion θ projetée selon un axe transverse Ox . Cette distribution peut être assimilée à une gaussienne centrée en zéro avec un écart-type θ_0 donné par la formule précédente. Un exemple est fourni sur la Figure 2 pour une traversée d'un mètre d'eau. Des angles de diffusion jusqu'à 20 mrad peuvent être trouvés, mais quasiment aucun angle supérieur à 40 mrad. Alors qu'à la traversée de la même épaisseur d'uranium, les angles résultants des diffusions multiples pourront atteindre jusqu'à 80 mrad.

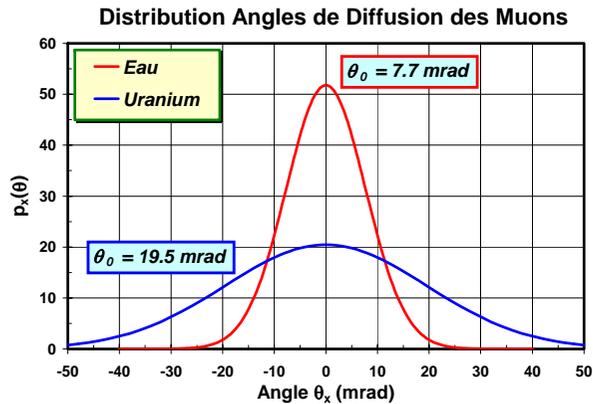


Figure 2 – Distribution des angles de diffusion selon un axe perpendiculaire à la direction du muon incident. Le calcul est normalisé pour 1 m de matière traversée (eau ou uranium) tous deux de densité unitaire.

4. PRINCIPE DE LA DETECTION

Le principe de la détection repose sur le fait que l'angle de diffusion dépend statistiquement, comme on l'a vu, du nombre d'électrons Z de l'atome composant la matière traversée. Si une distribution d'angles de diffusion présente un profil avec des angles importants, elle signera donc la présence d'atomes ayant des Z élevés.

Calculons par exemple la distribution angulaire des muons à la traversée d'une tonne de matière donnée par la fonction $p(\theta)$, intégrée donc dans un cône d'angle au sommet θ (intégration dans les deux directions transverses Ox et Oy). Celle-ci est représentée, toujours

pour une tonne d'eau ou d'uranium de densité 1, sur la figure suivante (Figure 3). L'on remarquera que le maximum de probabilité de l'angle de diffusion est précisément θ_0 .

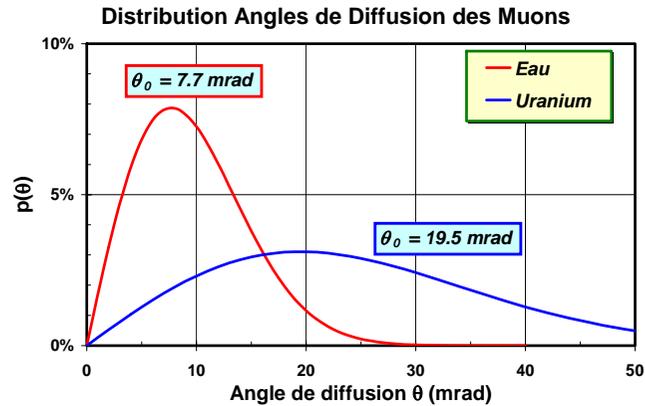


Figure 3 – Distribution intégrée des angles de diffusion en sortie (mêmes hypothèses que celles de la Figure 2).

En mesurant donc les angles de diffusion des muons cosmiques, une distribution statistique peut être tracée, et partant, les valeurs de l'angle θ_0 et de Z peuvent être déduits (la densité de la matière sondée est supposée connue).

La limite de cette méthode réside donc dans une différenciation angulaire grâce à une analyse statistique. Etant donné la valeur de l'intensité de la source de muons cosmiques (10000 particules/m²/minute), la limite de détection sera donnée soit par une masse minimale détectable pour un temps de mesure donné, soit par le temps de mesure nécessaire pour détecter une quantité donnée. Nous analyserons plus précisément cette limite dans le paragraphe 6.

4.1. Réalisation expérimentale

Les détecteurs existants de physique des particules permettent d'envisager une résolution spatiale de 200 microns pour des détecteurs de plusieurs mètres carrés. En considérant deux détecteurs séparés de 1 m, la résolution angulaire sur la trajectoire des muons est de l'ordre de 200 microradians, inférieure de deux ordres de grandeurs aux angles de diffusion coulombienne multiple envisagés.

5. SIMULATIONS ET APPROXIMATIONS

5.1. Etude analytique

Dans toute l'étude qui suit, nous prendrons comme géométrie de référence un cube formé d'un mètre cube d'eau (soit une tonne de matière) dans lequel un petit cube d'arête a et d'une masse donnée d'uranium a été dissimulée. Cette géométrie est plutôt favorable pour la détection par muons cosmiques car la différence de Z et la différence de densité entre l'uranium et l'eau sont importantes. La détection n'en devrait être que plus facilitée.

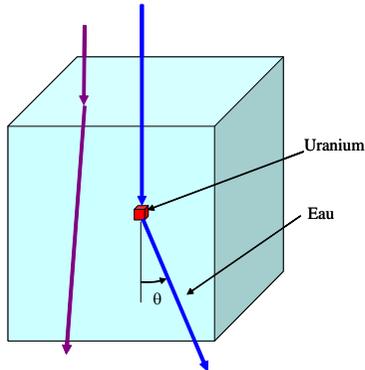


Figure 4 – Géométrie servant de référence comprenant un cube d'uranium au centre d'un mètre cube d'eau.

De plus, dans un souci de simplification, nous supposerons que la source de muons est monodirectionnelle (selon l'axe vertical Oz) et monoénergétique (de 3 GeV). Les effets induits par la dispersion énergétique et les angles d'incidence inclinés par rapport à l'axe vertical seront analysés ultérieurement.

Pour calculer les angles de diffusion de la géométrie précédente, nous calculerons d'abord les deux fonctions de distributions angulaires données par :

- 1) Un cube d'eau pure (ne contenant pas d'uranium) – notée p_0
- 2) Un cube d'eau contenant l'uranium pour une source de muons centrée – notée p_1

$$\text{Or, nous savons que } p_0(\theta) = \frac{\theta}{\theta_0^2} e^{-\frac{\theta^2}{2\theta_0^2}} .$$

En toute rigueur, l'on devrait écrire

$$p_1(\theta) = \int_0^\theta p_0(\theta') p_u(\theta - \theta') d\theta'$$

où $p_u(\theta)$ représente la probabilité de déviation du petit cube d'uranium de côté a .

Mais l'on peut admettre, comme a est supposé petit devant l , que la probabilité globale cumulée (traversée de l'eau, puis de l'uranium, puis encore de l'eau), toujours pour un muon centré et traversant le petit cube d'uranium, s'écrira

$$p_1(\theta) = \frac{\theta}{\theta_1^2} e^{-\frac{\theta^2}{2\theta_1^2}}$$

$$\text{avec } \theta_1 = \frac{13.6 \text{ MeV}}{\beta c p} \sqrt{\frac{\mu l}{X}} \left[1 + 0.038 \text{ Log}(\mu l / X) \right]$$

Ici, on prendra

$$\frac{\mu l}{X} = \frac{\mu_0 (l - a)}{X_0} + \frac{\mu_1 a}{X_1}$$

5.2. Simulations à l'aide de codes de calcul

Des simulations ont été réalisées avec des codes de calcul de type Monte-Carlo. Deux codes différents, à savoir GEANT et MCNPX ont été utilisés.

Dans MCNPX [10], la source de muons a été définie comme indiqué plus haut (monoénergétique et ponctuelle centrée). Les points relevés indiquent en réalité l'ensemble des muons dans un domaine angulaire donné. Il est remarquable et tout à fait satisfaisant de constater que les résultats du code (quoique entachés d'incertitudes du fait de la statistique et du découpage angulaire) sont en accord avec les calculs simplifiés ci-dessus.

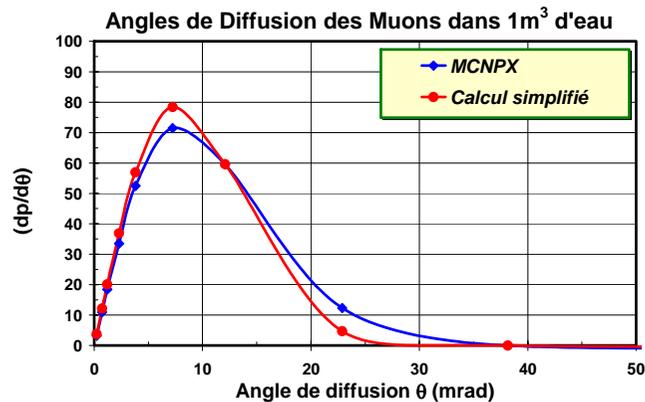


Figure 5 – Comparaison des résultats du code MCNPX avec le calcul direct simplifié présenté ci-dessus dans le cas d'un mètre cube d'eau.

Etant donné l'accord obtenu, nous nous référerons dans les analyses et discussions qui suivront au calcul analytique simplifié, permettant de faire plus aisément varier les paramètres physiques et fournir les sensibilités. Nous reviendrons sur les calculs à l'aide de codes Monte-Carlo pour établir des simulations complètes dans une géométrie précise et finalisée.

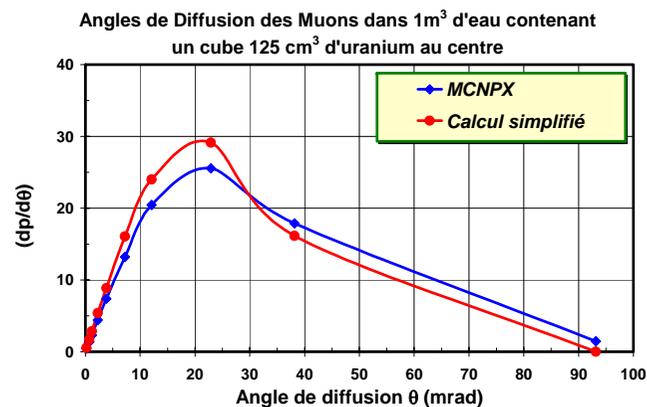


Figure 6 – Même comparaison (code MCNPX et calcul) dans le cas d'un mètre cube d'eau renfermant 125cc d'uranium.

5.3. Simulations avec le code GEANT

Le programme de simulation GEANT 3.21 [11] a été développé par le CERN pour la simulation des expériences de physique des hautes énergies. Tous les processus d'interaction des particules avec la matière sont reproduits pour les énergies supérieures à 10 keV, ce qui est adapté à l'étude que nous voulons faire. La diffusion multiple est notamment prise en compte selon la théorie de Molière qui a été explicitée plus haut. GEANT utilise la méthode Monte-Carlo et propage les particules incidentes et les particules secondaires produites lors des interactions dans la matière.

Lors du passage des particules dans les détecteurs, les caractéristiques des traces sont enregistrées. Le dispositif expérimental prévu permet de mesurer la direction du muon incident ainsi que celle du muon après qu'il ait subi la diffusion multiple dans la matière. A partir de ces deux droites, on calcule l'angle de diffusion, la distance de moindre approche ainsi que la position qui réalise cette distance de moindre approche et que nous appellerons « vertex » par la suite. En demandant par la suite de ne conserver que les vertex pour lesquels l'angle de diffusion est grand nous pouvons ainsi localiser les inhomogénéités de matières.

Nous avons considéré le même type d'échantillon que par la méthode MCNPX, c'est à dire des échantillons d'Uranium placés au centre d'un mètre cube d'eau. Le système de détection simulé est composé de deux détecteurs de 2x2 m² placés à 1,50 m du centre de l'échantillon. Les muons générés ont une énergie comprise entre 3 et 5 GeV et une distribution angulaire en $\cos^2\theta$.

La distribution spatiale à trois dimensions des vertex reconstruits est présentée sur la Figure 7. Comme la majeure partie des particules qui traversent le dispositif ne subit qu'une faible déviation, nous avons choisi de ne représenter que les coordonnées des vertex pour lesquels l'angle de diffusion est supérieur à 25 mrad (points bleus). Un raffinement est

apporté en colorant en rouge les vertex pour lesquels l'angle de diffusion est supérieur à 35 mrad. Ces paramètres sont ajustés a posteriori afin d'augmenter le contraste.

La figure de gauche correspond à 10 minutes d'exposition aux muons cosmiques pour un échantillon de $5 \times 5 \times 5 \text{ cm}^3$ d'Uranium (soit 2,3 kg) et l'échantillon est observé sans ambiguïté. La figure de droite correspond à 1h30 d'exposition pour un échantillon de $(1,7 \times 1,7 \times 1,7 \text{ cm}^3)$ d'Uranium (soit 100g) et montre que cette durée est insuffisante pour la détection d'une telle quantité de matière placée au centre d'un mètre cube d'eau. Il a fallu 20 heures de CPU pour simuler 1h30 d'exposition et des travaux sont en cours pour améliorer le temps de calcul et pouvoir utiliser plusieurs CPU en parallèle.

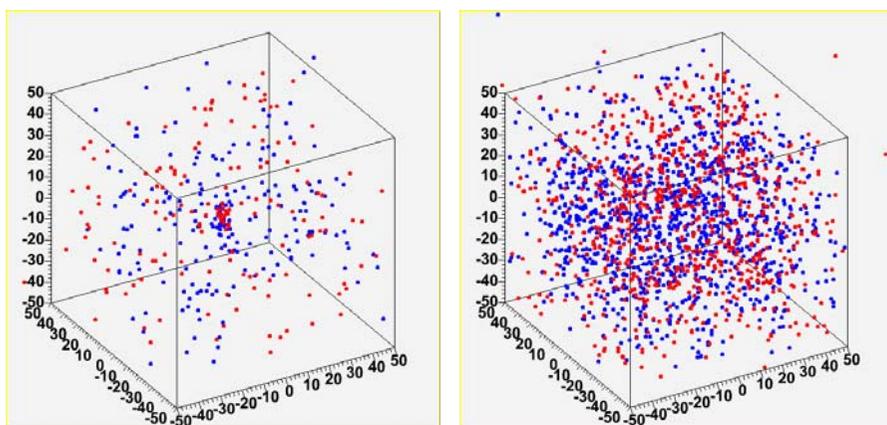


Figure 7 – Distribution spatiale des vertex reconstruits pour deux expositions aux muons cosmiques : 2,3kg d'Uranium pendant 10 minutes (à gauche) et 100 g pendant 1 heure (à droite) dans un mètre cube d'eau.

6. LIMITES DE DETECTION

Pour évaluer les limites de détection, nous évaluerons tout d'abord les distributions attendues dans un cas réel pour la géométrie de référence. Ici, nous supposons que les muons sont répartis aléatoirement sur la surface $S = 1 \text{ m}^2$ qui reçoit le rayonnement cosmique. Statistiquement, nous supposons qu'une fraction (a^2/S) d'entre eux subira la probabilité de déviation p_1 alors que la fraction restante $(1-a^2/S)$, c'est-à-dire la grande majorité, restera avec la probabilité p_0 . Ceci revient en fait à négliger les effets de bord d'échantillon, ce qui est légitime étant donné la petite valeur des angles attendus.

Nous écrivons donc que la probabilité globale sera

$$p(\theta) = \left(1 - \frac{a^2}{S}\right) p_0(\theta) + \left(\frac{a^2}{S}\right) p_1(\theta)$$

Soit

$$p(\theta) = p_0(\theta) + \left(\frac{a^2}{S}\right) (p_1(\theta) - p_0(\theta))$$

Ce sera donc l'écart entre les probabilités $p(\theta)$ et $p_0(\theta)$ qui renseignera sur la présence de la quantité d'actinides dans le volume sondé. L'écart relatif se mesurera comme

$$\frac{\delta p}{p_0} = \frac{(p(\theta) - p_0(\theta))}{p_0(\theta)} = \left(\frac{a^2}{S}\right) \frac{(p_1(\theta) - p_0(\theta))}{p_0(\theta)}$$

Comme on le voit très nettement sur la Figure 8, cet écart est très faible et requerra donc une statistique importante pour être visible.

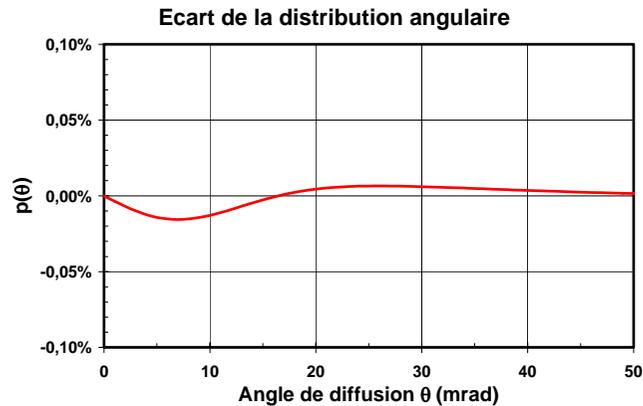


Figure 8 – Ecart entre la distribution angulaire de diffusion avec et sans uranium.
L'excès à grand angle (supérieur à 20 mrad) est de l'ordre de 1/10000.

Notons immédiatement que bien que l'écart soit plus important à basse déviation, il sera nettement plus aisé expérimentalement de détecter les angles élevés car l'écart relatif y est bien plus important, la probabilité $p_0(\theta)$ tendant très rapidement vers zéro. Il sera donc statistiquement plus significatif et plus aisé de mesurer les grands angles.

 DSM/DAPNIA/SPhN	Etude de la détection d'actinides par muons cosmiques	Mars 05	14/17
	DAPNIA-05-33		

6.1. Limite en masse détectable

Un cube d'uranium massif de taille a équivaut à une masse $m = a^3 \cdot \mu$. Si l'on fixe le temps de détection t (exprimé en minutes), l'excès du nombre de coups moyens dans le détecteur[#] en fonction de l'angle variera comme

$$\delta N = \delta p(N_0 t)$$

Rappelons que N_0 vaut environ 10000 coups/m²/minute.

L'erreur statistique variant comme \sqrt{N} , nous pouvons estimer la limite de détection en masse lorsque l'écart est au minimum supérieur à cette erreur statistique, soit

$$\frac{\delta N}{\sqrt{N}} > \frac{1}{\alpha}$$

α étant un pourcentage pouvant varier entre typiquement 10% (confortable) et 100% (à la limite du bruit statistique).

Nous devons donc avoir

$$(N_0 t) > \frac{1}{\alpha^2} \frac{p}{\delta p^2}$$

Comme $p = p_0 + \delta p$, la solution de la masse limite détectable s'écrit

$$\delta p = \left(\frac{m_{\text{lim}}}{\mu} \right)^{2/3} \left(\frac{p_1 - p_0}{S} \right) = \frac{1 + \sqrt{1 + 4\alpha^2 p_0 (N_0 t)}}{2\alpha^2 (N_0 t)}$$

On peut donc évaluer, pour chaque temps t la masse limite minimale détectable. D'une manière équivalente, à chaque masse m donnée, un temps limite de détection peut être calculé. La courbe $m_{\text{limite}} = f(t_{\text{limite}})$ délimitera donc l'espace dans le plan (masse, temps) de ce qui pourrait fournir un signal. De plus, afin d'augmenter les comptages à angle élevé, la probabilité pour un angle donné θ sera calculée comme la somme des probabilités d'obtenir un angle supérieur à θ , c'est-à-dire que nous remplacerons la fonction p par l'intégrale

$$q(\theta) = \int_{\theta}^{\infty} p(\theta') d\theta'$$

Sur la figure suivante (Figure 9), nous avons tracé la solution donnant la masse limite en fonction de l'angle pour notre cas de référence et pour un temps de mesure fixé à une heure soit 60 minutes. Il apparaît immédiatement qu'il existe un angle optimal qui permette de mesurer la masse minimale détectable. Bien entendu, l'angle optimal varie avec la géométrie et les conditions de mesure, notamment le temps. L'angle optimal calculé ici est de 33 mrad pour une masse minimale détectable de 890 g.

[#] On supposera ici que le détecteur de muons est parfait (efficacité 100%)

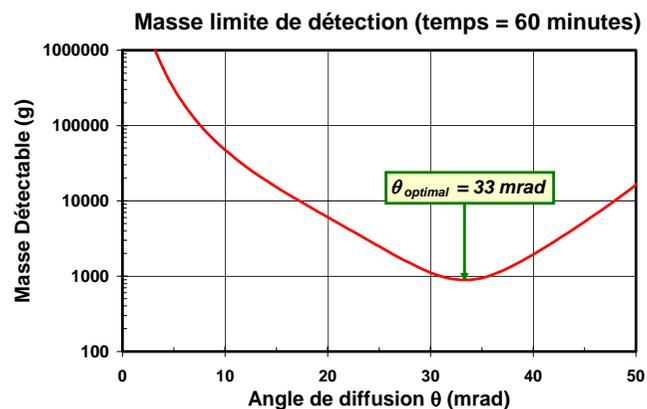


Figure 9 – Variation de la masse limite détectable en fonction de l'angle de diffusion pour une heure de comptage. Un optimum est trouvé à 33 mrad permettant de détecter des masses d'uranium supérieures à 890 g dans une tonne d'eau.

6.2. Limite en temps de mesure

A présent, nous sommes en mesure d'évaluer le temps nécessaire à la détection d'une masse donnée dans une tonne de matière (ici de l'eau). Pour ce faire, nous nous sommes placés, à chaque fois, à l'optimum angulaire θ_{optimum} pour effectuer cette détection. Dans l'espace (masse, temps), apparaît une zone non accessible (partie hachurée sur la Figure 10). Elle correspond soit à une masse trop faible pour être mesurable, soit à un temps de mesure insuffisant. Remarquons que les masses détectables par cette technique sont relativement élevées (supérieures à 100 g/t, voire 1000 g/t), comparativement à d'autres méthodes (pour mémoire, on vise en général des limites de détection inférieures à 1 g/t). En tout état de cause, la détection par muons cosmiques va requérir des temps de mesure très importants ne serait-ce que pour pouvoir mesurer un signal (mesure d'un écart δp), principalement dû au fait du nombre limité de particules-source disponibles.

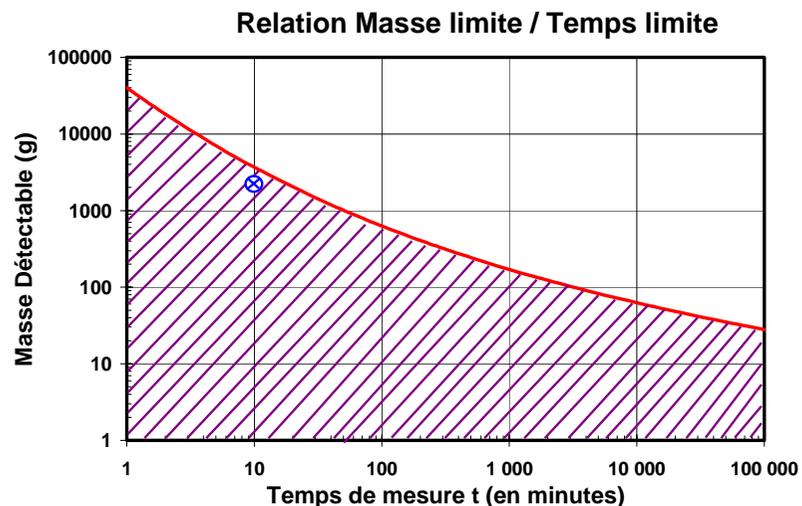


Figure 10 – Relation entre la masse minimale détectable et le temps de détection pour la géométrie de référence considérée. La zone hachurée correspond à une partie du diagramme non accessible. Un résultat du calcul de GEANT est indiqué par la croix.

7. CONCLUSIONS

La détection d'actinides par des muons cosmiques est une technique complètement passive, a priori très attrayante car elle ne requiert aucune source externe. Seuls des détecteurs de muons très similaires à ceux que l'on réalise en physique des particules sont nécessaires. Nous avons tenté de fournir une vision physique du principe de détection par diffusion multiple en déduisant des formulations analytiques permettant de rendre compte des angles de diffusion attendus. Ces analyses ont été validées en utilisant deux codes de calculs Monte-Carlo (MCNPX et GEANT). De plus, dans le code GEANT, un raffinement a été apporté permettant de reconstruire les vertex et de remonter à une localisation effective en 3D de l'endroit où la diffusion a eu lieu, ce qui a pour effet également de gagner en sensibilité de détection.

L'analyse présentée ici a été entièrement réalisée en considérant une masse d'uranium métallique massive noyée dans un mètre cube d'eau. Il apparaît très clairement que cette technique permet de localiser une région de densité et de numéro atomique élevé (l'uranium) insérée dans une matière de densité ordinaire (l'eau), à la condition que la masse soit relativement conséquente (des kgs) et le temps de mesure important (des minutes). Il existe d'ailleurs une relation directe entre la masse minimale détectable et le temps de mesure nécessaire pour la détecter. Plus la masse est faible, plus le temps sera long. En conséquence, nous pouvons par exemple en déduire qu'il sera extrêmement difficile de détecter des masses

 DSM/DAPNIA/SPhN	Etude de la détection d'actinides par muons cosmiques	Mars 05	17/17
		DAPNIA-05-33	

inférieures à typiquement 100 g/t, car elles exigeront en pratique des temps de mesure rédhibitoires. Cela est principalement dû à la faible statistique disponible étant donné le flux de rayons cosmiques existant au niveau du sol.

D'autre part, l'étude présentée n'est pas exhaustive. En premier lieu, toutes nos simulations ont été faites en supposant des muons soit monoénergétiques soit ayant un spectre compris entre 3 et 5 GeV. Dans la réalité, il faudra veiller à tenir compte du spectre énergétique réel des muons dont l'effet aura tendance à dégrader la sensibilité par rapport à nos estimations. D'autre part, bien que la statistique puisse être probablement poussée dans ses derniers retranchements (1 coup détecté ?), le gain espéré résultant ne pourra probablement pas compenser les importantes dégradations de la détection attendues dans les cas de figures moins favorables que le couple étudié ici (uranium/eau). En effet, en pratique, les matières nucléaires (actinides) peuvent être dispersées dans le volume considéré. Cette dispersion aura pour effet de brouiller l'image des vertex reconstruits et, par conséquent, de rendre la détection encore plus délicate. Une autre possibilité pouvant rendre cette technique inopérante serait d'insérer des éléments ayant des numéros atomiques plus élevés que l'hydrogène ou l'oxygène de l'eau. Par exemple, il sera difficile de séparer le plomb de l'uranium, le contraste obtenu étant beaucoup plus faible que dans le couple (uranium/eau). Il est même peut être possible de trouver des arrangements géométriques astucieux ne contenant que par exemple de l'acier dans de l'eau et induisant des images similaires à celles obtenues dans notre simulation. Il sera donc important de pousser l'analyse plus en détail dans le cas des mélanges non homogènes pour pouvoir faire correctement la part des choses et en déduire une limite de détection effective dans un cas réel. Il faut souligner que les outils que nous avons développés dans le cadre de cette étude peuvent être utilisés pour simuler de manière plus réaliste tout objet pouvant renfermer des actinides.

En résumé, l'attrait de la technique de détection par muons cosmiques réside principalement dans sa simplicité de mise en œuvre, la source de muons étant "gratuite" et de grandes surfaces pouvant être relativement aisément mesurables. En revanche, son principal inconvénient sera sa faible limite de détection ne permettant, dans la pratique, que la détection de très grandes masses compactes insérées dans un volume de matière ordinaire.

Références

- 1 L. Schultz, Los Alamos, voir http://www.lanl.gov/p/rh03_schultz.shtml
- 2 K. Borozdin & al., "Radiographic imaging with cosmic-ray muons", Nature, 422, p. 277 (Mars 2003)
- 3 "Cosmic Rays", in Review of Particle Physics S. Eidelman *et al.*, Physics Letters B592,1 (2004) <http://pdg.lbl.gov/pdg.html>
- 4 "Passage of particle through matter", in Review of Particle Physics S. Eidelman *et al.*, Physics Letters B592,1 (2004) <http://pdg.lbl.gov/pdg.html>
- 5 H.A. Bethe, Phys. Rev. 89, p.1256 (1953)
- 6 J.W. Motz & al., Rev. Mod. Phys., 36, p.881 (1964)
- 7 "Passage of particle through matter", Review of Particle Physics, D.E. Groom *et al.*, The European Physical Journal C15 (2000), accessible en ligne au CERN et au LBNL.
- 8 V.L. Highland, NIM 161, p. 171 (1979)
- 9 G.R. Lynch & O.I. Dahl, NIM B58, 6 (1991)
- 10 MCNPX est un code de transport de particules dérivé du code neutronique MCNP développé par le laboratoire de Los Alamos, voir <http://mcnpx.lanl.gov/>
- 11 GEANT 3.21 voir <http://wwwasd.web.cern.ch/wwwasd/>