

Etude du flux du rayonnement cosmique

Mona Dentler, Sabine Engelhardt
Université Joseph Fourier, Grenoble
30 novembre 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. Dispositif expérimental	6
3. Préliminaire	6
3.1. Calcul du signal attendu d'un muon	6
3.2. Préparation des photomultiplicateurs	7
3.3. Réglage de la coïncidence	7
3.3.1. Générer un signal logique	7
3.3.2. Comptage	8
3.3.3. Première mesure	8
3.3.4. Interprétation	8
3.4. Mesure en coïncidence	9
3.4.1. Détection	9
3.4.2. Bruit	9
4. Mesure	9
5. Calcul du flux absolu de muons	9
5.1. Equations	9
5.2. Les efficacités géométriques	9
5.3. Résultat	9
5.3.1. Flux uniforme	9
5.3.2. Flux cosinus carré	9
6. Conclusion	10
A. Références	10
B. Table des figures	10

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 :

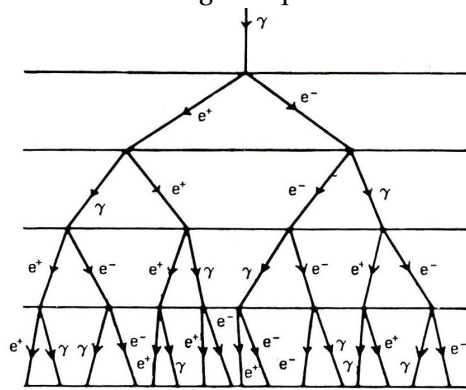
Protons (noyaux de Hydrogen)	\simeq	85 %	[2, S. 14]
Particules α (noyaux d'Helium)	\simeq	12 %	
Noyaux avec $Z \geq 3$	\simeq	2 %	
Electrons, rayonnement γ	\simeq	1 %	

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'intégrer en effet photoélectrique et en effet Compton avec une particule 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.

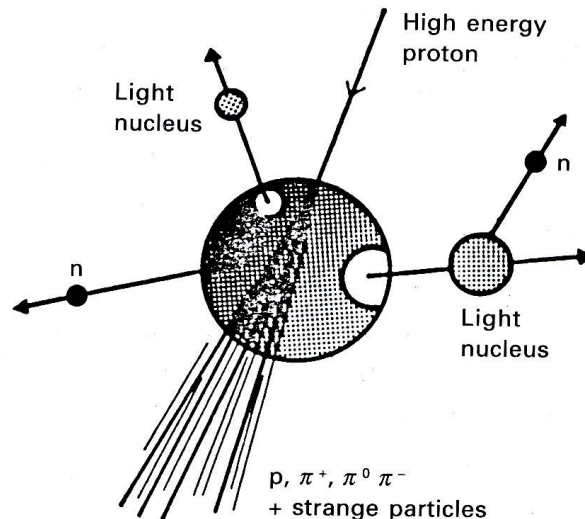


FIGURE 2: Schéma de la réaction d'un proton de très haute énergie avec un noyau de l'atmosphère

[3, S. 133]

Pendant leur vol les pions se désintègre en muon

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

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

$$\left. \begin{array}{l} \mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \\ \mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \end{array} \right\} \text{Durée de vie moyenne } \tau = 2,2001 \cdot 10^{-6} \text{ s}$$

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.

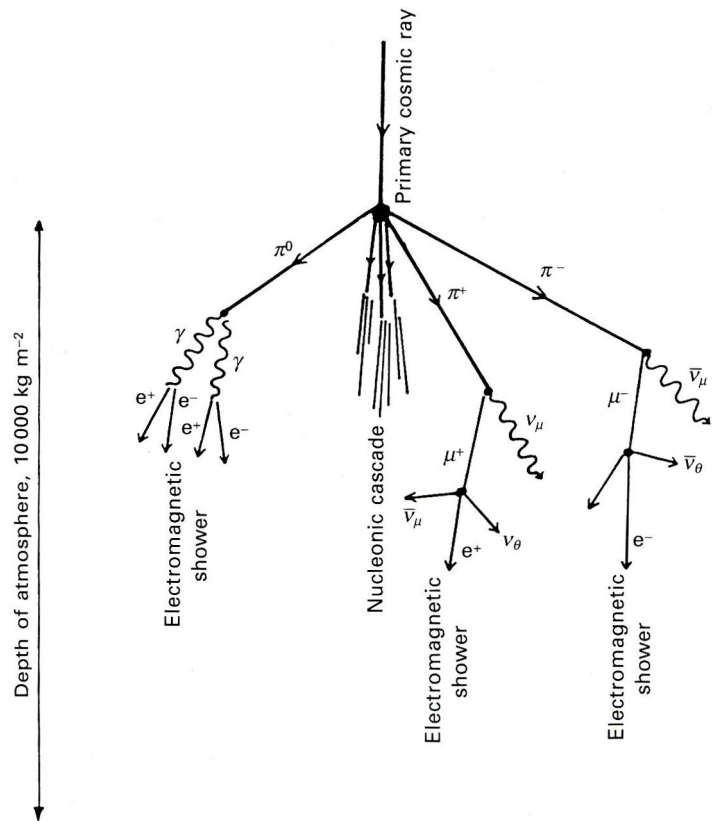


FIGURE 3: Gerbe hadronique

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 droit 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.

$$E_{cin} = \frac{1}{2} m_0 v^2$$

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

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

Calcul relativiste Il faut de nouveau calculé la vitesse, mais cette fois relativistiquement, car on sait qu'un muon doit avoir une vitesse près de la vitesse de lumière c .

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

Pour le temps de vol on trouve $t = l \cdot v = 33,4$ ns.

Alors $\frac{n(t)}{n_0} = 98,5$ %

2. Dispositif expérimental

Pour détecter les muons nous avons utilisé trois scintillateurs plastiques isolés de la lumière de 100 cm de longueur, de 20 cm de largeur et de 0,8 cm d'épaisseur. Les trois scintillateurs sont posés dans des plans parallèles horizontaux de distance de 20 cm. Chaque scintillateur est couplé à un photomultiplicateur (PMT) par l'intermédiaire de guides de lumière.

Les signaux des photomultiplicateurs sont transmis à une échelle de comptage pour les premières mesures et après directement à l'ordinateur.

3. Préliminaire

3.1. Calcul du signal attendu d'un muon

Un muon a une énergie entre 1 GeV et 1000 GeV et perd dans le scintillateur plastique $\frac{dE}{dx} = -2 \frac{\text{MeV}}{\text{cm}}$. Dans le scintillateur de $h = 0,8$ cm d'épaisseur un muon de basse énergie dispose donc sur la passage verticale

$$E_{dis} = h \cdot \frac{dE}{dx} = -1,6 \text{ MeV}$$

La production d'UV dans le plastique est de 10000 $\frac{\text{photon}}{\text{MeV}}$, alors environ 16000 photons sont produits donc environ $\epsilon = 20$ % sont collectés par le photomultiplicateur. La possibilité qu'un photon produise un photoélectron par l'effet photoélectrique est $\epsilon_q \approx 20$ % et avec le gain du PMT $G = 10^6$ la nombre des électrons est

$$n_{\text{électrons}} = 16000 \cdot \epsilon \cdot \epsilon_q \cdot G = 64 \cdot 10^7 \quad (1)$$

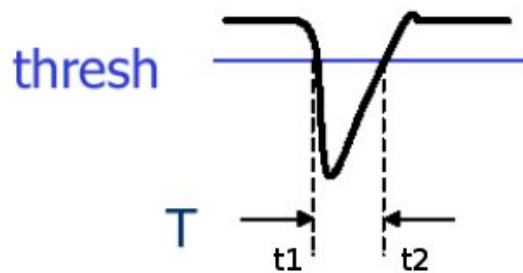
Le gain dépend du nombre de dynodes dans le PMT et est le facteur de la multiplication d'un photoélectron. Une anode collecte ces électrons et produit un courant électrique qui sort du PMT. Avec une impédance on peut ensuite mesurer la tension.

TODO Rechnung beendbar?

A priori il est impossible de faire une différence entre un signal de la passage d'un muon et de bruit de la chaîne de mesure, car ce bruit peut être lié à la passage du muon. Par exemple quand un photon ne produit pas de photoélectron qu'à la deuxième dynode donc ce signal est mesuré avant le signal de la passage du muon.

3.2. Préparation des photomultiplicateurs

TODO ausführen Pour obtenir une bonne mesure les signaux émis des trois photomultiplicateurs doivent être précis. L'image suivante montre un bon signal d'un PMT en mesurant un photon γ . 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 vrais signaux.



3.3. Réglage de la coïncidence

TODO neue Daten einsetzen

3.3.1. Générer un signal logique

Le module de coïncidences ne peut qu'évaluer des signaux logiques, 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 ne pas obtenir des cascades de 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 deux autres.

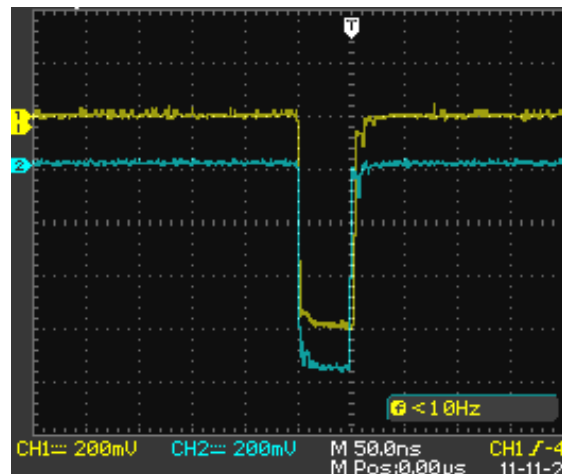


FIGURE 4: Coïncidence entre PMT 1 et PMT 2

3.3.2. Comptage

Après avoir observé les signaux en coïncidence sur l'écran de l'oscilloscope, 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 ? s a montré que les signaux sont comptés.

3.3.3. Première mesure

TODO Daten

3.3.4. Interprétation

Nous supposons que les données sont décrites 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 $\sqrt{\mu}$:

$$\bar{n} = \sum_{n=0}^{\infty} n \cdot P_{\mu}(n) = e^{-\mu} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\mu^n}{(n-1)!} = \mu \cdot e^{-\mu} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{\mu^k}{(k)!} = \mu \cdot e^{-\mu} \cdot e^{\mu} = \mu$$

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

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 peut être expliqué par le fait que plus des désintégration ou plus de bruit étaient mesuré.

3.4. Mesure en coïncidence

TODO alles einsetzen

3.4.1. Détection

3.4.2. Bruit

4. Mesure

5. Calcul du flux absolu de muons

5.1. Equations

5.2. Les efficacités géométriques

Nous avons utilisé le logiciel Calcul de l'acceptance du détecteur pour obtenir les efficacités géométrique 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 $\epsilon_{12}^{geo} = \epsilon_{23}^{geo}$ parce que les scintillateurs ont la même distance. Le logiciel utilise la méthode Monte-Carlo pour simuler des muons traversant les scintillateurs pour une géométrie de flux donné.

Résultat flux uniforme

Résultat flux cosinus carré

5.3. Résultat

5.3.1. Flux uniforme

$$f(\theta) = 1$$

5.3.2. Flux cosinus carré

$$f(\theta) = \cos^2(\theta)$$

6. Conclusion

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	4
3. Gerbe hadronique	5
4. Coïncidence entre PMT 1 et PMT 2	8