ORSAY
n° d'ordre : 37-2005

LAL 05-12
Avril 2005

UNIVERSITE Claude BERNARD - Lyon 1

ECOLE DOCTORALE DE PHYSIQUE ET D'ASTROPHYSIQUE DE LYON

THESE

présentée
pour obtenir

Le GRADE de DOCTEUR ES SCIENCES

DE L'UNIVERSITE Claude BERNARD

par

Stéphane RANCHON

Sujet : **Etude des collisions atmosphériques de rayons cosmiques d'énergie supérieure à $10^{18}\,eV$ grâce aux événements hybrides de l'Observatoire Pierre AUGER**

Soutenue le **15 avril 2005** devant la Commission d'examen :

M	Bernard	D'ALMAGNE	
M	Alain	CORDIER	Directeur de thèse
Mme	Sylvie	LEES-ROSIER	Rapporteur
M	Pierre	BILLOIR	Rapporteur
M	Gérard	SMADJA	
M	Marcel	URBAN	

A mes Parents

«... Je me suis imposé la loi de ne procéder jamais que du connu à l'inconnu, de ne déduire aucune conséquence qui ne dérive immédiatement des expériences et des observations ...»

(Antoine-Laurent Lavoisier, 1743-1794)

Table des matières

I De la Physique au Détecteur 1

1 Les Rayons Cosmiques d'Ultra Hautes Energies (RCUHE) 3
1.1 La coupure GZK et le transport des RCUHE 5
1.1.1 La coupure GZK 5
1.1.2 Propagation des neutrinos, le Z-Burst 8
1.1.3 Mesure extragalactique du CMB 10
1.2 Les sources de RCUHE 12
1.2.1 Source Astrophysique 13
1.2.2 Source Exotique 17
1.3 Un demi siècle de données expérimentales 18
1.3.1 Les expériences au sol 18
1.3.2 Le spectre 19
1.3.3 La composition chimique 21
1.3.4 Recherche de sources 23

2 Détection des gerbes atmosphériques dans l'observatoire Pierre AUGER 29
2.1 Propriété et développement des gerbes atmosphériques 29
2.1.1 Composition 29
2.1.2 Structure spatiale 32
2.2 L'Observatoire Pierre Auger 32
2.2.1 Le détecteur de fluorescence 32
2.2.2 Le détecteur de surface 40

II Calibration du détecteur de surface 47

3 Influence d'un changement de niveau d'eau dans les cuves sur la détermination du signal 51
3.1 Nombre de photoélectrons 51
3.2 Modèle de cuve 52
3.3 Conséquence d'une chute d'un facteur 2 de la hauteur d'eau sur la LDF . . 56
3.4 Résultat de la cuve Tandar... 58

4 Mesure des niveaux d'eau dans les détecteurs de surface par utilisation de la désintégration des muons **61**
4.1 Méthode . . . 61
4.1.1 Principe . . . 61
4.1.2 Approche physique . . . 62
4.2 Prise de données et résultats . . . 64
4.2.1 Setup de la cuve d'Orsay . . . 64
4.2.2 Sélection des désintégrations de muon et "After Pulse" . . . 64
4.2.3 Résultats . . . 66
4.3 Mise en oeuvre dans les conditions de l'expérience . . . 68
4.3.1 Les conditions réelles, les Slows Buffers . . . 68
4.3.2 Résultat pour les cuves de pré-production . . . 69

5 Réponse du détecteur de surface à des électrons de quelques MeV et aux Muons de quelques GeV **71**
5.1 Set-up experimental . . . 72
5.2 Caractéristique du signal des muons . . . 74
5.3 Caractéristique du signal des électrons . . . 76
5.3.1 Amplitude moyenne des signaux en fonction du temps . . . 77
5.3.2 Distribution des temps d'arrivée des signaux . . . 77
5.4 Résultats expérimentaux . . . 78
5.4.1 Effet de la fenêtre en plastique . . . 80
5.4.2 Augmentation de la production de lumière Cherenkov . . . 81
5.4.3 Diminution de la production de lumière due à des réflexions totales internes . . . 82
5.4.4 Résultats du Monte Carlo . . . 82
5.5 Analyse des résultats obtenus . . . 83

III L'identification du rayon cosmique primaire **87**

6 Le "Muon counting", sur la voie de l'identification du rayon cosmique primaire **91**
6.1 Méthode d'identification des Muons . . . 91
6.1.1 Asymétrie dans le signal des muons . . . 92
6.1.2 Trace FADC brute . . . 94
6.1.3 Etude de l'influence de l'angle azimuthal sur les asymétries . . . 97
6.2 Comparaison de différents estimateurs . . . 98
6.2.1 Estimateur (simulation) . . . 98
6.2.2 Muons (Données réelles) . . . 98
6.3 Résultats avec la chaîne complète de simulation . . . 99
6.3.1 L'estimateur $Pm_\alpha(t) - \frac{1}{3}\sum_{i=1}^{3} Pm_i(t)$ . . . 100
6.3.2 L'estimateur $Pm_\alpha(t) - \frac{1}{2}\sum_{i\neq 1} Pm_i(t)$ . . . 101

6.4 Application aux évènements réels 102

7 Mesure indirecte de $X_{\max}$ par le Détecteur de Surface **105**
7.1 Le détecteur de surface et l'âge de la gerbe 105
7.1.1 Structure temporelle du signal et asymétrie 106
7.1.2 LDF 106
7.1.3 Rayon de courbure 107
7.2 Utilisation des évenements hybrides 108
7.2.1 Le temps de montée R_t 109
7.2.2 Le temps de descente F_t 111
7.2.3 La largeur caractéristique du signal $R_t + F_t$ 112
7.2.4 L'exposant de la LDF, Beta 112
7.2.5 Le rayon de courbure 113
7.3 Estimation de $X_{\max}$ sur un an de données 113

8 L'effet Matriochka et la mesure de la section efficace inélastique Cosmique-Air $\lambda_{\text{cr-air}}$ **117**
8.1 Le profil longitudinal 119
8.2 L'effet MATRIOCHKA 120
8.2.1 Modèle analytique 120
8.3 Comparaison de l'effet MATRIOCHKA avec les données Fly's Eye 127
8.3.1 Position du maximum 127
8.3.2 Fluctuation de $X_{\max}$ et détermination de $\lambda_{\text{cr-air}}$ 129

A Première estimation de la géométrie de l'événement **141**
A.1 Point d'impact 141
A.2 Angles d'incidence 141

B La production de muons **143**

Première partie

De la Physique au Détecteur

Chapitre 1

Les Rayons Cosmiques d'Ultra Hautes Energies (RCUHE)

Introduction

Après une fin de siècle riche en découvertes majeures pour la physique contemporaine, ce début de XXème siècle allait voir l'avènement d'une physique nouvelle, portée par des pionniers tels que Pierre Auger (Astrophysique), Victor Hess, Louis Leprince Ringuet (physique des particules), etc...

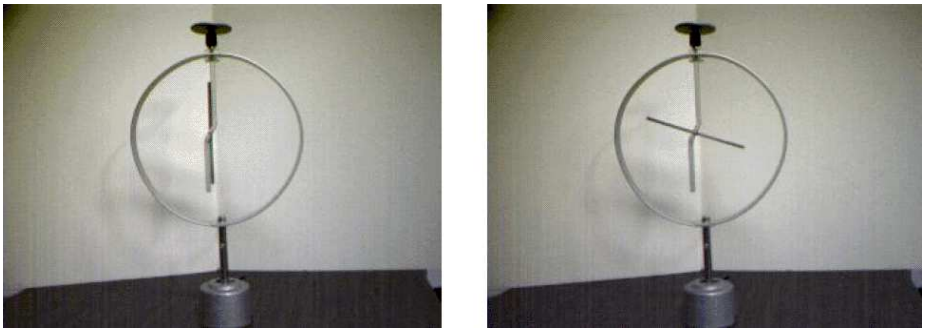


FIG. 1.1 – *A gauche, photo d'un éléctroscope déchargé, à droite le même éléctroscope chargé*

Le 7 août 1912 à 6h12, Victor Hess allait prendre son envol à bord d'un ballon avec à son bord 2 chambres à ionisation. Ce périple, qui allait le mener pendant près de 6 heures durant, à une altitude de plus de 5000 m, allait lui permettre de montrer que le rayonnement déchargeant les éléctroscopes (chambre à ionisation 1.1), jadis supposé venir de la radioactivité terrestre, s'intensifiait avec l'altitude (cf. fig. 1.2). Le résultat de ces observations allait être interprété de façon simple comme étant un rayonnement extrêmement pénétrant, entrant dans notre atmosphère. Le rayonnement cosmique venait alors d'être identifié.

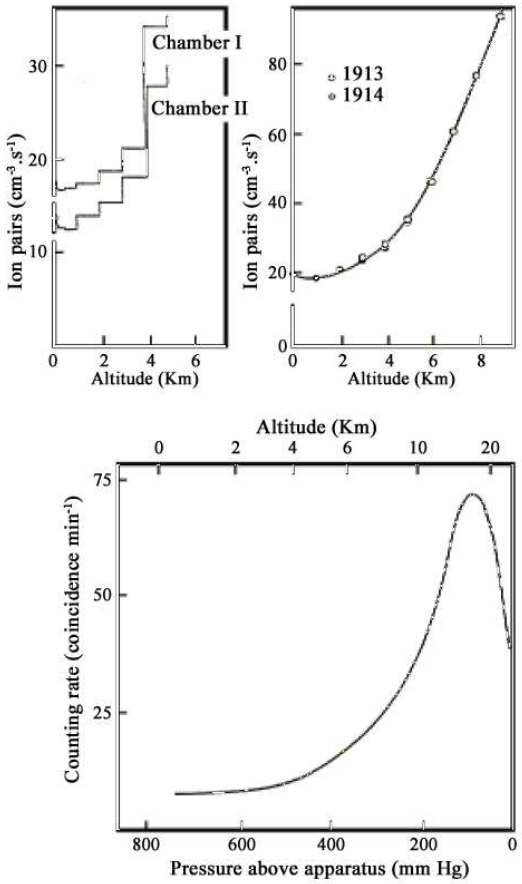


FIG. 1.2 – *Découverte du rayonnement cosmique en 1912 par Victor Hess. La figure en haut à gauche montre les premières mesures de 1913 [1], et une croissance nette du flux de cosmiques avec l'altitude. La figure en haut à droite y ajoute les mesures de 1914 [2]. Il faudra attendre 1936 et une mesure de Pfotzer [3], représentée en dessous pour parvenir au delà de* $15\,Km$ *et observer la décroissance du flux à haute altitude*

En 1938, Pierre Auger mesura le taux de coïncidence entre deux, trois ou quatre compteurs Geiger en fonction de leur écartement. Aucune dépendance n'était alors attendue dans le cas d'un flux de rayon cosmique primaire. Ces mesures montrèrent qu'au contraire, à courte distance, les coïncidences s'intensifiaient. Il en a déduit que le flux de particules détecté correspondait probablement à des particules secondaires issues des interactions avec l'air de particules primaires plus énergétiques. Les premières estimations en énergie donnèrent quelques $10^{13}\,eV$ [4].

Près de 25 ans plut tard, l'équipe de John Linsley de l'expérience Volcano Ranch [5] détecta le premier événement au delà de $10^{20}\,eV$, franchissant le seuil GZK.

1.1 La coupure GZK et le transport des rayons cosmiques d'ultra hautes énergies

Il peut paraître curieux d'aborder le problème des RCUHE (Ultra high Energy Cosmic Ray) par leurs différents modes de transport alors que nous ne connaissons pas leur nature et leur source, mais il est essentiel de connaître pour chaque particule candidate leurs éventuelles interactions au cours de leur propagation afin de pouvoir restreindre la recherche des sources à des distances plus réduites.

1.1.1 La coupure GZK

En 1966, peu de temps après la mise en évidence du fond diffus cosmologique par Penzias et Wilson [6], Greisen [7] et parallèlement Zatsepin et Kuzmin [8] montrèrent que ces mêmes photons doivent interagir avec les rayons cosmiques (si ce sont des protons) et induire une perte d'énergie de la particule incidente. Ce mécanisme est appelé photoproduction. La figure 1.3 nous donne la section efficace du phénomène (résonance Δ) en fonction de l'énergie :

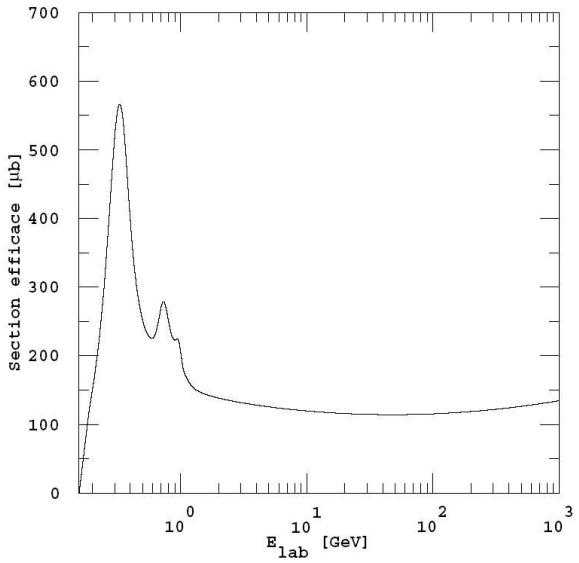


FIG. 1.3 – *Section efficace de photoproduction de pions sur des protons*

Energie seuil de la réaction et perte d'énergie

Dans le centre de masse la situation est telle que le proton et le pion sont immobiles. Cela entraîne par conséquent que leur vitesse est identique indépendamment du repère. Par

transformation de Lorentz de facteur γ et par application de la conservation de l'énergie, nous obtenons :

$$E_0 \;=\; E_f \;+\; E_\pi \tag{1.1}$$

$$E_f \;=\; \gamma\, m_p \tag{1.2}$$

$$E_\pi \;=\; \gamma\, m_\pi \tag{1.3}$$

En faisant l'approximation que E_f est voisin de E_0 on obtient :

$$\gamma \;\approx\; \frac{E_0}{m_p} \tag{1.4}$$

et ainsi :

$$\frac{E_0 \,-\, E_f}{E_0} \approx \frac{m_\pi}{m_p} \approx 15\,\% \tag{1.5}$$

Nous obtenons donc une perte d'énergie d'environ 15 %.
En considérant une collision frontale, nous avons :

$$(P_p^\mu \,+\, P_\gamma^\mu)^2 \;=\; m_p^2 \,+\, m_\gamma^2 \,+\, 2\,P_p^\mu\,.\,P_\gamma^\mu \;=\; m_p^2 \,+\, 2\,(E_0\;E_\gamma \,+\, E_0\;E_\gamma) \tag{1.6}$$

$$(m_p \,+\, m_\pi)^2 \;=\; m_p^2 \,+\, 4E_0\;E_\gamma \tag{1.7}$$

D'où :

$$E_0 \;= \frac{2\;m_\pi\;m_p \,+\, m_\pi^2}{4\;E_\gamma} \tag{1.8}$$

Nous savons que l'énergie moyenne des photons CMB est $0.5\,10^{-3}\,eV$.
Nous obtenons ainsi un seuil de :

$$E_0 \;\approx\; 10^{20}\,eV \tag{1.9}$$

Libre parcours moyen :

Le libre parcours moyen entre 2 collisions est :

$$\lambda = \frac{1}{\sigma\, n} \tag{1.10}$$

Sachant qu'à la résonance, σ vaut 0.55 mb et que n, la densité moyenne du CMB, est de $410\,\gamma/cm^3$, nous obtenons un libre parcours moyen de l'ordre du Mpc. Donc tant que les protons incidents ont une énergie supérieure à 5.10^{19} eV (valeur de la résonance) ils perdent à chaque interaction avec un photon environ 15 % de leur énergie. De ce fait, au bout d'un parcours de 100 Mpc, la totalité des protons aura une énergie inférieure à 5.10^{19} eV (cf.Fig 1.4). Nous pouvons donc conclure en disant que ce phénomène interdit l'observation de protons d'énergie supérieure à 5.10^{19} eV venant d'une distance supérieure à 100 Mpc. Cela impose une forte contrainte sur la distance des sources d'UHECR si ces dernières émettent en partie des protons.

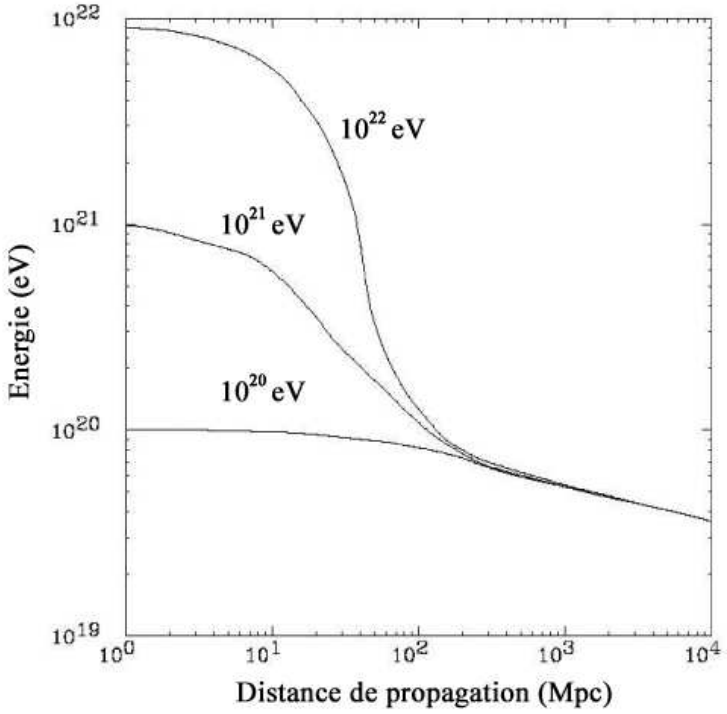


FIG. 1.4 – *Evolution de l'énergie des protons lors de leur propagation dans le CMB, en fonction de leur énergie de départ. Ce graphique a été réalisé en prenant une distribution suivant un spectre de corps noir pour la distribution en énergie des photons du CMB*

Propagation des noyaux

Pour les noyaux, l'interaction avec un photon du CMB va entrainer une résonance géante dipolaire qui conduit à casser le noyau. Cette réaction n'est pas seulement due aux photons du CMB mais également aux photons du fond diffus cosmologique infrarouge. Un calcul de l'ensemble des pertes d'énergie, incluant également les pertes par effets Compton et par création de paire par interaction du champ du noyau sur le CMB, conduit à des longueurs d'atténuation d'environ 100 Mpc à 100 EeV et environ 10 Mpc à 200 EeV [9] pour un noyau de fer.

Propagation des photons

En ce qui concerne le transport des photons à ultra haute énergie, il ne s'agit plus d'une perte d'énergie mais d'une disparition dans l'état final de la particule initiale.
Le phénomène de production de paires $\gamma\ \gamma \rightarrow\ e^+\ e^-$ possède un seuil en énergie (dans le centre de masse, à m_e^2/E_{CMB}) de l'ordre du PeV sur les photons du CMB. Les photons d'ultra hautes énergies interagissent aussi avec le fond IR (Infra-Rouge) et le fond radio URB (Universal Radio Background) induisant différents niveaux de coupure.
La longueur d'atténuation $\mathrm{l}(E)$ dépend fortement de E (cf.fig 1.5). La production de paire

sur le fond diffus gamma induit donc une bande interdite à l'observation $10^{11}\,eV < E < 10^{20}\,eV$.
Les photons semblent donc rester de bons candidats potentiels à ultra hautes énergies malgré l'existence de la Double Production de Paire (DPP) limitant leurs propagations. Il n'est alors pas exclu d'observer un changement de composante du flux de RC à des énergies superieures à 10^{20} eV.
Les mesures effectuées par EGRET [10] du fond diffus gamma entre 0.1 et 100 GeV ont permis de contraindre le flux de gamma à ultra haute énergie par l'intermédiaire de leurs cascades électromagnétiques sur le CMB (Production de Paire et Inverse Compton Scattering).

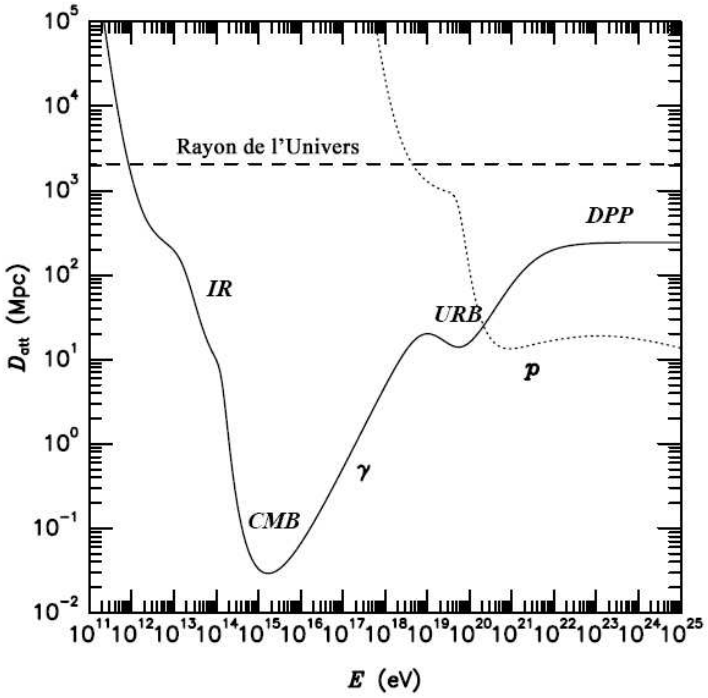


FIG. 1.5 – *Longueur d'interaction des photons sur différents fonds de radiation, infrarouge (IR), 3K (CMB) et radio (URB). La ligne pointillée montre pour comparaison la longueur d'attenuation pour les protons*

1.1.2 Propagation des neutrinos, le Z-Burst

Une facon de contourner le problème GZK est d'imaginer la propagation de particules n'interagissant pas avec les photons du CMB. C'est le cas des neutrinos. Récemment est apparue l'idée qu'une large partie des RCUHE pourrait provenir de la désintégration du boson Z produit par annihilation de neutrinos à ultra hautes énergies sur les neutrinos cosmologiques [11], le Z-Burst. Afin de pouvoir comparer le flux attendu aux observations, nous allons considérer quatre points essentiels :

- probabilité de production du Z ;
- détermination de la distribution en énergie de la production de proton ;
- propagation des protons vers la terre, perte d'énergie ;
- comparaison du spectre observé et prédit, évaluation de la masse des neutrinos reliques et flux RCUHE.

L'énergie de résonance, dans le système au repos des neutrinos reliques est donnée par :

$$E_i^{res} = \frac{M_Z^2}{2m_i} = 4.2\ 10^{21}\ eV\ \frac{1\ eV}{m_i} \tag{1.11}$$

Avec Mz masse du Z, m_i masse du neutrino.
Nous connaissons avec une très bonne précision (cf. fig. 1.6), la distribution d'impulsion emportée par le proton (et l'antiproton) issu de la désintégration du boson Z, notée $Q_p(E_p)$ (la désintégration du Z a été étudiée précisément au LEP).

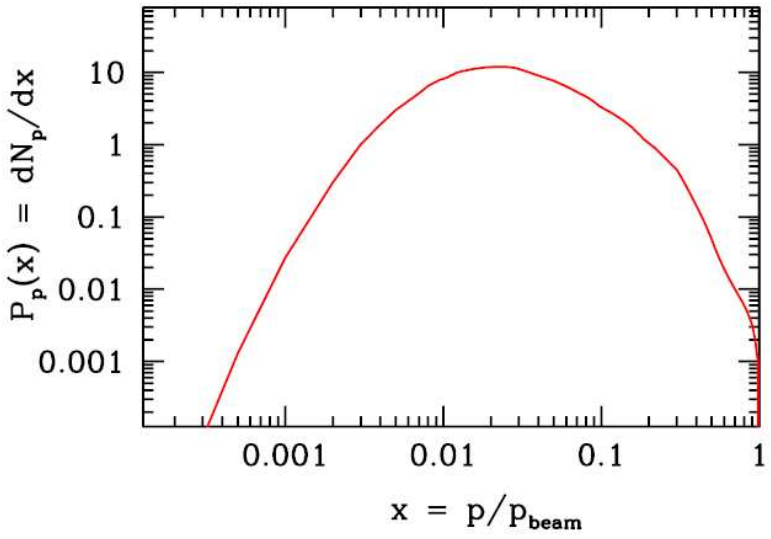


FIG. 1.6 – *Fraction d'impulsion emportée par le proton dans la désintégration du Z^0*

Comme nous l'avons vu, le transport des protons va être entravé par l'effet GZK. Il va donc être essentiel que les protons soient produits à moins de $100\,Mpc$ de la Terre donc que l'interaction neutrino neutrino ait lieu dans ce même voisinage. Deux possibilités sont à envisager pour la localisation du fond de neutrinos. Dans un premier cas, on envisage l'existence d'un halo de neutrinos présent dans notre galaxie (dans ce cas, plus de problème avec GZK) et dans le second cas, on considère une distribution extragalactique et uniforme de neutrinos.

La figure 1.7 nous donne les limites supérieures du flux différentiel de neutrinos pour les expériences GLUE (Goldstone Lunar Ultrahigh Energy), Fly's Eye (en noir), et pour les expériences Auger, AMANDA (Antarctic Muon and Neutrino Detector Array) et OWL [30], en bleu, dans le cas où les neutrinos ne seraient pas observés. En vert, il s'agit du flux

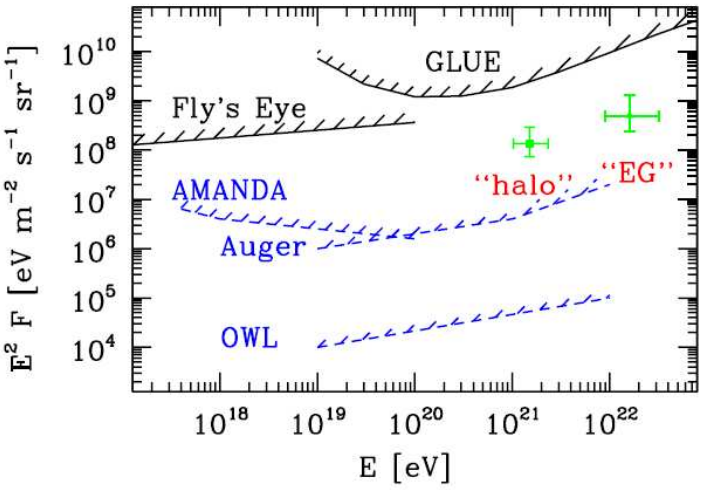


FIG. 1.7 – *Flux différentiel de neutrinos*

de neutrinos dans le cas du Z-burst. La barre d'erreur horizontale indique l'incertitude sur la masse du neutrino et la verticale indique l'incertitude sur le paramètre de Hubble H_0. Il est possible de faire une estimation de la masse du neutrino à l'aide des données disponibles sur les UHECR. A terme, on peut voir que des expériences comme Auger ou OWL permettront de contraindre ce modèle. Il est à noter que dans cette approche, la masse des neutrinos est dégénérée ($m_i = m$).

Grâce à une importante statistique au delà de 10^{19} eV il sera ensuite possible d'extraire de la forme du spectre une estimation de la masse des neutrinos (cf. fig. 1.8).
Le problème majeur qu'induit une telle approche est qu'elle nécessite l'existence de neutrinos cosmiques de très hautes énergies, $\approx 10^{22}$ eV. Ces neutrinos doivent provenir de sources qui soient capables d'accélérer des protons d'énergie encore plus grande de façon à pouvoir produire ces neutrinos par collision avec de l'hydrogène dans la source.

1.1.3 Mesure extragalactique du CMB

La coupure GZK, comme nous l'avons vu, est induite par la photo-production de pions sur les photons du CMB à 2.73 K. Ces dernières années, de nombreuses expériences ont eu pour but la mesure de ce rayonnement et de son isotropie. Nous connaissons aujourd'hui la température de cette radiation avec une très grande précision ainsi que ses anisotropies ($\frac{\Delta T}{T} \approx 10^{-5}$).
Toutefois, ces mesures ont été effectuées dans le système solaire. La théorie du "Big-Bang" prévoit l'existence d'un tel rayonnement dans tout l'univers, mais des théories alternatives [12] partisanes d'un univers statique, proposent des explications radicalement différentes de l'existence du CMB. Ces théories sont toutefois incapables d'expliquer une éventuelle variation de cette température avec z. C'est dans ce but que de récentes expériences ont cherché à déterminer la température de ce fond diffus à des z importants.

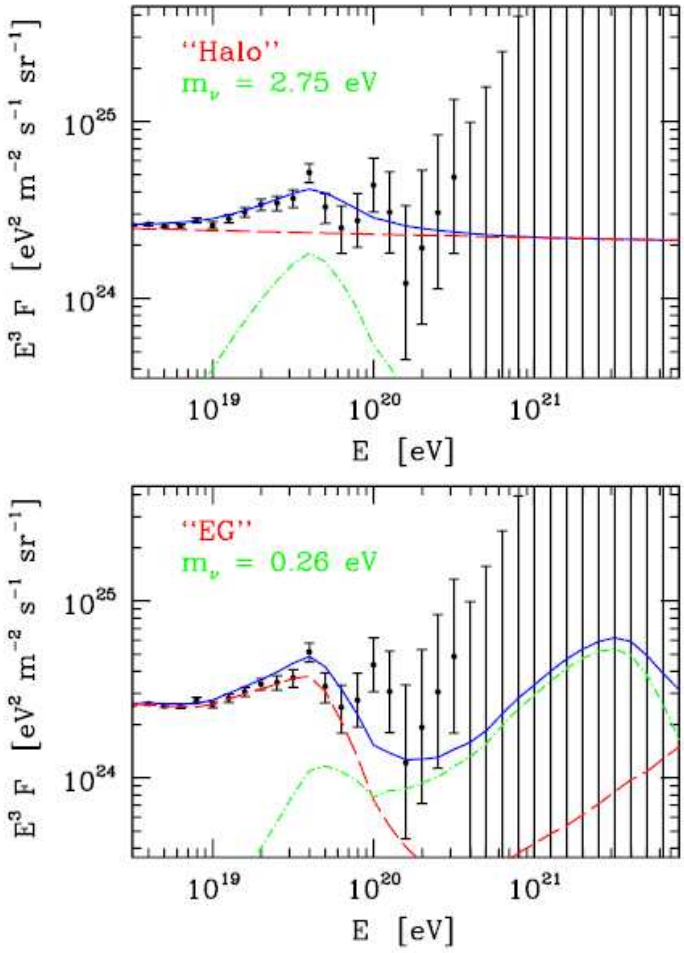


FIG. 1.8 – *Estimation de la masse des neutrinos*

La méthode de mesure consiste à observer certains modes de transitions de structure fine ou de rotation de molécule diatomique [13] telles que le Cyanogène (CN) ou CH dans des galaxies situées entre un quasar et nous. Considérons un système à deux niveaux où

$$\Delta E = E_2 - E_1 \approx \ k_B T \quad (T \approx 2.7\,^\circ \text{Kelvin}) \tag{1.12}$$

La loi de Boltzmann nous donne la population de chacun d'eux en fonction de la température T et de l'écart d'énergie entre ces deux niveaux ΔE.

$$\frac{n(E_2)}{n(E_1)} \ \propto \ e^{\frac{-\Delta E}{kT}} \tag{1.13}$$

En déterminant la population de chaque niveau par l'analyse des bandes d'émission ou d'absorption, il est possible de déterminer T.
Si nous nous plaçons dans le cadre du "Big-Bang" alors, la température du CMB doit varier avec z (dans le passé, l'univers était plus chaud) comme :

$$T(z) \;=\; T(0)\;(1+Bz) \tag{1.14}$$

où B est un paramètre du "fit" (≈ 1).

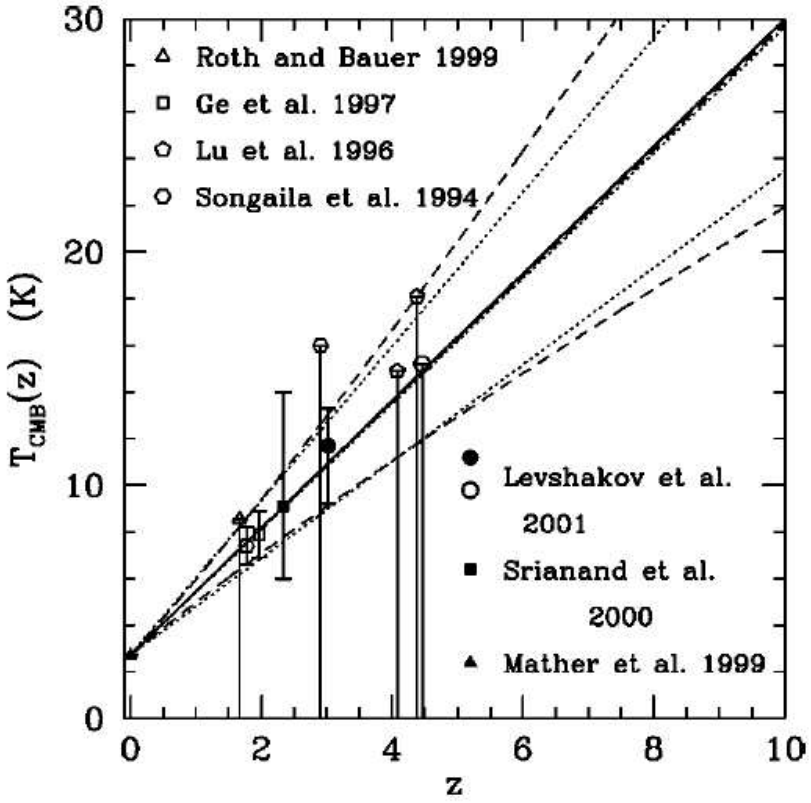


FIG. 1.9 – *Mesure de T_{CMB} pour differents z*

La figure 1.9 montre que les différentes observations sont en accord avec ce que prédit la théorie du "Big-Bang". Si les observations de ces expériences avaient conduit à la non-existence du CMB, nous aurions pu expliquer la propagation des protons sur de longues distances puisqu'il n'y aurait plus d'effet GZK.

1.2 Les sources de RCUHE

La production de particules ultra énergétiques peut être envisagée suivant deux methodes que sont l'accélération (champ ou onde de chocs) et la désintégration de particules massives. Nous allons aborder dans ce paragraphe les bornes sur les énergies envisageables en fonction de la source et du mode de production.

1.2.1 Source Astrophysique

La première idée que l'on peut avoir, afin d'accélérer des particules chargées, est par l'utilisation de champs électriques ultra intenses ($\Delta V > 10^{20}$ V). Malheureusement, aucune source connue ne possède de telles caractéristiques, seuls des champs magnétiques variables et très intenses peuvent être rencontrés.
Afin de voir quelles sont les sources capables d'accélérer des particules jusqu'à de très hautes énergies, il faut chercher des régions accélératrices de taille L avec un champ magnétique moyen local B qui confine longtemps les particules. L'énergie maximale théorique dans ce cas est :

$$E_{max} = \beta Z B L \approx \beta\, Z \frac{B}{1\,\mu G} \frac{L}{1\,kpc}\, EeV \tag{1.15}$$

où 1 EeV=10^{18} eV
A.M.Hillas a représenté dans le diagramme $[B, L]$ (figure 1.10) différents objets astrophysiques susceptibles d'être des sources accélératrices.

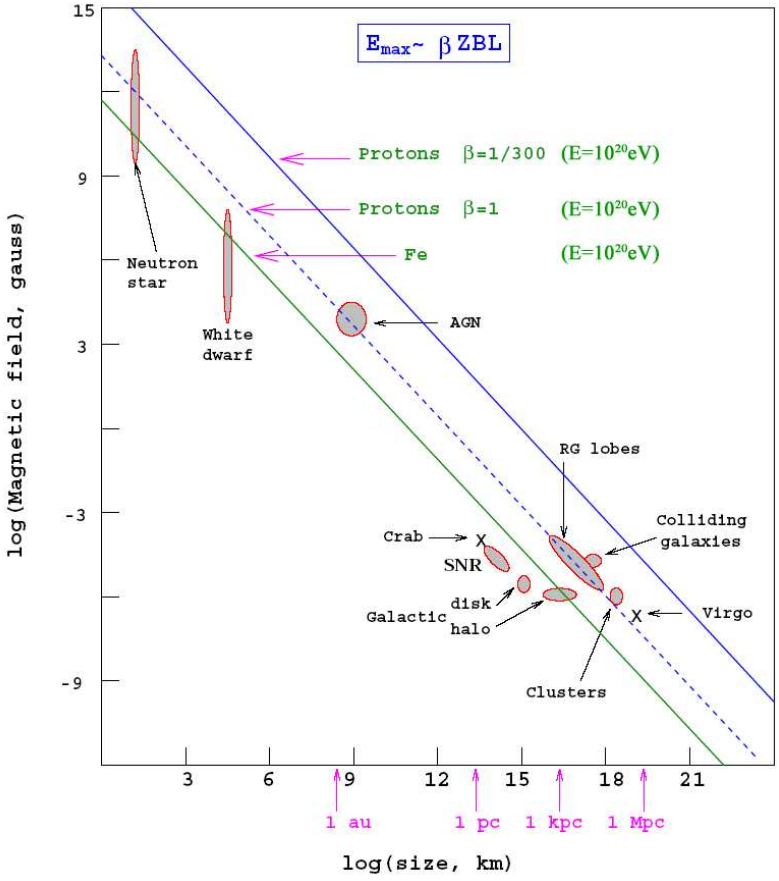


FIG. 1.10 – *Diagramme de Hillas. Les sites sont classés en fonction de leur taille et de leur champ magnétique comme potentiels accélérateurs de particules chargées. Seules les sources au dessus des différentes lignes peuvent accélérer les particules indiquées*

Une méthode envisageable pour la production de particules ultra énergétiques est l'accélération diffusive par onde de chocs (Fermi d'ordre 1 [14]) ou l'accélération stochastique (Fermi d'ordre 2 [14]) qui peut avoir lieu dans differents objets astrophysiques comme les noyaux actifs de galaxies (AGN)

Les noyaux actifs de galaxie (AGN)

Les AGN composés sans doute par un trou noir massif en leur centre, sont source de jets de particules ultra relativistes accélérées par des mouvements de structure magnétique (Fermi),(cf. fig. 1.11). Pour un rayon moyen de l'ordre de $0,02\,pc$ et un champ magnétique de l'ordre de $5\,G$ nous obtenons une énergie $E_{max} \approx 10^{20}$ eV. Cette valeur n'est cependant pas très réaliste. En effet nous devons tenir compte des dégradations en énergie dues à divers processus d'interactions de la particule accélérée avec le milieu environnant ainsi que des pertes par rayonnement synchrotron et par diffusion compton. On peut donc estimer l'énergie maximum à $E_{max} \approx 10^{19}$ eV.

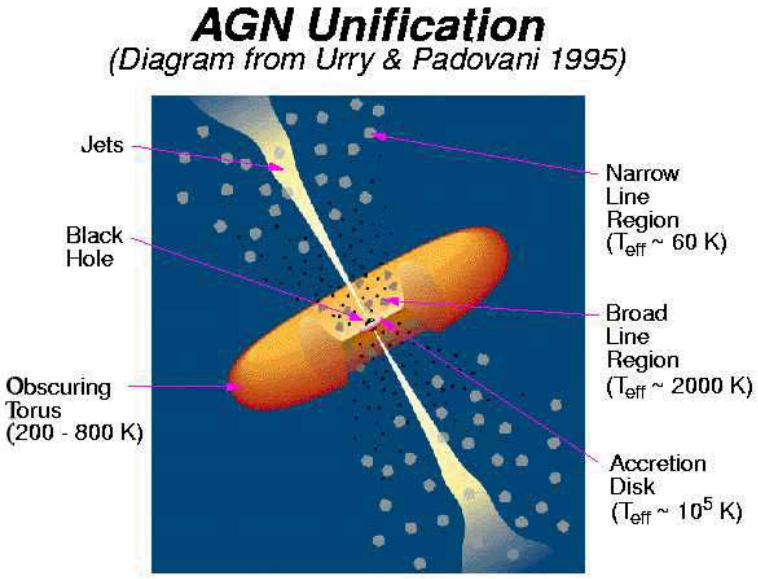


FIG. 1.11 – *Schéma d'une Galaxie à Noyau Actif*

Les radiogalaxies

Les radiogalaxies (cf. fig. 1.12) font partie de la classe des AGN. En effet, les AGN n'étant pas à symétrie sphérique, les observations dépendent de l'axe selon lequel on les voit. On peut donc prétendre dans le cadre de théories d'unifications [15, 16, 17, 18], que les Quasars, les galaxies de Seyfert, les blazars, les radiogalaxies sont un seul et même type d'objet vu sous des angles différents.

Les radiogalaxies de type FRII (jets puissants, très collimatés) seraient à priori capables d'accélérer des protons à des énergies de l'ordre de 10^{21} eV. En effet, d'importantes ondes de chocs se propageant le long de jets émis de part et d'autre de la radiogalaxie permettraient une accélération de type Fermi (ordre 1) des particules.

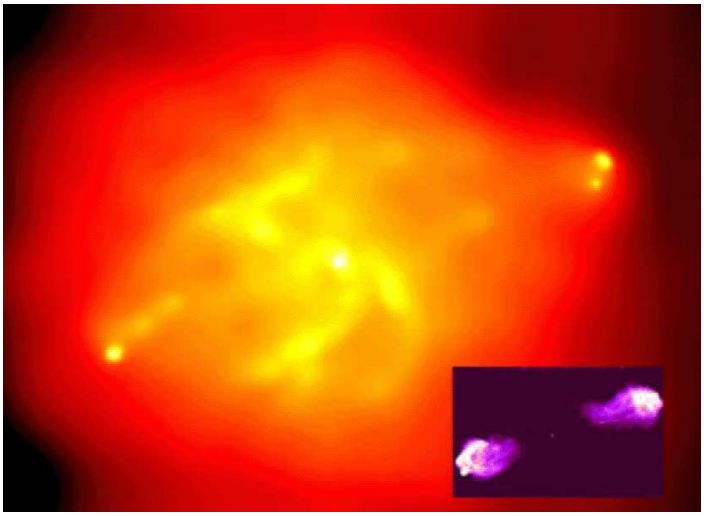


FIG. 1.12 – *Région de la constellation du Cygne en Observation X. On peut remarquer les hot spots aux deux extrêmités des jets. Ces mêmes hot spots, en bas à droite, sont vus dans une autre longueur d'onde.*

Les étoiles à neutrons

Avec un rayon de seulement quelques kilomètres et une densité d'une centaine de millions de tonnes par cm^3, les étoiles à neutrons sont le siège de champs magnétiques extrêmement intenses ($\approx 10^{12}$ G). De plus, animées d'une importante vitesse de rotation (due à la conservation du moment cinétique), elles permettent de très puissantes accélérations. Il est à noter l'existence de tels objets dans notre voisinage (comme le CRABE et VELA).

Certaines étoiles à neutrons, émettent des rayons X et des bouffées de rayons gamma. Ce sont des magnétars, ou encore SGR (Soft Gamma Repeater). Ce phénomène n'a été mis en évidence que très récemment, et est encore mal connu. On pense cependant que les magnétars seraient des étoiles à neutrons jeunes, possédant un champ magnétique très intense. Le rayonnement X de basse énergie, serait émis par des particules accélérées par le champ magnétique. Celui ci, à cause de sa trop grande intensité, exerce des contraintes importantes sur la croûte de l'étoile à neutrons, provoquant une rupture de la croûte, et une libération d'énergie sous forme de rayons gamma.
Le faible rayon de ces étoiles contraint les particules accélérées à perdre une très grande quantité d'énergie par rayonnement synchrotron ce qui nous limite en énergie à quelque 10^{16} eV.

Les sursauts Gamma (Gamma Ray Bursts GRB)

Les sursauts gamma découverts au début des années 70 font partie des phénomènes astrophysiques les plus méconnus. Ce sont des bouffées de rayons gamma d'énergie allant de quelques keV à plusieurs dizaines de GeV, ils durent de quelques fractions de seconde à plusieurs minutes.
BATSE, embarqué à bord de l'observatoire CGRO (Compton Gamma-Ray Observatory) mis en orbite par la NASA en 1991 a permit de caracteriser plus de 2700 sursauts gamma et d'étudier leur distribution dans l'espace. Repartie de manière uniforme dans le ciel (cf. fig. 1.13), on observe une augmentation de leur nombre avec la distance. Cette observation pourrait provenir de leur éventuelle origine cosmologique. Des contreparties sont parfois observées dans les domaines X, Optique ou radio [19]. Les causes de l'émission de ces bouffées gamma restent magré tout mal comprises.

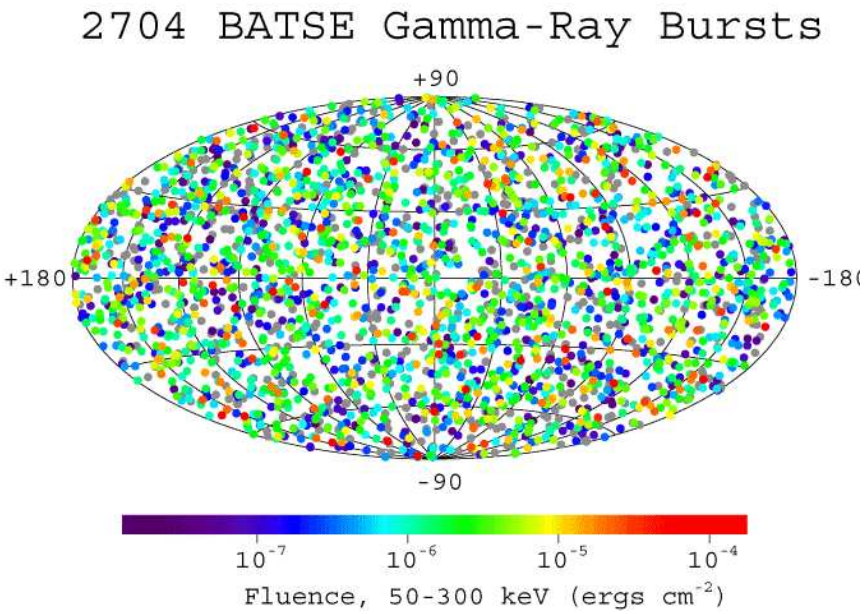


FIG. 1.13 – *Répartition dans le ciel des sursauts gamma enregistrés par BATSE, en coordonnées galactiques. Les couleurs indiquent la fluence, c'est-à-dire le flux d'énergie du sursaut intégré sur la durée totale de l'événement.*

La violence de ces phénomènes (coalescence d'étoiles binaires, Hypernova ...) pourrait être le siège d'ondes de chocs accélérant des noyaux via le mécanisme de Fermi et produisant un spectre en E^{-2} pouvant atteindre des énergies de l'ordre de $10^{20}\,eV$. Un point important à signaler est que les rayons cosmiques les plus énergétiques observés à ce jour pointent dans la direction des deux GRB les plus intenses.

1.2.2 Source Exotique

Face à la difficulté de trouver des mécanismes capables d'accélérer des particules à des énergies de l'ordre de la centaine de joules, on a supposé l'existence de particules X super massives, instables, ou métastables.

$$X \implies Quarks + Leptons \implies Jet(\pi, p, n) \implies (\gamma, \nu, l, p) \tag{1.16}$$

Ces particules (X) doivent remplir un certain nombre de conditions pour pouvoir être obervables :

- désintégration récente ($<$ 100 Mpc pour satisfaire à la coupure GZK) ;
- $M_X >> 10^{20} eV$;
- avoir un rapport densité sur temps de vie (ρ_X/τ_X) compatible avec le flux de RCUHE observé sans pour autant dépasser la densité de matière noire supposée.

On peut distinguer deux classes d'objets pour X :

- les défauts topologiques (TD) :
  Cordes cosmiques supraconductrices, P-brane, Vortons (cordes cosmiques chargées), etc ;
- les reliques de l'inflation :
  Fermions super massifs, résidus de transition de phase de brisure de GUT ($t \approx 10^{-35}$ seconde) monopôles etc.

Le taux de désintégration de X , $\dot{n}_X(t)$ dépend très fortement du modèle :

- pour un TD on a $\dot{n}_X(t) = \dot{n}_X(t_0) \left(\frac{t}{t_0}\right)^{-m}$;
- pour une relique on a $\dot{n}_X = \frac{n_X}{\tau}$ (τ étant la durée de vie de X).

Les particules X se désintègrent en deux jets qui vont s'habiller en particules usuelles :

- Flux de nucléons

$$\phi_N(E,t) = \dot{n}_X(t)\ N_q\ f_N \frac{\tilde{N}}{M_X}\ \frac{dN_h}{dx} \tag{1.17}$$

  avec f_N fraction de nucléon dans une cascade de quarks

- Flux de γ des π^0

$$\Phi_{\gamma(\pi^0)}(E,t) \approx\ 2\ \int_E^{\frac{M_X}{\tilde{N}}}\ \Phi_{\pi^0}(\epsilon,t)\ \frac{d\epsilon}{\epsilon} \tag{1.18}$$

- Flux de ν des $\pi\pm$

$$\Phi_{\nu+\bar{\nu}(\pi\pm)}(E,t)\ \approx\ 2.34\ \int_{2.34E}^{\frac{M_X}{\tilde{N}}}\ \Phi_{\pi^+ + \pi^-}(\epsilon,t)\ \frac{d\epsilon}{\epsilon} \tag{1.19}$$

  avec $\Phi_{\pi^+ + \pi^-} \approx\ 2\ \Phi_{\pi^0}$

Dans un sénario Top-Down, le flux de γ *et* ν sera dominant à la source avec 10 fois plus de γ que de protons.

Le spectre ainsi obtenu doit être transporté sur terre pour rendre compte du flux de rayons cosmiques observé. Il est à noter que certaines de ces particules X peuvent jouer elles mêmes le rôle de RCUHE (vortons). Le mécanisme Top-Down répond clairement au problème de l'énergie et de l'invisibilité d'objet astrophysique proche pouvant effectivement produire de tels phénomènes, mais l'inconvénient majeur de ces hypothèses est la nécessité d'avoir des particules massives ayant une durée de vie très importante pour être en accord avec les flux d'RCUHE observés.

1.3 Un demi siècle de données expérimentales

1.3.1 Les expériences au sol

Depuis plus de 30 ans, des expériences se sont succédées dans le but de vérifier et de comprendre l'existence de ces "Monstres Cosmiques". Voici les principales expériences qui ont contribué à améliorer notre vision de ces phénomènes ultra énergétiques.

- Volcano Ranch [5] (Nouveau-Mexique, 1959-1963).
  Première expérience à avoir détécté un événement au delà de 10^{20} eV. Elle était composée de 20 scintillateurs de $3.26\,m^2$ espacés de $884\,m$ sur une grille hexagonale de $8\,km^2$;
- SUGAR [20] (Sydney,1968-1979)
  Composé de 54 paires de scintillateurs de $6\,m^2$, il couvrait près de $100\,km^2$;
- Haverah Park [21] (Leeds, 1968-1987)
  Composé d'un ensemble de detecteurs Cherenkov à eau (cuves) de taille variable sur une surface de $12\,Km^2$ ainsi qu'un sous réseau de scintillateurs rapprochés. Ce réseau servit d'exemple pour la construction de l'Observatoire Pierre Auger ;
- Yakutsk [22] (Sibérie, 1974-)
  Réseau varié de par sa construction, puisqu'équipé de 50 téléscopes Cherenkov atmosphérique, 56 scintillateurs au sol et 6 sous terre, il occupe une surface de $12\,Km^2$;
- AGASA [23] (Akeno, 1990-)
  Il a été durant les 15 dernières années, le plus grand réseau opérationnel, dépassé depuis quelques mois seulement par l'Observatoire Pierre Auger. Ses $100\,Km^2$ lui ont permis d'engranger près de un événement au delà de $10^{20}\,eV$ par an. Il est composé de scintillateurs de $2.2\,m^2$ et de $5\,cm$ d'épaisseur espacés de $800\,m$. Cet observatoire a permis détudier les plus basses énergies et de connaître les dépendances du signal en fonction de la distance à l'axe.
- Fly's Eye & HiRes [24] (Utah, 1981-)
  Contrairement à tous les détecteur précédemment cités, ce dernier n'est pas un réseau au sol mais un téléscope à fluorescence (cf. fig. 1.14). Connu sous le nom de Fly's Eye, il a enregistré le record du monde actuel à $3.2\,10^{20}$ eV en 1991 [25]. La suite du projet

se nomme HiRes et se compose d'un téléscope en opération depuis 1997, auquel un deuxième a été ajouté pour permettre une détection stéréoscopique (1999).



FIG. 1.14 – *Image des téléscopes de l'expérience Fly's Eye (phase 1)*

Les projets en cours ou à venir sont :
- Auger [26] (Argentine, 2001-)
  Actuellement en construction dans l'hémisphère sud, il sera composé d'ici mi 2006 de 1600 détécteurs au sol de type Cherenkov et de 24 téléscopes à fluoresence (cf. chp. 2) ;
- Telescope Array [27]
  Un réseau de 10 téléscopes à fluorescence s'installant dans l'Utah ;
- Airwatch/Euso/Owl [28, 29, 30]
  Projets de téléscopes à fluorescence embarqués sur satellites et observant le développement des gerbes terrestes depuis l'espace.

1.3.2 Le spectre

Le plus surprenant, lorsque nous sommes initiés aux rayons cosmiques, est la régularité de leur spectre en énergie (cf. fig. 1.15). S'étalant sur près de 32 ordres de grandeur en flux et 13 en énergie, il suit une loi de puissance ($Flux \propto E^n$) avec un indice spectral moyen n d'environ -3. A basse énergie, au niveau du GeV, nous constatons une modulation

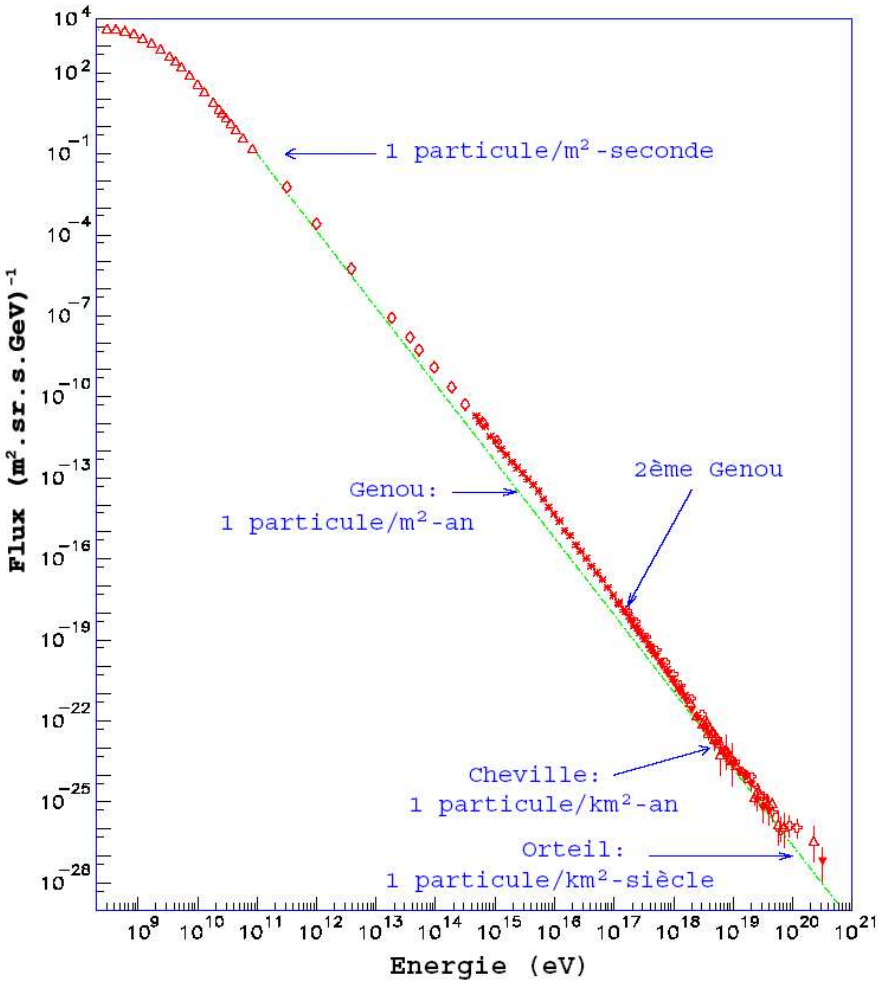


FIG. 1.15 – *Flux des rayons cosmiques sur 13 ordres des grandeur [31]*

du flux due à l'interaction avec le champ magnétique solaire (0.1 Tesla). Au niveau du PeV, une cassure semble être visible. Cette rupture de pente, appelée genou, conduit à un adoucissement du spectre. L'existence d'une seconde inflexion semble être aussi visible au niveau de la centaine de PeV. A quelque EeV, le spectre semble retrouver sa pente initiale d'environ -2.7. Cette zone est appelée la cheville. Au delà de l'EeV, le spectre semble changer à nouveau (cf. fig. 1.16). Cette zone reste malgré tout très pauvre en statistique et plutôt controversée.
Malgré une bonne connaissance du spectre jusqu'à quelques $10^{19}\,eV$, son interprétation n'en reste pas moins hasardeuse. L'accélération dépendant de la charge, on peut donc s'attendre à des coupures dans le spectre à des énergies différentes. Il apparaît donc nécessaire de connaître la composition chimique du rayonnement cosmique afin d'interpréter le Genou et la Cheville.

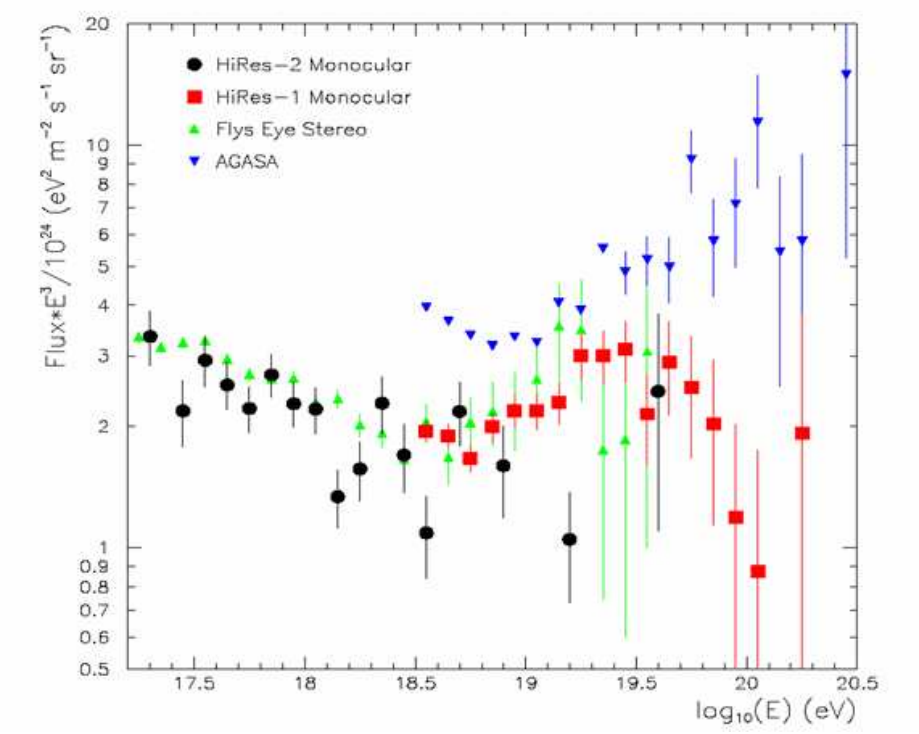


FIG. 1.16 – *Extrémité du spectre des rayons cosmiques [32]. Principale désaccord entre les expériences Fly's Eye et HiRes d'une part et AGASA d'autre part.*

1.3.3 La composition chimique

A basse énergie, les flux de rayons cosmiques étant importants, il est possible de procéder à une analyse directe de leur composition via des satellites ou des ballons.
L'ensemble des mesures effectuées à basse énergie semble indiquer que les rayons cosmiques serait en majeure partie composés d'éléments légers, 87 % d'hydrogène, 12 % d'hélium et seulement 1 % d'éléments plus lourds. La figure 1.17 montre l'abondance relative des éléments chimiques dans le système solaire ainsi que dans le rayonnement cosmique. Nous constatons une bonne correspondance des abondances excepté pour le lithium, le béryllium et le bore qui se voient affectés d'un facteur 10^6 dans le rayonnement cosmique. Le même phénomène touche également les éléments allant du calcium au fer. Ce phénomène peut être interprété comme l'existence de réactions de spallation dans le milieu interstellaire. En effet, la fragmentation d'éléments comme le carbone, l'azote ou l'oxygène (CNO) sur des protons du milieu interstellaire produit une forte quantité d'éléments plus légers comme le lithium, le béryllium et le bore enrichissant considérablement leurs proportions dans le rayonnement cosmique. La comparaison des abondances entre CNO et le lithium, le béryllium et le bore nous renseigne sur les quantités de matière interstellaire traversées.

A haute énergie, le flux étant extrêmement faible, la seule possibilité réside dans l'analyse de la composition des particules secondaires des gerbes atmosphérique. Le rapport de la densité entre muons d'une part et éléctrons d'autre part nous renseigne sur le nombre

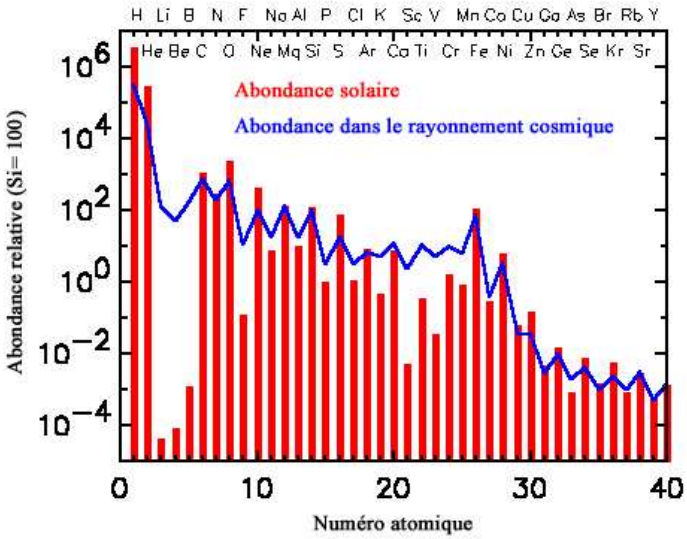


FIG. 1.17 – *Comparaison de la composition des rayons cosmiques aux basses énergies aux abondances solaire.*

de masse de la particule.
C'est dans cette optique qu'a été construite l'expérience KASCADE, en Allemagne, afin d'étudier plus particulièrement la région du genou en terme de composition. Chacune des stations détectrices qui composent le détecteur est faite d'un assemblage adéquat de scintillateurs et d'absorbeurs (cf. fig. 1.18), permettant d'obtenir un très grand pouvoir séparateur.

La figure 1.19 nous montre les résultats obtenus par KASCADE concernant la composition chimique des rayons cosmiques au PeV. Elle indique que le Genou peut être vu comme la superposition de la fin du spectre des protons et des noyaux, le premier genou étant dû à la disparition des protons et le second à la disparition du fer, les deux étant séparés d'un facteur 26 correspondant à la charge du fer.

A très haute énergie, Fly's Eye [33, 34], qui observe le développement longitudinal de la gerbe, utilise la profondeur du maximum (Xmax) comme indicateur de la nature du primaire. Ils montrent ainsi que la composition serait dominée par des noyaux de fer aux alentours de $10^{17}\,eV$ et deviendrait plus léger vers $10^{19}\,eV$.
AGASA [35] montrerait qu'au contraire sur cette même gamme d'énergie, aucun changement dans la composition n'aurait lieu.
Ces divergences soulignent la difficulté qu'ont les détecteurs au sol pour déterminer la composition à très haute énergie ainsi que la nécessité d'avoir un détecteur alliant les deux techniques d'observations.

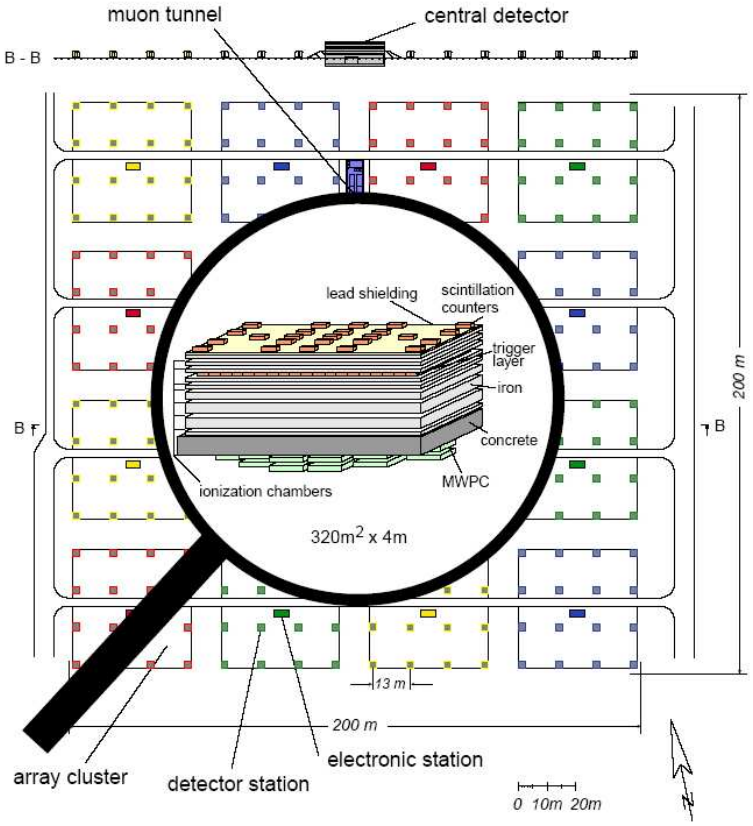


FIG. 1.18 – *Un détecteur de l'expérience KASCADE. Au centre se trouve un système complexe composé de scintillateurs et de chambre à fils. Le réseau en lui-même se compose de 456 scintillateurs espacés de* $13\,m$

1.3.4 Recherche de sources

Déflexion magnétique

Les derniers résultats de l'expérience KASCADE semblent indiquer que le rayonnement cosmique serait composé, jusqu'au second genou, en majeure partie de particules chargées. Si nous faisons l'hypothèse que la composition au niveau de la cheville et au delà reste du même type, il va falloir prendre en compte l'existence des champs magnétiques galactiques et extragalactiques dans la recherche de sources. Les longueurs de propagation étant de l'ordre de quelques dizaines, voir quelques centaines de Mpc, les champs présents dans le milieu interstellaire suffisent à dévier la particule chargée et trompent l'observateur sur la localisation de la source dans l'espace. Il faut donc disposer de mesures des champs magnétiques galactiques et extragalactiques et de leurs longueur de cohérence afin d'estimer comment est affecté le transport des rayons cosmiques.
Différentes méthodes de mesure de champs magnétiques à distance, comme la rotation Faraday, l'effet Zeeman, la polarisation de la lumière stellaire ou l'émission synchrotron

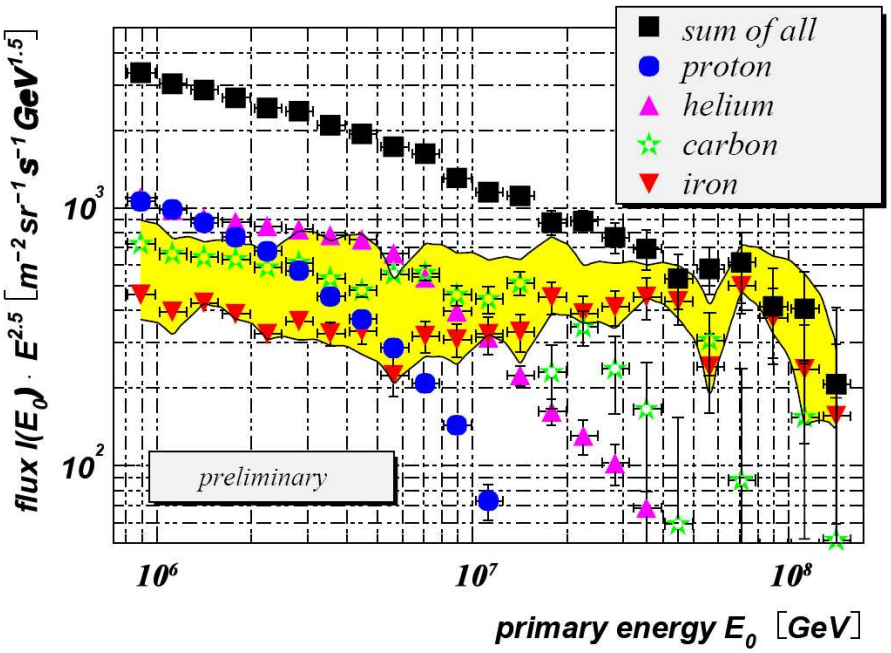


FIG. 1.19 – *Résultats de KASCADE au PeV et au delà. On voit les différents genoux apparaitre pour les composantes en fonction de leur rapport de charge. La région en jaune (grisé) correspond a la zone d'incertitude pour le fer.*

permetent d'extraire B dans certaines zones de l'univers.
L'analyse des données concernant notre galaxie tend à donner une valeur de B de l'ordre de :

$$B = 4 \pm 1\,\mu G \tag{1.20}$$

Avec une longueur de cohérence de 10 à 100 pc.
Pour ce qui est du champ extragalactique, il serait de l'ordre du nG avec des longueurs de cohérence de l'ordre du Mpc. La déviation angulaire par les champs magnétiques est donnée par l'approximation de Bohm :

$$\theta \approx 0.5^\circ\, Z \left(\frac{E}{10^{20}\,eV}\right)^{-1} \left(\frac{d}{10\,Mpc}\right)^{1/2} \left(\frac{l_c}{1\,Mpc}\right)^{1/2} \left(\frac{B}{1\,nG}\right) \tag{1.21}$$

pour le champ magnétique extragalactique.

$$\theta \approx 0.15^\circ\, Z \left(\frac{E}{10^{20}\,eV}\right)^{-1} \left(\frac{d}{10\,kpc}\right)^{1/2} \left(\frac{l_c}{1\,pc}\right)^{1/2} \left(\frac{B}{10\,\mu G}\right) \tag{1.22}$$

pour le champ magnétique galactique.
Le délai temporel dû à la différence de parcours qui est fonction de l'énergie pour un champ

donné est :

$$\tau \approx 0.6\, Z^2 \left(\frac{d}{10\, Mpc}\right)^2 \left(\frac{l_c}{1\, Mpc}\right) \left(\frac{B}{1\, nG}\right)^2 \left(\frac{E}{10^{20}\, eV}\right)^{-2} 10^3\, ans \qquad (1.23)$$

Pour une propagation de longueur d dans un champs magnétique de longueur de cohérence l_c.

Pour des énergies inférieures à $10^{18}\, eV$, les rayons cosmiques chargés doivent suivre des trajectoires s'enroulant autour des lignes de champs de la galaxie. Au delà ils pointent probablement la direction de leurs sources.

Anisotropie et multiplets

L'analyse des directions d'arrivée et la recherche de multiplets semblent donc avoir un sens pour des énergies supérieures à $10^{18}\, eV$.
L'expérience AGASA, qui accumule des données depuis près de 15 ans, rapporte une anisotropie en provenance du centre galactique avec un déficit correspondant à la direction opposée [36, 37].
Au-delà de $10^{19}\, eV$, les résultats des différentes expériences passées semblent s'accorder sur une répartition homogène des directions d'arrivée. AGASA semble malgré tout observer l'existence de cinq doublets et d'un triplet d'événements dans un cercle de diamètre 2.5° (cf. fig. 1.20). La probabilité d'obtenir a partir d'une distribution aléatoire de tels multiplets est respectivement 0.05 % et 1.66 %. Cette étude reste malgré tout extrêmement sensible aux conditions d'analyse a posteriori et devra être reconduite sous forme de prescription préétablie dans le dépouillement des données futures.

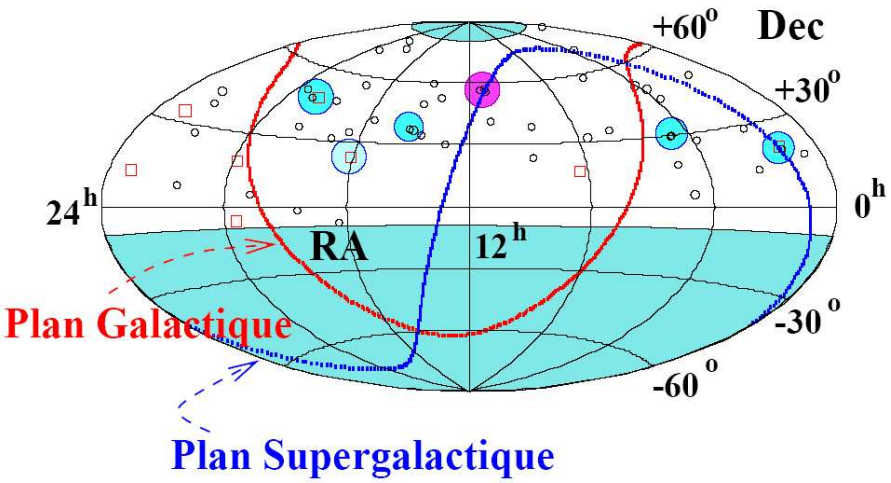


FIG. 1.20 – *Directions d'arrivée, en coordonnées équatoriales, des rayons cosmiques au-dessus de* $4\,10^{19}\,eV$ *enregistrées par AGASA. Les carrés rouges et les ronds verts représentent les rayons cosmiques ayant des énergies* $> 10^{20}$ *et* $(4-10)10^{19}\,eV$ *respectivement. Les cercles plus grands indiquent les multiplets (triplet en mauve). Ces évènements ont été enregistrés par le réseau d'AGASA de* $100\,km^2$ *entre le 17 février 1990 et le 31 juillet 2001, les angles zénithaux sont inférieurs à* $45°$

Conclusion

Si de récentes études tendent à montrer une meilleure compréhension du flux des rayons cosmiques et de sa composition dans la zone allant jusqu'au second genou, une telle analyse pour la zone de la cheville et au-delà reste hasardeuse.
Les réseaux de détecteurs au sol semblent observer, depuis plus de 40 ans, des rayons cosmiques d'origine probablement extragalactique, dont les énergies excèdent $10^{20}\,eV$.
Nous avons vu, au début de ce chapitre, que l'interaction de ces particules (si ce sont des noyaux) avec le fond diffus cosmologique à $2.7\,K$ entraîne une forte chute du flux observé pour des énergies supérieures à $5\,10^{19}\,eV$, rendant quasiment opaque notre champ d'observation pour des distances excédant quelques dizaines de Mpc (GZK).
Il ne semble pas non plus exister de mécanismes conventionnels d'accélération qui permettent de produire des particules à de telles énergies, et aucune source pouvant être à l'origine de ces rayons cosmiques n'est répertoriée à des distances et dans des directions correspondant aux observations. Il nous faut donc attendre la nouvelle génération de détecteurs qui offrira une très grande statistique à très haute énergie, permettant des études approfondies sur les directions d'arrivée, le spectre en énergie, infirmant ou non l'existence du seuil GZK, etc...
Le tableau 1.1 résume succinctement les signatures expérimentales pour différentes sources et modes de transport.

	origine sur le ciel	spectre en énergie f(E)	Nature (p,noyau,γ, ν,e)	Problèmes
desintégration (Top-Down)	Isotrope	E^{-1}	γ ,e ,ν , p(10%)	masse très grande durée de vie très grande
Accélérateur (Bottom Up)	Clustering	E^{-2}	protons, noyaux	pas d'objets proches connus
Z-Burst	source ponctuelle + d>100 Mpc	E^{-1}	γ ,e ,ν ,p(8%)	accélérateurs encore plus énergetiques

TAB. 1.1 – *Signatures expérimentales pour différentes sources et modes de transport*

Chapitre 2

Détection des gerbes atmosphériques dans l'observatoire Pierre AUGER

La construction du détecteur AUGER débutée en 2001 aura pour but de fournir un grand nombre de données concernant les rayons cosmiques à ultra haute énergie. Situé en Argentine à 1500 m d'altitude, il couvrira 3000 kilomètres carrés. Constitué de deux parties distinctes que sont d'une part les stations de surface (1600 cuves) et d'autre part les détecteurs à fluorescence (type Fly's Eyes), il sera le premier détecteur hybride jamais construit. De par sa nature, il permettra d'obtenir une statistique ainsi qu'une précision encore jamais atteinte. Pour 1600 stations, il est attendu environ 30 évènements par an au-dessus de $10^{20}\,eV$ et quelques 3000 évènements au-dessus de $10^{19}\,eV$ pour un flux variant en E^{-3}.

2.1 Propriété et développement des gerbes atmosphériques

Dédié à l'étude des directions d'arrivée, de l'énergie et de la masse des particules primaires, l'Observatoire Pierre Auger fournira des méthodes complémentaires dans l'extraction des informations de chaque gerbe. Avant d'exposer plus en détails les techniques de détection et les grandeurs associées à chacun des deux sous détecteurs, attardons nous sur les caractéristiques intrinsèques des gerbes atmosphériques.

2.1.1 Composition

Les noyaux

Si la particule primaire est un proton ou plus généralement un noyau, elle va engendrer une cascade d'interactions hadroniques. Le nombre de hadrons croît tout au long des différentes générations d'interactions jusqu'à un seuil en énergie à partir duquel les pions chargés se désintègrent en muons. On peut considérer en moyenne qu'à chaque génération

d'interactions, environ 30 % de l'énergie est transférée sous forme d'une cascade électromagnétique (EM) au travers des π^0 (cf. fig. 2.1). Environ 90 % de l'énergie initiale de la gerbe sera au final sous forme électromagnétique.

L'énergie dissipée par la composante électromagnétique est quasi proportionnelle à l'éner-

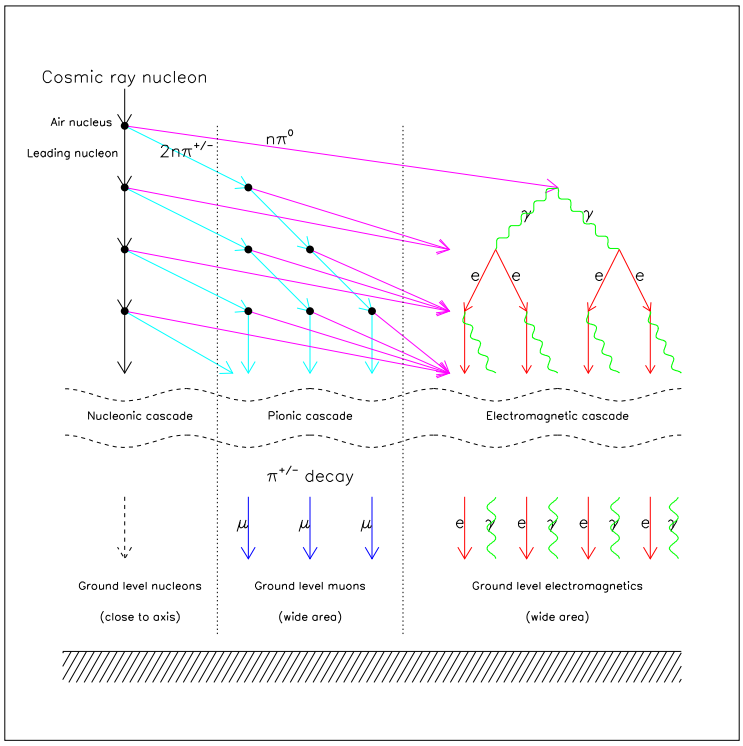


FIG. 2.1 – *Développement schématique d'une gerbe atmosphérique*

gie totale de la gerbe. Pour ce qui est des muons, leur nombre total, au sol, augmente moins rapidement que l'énergie de la particule primaire, et ce principalement à cause du transfert d'énergie sous forme électromagnétique. Cet effet est important dans le cadre de la distinction entre noyaux lourds ou légers. Des simulations [38] prédisent que le nombre total de muons au sol croît comme $E^{0.85}$. Par conséquent, si, dans une première approximation, nous voyons un noyau comme la superposition de A nucléons (modèle de superposition) d'énergie E/A, le nombre total de muons engendré par un noyau composé de A nucléons donnera relativement à une gerbe initiée par un proton (pour une même énergie) :

$$N_\mu^A = A^{0.15}\, N_\mu^p \tag{2.1}$$

Les photons

Les gerbes initiées par des photons engendrent une cascade électromagnétique. Le développement du profil longitudinal peut être vu comme la succession d'interactions avec l'atmosphère par l'intermédiaire de processus dépendants de l'énergie des particules. Les photons de hautes énergies vont créer des paires $e^+\, e^-$ jusqu'à un seuil d'environ $20\, MeV$

à partir duquel la diffusion Compton devient prépondérante (cf. fig. 2.2). Pour ce qui est des électrons, ils vont interagir avec la matière en émettant un photon (Bremsstrahlung) jusqu'à un seuil d'environ $80\,MeV$ où le dE/dX devient dominant.

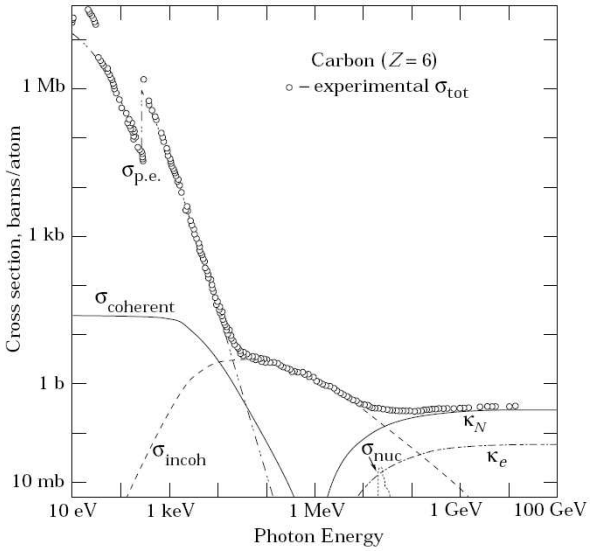


FIG. 2.2 – *Section efficace totale pour des photons, en fonction de l'énergie, dans le carbone*

Au dessus de $10^{19}\,eV$, les gerbes de photons ont une signature caractéristique due à l'effet LPM (Landau Pomeranchuck (1953) [39] et Migdal (1956) [40]). Cet effet a pour incidence d'augmenter la longueur d'interaction électromagnétique, allongeant le profil longitudinal.

Les neutrinos

Les neutrinos peuvent également donner naissance à une gerbe atmosphérique, mais celle-ci commence en général plus loin dans l'atmosphère que dans le cas des noyaux ou des photons car leur section efficace est faible (un neutrino de 10^{18} eV a une probabilité d'interaction de 10^{-5} lorsqu'il parcourt une épaisseur d'atmosphère ($10\,km$, ou $1000\,g.cm^{-2}$) [41]). La détection d'événements neutrinos est donc favorisée lorsque ceux-ci sont fortement inclinés car la quantité d'atmosphère à parcourir est alors plus importante, ou lorsqu'ils interagissent avec la Terre sous incidence rasante.
La gerbe initiée est une gerbe hadronique qui peut être accompagnée d'une composante électromagnétique dans le cas où le neutrino initial est un ν_e. Dans ce cas, la gerbe est détectable et contient encore sa composante électromagnétique lorsqu'elle atteint le détecteur contrairement à une gerbe de proton, noyau ou photon inclinée qui a commencé plus haut dans l'atmosphère et dont la partie électromagnétique a été absorbée avant de parvenir

au détecteur. Un ν_τ, après formation d'un τ, est également détectable (cf. fig. 2.3). En revanche, un ν_μ ne formera pas une gerbe suffisamment importante.

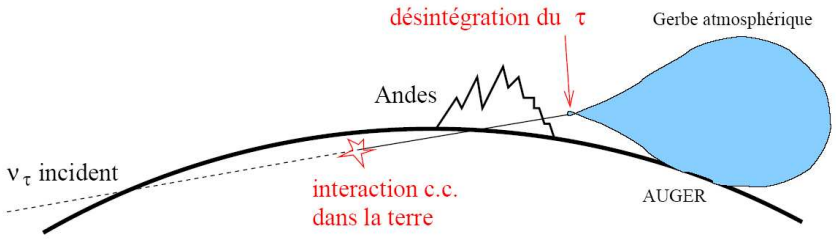


FIG. 2.3 – *Détection d'un ν_τ interagissant par courant chargé dans la Terre.*

2.1.2 Structure spatiale

La structure spatiale d'une gerbe peut être vue comme un disque de particules qui se déplacent à la vitesse de la lumière. Chacune d'elle ionise et excite les molécules d'azote N_2, causant l'émission de radiations dans U-V proche. L'intensité de la lumière corrigée des effets géométriques et atmosphériques, reflette le développement longitudinal de la gerbe, le signal intégré étant proportionnel à l'énergie déposée.
Le nombre de particules, formant la partie éléctromagnétique, croît tout au long du profil longitudinal, pour atteindre une valeur maximale appelée X_{max}. Cette quantité dépend à la fois de l'énergie et de la masse du rayon cosmique primaire. Pour une énergie donnée, un noyau se développe plus rapidement qu'un proton dans l'atmosphère (partiellement dû à la section efficace de première interaction).
La position du maximum pour un proton augmente, dans les simulations, d'environ de $55\,g.cm^{-2}$ par décade en énergie. Si nous utilisons le modèle de superposition, alors l'énergie de chaque nucléon du noyau est donnée par E/A. Cela nous conduit, pour un noyau de fer ($A = 56$) à un Xmax inférieur d'environ $100\,g.cm^{-2}$ à celui d'un proton, pour une énergie fixe.
Pour un photon, le maximun, Xmax, est plus profond dans l'atmosphère. L'effet LPM accentue cette différence.

2.2 L'Observatoire Pierre Auger

2.2.1 Le détecteur de fluorescence

Principe

La détection par fluorescence est basée sur le principe de détection des photons émis par les molécules d'azote de l'atmosphère lors de leur désexcitation. Ces molécules sont excitées par les électrons issus de la gerbe éléctromagnétique des π^0 dans la haute atmosphère. Le

taux de production de lumière de fluorescence est très faible, de l'ordre de 4 photons par mètre de trajectoire d'électrons et ne varie que très faiblement avec la température (cf. fig. 2.4).

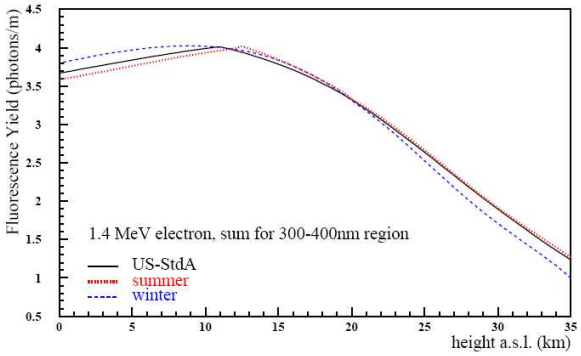


FIG. 2.4 – *Taux de production de lumière de fluorescence pour des électrons de* $1.4\,MeV$ *avec une incidence verticale et pour différentes saisons.*

L'émission de la lumière est isotrope et nécessite donc des miroirs de grande taille. Cette méthode de détection astreint l'installation à ne fonctionner que la nuit, avec un ciel très dégagé et sans lune. La connaissance de l'état de l'atmosphère (température et pression) nous renseigne sur le taux d'absorption de la longueur d'onde utilisée (88 % du spectre d'émission de l'azote (cf. fig. 2.5) se situe entre 300 nm et 450 nm).

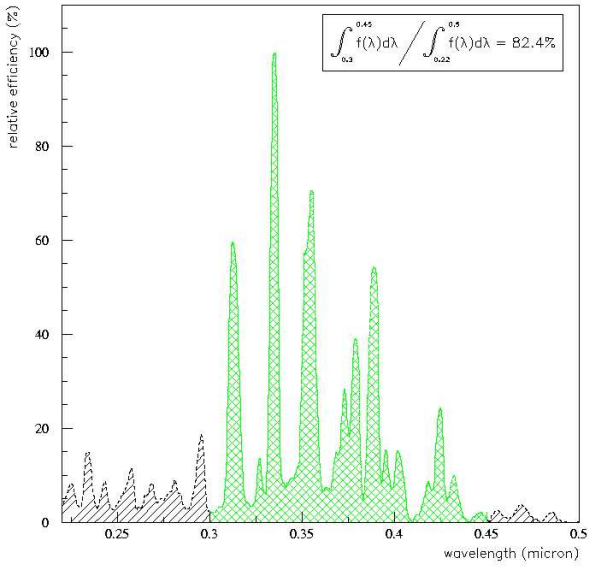


FIG. 2.5 – *Spectre de fluorescence de l'Azote*

L'atténuation du faisceau de lumière durant son passage dans l'atmosphère est due à une combinaison d'absorption et diffusion.

Diffusion Rayleigh :
La diffusion Rayleigh est caractérisée par une section efficace variant comme λ^{-4} avec d'importants lobes avant et arrière dans la distribution des angles de diffusion.

$$P(\theta) \propto 1 + \cos^2\theta \tag{2.2}$$

Au niveau de la mer, et pour une propagation horizontale, la longueur d'atténuation due a la diffusion Rayleigh est d'environ $22\,Km$ à $400\,nm$ et $7\,Km$ à $300\,nm$

Diffusion Mie (Aérosol) :
La section efficace de diffusion est faiblement dépendante de la longueur d'onde de la radiation ($\propto 1/\lambda$) et présente une distribution fortement dirigée vers l'avant.

En plus de la lumière de fluorescence, la gerbe produit un nombre très important de photons Cherenkov dans la direction du primaire incident. L'angle d'émission est de l'ordre de 1 degré. Il est donc nécessaire de connaître la quantité de lumière Cherenkov afin de pouvoir l'extraire des observations et de déterminer la contribution de la fluorescence (cf. fig. 2.6). La lumière Cherenkov et la lumière de fluorescence sont aussi affectées par les propriétés diffusives de l'atmosphère. L'intérêt d'avoir un détecteur dans une zone désertique telle que la Pampa d'Argentine est double : avoir des nuits les plus sombres possible et avoir une pollution atmosphérique minimale.

Le détecteur de fluorescence va être constitué de quatre bâtiments abritant 6 télescopes chacun (cf. fig. 2.7) soit un total de 24. Chaque miroir, constituant le télescope a une superficie de $1,5\,m^2$ pour un rayon de courbure $3,4\,m$. Les télescopes seront équipés de caméras conposées de 440 photomultiplicateurs (22×20 pixel de $1,5°$) soit un champ de vue de $30° \times 30°$ au total. L'axe optique des télescopes est incliné de $16°$ par rapport à l'horizontale. La portée du détecteur est d'une vingtaine de kilomètres à $10^{19}\,eV$.

Trigger & éléctronique

Pour la partie éléctronique, le télescope est constitué de trois niveaux de trigger. Les PMTs (photomultiplicateurs ou pixels) sont lus à $100\,ns$. Le trigger de niveau 1 ($100\,Hz$) déclenche si le signal de 6 pixels dépasse un certain seuil. La largeur de coïncidence est programmable entre 1 et 32 μs.

Le trigger de niveau 2 impose qu'au moins 5 des pixels soient alignés (1 Hz/miroir)(cf. fig. 2.9). Le trigger de niveau 3 ($0.03\,Hz/miroir$) regarde si deux triggers de niveau 2 forment un segment d'au moins 6 pixels. Le bruit est de $2.3\,phe/100\,ns$ pour un ciel sans lune et $< 0.5phe/100\,ns$ pour l'éléctronique. La fenêtre en temps pour les vrais événements a été fixée entre $0.4\,\mu s$ et $10\,\mu s$.

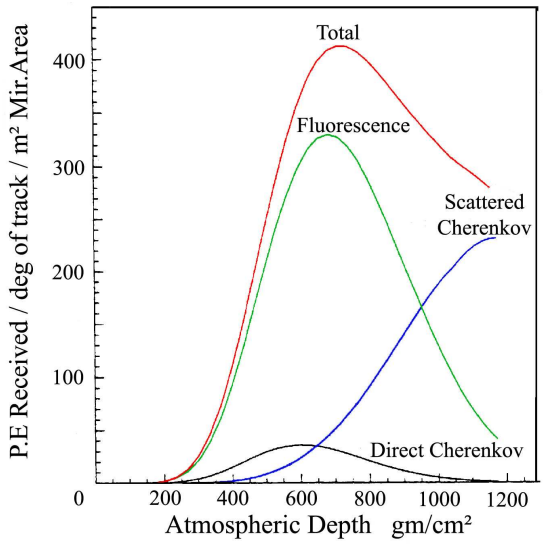


FIG. 2.6 – *Contamination de la lumière reçue par le détecteur de fluorescence.*

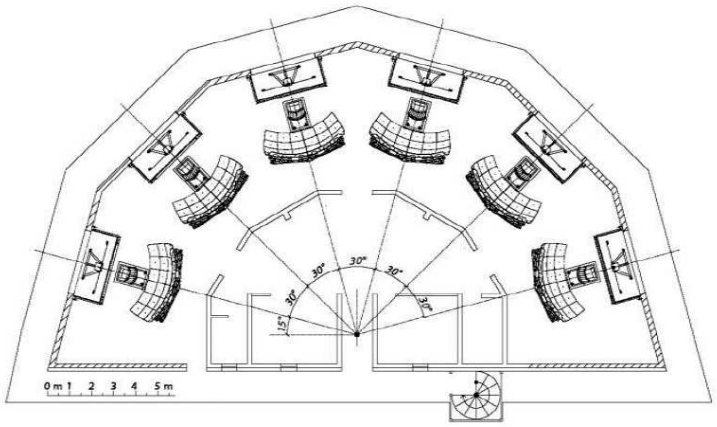


FIG. 2.7 – *Vue du dessus d'un oeil de mouche.*

Calibration

La reconstruction précise du profil longitudinal nécessite de connaître la conversion qui éxiste entre ADC count et flux de lumière reçu par chaque pixel.

Calibration absolue des télescopes :
La "batterie illuminatrice" appelé Drum est un petit cylindre de téflon émettant des pulses de lumière UV dans une bande étroite autour de $375\,nm$ (cf. fig. 2.10). Elle permet une illumination uniforme (à mieux que $3\,\%$) au niveau de l'ouverture du télescope. Pour cette calibration, le flux de lumière émis est connu de façon indépendante avec une précision de

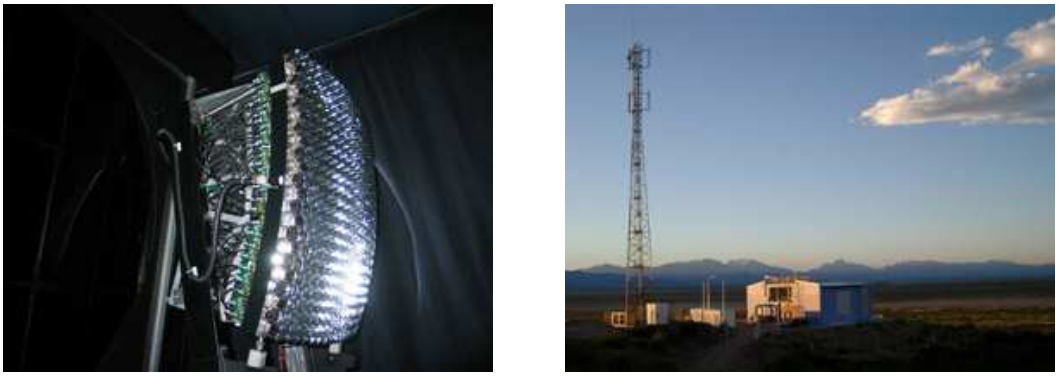


FIG. 2.8 – *Gauche : photo de la caméra positionnée dans le plan focal du télécope ; Droite : photo du 1er bâtiment construit en 2002, Los-Leones, ainsi que l'antenne de communication associée*

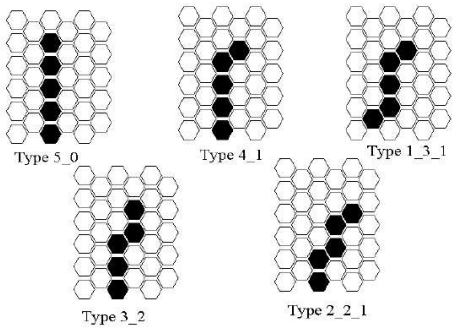


FIG. 2.9 – *Les cinq figures de base pour le déclenchement d'un T2 FD.*

l'ordre de 10 %. Les effets dus à la transmission des filtres optiques, au diaphragme, à la réflectivité des miroirs, à l'éfficacité quantique des PMTs, au gain des pré-ampli, ampli, et à éléctronique digitale sont tous inclus dans la procédure. Les résultats obtenus pour le télescope 4 de l'œil Los Leones conduisent à une constante de calibration de l'ordre de $4.5\,\gamma/ADCcount$.

Calibration de l'atmosphère :

La connaissance de l'état de l'atmosphère est obtenue à l'aide :

- de stations météo localisées auprès de chaque bâtiment (4) ainsi que sur le réseau de surface ;
- d'un laser dépolarisé émettant de courtes impulsions ($355\,nm$) depuis le réseau de surface (quelque Km). Les tirs sont faits verticalement afin d'étudier la lumière diffusée par les molécules de l'atmosphère (Rayleigh et Mie). Ce même laser permet aussi d'étudier le "timing" de chaque télescope ainsi que leurs précision géométrique (Tirs vertical et incliné). Cette installation est appelée CLF pour "Central Laser Facility" (cf. fig. 2.11) ;
- d'un système LIDAR permettant de mesurer la profondeur optique verticale en fonc-



FIG. 2.10 – *Système de calibration par drum.*

tion de l'altitude, à l'aide de la lumière rétro diffusée par l'atmosphère ;
– de tirs de ballon sonde équipés de capteurs de température et de pression.



FIG. 2.11 – *Le Central Laser Facility.*

Reconstruction géométrique

A partir des seules données du détecteur de fluorescence, il est possible de déterminer la direction (θ, ϕ), le point d'impact (X_i, Y_i) de la gerbe ainsi que son énergie.

Dans un premier temps, nous pouvons déterminer le plan qui passe par le télescope et qui contient l'axe de la gerbe (SDP) à l'aide des pixels ayant donné un signal. Le SDP est déterminé à l'aide d'un fit sur les pixels avec un poids sur chaque point proportionnel à l'amplitude du signal recueilli dans le tube (pixel).
Ensuite, l'information sur les temps d'arrivée de la lumière de fluorescence sur chaque

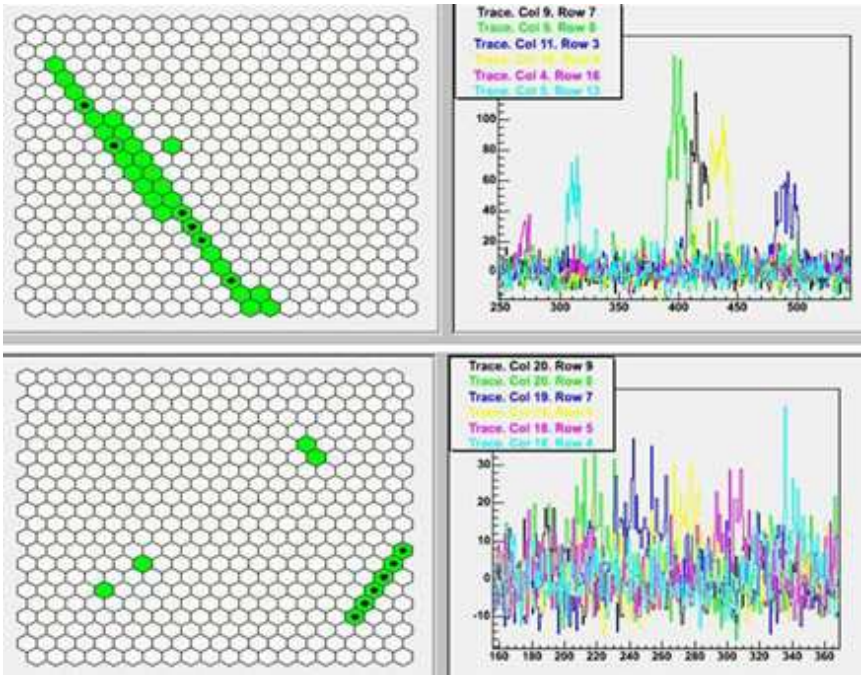


FIG. 2.12 – *Visualisation d'un événement stéréo enregistré par le détecteur de fluorescence. A gauche, les pixels ayant une réponse, et à droite, les signaux des pixels en fonction du temps.*

pixel nous permet de "fitter" les trois paramètres R_p, χ_i et T_0 (cf. fig. 2.13) déterminant les angles ainsi que le point d'impact.

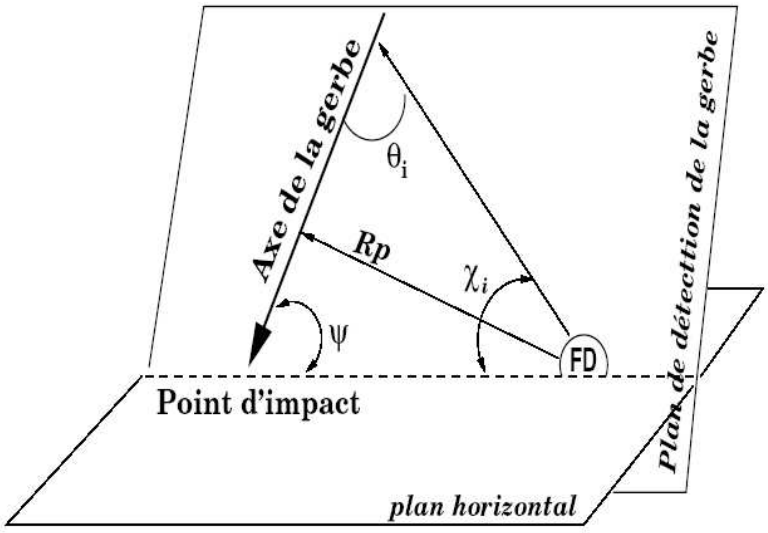


FIG. 2.13 – *Reconstruction géométrique.*

Les temps t_i d'arrivée des photons dans chaque pixel (X_i) sont donnés par :

$$t_i = T_0 + \frac{R_p}{c} tan\left(\frac{\chi_0 - \chi_i}{2}\right) \quad (2.3)$$

Le plan SDP est bien determiné, par contre le point d'impact reste peu précis du fait de l'utilisation d'un oeil unique. En effet, la possibilité de travailler en stéréoscopie apporte une bien meilleure précision sur la détermination du point d'impact (intersection de 2 plans). Cet inconvénient disparaît dans le cas présent du détecteur AUGER du fait de la présence d'un détecteur de surface qui permettra de lever totalement cette ambiguïté.

Reconstruction de l'énergie

Une fois la géométrie déterminée, il est nécessaire de connaître le profil longitudinal de la gerbe ainsi que le nombre d'électrons en fonction de la profondeur.
Ces paramètres sont reconstruits à l'aide de l'amplitude de la lumière reçue dans les photomultiplicateurs. Une fois la calibration optique et électronique appliquée, le signal nous permet de calculer la quantité de lumière émise au niveau de l'axe de la gerbe. Il est nécessaire de prendre en compte la contamination du signal par la diffusion de la lumière Cherenkov. Les gerbes dont l'axe est inférieur à 20° peuvent être aussi contaminées de façon directe par la lumière Cherenkov. Afin d'exclure cette composante du signal, nous procédons par itérations successives (10 maximum). Le profil longitudinal étant nécessaire à cette opération.

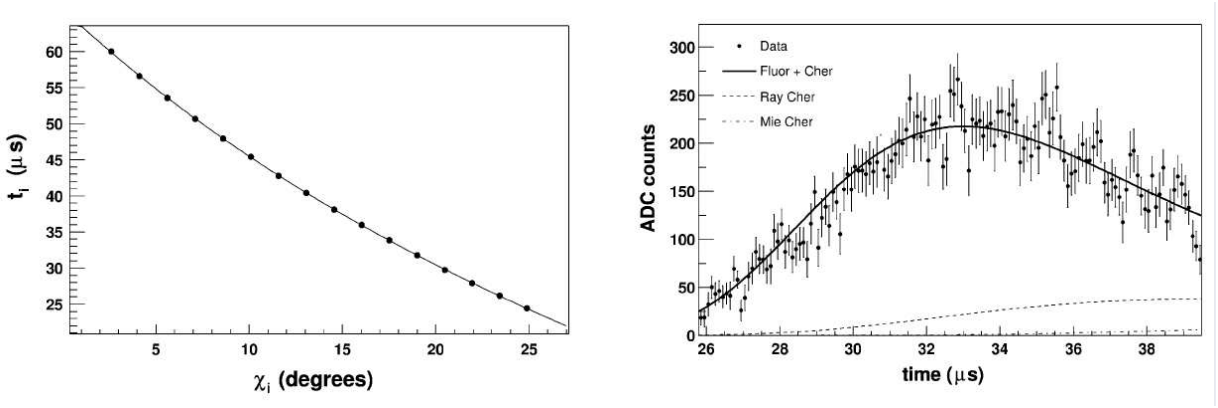


FIG. 2.14 – *A gauche, la figure représente le temps d'arrivée de la lumière dans les pixels en fonction de leur élévation. Les points correspondent aux mesures et la courbe à l'ajustement de la fonction 2.3.*
A droite, profil de la lumière recue en fonction du temps (point). La contribution de la lumière Cherenkov est négligeable pour cet événement. Les contributions de diffusion Rayleigh et Mie sont indiquées.

Une fois la lumière de fluorescence isolée, il est possible d'extraire le nombre d'électrons en fonction de la profondeur et d'ajuster cette distribution avec la fonction de Gaisser-Hillas

(cf. eq. 2.4).

$$N_{GH}(X) = N_{max} \left(\frac{X}{X_{max}} \right)^{\frac{X_{max}}{\lambda_{GH}}} e^{-\frac{X - X_{max}}{\lambda_{GH}}} \tag{2.4}$$

Nous obtenons ainsi la profondeur du maximum de la gerbe, X_{max}.

Le nombre total d'électrons nous donne accès à l'énergie par la relation :

$$E = 1.11 \frac{E_c}{X_0} \int N_e(X)\, dX \tag{2.5}$$

Où E_c correspond à l'énergie critique du rayonnement de freinage (Bremsstrahlung) et X_0 est la longueur de radiation de l'éléctron dans l'air. Le facteur 1.11 correspond à la prise en compte de l'énergie emportée par les particules ne participant pas au signal (neutres, les muons etc).

2.2.2 Le détecteur de surface

Principe

La détection de surface sera assurée par 1600 détecteurs Cherenkov à eau répartis sur un réseau triangulaire d'environ 3000 Km^2. Ces cuves, de 3.6 m de diamètre et de 1.2 m de hauteur (cf. fig. 2.15), sont espacées de 1.5 Km.

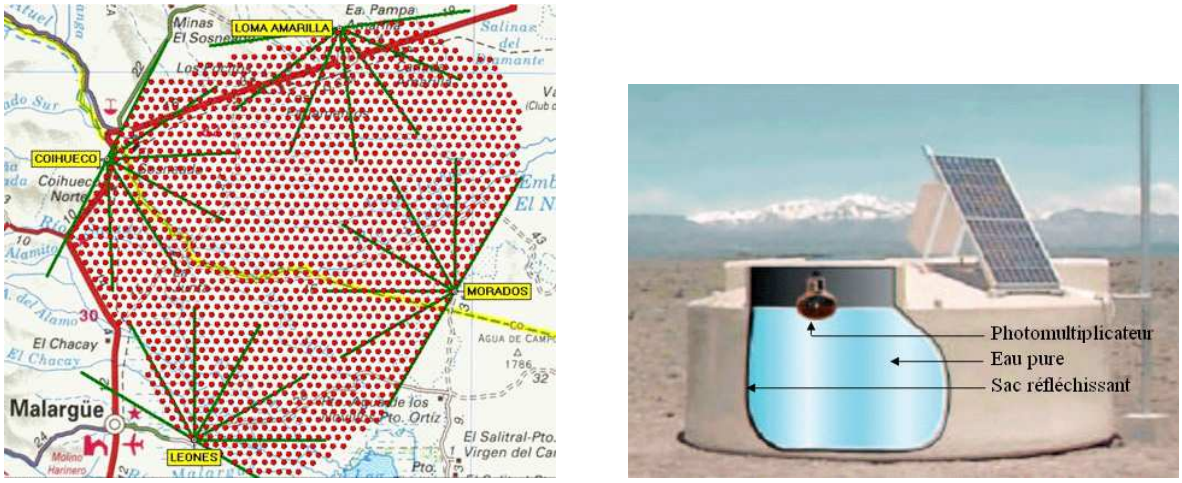


FIG. 2.15 – *A gauche, plan du site sud. les points rouges représentent les cuves à effet Cherenkov et les lignes vertes délimitent les champs de vision des télescopes. A droite, une cuve du détecteur de surface*

L'eau purifiée contenue dans un sac opaque (Tyvek) permet à la lumière créée lors du passage de particules chargées, d'être réfléchie sur les parois du détecteur de façon optimale afin d'être recueillie par 3 photomultiplicateurs (9 pouces) disposés sur la partie supérieure.

L'acquisition des données (cf. fig. 2.16) est effectuée par des ADC permettant de numériser 2 canaux par photomultiplicateur (un haut gain et un bas gain de rapport 32). Ces données sont traitées par un microprocesseur permettant de déterminer si le signal enregistré remplit les conditions de déclenchement. Le centre d'acquisition est ensuite prévenu par radio que la station a observé un signal (si celui ci dépasse un seuil).
L'alimentation de l'équipement électronique et radio est fournie par une batterie rechargée par un panneau solaire.

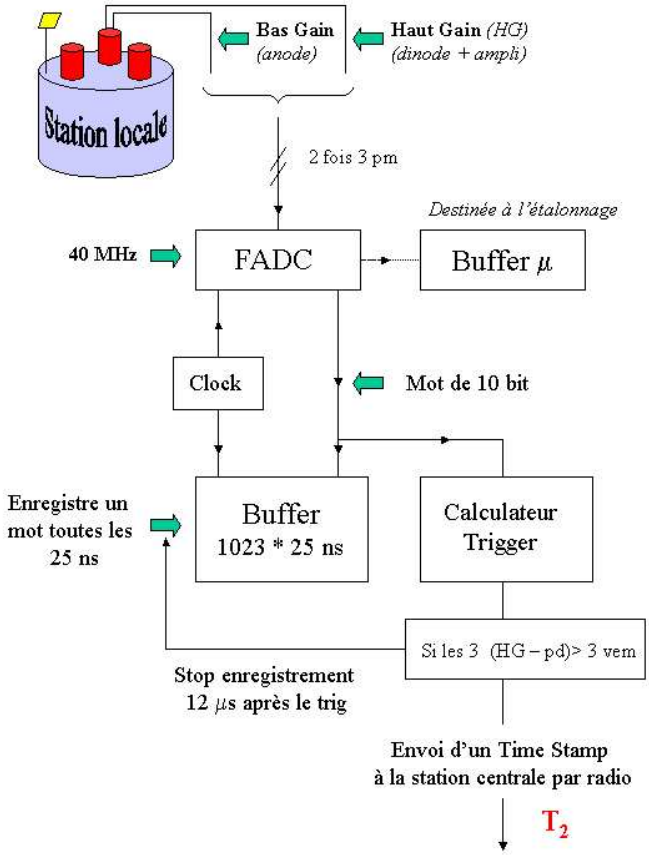


FIG. 2.16 – *Schéma du système d'aquisition d'une station locale*

Les signaux bruts sont exprimés en ADC count.

Calibration

Pour l'analyse, les signaux sont convertis en VEM (*vertical equivalent muon*), ce qui correspond au signal laissé par un muon vertical passant au centre de la cuve. Cette valeur est facilement mesurable en enregistrant les muons du fond cosmique. Le rapport entre le signal laissé par les muons du fond cosmique et les muons uniquement verticaux est obtenu en utilisant la coïncidence avec deux scintillateurs placés au-dessus et en-dessous d'une

station test [42, 43].
Un muon vertical produit environ 20000 photons Cherenkov dans la cuve, 100 photoélectrons étant alors recueillis dans chaque photomultiplicateur. Le nombre de VEM (intégré) attendus, à $1000\,m$, est d'environ 80 pour une gerbe de $10^{19}\,eV$ et 4000 pour une gerbe à $5\,10^{20}\,eV$. La saturation du bas gain est attendue aux environs de 640 VEM pour un bin.

Trigger

Le déclenchement se fait dans un premier temps au niveau de la station locale. Le trigger de niveau 1 (T1) est réalisé de façon électronique grâce à un circuit intégré programmable (PLD – Programmable Logic Device) [44]. Deux conditions indépendantes, mais appliquées simultanément, permettent de déclencher ce trigger : lorsqu'un seuil est dépassé simultanément sur les trois photomultiplicateurs ou lorsqu'un certain nombre de canaux, non forcément consécutifs, dépassent un seuil dans une fenêtre en temps donnée. Le premier type de T1 s'applique en général aux stations proches du cœur de la gerbe alors que le deuxième est plus adapté pour recueillir les signaux de stations situées à de grandes distances. Les seuils et fenêtres en temps sont ajustés de façon à recueillir un minimum d'événements fortuits (des gerbes de petite énergie) et à avoir un taux de trigger de l'ordre de 100 Hz.
Le passage au niveau 2 de déclenchement (T2) est décidé par un programme installé au

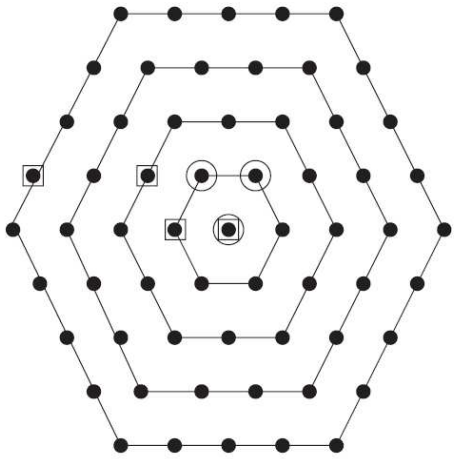


FIG. 2.17 – *Quatre hexagones, contenant des stations sont illustrés autour d'une station centrale, pour une portion de réseau idéal. Pour une coïncidence à 3 stations, un T3 est donné si 2 T2 sont trouvés dans les deux premiers hexagones avec un temps approprié. Pour une coïncidence à 4 stations, la station additionnelle doit être dans un des quatre premiers hexagones.*
Deux exemples de configuration sont donnés. Une coïncidence à quatre stations avec des carrés et une coïncidence à 3 stations avec des cercles

niveau de l'ordinateur (CPU) de la station. Celui-ci impose des conditions plus strictes sur le signal (seuil plus élevé) afin d'obtenir un taux de déclenchement de 20 Hz.
Les T2 sont envoyés au système d'acquisition central qui déclenche un trigger de niveau 3 (T3) si au moins 3 stations, compatibles spatio-temporellement, ont signalé un T2.

Reconstruction

La première étape de la reconstruction va être de déterminer les paramètres géométriques de la gerbe tels que l'axe et le point d'impact. Ces paramètres servent comme valeur d'initialisation dans un ajustement plus global prenant en compte une géométrie plus détaillée.

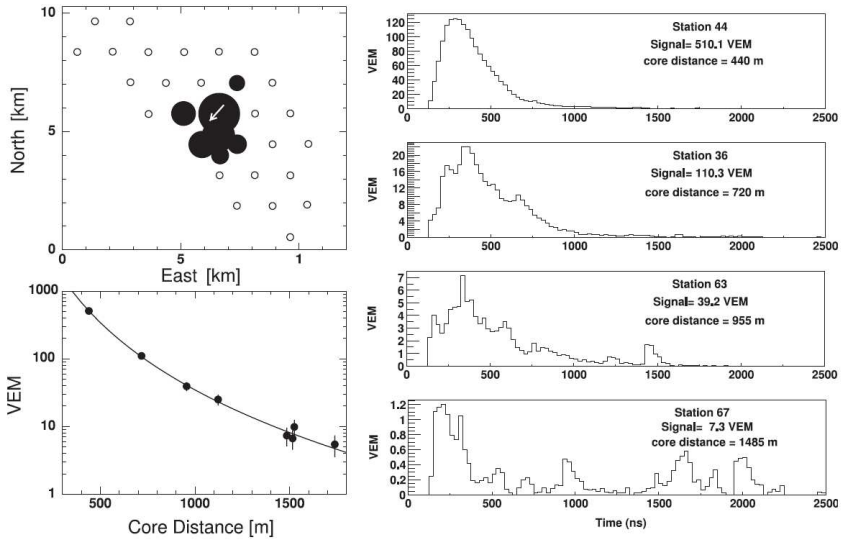


FIG. 2.18 – *Evénement 255146 : Un évenement typique au dessus de* $5\,10^{18}\,eV$
En haut à gauche : Réseau prototype avec les 8 stations touchées par l'évenement.
En bas à gauche : Ajustement de la LDF.
A droite : Les traces ADC de 4 stations pour des distances comprises entre $439\,m$ *et* $1480\,m$ *de l'axe de la gerbe. Le signal est en unité de VEM*

La première estimation du point d'impact est faite en calculant la position du centre de gravité des stations ayant donné un signal, pondéré par la racine carrée du signal. Si nous considérons dans une première approximation, que le front de particules formant le début de la gerbe est plan, il est possible de déterminer de manière analytique l'axe de la gerbe (cf. annexe A).
Le détecteur de surface nous donne accès à la distribution latérale du signal. Celle-ci peut être décrite comme une loi de puissance avec un terme correctif quadratique :

$$\mathrm{LDF}(r) = \begin{cases} \left(\frac{r}{1000\mathrm{m}}\right)^{\beta+\gamma\ln(r/1000\mathrm{m})}; & r > 1000\mathrm{m} \\ \left(\frac{r}{1000\mathrm{m}}\right)^{\beta+\gamma\ln(300/1000)}; & r < 1000\mathrm{m} \end{cases} \tag{2.6}$$

avec r la distance perpendiculaire d'une station à l'axe. Elle est appelée LDF pour Lateral Distribution Function.
L'estimation initiale des paramètres β et γ dépend de l'azinuth θ :

$$\begin{aligned} \beta_0(\theta) &= 0.7 \arctan(6(0.65 - \cos\theta)) - 3 \\ \gamma_0(\theta) &= 0.05 \sin(8(\cos\theta - 0.6)) - 0.5 \end{aligned} \tag{2.7}$$

Procédure finale de l'estimation des paramètres reconstruits :

- Etape 0 :
  La première étape de l'ajustement global va être de déterminer une première estimation de S_{1000}, qui représente l'extrapolation du signal à $1000\,m$ de l'axe, à l'aide de la station la plus proche de $1000\,m$ via l'équation 2.6 et les paramètres β_0 et γ_0.
- Etape 1 :
  Ajustement de S_{1000} et de la position du point d'impact.
- Etape 2 :
  Dépendants du nombre de stations dans l'événement, β et γ sont graduellement inclus dans l'ajustement comme paramètres variables.
- Etape 3 :
  Le front des particules de la gerbe est en réalité courbé (cf. fig. 2.20). Il est donc nécessaire de prendre en compte cet effet afin de ne pas avoir de biais sur la détermination de l'axe (cf. fig. 2.19). Une première approximation du rayon de courbure peut être faite de façon analytique.
  La dernière étape va être d'utiliser toutes les grandeurs déterminées précédemment dans un ajustement incluant la courbure du front d'onde, l'axe, le point d'impact et le signal à 1000 mètres.

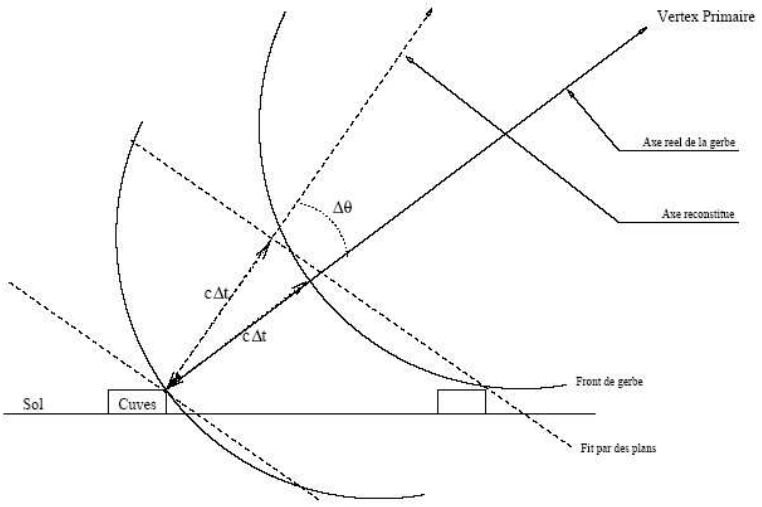


FIG. 2.19 – *Erreur systématique en cas d'ajustement plan.*

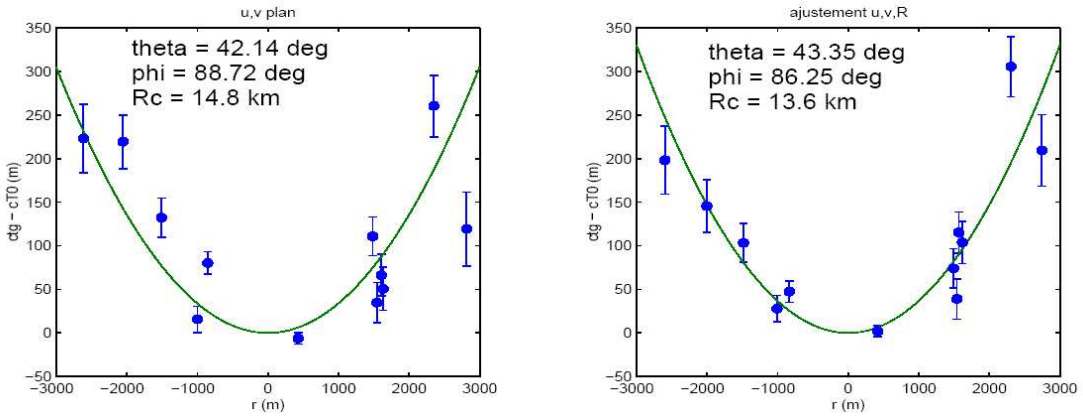


FIG. 2.20 – *Exemple d'ajustement du rayon de courbure pour un événement simulé. A gauche, l'axe est determiné par un ajustement plan et à droite, il est determiné dans l'ajustement du rayon de courbure [45].*

Le signal à 1000 mètres nous permet de déterminer l'énergie comme étant :

$$E(EeV) = \left(\frac{S_{1000}(\text{VEM/détecteur})}{-1.07 + 25.8\cos(\theta) - 23.5/\cos^2(\theta) + 5.7/cos^3(\theta)} \right)^{1/0.95} \tag{2.8}$$

Cette paramétrisation provient de simulations.

Performances

L'Observatoire Pierre Auger, couvrant une surface de 3000 km^2 devrait, si on considère le flux observé par AGASA dans l'hémisphère nord, détecter une trentaine d'événements par an au-dessus de 10^{20} eV et 3000 au-dessus de 10^{19} eV. L'efficacité de détection à ces énergies est de 100%. Des événements de plus basse énergie pourront également être observés, mais avec une efficacité de 50% à $3\,10^{18}$ eV.

La table 2.1 montre les résultats obtenus par Nathalie Playez [46] sur la comparaison des dispersions observées et attendues pour une énergie moyenne de $< E > \approx 10^{18}\,eV$.
L'observation hybride (détecteur de surface + fluorescence) permet d'améliorer sensiblement la précision sur la reconstruction mais ne fonctionne que 10% du temps par rapport au SD.

Conclusion

L'Observatoire Pierre AUGER est aujourd'hui le plus grand Observatoire de rayons cosmiques jamais construit. Il doit être achevé d'ici mi 2006. Il compte aujourd'hui près de 600 détecteurs de surfaces et 12 télescopes opérationnels.
Grâce à son importante surface de détection, il permettra d'augmenter considérablement la

	Valeurs observées	Valeurs attendues
SD		
σ_X(SD-Hyb)	140 m	130 m
σ_Y(SD-Hyb)	125 m	130 m
σ_θ(SD-Hyb)	1.7°	1.8°
$\sigma_{\phi \sin\theta}$(SD-Hyb)	1.8°	1.8°
$\sigma_{\Delta E/E}$(SD-Hyb)	52 %	41 %
FD		
σ_X(FD-Hyb)	230 m	410 m
σ_Y(FD-Hyb)	471 m	410 m
σ_θ(FD-Hyb)	3.7°	3.1°
$\sigma_{\phi \sin\theta}$(FD-Hyb)	5.6°	3.1°
$\sigma_{\Delta E/E}$(FD-Hyb)	8 %	8 %

TAB. 2.1 – *Comparaison des dispersions observées aux dispersions attendues (simulation), pour les reconstructions SD et FD par rapport aux hybrides.*

statistique des rayons cosmiques au-delà de 10^{19} eV, élément important dans la recherche de l'explication de leur origine.
Sa nature hybride lui permettra sans doute de réconcilier les deux techniques de détections et d'apporter des réponses quant à l'existence de la coupure GZK.

Deuxième partie

Calibration du détecteur de surface

Introduction à la calibration

La calibration du détecteur de surface est une tâche délicate et cruciale dont dépendent la qualité et la précision des résultats obtenus (énergie, etc.).

Afin de pouvoir reconstruire les paramètres géométriques d'une gerbe, il est nécessaire de connaître avec la meilleure précision possible le temps d'arrivée des particules dans le détecteur. La calibration temporelle est assurée par un système GPS (Global Positioning System) et une carte "Time Tagging". De récentes analyses sur deux cuves jumelles (séparées de $11\,m$) ont permis de comparer la précision en temps du système GPS et ont conduit à montrer que la résolution était de $8\,ns$.

Les muons produits dans l'atmosphère fournissent la base de la calibration des détecteurs de surface. Le principe développé consiste à déterminer des quantités relatives aux signaux des muons telle que la distribution de l'amplitude du signal intégré (cf. fig. 4.7). Elle fournit des valeurs caractéristiques permettant de calibrer les détecteurs en unité de signal engendré par un muon vertical (VEM).
Pour ce qui est de la calibration des photomultiplicateurs, elle se déroule en trois étapes :

- le gain de chaque photomultiplicateur est ajusté pour que la fréquence des triggers de niveau 2 de la station soit de l'ordre de $20\,Hz$;
- l'évolution du gain est monitorée et enregistrée dans les données;
- et finalement, la calibration absolue est déterminée par une séquence de mesure dans des détecteurs tests.

Nous allons voir dans ce chapitre, que la connaissance de ces seuls paramètres n'est pas suffisante.
Dans une première partie, je traiterai de l'influence d'un changement de niveau d'eau dans les cuves sur la détermination du signal. Puis j'exposerai une technique que j'ai développée pour déterminer les hauteurs d'eau dans les cuves à partir des " buffers de muon ". Une partie tout aussi importante qui fait partie de la calibration est la réponse du détecteur à différents types de particules. Celle-ci doit être pour le mieux reproduite par la simulation afin que toutes les analyses basées sur les simulations soient les plus exactes possible. La dernière partie de ce chapitre relatera le protocole expérimental ainsi que les résultats que nous avons obtenus sur la calibration du détecteur de surface avec des électrons de 0.5 à 2 MeV issus d'une source de Strontium 90.

Chapitre 3

Influence d'un changement de niveau d'eau dans les cuves sur la détermination du signal

Le réseau de surface du détecteur, composé à terme de 1600 cuves d'eau, utilise la détection de la lumière Cherenkov émise dans la cuve par les particules chargées de la gerbe pour reconstruire chacun de ces événements . Chacune de ces cuves, agissant comme un calorimètre pour la partie électromagnétique, nous fournit un signal (intégré) proportionnel à l'énergie des particules incidentes (γ, e). Ces particules vont perdre essentiellement leur énergie sous forme de dE/dX (la perte par effet Cherenkov étant 100 fois plus faible).

Nous aurions pu croire, à priori, qu'il existait une relation simple entre hauteur d'eau et nombre de photoélectrons observés ! Nous allons montrer, à l'aide d'un modèle simple, qu'il en est tout autrement. Si, nous ne sommes pas informés (par un quelconque moyen) du changement de niveau d'eau dans les cuves, cela nous conduit à des erreurs systématiques sur la calibration.

L'étude des répercussions sur les signaux du changement du niveau de l'eau a été motivée par le fait que ces changements, fuite d'eau par exemple, n'étant pas monitorés, nous souhaitions déterminer s'il existait un moyen de détecter ces variations par différentes grandeurs déduites des traces ADC.

3.1 Nombre de photoélectrons

La création des photons Cherenkov a lieu sur une longueur de l'ordre de $1.2\,m$ (pour un muon vertical $T(E_c) > 240\,MeV$), soit en quelques nano secondes. Nous savons que leur

nombre est, par unité d'énergie et de longueur, donné par :

$$\frac{dN}{dE\,dL} = \frac{\alpha}{\hbar c}\sin^2\theta \quad \text{avec} \quad \cos\theta = \frac{1}{\beta n} \tag{3.1}$$

Où θ est l'angle Cherenkov ($= 41°$ à saturation pour l'eau) et n l'indice de l'eau (n=4/3). Les photomultiplicateurs ont une bande de détéction en énergie à mi hauteur donnée par :

$$\Delta E \approx \frac{1.2}{0.4\,\mu} - \frac{1.2}{0.6\,\mu} = 1\,eV$$

L'énergie moyenne est $\bar{E} \approx 2.5\,eV$. Pour de l'eau, nous obtenons un nombre de photons (γ) de :

$$\Delta E \frac{dN}{dEdL} = \Delta E \frac{\alpha}{\hbar c}\frac{7}{16} = 1.6\,10^4\ \gamma/m \tag{3.2}$$

Pour une longueur de $1.2\,m$ et une efficacité quantique de 23%, nous obtenons un nombre de γe de 4600. La surface d'un photomultiplicateur est de $400\,cm^2$ et la surface supérieure de la cuve, où sont disposés les photomultiplicateurs, est de $10,2\,m^2$. Cela donne une probabilité de recevoir un photon après la première réflexion sur le sol de $4\,10^{-3}$ soit environ $18.2\,\gamma e/Pmt$. Les photons font un aller-retour en 14 ns :

$$\frac{4.4\,ns/m\ \cdot\ 1.2\,m\ \cdot\ 2}{\cos(41°)} \tag{3.3}$$

La décroissance moyenne du signal observée expérimentalement est de $70\,ns$. Cela conduit à un nombre total de photoélectrons de :

$$\frac{18.2\,\gamma e\,.\,70\,ns}{14\,ns} = 92\gamma e/Pmt \tag{3.4}$$

Expérimentalement, le nombre observé est plutôt $100\,\gamma e/Pmt$. Cette différence est due à l'existence des δ rays. Cela conduit à un nombre de photoélectrons intégré pour les 3 photomultiplicateurs de $300\,\gamma e$.

3.2 Modèle de cuve

Le modèle que nous allons utiliser, afin d'étudier la quantité de lumière reçue en fonction de la hauteur d'eau, consiste à dire qu'une cuve se comporte comme une cavité Fabry-Perot dont les deux miroirs sont distants de $1.6\,m$,

$$\frac{1.2\,m}{\cos(41°)} = 1.6\,m \tag{3.5}$$

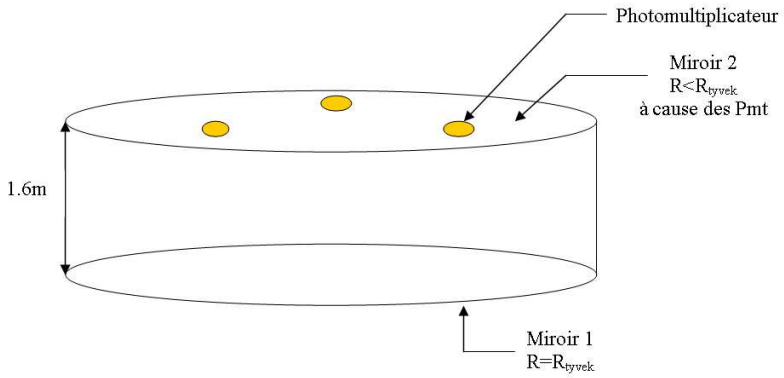


FIG. 3.1 – *Modèle de cuve*

Nous allons maintenant étudier la réponse de la cuve dans deux cas distincts :

1. Cuve parfaite

   Définie comme ayant une longueur d'absorption L_w infinie pour l'eau ainsi qu'une réflectivité R_{tyvek} de 100 % pour le Tyvek. Nous disposons d'une surface au sol de réflexion de $10.2\,m^2$ et d'une surface totale de détection (les 3 photocathodes) de $1200\,cm^2$. La probabilité de détection P d'un photon par l'un des trois photomultiplicateurs peut être définie comme le rapport de la surface des photocathodes et de la surface supérieure de la cuve T_{pmt}, multiplié par l'efficacité quantique des photomultiplicateur Q (de l'ordre de 23 % à $420\,nm$).
   D'où :

   $$P = T_{pmt}\,Q = \frac{0.12}{10.2}\,0.23 = 2.70\,10^{-3} \tag{3.6}$$

   Soit N, le nombre de photons générés le long du parcours de la particule dans la cuve et n le nombre d'aller-retours, nous pouvons dès lors déterminer le signal dans les photomultiplicateurs.

   $$S(t) = NT_{pmt}Q(1-T_{pmt})^{n-1} \approx NT_{pmt}Q\,e^{-nT_{pmt}} = NT_{pmt}Q\,e^{\frac{tT_{pmt}}{14}} \tag{3.7}$$

   Où $t = n\,14\,ns$.
   Se pose alors la question de l'effet que peut avoir la diminution du niveau de l'eau sur le signal ?

   Les muons :
   Si la hauteur d'eau est réduite d'un facteur 2, alors le nombre total de photons Cherenkov N l'est aussi. Mais dans un laps de temps identique au cas de départ (14 ns pour $1.20\,m$) les photons parcourront 2 allers retours au lieu de 1 d'où une probabilité d'être détecté 2 fois plus grande. De ce fait, le nombre de photons détecté après $14\,ns$

reste constant, indépendamment de la hauteur d'eau.

Les électrons :
Le comportement des électrons face à un changement de niveau d'eau est très différent. Les photons Cherenkov étant générés dans les premiers centimètres d'eau, la baisse du niveau n'affecte pas la valeur de N comme précédemment, mais du fait que la cuve a une hauteur d'eau réduite de moitié, la probabilité de détecter un photon est le double de celle lorsque la hauteur d'eau est de $1.2\,m$ (pour un intervalle de temps fixé).
Nous constatons donc que l'intégrale du signal pour des électrons est indépendante de la hauteur d'eau, ce qui n'est pas le cas pour les muons.
Le changement de niveau d'eau vient donc fausser la calibration si ce changement n'est pas pris en compte.

La simulation :
Les deux graphiques ci-dessous montrent un exemple de résultat obtenu avec une simulation du détecteur avec le programme Géant 4 [47]. Le premier a été obtenu en simulant 100 muons de 1 Gev et le second 1000 électrons de 10 MeV.

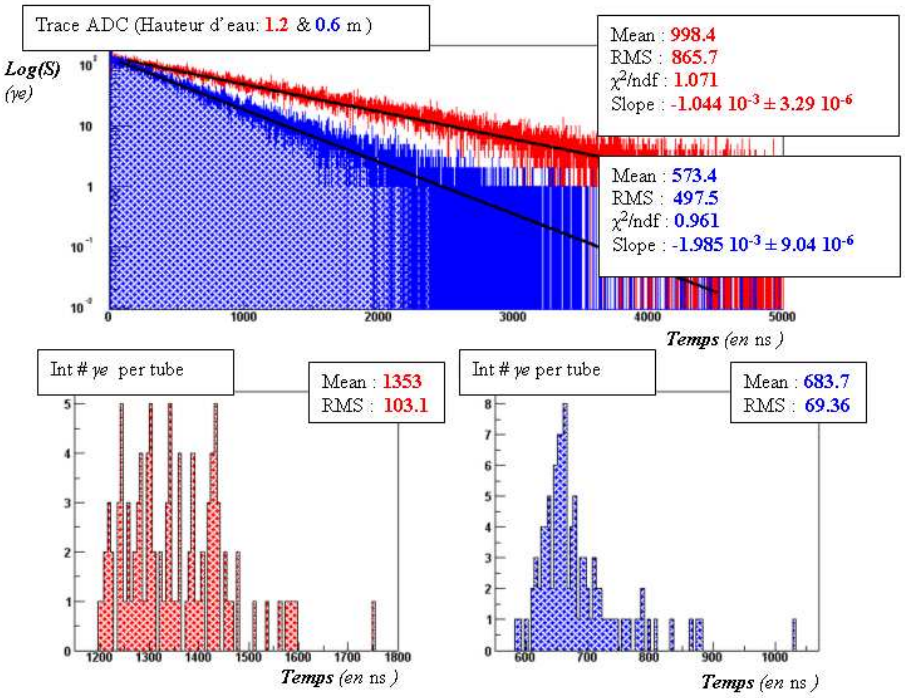


FIG. 3.2 – *100 muons de 1 GeV*

Pour les muons, la hauteur du premier bin est bien identique, indépendamment de la hauteur d'eau, avec une constante de temps de décroissance de moitié, ce qui conduit à une intégrale du nombre de photoélectrons de moitié.

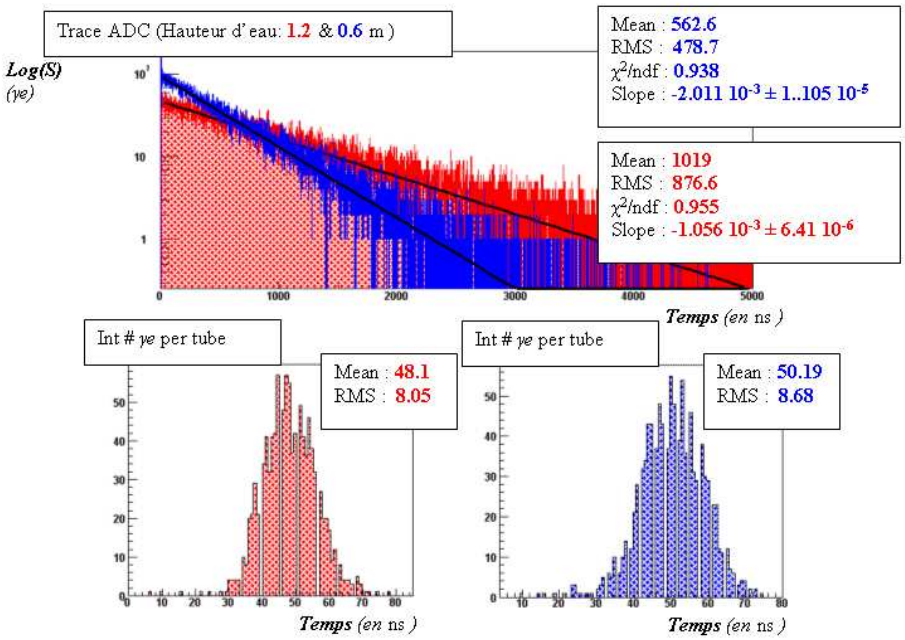


FIG. 3.3 – *1000 électrons de 10 MeV*

Pour les électrons, le signal dans le premier bin est double (cuve de $0.6\,m$) du fait du passage des photons sur la surface supérieur de la cuve deux fois plus souvent que dans le cas d'une cuve de $1.2\,m$ et que le nombre de photons produits est identique. Le temps de décroissance évoluant comme pour les muons, cela conduit pour les électrons à un signal intégré indépendant de la hauteur d'eau.

2. Cuve réaliste

Nous allons maintenant analyser le cas qui se rapproche le plus de la réalité : Tyvek et eau imparfaite. Tous les photons qui ne sont pas détectés par les photomultiplicateurs sont réfléchis par la partie haute du Tyvek, traversent $1.6\,m$ d'eau (en moyenne), se réfléchissent sur la partie inférieure du Tyvek et retraversent $1.6\,m$ d'eau. Cela conduit à une diminution du nombre de photons d'un facteur k à chaque aller-retour.

$$k = R_{pmt} R_{tyvek}^2 \, e^{-\frac{3.2}{<L_w>}} \tag{3.8}$$

où $< L_w >$ est la longueur d'absorption de l'eau.

$$k = (1 - T_{pmt}) \, (1 - T_{tyvek})^2 \; e^{-\frac{3.2}{<L_w>}} \approx \; e^{-T_{pmt}} e^{-2T_{tyvek}} \, e^{-\frac{3.2}{<L_w>}} \tag{3.9}$$

d'autre part, nous savons expérimentalement que le signal décroît exponentiellement. Cela entraine une atténuation du signal détecté d'un facteur k à chaque aller-retour $(14\,ns)$:

$$k = e^{\frac{-14}{\tau}} \tag{3.10}$$

Ce qui donne :

$$\frac{14}{\tau} = T_{pmt} + 2\,T_{tyvek} + \frac{3.2}{< L_w >} \tag{3.11}$$

Soit h la hauteur d'eau, alors la relation 3.11 devient :

$$\frac{14\frac{h}{1.2}}{\tau} = T_{pmt} + 2\,T_{tyvek} + \frac{3.2\frac{h}{1.2}}{< L_w >} \tag{3.12}$$

$$\frac{1}{\tau} = \frac{6\,10^{-3} + T_{tyvek}}{5.8\,h} + \frac{1}{4.4 < L_w >} \tag{3.13}$$

Les muons :
La hauteur du premier bin n'est plus identique indépendamment de la hauteur d'eau. En effet, la longueur parcourue par la lumière dans l'eau reste la même pour $1.2\,m$ ou pour $0.6\,m$ (en $14\,ns$), mais deux réflexions supplémentaires diminuent le nombre de photoélectrons. La quantité de lumière dans le premier bin est donc inférieure pour $0.6\,m$ à celle pour $1.2\,m$. Pour ce qui est de la décroissance, la quantité de lumière générée étant 2 fois plus petite dans le cas à $0.6\,m$, et l'absorption due aux réflexions 2 fois plus importante, le temps de décroissance sera donc plus petit que dans les cas $1.2\,m$. La quantité totale de lumière détectée pour un muon sera donc inférieure dans le cas d'une hauteur d'eau inférieure à $1.2\,m$.

Les électrons :
La hauteur du premier bin dans le cas d'une hauteur d'eau de 0.6m ne sera plus le double du fait du nombre de réflexions sur le Tyvek deux fois plus grand. Pour ce qui est de la quantité de lumière Cherenkov, elle est identique dans les deux cas, seules les réflexions sur le Tyvek, deux fois plus nombreuses, vont diminuer la constante de décroissance.

La simulation :
Les résultats obtenus avec Géant 4 et SDSim [48] sont résumés figure 3.4 .

3.3 Conséquence d'une chute d'un facteur 2 de la hauteur d'eau sur la LDF

La figure 3.4 montre que le signal total produit par les photons ne semble pas affecté par une chute du niveau de l'eau. Il en est autrement pour les muons et les électrons. Pour une baisse d'un facteur deux, on attend un signal engendré par les muons diminué de 30 %

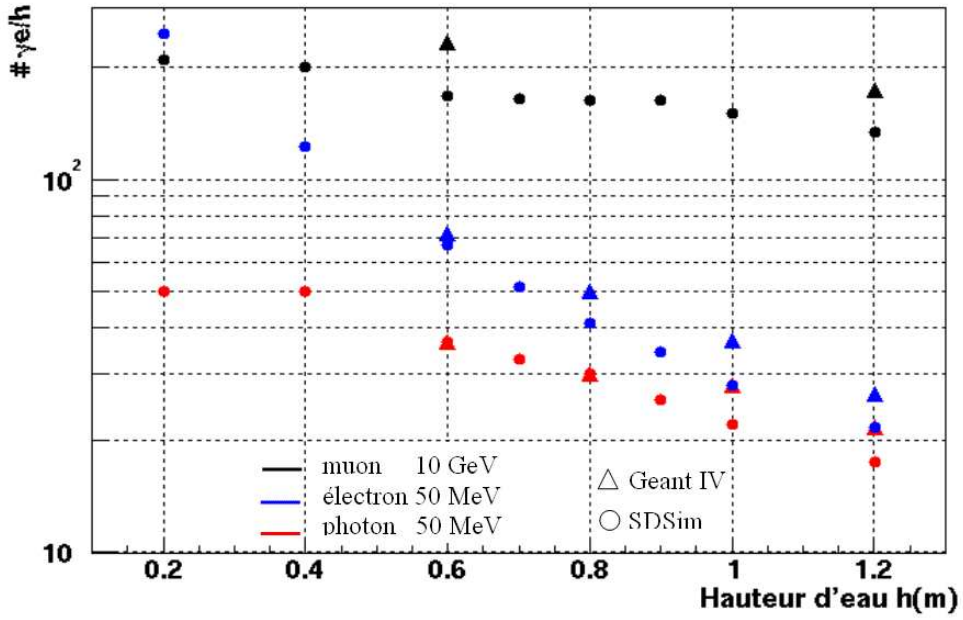


FIG. 3.4 – *$\gamma e/h$ en fonction de la hauteur d'eau pour différent types de particules*

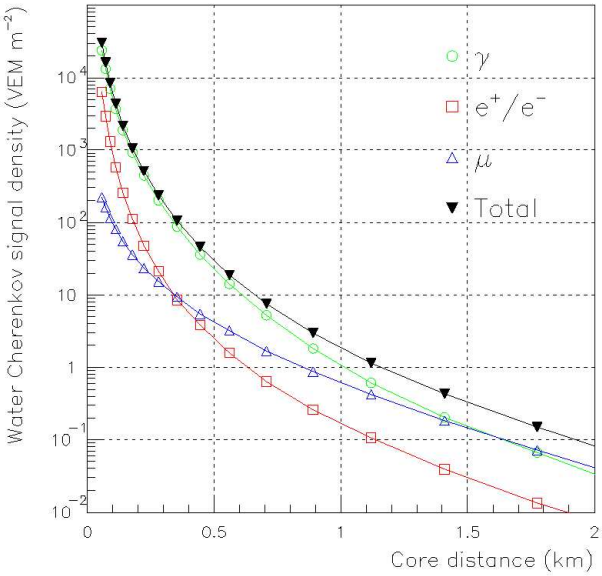


FIG. 3.5 – *Distribution latérale du signal engendré par une gerbe de proton de $10^{19}\,eV$ [26].*

et le signal dû aux électrons augmenté de 75 %.
La figure 3.5 montre la distribution latérale du signal pour différentes particules. Proche du cœur de la gerbe (à $500\,m$), le signal est dominé par les photons, on peut donc s'attendre à une modification du signal très minime (inférieure au pourcent). A $1000\,m$, la combinaison

des 2 effets entraîne une chute du signal total d'environ 10 %. A 1500 m, la diminution s'aggrave pour atteindre 15 %. Il apparaît donc nécessaire de prévenir de telle chute en monitorant les hauteurs d'eau dans les détecteurs.
En plus de cet effet, vient s'ajouter la diminution d'un facteur deux de la surface latérale du détecteur. Cela entraîne une chute du signal proportionnelle à la variation de la surface totale de collection.

3.4 Résultat de Tandar et extraction de la longueur d'absorption de l'eau et de la réflectivité du Tyvek

Les mesures, effectuées par C. Medina, C. Bonifazi, D. Supanitsky and X. Bertou [49] de la constante de temps de décroissance des signaux dans la cuve pour différentes hauteurs d'eau, nous ont permis d'extraire la réflectivité du Tyvek ainsi que la longueur d'absorption de l'eau de la cuve "Tandar" (cf.eq 3.13).

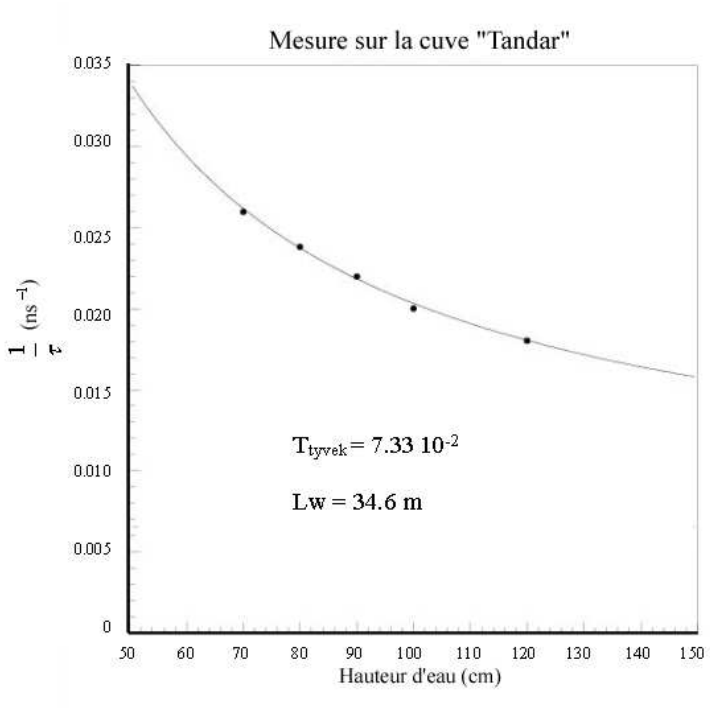


FIG. 3.6 – *Mesure du temps de décroissance en fonction de la hauteur d'eau effectuée sur une cuve test*

Des mesures similaires effectuées par X. Bertou and C. Medina sur "Laura" [50] (dans la Pampa) donnent les valeurs suivantes :

$$R_{tyvek} = 0.90 \quad T_{tyvek} = 0.10$$

$$L_w = 99\,m$$

Il est à noter que l'extraction de ces paramètres n'est possible que si l'on dispose de mesures à au moins deux hauteurs d'eau différentes.

Conclusion

Ce chapitre nous a permis de comprendre qu'une diminution du niveau de l'eau dans la cuve n'affectait pas le signal d'une simple diminution proportionnelle à celle-ci. La variation des signaux dépend de la nature des particules qui les ont engendrées. La diminution d'un facteur deux de la hauteur d'eau (exemple extrême) dans l'ensemble des détecteurs conduirait à une sous estimation du signal pour les cuves cituées à plus de 500m du cœur de la gerbe et à la diminution de la surface totale de collection. Un tel effet conduirait à une modification de l'estimateur de l'énergie, le signal à $1000\,m$ (S1000).

Il est donc absolument nécessaire de connaître et de monitorer les hauteurs d'eau afin de ne pas perdre les informations contenues dans le signal mesuré.
Nous avons montré également que notre modèle simple reproduit bien les variations de la constante de décroissance du signal en fonction du temps pour différentes hauteurs d'eau.

Chapitre 4

Mesure des niveaux d'eau dans les détecteurs de surface par utilisation de la désintégration des muons

Comme nous avons pu le voir dans le chapitre précédant, la réponse d'une cuve à différentes particules pour des niveaux d'eau variables est très différente. La quantité de lumière détectée pour un électron va augmenter quand le niveau d'eau va diminuer alors que pour un muon, cette même quantité va diminuer. Il est donc indispensable de connaître les hauteurs d'eau afin que la détermination de la distribution latérale du signal, estimateur de l'énergie de la gerbe, ne soit pas erronée.
Ce chapitre montrera qu'il est possible de déterminer ces hauteurs en utilisant la désintégration des muons atmosphériques dans les cuves.

4.1 Méthode

4.1.1 Principe

Comme nous l'avons montré dans le chapitre précédant, la quantité de lumière créée par un muon et par un électron ne varie pas de la même façon en fonction de la hauteur d'eau h. La seule connaissance du signal engendré par les muons ne suffit pas à déterminer h. Le signal délivré par les ADC est en mV, il faut donc connaître la conversion mV-énergie pour ensuite déterminer h en utilisant l'équation suivante :

$$\Delta E_{\mu}(MeV) = 2\,MeV/cm\,.\,h(cm) \tag{4.1}$$

La désintégration du muon en électron et 2 neutrinos va apporter la réponse à ce problème. L'électron, issu de cette désintégration se trouve avoir une énergie très piquée sur 53 MeV (spectre de Michel Fig 4.1), ce qui fournit une référence en énergie permettant de déterminer h. Si nous parvenons à détecter les électrons issus de cette désintégration, alors nous pourrons déterminer la hauteur d'eau par l'expression suivante :

$$h(cm) \approx \frac{53}{2} \frac{E_\mu}{E_{electron}} \tag{4.2}$$

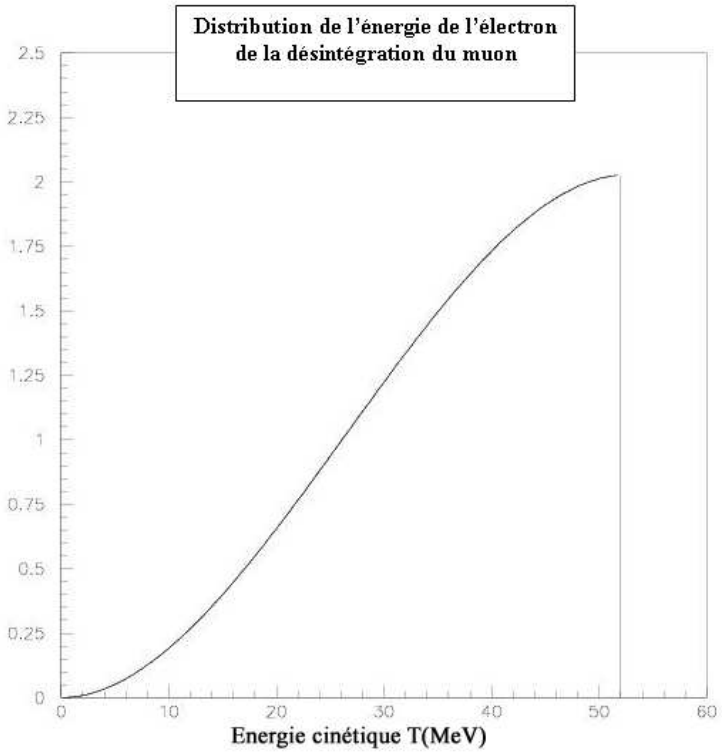


FIG. 4.1 – *Spectre de Michel*

4.1.2 Approche physique

Le nombre de photons Cherenkov créés par les muons, varie en première approximation comme h. L'expression du nombre total de photoélectrons sur les trois photomultiplicateurs $Sum\,\mu$ peut s'écrire comme :

$$Sum\,\mu = N_0\,E_\mu \left(1 + e^{-\frac{\Delta t}{\tau}} + \left(e^{-\frac{\Delta t}{\tau}}\right)^2 + \ldots\right) = \frac{N_0\,200\,h}{1 - e^{-\frac{\Delta t}{\tau}}} \tag{4.3}$$

où N_0 est le nombre moyen de photoélectrons, par MeV de dE/dX et sur les 3 photomultiplicateurs, détectés après la première réflexion.
Pour $2\,MeV/cm$ de dE/dX dans l'eau, $E_\mu = 200\,h\,MeV$, où h est la hauteur d'eau en mètre. $\Delta t(ns) = 12\,h$ est le temps d'aller retour des photons.

$$Sum\,\mu = \frac{N_0\,200\,h}{1 - e^{-\frac{\Delta t}{\tau}}} \approx 200\,N_0 \frac{h\,\tau}{\Delta t} = 200\,N_0\,\frac{\tau}{12} \tag{4.4}$$

Où τ est donné par l'équation 3.13.

Des données expérimentales, sont fournies par la cuve "LAURA" [50].
T_{tyvek} et L_W proviennent du fit du temps de décroissance du signal (τ) en fonction de la hauteur d'eau (h) (cf. paragraphe 3.4) et où la courbe est normalisée à $1.2\,m$.

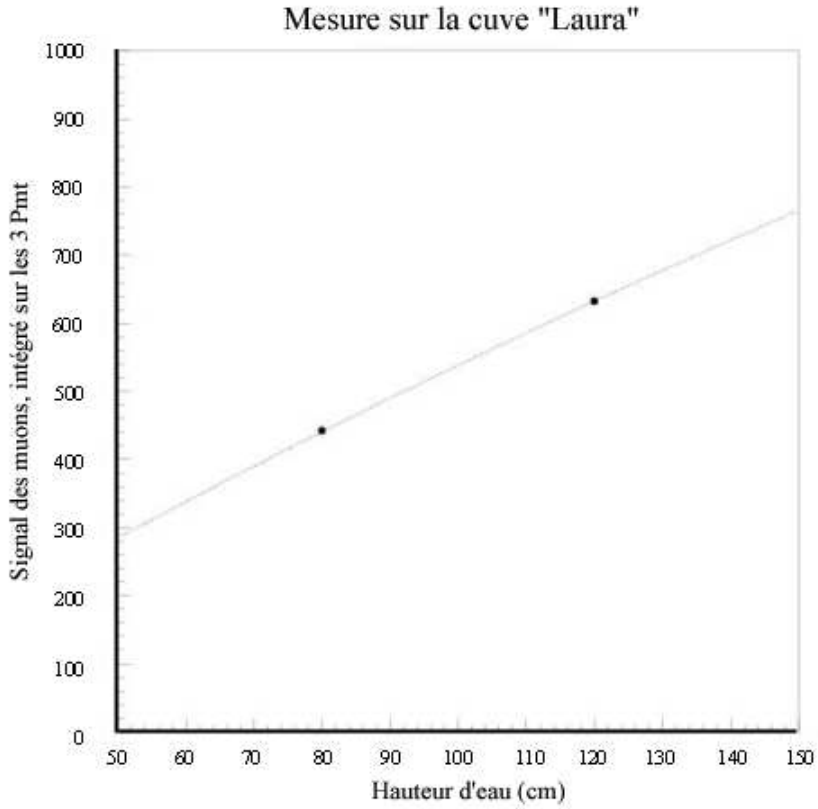


FIG. 4.2 – *Mesure du signal intégré (en ADC) sur les 3 Pmt en fonction de h(cm) pour la cuve Laura*

Pour les électrons, le nombre de photoélectrons produit est fixe, car l'énergie déposée par l'électron l'est également ($53\,MeV$). Ceci est vrai pour les électrons de basse énergie ainsi que pour un niveau d'eau supérieur à $25\,cm$.

$$Sum\,e = \frac{N_0\,E_e}{1 - e^{-\frac{\Delta t}{\tau}}} \approx N_0\,E_e\,\frac{\tau}{12\,h} \tag{4.5}$$

Où E_e est l'énergie de l'électron en MeV. Nous considérons ici que l'électron perd toute son énergie par dE/dX.

$$\frac{\tau}{h} = 1\,/\,(\frac{6\,10^{-3} + T_{tyvek}}{5.8} + \frac{h}{4.4\,L_w}) \tag{4.6}$$

Cette formule montre bien que le signal produit par l'électron augmente quand h diminue.

Nous pouvons maintenant prédire la valeur du rapport somme du signal d'un muon sur somme du signal de l'électron (de désintégration) avec une expression simple :

$$\frac{Sum\,\mu}{Sum\,e} = \frac{200\,N_0\,\frac{\tau}{12}}{N_0\,E_e\,\frac{\tau}{12\,h}} = \frac{200}{53}\,h \tag{4.7}$$

$$h = 0.26\,\frac{Sum\,\mu}{Sum\,e} \tag{4.8}$$

Le tableau 4.1 reporte les mesures effectuées dans Laura pour deux niveaux d'eau différents et la prédiction de hauteur d'eau provenant de la méthode exposée ci dessus.

h(m) réelle	$Sum\,\mu/Sum\,e$	$h(m) = 0.26\,Sum\,\mu/Sum\,e$
1.20±0.01	1/0.23	1.13
0.80±0.01	1/0.32	0.81

TAB. 4.1 – *Résultat des mesures de niveau d'eau effectuées dans Laura*

4.2 Prise de données et résultats pour la cuve d'Orsay

4.2.1 Setup de la cuve d'Orsay

Dans le cas d'un détecteur parfait, le spectre de Michel (cf. fig. 4.1) est maximum à $53\,MeV$. Cette valeur maximale dépend de la résolution en énergie du détecteur. Le RMS de la ligne de base des FADC est d'environ 0.5 pour un pic de muon à 50. Cela nous conduit à une résolution d'environ 1% de VEM (Vertical equivalent Muon), soit $2\,MeV$ (1% de $240\,MeV$). Une telle résolution conduit à un déplacement de la valeur maximale du spectre de Michel aux environs de $40\,MeV$.

4.2.2 Sélection des désintégrations de muon et "After Pulse"

Nous savons que la durée de vie du muon est de $2.2\,\mu s$ et que le flux de muons dans les cuves est de 3 KHz. Si nous faisons l'histogramme de la différence en temps entre le 1^{er} muon (qui déclenche l'acquisition) et le pic suivant cet événement, nous devrions obtenir 2 composantes :

- une exponentielle avec une constante de temps de $2.2\,\mu s$ qui correspondrait aux électrons venant de la désintégration des muons ;
- une exponentielle avec une constante de temps de $330\,\mu s$ qui correspondrait au flux de muons.

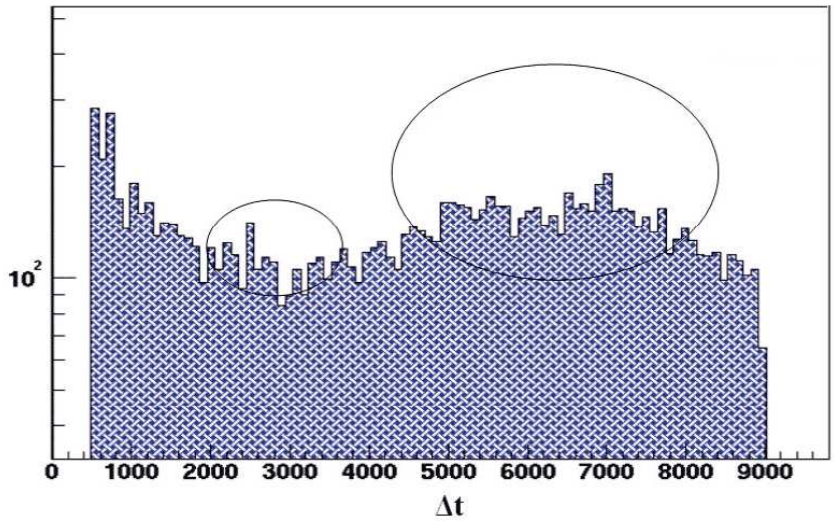


FIG. 4.3 – *Distribution de la différence en temps (ns) entre 2 pics consécutifs*

Nous ne considérons pas ici les événements avec un $\Delta t < 400\,ns$ afin de s'assurer que l'amplitude du premier signal est suffisamment faible avant d'accepter le second signal. Nous n'observons pas, figure 4.3, de décroissance exponentielle de $2.2\,\mu s$ et de plus il apparaît 2 bosses respectivement autour de 2.5 et $7\,\mu s$.
Le diagramme de Δt en fonction de la largeur à mi hauteur du second signal, montre qu'un grand nombre de seconds signaux ont une largeur de $12\,ns$. Or tout signal venant de l'eau contenue dans la cuve doit avoir certaines caractéristiques en particulier un temps de décroissance d'environ $70\,ns$ dû aux multiples réflexions de la lumière sur les parois de la cuve. Il est donc fortement probable que ces signaux proviennent d'un phénomène physique interne au photomultiplicateur.
Les "After Pulse" sont la parfaite illustration d'un tel phénomène. La raison pour laquelle nous observons autant d'After Pulse est que notre condition de déclenchement est un seuil sur seulement un seul Pmt, et non une coïncidence sur trois. Pour chaque trigger, nous ouvrons une fenêtre de $10\,\mu s$ où nous enregistrons tout. Au contraire, pour ce qui est des cuves de pré-production, la condition de trigger est une coïncidence temporelle des 3 Pmt avec un seuil sur chacun d'eux de $0.1\,VEM$ (Slows Buffers). Il est donc clair que les After Pulse ne seront pas observables dans les données provenant des Slows Buffers.

La figure 4.4, qui représente la distribution de différence en temps entre 2 pics consécutifs, a été faite en imposant pour condition sur le second pic d'avoir une amplitude maximale d'au moins $35\,mV$ et une largeur à mi hauteur d'au moins $50\,ns$ afin de supprimer la contribution des "After Pulse". La figure 4.4 montre clairement que cette condition conduit bien à la suppression de cette composante de signal non désirée.

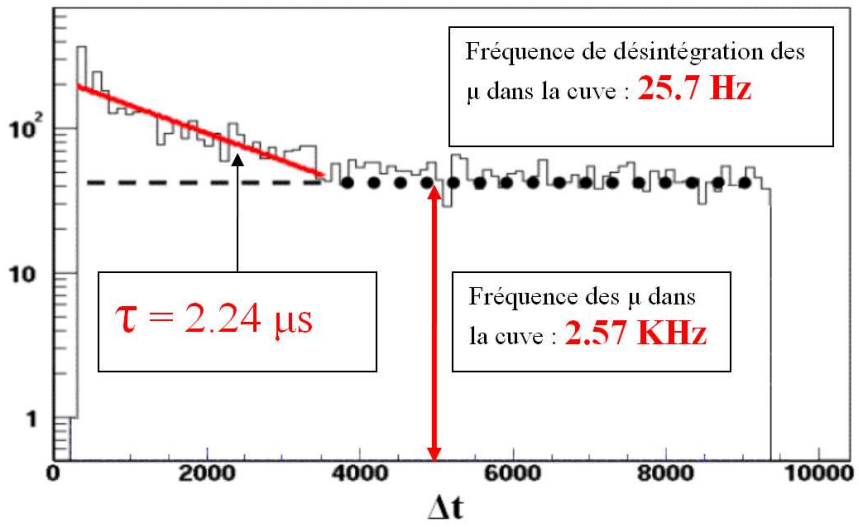


FIG. 4.4 – *Distribution des différences en temps (ns) entre 2 pics consécutifs après suppression des After Pulses*

Afin d'épurer au mieux notre sélection des muons s'étant désintégrés en électrons, nous pouvons imaginer que les muons se désintégrant dans la cuve déposent moins d'énergie qu'un muon traversant la cuve. De ce fait, en sélectionnant les événements dont le premier signal est de faible énergie, nous devrions diminuer le fond de muons ne se désintégrant pas.
La figure 4.5 nous montre qu'une telle coupure diminue de la même façon le fond et le signal ce qui rend inutile cette coupure.

4.2.3 Résultats

Nous pouvons estimer la hauteur d'eau h(m) dans la cuve, avec la formule suivant :

$$\frac{Peak\,\mu}{Peak\,e} = \frac{200\,h}{E_{peak-michel}} \tag{4.9}$$

Où 200 correspond à $200\,MeV$ par mètre, qui est l'énergie déposée par un muon traversant la cuve et $E_{peak-michel}$ est l'énergie, en MeV, de l'électron issu de la désintégration. Nous obtenons, pour la cuve de l'IPN d'Orsay, après soustraction du bruit des ADC, $13.6 \pm 2\,mV$ pour le pic de l'électron et $71 \pm 0.1\,mV$ pour le pic du muon. De plus, la hauteur d'eau étant de $1.2\,m$ (mesure indépendante), nous obtenons une énergie pour le pic de l'électron de :

$$E_{peak-michel} = \frac{Peak\,\mu}{Peak\,e}\,200\,h = \frac{13.6}{71}\,240 \tag{4.10}$$

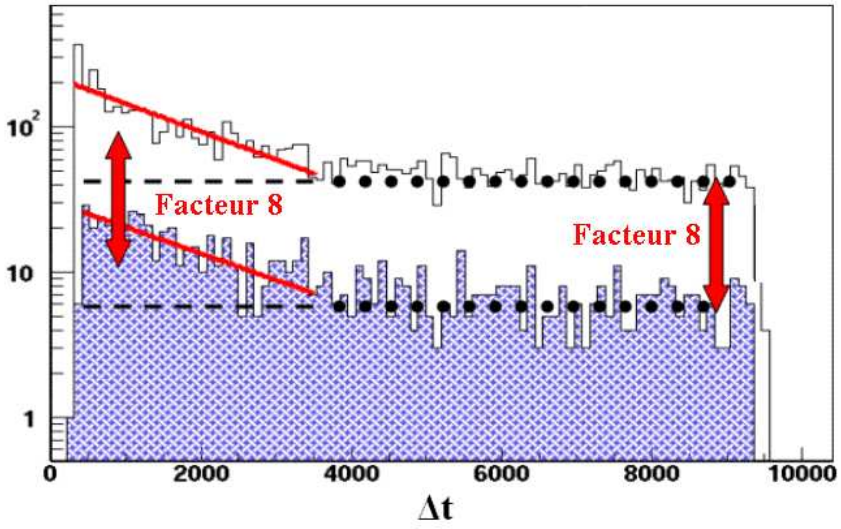


FIG. 4.5 – *Distribution de la différence en temps (ns) entre 2 pics consécutifs (bleu) après coupure sur la valeur de l'intégrale du premier signal*

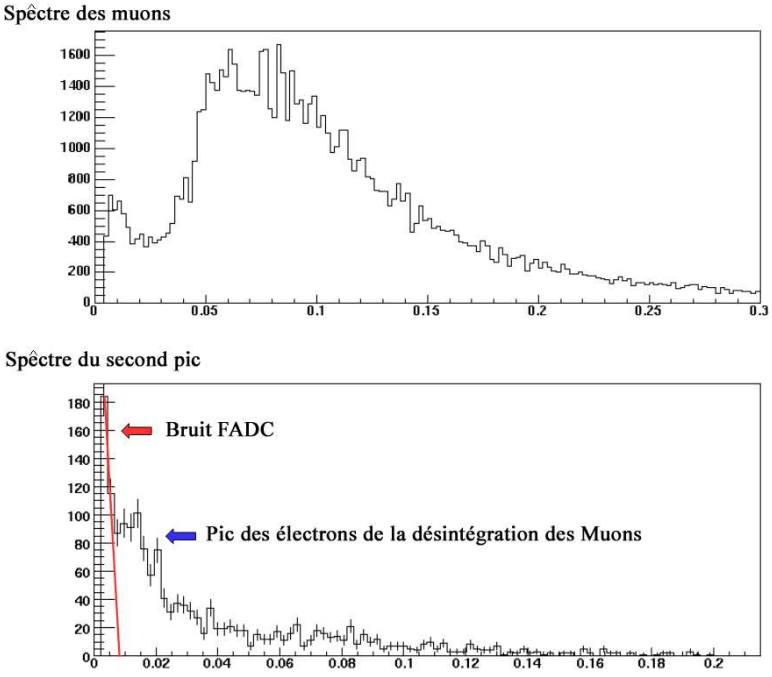


FIG. 4.6 – *Spectre en énergie des électrons de désintegration*

$$E_{peak-michel} = 46 \pm 6\,MeV \tag{4.11}$$

Ce qui est légèrement supérieur à la valeur supposée ($> 40\,MeV$).

L'étude menée sur la cuve d'Orsay nous donne une première idée quand à la faisabilité des mesures et les moyens à mettre en œuvre afin d'estimer la hauteur d'eau. Il est nécessaire maintenant de montrer comment exploiter cette technique dans le cas réel des cuves dans la Pampa.

4.3 Mise en oeuvre dans les conditions de l'expérience

4.3.1 Les conditions réelles, les Slows Buffers

Montrons maintenant qu'il est possible de déterminer les hauteurs d'eau à partir des Slows Buffers des données de pré-production. La méthode est identique à celle exposée précédemment (en utilisant le pic en amplitude des signaux de muons et d'électrons).

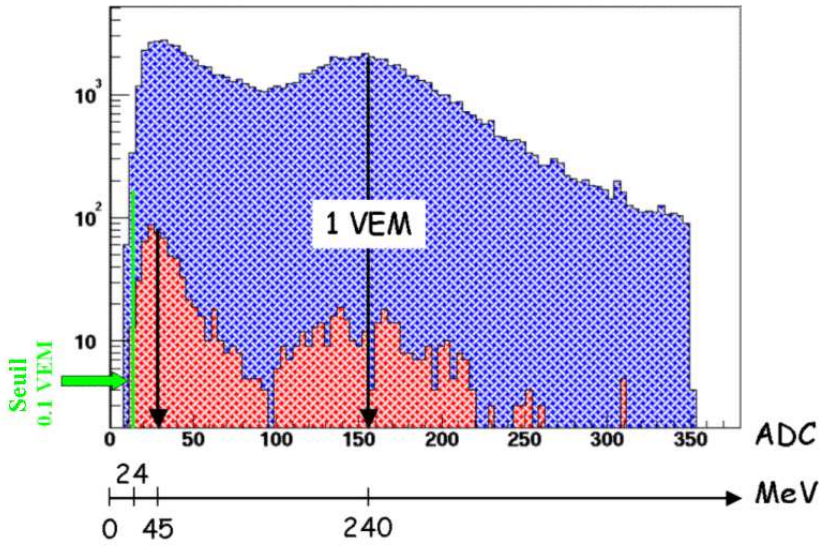


FIG. 4.7 – *Distribution de l'amplitude du signal intégré des évènements provenant des Slows Buffers*

L'histogramme bleu présente la distribution du signal de la somme sur les 3 Pmt de la tension maximale enregistrée par les Slows Buffers. L'histogramme rouge est le même que le bleu, avec une coupure sur les temps d'arrivée de 2 traces consécutives ($\Delta t < 3\,\mu s$). Cette coupure nous permet d'isoler les électrons venant de la désintégration des muons. La figure 4.8 montre les résultats obtenus pour 42 cuves de pré-production. Si aucune corrélation

n'existait entre E_μ et E_e, le rapport de ces deux grandeurs aurait un rms de 12 %, or ce dernier se trouve être de 6 %. Il apparaît donc que E_μ et E_e sont corrélées et donc que l'on mesure bien l'énergie d'électrons issus de muons.

4.3.2 Résultat pour les cuves de pré-production

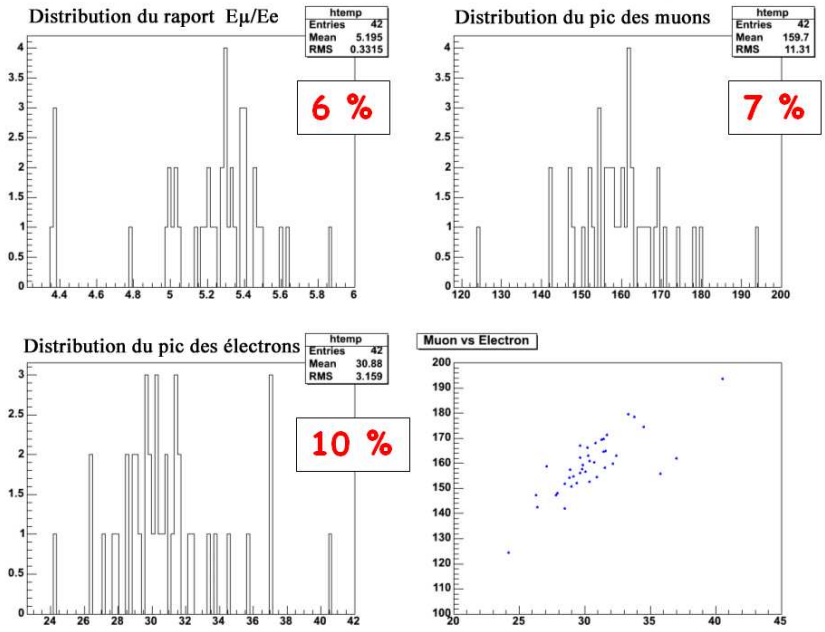


FIG. 4.8 – *Résultats pour 42 cuves de pré production*

$$R = \frac{\mu}{e} = \frac{2\,MeV.cm^{-1}\,.\,h(cm)}{E_e} \tag{4.12}$$

$$h(cm) = R\,\frac{E_e}{2} \tag{4.13}$$

$$E_e = \frac{240}{5.2} = 46 \pm 0.5\,MeV \tag{4.14}$$

Nous obtenons la même énergie pour le pic des électrons issus de la désintégration du muon que dans la cuve d'Orsay.
Comme nous l'avons vu dans le chapitre précèdent, l'énergie des électrons n'est pas constante en fonction de la hauteur d'eau et l'énergie des muons n'est pas proportionnelle à la hauteur d'eau. Il est donc nécessaire de corriger ce biais.
Finalement, la hauteur d'eau nous est donnée par :

$$h(m) = \frac{0.29\frac{\mu}{e}}{1 + \frac{\mu}{e}\frac{5}{100}} \tag{4.15}$$

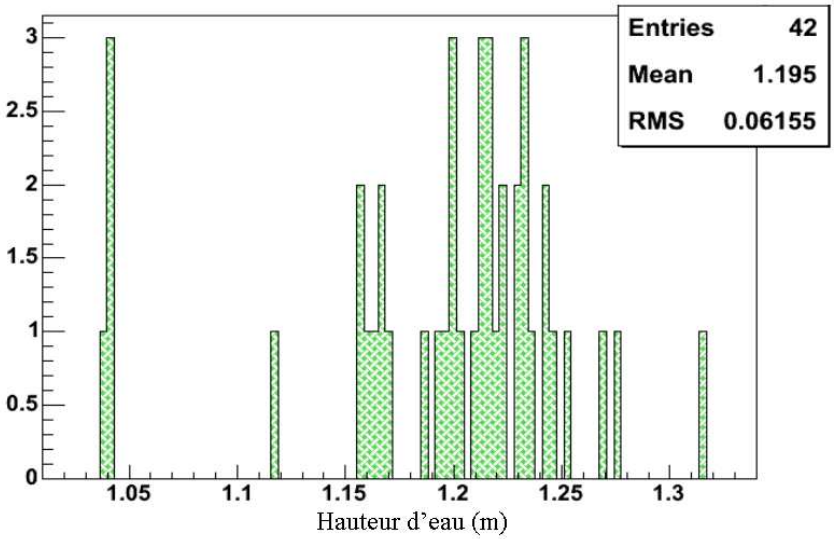


FIG. 4.9 – *Niveau d'eau dans les cuves de pré production après correction (m)*

Conclusion

Nous obtenons, un très bon accord entre la cuve d'Orsay et les cuves de pré production ($E_{peak-michel} = 46\,MeV$). Les corrélations obtenues entre E_μ et E_e nous permettent de valider notre méthode et nous conduisent à une précision sur les hauteurs d'eau de l'ordre de 6 % (figure 4.9). Il est à noter que suite à cette étude, un nouvel algorithme basé sur cette méthode est en cour d'installation dans les stations locales afin de mesurer les niveaux d'eau de chacune des cuves. Ce chapitre a fait l'objet d'une note interne [53] et fera l'objet d'un article technique à la "29th International Cosmic Rays Conference" qui aura lieu en Inde en 2005.

Chapitre 5

Réponse du détecteur de surface à des électrons de quelques MeV et aux Muons de quelques GeV

Introduction

Les particules détectées au sol, issues des rayons cosmiques d'ultra haute énergie, sont essentiellement composées d'électrons et de photons de quelques MeV et de muons autour de $1\,GeV$.

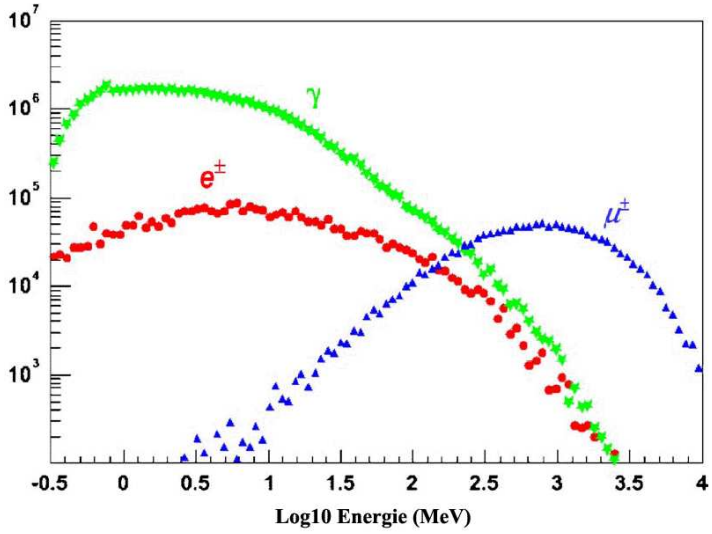


FIG. 5.1 – *Distribution de l'énergie cinétique des particules au sol pour une gerbe de protons à* $10^{19}\,eV$ *(simulation AIRES [55]) à* $900\,m$ *du coeur. Niveau d'observation* $1000\,g.cm^{-2}$

Afin de simuler le détecteur de surface de la manière la plus précise possible, il nous faut

connaître le signal que dépose chacune des particules traversant le détecteur en fonction de leurs énergies.

Le fond de muons cosmiques ambiant nous permet d'obtenir facilement les signaux typiques qu'ils engendrent [51]. Il en est tout autrement pour les électrons et les photons. Voici les trois axes de l'expérience que nous avons décidé de mener pour répondre en partie à ces questions :

1. Détermination du nombre de photoélectrons dans les photomultiplicateurs, pour des muons traversant le détecteur ;
2. Injection d'électrons provenant d'une source de $Strontium^{90}$, à l'aide d'un spectromètre afin de déterminer le nombre de photoélectrons en fonction de l'énergie cinétique de l'électron incident ;
3. Ajustement de la simulation aux paramètres des muons et comparaison des simulations d'électrons avec les résultats expérimentaux.

5.1 Set-up experimental

Le spectromètre que nous avons utilisé pour cette expérience a été construit et calibré par J. L. Guyonnet, J. Cailleret and R. Igersheim de l'Institut de Recherche Subatomique de Strasbourg. La figure 5.2 presente un schéma du montage et la photo 5.3 l'ensemble expérimental.

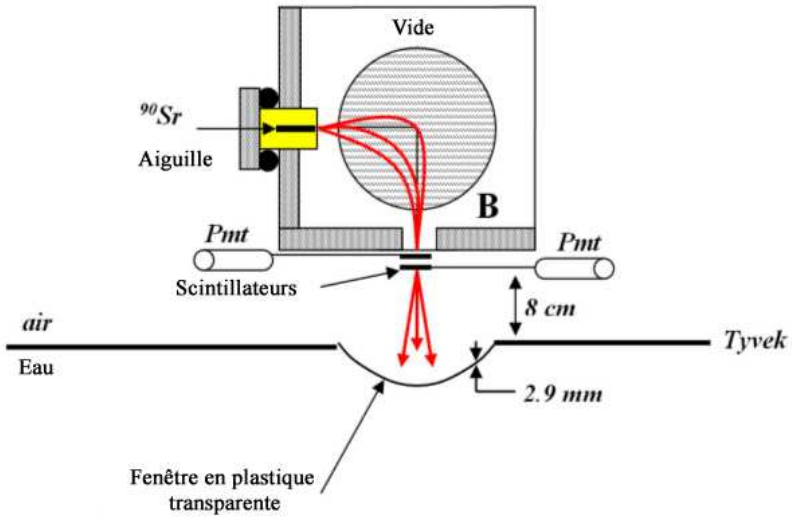


FIG. 5.2 – *Schéma du spectromètre au dessus de la fenêtre du Pmt 2 de la cuve d'Orsay*

La source radioactive que nous avons utilisée est du $Strontium^{90}$ avec une activité de $1\,mCi$ ($37\,MBq$). L'énergie cinétique des électrons est sélectionnée grâce au champ magnétique ajustable de la bobine ($0.15\,Tesla$ à $1\,MeV$) délivrant ainsi des électrons jusqu'à une

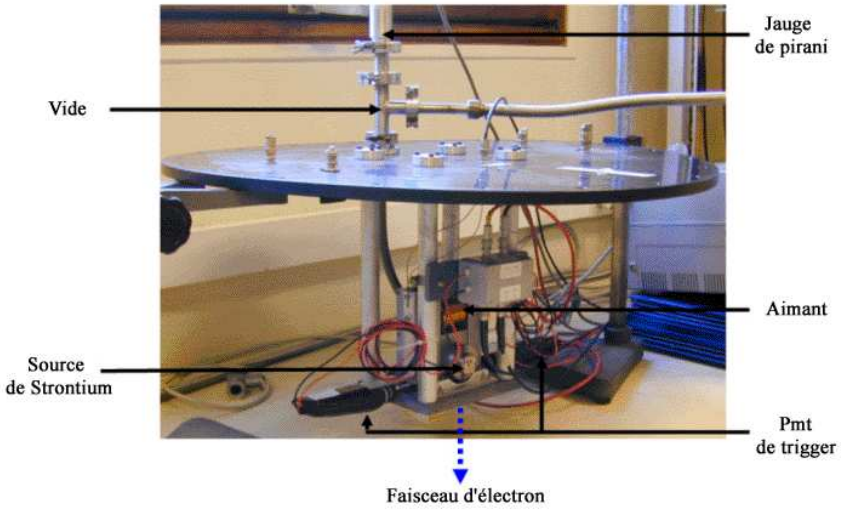


FIG. 5.3 – *Le spectromètre, avant son installation dans la cuve d'Orsay, fixé sur le couvercle du Pmt 2.*

énergie de $2.3\,MeV$. Un vide primaire est nécessaire dans le spectromètre afin de diminuer la diffusion multiple. En effet, pour des électrons de $0.5\,MeV$ traversant les $12\,cm$ d'air ($1\,Atm$) de la chambre magnétique, l'angle de diffusion est de 20°. Le vide que nous avons obtenu à l'aide d'une pompe primaire ($5\,10^{-3}\,Atm$) nous a permis de réduire l'angle de diffusion à 1.4°. Cette valeur est suffisante. En effet le système de fente permettant la sortie des électrons, conduit à un cône d'ouverture moyenne de 5°. La calibration en énergie est faite en utilisant des électrons mono énergétiques provenant de conversion interne de sources de ^{207}Bi et de ^{137}Cs. L'équilibre entre la puissance de la source, et les angles d'entrée et de sortie des électrons nous conduit à une résolution totale en énergie de 7 % à $1\,MeV$. Le nombre d'électrons en fonction de l'énergie cinétique est presenté figure 5.4.
Le déclenchement s'effectue lorsque un électron traverse les deux scintillateurs d'épaisseur $0.1\,mm$. Cela induit une perte d'énergie pour l'électron d'environ $0.04\,MeV$, qui est prise en compte dans la calibration du détecteur.

Le spectromètre a été installé à la place du Pmt 2 dans la cuve d'Orsay. Une fois sortis du spectromètre, les électrons traversent une fenêtre en plastique (m-LLDPE) de $2.9\,mm$ d'épaisseur et d'indice de réfraction $n_p = 1.49$ avant d'entrer dans l'eau de la cuve $n_e = 1.33$ (cf. fig. 5.2).
La mesure au niveau des deux autres Pmt, d'éventuels champs résiduels dus à la bobine, permet de conclure que le spectromètre ne perturbe pas les Pmt. La haute tension des Photomultiplicateurs 1 et 3 a été portée à $1800\,V$ afin d'obtenir un gain approximatif de $2\,10^6$. L'acquisition des données a été réalisée avec un oscilloscope à 1 Giga Samples, connecté à un PC (Win95) via un port GPIB. Nous avons enregistré des traces de $500\,ns$ avec un binning de $1\,ns$ via une acquisition écrite en Labview.

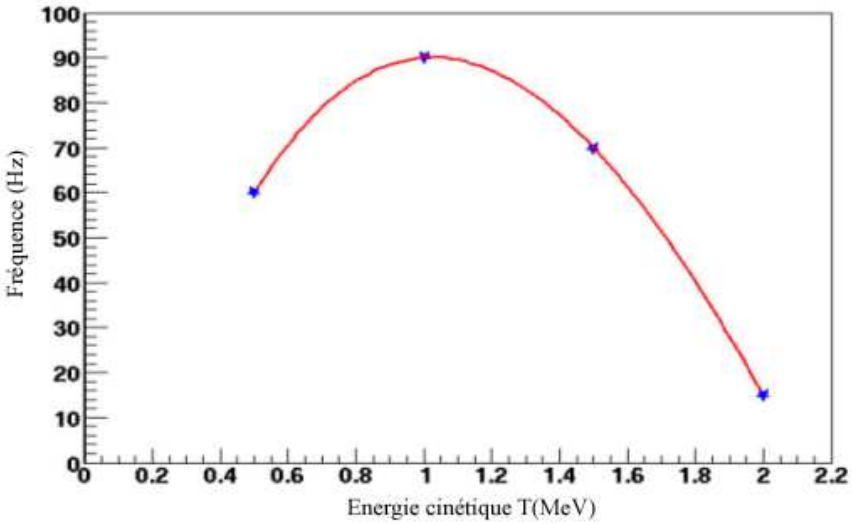


FIG. 5.4 – *Taux de comptage des électrons sortant du spectromètre en fonction de leur énergie cinétique*

5.2 Caractéristique du signal des muons dans la cuve d'Orsay

Le trigger que nous avons utilisé, afin d'enregistrer des signaux de muons, est déclenché par le Pmt 1 avec un seuil de $7\,mV$. L'oscilloscope a été réglé de telle sorte que le signal commence $50\,ns$ après le début de la trace. Le piédestal est calculé sur les 20 premiers bins en temps, soit sur 20 ns (excepté pour les muons où le binning est de $2\,ns/bin$.)

Les photons Cherenkov, produits par les muons, sont absorbés tout au long de leurs parcours, par l'eau, le Tyvek et les photomultiplicateurs. Une grandeur comme la décroissance temporelle du signal ainsi que le nombre de photoélectrons caractérisent la cuve (réflectivité du Tyvek, absorption de l'eau, etc...) permettant ainsi d'ajuster les paramètres dans la simulation afin qu'elle reproduise les observables physiques.
Le temps de décroissance du signal a été obtenu en moyennant les traces de muons et en procédant à un fit exponentiel sur une partie du signal (peu après le maximum). La moyenne a été obtenue avec 2000 traces FADC (cf. Fig. 5.5).

$$\tau = 51 \pm 2\,ns$$

La figure 5.6 nous montre le spectre des muons ainsi que la composante électromagnétique des rayons cosmiques de basse énergie dans la fenêtre $50 - 250\,ns$. Le pic des muons est à :

$$15 \pm 0.5\,V.ns$$

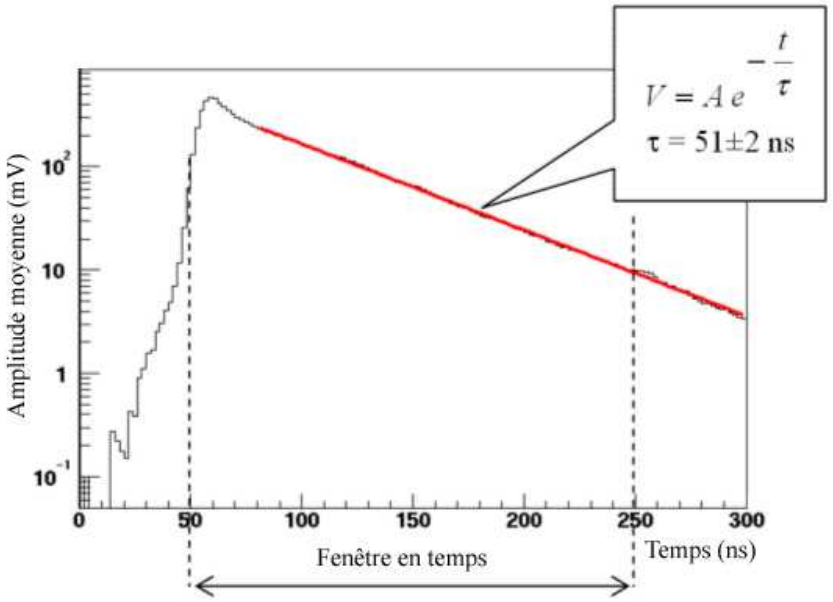


FIG. 5.5 – *Moyenne sur 2000 traces de Muons montrant une décroissance exponentielle du signal en fonction du temps*

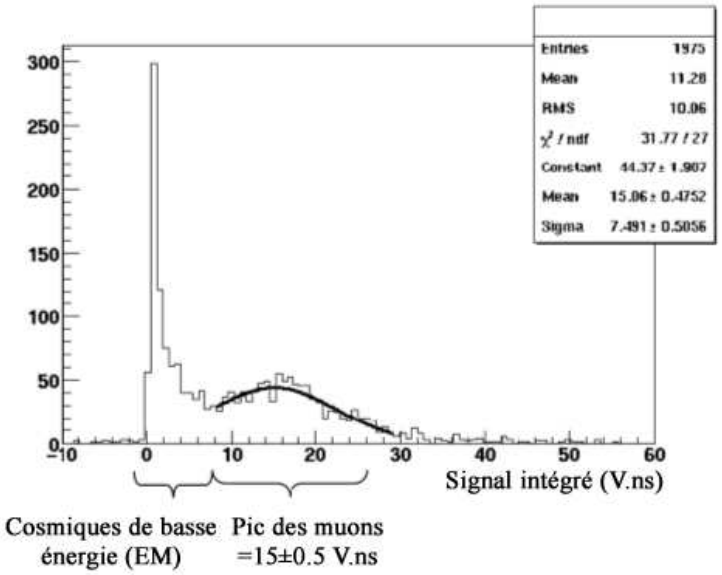


FIG. 5.6 – *Distribution de l'intégrale de la trace FADC des muons dans la fenêtre* $50-250\,ns$

Cette valeur nous permettra par la suite de déterminer le nombre de photoélectrons par muon.

Déterminons le nombre moyen de photoélectrons intégrés par muon. Il nous faut pour cela, connaître le signal intégré produit par un seul photoélectron. Nous avons enregistré $500\,ns$ de trace ADC pour des électrons de $2\,MeV$. A ce signal, vient s'ajouter un fond uniforme de photoélectron unique dû à de petites fuites de lumière résiduelles dans notre système. L'histogramme de l'intégrale du signal dans la fenêtre $300 - 500\,ns$ est une zone où seul le bruit est présent (le nombre moyen de photoélectron dans cette fenêtre est très inférieur à 1) et nous permet de faire un spectre de photoélectron unique.

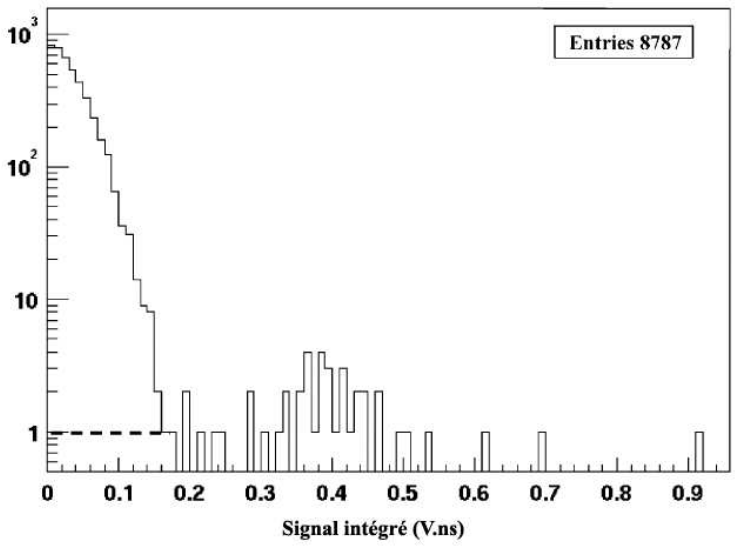


FIG. 5.7 – *Histogramme de l'intégrale, pour une trace ADC de photoélectron unique, entre* 300 *et* $500\,ns$

Nous imposons un seuil de $0.2\,V.ns$ et nous extrapolons le spectre du photoélectron unique en dessous du seuil (voir ligne pointillée figure 5.7), nous obtenons une moyenne pour l'intégrale de :

$$0.35 \pm 0.03\,V.ns$$

Finalement, si nous revenons à la figure 5.6, nous obtenons un nombre moyen de photoélectrons intégrés pour un muon de

$$(15 \pm 0.5)V.ns \,/\, (0.35 \pm 0.03)V.ns = 44 \pm 4$$

5.3 Caractéristique du signal des électrons dans la cuve d'Orsay

Nous allons maintenant étudier le signal produit par des électrons de quelques MeV issus du spectromètre décrit ci-dessus.

5.3.1 Amplitude moyenne des signaux en fonction du temps

Sur chacune des traces ADC, on impose un seuil de $5\,mV$. Une fois le maximum déterminé, on superpose toutes les traces en faisant correspondre les bins du maximum des deux spectres. Les photoélectrons issus des électrons de $2\,MeV$ ainsi que ceux venant des fuites de lumière sont dans la fenêtre en temps $50 - 250\,ns$ (cf. fig. 5.8.a) et les photoélectrons de la fuite de lumière seule sont dans la fenêtre en temps $300 - 500\,ns$ (cf. Fig. 5.8.b). La largeur à mi-hauteur moyenne est de $8 \pm 1\,ns$ (5.8 a et b) et l'amplitude moyenne est de $55 \pm 1\,mV$ (5.8 a) et de $48 \pm 6\,mV$ dans la région du bruit (5.8 b).
L'amplitude du signal des photoélectrons est uniformément distribuée jusqu'à $100\,mV$ (cf. fig. 5.10 et fig. 5.11) et du fait qu'il y ait un seuil de $5\,mV$ la vraie moyenne est à $55 - 5 = 50 \pm 1\,mV$ pour la figure 5.8 a et $43 \pm 6\,mV$ pour la figure 5.8 b.
Si nous supposons une distribution de Poisson, l'histogramme de la figure 5.8 a contient 2.5% de signaux de double photoélectrons ce qui a pour incidence de diminuer l'amplitude moyenne du photoélectron unique à $0.975 \times 50 = 48.7 \pm 1\,mV$, ce qui est en accord avec la figure 5.8 b.
L'intégrale du signal moyen d'un photoélectron est donnée par :

$$\int V\,dt \approx (0.0487 \pm 0.001\,V) \times (8 \pm 1\,ns) = 0.39 \pm 0.05\,V.ns \tag{5.1}$$

qui est à comparer à la mesure directe du paragraphe 5.2 :

$$\int V\,dt \approx 0.35 \pm 0.053\,V.ns \tag{5.2}$$

Ce qui est en accord à mieux qu'un sigma.

5.3.2 Distribution des temps d'arrivée des signaux

La distribution temporelle des photoélectrons arrivant dans les photomultiplicateurs issus des muons suit une loi exponentielle. Lorsque nous injectons des électrons de basse énergie, les photons Cherenkov produits doivent suivre la même loi de décroissance exponentielle. La figure 5.9 nous montre la distribution des temps d'arrivée des photons Cherenkov pour des électrons de $2\,MeV$. Nous observons bien une décroissance exponentielle comme sur la figure 5.5. La différence de $5\,ns$ entre les deux temps de décroissance n'est que de quelques sigmas et n'est peut être pas significative.

Nous pouvons extraire aussi de l'amplitude et de la largeur du signal temporel le gain des photomultiplicateurs :

$$Q = I\,t = \frac{49 \pm 1\,mV}{50\,\Omega}\,(8 \pm 1)\,ns = 8 \pm 1\,pC \tag{5.3}$$

Le gain de l'amplificateur électronique étant de 32, le gain absolu est donné par :

$$G_{pmt} = \frac{8\,10^{-12}}{1.6\,10^{-19}}\,\frac{1}{32} = 1.6\,10^{6} \tag{5.4}$$

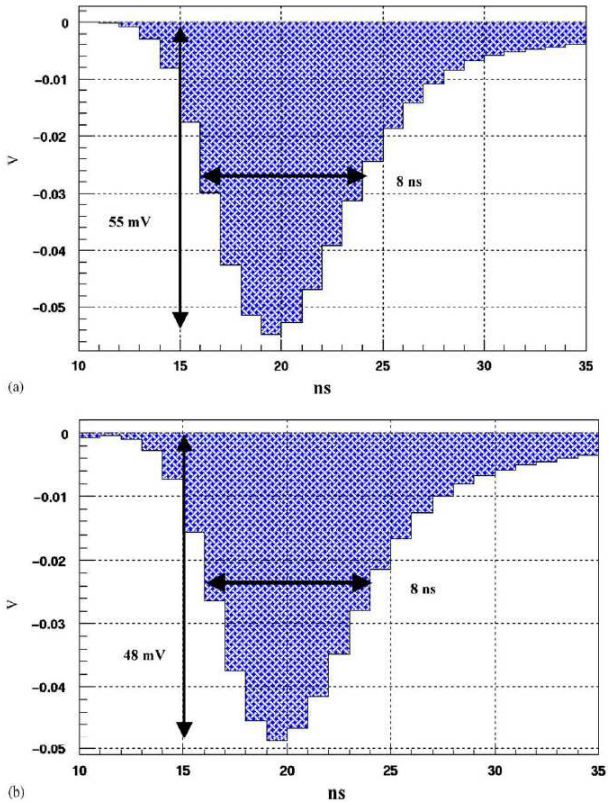


FIG. 5.8 – *Moyenne temporelle des signaux de photoélectrons pour :*
a) les électrons de $2\,MeV$ *et les photons des fuites de lumière dans l'intervalle* $50-250\,ns$ *;*
b) les fuites de lumière seules dans l'intervalle $300-500\,ns$*. Ces fuites de lumière représentent* 4% *des photoélectrons des électrons de* $2\,MeV$

Nous retrouvons bien la valeur que nous avions supposée à partir de la tension imposée aux photomultiplicateurs.

5.4 Résultats expérimentaux

La différence majeure qui existe entre muons et électrons se trouve au niveau de la quantité d'énergie déposée, donc en nombre de photoélectrons. Ceci nous conduit à utiliser une approche différente basée sur le comptage du nombre d'événements ayant donné un photoélectron comparé au nombre de trigger donné par le spectromètre, ceci suivant une distribution de Poisson afin de déterminer un nombre moyen.
Nous avons pris des données pour 5 énergies cinétiques différentes : $0.5\,MeV$, $1\,MeV$, $1.5\,MeV$, $1.75\,MeV$, $2\,MeV$. Le signal électrique dans les flash ADC est négatif, dans tout le reste du chapitre, le signe sera changé afin d'avoir des quantités positives dans les histogrammes. Pour chaque run, la distribution du maximum (amplitude) est représentée

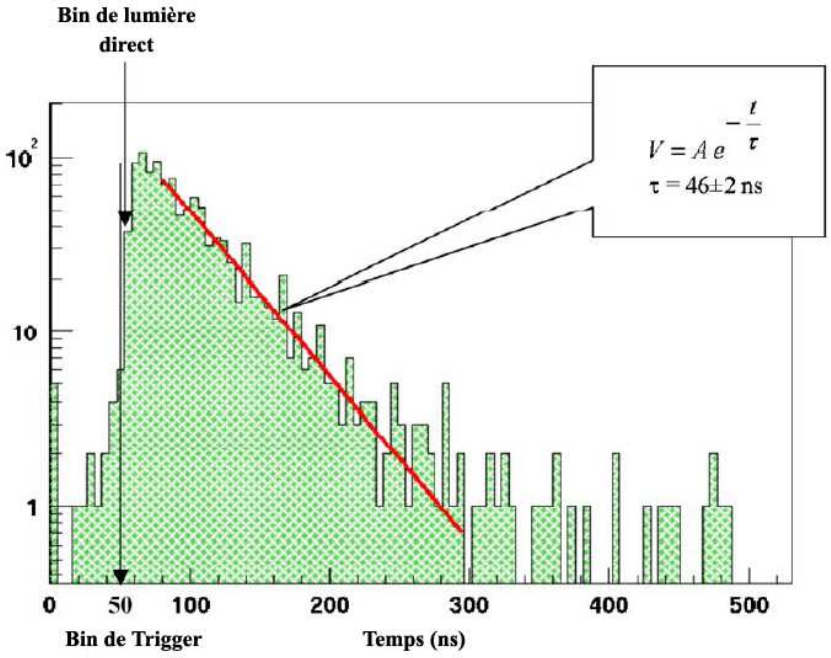


FIG. 5.9 – *Distribution des temps d'arrivée s des photoélectrons pour des électrons de* $2\,MeV$

dans la fenêtre $50 - 250\,ns$ (cf. fig. 5.10) ainsi que dans la fenêtre $300 - 500\,ns$ (cf. Fig. 5.11) afin d'obtenir le niveau de bruit (fuite de lumière). Le signal arrivant après $200\,ns$, donc en dehors de la zone signal, est de $1.2\,\%$ et fait l'objet d'une correction.

Le piédestal est fixé à $6\,mV$. Nous définissons les quantités suivantes :
N_{total} comme le nombre total de Trigger
N_s comme le nombre d'entrées au dessus de 6 mV dans la fenêtre $50 - 250\,ns$
ExS comme l'extrapolation plate en dessous de $6\,mV$
N_b et ExB l'équivalent des quantités précédentes dans la zone $300 - 500\,ns$
Lorsque nous prenons le pulse maximum dans la fenêtre $50 - 250\,ns$ nous ne discriminons pas entre simple et multiples photoélectrons. Le nombre au dessus du seuil contient donc les simples et multiples photoélectrons. A partir de l'équation ci-dessous, nous retrouvons le nombre moyen de photoélectrons à partir des quantités mesurées :

$$1 - e^{-N_{pe}} = \frac{(N_s + ExS) - (N_b + ExB)}{N_{total}}\,1.012 \tag{5.5}$$

La figure 5.12 ainsi que la table 5.1 donnent les résultats de nos mesures.

Les barres d'erreurs proviennent des erreurs statistiques ainsi que des erreurs systématiques dûes à l'extrapolation des signaux en dessous du seuil et aux corrections de la fenêtre en plastique (voir explication ci dessous).

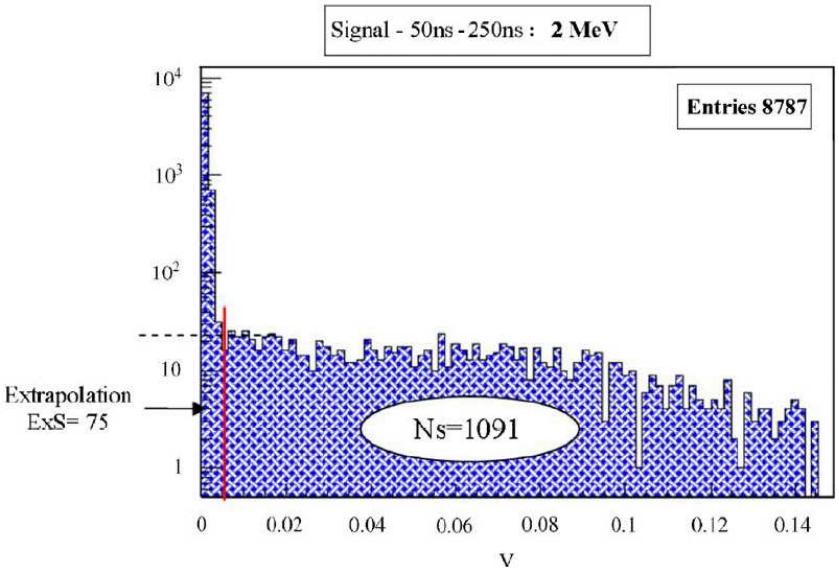


FIG. 5.10 – *Exemple d'histogramme du pulse maximum pour des électrons de* $2\,MeV$ *dans la fenêtre* $50 - 250\,ns$

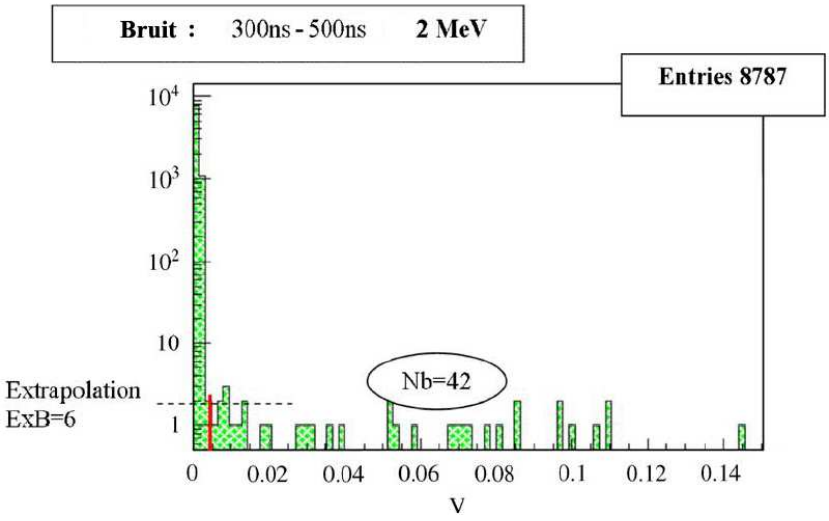


FIG. 5.11 – *Exemple d'histogramme du pulse maximum pour des électrons de* $2\,MeV$ *dans la fenêtre en temps 300 à 500 ns*

5.4.1 Effet de la fenêtre en plastique

Bien que les électrons perdent la même énergie par ionisation dans 2.9 mm d'eau (n_w=1.33) ou de plastique (n_p=1.49), nous devons tenir compte du fait qu'ils produisent plus de lumière Cherenkov dans le plastique que dans l'eau. Ce phénomène est dû au fait que l'indice de réfraction du plastique est plus grand que celui de l'eau. En outre, cette interface peut être le siège de réflexions totales internes dûes aux diffusions multiples des

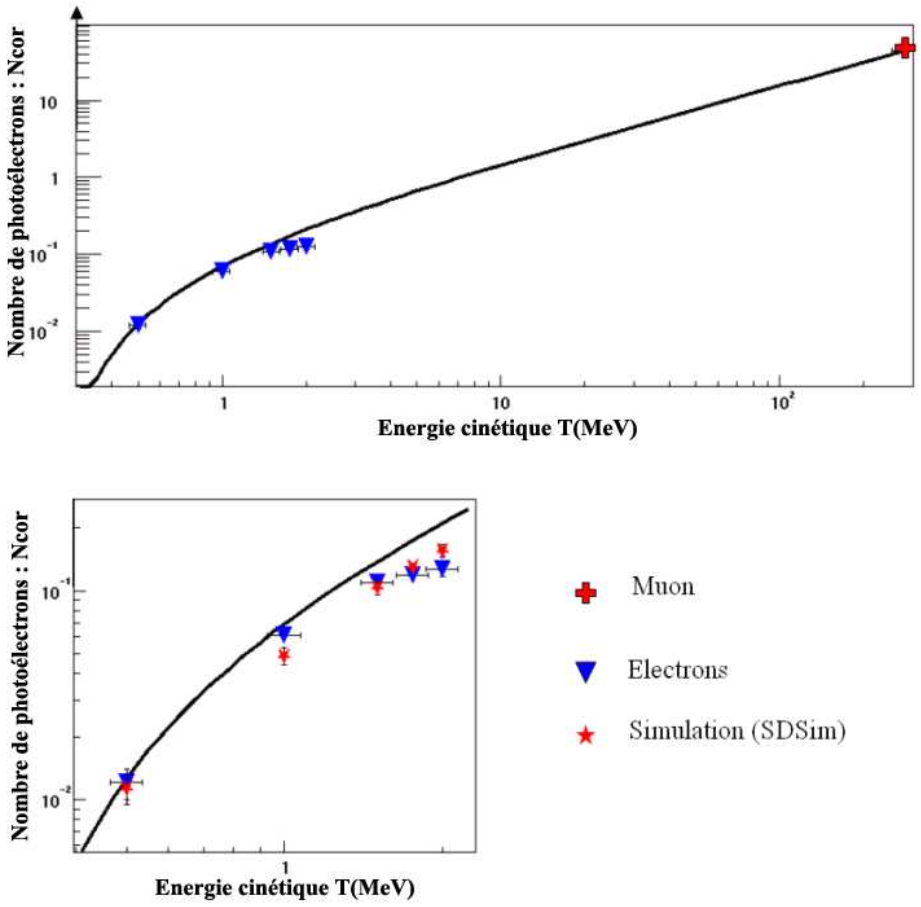


FIG. 5.12 – *Nombre de photoélectrons en fonction de l'énergie cinétique de la particule chargée incidente.*
Haut : Mesure pour des électrons (triangles) et pour des muons (croix). La ligne continue montre les résultats obtenus avec un modèle simple décrit par l'équation 5.14. L'abscisse du point correspondant aux muons est $280\,MeV$ *ceci n'est pas son énergie cinétique mais une énergie moyenne déposée par un muon incident.*
Bas : Zoom sur les basses énergies correspondantes aux électrons. Les triangles correspondent aux mesures et les étoiles aux résultats du programme de simulation SDSim

électrons de basses énergies et entraîner une perte de lumière.

5.4.2 Augmentation de la production de lumière Cherenkov

La valeur de l'indice du plastique (n_p=1.49) n'est pas le seul paramètre qui conduit à une augmentation de la production de lumière. Le seuil Cherenkov passe de $0.26\,MeV$ pour l'eau à $0.17\,MeV$ dans le plastique. Nous savons que la quantité de lumière produite

T (MeV)	$N_{\text{pe brut}}$ (Eau + plastique)	Correction fenêtre plastique	$N_{\text{pe final}}$ (Eau seule)	Erreur statistique	Systematique extrapol.	Systematique plastique
0.5	0.020	-40%	0.012	4.4%	12.5%	8%
1	0.059	+3%	0.061	3.2%	4.7%	5%
1.5	0.114	-4%	0.109	3.1%	5.3%	2%
1.75	0.125	-5%	0.119	2.2%	4.0%	2%
2	0.125	-5%	0.119	2.2%	4.0%	2%

TAB. 5.1 –
Colonne 1 : Energie cinétique du faisceau d'électron en MeV
Colonne 2 : Nombre moyen de photoélectron brut
Colonne 3 : Correction à appliquer au résultat brut pour prendre en compte l'effet de la fenêtre en plastique
Colonne 4 : Nombre moyen de photoélectrons après corrections
Colonne 5,6 et 7 : Erreur statistique et systématique

est proportionnelle à $\sin^2(\theta_c)$, l'augmentation de lumière est donc donnée par :

$$\frac{1-(1/n_p^2)}{1-(1/n_w^2}\,\frac{T-0.17}{T-0.26} = 1.26\,\frac{T-0.17}{T-0.26} \tag{5.6}$$

Ce facteur est non négligeable et doit être pris en compte. A $0.5\,MeV$ il est de 1.73

5.4.3 Diminution de la production de lumière due à des réflexions totales internes

L'angle de réflexion totale dans le plastique est donné par la loi de Snell :

$$\frac{n_p}{n_w}\cdot \sin\,\theta_p \geq 1 \tag{5.7}$$

$$\theta_p \geq 63.2^\circ$$

L'angle Cherenkov est, à saturation, de 47.8° et le demi angle du cône de sortie des électrons du spectromètre est de 5°. Les électrons de basse énergie vont souffrir de diffusions multiples et donc ainsi émettre de la lumière dans les condition de réflexion totale.
Le RMS de l'angle de diffusion multiple sur la distance parcourue est donnée par :

$$\theta_0 = 13.6\frac{T+m}{T^2+2mT}\sqrt{\frac{x}{X_0}}\left(1+0.038\,\ln\frac{x}{X_0}\right) \tag{5.8}$$

Avec $m = 0.511\,MeV$ et $X_0 = 480\,mm$

5.4.4 Résultats du Monte Carlo

En prenant en compte le dE/dX, la diffusion multiple, les réflexions internes ainsi que l'angle Cherenkov exact en fonction de l'énergie, nous obtenons les corrections à apporter

à nos données dans la table 5.1.
A $0.5\,MeV$, l'augmentation de la lumière Cherenkov est plus grande que les pertes internes, à $1\,MeV$ les pertes dûes aux réflexions internes deviennent plus grandes, puis en augmentant l'énergie ces deux quantités tendent à diminuer pour donner un facteur correctif de 1. L'estimation des erreurs faites dans la correction due à la fenêtre plastique est donnée Table 5.1 et vient principalement de la possible variation (environ 3%) de l'indice de réfraction du plastique.
Cette correction est appliquée à $N_{pe\,raw}$ (nombre moyen de photoélectrons) et donne $N_{pe\,final}$ qui est la valeur directement comparée à la simulation (SDSim).

5.5 Analyse des résultats obtenus

A partir des données expérimentales pour les muons, nous pouvons, naïvement prédire le nombre de photoélectrons pour des électrons de quelques MeV. La production de lumière Cherenkov est proportionnelle à la longueur de la trace, qui est elle même proportionnelle à l'énergie déposée. Nous avons mesuré 44 photoélectrons pour un muon dans la cuve d'Orsay, ceci correspondant à une énergie déposée de $280\,MeV$. Le nombre de photoélectrons par Pmt par MeV d'énergie déposée est donc de $44/280 = 0.16$. Les électrons ont un seuil Cherenkov de $0.26\,MeV$ en terme d'énergie cinétique T. Cela nous donne donc un nombre de photoélectrons en fonction de l'énergie de :

$$N_{pe}(T) \approx \frac{44}{280}(T(MeV) - 0.26) \tag{5.9}$$

Nous devons ajouter à ce modèle simple quelques corrections. Lorsque la particule chargée perd suffisamment d'énergie et est proche du seuil Cherenkov, alors la production de lumière n'est plus à saturation et diminue.
La saturation est obtenue lorsque $\beta = 1$ ce qui est quasiment le cas pour des muons cosmiques. Nous voulons calculer le rapport :

$$R(T) = \frac{\int_{0.26}^{T} \sin^2(\theta)\, dT}{\int_{0.26}^{T} \sin^2(\theta_{sat})\, dT} = \frac{\int_{0.26}^{T} (1 - \frac{1}{(\beta n_w)^2})\, dT}{(1 - \frac{1}{n_w^2})(T - 0.26)} \tag{5.10}$$

$$\frac{(1 - \frac{1}{n_w^2})(T - 0.26) - \frac{1}{n_w^2} \int_{0.77}^{T+m} \frac{m^2}{E^2 - m^2}\, dE}{(1 - \frac{1}{n_w^2})(T - 0.26)} \tag{5.11}$$

$$R(T) = 1 - m\, \frac{\ln \sqrt{\frac{T}{T+2m} \frac{0.26+2m}{0.26}}}{(n_w^2 - 1)(T - 0.26)} \tag{5.12}$$

Avec $m = 0.511\,MeV$.
Nous obtenons finalement la quantité de lumière Cherenkov produite par un électron par :

$$N_{pe}(T) \approx 0.16\,(T - 0.26)\,R(T) \tag{5.13}$$

$$N_{pe}(T) = 0.16\,(T - 0.26) - 0.1\left[\ln\sqrt{\frac{T}{T+1}} - \ln\sqrt{\frac{0.26}{1.26}}\right] \tag{5.14}$$

Cette fonction est représentée par une ligne noire figure 5.12. Nous constatons que l'accord est plutôt satisfaisant malgré la simplicité du modèle.

Conclusion

Nous avons mesuré la réponse du détecteur de surface à des électrons de quelques MeV d'énergie cinétique. Nous avons ensuite comparé les résultats de nos mesures à la simulation. Nous pouvons conclure que cette simulation reproduit de façon satisfaisante les mesures expérimentales sur 3 ordres de grandeur en énergie. Cette étude à fait l'objet d'une publication dans la revue Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A [52].

Conclusion sur la calibration

Cette partie, portant sur la calibration du détecteur de surface, a permis de montrer l'influence que pouvait avoir un changement de niveau d'eau sur la distribution latérale du signal. La diminution d'un facteur deux de la hauteur d'eau dans les détecteurs conduit à diminuer l'influence des muons au détriment de la partie électromagnétique, la distribution latérale du signal devient plus raide et induit donc une mauvaise estimation du signal à $1000\,m$. En plus de cet effet, vient s'ajouter la diminution d'un facteur deux de la surface latérale du détecteur entraînant une diminution du signal proportionnelle à la variation de la surface totale de collection.

La méthode de mesure proposée, utilisant la désintégration des muons dans le détecteur, a conduit à des résultats montrant qu'il est possible de mesurer la hauteur d'eau avec une précision de l'ordre de $5\,\%$. Cette méthode de mesure est en cours de test en Argentine et va aboutir sur une contribution à la 29th International Cosmic Ray Conference qui aura lieu en Inde en Août 2005. L'expérience menée sur le détecteur de surface disponible à Orsay a permis pour la première fois de tester la réponse du détecteur à des particules autre que des muons. Cette expérience a permis d'ajuster plus finement les paramètres des simulations des détécteurs de surface. NIMA [52]).

Malgré tout, en vue de connaître le mieux possible le comportement de chaque détecteur face au événements, quelques études comme :

- la réponse des cuves à des électrons et des photons entre $1\,MeV$ et $15\,MeV$;
- la réponse à des muons inclinés grâce à des hodoscopes de scintillateurs ;
- l'influence de la coque en plastique et du sac en Tyvek sur la réponse des cuves aux particules de basses énergies ;
- l'estimation du diamètre, donc de la surface des cuves, de façon à connaître le nombre de VEM par mètre carré.

restent à faire.

Troisième partie

L'identification du rayon cosmique primaire

Introduction à la composition primaire

La composition du rayonnement cosmique à haute énergie est une des questions à laquelle va devoir répondre l'Observatoire Pierre Auger. Fort de deux techniques de détection, il permettra une vérification croisée des résultats obtenus.

Les deux paramètres les plus prometteurs sont probablement la profondeur du maximum du développement de la partie électromagnétique de la gerbe $X_{\max}$ et la densité muonique au sol.

La distinction dans le signal entre la partie électromagnétique et la partie muonique nécessite un détecteur à fort pouvoir séparateur. Les détecteurs de surface de l'observatoire ne disposent pas d'un design particulier, mais offrent, du fait de leurs hauteurs d'eau ($1.2\,m$), une sensibilité accrue aux muons. Dans le cadre du chapitre 6, je montrerai qu'il est possible d'extraire le nombre absolu de muons dans chaque détecteur en utilisant les propriétés de dissymétrie de la réflexion de la lumière Cherenkov émise par les muons dans les cuves.

Pour ce qui est de $Xmax$, seuls les télescopes, sensibles au développement du profil longitudinal, fournissent un accès direct à cette grandeur. Je développerai dans le chapitre 7, une méthode de mesure indirecte de $X_{\max}$ par le détecteur de surface permettant de multiplier par un facteur 10 la statistique et qui permettra l'obtention de résultats préliminaires sur la composition du spectre de $3\,10^{17}\,eV$ à $5\,10^{18}\,eV$.

Le dernier chapitre, qui n'est pas directement relié à la composition du rayonnement cosmique, donne quelques idées concernant le développement des gerbes dans l'atmosphère et expose un modèle d'extraction de la section efficace de première interaction cosmique-air à partir de considérations physiques sur les fluctuations de $X_{\max}$.

Chapitre 6

Le "Muon counting", sur la voie de l'identification du rayon cosmique primaire

Introduction

La mesure de la composition des UHECR fournit d'importantes contraintes sur les modèles théoriques de leur propagation et de leur origine. Les noyaux lourds apparaissent comme plus faciles à accélérer par l'intermédiaire de champs électromagnétiques, mais sont susceptibles d'être photodésintégrés dans la source ou sur leur parcours jusqu'à la terre. Les Gamma rays et neutrinos sont potentiellement les uniques signatures des modèles les plus exotiques sur l'origine des rayons comiques. Lorsque nous examinons les directions d'arrivée ou le spectre en énergie au niveau de la terre, la connaissance de la charge des particules est cruciale.

Le nombre de muons dans une gerbe atmosphérique est un indicateur de la masse de la particule. Comparée au proton, l'énergie d'un nucléon dans un noyau lourd est obtenue en divisant l'énergie totale du noyau par le nombre de nucléon. Cela entraîne un nombre de générations d'interaction plus faible, donc moins d'énergie perdue sous forme de cascade électromagnétique et plus de pions chargés de basse énergie se désintégrant en muons. Ce résultat général est appliqué qualitativement à tous les modèles hadroniques d'interaction. Ce chapitre sera consacré à l'étude d'une nouvelle méthode permettant peut être d'extraire la densité de muons par détecteurs pour chaque événement.

6.1 Méthode d'identification des Muons

La lumière Cherenkov produite dans l'eau des cuves par les électrons de basse énergie de la gerbe est émise de façon très isotrope, du fait de leur diffusion multiple. Pour les muons, la trajectoire est bien plus droite, entraînant une émission de lumière Cherenkov

autour de la direction d'arrivée de la particule. Un des photomultiplicateurs reçoit ainsi une quantité de lumière plus importante que les deux autres aux cours des 15 premières nano seconde. Les propriétés diffusives du sac contenant l'eau (le Tyvek) entraînant une uniformisation de la lumière après deux ou trois réflexions.
La méthode d'extraction que je vais exposer dans ce chapitre consiste à quantifier le degré de dissymétrie d'un photomultiplicateur vis à vis des deux autres en fonction de la nature de la particule et de son incidence.

6.1.1 Asymétrie dans le signal des muons

Le fond de muons cosmiques traversant un détecteur de surface ($\approx 10\,m^2$) est approximativement de 3 KHz. L'électronique présente dans chaque détecteur permet d'effectuer des "run" spécialement dédiés à l'enregistrement de ce fond (cf. fig. 2.16). Pour cette acquisition, nous disposons d'un seuil de $5\,mV$ qui représente environ un dixième du signal moyen du pic en tension d'un muon.

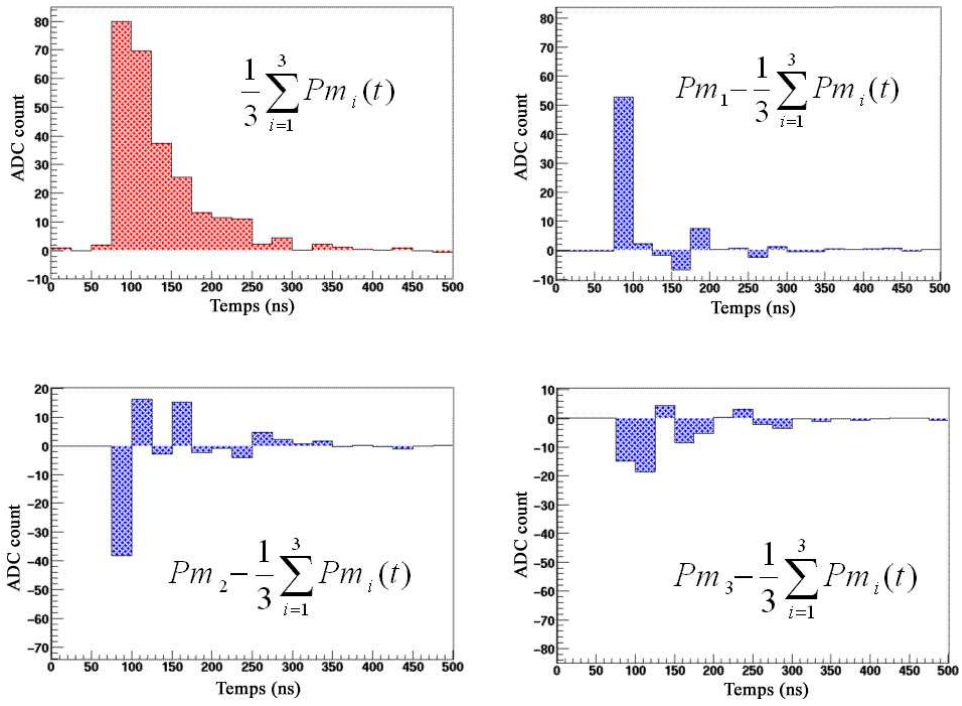


FIG. 6.1 – *En haut à gauche, trace produite par le passage d'un muon dans le détecteur (moyenne sur les 3 photomultiplicateurs). Les trois autres figures correspondent à la différence entre le signal d'un photomultiplicateur et la moyenne (bin à bin).*

La figure 6.1 (en haut à gauche) représente le signal moyenné sur les 3 photomultiplicateurs ayant détecté un muon. L'enregistrement est effectué sur 20 bins de $25\,ns$. Les 3

autres parties de la figure représentent l'écart à la moyenne de chaque photomultiplicateur. Comme nous l'avons supposé précédemment, un des photomultiplicateurs montre une large disymétrie par rapport au deux autres sur le premier bin en temps du signal. Nous verrons plus tard que cet effet n'est pas présent pour les électrons. En effet pour ces derniers, la lumière Cherenkov étant émise de façon très isotrope, cet effet directionnel de lumière ne peut pas être observé.
Pour quantifier cet effet, je procède en 2 étapes :

- premièrement, je détermine la valeur moyenne de l'asymétrie en utilisant les données enregistrées par les "Buffer de Muons". La figure 6.2 montre la distribution de la somme sur les 20 bins en temps du plus grand écart à la moyenne de chaque bin :

$$\sum_{t_i=1}^{20} \mathrm{Max}\left(Pm_\alpha(t_i) - moyenne(t_i)\right) \quad \text{avec} \quad \alpha = 1,2,3 \tag{6.1}$$

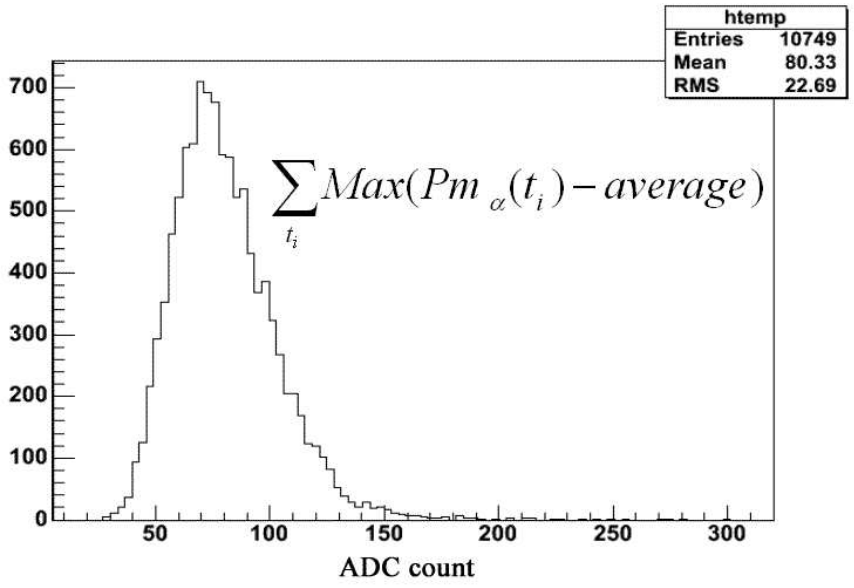


FIG. 6.2 – *Distribution de la somme du plus grand signal différentiel.*

  la disymétrie moyenne obtenue avec cet estimateur pour un muon est de 80.3 *ADC count*, ce qui représente environ 35 % du signal total.
- deuxièmement, pour chaque bin en temps d'une trace ADC d'un évenement réel (cf. fig. 6.3), et pour les 3 photomultiplicateurs, je calcule :

$$\Delta_\alpha(t_i) = Pm_\alpha(t_i) - \frac{1}{3}\sum_{\alpha=1}^{3} Pm_\alpha(t_i) \tag{6.2}$$

puis prends la plus grande valeur de $\Delta_\alpha(t_i)$ et obtiens le nombre de muons par :

$$N_\mu = \frac{\sum_{t_i} \Delta_\alpha(t_i)}{80.3} \tag{6.3}$$

où le facteur numérique est obtenu dans l'étape 1.

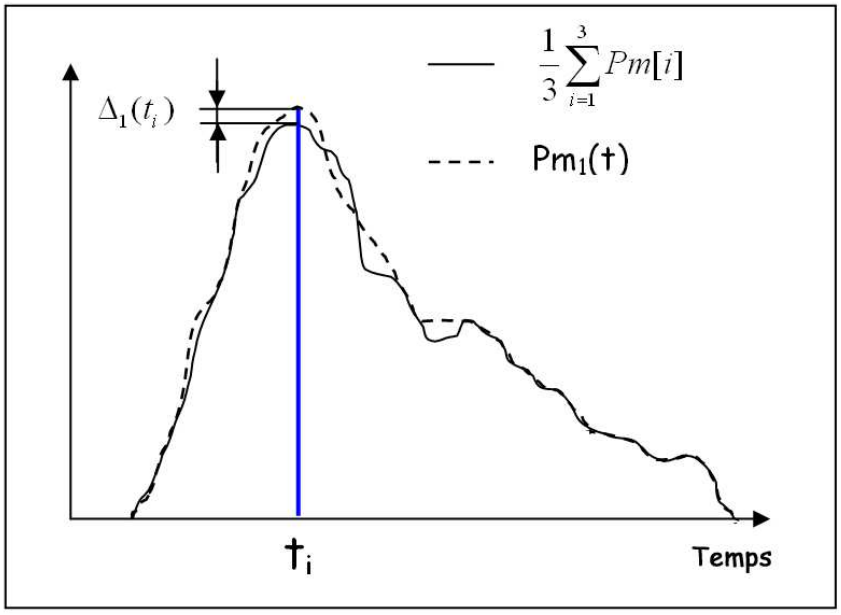


FIG. 6.3 – *Illustration de l'étape 2.*

6.1.2 Trace FADC brute

La figure 6.4 montre un événement réel du 3 mars 2004. Une première analyse nous permet de localiser l'impact et de déterminer l'axe.

Une estimation préliminaire de l'énergie de cet événement le place au dessus de $10^{19}\,eV$. La flèche rouge correspond à la direction d'arrivée de la gerbe. Les cercles verts sont les détecteurs ayant reçu du signal et faisant partie de l'événement (la surface du cercle est proportionnelle à l'intensité du signal). Le cercle jaune correspond à un détecteur avec un signal inférieur au seuil et les croix roses représentent les stations fortuites repérées dans l'événement. θ et ϕ sont les angles en coordonnées sphériques.

Si nous regardons la différence entre les traces ADC de chaque photomultiplicateur avec la trace moyenne, nous observons pour toutes les stations le photomultiplicateur 2 comme ayant collecté le plus de lumière. La figure 6.5 est un exemple de cette observation pour le détecteur 227.

La figure 6.6 résume les valeurs des asymétries de chaque photomultiplicateur pour tous les détecteurs de cet événement :

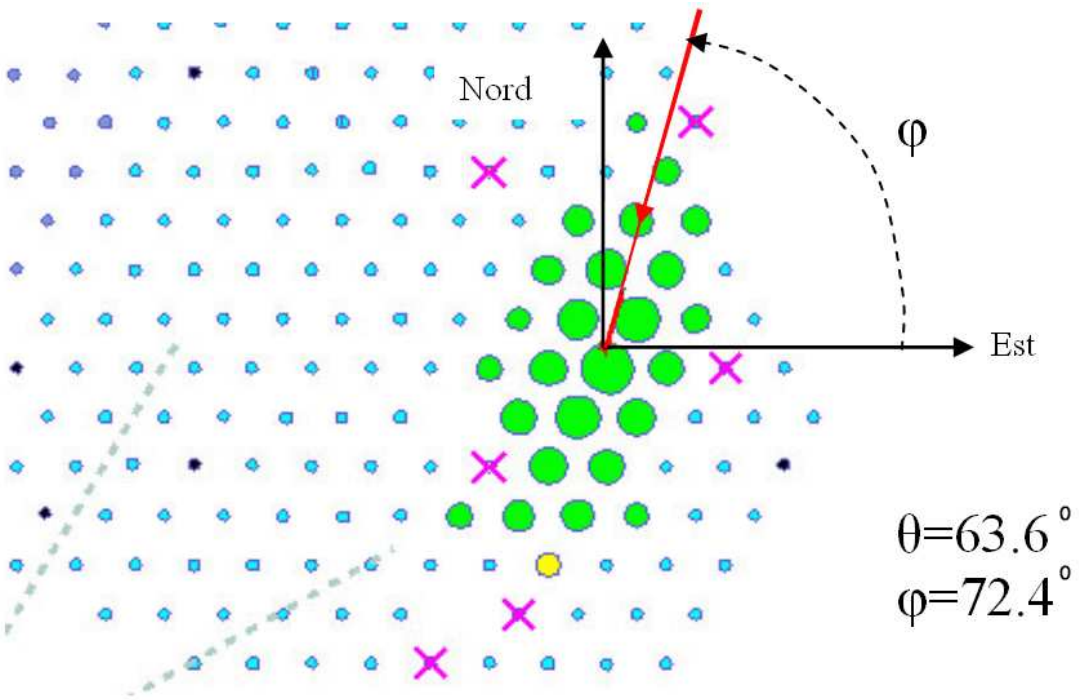


FIG. 6.4 – *Détecteurs de surface touchés par un évenement.*

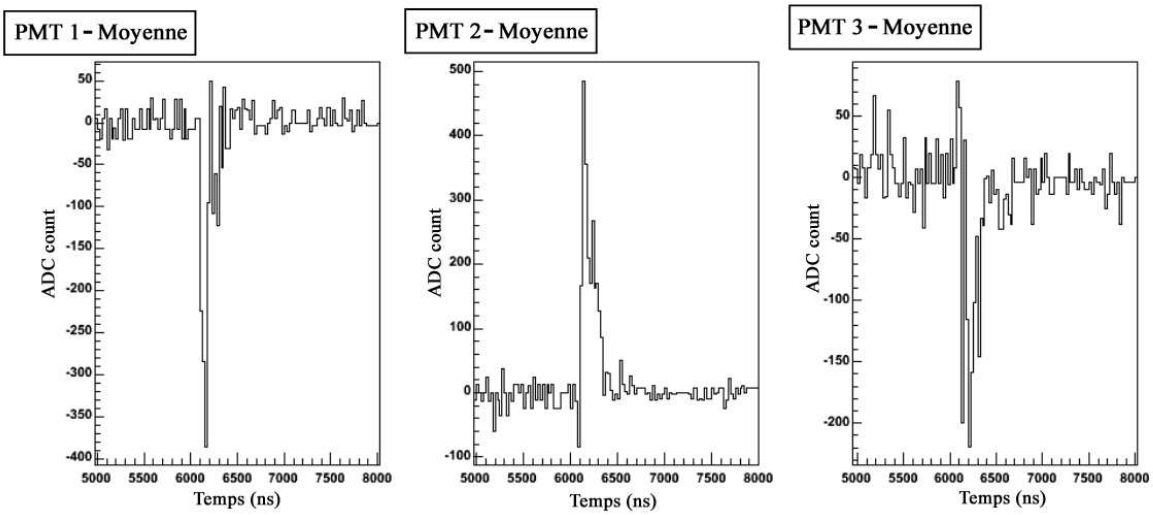


FIG. 6.5 – *Différence entre les signaux de chaque photomultiplicateur et leurs moyennes, pour le détecteur 227. (Evénement réel)*

$$asym = \sum_{t_i} \frac{Pm_\alpha(t_i) - < Pm(t_i) >}{< Pm(t_i) >} \quad vs \quad \text{Numéro de station} \tag{6.4}$$

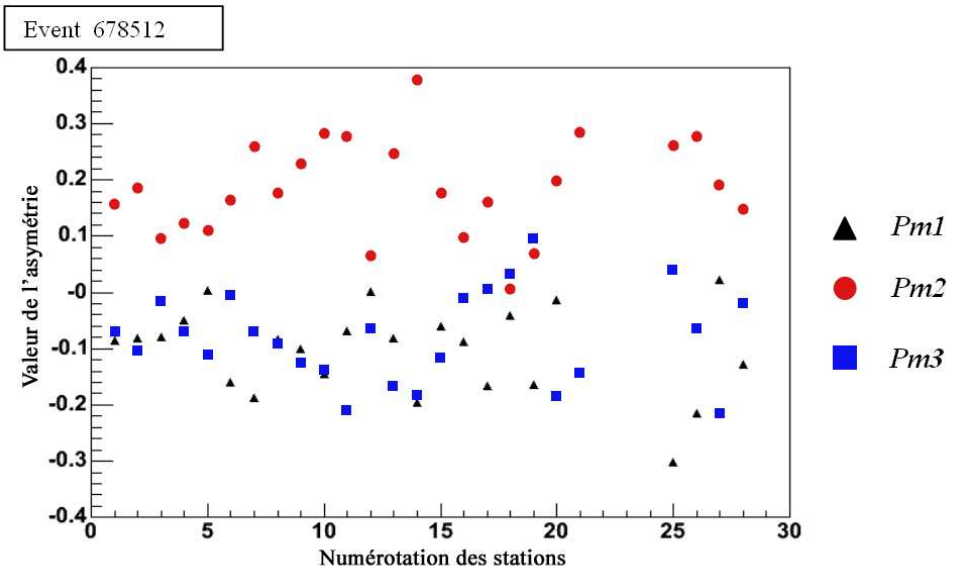


FIG. 6.6 – *Valeur des asymétries pour chaque photomultiplicateur et détecteur sur un événement réel.*

Sont représentés uniquement les détecteurs en temps et non saturés.

$$32\,(\text{dans le trigger}) - 6\,(\text{pas en temps}) - 1\,(\text{saturé}) = 25$$

La figure 6.7 montre un autre événement réel avec un angle azimuthal différent ($\theta = 334.8°$). La plus grande asymétrie est toujours observée sur le photomultiplicateur 3.

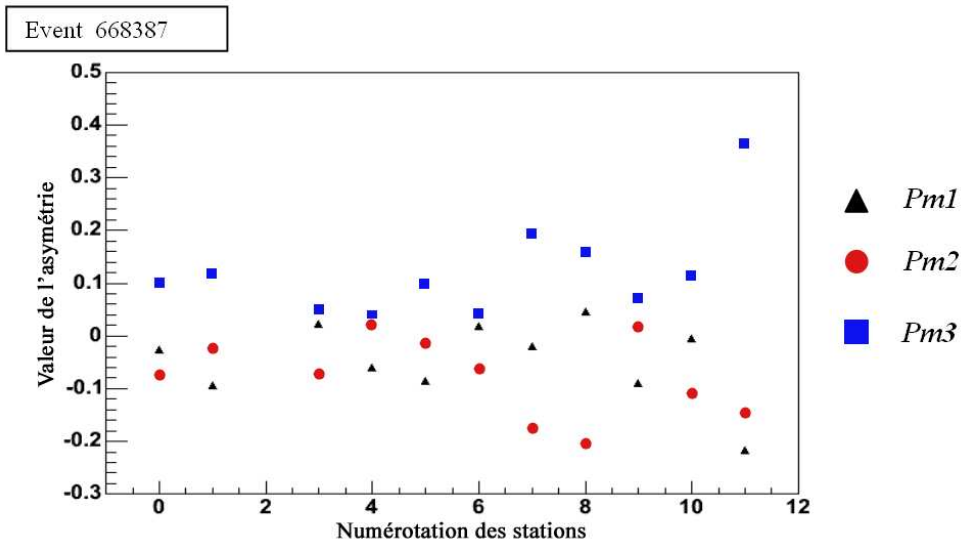


FIG. 6.7 – *Valeur des asymétries pour chaque photomultiplicateur et détecteur sur un événement réel.*

6.1.3 Etude de l'influence de l'angle azimuthal sur les asymétries

Nous avons simulé 1000 muons pour chaque angle azimuthal avec un point d'impact uniformément réparti sur la surface du détecteur. L'angle zénithal est fixé à 40°. Comme

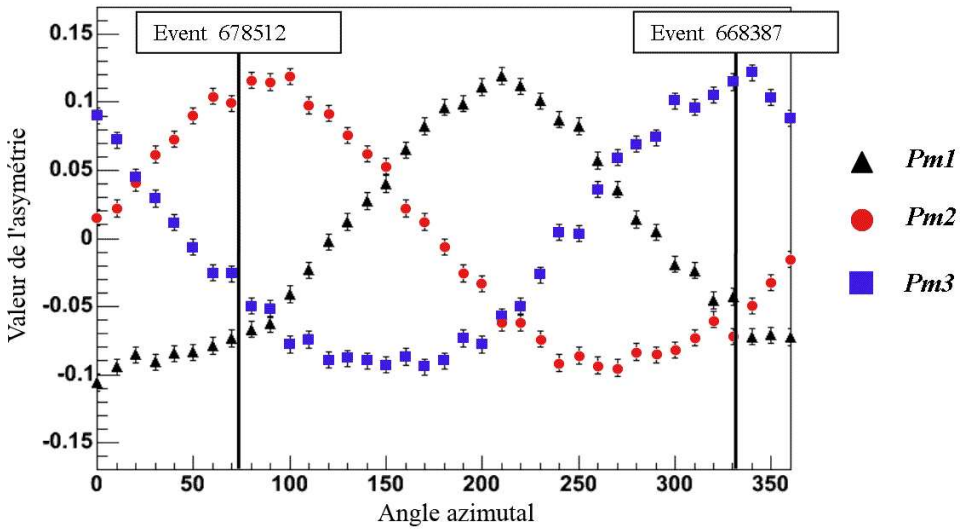


FIG. 6.8 – *Asymétrie en fonction de l'angle azimuthal. La simulation à été faite muon par muon.*

nous pouvons le voir sur la figure 6.8, la valeur de l'asymétrie pour chaque Pmt est très

fortement corrélée à l'angle azimuthal. Les deux lignes noires montrent l'azimuth des deux événements réels et nous permet de prédire le photomultiplicateurs présentant la plus forte asymétrie. Le Pmt 2 pour l'événement 678512 et le Pmt 3 pour l'événement 668387. C'est exactement ce qui apparaît expérimentalement figures 6.6 et 6.7.
Si nous supposons maintenant que les muons d'une gerbe arrivent avec le même angle azimuthal, pour un détecteur donné, alors les muons traversant le détecteur contribueront à l'asymétrie dans le même Pmt. L'asymétrie totale mesurée par un Pmt divisée par l'asymétrie obtenue pour un muon permet d'extraire le nombre absolu.

6.2 Comparaison de différents estimateurs du nombre de muons

6.2.1 Estimateur (simulation)

Afin de comparer différents algorithmes d'extraction du nombre de muon, nous avons simulé (avec la simulation complète du détecteur de surface SDSim [48]) 10000 muons de $1\,GeV$ et 10000 électrons de $10\,MeV$ (représentant l'énergie moyenne de ces particules au sol pour une gerbe de quelque $10^{19}\,eV$) avec point d'impact aléatoire sur la surface du détecteur, une distribution de l'angle zénithal en $\cos^3\theta.\sin\theta$ et une distribution uniforme de l'angle azimuthal. Chaque particule simulée nous fournit 3 traces ADC de 20 bins chacune.

$$\text{Estimateur} = \sum_{t=1}^{20} \text{Expression}_t \tag{6.5}$$

	Muons		Electrons ($10\,MeV$)		
Expression	Moyenne M_μ	Sigma σ_μ	Moyenne M_e	Sigma σ_e	Facteur de séparation
Max $\left(Pm_\alpha(t) - \frac{1}{3}\sum_{i=1}^{3} Pm_i(t)\right)$	93.0	27.4	7.7	10.0	2.9
Max $(Pm_\alpha(t) - Pm_i(t))$	150.3	41.1	12.0	15.1	3.3
Max $\left(Pm_\alpha(t) - \frac{1}{2}\sum_{i\neq 1} Pm_i(t)\right)$	107.0	25.5	3.5	4.2	4.0

TAB. 6.1 – *Comparaison de différents estimateurs du nombre de muons(Simulation)*

Les valeurs sont en coups d'ADC. Le facteur de séparation dans le tableau 6.1 est défini comme :

$$\text{SF} = \frac{M_\mu - M_e}{\sqrt{\sigma_\mu^2 + \sigma_e^2}} \tag{6.6}$$

6.2.2 Muons (Données réelles)

Nous avons effectué la même procédure pour les muons provenant des données. La figure 6.9 représente la distribution de l'intégrale de la trace ADC des signaux enregistrés par les "buffer de muons". La bosse de droite représente la partie du signal réellement engendrée

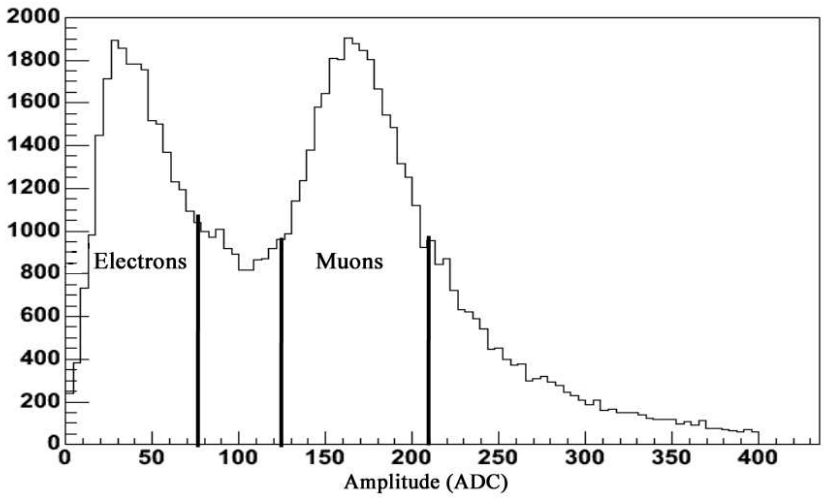


FIG. 6.9 – *Spectre en amplitude de l'intégrale de la trace d'un trigger muon.*

par des muons et la partie gauche représente le signal dû aux particules électromagnétiques de basses énergies.

L'énergie moyenne des électrons provenant des "Buffer de Muons" est approximativement $60\,MeV$. Il n'est pas possible de sélectionner des énergies inférieures à $24\,MeV$ en raison du seuil de l'acquisition utilisé ($10\,\%$ *de* $240\,MeV$). Ces électrons ne seront donc pas utilisés ici.

	Muons	
Expression	Moyenne M_μ	Sigma σ_μ
Max $\left(Pm_\alpha(t) - \frac{1}{3}\sum_{i=1}^{3} Pm_i(t)\right)$	80.2	22.3
Max $\left(Pm_\alpha(t) - Pm_i(t)\right)$	131.7	34.4
Max $\left(Pm_\alpha(t) - \frac{1}{2}\sum_{i\neq 1} Pm_i(t)\right)$	100.9	22.8

TAB. 6.2 – *Comparaison de différents estimateurs du nombre de muons(données réelles)*

Nous pouvons noter que l'accord entre la simulation table 6.1 et les données expérimentales table 6.2 est bon.

6.3 Résultats avec la chaîne complète de simulation

Les résultats présentés dans ce paragraphe ont été obtenus en utilisant une chaîne complète de simulation d'événements. Aires [55](QGSJet [57]) a été utilisé pour générer les gerbes, SDSim [48] pour la simulation du détecteur de surface ainsi que la reconstruction standard des événements du détecteur de surface. Nous avons utilisé 400 gerbes de fer et de proton à une énergie de $10^{20}\,eV$. Les angles zénithaux des gerbes sont compris entre $0°$ et $60°$ avec un point d'impact aléatoire sur le réseau.

6.3.1 L'estimateur $Pm_\alpha(t) - \frac{1}{3}\sum_{i=1}^{3} Pm_i(t)$

D_{perp} représente la distance perpendiculaire entre un détecteur de surface et l'axe de la gerbe.

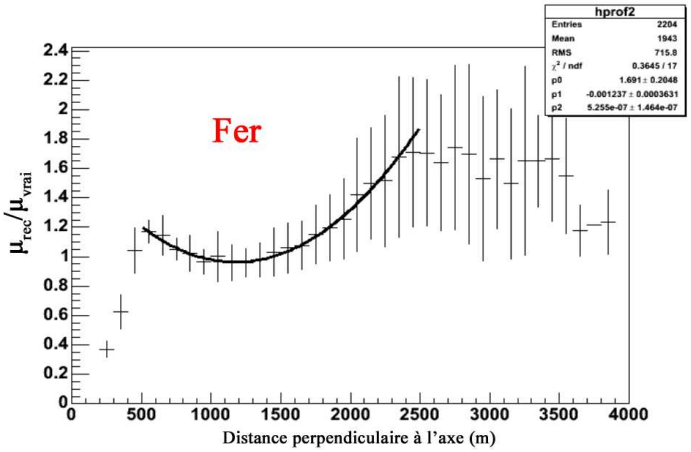


FIG. 6.10 – *Ratio du nombre reconstruit de muons sur le vrai nombre de muons (μ_{rec}/μ_{vrai}) en fonction de la distance perpendiculaire à l'axe D_{perp}.*

La figure 6.10 montre qu'il existe un biais dans le rapport du nombre reconstruit de muons sur le vrai nombre de muons en fonction de D_{perp} . Les barres d'erreurs représentent la dispersion naturelle. Cet écart à l'unité peut être corrigé par une fonction parabolique jusqu'aux environs de $2400\,m$. Les résultats obtenus pour les protons sont similaires et sont corrigés par la même fonction.

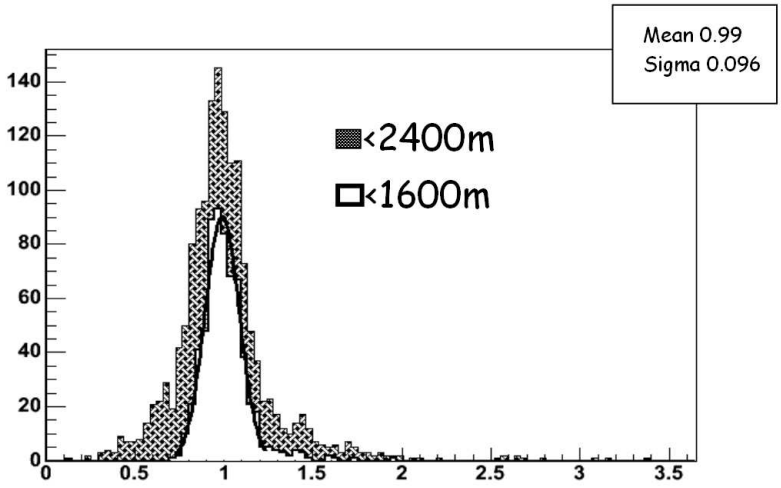


FIG. 6.11 – *Distribution du rapport μ_{rec}/μ_{vrai} après la correction parabolique*

La figure 6.11 montre que nous pouvons obtenir une précision d'environ 10 % sur le nombre de muons après correction du biais

6.3.2 L'estimateur $Pm_\alpha(t) - \frac{1}{2}\sum_{i\neq 1} Pm_i(t)$

Les figures 6.12 et 6.13 montrent le même type de résultat avec un estimateur légèrement diffèrent. La precision semble être moins bonne pour cet estimateur, environ 17 %.

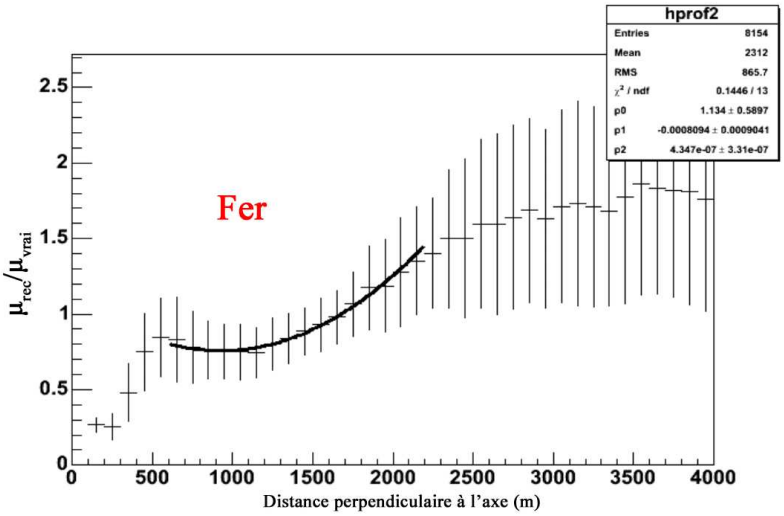


FIG. 6.12 – *Rapport du nombre de muons reconstruit sur le vrai nombre de muons* (μ_{rec}/μ_{vrai}) *en fonction de la distance perpendiculaire à l'axe* D_{perp}

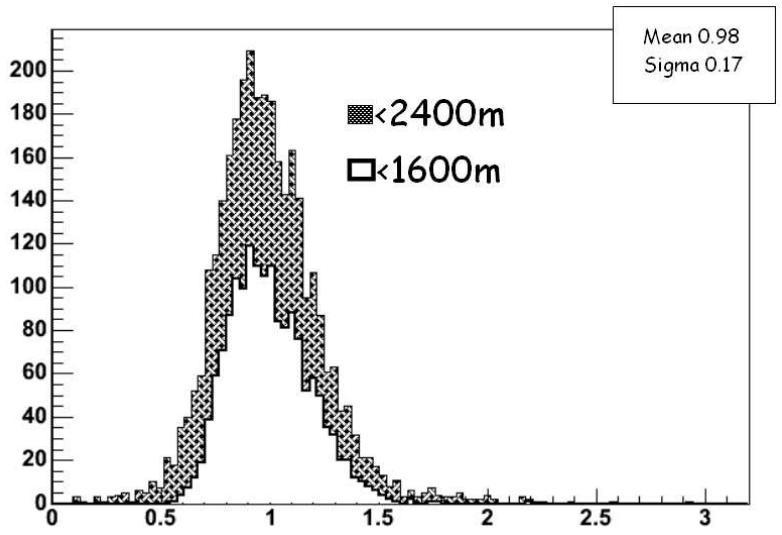


FIG. 6.13 – *Distribution du rapport μ_{rec}/μ_{vrai} après la correction parabolique*

6.4 Application aux évènements réels

Ces algorithmes ont été testés sur des événements réels. Sur la figure 6.14, les carrés représentent le signal reçu par le détecteur de surface, en unité de muon vertical (VEM), en fonction de sa distance à l'axe. Les cercles et les croix représentent le nombre de muons dans le détecteur, évalué par les deux estimateurs précédents, en fonction de la distance à l'axe.
Nous savons que proche du cœur de la gerbe, la partie électromagnétique est très importante et donc que le nombre de muons est moins important que la valeur totale du signal (en VEM). Pour des distances à l'axe plus importantes, la partie muonique de la gerbe est dominante. La figure 6.14 confirme donc bien que les estimateurs que nous avons étudié ici sont sensibles à la composante muonique des gerbes de rayons cosmiques

La figure 6.15 montre le rapport du nombre de muons reconstruits sur le signal total (en vem) en fonction de la distance à l'axe pour l'ensemble des événements de l'année 2004, d'énergie comprise entre $8.5\,10^{18}\,eV$ et $1.15\,10^{19}\,eV$ (cercle vide). Les points rouges représentent les résultats obtenus par la simulation de gerbes de protons à $10^{19}\,eV$. Pour les simulations, il ne s'agit pas du nombre de muons reconstruits mais du nombre réel de muons simulés. Ces résultats préliminaires semblent être compatibles avec des protons.

Conclusion

Ce chapitre nous a permis de montrer que des algorithmes basés sur la dissymétrie de l'émission de la lumière Cherenkov des muons permettait d'extraire une quantité proportionnelle au nombre absolu de muons dans un détecteur et ce avec une précision de l'ordre

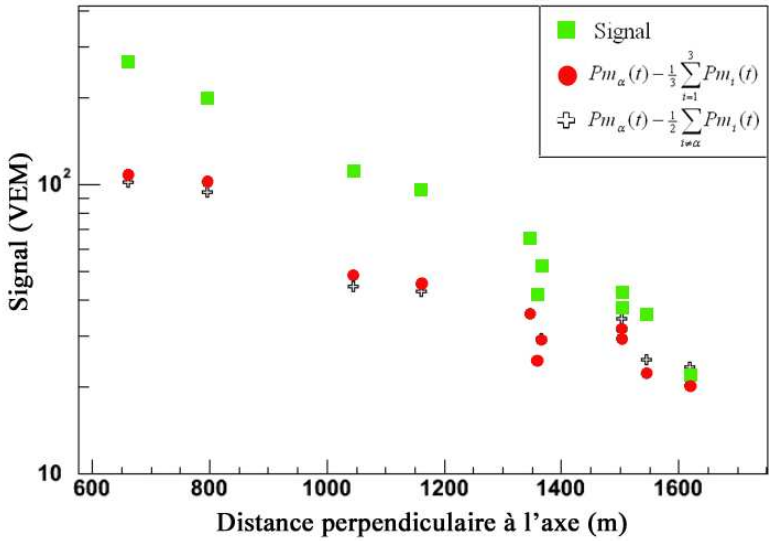


FIG. 6.14 – *Estimation du nombre de muons dans un événement réel.*

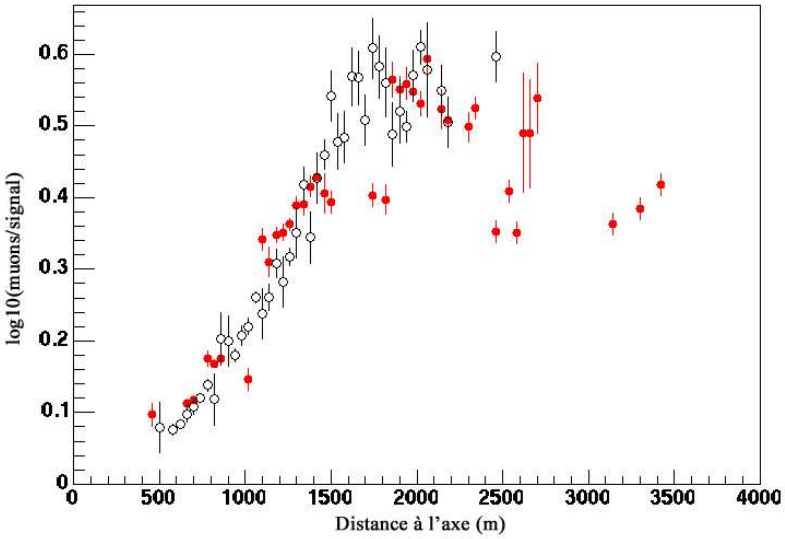


FIG. 6.15 – $\log 10(\mu/signal)$ *en fonction de la distance perpendiculaire à l'axe :*
Cercles vides : données expérimentales
Cercles pleins rouge : simulation protons $10^{19}\,eV$

de 10 %.
Malgré tout, il semble possible d'améliorer la qualité des estimateurs en prenant en compte la dépendance de l'amplitude de la disymétrie en fonction de l'angle zénithal et de tenir compte des signaux saturés dans les détecteurs proches du point d'impact en utilisant les canaux bas gain des photomultiplicateurs.
Une première estimation du nombre de muons sur un lot de données d'énergie moyenne

$10^{19}\,eV$, comparée aux simulations indiquerait la présence de protons dans les événements.

Chapitre 7

Mesure indirecte de $X_{\mathbf{max}}$ par le Détecteur de Surface

Introduction

Comme nous avons pu le voir dans le chapitre 2.1.2, la profondeur du maximum de la gerbe est un indicateur très puissant de la composition du rayonnement cosmique. Les détecteurs de fluorescence, qui ont accès au développement longitudinal de la gerbe permettent de mesurer $X_{\max}$ avec une résolution de l'ordre de $20\,g.cm^{-2}$.
Malheureusement, le cycle d'utilisation des télescopes de fluorescence, astreints à ne fonctionner que les nuits sans lune, est seulement de l'ordre de 10 %. Ceci impose au détecteur de surface de disposer de ses propres outils d'identification.
Ce chapitre présente une méthode d'extraction du paramètre $X_{\max}$ par le détecteur de surface. Les événements hybrides détectés au cours de l'année 2004 vont nous permettre de mettre en évidence les corrélations qui existent entre certains paramètres du SD et le $X_{\max}$, et d'estimer la précision obtenue par cette mesure indirecte.

7.1 Le détecteur de surface et l'âge de la gerbe

Le détecteur de surface permet l'observation du profil transversal des gerbes. Leurs caractéristiques au sol dépendent de leurs niveaux de développement. Les deux principaux paramètres permettant de déterminer le niveau d'avancement de la gerbe, que l'on peut appeler " âge de la gerbe ", sont d'une part l'énergie, et d'autre part, la profondeur d'air traversée (en $g.cm^{-2}$) :

$$X_{\text{ground}} = \frac{X_0^{\text{vertical}}}{\cos\theta} \tag{7.1}$$

où X_0^{vertical} représente la profondeur verticale d'air au niveau du sol et θ l'angle zénithal. X_0^{vertical} à Malargue est de l'ordre de $870\,g.cm^{-2}$.
Nous allons maintenant décrire 3 paramètres proposés dans [54] comme étant corrélés à $X_{\max}$, et tenter de comprendre ces liens.

7.1.1 Structure temporelle du signal et asymétrie

La structure temporelle du signal dans les détecteurs de surface, est un indicateur de l'âge de la gerbe. Définissons t_X comme le temps où $X\,\%$ du signal total a été observé. Nous pouvons alors définir le temps de montée R_t, et de descente F_t du signal comme :

$$R_t = t_{50} - t_{10} \text{ et } F_t = t_{90} - t_{50} \tag{7.2}$$

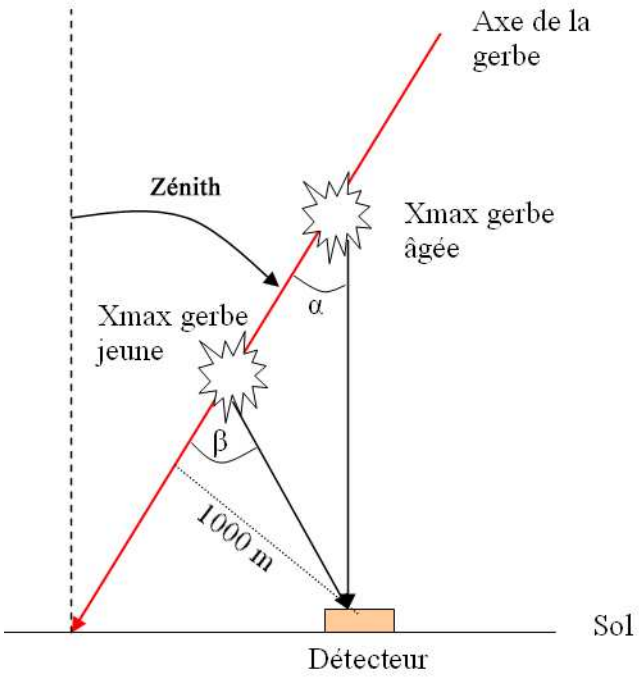


FIG. 7.1 – *Schématisation d'une gerbe et de l'influence du maximum sur la structure temporelle.*

La figure 7.1 montre que pour une gerbe jeune (profonde), un détecteur à une distance donnée reçoit des particules provenant d'un angle plus grand que dans le cas d'une gerbe plus âgée. Le signal induit par de telles particules entrant avec un grand angle dans le détecteur engendre un signal plus étalé et donc un temps de montée et de descente plus grand.

7.1.2 LDF

La densité de particules au sol $S(x)$ dépend de r, la distance à l'axe. La fonction utilisée pour représenter ces variations s'appelle la LDF, pour " Lateral Distribution Function " et peut être approximée par :

$$\ln S = a + bx + cx^2 \text{ avec } x = \ln \frac{r}{1000} \tag{7.3}$$

L'exponentielle de a représente le signal à $1000\,m$, S_{1000} qui est, en première approximation, linéaire en énergie, $-b$ représente l'exposant de l'approximation de loi de puissance $1/r^b$ à $1000\,m$ et c la déviation à la loi de puissance.
Nous savons que si une gerbe est jeune ($X_{\max}$ bas dans l'atmosphère), la densité de particules EM (γ et électron) sera plus importante. Cela doit impliquer une plus grande raideur de la distribution latérale. Si, au contraire, le maximum se produit plus haut dans l'atmosphère, les muons prendront une part plus importante dans le signal, induisant une pente plus douce pour la LDF. Il apparaît donc intéressant de voir si une telle corrélation existe.

7.1.3 Rayon de courbure

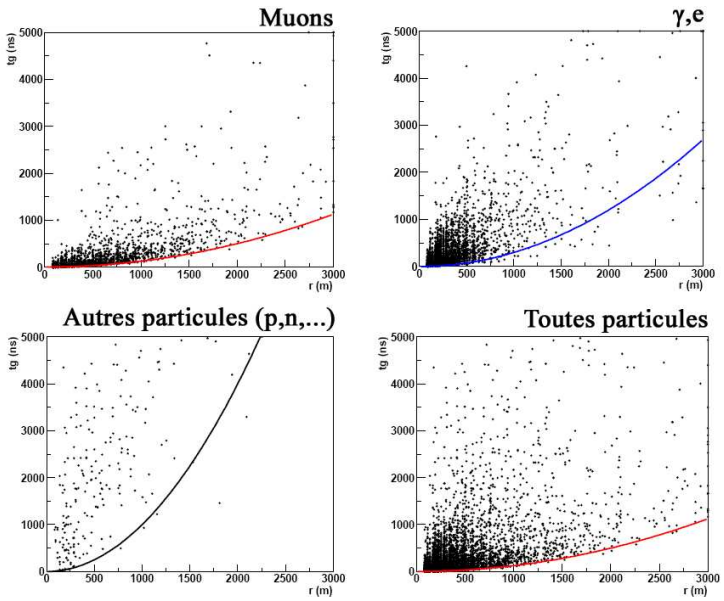


FIG. 7.2 – *Temps d'arrivée des particules en fonction de la distance à l'axe pour une gerbe de proton à 37° et à $10^{19}\,eV$. Les courbes sont des paraboles du type $t_g = ar^2$.*

Le rayon de courbure du front de gerbe est l'un des paramètres qu'il semble naturel de corréler avec le $X_{\max}$. Les muons, qui sont les premières particules à arriver dans les détecteurs, imposent la courbure du front d'arrivée des particules (cf. fig. 7.2). Ceci semble ne pas aller dans le sens d'une corrélation avec le maximum. Une gerbe initiée par un proton de $10^{19}\,eV$ avec un angle zénithal de 37° a son maximum aux environs de $780\,g.cm^{-2}$. L'âge effectif de la gerbe est donné par :

$$\mathrm{Age}^{\mathrm{eff}} = \frac{X_0^{\mathrm{vertical}}}{\cos\,37} - 780 \approx 310\,g.cm^{-2} \tag{7.4}$$

Le rayon de courbure moyen pour un proton de cette énergie est de l'ordre de $10\,Km$.
La densité de l'air est donnée approximativement par :

$$\rho_{\rm air}(g.cm^{-3}) = 1.2\,10^{-3}\,e^{-\frac{h(km)}{8}} \tag{7.5}$$

La quantité d'air traversée depuis l'infini jusqu'à une altitude h au dessus du niveau la mer est :

$$L_{air}(g.cm^{-2}) = \int_h^\infty 1.2\,10^{-3}\,e^{-\frac{h(km)}{8}}\,\frac{{\rm d}h}{\cos\,\theta} = \frac{1000}{\cos\,\theta}\,e^{-\frac{h}{8}} \tag{7.6}$$

Nous pouvons donc estimer l'age effectif auquel ont été émis les muons :

$${\rm Age}^{\rm eff}_{\rm muon}(g.cm^{-2}) = \frac{X_0^{\rm vertical}}{\cos\,37} - \frac{1000}{\cos\,37}\,e^{-\frac{11.4/\cos\,37}{8}} \approx 880\,g.cm^{-2} \tag{7.7}$$

Il semble que les muons soient émis bien plus haut dans l'atmosphère par rapport à la position du maximum éléctromagnétique. Le rayon de courbure reste-t-il un paramètre intéressant dans la détermination du maximum ? Le chapitre consacré à l'effet Matriochka (chapitre 8) nous permettra de comprendre pourquoi il ne semble pas exister de lien direct entre $X_{\rm max}$ et la courbure du front d'arrivée des particules de la gerbe.

7.2 Utilisation des évenements hybrides

Les 600 événements hybrides recueillis au cours de l'année 2004 vont nous permettre de voir si les paramètres proposés ci-dessus sont corrélés avec $X_{\rm max}$. Pour chacun des événements, nous avons suffisamment d'information pour reconstruire les événements de manière indépendante (FD et SD).

La figure 7.3 à gauche montre que l'énergie estimée pas le détecteur de surface semble être

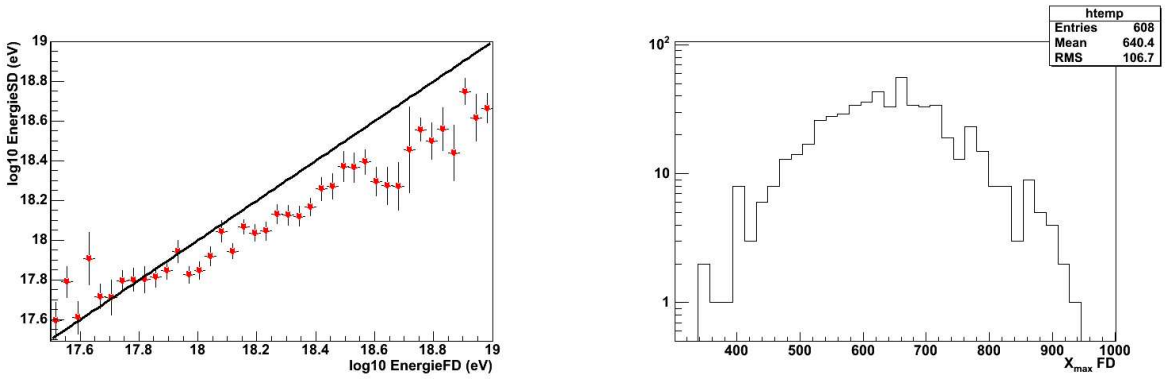


FIG. 7.3 – *Biais entre l'énergie SD et FD, puis distribution de X_{max} pour $< E >= 5\,10^{17}\,eV$*

inférieure à celle estimée par le détecteur de fluorescence. La figure 7.3 à droite montre la distribution des $X_{\rm max}$ pour une énergie moyenne de $5\,10^{17}\,eV$. Le $X_{\rm max}$ moyen est compatible avec les données Fly's Eye. La figure 7.4 montre la localisation des points d'impacts des événements. Les 2 zones distinguables sur la figure représentent le champ de vue des 2

yeux actuellement en place (Coihueco en haut à gauche et Los leones en bas). Le nombre d'évenements est important près des télescopes du fait du flux plus important à basse énergie. La différence de population entre Coihueco et Los leones est due au fait que les détecteurs proches de Coihueco ne sont opérationnels que depuis peu de temps

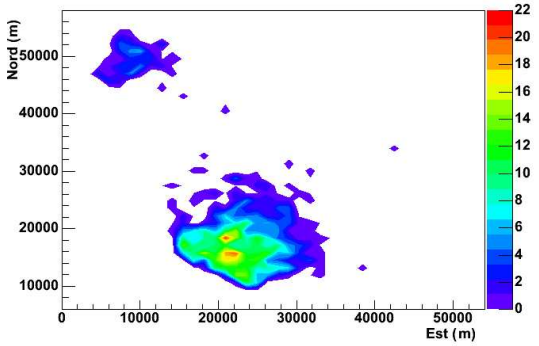


FIG. 7.4 – *Points d'impact des événements hybrides sur le réseau*

Nous pouvons maintenant corréler les paramètres du détecteur de surface à l'age effectif de la gerbe $X_{\text{ground}} - X_{\text{max}}$.

7.2.1 Le temps de montée R_t

Le signal recueilli dans chaque détecteur de surface nous permet de déterminer le temps de montée du signal. Ce temps évolue avec la distance à l'axe. Il doit être déterminé toujours à la même distance afin de pouvoir s'abstraire de cette variation.

Pour deux stations à une même distance de l'axe, il existe une asymétrie (géométrique) dans le temps de montée du signal. Sur la figure 7.5, nous pouvons voir que les particules entrant dans le détecteur 1 ont un angle d'incidence par rapport à l'axe plus grand que dans le détecteur 2. Cela va engendrer un signal plus étalé et plus important dans le détecteur 1. Il faut donc prendre en compte cette asymétrie (amont-aval). Ceci peut être paramétré par un ajustement sur tous les détecteurs de l'événement :

$$\tau(r,\zeta) = R_t \frac{r}{1000}\,(1 + \alpha\,\cos\zeta) \tag{7.8}$$

Où τ est le temps de montée dans une station, α est le facteur d'asymétrie, ζ est l'angle dans le plan perpendiculaire de la gerbe entre les détecteurs et l'aval de la gerbe et R_t est le temps de montée corrigé de l'asymétrie et donné à $1000\,m$.

La figure 7.6 à gauche nous montre une corrélation entre le temps de montée et l'age effectif donné par le FD. Cette dépendance peut être paramétrée par une fonction linéaire :

$$R_t = a(X_{\text{ground}} - X_{\text{max}}(\text{FD})) + b$$

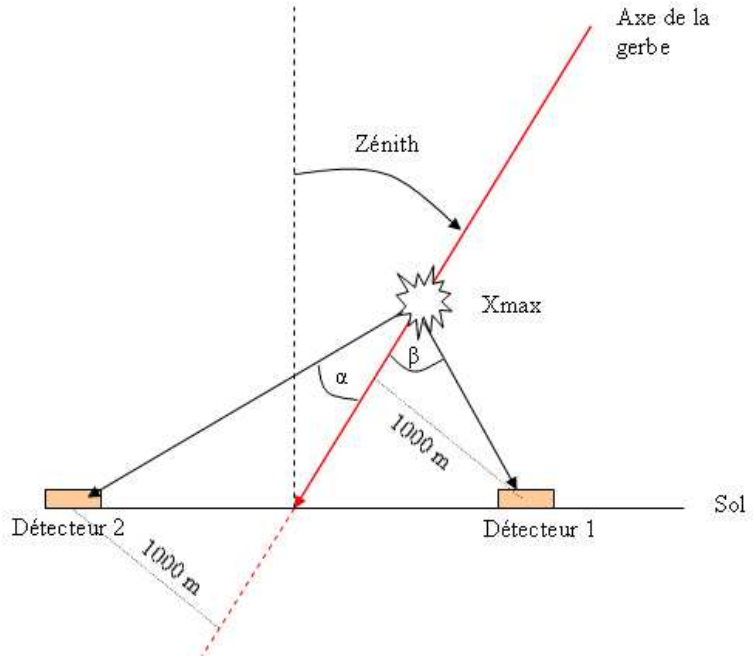


FIG. 7.5 – *Schématisation de l'asymétrie amont aval dans les détecteurs de surface.*

Sur ce même lot d'événements, nous pouvons maintenant, à partir des paramètres a et b de la linéarisation déterminer une estimation de $X_{\max}\,(\mathrm{SD})$.

$$X_{\max}(SD) = \frac{b - R_t}{a} + \frac{870}{\cos\theta} \tag{7.9}$$

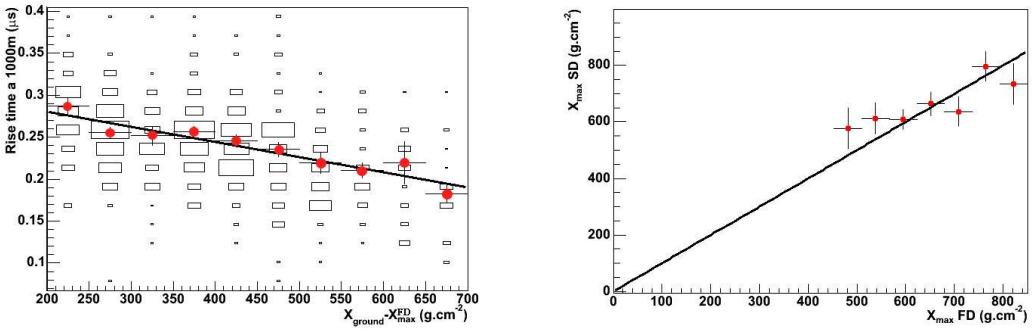


FIG. 7.6 – *Corrélation entre $X_{max}(FD)$ et R_t*

Les corrélations obtenues sur la figure 7.6 à gauche sont bien celles prévues en 7.1.1. La figure 7.6 à droite montre les corrélations de $X_{\max}\,(\mathrm{SD})$ avec $X_{\max}\,(\mathrm{FD})$. La droite représente la première bissectrice. La figure 7.7 donne la distribution de :

$$\frac{X_{\max}(\mathrm{SD}) - X_{\max}(\mathrm{FD})}{X_{\max}(\mathrm{FD})}$$

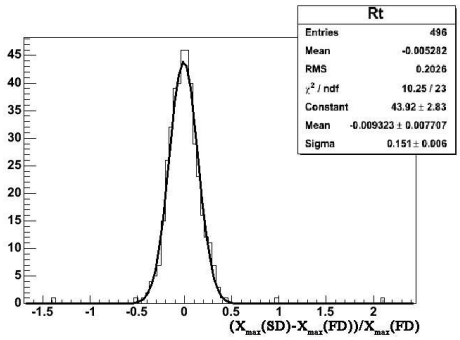


FIG. 7.7 – *Précision sur la détermination de X_{max} via le temps de montée*

Nous obtenons pour une paramétrisation avec R_t, le temps de montée du signal, une précision d'environ 15 % sans biais systématique.

7.2.2 Le temps de descente F_t

Le temps de descente du signal est affecté, comme le temps de montée, d'une asymétrie géométrique. Il est corrigé via la même paramétrisation et est ramené à $1000\,m$.

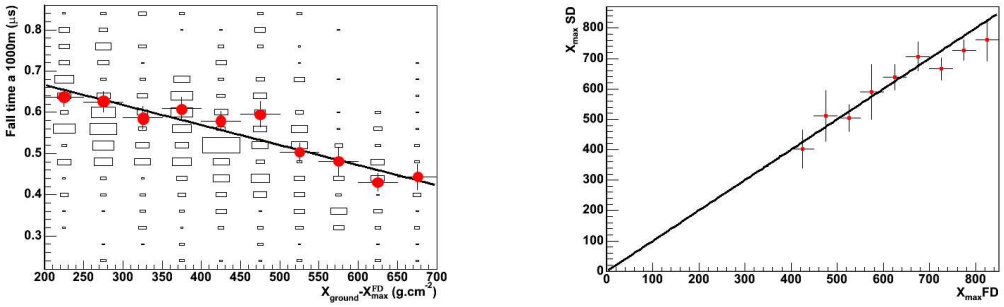


FIG. 7.8 – *Corrélation entre $X_{max}(FD)$ et F_t*

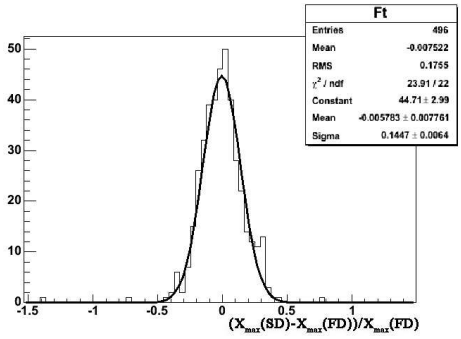


FIG. 7.9 – *Précision sur la détermination de X_{max} via le temps de descente*

Nous obtenons pour une paramétrisation avec F_t (cf. fig. 7.9), une précision d'environ 15 % sans biais systématique et sur un plus long range en $X_{\max}$.

7.2.3 La largeur caractéristique du signal $R_t + F_t$

Les trois figures suivantes montrent les corrélations entre $X_{\max}$ et la largeur typique du signal à $1000\,m$. Les résultats sont du même ordre de grandeur que pour R_t et F_t.

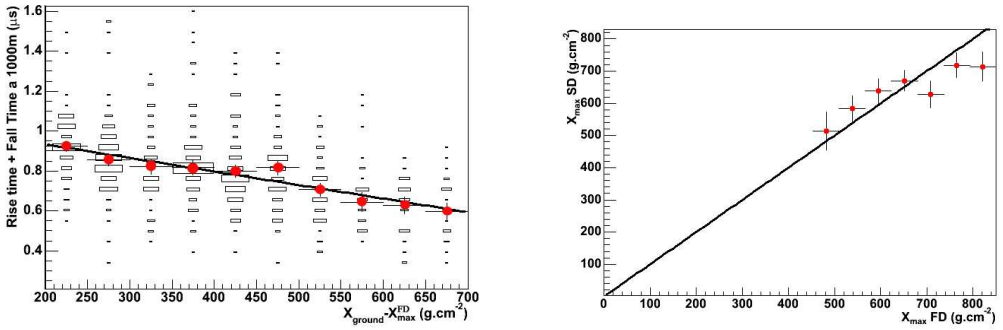


FIG. 7.10 – *Corrélation entre $X_{max}(FD)$ et $R_t + F_t$*

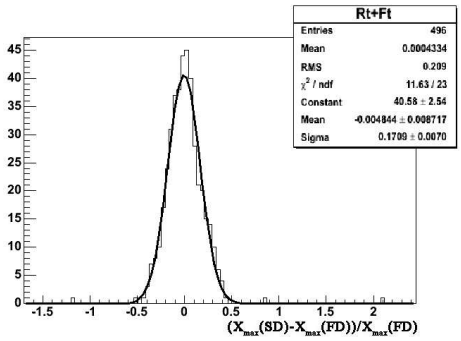


FIG. 7.11 – *Précision sur la détermination de X_{max} via la largeur typique du signal à $1000\,m$*

Une précision de l'ordre de 17 % est obtenue et ceci sans biais systématique (cf. fig. 7.11). Le scatter plot de R_t en fonction de F_t montre que ces deux variables sont très fortement corrélées. Il n'y a donc pas d'intérêt à utiliser $(X_{\max}(R_t) + X_{\max}(F_t))/2$ en vue d'améliorer la résolution.

7.2.4 L'exposant de la LDF, Beta

La figure 7.12 ne semble pas mettre en évidence une corrélation entre l'exposant de la LDF et $X_{\max}$(FD). Les détecteurs Cherenkov utilisés par le réseau de surface pour observer le profil latéral, favorisent, du fait de leur épaisseur non négligeable ($1.2\,m$), la composante muonique par rapport à la composante électromagnétique des gerbes. La distribution latérale du signal observé sera donc le mélange entre le signal muonique (LDF_μ)

et électromagnétique ($\mathrm{LDF_{EM}}$). Nous montrerons dans le chapitre 8 que le signal muon est sans doute largement indépendant du X_{max}, ce qui explique peut être pourquoi nous ne semblons pas observer de corrélation entre l'exposant de la LDF et X_{max}.

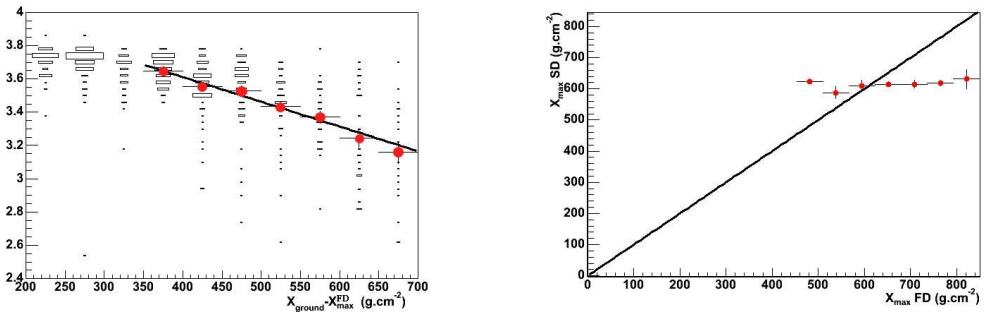


FIG. 7.12 – *Corrélation entre $X_{max}(FD)$ et b, l'exposant de la LDF*

7.2.5 Le rayon de courbure

La figure 7.13 montre qu'il ne semble pas exister de corrélation entre R_{courbure} et X_{max}. Ceci pourrait être expliqué par l'argumentation faite dans le paragraphe 7.1.3.

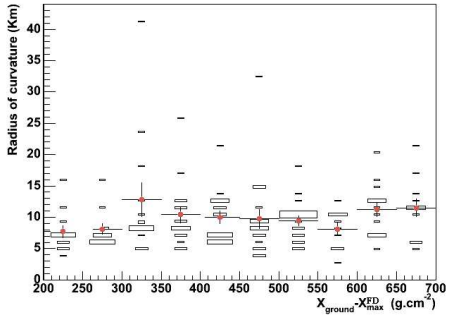


FIG. 7.13 – *Corrélation entre $X_{max}(FD)$ et $R_{courbure}$*

7.3 Estimation de X_{max} sur un an de données

La figure 7.14 montre les variations de X_{max} en fonction de l'énergie et de la particule incidente. Les points représentent les résultats obtenus par l'expérience Fly's Eye. La dépendance de Xmax avec l'énergie, pour les photons ne tient pas compte de l'effet LPM. Les points expérimentaux semblent indiquer un allégement de la composition avec l'énergie.

Nous disposons maintenant d'une paramétrisation qui nous permet d'obtenir X_{max} à l'aide de paramètres du détecteur de surface avec une précision de l'ordre de 15 %. Utili-

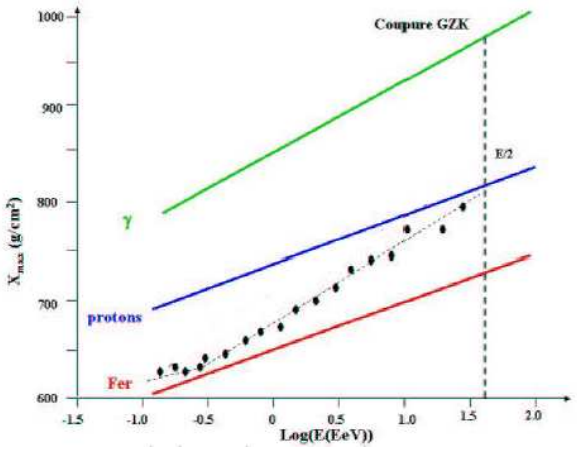


FIG. 7.14 – *Profondeur du maximum de la gerbe (X_{max}) en fonction de l'énergie pour les données expérimentales de l'expérience Fly's Eye (ronds pleins). Les lignes représentent les résultats des simulations (QGSJet) pour les noyaux de fer, les protons et les photons.*

sons ces résultats sur l'ensemble des données du détecteur de surface (≈85000 événements).

La figure 7.15, montre l'évolution de $X_{\max}$, déterminée à l'aide du temps de descente F_t des événements du détécteur de surface, en fonction du logarithme de l'énergie (point rouge). Les lignes en pointillé représentent les résultats obtenus par simulation, respectivement en vert pour des noyaux de fer et en bleu pour des protons. Les étoiles noire représentent les données Fly's Eye.

Nous pouvons constater (cf. fig. 7.15) que les valeurs reconstruites de $X_{\max}$ sont très proches des résultats expérimentaux de Fly's Eye. La statistique obtenue grâce à cette méthode est double de la leur. Il semble donc que la composition du rayonnement cosmique semble s'alléger avec l'énergie, passant du fer, à $3\,10^{17}\,eV$ au proton à $5\,10^{18}\,eV$.

Conclusion

Ce chapitre a permis de montrer, grâce aux événements hybrides, qu'il existe une corrélation entre $X_{\max}$ et certains paramètres du détecteur de surface. La structure temporelle des signaux recueillis dans les détecteurs de surface nous permet d'obtenir des précisions de l'ordre de 15 %, environ $100\,g.cm^{-2}$.
Fort d'une statistique 100 fois supérieure à celle du détecteur de fluorescence, le détecteur de surface nous a permis de voir l'évolution de la profondeur du maximum, $X_{\max}$, avec l'énergie. Ces résultats préliminaires semblent confirmer les résultats obtenus par Fly's Eye sur un allégement de la composition avec l'énergie. D'ici un an, nous disposerons de suffisamment de statistique à haute énergie en vue d'indiquer la présence d'une éventuelle composante photon à très haute énergie.

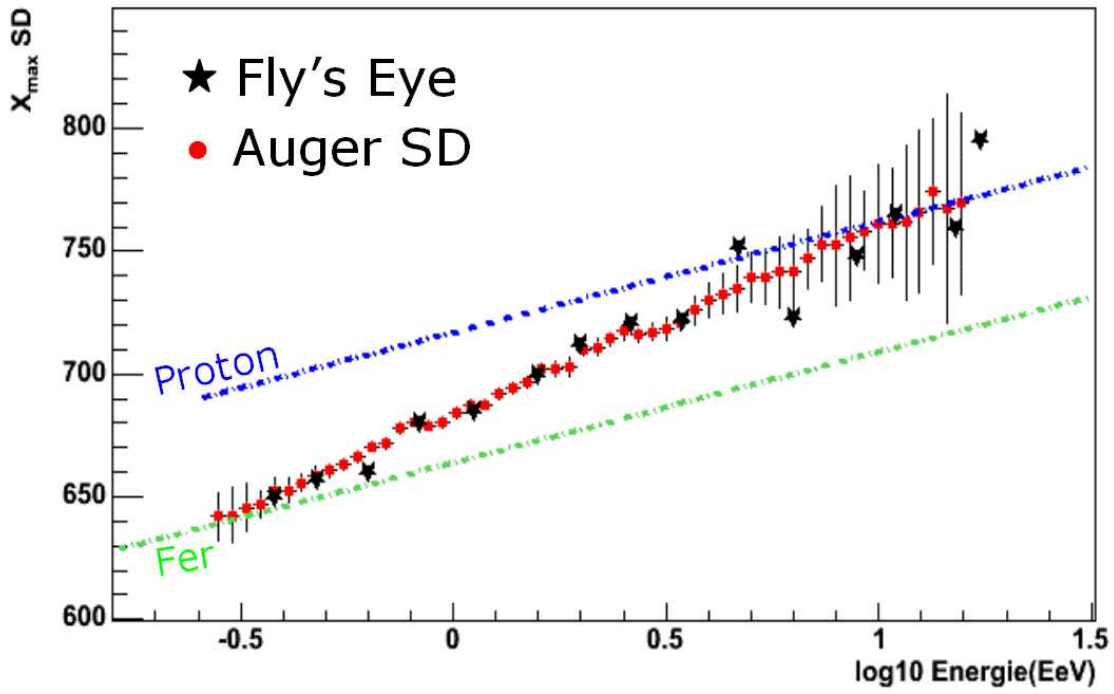


FIG. 7.15 – *Profondeur du maximum de la gerbe (X_{max}) en fonction de l'énergie pour les données du détécteur de surface (ronds rouge) et pour les données expérimentales de l'expérience Fly's Eye (étoiles noires). Les lignes représentent les résultats des simulations (QGSJet) pour les noyaux de fer et les protons.*

Chapitre 8

L'effet Matriochka et la mesure de la section efficace inélastique Cosmique-Air $\lambda_{\text{cr-air}}$

Introduction

Tout au long de mon travail de thèse, j'ai été amené à utiliser des simulations numériques de gerbe (Aires [55], Corsika [56] etc...) afin d'étudier leurs propriétés et leurs effets sur le détecteur.
Malgré leurs utilisations intensives par la communauté des RCUHE, et cela afin d'en retirer le plus grand nombre d'observables physiques, ces simulateurs peinent à reproduire les données expérimentales.

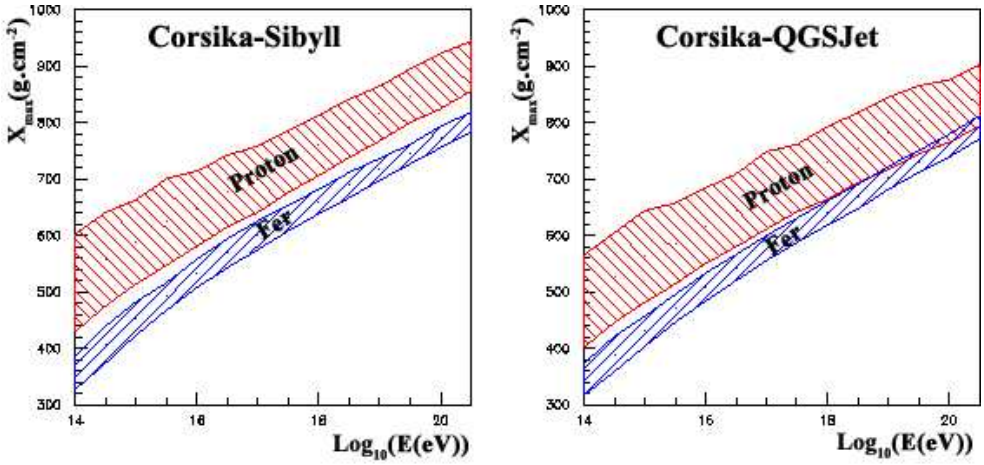


FIG. 8.1 – *X_{max} fonction de Log10(E). Les bandes correspondent aux bornes à 68 % de la distribution*

Les deux générateurs hadroniques que sont QGSJet (pour Quark-Gluon String model

with miniJet production [57]) et SYBILL [58], présentent aussi des différences non négligeables. La figure 8.1 montre un exemple de différence sur la position du maximum en fonction du Logarithme de l'énergie.
Une autre différence tout aussi importante consiste à regarder la partie droite de la distribution des fluctuations de $X_{\max}$, figure 8.2, pour un domaine en énergie donné. Les Monte Carlo prévoient que cette décroissance exponentielle Λ soit reliée à $\lambda_{\text{cr-air}}$ par un facteur constant du type :

$$\Lambda_{\text{exp}} = \chi\, \lambda_{\text{cr-air}} \tag{8.1}$$

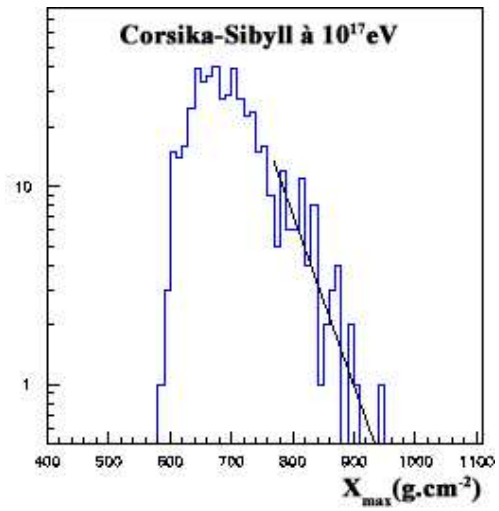


FIG. 8.2 – *Exemple de distribution de X_{max} avec un ajustement exponentiel de la queue de distribution*

	χ
Corsika-QGSJet	1.3
Corsika-Sibyll	1.15

TAB. 8.1 – *Rapport : $\chi = \Lambda/\lambda_{cr-air}$*

La table 8.1 montre clairement une différence entre ces deux générateurs hadroniques. Malgré l'avantage que représentent ces simulations numériques, elles n'en restent pas moins obscures aux yeux de l'utilisateur. Afin de mieux comprendre la physique mise en jeu dans le développement longitudinal des gerbes, nous avons entrepris d'établir un modèle simple et analytique exposant les différentes étapes dans leur développement.

Je traiterai dans ce chapitre de l'existence d'une contradiction dans la paramétrisation du profil longitudinal des gerbes hadroniques en physique des hautes énergies et en physique atmosphérique.

Ce chapitre posera aussi les bases d'un modèle analytique, décrivant le comportement d'une grandeur mesurable expérimentalement, $<X_{\max}>$ et sa dispersion.
Ceci nous permettra de remonter à des grandeurs physiques générales telles que la section efficace cosmique-air, à partir des données Fly's Eye.

8.1 Le profil longitudinal

Un grand nombre de mesures et d'expériences de physique des hautes énergies utilisant des calorimètres hadroniques, ont permis la paramétrisation du profil longitudinal des hadrons (Bock et Al [59]) pour des énergies typiques d'environ $100\,GeV$.

$$N_{\mathrm{HE}}(X) = k\left[w\left(\frac{X}{X_0}\right)^{a-1} e^{-b\frac{X}{X_0}} + (1-w)\left(\frac{X}{\lambda_I}\right)^{a-1} e^{-d\frac{X}{\lambda_I}}\right] \tag{8.2}$$

Nous pouvons voir que cette fonction est composée de deux fonctions Γ, une est électromagnétique (avec X_0), la seconde est hadronique (avec λ_I).
Chaque paramètre est donné par :

$$a = 0.61 + 0.32\log E$$

$$b = 0.22$$

$$d = 0.91 - 0.024\log E$$

$$w = 0.46$$

E est en GeV
En physique des rayons cosmiques, la fonction utilisée pour paramétrer le développement longitudinal des gerbes hadroniques à haute énergie a une toute autre forme :

$$N_{\mathrm{GH}}(X) = N_{\max}\left(\frac{X}{X_{\max}}\right)^{\frac{X_{\max}}{\lambda_{\mathrm{GH}}}} e^{-\frac{X-X_{\max}}{\lambda_{\mathrm{GH}}}} \tag{8.3}$$

$X_{\max}$ est la position du maximum et λ_{GH} vaut environ $70\,g.cm^{-2}$.
La paramétrisation de Gaisser-Hillas (8.3) [60], reproduit les données de l'expérience FLY's-EYES, et contient, contrairement à la fonction 8.2, une unique fonction Γ.

La figure 8.3 nous montre la différence entre les deux types de paramétrisation, pour un proton de $100\,GeV$. La hauteur et la position du maximum étant normalisées aux mêmes valeurs.
Comment ces deux paramétrisations peuvent elles être aussi différentes, chacune d'entre elle relevant d'observations.

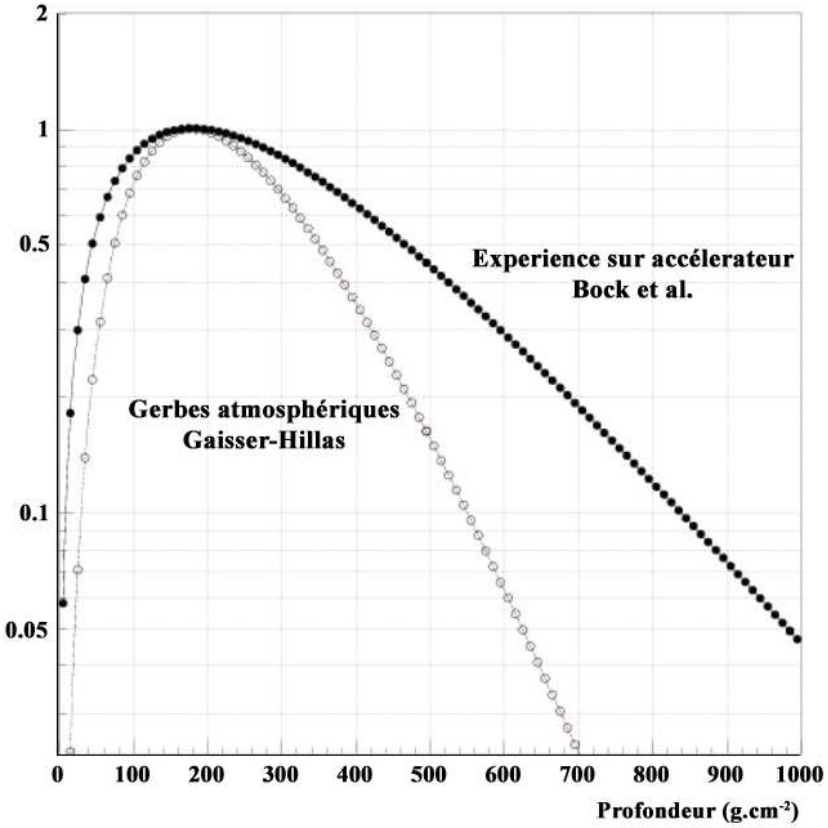


FIG. 8.3 – *Profil longitudinal pour une gerbe de proton de* $100\,GeV$

8.2 L'effet MATRIOCHKA

8.2.1 Modèle analytique

La première étape, dans le développement de la gerbe est l'interaction de la particule primaire avec un noyau de l'air (Azote ou Oxygène). Cette interaction a lieu à une profondeur qui dépend de l'énergie, je la noterai $\lambda(E)$.
Après cette 1^{re} interaction $N(E)$ particules secondaires sont créées. Je ne considérerai que les pions $(\pi^0, \pi^{\pm})$, la partie baryonique représentant seulement 10% des particules. Le nombre de π^0 est donné par $N/3$. Il est à noter aussi qu'une fraction non négligeable de l'énergie du primaire peut être emportée par le leader, elle sera notée k.
Il est donc facile maintenant de déterminer l'énergie de chaque π^0 :

$$(1-k)\,\frac{E}{N}$$

Chaque π^0 va donner $2\,\gamma$ créant ainsi deux gerbes électromagnétiques avec une énergie moyenne de :

$$0.5(1-k)\,\frac{E}{N}$$

Pour ce qui est des pions chargés, il existe deux issues possibles, soit ils interagissent avec un noyau d'air pour donner un grand nombre de pions (dépend de E) soit ils se désintègrent en un muon. La prédominance de l'un ou l'autre des phénomènes dépend de l'énergie du pion chargé. Au bout d'un certain nombre d'interactions (environ 3 ou 4, cf. an B) l'ensemble des pions se désintègrent pour donner les muons que nous observons au sol. Ceci arrête alors totalement le développement de la gerbe.
La figure 8.4 résume les différentes étapes du développement d'une gerbe.

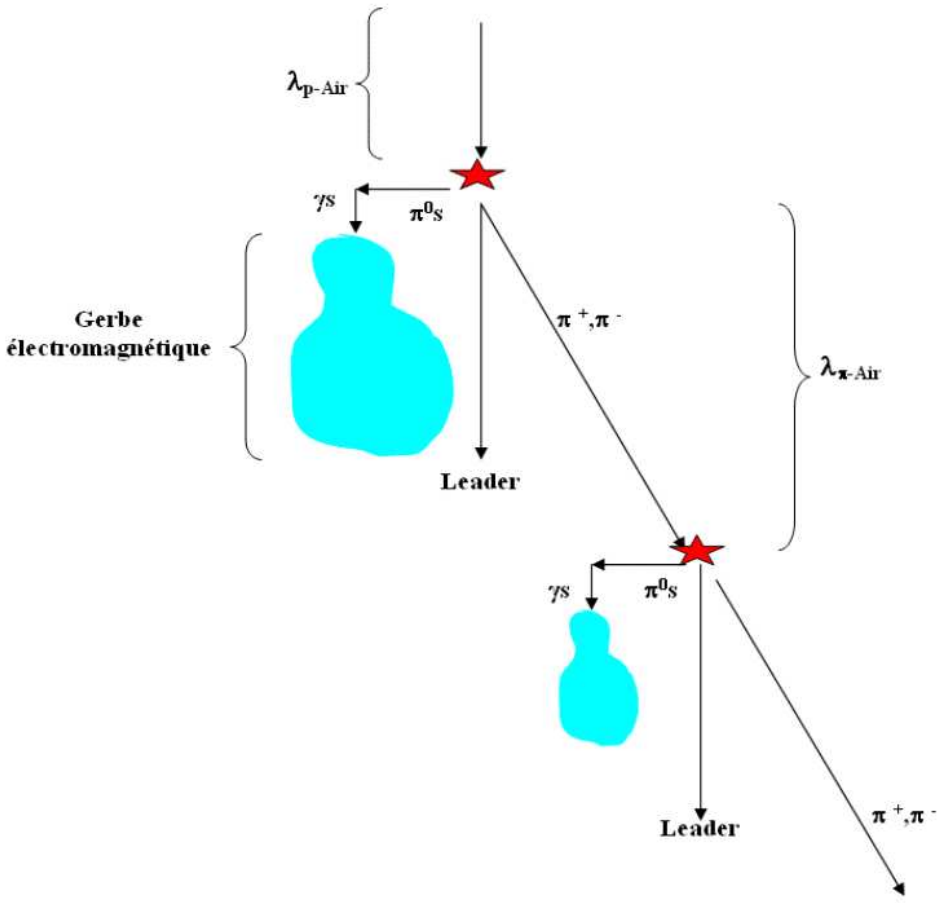


FIG. 8.4 – *Schématisation du développement d'une gerbe hadronique dans l'atmosphère*

Commençons tout d'abord par sommer l'ensemble des profils longitudinaux des gerbes électromagnétiques issues des π^0. Pour cela, il est nécessaire de connaître l'énergie des pions après chaque interaction. L'énergie est donnée par la multiplicité :

$$N_{\mathrm{QGSJet}} \approx \left(\frac{E}{m_e c^2}\right)^{0.222} \tag{8.4}$$

Pour le moment, nous allons négliger l'énergie emportée par le leader.
Le développement d'une gerbe électromagnétique peut être décrit par l'approximation B de Rossi [61]. Cette fonction, normalisée et dépendant de l'age de la gerbe comme paramètre sera, dans toute la suite du chapitre, utilisée pour décrire le profil d'une gerbe EM (électromagnétique).
La figure 8.5 montre le profil de la cascade EM des différents π^0 pour différentes énergies.

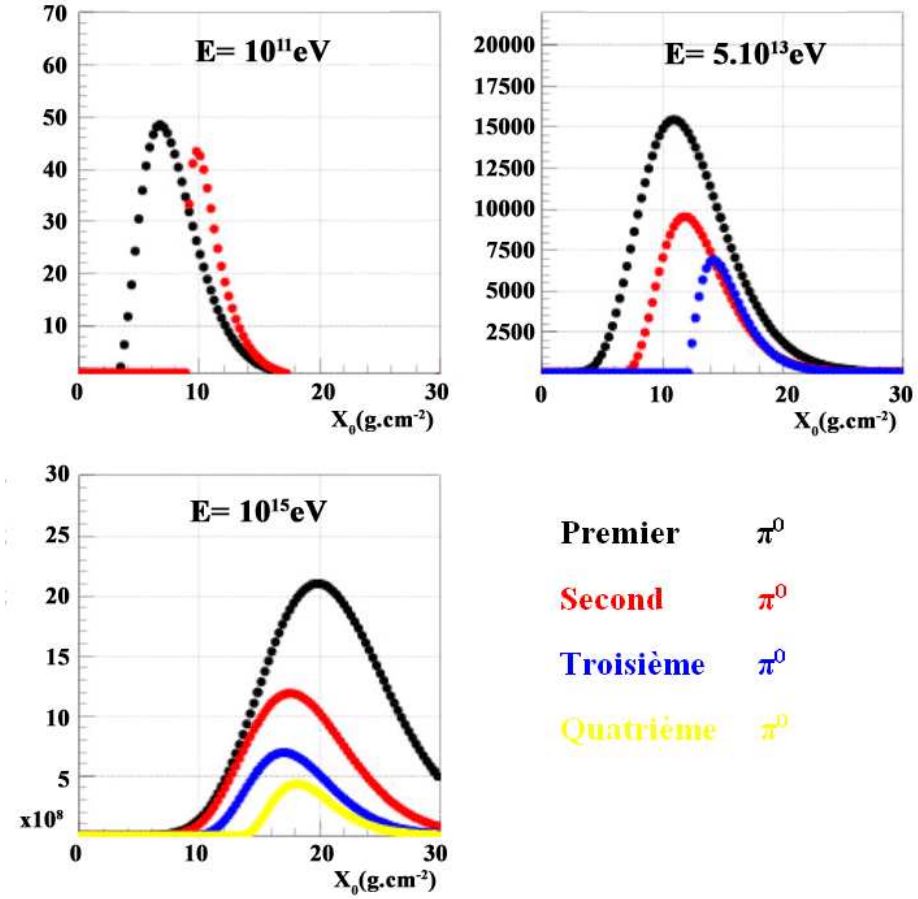


FIG. 8.5 – *Profil de la cascade EM des différents π^0 pour différentes énergies*

Lorsque l'énergie augmente, nous pouvons observer que la gerbe EM issue des premiers π^0 descend plus bas dans l'atmosphère, ce qui est attendu. Mais ce qui est plus étonnant, c'est que la gerbe issue des second π^0 ne descend pas aussi vite que la première. A partir de $50 TeV$, l'ensemble des gerbes EM est contenu dans la première, comme des poupées Russes, ce que l'on pourrait appeler un "effet MATRIOCHKA".

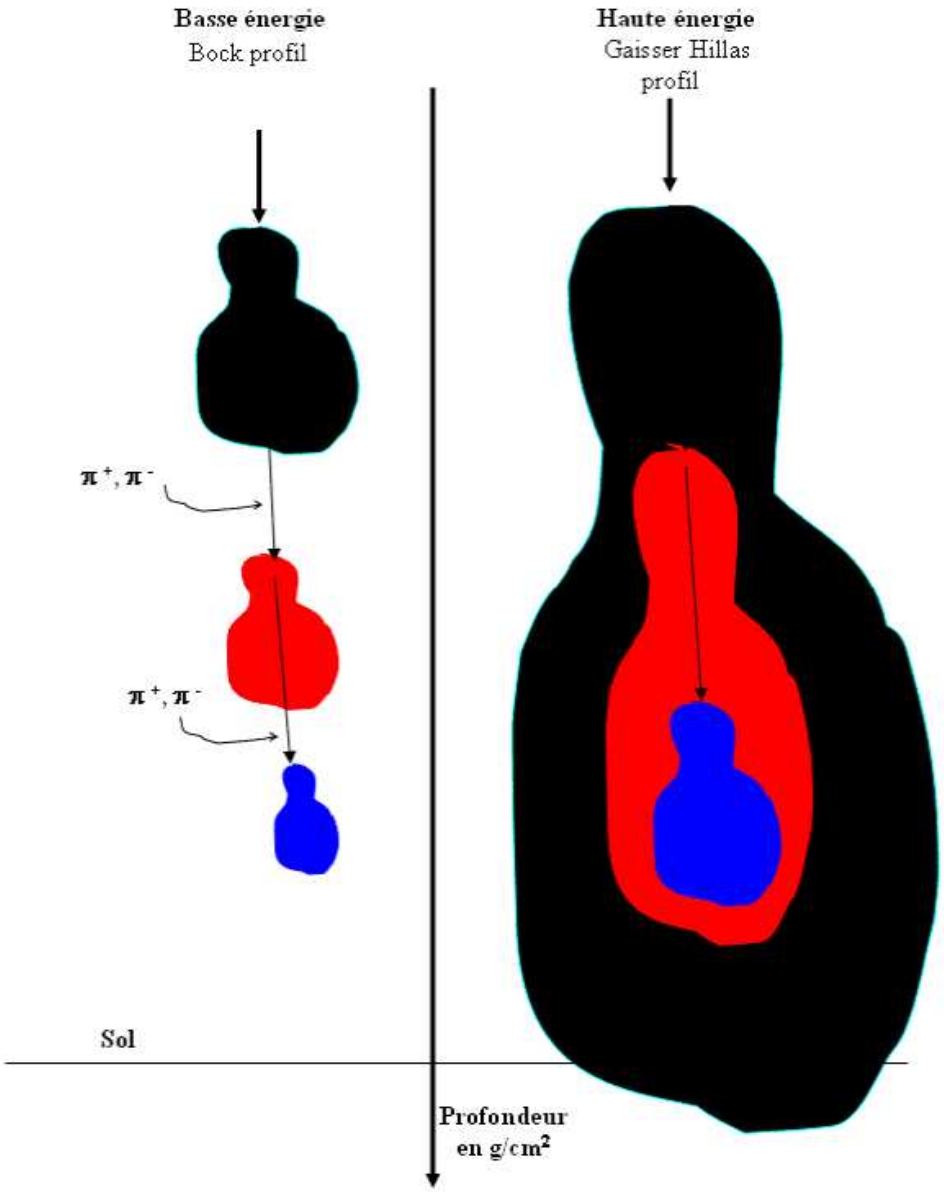


FIG. 8.6 – *Schématisation de "l'effet MATRIOCHKA"*

L'existence de ce phénomène est dûe au fait que :

- la multiplicité augmente doucement et par conséquent l'énergie des π^0 augmente lorsque l'énergie du primaire augmente. Cela implique que les gerbes EM auront leurs maximums plus bas dans l'atmosphère
- la distance moyenne entre les collisions des pions chargés diminue lorsque l'énergie augmente et cela du fait de l'augmentation de la section efficace avec l'énergie

Paramétrisation de GAISSER-HILLAS

Depuis 1975, il existe une paramétrisation du profil longitudinal des gerbes EM en terme de fonction Γ.

$$N(X) = A\,X^{0.5\,X_{\max}}\,e^{-0.5\,X} \tag{8.5}$$

Où X est en unité de X_0. Dans l'air, $X_0 = 37\,g.cm^{-2}$
Réécrivons 8.5 en terme de $g.cm^{-2}$:

$$N(X) = A\,X^{\frac{X_{\max}}{74}}\,e^{-\frac{X}{74}} \tag{8.6}$$

Si nous remplaçons 74 par 70 (un shift de 5 %) nous obtenons exactement la formule de Gaisser-Hillas 8.3.
Il nous apparaît donc clairement maintenant qu'à partir d'une certaine énergie (environ $10^{14}\,eV$) le profil des gerbes hadroniques est électromagnétique, ce qui explique pourquoi une paramétrisation telle que celle de Gaisser-Hillas, qui est une paramétrisation purement EM (voir ci dessus), reproduit très bien les données expérimentales à très haute énergie et ce qui explique aussi qu'elle soit différente des paramétrisations type accélérateur à plus basse énergie.

Détermination de Xmax

L'énergie emportée par le leader est donnée par kE. Quand $k = 1$, la collision est élastique, il s'agit alors simplement de la propagation de la particule initiale. Nous ne nous intéresserons pas ici au cas où k est proche de 1.
Etudions tous d'abord la valeur de $X_{\max}$ pour $k = 0$.
Le maximum de la gerbe du premier π^0 est donné par :

$$X_1 = \lambda_{\text{p-air}} + \frac{9}{7}X_0 + X_0 \ln\left(\frac{E}{2N_1\,82\,MeV}\right) \tag{8.7}$$

A $\lambda_{\text{p-air}}$, j'ajoute $9X_0/7$ correspondant, en moyenne, au commencement de la gerbe EM après la création des deux γ. Le facteur 2 dans le logarithme vient du fait que le π^0 se désintègre en 2 γ. N_1 est la multiplicité totale pour une énergie E. J'associe à X_1, afin de pouvoir calculer la moyenne de $X_{\max}$ sur toute les interactions, un poids $\alpha = 1/3$ qui correspond à l'énergie totale emporté par les π^0 de la première interaction.
Les pions chargés créés à la première interaction vont à leur tour interagir et donner des π^0 qui seront le commencement de la seconde gerbe EM. Le maximum de cette seconde gerbe est donné par :

$$X_2 = \lambda_{\text{p-air}} + \lambda_{\pi\text{-air}} + \frac{9}{7}X_0 + X_0 \ln\left(\frac{E/N_1}{2N_2\,82\,MeV}\right) \tag{8.8}$$

Le poids associé à cette seconde gerbe EM est :

$$\beta = (1/3) \times (2/3) = 2/9$$

De même pour la troisième interaction :

$$X_3 = \lambda_{\text{p-air}} + 2\lambda_{\pi\text{-air}} + \frac{9}{7}X_0 + X_0 \ln\left(\frac{E/(N_1 \cdot N_2)}{2N_3\, 82\, MeV}\right) \tag{8.9}$$

Le nombre d'interactions hadroniques est d'environ 3 ou 4 (cf. an. B). Les pions chargés se désintègrent ensuite en muons.
Le poids associé à cette troisième gerbe EM est :

$$\delta = (1/3) \times (1/3) \times (2/3) = 2/27$$

Nous pouvons donc obtenir maintenant la moyenne des maximums des 3 gerbes EM correspondant aux trois interactions hadroniques :

$$\frac{\alpha\, X_1 + \beta\, X_2 + \delta\, X_3}{\Sigma} = X_1 + \frac{\beta+\delta}{\Sigma}\lambda_{\pi\text{-air}}(10^{15}\, eV) + \frac{\delta}{\Sigma}\lambda_{\pi\text{-air}}(10^{13}\, eV)\cdots \tag{8.10}$$

$$-\frac{\beta+\delta}{\Sigma}X_0 \ln(N_2) - \frac{\delta}{\Sigma}X_0 \ln(N_3) \tag{8.11}$$

Où $\Sigma = \alpha + \beta + \delta$

Nous avons considéré ici les sections efficaces comme constantes.
Pour une gerbe de $10^{18}\, eV$ on peut s'attendre à une multiplicité d'ordre 2 (N_2) d'environ 140 particules et d'environ 50 pour l'ordre 3 (avec QGSJET (cf. eq. 8.4)).
L'approximation qui consiste à dire que ces valeurs restent constantes en fonction de l'énergie n'induit qu'une erreur minime du fait que la multiplicité varie comme la puissance 0.2 de l'énergie et qu'elle intervient dans un logarithme.
Prenons $\lambda_{\pi\text{-air}} = 2\, X_0$ à $10^{15}\, eV$ et $2.5\, X_0$ à $10^{13}\, eV$ On peut donc maintenant introduire ces valeurs dans 8.11 afin de simplifier le résultat :

$$X_{\max} \approx \lambda_{\text{p-air}} + X_0 \ln\left(\frac{E}{2N_1\, 82\, MeV}\right) \tag{8.12}$$

Qui sera appelé tout au long de ma rédaction la Formule M.

Pour un primaire de $10^{18}\, eV$, la Formule M nous donne un maximum inférieur de $3\, g.cm^{-2}$ à la valeur obtenue par la somme des 4 profils électromagnétiques (Approximation B de Rossi). Pour un primaire de $10^{19}\, eV$, le maximum donné par la Formule M se trouve $15\, g.cm^{-2}$ en dessous. Nous pouvons considérer que la précision est suffisante pour une approche semi qualitative.

Prise en compte des "leaders"

La prise en compte de l'énergie emportée par le "Leader" dans la détermination du maximum de la gerbe peux être faite en remplaçant E par $(1-k)\, E$ dans la Formule M.

$$\Delta X_{\max} = X_{\max}(k) - X_{\max}(k=0) = X_0 \ln\left((1-k)\frac{N(E)}{N((1-k)\,E)}\right) \tag{8.13}$$

Dans le cadre de QGSJet, $N(E)$ est donnée par 8.4.
D'où,

$$\Delta X_{\max} = X_0 \ln\left((1-k)^{0.78}\right) \approx 0.8\, X_0 \ln(1-k) \tag{8.14}$$

L'élasticité a pour effet de remonter le maximum de la gerbe dans l'atmosphère. Pour $k < 1$, la valeur absolue de $\Delta X_{\max}$ est inférieure à X_0.
Mais ce n'est pas le seul effet de l'élasticité. En effet, la particule leader qui a pour énergie kE va faire une gerbe, créant ainsi des π^0 et par suite une gerbe EM dont le maximum sera fonction de k :

$$X_{\max \text{ leader}} = X_{\max}(k=0) = \lambda_{\text{p-air}} + X_0 \ln\left(k\frac{N(E)}{N(kE)}\right) \tag{8.15}$$

$$X_{max\,leader} = X_{\max}(k=0) = \lambda_{p-air} + 0.8\, X_0 \ln(k) \tag{8.16}$$

Par suite, la valeur moyenne des deux contributions 8.14 et 8.16 à la variation de Xmax en fonction de l'élasticité donne :

$$(1-k)\,\Delta X_{\max} + k\,\Delta X_{\max \text{ leader}} = k\lambda_{\text{p-air}} + 0.8\, X_0\,[(1-k)\ln(1-k) + k\ln(k)] \tag{8.17}$$

Nous voyons figure 8.7 que l'effet de k est plus petit que $0.5\, X_0$ pour $k < 0.5$. L'influence du leader reste donc réduite sur la détermination de la valeur moyenne de $X_{\max}$.

Conclusion de "l'effet MATRIOCHKA"

Ce paragraphe nous a permis :

- de montrer que pour des énergies supérieures à $10^{14}\,eV$, le profil longitudinal d'une gerbe hadronique dans l'atmosphère est essentiellement électromagnétique. Ce phénomène, "l'effet MATRIOCHKA" nous a alors permis d'expliquer pourquoi il existe une telle différence avec la paramétrisation à basse énergie. Nous avons ensuite pu, à partir d'une paramétrisation EM, retrouver la paramétrisation de Gaisser-Hillas ;
- d'énoncer une formule analytique qui permet de déterminer la position du maximum du profil longitudinal : $X_{\max}$;
- de montrer que le signal vu par le détecteur de surface était essentiellement composé d'électrons et de photons de la première interaction hadronique et de muons de la dernière.

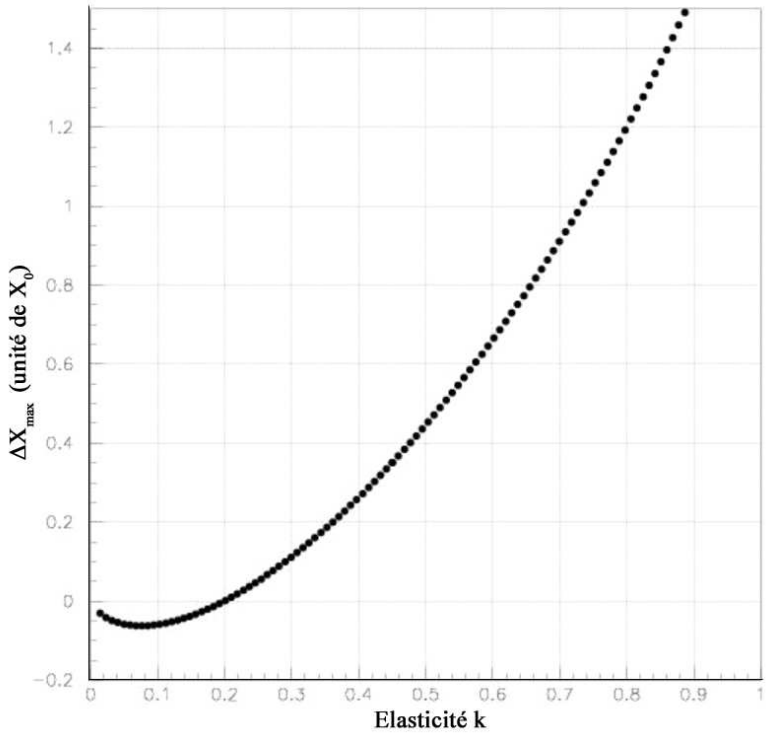


FIG. 8.7 – ΔX_{max} *en fonction de l'élasticité*

8.3 Comparaison de l'effet MATRIOCHKA avec les données Fly's Eye

8.3.1 Position du maximum

Comme nous l'avons montré dans le paragraphe précèdent, le profil longitudinal des gerbes hadroniques est quasi semblable à un profil électromagnétique. Ce paragraphe nous a aussi permis d'établir la Formule M qui exprime $X_{\max}$ en fonction de l'énergie. Le graphique ci-dessous nous donne la distribution de $X_{\max}$ en fonction de l'énergie pour les expériences Flys Eye I et II.

La Formule M (8.12) ne nous permet pas de dissocier λ de $\ln(N)$
Si nous fixons $X_{\max}$ à $680\, g.cm^{-2}$ à $10^{18}\, eV$, nous obtenons la relation suivante :

$$\lambda_{p-air} - 37 \ln N = 689 - 37 \ln \left(\frac{10^{18}}{82\, 10^6\, eV} \right) \tag{8.18}$$

$$\lambda_{p-air} - 37 \ln N = -170 \tag{8.19}$$

$$N = 100\, e^{\frac{\lambda_{p-air}}{X_0}} \, (10^{18}) \tag{8.20}$$

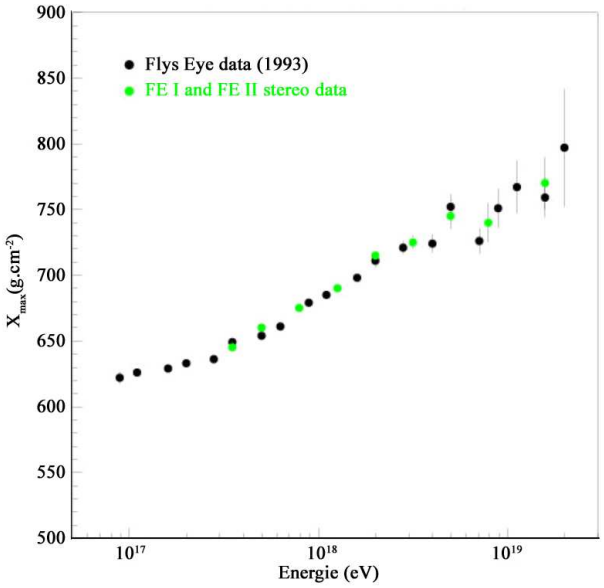


FIG. 8.8 – *X_{max} en fonction de l'énergie incidente*

En utilisant les relations 8.12, 8.19 et 8.20, nous obtenons une relation simple entre $X_{\max}$ et E :

$$X_{\max} = 680 + X_0 \ln\left(\frac{E}{10^{18}}\right) \tag{8.21}$$

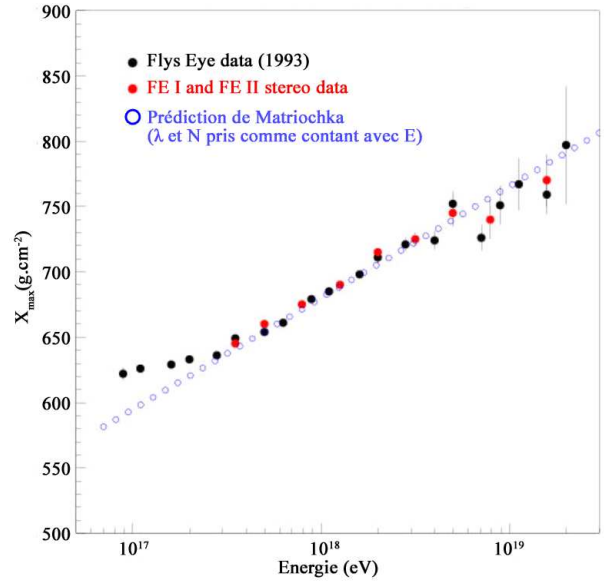


FIG. 8.9 – *X_{max} en fonction de l'énergie incidente + Matriochka*

Nous constatons sur la figure 8.9, que la formule 8.21 (cercle bleu) reproduit très bien

les données expérimentales en supposant que $\lambda_{\text{cr-air}}$ et $N(E)$ sont constants.

8.3.2 Fluctuation de $X_{\max}$ et détermination de $\lambda_{\text{cr-air}}$

La Formule M (cf. eq. 8.12) nous donne $X_{\max}$ comme étant la somme de deux termes.

$$X_{\max} = \lambda_{\text{p-air}} + X_{\gamma\pi^0} \tag{8.22}$$

Où $X_{\gamma\pi^0}$ représente le maximum de la somme des gerbes EM des différents π^0 successifs. Nous savons que la distribution de la profondeur de première interaction $\lambda_{\text{cr-air}}$ est du type :

$$P(\lambda) = H(\lambda)\, e^{-\frac{\lambda}{\lambda_{\text{p-air}}}} \tag{8.23}$$

Où $\lambda_{\text{p-air}}$ est le libre parcours moyen d'un rayon cosmique dans l'air et H, la fonction d'Heaviside.

Pour ce qui est des fluctuations de $X_{\gamma\pi^0}$, deux facteurs en sont responsables :
- les fluctuations de la multiplicité N ;
- les fluctuations de l'énergie de la particule incidente.

Prenons des fluctuations gaussiennes pour $X_{\gamma\pi^0}$.

$$P(X_{\gamma\pi^0}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma}\, e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{X_{\gamma\pi^0}-\mu}{\sigma}\right)^2} \tag{8.24}$$

L'étude de la distribution de la multiplicité totale de la première interaction (fig.8.10) montre qu'une partie non négligeable des événements interagit de façon très élastique. Environ 15 % dans le cas de la simulation de 10000 protons à $2\,10^{18}\,eV$. Dans un tel scénario, le leader emporte la majeure partie de l'énergie de la particule incidente, reculant le début de la gerbe après une seconde longueur d'interaction λ_2. Ceci peut être résumé par le schéma 8.11.

Il est donc essentiel que ceci soit pris en compte dans les fluctuations de $X_{\max}$. Soit F_{inel} la fraction d'événements très inélastiques, alors $X_{\max}$ s'ecrit comme :

$$X_{\max} = F_{inel}\,(\lambda_1 + X_{EM}) + (1 - F_{inel})\,(\lambda_1 + \lambda_2 + X_{EM}) \tag{8.25}$$

Où nous prenons la moyenne du libre parcours moyen comme identique :

$$\langle\lambda_1\rangle = \langle\lambda_2\rangle = \lambda_0 \tag{8.26}$$

Etudions maintenant les fluctuations de $X_{\max}$ proprement dites.

Commencons par le cas élastique (avec un poids $(1 - F_{\text{inel}})$). Appelons S la somme de deux exponentielles

$$S = \lambda_1 + \lambda_2 \tag{8.27}$$

La fonction de distribution des probabilité (PDF) de S est donnée par :

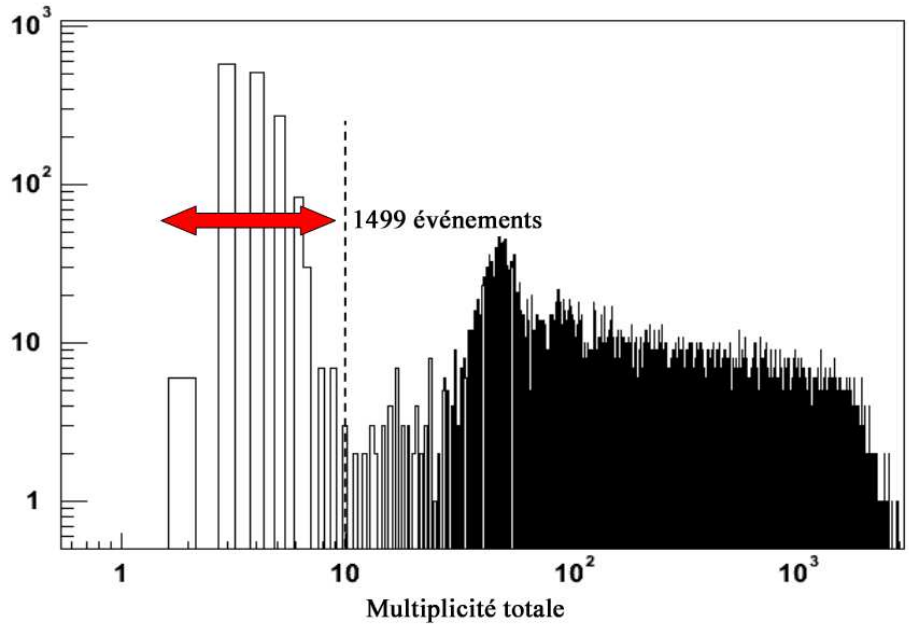


FIG. 8.10 – *Distribution de la multiplicité totale de la première interaction obtenue par simulation de* 10000 *protons avec une énergie de* $2\,10^{18}\,eV$.

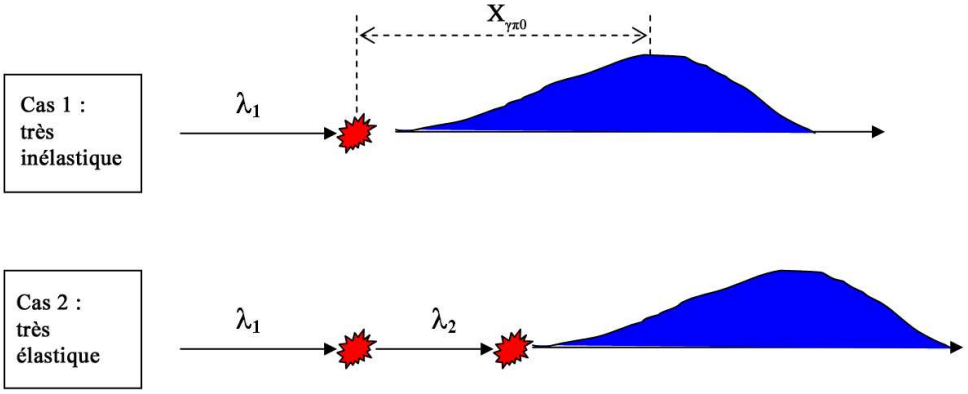


FIG. 8.11 – *Représentation schématique de la première interaction*

$$P(S) = \int_0^S \frac{\mathrm{d}\lambda}{\lambda_0}\,\mathrm{e}^{-\frac{\lambda}{\lambda_0}}\,\frac{1}{\lambda_0}\,\mathrm{e}^{-\frac{S-\lambda}{\lambda_0}} \tag{8.28}$$

$$P(S) = H(S)\,e^{-\frac{S}{\lambda_0}}\,\frac{S}{\lambda_0^2} \tag{8.29}$$

Nous pouvons maintenant convoluer la Gaussienne avec 8.29 pour le cas élastique :

$$S_{\mathrm{el}} = \lambda_1 + \lambda_2 + X_{\gamma\pi^0} = S + X_{\gamma\pi^0} \tag{8.30}$$

$$P(S_{\rm el}) = \int_0^{+\infty} \frac{S}{\lambda_0^2} {\rm e}^{-\frac{S}{\lambda_0}} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(S_{el}-S-\mu)^2}{2\sigma^2}} \, {\rm d}S \tag{8.31}$$

$$P(S_{el}) = \frac{1}{\lambda_0} \, e^{\left(-\frac{S_{el}}{\lambda_0}+\frac{\mu}{\lambda_0}+\frac{\sigma^2}{2\lambda_0^2}\right)} \int_0^{+\infty} \frac{S}{\lambda_0} {\rm e}^{-\frac{\left(S-\left(S_{el}-\mu-\frac{\sigma^2}{\lambda_0^2}\right)\right)^2}{2\sigma^2}} \frac{{\rm d}S}{\sqrt{2\pi}\sigma} \tag{8.32}$$

Introduisons $\mathrm{Intg}(x)$ comme étant une fonction de la fonction d'erreur $\mathrm{erf}(x)$

$$\mathrm{Intg}(x) = \frac{1+\mathrm{erf}\left(\frac{x}{\sqrt{2}}\right)}{2} = \int_{-x}^{+\infty} \frac{{\rm d}t}{\sqrt{2\pi}} \, {\rm e}^{-\frac{t^2}{2}} \tag{8.33}$$

Définissons y comme :

$$y = \frac{S - \left(S_{\rm el} - \mu - \frac{\sigma^2}{\lambda_0}\right)}{\sigma} = \frac{S}{\sigma} - y_0 \tag{8.34}$$

$$P(S_{\rm el}) = \frac{1}{\lambda_0} {\rm e}^{\left(-\frac{S_{\rm el}}{\lambda_0}+\frac{\mu}{\lambda_0}+\frac{\sigma^2}{2\lambda_0^2}\right)} \int_{-y_0}^{+\infty} \frac{(y+y_0)\sigma}{\lambda_0} \, e^{-\frac{y^2}{2}} \frac{{\rm d}y}{\sqrt{2\pi}} \tag{8.35}$$

$$P(S_{\rm el}) = \frac{e^{-\frac{S_{\rm el}}{\lambda_0}}}{\lambda_0} \, \sigma \, {\rm e}^{\left(\frac{\mu}{\lambda_0}+\frac{\sigma^2}{2\lambda_0^2}\right)} \left[\frac{{\rm e}^{-\frac{y_0^2}{2}}}{\sqrt{2\pi}\lambda_0} + \frac{y_0}{\lambda_0} \, \mathrm{Intg}(y_0) \right] \tag{8.36}$$

Dans le cas purement inélastique, la convolution de l'exponentielle et de la Gausienne donne :

$$S_{\rm inel} = \lambda_1 + X_{\gamma\pi^0}, \tag{8.37}$$

$$P(S_{\rm inel}) = \frac{{\rm e}^{-\frac{S_{\rm inel}}{\lambda_0}}}{\lambda_0} \, {\rm e}^{\left(\frac{\mu}{\lambda_0}+\frac{\sigma^2}{2\lambda_0^2}\right)} \, \mathrm{Intg}(y_0). \tag{8.38}$$

Et finalement nous obtenons la PDF de $X_{\rm max}$ pondérée par la fraction d'événements élastique comme étant :

$$P(X_{\rm max}) = \frac{{\rm e}^{-\frac{X_{\rm max}}{\lambda_0}}}{\lambda_0} \, {\rm e}^{\left(\frac{\mu}{\lambda_0}+\frac{\sigma^2}{2\lambda_0^2}\right)} \left[(1-F_{\rm inel}) \left[\frac{\sigma {\rm e}^{-\frac{y_0^2}{2}}}{\sqrt{2\pi}\lambda_0} + \frac{\sigma y_0}{\lambda_0} \, \mathrm{Intg}(y_0) \right] + F_{\rm inel} \, \mathrm{Intg}(y_0) \right] \tag{8.39}$$

avec

$$y_0 = \frac{X_{\rm max} - \mu - \frac{\sigma^2}{\lambda_0}}{\sigma} \tag{8.40}$$

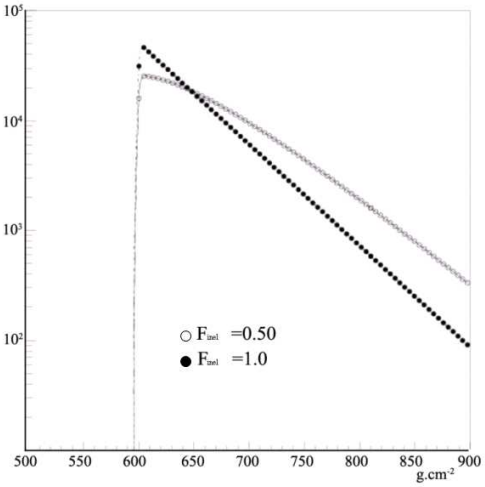


FIG. 8.12 – *PDF de X_{max} pour 2 valeurs de F_{inel}*

Nous appelons l'équation (8.39) la formule F.

La figure 8.12 montre que l'introduction de la fraction d'événements dont la première interaction est très élastique induit une courbure de la partie droite de la distribution des fluctuations de $X_{\max}$. Ceci explique pourquoi un ajustement exponentiel de cette même courbe diffère suivant la zone sur lequel il est effectué. Nous savons que les deux générateurs

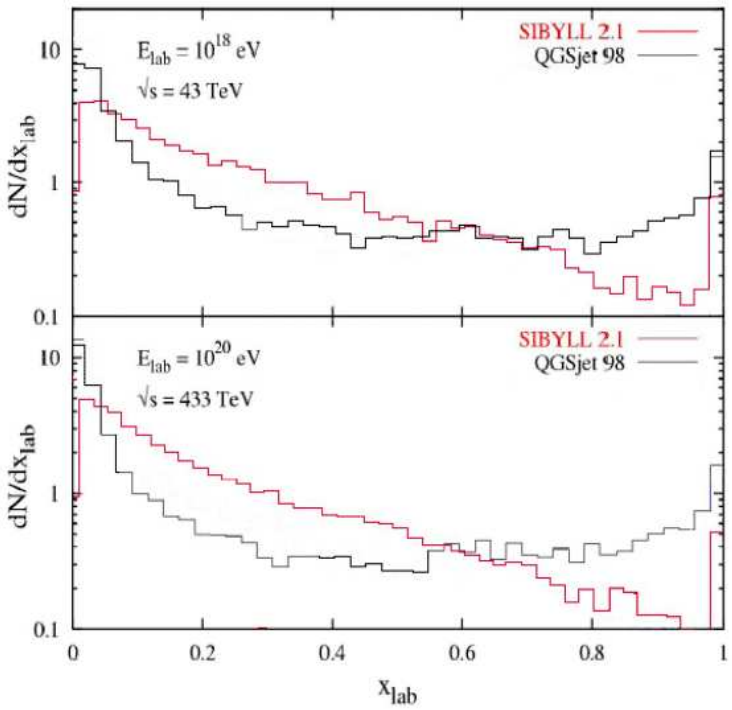


FIG. 8.13 – *Distribution de l'élasticité (Sibyll et QGSJet) à $10^{18}\,eV$ et à $10^{20}\,eV$*

hadroniques comparés dans la table 8.1 n'utilisent pas les mêmes distributions d'inélasticité (cf. fig. 8.13). Cela conduit à une courbure de la partie droite de la courbe différente pour les deux générateurs hadroniques et donc des valeurs de l'ajustement différentes malgré le fait qu'il soit fait sur la même zone.
La figure 8.13 montre que la fraction d'événements quasi inélastiques est plus petite dans Sibyll que dans QGSJet, donnant ainsi plus d'importance à la partie purement exponentielle ce qui tend à diminuer la valeur du biais (constante χ dans $\Lambda_{\text{exp}} = \chi\,\lambda_{\text{cr-air}}$) dans Sibyll par rapport à QGSJet.
Appliquons maintenant la formule F sur les données simulées :

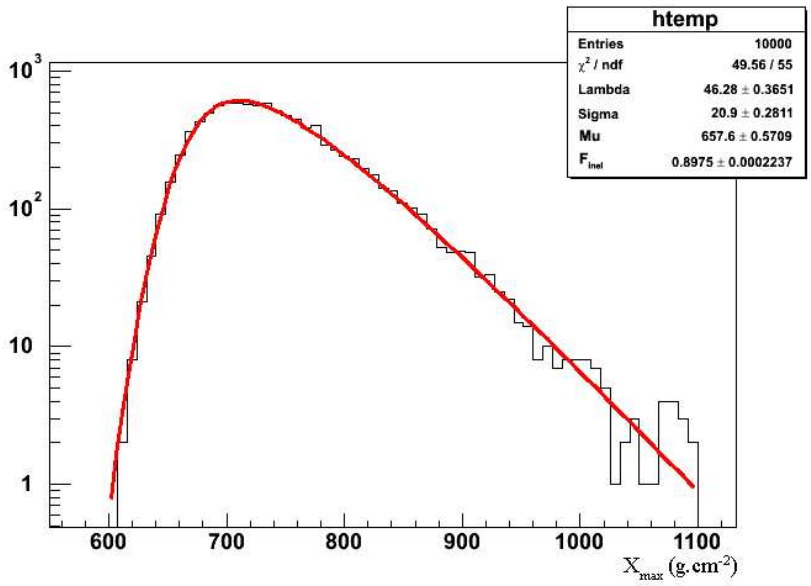


FIG. 8.14 – *Ajustement des fluctuations de Xmax.*

L'ajustement renvoie une valeur de $\lambda_{\text{cr-air}}$ de $46.3\,g.cm^{-2}$ soit à 1.5 % près la valeur utilisée par la simulation ($47.0\,g.cm^{-2}$). Il apparaît donc que la formule F et l'approche utilisée pour l'énoncer apportent une explication physique au biais existant entre l'approche simple d'une exponentielle et la valeur réellement utilisée.
Appliquons l'équation (8.39) sur les données expérimentales Flyes Eyes afin d'estimer la section efficace cosmique air.

Nous pouvons constater sur la figure 8.15 que les ajustements sont de très bonnes qualités au vue du χ^2/ndl. Il semblerait que la fraction d'événements inélastiques reste sensiblement identique en fonction de l'énergie. Cette valeur semble toutefois un peu plus grande que dans la simulation (AIRES+QGSJet).

Nous remarquons, contre toute attente, que la section efficace cosmique-air semble diminuer avec l'énergie (cf. fig. 8.16). Cela peut être dû à :

– une décroissance du nombre d'éléments lourds avec l'énergie ;

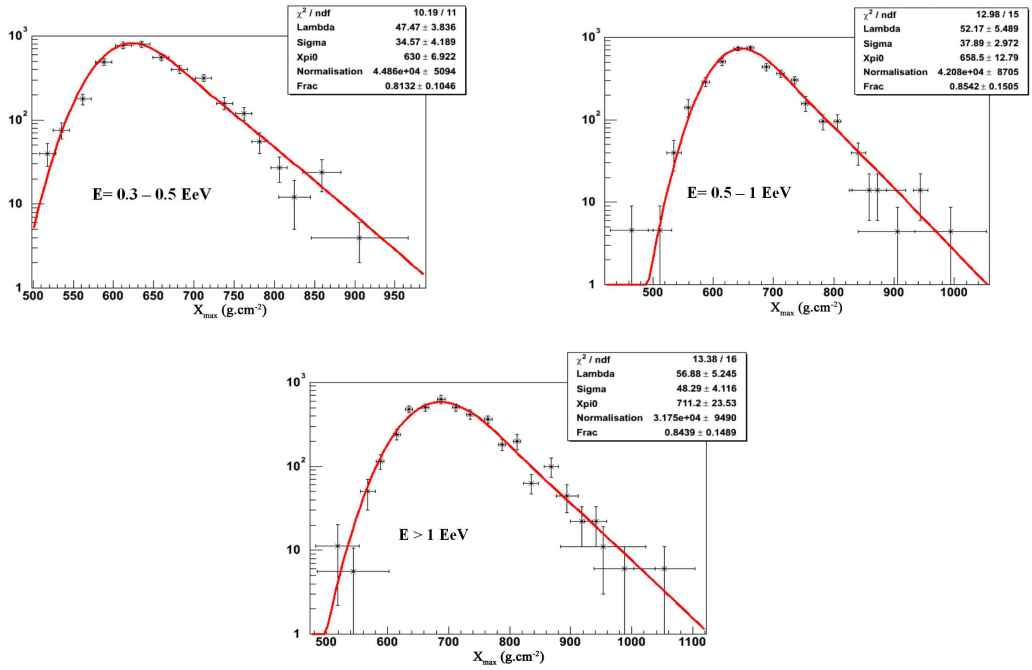


FIG. 8.15 – *Distribution de X_{max} à $< E >= 4\,10^{17}\,eV$, $7.5\,10^{17}\,eV$ et $2\,10^{18}\,eV$. Données Flye's Eye*

– la décroissance d'une résonance avec un maximum entre 5 et 20 TeV dans le centre de masse.

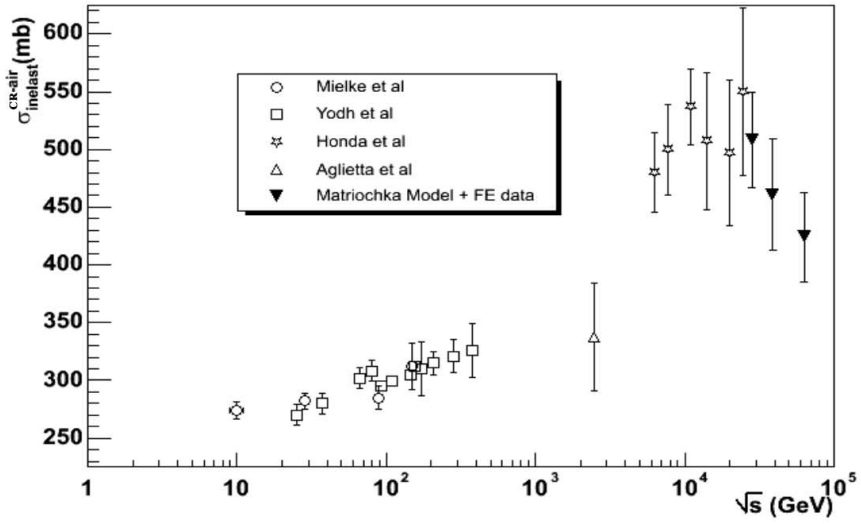


FIG. 8.16 – *Section efficace cosmique air vs énergie (En ordre d'apparition [62, 63, 64, 65])*

Au vu des barres d'erreurs, il est possible d'extrapoler une section efficace constante avec E. Il semble difficile, cependant, de dire qu'elle continue à augmenter.

Conclusion

La première partie de ce chapitre a permis de montrer qu'avec l'énergie, le profil longitudinal d'une gerbe hadronique tendait à devenir de type électromagnétique (vers $50\,TeV$) puis qu'il était possible de dériver d'une approche simple, une expression donnant la profondeur maximale de la gerbe.
La seconde partie de ce chapitre a permis, à partir de considération physique, d'interpréter les fluctuations de $X_{\max}$ et d'en extraire une grandeur comme la section efficace cosmique-air ainsi que la proportion d'interaction quasi-inélastique, donnant ainsi un sens physique à la constante χ souvent utilisée mais introduite de façon Ad hoc.

Conclusion sur la composition primaire

Je conclurai ce travail sur l'identification par les remarques suivantes :

- les premières analyses concernant l'extraction du nombre de muon dans les détecteurs de surface indiquent qu'il est possible d'extraire leur nombre absolu avec une résolution de l'ordre de 10 %. L'application de cette méthode sur les données de 2004 comparées aux simulations semble indiquer statistiquement la présence de protons pour une énergie moyenne de $10^{19}\,eV$ en accord avec les résultats obtenus dans le chapitre 7 ;
- la corrélation de grandeur comme la structure temporelle du signal dans les détecteurs de surface avec $X_{\max}$ montre qu'il est possible de remonter à la profondeur du maximum de la gerbe et ainsi multiplier par 100 la statistique disponible sur les hybrides. Les résultats préliminaires sur l'évolution du maximum avec l'énergie indiquent un changement de composition du spectre, passant d'éléments lourds autour $3\,10^{17}\,eV$ à légers vers $5\,10^{18}\,eV$. Cette méthode sera publiée sous forme d'une contribution à la 29th International Cosmic Ray Conference qui aura lieu en Inde en Août 2005 ;
- la réinterprétation des données de l'expérience Fly's Eye par le modèle développé dans le dernier chapitre indique que la section efficace de première interaction cosmique-air semble diminuer avec l'énergie. Ce résultat peut être dû à la décroissance du nombre d'éléments lourds avec l'énergie. Je resterai, malgré le fait que ces résultats sont cohérents avec les résultats des 2 chapitres précèdents, prudent sur leur interprétation.

Conclusion

Aujourd'hui, lundi 14 février 2005, l'observatoire Pierre Auger dispose de 631 détecteurs de surface opérationnels et de 12 télescopes, permettant une acquisition en mode hybride. N'ayant pas cessé de croître durant l'année 2004, il aura permis de rassembler près de 100000 événements en mode surface et près de 1000 événements en mode hybride. Il représente aujourd'hui le plus grand détecteur de rayons cosmiques au monde et aura permis d'égaler en moins d'un an de fonctionnement le nombre d'événements enregistrés par l'expérience Fly's Eye durant 10 ans.
Malgré tout, de nombreuses années de prise de données restent nécessaires en vue de percer l'énigme des rayons cosmiques. Quelles sont leurs sources, leurs natures et comment se propagent-ils ? Autant de questions auxquelles devra répondre l'Observatoire Pierre Auger, destiné à fonctionner près de 20 ans.

En attendant l'issue de cette grande aventure initiée par Victor Hess et Pierre Auger, on pourra retenir plus modestement de cette thèse les points suivants :

- la méthode de mesure proposée, utilisant la désintégration des muons dans le détecteur, a conduit à des résultats montrant qu'il est possible de mesurer la hauteur d'eau avec une précision de l'ordre de 5 %. Cette méthode est en cours de déploiement dans le réseau ;
- l'expérience menée sur le détecteur de surface disponible à Orsay a permis pour la première fois de tester la réponse du détecteur à des particules autres que des muons. Cette expérience a permis d'ajuster plus finement les paramètres des simulations des détécteurs de surface ;
- les premières analyses concernant l'extraction du nombre de muons dans les détecteurs de surface indiquent qu'il est possible d'extraire leur nombre absolu avec une résolution de l'ordre de 10 %. L'application de cette méthode sur les données de 2004 comparées aux simulations semble indiquer statistiquement la présence de proton pour une énergie moyenne de $10^{19}\,eV$;
- la corrélation de grandeur comme la structure temporelle du signal dans les détecteurs de surface avec $X_{\max}$ montre qu'il est possible de remonter à la profondeur du maximum de la gerbe et ainsi multiplier par 100 la statistique disponible sur les hybrides. Les résultats préliminaires sur l'évolution du maximum avec l'énergie indiquent un changement de composition du spectre, passant d'éléments lourds autour $3\,10^{17}\,eV$ à légers vers $5\,10^{18}\,eV$;

– la réinterprétation des données de l'expérience Fly's Eye par un nouveau modèle indique que la section efficace de première interaction cosmique-air semble diminuer avec l'énergie. Ce résultat peut être dû à la décroissance du nombre d'éléments lourds avec l'énergie ou à la présence d'une résonance p-p aux alentours de $14\,TeV$ dans le centre de masse.

Annexe A

Première estimation de la géométrie de l'événement

A.1 Point d'impact

Le point d'impact est estimé par le centre de gravité des stations ayant donné un signal, pondérées par la racine carrée du signal :

$$X_{impact} = \frac{\sum_{i=1}^{n} \sqrt{S_i} x_i}{\sum_{i=1}^{n} \sqrt{S_i}} \tag{A.1}$$

$$Y_{impact} = \frac{\sum_{i=1}^{n} \sqrt{S_i} y_i}{\sum_{i=1}^{n} \sqrt{S_i}} \tag{A.2}$$

avec $(x_i,\ y_i)$ les coordonnées de la station i, et S_i l'intégrale du signal dans cette station en VEM.

A.2 Angles d'incidence

On considère que les particules de la gerbe sont contenues dans un plan qui se déplace à la vitesse de la lumière (figure 7.4). Soit $\vec{k}$ le vecteur perpendiculaire à ce plan (vecteur directeur de l'axe de la gerbe), et $\vec{n} = -\vec{k}$. $\vec{n}$ a pour coordonnées $(u,\ v,\ w)$, dans le système de coordonnées (est, nord, altitude), et est normé : $u^2 + v^2 + w^2 = 1$.

La première station est touchée (en 0 figure 7.4) par le plan au temps t_0. On ramène l'origine des temps à t_0 et l'origine des coordonnées aux coordonnées de cette station. Pour chaque station :

$$t_i = t_i - t_0 \tag{A.3}$$

$$x_i = x_i - x_0 \tag{A.4}$$

$$y_i = y_i - y_0 \tag{A.5}$$

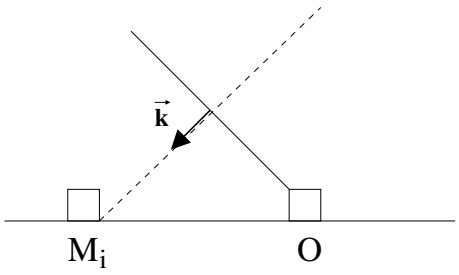


FIG. A.1 – *Plan de gerbe*

Le plan de la gerbe touche la station M_i au temps t_i. La distance entre la station M_i et le plan de la gerbe à t_0 est $d_i = ct_i = -\overrightarrow{OM_i} \cdot \vec{n} = -x_i u - y_i v$. On connaît les t_i et les (x_i, y_i). Pour déterminer u et v, il faut deux équations. Soit on utilise les deux stations ayant le plus de signal :

$$d_1 = -x_1 u - y_1 v \tag{A.6}$$
$$d_2 = -x_2 u - y_2 v \tag{A.7}$$

Soit on multiplie l'équation par x puis par y et on fait la valeur moyenne :

$$\overline{xd} = -\overline{x^2} u - \overline{xy} v \tag{A.8}$$
$$\overline{yd} = -\overline{xy} u - \overline{y^2} v \tag{A.9}$$

avec

$$\overline{xd} = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N} x_i d_i \quad , \quad \overline{xy} = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N} x_i y_i \quad ... \tag{A.10}$$

De u et v on déduit les valeurs de θ et φ

$$u = \sin\theta \cos\varphi \tag{A.11}$$
$$v = \sin\theta \sin\varphi \tag{A.12}$$
$$w = \sqrt{1 - u^2 - v^2} = \cos\theta \tag{A.13}$$

$$\theta = \arccos(w) \tag{A.14}$$
$$\varphi = \arctan(v/u) \tag{A.15}$$

Annexe B

La production de muons

Un pion chargé à une durée de vie $c\tau = 7.8\,m$. Cela entraîne un parcours moyen de :

$$L_D(m) = \frac{E}{0.14}\,7.8 = 56\,E(GeV) \tag{B.1}$$

La longueur d'interaction d'un pion dans l'air est, à basse énergie, $120\,g.cm^{-2}$. La densité de l'air est donnée approximativement par :

$$\rho_{air}(g.cm^{-3}) = 1.2\,10^{-3}\,e^{-\frac{h(km)}{8}} \tag{B.2}$$

La longueur d'interaction devient, indépendamment de E :

$$L_I(h) = \frac{120}{\rho(h)} = 10^3\,e^{\frac{h}{8}}\ m \tag{B.3}$$

Nous savons que l'énergie des pions diminue avec l'altitude. Après la première interaction, $L_D >> L_I$, les pions interagissent à défaut de pouvoir se désintégrer en muons. Les muons commenceront à être produits lorsque la longueur d'interaction L_I sera égale à la longueur de désintégration :

$$L_D = L_I \Rightarrow E = 18\,e^{\frac{h}{8}} \tag{B.4}$$

Dans le cadre du modèle hadronique QGSJet, la multiplicité totale de l'interaction $\pi - Air$ est donnée par :

$$N_{tot} = 5.6\,E_{lab}^{0.222} \tag{B.5}$$

La quantité d'air traversée d'une altitude h à l'infini est donnée par :

$$L_{air}(g.cm^{-2}) = \int_h^\infty 1.2\,10^{-3}\,e^{-\frac{h(Km)}{8}}\,\frac{\mathrm{d}h}{\cos\,\theta} = \frac{1000}{\cos\,\theta}\,e^{-\frac{h}{8}} \tag{B.6}$$

La figure ci-dessous montre que la production de muon est importante autour de $8\,km$ pour une gerbe verticale. En dessous de $6\,km$, le nombre de pions chargés est négligeable, c'est la fin de la gerbe hadronique. Ceci nous permet d'obtenir l'énergie moyenne des muons, environ $20\,GeV$. La figure B.1 nous montre qu'aux énergies auxquelles nous nous intéressons, le nombre moyen d'interactions hadroniques est d'environ 3 ou 4.

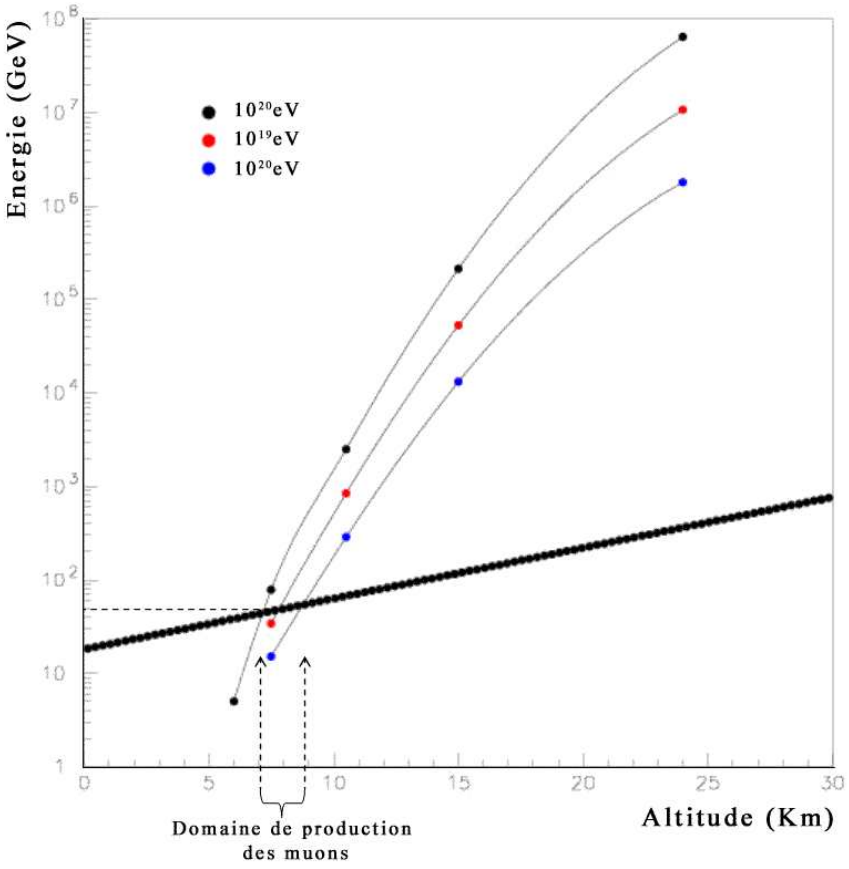


FIG. B.1 – *Altitude d'émission des muons et nombre d'interactions*

Bibliographie

[1] V.Hess, Phys. Zeits. 12, 998 (1911).

[2] V.Hess, Phys. Zeits. 13, 1084 (1912).

[3] G.Pfotzer, Z.Phys. 23,102 (1936).

[4] P.Auger et R.Maze, Compte rendu de l'académie des sciences 207, 228 (1938).

[5] J.Linsley, Phys. Rev. Lett. 10, 146 (1962).

[6] A.A.Penzias et Wilson ApJ, Vol. 142, p.419 (1965).

[7] K.Greisen Phys. Rev. Lett., vol.16, p.748 (1966).

[8] G.T.Zatsepin et V.A.Kuz'min JETP Lett., vol. 4,p. 78 (1966).

[9] Günter Sigl et Al, Physical Review D, 59 (1998) 043504.

[10] Sreekumar et Al, ApJ, 494, 523-534 (1998).

[11] A.Ringwald arXiv :hep-ph/0111112 v1 9 nov (2001).

[12] F.Hoyle and J.V.Nnarlikar,Proc. R. Soc. london A282, 191(1964) ; A294, 138 (1966).

[13] J.M.LoSecco and G.J.Matthews, Y.Wang : Physical Review D, Vol 64,123002.

[14] G.Pelletier, Physics and astrophysics of ultra-high energy cosmic rays., ed. Springer.

[15] Rowan-Robinson (1976),ApJ,213,635.

[16] Scheuer and Readhead (1979),Nature,277, 182.

[17] Orr and Browne (1982), MNRAS, 200, 1067.

[18] Barthel (1989), ApJ, 336, 606.

[19] J.van Paradijs et Al, "Gamma Ray Bursts Afterglows", Ann. Rev. Astron. Astroph., Vol 38, p.379 (2000).

[20] M.Cusker et Winn, Il Nuovo Cimento, 28, 175 (1963).

[21] M.Laurence, R.Reud, et A.Watson, J.Phys. G 17, 773 (1991).

[22] B.Afanasiev, dans tokyo Workshop on Techniques for the Study of Extrenely High Energy Cosmic Rays, pages 35+ (1993).

[23] H.Ohoka et Al, Nucl. Instr. And Methods. Phy. Res. A 385, 268 (1996).

[24] R.Battrusaitis, Nucl. Instr. And Methods. Phy. Res. A 240, 410 (1985).

[25] D.J.Bird et Al, Astrophys. J. 441, 144 (1995).

[26] The Auger Colaboration, Pierre Auger Project Design Report, Fermilab (1996).

[27] http ://www-ta.icrr.u-tokyo.ac.jp/

[28] http ://www.ifcai.pa.cnr.it/ifcai/airwatch.html

[29] http ://www.euso-mission.org/

[30] http ://owl.uah.edu/

[31] S.Swordy, communication privée.

[32] M.Takeda et Al., Phys. Rev. Lett., 81, 1163 (1998),arXiv :astro-ph/9807193.

[33] T.K.Gaiser et Al., Cosmic-ray composition around $10^{18}\,eV$,Physical Review D, vol. 47, pp.1919-1932 (1993).

[34] D.Bird et Al, Evidence for correlated changes in the spectrum and composition of cosmic rays at extremely high energies, Physical Review Letters, Vol. 71, pp.3401-3404 (1993).

[35] N.Hayashida et Al. Muons ($\geq 1\,GeV$) in large extensive air showers of energies between $10^{16.5}\,eV$ et $10^{19.5}\,eV$ observed at Akeno, J. Phys. G, Vol. 21, pp.1101-1119 (1995).

[36] N.Hayashida et Al, The anisotropy of the cosmic ray arrival direction around $10^{18}\,eV$, Astropart. phys., Vol. 10, pp. 303-311 (1999).

[37] D.Bird et Al, Study of Broad-Scale Anisotropy of Cosmic-Ray Arrival Directions from 2×10^{17} to 10^{20} Electron Volts from Fly's Eye Data, ApJ, Vol. 511, pp. 739-749 (1999).

[38] T.K.Gaisser, Cosmic Rays and Particle Physics, (Cambridge : Cambridge Univ. Press, 1990), Chap. 17

[39] L.D. Landau and I.J. Pomeranchuk, Dokl. Akad. Nauk SSSR, 92, 1953, 535-735, Egalement disponible en anglais dans *The Collected Papers of L.D. Landau*, Pergamon Press (1965).

[40] A.B. Migdal, Phys. Rev., 103 (1956), 1811.

[41] Xavier Bertou, L'Observatoire Pierre Auger : Vers la détection de Photons et de Neutrinos à Ultra Haute Energie ?, Université Paris VII, (2001).

[42] P.S. Allison et al., Surface Detector calibration in the Engineering Array, gap2002-028, (2002).

[43] X. Bertou, Calibration and Monitoring of the Pierre Auger Surface Detectors, 28^e ICRC, (2003), Tsukuba.

[44] Z. Szadkowski and D. Nitz, A PLD Implementation for the Pierre Auger Observatory Collaboration, 27^e ICRC, 2001, Hamburg

[45] E.Cormier, Propriétés des Rayons Cosmiques d'Ultra Hautes Energies détéctés à l'Observatoire Pierre Auger, thèse (2003).

[46] N.Playez, Détéction Hybride des Rayons Cosmiques d'Ultra Hautes Energies avec l'Observatoire Pierre Auger, thèse (2004).

[47] Geant 4, A simulation toolkit, Nucl. Instr. and Meth. A 506 (2003) 250-303.

[48] Sylvie Dagoret-Campagne, note interne, Gap-Note (2002) 072.

[49] Note interne.

[50] Clementina Medina, Xavier Bertou, note interne, Gap-Note (2003) 091.

[51] P.Bauleo et Al., Nucl. Instr. and Meth. A 463 (2001) 175.

[52] S.Ranchon et Al., Nucl. Instr. and Meth. A Vol 538/1-3 pp 483-495 (2005).

[53] S.Ranchon et M.Urban, Note interne, Gap Note 2003-104.

[54] Pierre Billoir, Gap note (2004) 010, Indirect Measurement of X_{max} with the Surface Detector.

[55] S.J.Sciutto 2002, AIRES User's Manual and Reference Guide, vers. 2.6.0, http ://www.fisica.unlp.edu.ar/auger/aires/.

[56] J.Knapp ArXiv : astro-ph/0206414 v1 24 Jun 2002, http ://ik1au1.fzk.de/ heck/corsika/.

[57] N.N. Kalmykov, S.S. Ostapchenko, Yad. Fiz. 56 (1993) 105.
N.N. Kalmykov, S.S. Ostapchenko, Phys. At. Nucl. 56 (3) (1993) 346.
N.N. Kalmykov, S.S. Ostapchenko, A.I. Pavlov, Bull. Russ. Acad. Sci. (Physics) 58 (1994)1966.
N.N. Kalmykov, S.S. Ostapchenko, A.I. Pavlov, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 52B (1997).

[58] R.S. Fletcher, T.K. Gaisser, P. Lipari, T. Stanev, Phys. Rev. D 50 (1994) 5710.
J. Engel, T.K. Gaisser, P. Lipari, T. Stanev, Phys. Rev. D 46 (1992) 5013.

[59] Bock et al, Nucl. Instr. And Methods. 186 (1981) 533).

[60] Hillas, A.M., Proc. of the Cosmic Ray Workshop, Univ. of Utah, ed. T.K. Gaisser, Bartol Res. Foundation of the Franklin Inst. Univ. of DE, Newark, DE 16 (1983).

[61] Rossi, B., High Energy Particles, Prentice-Hall Inc., Englewood Cliffs, N.J., Chapt. 5 (1952).

[62] H.H. Mielke et al., J. Phys. G : Nucl. Part. Phys. 20 (1994) 637.

[63] G.B. Yodh et al., Phys. Rev. D 27, (1983) 1183.

[64] M. Honda et al., Phys. Rev. Lett. 70 (1993) 525.

[65] M. Aglietta et al., (EAS-TOP Collaboration), Proc. 26th Int. Cosmic Ray Conf., Salt Lake City, (USA) HE 1.3.04 (1999).

[66] E. Fermi, On the Origin of the Cosmic Radiation, Phys. Rev., 75 (1949), 1169.

[67] W.I. Axford et al., 15^e ICRC, Plovdiv, 11 (1977), 132.

[68] A.R. Bell, Mon. Not. R. Astr. Soc., 182 (1978), 443.

[69] R.D. Blandford and J.P. Ostriker, ApJ Lett., 221, 1978, L29-L32, Particle acceleration by astrophysical shocks.

[70] R.Sina et al, High energy cosmic-rays from gamma-ray burst sources : A stronger case, astro-ph/0210638v1, (2002).

Table des figures

1.1 Photo d'un éléctroscope 3
1.2 Découverte du rayonnement cosmique en 1912 par Victor Hess 4
1.3 Section efficace de photoproduction de pions sur des protons 5
1.4 Evolution de l'énergie des protons lors de leur propagation dans le CMB . 7
1.5 Longueur d'interaction des photons sur différents fonds de radiation 8
1.6 Fraction d'impulsion emportée par le proton dans la désintégration du Z^0 . 9
1.7 Flux différentiel de neutrinos 10
1.8 Estimation de la masse des neutrinos 11
1.9 Mesure de T_{CMB} pour differents z 12
1.10 Diagramme de Hillas 13
1.11 Schéma d'une Galaxie à Noyau Actif 14
1.12 Cygnus A : radiogalaxie de type FR II 15
1.13 Répartition dans le ciel des sursauts gamma enregistrés par BATSE 16
1.14 Image des téléscopes de l'expérience Fly's Eye (phase 1) 19
1.15 Flux des rayons cosmiques sur 13 ordres des grandeur [31] 20
1.16 Extrémité du spectre des rayons cosmiques 21
1.17 Comparaison de la composition des rayons cosmiques aux basses énergies aux abondances solaire. 22
1.18 Le détecteur KASCADE 23
1.19 Résultats de KASCADE au PeV et au delà 24
1.20 Directions d'arrivée des rayons cosmiques au-dessus de $4\,10^{19}\,eV$ enregistrés par AGASA 26

2.1 Développement schématique d'une gerbe atmosphérique 30
2.2 Section efficace totale pour des photons 31
2.3 Détection d'un ν_τ interagissant par courant chargé dans la Terre. 32
2.4 Taux de production de lumière de fluorescence pour des éléctrons 33
2.5 Spectre de fluorescence de l'Azote 33
2.6 Contamination de la lumière reçue par le détecteur de fluorescence. 35
2.7 Vue du dessus d'un oeil de mouche. 35
2.8 Gauche : photo de la caméra positionnée dans le plan focal du télécope ; Droite : photo du 1er bâtiment construit en 2002, Los-Leones, ainsi que l'antenne de communication associée 36

2.9 Les cinq figures de base pour le déclenchement d'un T2 FD. 36
2.10 Système de calibration par drum. 37
2.11 Le Central Laser Facility. 37
2.12 Visualisation d'un événement stéréo 38
2.13 Reconstruction géométrique. 38
2.14 Profil d'un évenement réel 39
2.15 A gauche, plan du site sud. les points rouges représentent les cuves à effet Cherenkov et les lignes vertes délimitent les champs de vision des télescopes. A droite, une cuve du détecteur de surface 40
2.16 Schéma du système d'aquisition d'une station locale 41
2.17 Exemples de configuration de détecteurs dans un trigger 42
2.18 Evénement 255146 43
2.19 Erreur systématique en cas d'ajustement plan. 44
2.20 Exemple d'ajustement du rayon de courbure pour un événement simulé. A gauche, l'axe est determiné par un ajustement plan et à droite, il est determiné dans l'ajustement du rayon de courbure [45]. 45

3.1 Modèle de cuve 53
3.2 100 muons de 1 GeV 54
3.3 1000 électrons de 10 MeV 55
3.4 $\gamma e/h$ en fonction de la hauteur d'eau pour différent types de particules . . 57
3.5 Distribution latérale du signal engendré par une gerbe de proton de $10^{19}\,eV$ [26]. 57
3.6 Mesure du temps de décroissance en fonction de la hauteur d'eau effectuée sur une cuve test 58

4.1 Spectre de Michel 62
4.2 Mesure du signal intégré (en ADC) sur les 3 Pmt en fonction de h(cm) pour la cuve Laura 63
4.3 Distribution de la différence en temps (ns) entre 2 pics consécutifs 65
4.4 Distribution des différences en temps (ns) entre 2 pics consécutifs après suppression des After Pulses 66
4.5 Distribution de la différence en temps (ns) entre 2 pics consécutifs (bleu) après coupure sur la valeur de l'intégrale du premier signal 67
4.6 Spectre en énergie des électrons de désintegration 67
4.7 Distribution de l'amplitude du signal intégré des évènements provenant des Slows Buffers 68
4.8 Résultats pour 42 cuves de pré production 69
4.9 Niveau d'eau dans les cuves de pré production après correction (m) 70

5.1 Distribution de l'énergie cinétique des particules au sol pour une gerbe de protons à $10^{19}\,eV$ 71
5.2 Schéma du spectromètre au dessus de la fenêtre du Pmt 2 de la cuve d'Orsay 72

5.3 Le spectromètre, avant son installation dans la cuve d'Orsay, fixé sur le couvercle du Pmt 2. 73
5.4 Taux de comptage des électrons sortant du spectromètre en fonction de leur énergie cinétique 74
5.5 Moyenne sur 2000 traces de Muons montrant une décroissance exponentielle du signal en fonction du temps 75
5.6 Distribution de l'intégrale de la trace FADC des muons dans la fenêtre $50 - 250\,ns$ 75
5.7 Histogramme de l'intégrale, pour une trace ADC de photoélectron unique, entre 300 et $500\,ns$ 76
5.8 Moyenne temporelle des signaux de photoélectrons 78
5.9 Distribution des temps d'arrivée s des photoélectrons pour des électrons de $2\,MeV$ 79
5.10 Exemple d'histogramme du pulse maximum pour des électrons de $2\,MeV$ dans la fenêtre $50 - 250\,ns$ 80
5.11 Exemple d'histogramme du pulse maximum pour des électrons de $2\,MeV$ dans la fenêtre en temps 300 à 500 ns 80
5.12 Nombre de photoélectrons en fonction de l'énergie cinétique de la particule chargée incidente 81

6.1 Signal d'un muon dans le détecteur 92
6.2 Distribution de la somme du plus grand signal différentiel. 93
6.3 Illustration de l'étape 2. 94
6.4 Détecteurs de surface touchés par un évenement. 95
6.5 Différence entre les signaux de chaque photomultiplicateur et leurs moyennes, pour le détecteur 227. (Evénement réel) 95
6.6 Valeur des asymétries pour chaque photomultiplicateur et détecteur sur un événement réel. 96
6.7 Valeur des asymétries pour chaque photomultiplicateur et détecteur sur un événement réel. 97
6.8 Asymétrie en fonction de l'angle azimuthal. La simulation à été faite muon par muon. 97
6.9 Spectre en amplitude de l'intégrale de la trace d'un trigger muon. 99
6.10 Ratio du nombre reconstruit de muons sur le vrai nombre de muons (μ_{rec}/μ_{vrai}) en fonction de la distance perpendiculaire à l'axe D_{perp}. 100
6.11 Distribution du rapport μ_{rec}/μ_{vrai} après la correction parabolique 100
6.12 Rapport du nombre de muons reconstruit sur le vrai nombre de muons (μ_{rec}/μ_{vrai}) en fonction de la distance perpendiculaire à l'axe D_{perp} 101
6.13 Distribution du rapport μ_{rec}/μ_{vrai} après la correction parabolique 102
6.14 Estimation du nombre de muons dans un événement réel. 103
6.15 $\log 10(\mu/signal)$ en fonction de la distance perpendiculaire à l'axe 103

7.1 Schématisation d'une gerbe et de l'influence du maximum sur la structure temporelle. 106
7.2 Temps d'arrivée des particules en fonction de la distance à la gerbe 107
7.3 Biais entre l'énergie SD et FD, puis distribution de $X_{\max}$ pour $< E >= 5\,10^{17}\,eV$ 108
7.4 Points d'impact des événements hybrides sur le réseau 109
7.5 Schématisation de l'asymétrie amont aval dans les détecteurs de surface. . 110
7.6 Corrélation entre $X_{\max}$(FD) et R_t 110
7.7 Précision sur la détermination de $X_{\max}$ via le temps de montée 111
7.8 Corrélation entre $X_{\max}$(FD) et F_t 111
7.9 Précision sur la détermination de $X_{\max}$ via le temps de descente 111
7.10 Corrélation entre $X_{\max}$(FD) et $R_t + F_t$ 112
7.11 Précision sur la détermination de $X_{\max}$ via la largeur typique du signal à $1000\,m$ 112
7.12 Corrélation entre $X_{\max}$(FD) et b, l'exposant de la LDF 113
7.13 Corrélation entre $X_{\max}$(FD) et R_{courbure} 113
7.14 Profondeur du maximum de la gerbe ($X_{\max}$) en fonction de l'énergie 114
7.15 Profondeur du maximum de la gerbe ($X_{\max}$) en fonction de l'énergie 115

8.1 $X_{\max}$ fonction de Log10(E). Les bandes correspondent aux bornes à 68 % de la distribution 117
8.2 Exemple de distribution de $X_{\max}$ avec un ajustement exponentiel de la queue de distribution 118
8.3 Profil longitudinal pour une gerbe de proton de $100\,GeV$ 120
8.4 Schématisation du développement d'une gerbe hadronique dans l'atmosphère 121
8.5 Profil de la cascade EM des différents π^0 pour différentes énergies 122
8.6 Schématisation de "l'effet MATRIOCHKA" 123
8.7 $\Delta X_{\max}$ en fonction de l'élasticité 127
8.8 $X_{\max}$ en fonction de l'énergie incidente 128
8.9 $X_{\max}$ en fonction de l'énergie incidente + Matriochka 128
8.10 Distribution de la multiplicité totale de la première interaction 130
8.11 Représentation schématique de la première interaction 130
8.12 PDF de $X_{\max}$ pour 2 valeurs de F_{inel} 132
8.13 Distribution de l'élasticité (Sibyll et QGSJet) à $10^{18}\,eV$ et à $10^{20}\,eV$ 132
8.14 Ajustement des fluctuations de Xmax. 133
8.15 Distribution de $X_{\max}$ à $< E >= 4\,10^{17}\,eV$, $7.5\,10^{17}\,eV$ et $2\,10^{18}\,eV$. Données Flye's Eye 134
8.16 Section efficace cosmique-air vs énergie 134

A.1 Plan de gerbe 142

B.1 Altitude d'émission des muons et nombre d'interactions 144

Remerciements

Je voudrais tout d'abord remercier Messieurs François Richard et Bernard d'Almagne pour m'avoir accueilli au sein du Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire.

Je tiens à remercier également Monsieur Etienne Augé, qui s'est toujours soucié du bon déroulement de ma thèse et qui a toujours été disponible pour répondre à mes questions.

Je remercie Monsieur Gérard Smadja d'avoir accepté de faire partie de mon jury de thèse et plus particulièrement Madame Sylvie Lees-Rosier et Monsieur Pierre Billoir pour avoir accepté d'être rapporteurs.

Merci à Alain Cordier d'avoir accepté de diriger cette thèse, et de m'avoir permis de travailler dans les meilleures conditions.

Je voudrais maintenant remercier quelqu'un qui compte énormément pour moi, quelqu'un qui m'a beaucoup apporté, Marcel URBAN. Merci de ne jamais avoir compté ton temps pour répondre à mes innombrables questions, merci de m'avoir mis sur le chemin de ce que l'on n'apprend pas dans les livres ! Je n'oublierai pas ces 3 années de travail dans la bonne humeur que j'ai passées avec toi.

J'ai également une pensée pour l'ensemble des personnes avec qui il a été agréable de travailler, Jean Noël et ses précieux conseils, Sylvie, Paul, Estelle, Nathalie, Cécile mais aussi Jocelyne et Geneviève pour leur éternelle gentillesse.

Je voudrais aussi remercier Darko pour tous ses conseils très précieux, pour sa gentillesse et sa présence au quotidien. Il a été pour moi plus qu'un collègue de travail, un "grand frère de la physique". (Dober informatik si)

Bien sûr, je remercie également toute la collaboration Auger, j'ai toujours eu affaire à des personnes très disponibles et sympathiques. Et plus particulièrement je remercie les équipes françaises, pour les collaborations (de tous types) que nous avons pu mener ensemble.

Je voudrais maintenant remercier mes Parents pour tout ce qu'ils ont fait pour moi. Je ne trouverais probablement pas de mots suffisamment forts pour leur témoigner toute ma reconnaissance, toute ma gratitude pour cette si précieuse aide qu'ils ont su m'apporter jour après jour, épreuve après épreuve.
Merci Papa, Merci Maman

Bien sûr de très fortes pensées vont pour mes Grands Parents (maternels et parternels) et tout particulièrement à mon Grand père (Paul) qui m'a appris à m'émerveiller de ce qui

m'entoure, qui m'a donné envie d'être curieux.

Merci à Jean Sébastien pour son amitié de toujours, et son soutien. Merci Monsieur Tauth de m'avoir fait rêver en me parlant de cet Univers qui vous passionne, de m'avoir transmis cet amour de la Physique.

Pour terminer, toute ma reconnaissance va vers mon amie Gwenael (Soopy). Merci d'avoir été là, d'avoir su m'écouter quand j'en avais besoin, merci d'avoir donné sans rien attendre en retour.
Merci.

Résumé

Depuis plus de 30 ans, des réseaux de détecteurs au sol ont observé une dizaine de rayons cosmiques d'origine probablement extragalactique, dont les énergies excèdent $10^{20}\,eV$.
L'Observatoire Pierre AUGER, actuellement en construction en Argentine, a été spécialement conçu pour éclaircir le mystère de leur origine. La première partie de cette thèse a été consacrée à l'exposé de la problématique physique et aux techniques de détection utilisées. La partie suivante traite du développement d'un nouvel outil de mesure du niveau d'eau dans les détecteurs de surface et de la mise en œuvre d'une expérience de calibration des détecteurs à des électrons de quelques MeV.
Puis finalement, 3 chapitres sont consacrés à l'exposé de nouvelles méthodes d'analyses visant à déterminer la composition du rayonnement cosmique primaire et à étudier les phénomènes physiques qui ont lieu dans le développement des gerbes dans l'atmosphère.

Mots clés : rayons cosmiques, gerbes atmosphériques, Observatoire Pierre Auger, composition RCUHE.

Abstract

For more than 30 years, networks of detectors on the ground have observed ten cosmic rays of probably extragalactic origin, whose energies exceed $10^{20}\,eV$.
The Pierre AUGER Observatory, currently in construction in Argentina, was especially designed to clear up the mystery of their origin.
The first part of this thesis describes physical problems and the techniques of detection used.
Next comes the calibration part. It is approached through :

- The development of a new method to survey the water level ;
- The setting up of an experiment to measure the surface detector response to electrons of a few MeV.

Then, finally, 3 chapters are devoted to expose new methods of analyses aiming determining the composition of the primary cosmic rays and at studying the physical phenomena which take place in the development of the showers in the atmosphere.

Keywords : cosmic rays, atmospheric showers, Pierre Auger Observatory, mass composition