

Etude du flux du rayonnement cosmique

Mona Dentler, Sabine Engelhardt
Université Joseph Fourier, Grenoble
2 décembre 2011

Le rayonnement cosmique qui bombarde en permanence l'atmosphère terrestre, consiste des particules de très haute énergie de l'origine solaire, galactique ou intergalactique. Ces particules interagissent avec les particules de l'atmosphère et créent des particules secondaires de durée plus ou moins court. Au niveau de sol on peut détecter pour la plupart des muons.

Dans cette TP nous mesurons le flux de muons créés par le rayon cosmique à l'aide de trois détecteurs de particules chargées. Ceux-ci sont monté une sur l'autre avec un certain distance pour permettre une mesure de coïncidence entre les détecteurs. Pour obtenir un bon résultat il faut premièrement calibré le système à l'aide des mesures préliminaires et deuxièmement il faut calcule l'efficacité des détecteurs et les défauts peut-être par bruit mesuré.

Table des matières

1. Le rayonnement cosmique	3
1.1. Gerbes électroniques	3
1.2. Cascade hadronique	4
2. Préliminaire	6
2.1. Préparation des photomultiplicateurs	6
2.2. Réglage de la coïncidence	6
2.2.1. Générer un signal logique	6
2.2.2. Comptage	7
2.2.3. Première mesure	7
2.2.4. Interprétation	7
2.2.5. Bruit	8
3. Mesure	8
3.1. Comptage avec deux photomultiplicateurs	8
3.2. Comptage avec les trois photomultiplicateurs	9
4. Calcul du flux absolu de muons	9
4.1. Equations	9
4.2. Efficacité géométrique	10
4.3. Résultat	11
4.3.1. Flux uniforme	11
4.3.2. Flux cosinus carré	12
4.4. Efficacité des détecteurs	12
4.4.1. Flux uniforme	12
4.4.2. Flux cosinus carré	12
4.5. Comparaison	12
5. Conclusion	13
A. Références	14
B. Table des figures	14

1. Le rayonnement cosmique

Les gerbes atmosphériques sont créées quand le rayonnement cosmique arrive à l'atmosphère terrestre et les particules de très haute énergie interagissent avec les particules de l'atmosphère. A partir d'une particule primaire se forme beaucoup des particules secondaires. Le rayonnement cosmique se compose comme suivant :

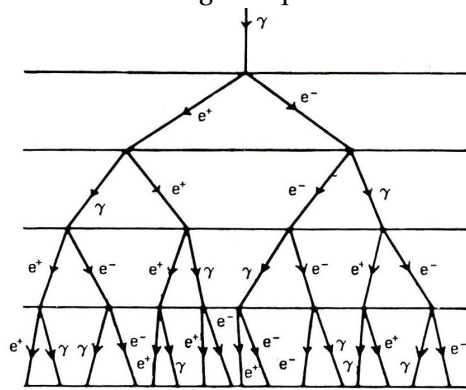
Protons (noyaux de Hydrogen)	\simeq	85 %	[2, S. 14]
Particules α (noyaux d'Helium)	\simeq	12 %	
Noyaux avec $Z \geq 3$	\simeq	2 %	
Electrons, rayonnement γ	\simeq	1 %	

1.1. Gerbes électroniques

Les photons peuvent interagir en trois façon pour créer des particules secondaires :

1. Effet photoélectrique
2. Effet Compton
3. Annihilation électron-positon

Un photon d'énergie basse ne peut qu'intégragir en effet photoélectrique et en effet Compton avec une particules de l'atmosphère, quand à un photons de très haute énergie qui peut créer un pair dans le cortège électronique d'un atome si l'énergie du photon est plus grande que la double énergie au repos d'un électron. Le positon et l'électron de la création d'un pair envoient des photons secondaires par rayonnement continu de freinage. La création d'un pair électron-positon ne peut pas avoir lieu dans le vide, car là il n'y a pas avoir en même temps la conservation d'impulse et d'énergie. Donc les photons γ peuvent traverser l'espace et ne déchaîne un gerbe que dans l'atmosphère terrestre.



Ce schéma 1 montre le modèle d'une gerbe électronique créée par un photon γ . Un photon secondaire peut aussi générer un pair électron-positon. La gerbe s'arrête quand la particule générée n'a pas l'énergie nécessaire pour créer un pair et le rayonnement continu de freinage ne peut non plus générer des photons secondaires qui ont assez d'énergie pour créer un pair.

FIGURE 1: Modèle d'une gerbe électronique

1.2. Cascade hadronique

Les protons de très haute énergie ou les noyaux lourds, appelés les hadrons, du rayonnement cosmique interagissent dans les couches supérieures de l'atmosphère avec les molécules de l'air. Pendant ce processus des particules secondaires en plupart des pions π^+ , π^- ou π^0 sont créées.

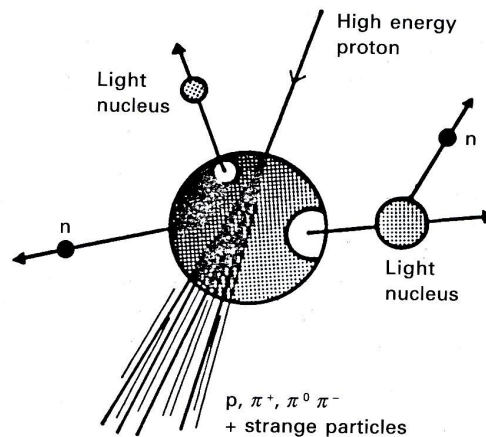


FIGURE 2: Schéma de la réaction d'un proton de très haute énergie avec un noyau de l'atmosphère [3, S. 133]

Pendant leur vol les pions se désintègre en muon

$$\left. \begin{array}{l} \pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \\ \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \end{array} \right\} \text{Durée de vie moyenne : } \tau = 2,551 \cdot 10^{-8} \text{ s} \quad \left. \pi^0 \rightarrow 2\gamma \right\} \tau = 8,4 \cdot 10^{-17} \text{ s}$$

Les muons sont freinés par ionisation et se désintègre en positons, électrons, (anti)neutrinos muoniques et (anti)neutrinos électroniques.

$$\left. \begin{array}{l} \mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \\ \mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \end{array} \right\} \text{Durée de vie moyenne } \tau = 2,201 \cdot 10^{-6} \text{ s}$$

La plupart des particules secondaires est créée dans les couches supérieures de l'atmosphère par les hadrons. Les particules volent dans un disque voûté au sol. Cette voûte est causée par l'angle de diffusion différent des particules. Les particules avec un angle de diffusion plus grand ont un trajet plus long jusqu'au sol. Seulement les muons sont détectés sur sol car ils ont une durée de vie relativement longue.

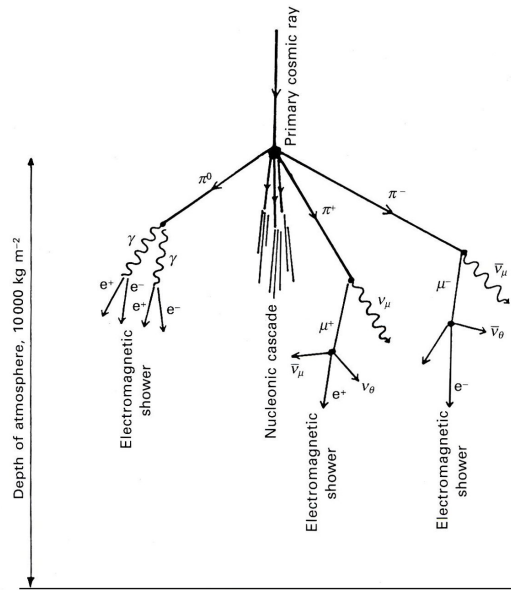


FIGURE 3: Gerbe hadronique

Pour vérifier que les muons arrivent au sol on peut faire un calcul. Un muon a une masse de repos $m_0 = 105,7 \frac{\text{MeV}}{c^2}$ et une durée de vie d'environ $\tau = 2,2 \mu\text{s}$. Le nombre des muons après un temps t est donné par $n(t) = n_0 \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)$. On considère un ensemble de muons produits à $l = 10 \text{ km}$ d'altitude et se dirigeant droite vers le sol. Un muon a une énergie cinétique moyenne $E_{cin} = 2 \text{ GeV}$.

Calcul non-relativiste Pour obtenir $t = l \cdot v$, il faut d'abord calculer la vitesse v d'un muon.

$$E_{cin} = \frac{1}{2} m_0 v^2 \Rightarrow v = \sqrt{\frac{2E_{cin}}{m_0}} = 6,15c$$

Donc les muons seraient plus vite que la lumière, ce qui n'est pas possible après Einstein.

Calcul relativiste Il faut de nouveau calculer la vitesse, mais cette fois relativistiquement, car on sait qu'un muon doit avoir une vitesse près de la vitesse de lumière c . On utilise la masse relativiste $m = m_0 \gamma$

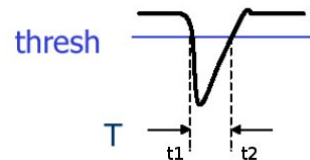
$$\begin{aligned} E_{ges}^{Einstein} mc^2 &= m_0 \gamma c^2 &= E_0 \gamma &= E_0 + E_{cin} \\ \gamma &= \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-0,5} &= \frac{E_0 + E_{cin}}{E_0} \\ \Rightarrow v &= \sqrt{1 - \left(\frac{E_0}{E_0 + E_{cin}}\right)^2} c \approx 0,999c \end{aligned}$$

Pour le temps de vol on trouve $t = l \cdot v = 33,4 \text{ ns}$, alors $\frac{n(t)}{n_0} = 98,5 \%$. Nous avons ainsi trouvé que la plupart des muons arrivent au sol.

2. Préliminaire

2.1. Préparation des photomultiplicateurs

Pour obtenir une bonne mesure les signaux émettés des deux photomultiplicateurs doivent être précise. L'image montre un bon signal d'un PMT en mesurant un photon. Il n'y a qu'un signal bien défini et à peine de bruit qui peut déranger le signal. Quand même il faut mettre un seuil (thresh) pour qu'on ne mesure que les vraies signaux.



	temps de descente [ns]	temps de montée [ns]	amplitude _{max} [mV]
PMT 1	4,4	12,8	27,8
PMT 2	5,6	8	29,2
PMT 3	6,0	27,6	82,4
	5,6	13,2	43,6

Après l'analyse des signaux nous avons mis le seuil pour le PMT 1 à 19 mV, pour le PMT 2 à 25 mV et pour le PMT 3 à 24 mV. Ces seuils étaient les plus basse que nous pouvions mettre. La mesure donnait des seuils de 15 mV pour les trois PMTs. Nous avons vu que les PMTs ont des signaux similaire, ça veut dire qu'ils transforment le signal d'un photon de la même façon.

2.2. Réglage de la coïncidence

2.2.1. Générer un signal logique

Le module de coïncidences ne peut qu'évaluer des signaux logique, alors il faut générer un signal logique du signal analytique des PMT. Nous avons utilisé un discriminateur pour réussir à le faire. De façon à pas obtenir des cascades des signaux à partir d'un seul signal, il faut ensuite mettre le seuil découvert et mettre la largeur des créneaux à environ 600 ns. Les signaux de deux PMT sont observés à l'oscilloscope sous l'aspect s'ils sont en coïncidence et après on regarde si le signal du troisième PMT est en coïncidence avec un signal des d'autres deux.

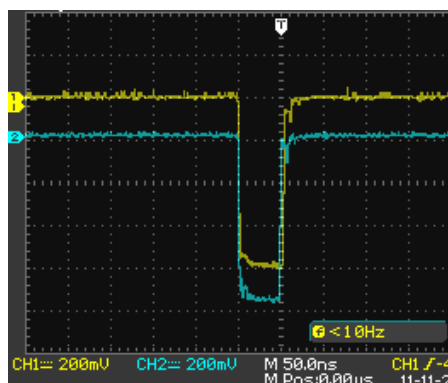


FIGURE 4: Coïncidence

2.2.2. Comptage

Après avoir observé les signaux en coïncidence sur l'écran de l'oscilloscope comme en voit dans la figure 4 nous avons relié les sorties des deux discriminateurs à un module de coïncidence. Le sortie de celui est connecté à l'échelle de comptage. Une mesure de 30 s a montré que les signaux sont comptés.

2.2.3. Première mesure

	PMT 1	PMT 2	PMT 3	Coïncidences 1 ↔ 2
1	123587	10072	4081	519
2	123224	9877	4027	486
3	122707	10039	4081	547
4	122949	10059	4135	525
5	123761	10036	4178	555
moyenne M	123245,6	10016,6	4100,4	526,4
\sqrt{M}	351,06	100,08	64,03	22,94
écart type σ	436,10	79,42	57,79	27,07
	PMT 1	PMT 2	PMT 3	Coïncidences 1 ↔ 3
1	124235	10032	4093	292
2	122680	9910	4156	307
3	123496	9940	4016	304
4	123054	9806	4019	282
5	122082	10011	4150	320
moyenne M	123109,4	9939,8	4086,8	301
\sqrt{M}	350,87	99,70	63,93	17,35
écart type σ	815,39	89,95	67,88	14,56

2.2.4. Interprétation

Nous supposons que les dates sont décrits par la distribution de Poisson $P_{\mu}(n) = \frac{\mu^n}{n!} \cdot e^{-\mu}$. Avec la moyenne μ et le nombre de fois n . On trouve pour $\lim_{n \rightarrow \infty}$ que \bar{n} , la moyenne expérimentale tend vers μ et l'écart type σ vers $\sqrt{\mu}$:

$$\begin{aligned}\bar{n} &= \sum_{n=0}^{\infty} n \cdot P_{\mu}(n) = e^{-\mu} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\mu^n}{(n-1)!} = \mu \cdot e^{-\mu} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{\mu^k}{(k)!} = \mu \cdot e^{-\mu} \cdot e^{\mu} = \mu \\ \sigma^2 &= \overline{(n - \bar{n})^2} = \overline{n(n-1)} + \bar{n} - \bar{n}^2 = \sum_{n=0}^{\infty} n(n-1) \cdot P_{\mu}(n) + \mu - \mu^2 = \\ &= e^{-\mu} \sum_{n=2}^{\infty} \frac{\mu^n}{(n-2)!} + \mu - \mu^2 = \mu^2 + \mu - \mu^2 = \mu\end{aligned}$$

L'écart type de nos dates est dans les limites de $\sqrt{\mu}$ ce qui dit que les nombres mesurés sont bien. Il y a des petites différences qui peuvent être expliquées par le fait que plus des désintégration ou plus de bruit étaient mesurés.

2.2.5. Bruit

Comme l'installation de la manip est bon, il se pose maintenant la question comment savoir que les coïncidences mesurées ne sont pas des résultats des bruit. C'est pourquoi on retarde un signal et compare ça avec un autre signal non retardé. Ça on fait en cause des bruits apparaissent aléatoirement et ne sont pas corrélés à les signaux vrais, ça veut dire qu'en moyenne il y a le même nombre des coïncidences entre le bruit d'une part et le signal retardé ou le signal non retardé d'autre part. Au contraire le vrais signaux sont forcément corrélés donc on ne va plus mesurer des coïncidences entre les signal vrais.

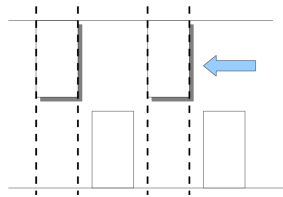


FIGURE 5: signal et signal retardé

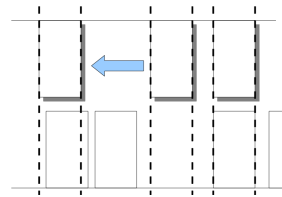


FIGURE 6: signal et signal bruit retardé

Coïncidences :	1 ↔ 2 retardé	2 ↔ 3 retardé	3 ↔ 2 retardé	3 ↔ 1 retardé
temps : 10 s	0	0	0	0
	0	0	0	0
	0	0	0	0
	0	0	0	0
temps : 100 s	1	0	0	0

Les mesures affichent qu' on peut négliger les coïncidences fortunes.

3. Mesure

3.1. Comptage avec deux photomultiplicateurs

D'abord nous avons mesuré le nombre de muons pendant 100 s pour des coïncidences entre deux PMTs.

Coïncidences	1 ↔ 2	2 ↔ 3	1 ↔ 3
1	1750	1661	991
2	1783	1686	961
3	1758	1695	968
4	1822	1674	975
moyenne M	1778,25	1679	973,75
\sqrt{M}	42,17	40,98	31,20
écart type σ	32,38	14,76	12,84

3.2. Comptage avec les trois photomultiplicateurs

Puis nous avons aussi mesuré les coïncidences entre les trois PMTs et pour finir une mesure plus précise de 1000 s. Nous avons pas eu le temps d'y faire une deuxième mesure.

Coïncidences	1 ↔ 2	2 ↔ 3	1 ↔ 3	1 ↔ 2 ↔ 3
temps : 100 s	1622	1488	843	813
	1598	1552	871	834
	1622	1542	893	864
	1633	1594	910	883
	1657	1562	909	867
moyenne M	1627,5	1562,5	895,75	862,00
\sqrt{M}	40,34	39,53	29,93	29,36
écart type σ	24,50	22,53	18,25	20,45
temps : 1000s	16506	15846	9054	8770

4. Calcul du flux absolu de muons

4.1. Equations

Le flux Φ est défini comme le nombre moyen de muons incidents :

- par unité de surface traversée
- par unité d'angle solide (direction d'incidence du muon)
- par unité de temps

Le nombre total de particules traversant une surface S (et donc détectables) en un temps T est donc donné par :

$$N_{d\acute{e}tectable} = \int_0^T \int_S \int_{\Omega} \Phi(x, y, z, \theta, \phi, t) \underbrace{d\vec{S} \cdot d\vec{\Omega}}_{=\vec{u}_z \cdot \vec{u}_r \sin \theta dS d\theta d\phi = \cos \theta \sin \theta dS d\theta d\phi} dt$$

Nous considérons que le flux de muons ne dépend que de la direction polaire θ . Ainsi : $\Phi(x, y, z, \theta, \phi, t) = \Phi(\theta) = \Phi_0 f(\theta)$ avec $\Phi_0 = \Phi(0)$ est le flux vertical. Cette grandeur sera mesurée. Le nombre d'événements s'écrit donc :

$$N_{d\acute{e}tectable} = \Phi_0 T \underbrace{\int_S \int_{\Omega} f(\theta) d\vec{S} \cdot d\vec{\Omega}}_{\text{acceptance géométrique } \alpha \text{ du détecteur}} = \alpha \tau \Phi_0$$

L'acceptance α d'un détecteur représente la fraction du flux vertical Φ_0 qui traverse le détecteur. Et finalement pour une seule plaque :

$$\alpha_1 = 2\pi S \int_0^{\frac{\pi}{2}} f(\theta) \cos \theta \sin \theta d\theta$$

Quand on regarde maintenant deux plaques apparemment seulement une fraction des particules registrées par le première plaque sera registrées aussi par le deuxième plaque. Cette fraction s'appelle *efficacité géométrique* $\epsilon_{12}^{geo} = \frac{N_{2,déetectable}}{N_{1,déetectable}}$. Par la présente on trouve pour le nombre de particules traversant les deux détecteurs pendant un temps de mesure T :

$$N_{2,déetectable} = \epsilon_{12}^{geo} \cdot N_{1,déetectable} = \underbrace{\alpha_1 \epsilon_{12}^{geo}}_{=\alpha_{12}} \Phi_0 T = \alpha_{12} \Phi_0 T$$

En outre pour le comptage avec deux photomultiplicateurs le nombre de coups N_{12} mesuré est donné par :

$$N_{12} = b_{12} + \epsilon_1^{det} \epsilon_2^{det} \alpha_{12} \Phi_0 T$$

respectivement

$$N_{123} = b_{123} + \epsilon_1^{det} \epsilon_2^{det} \epsilon_3^{det} \alpha_{123} \Phi_0 T$$

pour les trois détecteurs. Les termes b_{12} et b_{123} représentent le bruit qui nous pouvons négliger comme les mesures du signal retardé ont montrées. De ces équations on peut déduire ϵ_1^{det} , ϵ_2^{det} et ϵ_3^{det} :

$$\begin{aligned} \epsilon_1^{det} &= \frac{N_{123} \cdot \alpha_{23}}{\alpha_{123} \cdot N_{23}} = \frac{N_{123} \cdot \alpha_1 \cdot \epsilon_{23}^{geo}}{\alpha_1 \cdot \epsilon_{123}^{geo} \cdot N_{23}} = \frac{N_{123} \cdot \epsilon_{23}^{geo}}{\epsilon_{123}^{geo} \cdot N_{23}} \\ \epsilon_2^{det} &= \frac{N_{123} \cdot \alpha_{13}}{\alpha_{123} \cdot N_{13}} = \frac{N_{123} \cdot \alpha_1 \cdot \epsilon_{13}^{geo}}{\alpha_1 \cdot \epsilon_{123}^{geo} \cdot N_{13}} = \frac{N_{123} \cdot \epsilon_{13}^{geo}}{\epsilon_{123}^{geo} \cdot N_{13}} \\ \epsilon_3^{det} &= \frac{N_{123} \cdot \alpha_{12}}{\alpha_{123} \cdot N_{12}} = \frac{N_{123} \cdot \alpha_1 \cdot \epsilon_{12}^{geo}}{\alpha_1 \cdot \epsilon_{123}^{geo} \cdot N_{12}} = \frac{N_{123} \cdot \epsilon_{12}^{geo}}{\epsilon_{123}^{geo} \cdot N_{12}} \end{aligned}$$

4.2. Efficacité géométrique

Nous avons utilisé le logiciel Calcul de l'acceptance du détecteur pour obtenir les efficacités géométriques ϵ_{12}^{geo} , ϵ_{13}^{geo} , ϵ_{23}^{geo} et ϵ_{123}^{geo} . On constate que $\epsilon_{13}^{geo} = \epsilon_{123}^{geo}$ car un photon, qui passe le scintillateur 1 et 3, doit passer le scintillateur 2 qui se trouve au milieu. En plus c'est vrai que $\epsilon_{12}^{geo} = \epsilon_{23}^{geo}$ parce que les scintillateurs ont la même distance.

distribution de flux :	uniforme			$\cos(x)^2$		
scintillant	1	2	3	1	2	3
	100000	36366	18012	100000	51697	28340
	100000	36694	18097	100000	52002	28745
	100000	36362	17798	100000	51595	28287
	100000	36704	18219	100000	51892	28592
	100000	36514	18048	100000	51898	28463
moyenne M	100000	36528	18034,8	100000	51816,8	28485,4
\sqrt{M}	316,23	191,12	134,30	316,23	227,63	168,78
écart type	0	167,73	153,76	0	165,91	186,92

Avec $\epsilon_{12}^{geo} = \frac{N_{2,detectable}}{N_{1,detectable}}$ on peut calculer :

distribution de flux :	uniforme	$\cos(x)^2$
ϵ_{12}^{geo}	$0,37 \pm 1,68 \cdot 10^{-3}$	$0,52 \pm 1,66 \cdot 10^{-3}$
ϵ_{13}^{geo}	$0,18 \pm 1,53 \cdot 10^{-3}$	$0,28 \pm 1,87 \cdot 10^{-3}$
ϵ_{23}^{geo}	$0,49 \pm 0,047$	$0,55 \pm 0,042$
ϵ_{123}^{geo}	$0,18 \pm 1,68 \cdot 10^{-3}$	$0,28 \pm 1,87 \cdot 10^{-3}$

4.3. Résultat

Le flux vertical de muons Φ_0 est donné par :

$$\Phi_0 = \frac{N_{123}}{\alpha_1 \cdot \epsilon_{123}^{geo} T \epsilon_1^{det} \epsilon_2^{det} \epsilon_3^{det}} = \frac{(\epsilon_{123}^{geo})^2 \cdot N_{12} \cdot N_{23} \cdot N_{13}}{\alpha_1 \cdot (N_{123})^2 \cdot \epsilon_{12}^{geo} \cdot \epsilon_{23}^{geo} \cdot \epsilon_{13}^{geo} T}$$

avec $\alpha_1 = 2\pi S \int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos\theta \sin\theta d\theta$

Le surface S de détecteur est $S = 1 \text{ m} \cdot 0,2 \text{ m} = 0,2 \text{ m}^2$.

Nous voulons calculer le flux absolu des muon pour deux différent hypothèse du flux des muons $f(\theta)$.

4.3.1. Flux uniforme

On considère un flux uniforme de la forme $f(\theta) = 1$. Donc on trouve

$$\alpha_1 = 2\pi S \int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos\theta \sin\theta d\theta = \pi S$$

Avec les dates de la mesure de $T = 1000 \text{ s}$ on trouve pour le flux absolu

$$\Phi_0 = 48,65 \frac{1}{\text{m}^2 \text{s} \cdot \text{sr}}$$

Incertitude L'incertitude se calcule avec la formule $\Delta\Phi_0 = \sqrt{\sum_1^n \left(\frac{d\Phi_0}{dx_n} \Delta x_n\right)^2}$ avec x_n les valeurs avec une incertitude Δx_n . Car nous n'avons fait qu'une mesure de $T = 1000 \text{ s}$ nous prenons l'incertitude des mesures de $T = 100 \text{ s}$ avec un facteur $k = 10$. Ça ne donne pas l'incertitude exact, mais une incertitude assez précise car le nombre des muons détectés se multiplie avec k .

$$\Delta\Phi = \pm 5,325 \frac{1}{\text{m}^2 \text{s} \cdot \text{sr}}$$

4.3.2. Flux cosinus carré

Ici on considère un flux de muon $f(x) = \cos^2 \Theta$, d'abord on trouve

$$\alpha_1 = 2\pi S \int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos^3 \theta \sin \theta d\theta = \frac{\pi}{2} S$$

Avec les dates de la mesure de $T = 1000$ s on trouve pour le flux absolu

$$\Phi_0 = 97,962 \pm 8,978 \frac{1}{\text{m}^2 \text{s} \cdot \text{sr}}$$

4.4. Efficacité des détecteurs

4.4.1. Flux uniforme

Alors on trouve pour l'efficacité avec les valeurs de la mesure de $T = 1000$ s

$$\begin{aligned} \epsilon_1^{det} &= \frac{N_{123} \cdot \epsilon_{23}^{geo}}{\epsilon_{123}^{geo} \cdot N_{23}} = 1,507 \pm 0,011 \\ \epsilon_2^{det} &= \frac{N_{123} \cdot \epsilon_{13}^{geo}}{\epsilon_{123}^{geo} \cdot N_{13}} = 0,969 \pm 0,012 \\ \epsilon_3^{det} &= \frac{N_{123} \cdot \epsilon_{12}^{geo}}{\epsilon_{123}^{geo} \cdot N_{12}} = 1,092 \pm 0,145 \end{aligned}$$

4.4.2. Flux cosinus carré

Paraillement on trouve

$$\begin{aligned} \epsilon_1^{det} &= 1,087 \quad = \pm 0,014 \\ \epsilon_2^{det} &= 0,969 \quad = \pm 0,017 \\ \epsilon_3^{det} &= 0,988 \quad = \pm 0,130 \end{aligned}$$

4.5. Comparaison

Le flux vertical de rayonnement cosmique au niveau de la mer est $\Phi_0 \approx 90 \frac{1}{\text{m}^2 \text{s} \cdot \text{sr}}$, cette valeur augmente avec l'altitude car le trajet en air est plus court, donc moins particule ont déjà réagi.

On voit qu'on ne peut pas considerer un flux uniforme des muons, mais un flux du forme $\cos^2(\Theta)$. Nous avons trouvé là peu e même valeur, si on considere l'incertitude. Cette différence peut être dû parce que nous ne nous trouvons pas au niveau de la mer, mais 212 m dessus.

Les détecteurs ont une très grande efficacité. Mais on ne peut pas avoir une efficacité > 1 , car avec une efficacité de 1 un détecteur détecte chaque particule. Donc on voit encore une fois que l'hypothèse un flux uniforme de muon n'est pas correct. Pour le flux cosinus carré seulement le valeur pour ϵ_1 est trop grand. Ça peut être une faute de mesure parce que le premier détecteur détecte plus que les autres car il est en haute.

5. Conclusion

Nous avons appris comment une mesure des muons peut être réalisé et nous avons vu qu'on peut très bien détecter des muons au niveau de sol. En plus nous avons calibré le dispositif et nous avons remarqué les difficulté.

A la fin nous avons fait des calculs théorétique pour verifier des hypothèses et nous avons vu que le flux cosmique suit à peu près $f(x) = \cos^2(\Theta)$.

© Mona Dentler et Sabine Engelhardt

A. Références

- [1] Livret des TP nucléaires, 2011.
- [2] Dania Burak. Nachweis kosmischer myonen mittels wasser-cherenkov-zähler. Master's thesis, Universität Karlsruhe, 2007.
- [3] Malcolm S. Longair. *High Energy Astrophysics. Vol. 1 : Particles, photons and their detection*. Cambridge University Press, 2 edition, 1992.

B. Table des figures

1. Modèle d'une gerbe électronique	3
2. Schéma de la réaction d'un proton de très haute énergie avec un noyau de l'atmosphère [3, S. 133]	4
3. Gerbe hadronique	5
4. Coïncidence	6
5. signal et signal retardé	8
6. signal et signal bruit retardé	8