



HAL
open science

A la recherche des énergies extrêmes : détection des rayons cosmiques avec l'Observatoire Pierre Auger

Pierre da Silva

► **To cite this version:**

Pierre da Silva. A la recherche des énergies extrêmes : détection des rayons cosmiques avec l'Observatoire Pierre Auger. Astrophysique [astro-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2004. Français. NNT: . tel-00008749

HAL Id: tel-00008749

<https://theses.hal.science/tel-00008749>

Submitted on 11 Mar 2005

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

N° d'ordre : LPNHE-2005-02

THÈSE

présentée

devant l'Université de Paris 6

pour obtenir

le grade de DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS 6
spécialité ASTROPHYSIQUE DES PARTICULES

par

Pierre DA SILVA

A la recherche des énergies extrêmes : détection des rayons cosmiques avec l'Observatoire Pierre Auger

Directeur de thèse :
Pierre BILLOIR

Soutenue le 06 décembre 2004 devant la Commission d'examen

M.	Jean-Eudes	AUGUSTIN
M.	Pierre	BILLOIR
M.	Gérard	FONTAINE
M.	Jean-Michel	BRUNET
M.	Philip	TUCKEY
M.	Michael	JOYCE

N° d'ordre : LPNHE-2005-02

THÈSE

présentée

devant l'Université de Paris 6

pour obtenir

le grade de DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS 6
spécialité ASTROPHYSIQUE DES PARTICULES

par

Pierre DA SILVA

**A la recherche des énergies extrêmes :
détection des rayons cosmiques avec
l'Observatoire Pierre Auger**

Directeur de thèse :
Pierre BILLOIR

Soutenue le 06 décembre 2004 devant la Commission d'examen

M.	Jean-Eudes	AUGUSTIN
M.	Pierre	BILLOIR
M.	Gérard	FONTAINE
M.	Jean-Michel	BRUNET
M.	Philip	TUCKEY
M.	Michael	JOYCE

A Blandine, toujours dans la fosse aux lions

*Quand nous désirons quelque chose,
l'Univers entier conspire en notre faveur.*

Paulo Coelho, *Manuel du Guerrier de la Lumière*

*Et la vie elle-même m'a confié
ce secret : "Voici, m'a-t-elle dit, je suis
ce qui doit toujours se surmonter soi-même."*

(De la victoire sur soi-même, II)
Friedrich Nietzsche, *Ainsi parlait Zarathoustra*

Regards épars, tendus vers un avenir prometteur
Entrant dans la bulle, pleins de confiance et d'ardeur
Méritant leur salaire à la sueur de leurs doigts cornés
Et rarement plus par la ferveur de leur cerveau enfiévré
Rappelons-nous encore de ces gens devenus docteurs
Chaînon manquant manqué entre étudiant et chercheur
Investi scientifiquement de la plus grande des croisades
Exultative devant les résultats de ses petits camarades
Mon ami doctorant, ne désespère pas des tiens plus traîtres
En vérité, insectes et coquilles finiront par disparaître
Nourris-toi d'espoir et des pages immaculées verront le jour
Ta thèse terminée, tu renaîtras au monde, plus léger et plus lourd
Soutenance, soutenance, quand les délivreras-tu ?

Étant maintenant devenu docteur, je pense qu'aucune expérience terrestre, quelle qu'elle soit, n'est plus inaccessible, à nous autres parvenus. La physique actuelle portant en elle-même une grande part de philosophie, je vous ferai grâce d'exactions supplémentaires en la matière. Cependant, après avoir rédigé quelques centaines de pages avec un style plus que prosaïque, j'ai décidé de rétablir l'équilibre naturel rompu par cet exercice. Le résultat en est donné en introduction de ces remerciements, et compense comme il se doit les choses. En rajouter ne ferait que rompre de nouveau l'équilibre, mais dans l'autre sens.

C'est ici usuellement que l'on remercie donc plus ou moins chaudement les différentes personnes qui ont eu un impact plus ou moins direct sur la rédaction du manuscrit de thèse. Je vais donc tout d'abord me serrer vigoureusement la main et me féliciter d'avoir fait du bon travail en me tapant dans le dos. Ensuite, ne voulant léser personne par un oubli malheureux et insultant, je me bornerai à remercier dans leur ensemble les susdits. En effet, une liste exhaustive pourrait rapidement devenir très longue, puisque je me verrais dans l'obligation de remercier les vendeurs de sandwiches grecs et une grande marque de café soluble.

Quelques exceptions viennent pourtant rompre cette règle, du fait de l'indubitable influence de ces personnes sur cette étonnante réussite sociale que représente le grade de docteur.

Le premier incontournable est Jean-Eudes Augustin, directeur du LPNHE, qui malgré une intense utilisation des photocopieuses et des imprimantes (y compris les imprimantes couleur), m'a accueilli d'une part dans son laboratoire (grand bien lui en fasse), et m'a permis d'autre part d'y accomplir plusieurs choses, en outre un DEA, un stage, une thèse et une mission supplémentaire. J'espère qu'après cela il ne m'en voudra pas (trop) de continuer à errer dans les couloirs.

Antoine Letessier-Selvon, chef charismatique du groupe du CDAS, et exigeant meneur de troupes. A ne ranger dans aucune catégorie sous peine de sévères représailles. Un directeur de recherches à juste titre pourtant très humain et attentif. Il m'a fait confiance dès le départ et j'espère le lui avoir bien rendu. Je lui dois beaucoup plus que ma thèse.

Directeur de thèse, disponible, professeur, très grand sens physique, encyclopédie vivante, toujours enthousiaste, travailleur acharné, aussi performant qu'un processeur cadencé à 3 GHz, je ne pense pas pouvoir trouver tous les noms et adjectifs permettant de décrire convenablement Pierre Billoir. J'ai énormément appris avec lui, et j'aurais encore énormément à apprendre. J'espère que l'analyse présente dans cette thèse, bientôt ou déjà obsolète, aura au moins effleuré son niveau de compétences. De très grands mercis à toi et à Antoine.

Après tant de temps passé au LPNHE (bientôt 5 ans, peut être un peu plus), il serait ingrat de ma part de ne pas au moins en saluer les autres chercheurs (toutes catégories confondues), professeurs, maîtres de conférences, ingénieurs, techniciens, personnel administratif, émérites, post-docs, aters, doctorants, ex-thésards, étudiants et autres invités ou personnes de passage. Un merci particulier à la joyeuse bande de thésards, des travailleurs pourtant acharnés, une équipe sans cesse renouvelée et toujours aussi animée (amis boulets, bonjour!). Merci aussi à l'équipe informatique qui endure tous les jours les exigences et les problèmes du laboratoire.

Le fait d'appartenir à la collaboration Auger est déjà en soi un immense privilège : évoluer dans une expérience plus que passionnante, où toutes les interprétations sont encore possibles, en collaboration plus ou moins sereine (une saine compétition motive parfois les recherches) avec d'autres groupes internationaux, tomber en adoration devant les immenses plaines d'Argentine contrastées par la Cordillère des Andes en toile de fond...

Je tiens à remercier malgré tout les chercheurs des groupes français et étrangers avec qui j'ai partagé plus que d'agréables moments ("Fabrice Cohen, over") en France et dans les magnifiques paysages de la Pampa, les argentins et argentines pour leur immense gentillesse et leur incroyable joie de vivre, et également les nombreuses vaches qui se sont sacrifiées pour faire avancer la science.

A chacun des membres de ma famille, tout cela c'est aussi un peu pour vous que je l'ai fait et j'espère que vous en retirez autant de fierté que moi que d'appartenir à notre belle et grande troupe.

Merci à toutes les autres personnes qui m'ont accompagné dans ma longue aventure estudiantine.

Enfin, à toi mon avocate préférée, mon manquement à toutes les règles, mon compagnon d'armes et la plus belles entre toutes. La place d'honneur qui te revient t'a déjà été octroyée, avec, je l'espère, toute l'estime qui t'es dûe...

Bien. Maintenant que vous vous apercevez vous être trompé en pensant lire seulement les remerciements pour voir si votre nom y apparaissait, comme la majorité des personnes qui auront eu ma thèse entre les mains d'ailleurs, vous pouvez pousser plus loin votre lecture en attaquant avec enthousiasme l'introduction, et plus loin encore lorsque vous vous découvrirez un intérêt nouveau pour l'astrophysique des particules, dénomination beaucoup moins barbare que ce qu'il peut paraître. Très bonne lecture.



La route est longue...

Introduction

L'un des moyens de sonder l'Univers local nous est fourni par les rayons cosmiques, ces particules plus ou moins lourdes qui peuvent traverser l'espace Galactique et même extragalactique, et qui nous permettent d'appréhender le fonctionnement et la distribution des objets astrophysiques potentiellement accélérateurs. Or, les questions fondamentales dans la physique des rayons cosmiques d'ultra haute énergie sont toujours les mêmes : "d'où viennent-ils?", et plus particulièrement, "comment sont-ils accélérés à de telles énergies?". Nous ne sommes en effet toujours pas capables de répondre à ces questions vieilles de plus de 30 ans.

Depuis l'émergence de cette discipline particulière qu'est l'astrophysique des particules, les expériences mesurant les énergies les plus extrêmes se sont succédé, avec plus ou moins de succès. Non seulement la détection de la particule par le biais de la cascade qu'elle produit dans l'atmosphère représente une gageure (aux plus hautes énergies, une particule par siècle et par km^2 est attendue), mais de plus la détermination des caractéristiques de cette particule, comme sa direction d'arrivée et son énergie, n'est pas aisée et dépend des modèles utilisés : de multiples paramètres entrent en jeu (composition chimique de la particule primaire, fluctuations importantes du premier point d'interaction avec l'atmosphère et lors du développement de la cascade, réponse des détecteurs...) et complexifie grandement le problème. Les techniques de détection et d'analyse se sont néanmoins affinées au cours des années, ce qui a permis de produire des résultats intéressants mais pas encore concluants.

L'Observatoire Pierre Auger vient donc prendre la relève et dispose de l'expérience de ses prédécesseurs et des nouvelles technologies pour continuer cette quête et essayer de trancher sur l'un des points les sensibles, la présence d'une coupure à haute énergie dans le spectre des rayons cosmiques.

Nous allons tout d'abord présenter dans cet ouvrage ces rayons cosmiques particuliers, en introduisant certains des modèles de production imaginés par les théoriciens, le transport de ces particules jusqu'à la Terre, et leur dégradation dans l'atmosphère, grâce à laquelle elle sont détectables, et ce de plusieurs manières.

Nous décrirons la phénoménologie des gerbes atmosphériques afin de mieux pouvoir comprendre leur détection effective par le réseau de surface d'Auger et reproduire la distribution des particules secondaires de la cascade au sol, afin de déterminer avec précision les angles d'arrivée et l'énergie du primaire, en tachant de réduire au mieux les erreurs systématiques.

Nous nous attacherons à montrer en détail le travail effectué pour développer des méthodes et des outils d'analyse efficaces et précis, qui pourront être testés et améliorés lorsque l'accumulation de statistiques aux plus hautes énergies sera suffisante. Les résultats présentés ici avec les données enregistrées par l'Observatoire ne sont que préliminaires et ne reflètent que la volonté de maîtriser tout d'abord les outils. Ceux-ci vont déjà permettre de répondre dans un futur très proche à notre première question.

Chapitre 1

Les Rayons Cosmiques d'Ultra Haute Énergie

Au début du vingtième siècle, les scientifiques se rendirent compte que le rayonnement présent dans l'environnement était plus fort que ce qui était attendu, en provenance des sources de radioactivité naturelle. En 1912, le scientifique allemand Victor Hess effectua plusieurs vols en ballon avec des électroscopes (chambres à ionisation). Il observa que le rayonnement s'intensifiait avec l'altitude, et en conclut que celui-ci ne pouvait venir que de l'espace, le rayonnement du sol n'agissant plus à de telles distances (5000 mètres). Ce rayonnement fut surnommé "rayonnement cosmique" par Robert Millikan en 1925.

En 1938, Pierre Auger et ses collaborateurs observèrent des coïncidences en temps entre plusieurs détecteurs de particules séparés de plusieurs mètres. Auger émit alors l'hypothèse selon laquelle les particules détectées au sol étaient les constituants de gerbes atmosphériques, des cascades de particules initiées par des rayons cosmiques traversant l'atmosphère terrestre. Auger put alors estimer l'énergie de ces gerbes, en jouant sur la distance entre les détecteurs, et en déduit que le spectre en énergie des rayons cosmiques devait aller au-delà de 10^{15} eV.

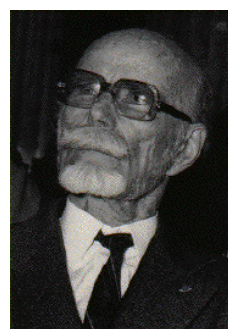


FIG. 1.1 – “Les pères” des rayons cosmiques. A gauche : Victor Hess avant un des vols pendant lesquels il découvrit le rayonnement cosmique. A droite : Pierre Auger.

Aujourd'hui, l'observation d'événements autour de 10^{20} eV reste encore une énigme. Une partie de la compréhension des rayons cosmiques d'ultra haute énergie passe par l'étude de leurs interactions dans l'espace et l'atmosphère, qui nécessite l'utilisation de simulations faisant appel à des calculs de Monte Carlo précis. Les sites de production et les moyens pour engendrer ces cosmiques sont beaucoup plus difficiles à cerner, car nous avons pour l'instant trop peu d'informations pour contraindre les nombreux modèles existants.

1.1 Flux et détection des rayons cosmiques

Les rayons cosmiques sont des particules produites par des mécanismes astrophysiques plus ou moins violents. Ce sont surtout des nucléons, des noyaux atomiques du plus léger au plus lourd des éléments. Les protons constituent la grande majorité des rayons cosmiques, à toutes les énergies. Une petite fraction (0,1%) est représentée par des photons.

1.1.1 Le spectre des rayons cosmiques

Le spectre des rayons cosmiques est assez bien décrit par une loi de puissance inverse en énergie, avec un flux différentiel donné par :

$$\frac{dN}{dE} = E^{-n}, \quad (1.1)$$

n étant l'indice spectral.

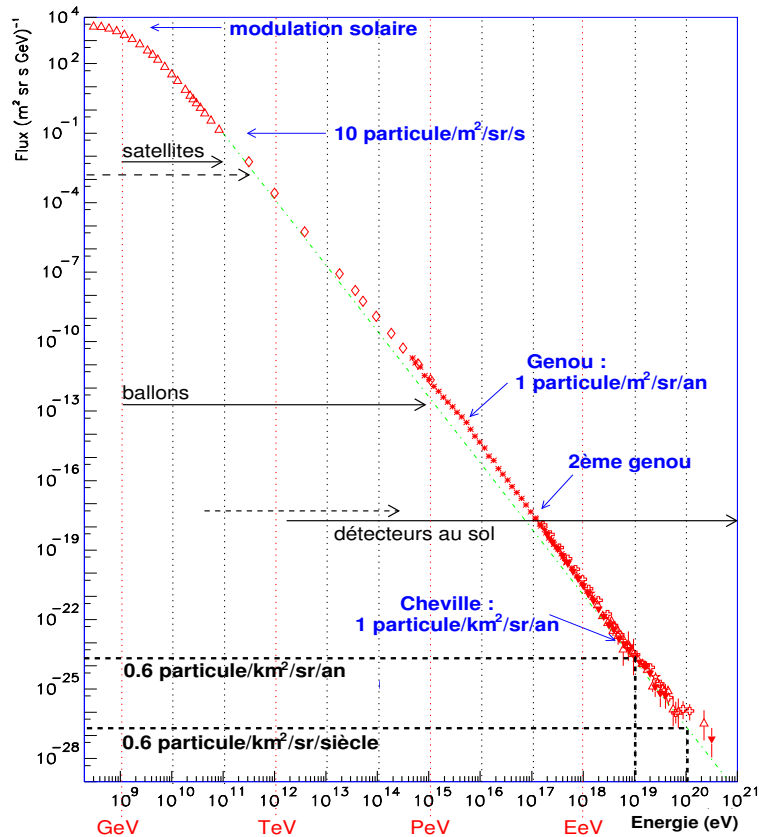


FIG. 1.2 – Spectre des rayons cosmiques [1] (flux en fonction de l'énergie), faisant apparaître les différentes techniques de détection. Les flèches en pointillé indiquent les domaines de l'astronomie gamma. La ligne verte en pointillé représente une loi de puissance en $E^{-2.7}$.

Ce spectre, représenté sur la figure 1.2, s'étale sur 13 ordres de grandeur en énergie, et 32 en flux. Son indice spectral global est égal à $n = 2.7$. Une observation plus précise de ce spectre montre cependant plusieurs changements de pente :

- Au niveau du GeV, les rayons cosmiques chargés interagissent avec le champ magnétique solaire et sont déviés de leur trajectoire initiale. Cette modulation solaire, dont l'intensité dépend de l'activité du Soleil, diminue le flux à basse énergie.

- Au-delà, une cassure apparaît à quelques 10^{15} eV. Cette zone, appelée le genou, voit la pente devenir plus grande. Une deuxième rupture de pente intervient vers la centaine de PeV, raidissant un peu plus le spectre, c'est le deuxième genou.

Les résultats de l'expérience KASCADE [95] montrent, et cela avec différentes méthodes et plusieurs simulateurs d'interactions hadroniques ([126] et [40]), que la région du genou du spectre de tous les cosmiques est en fait la superposition des fins de spectre des protons et de noyaux, de plus en plus lourds. Ainsi, le premier genou serait dû à l'extinction de l'élément le plus léger, le proton (voir la figure 1.3 de gauche). Le spectre devient plus raide ($n \simeq 3.1$) à partir de 2-3 PeV (environ 5 PeV pour le spectre total).

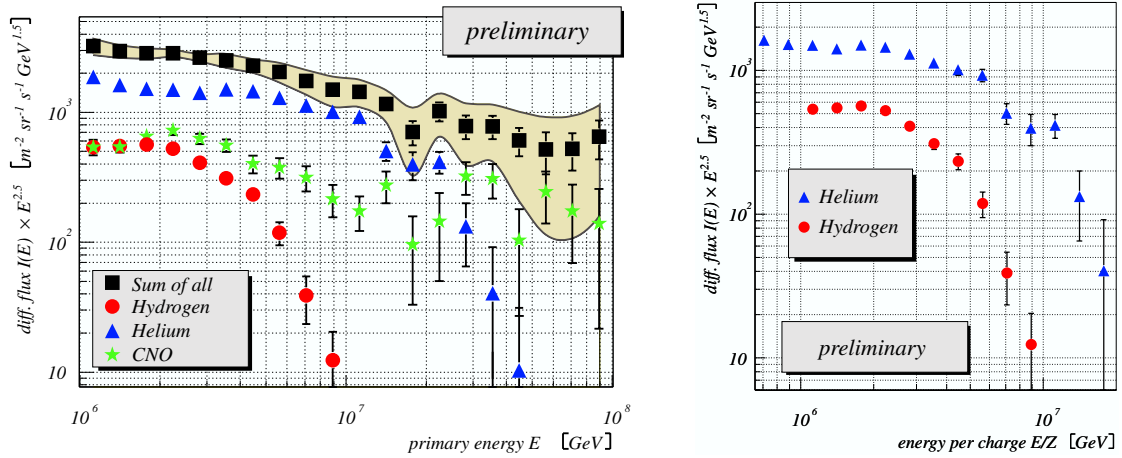


FIG. 1.3 – À gauche : spectres des rayons cosmiques (toutes particules et individuels) vus par KASCADE [40], présentés à l'ICRC 2003. Les barres d'erreur représentent les erreurs statistiques provenant des mesures et des simulations. La zone ombrée représente les erreurs systématiques sur le spectre toutes particules. – À droite : spectres individuels en fonction de la rigidité $R \propto E/Z$. Les positions du genou pour l'hydrogène et l'hélium semblent à peu près les mêmes.

Il semble donc que le genou soit décalé vers les hautes énergies pour des éléments plus lourds. La représentation du flux en fonction de la rigidité $R \propto E/Z$ (figure 1.3 de droite), E et Z étant respectivement l'énergie et la charge du cosmique, semble confirmer la dépendance entre la position du genou et la rigidité. Le deuxième genou, vers 200 PeV, correspondrait alors à la fin du spectre d'un élément lourd, du fer comme le suggère la figure 1.4.

Rappelons que ces résultats souffrent des systématiques introduites par les méthodes de reconstruction, et celles encore importantes entre les modèles d'interactions (notamment les résultats de KASCADE, cf. [126]).

- A quelques EeV, l'indice spectral repasse à 2.7, c'est la région de la cheville. La cheville est généralement considérée comme la transition entre la composante Galactique du flux des rayons cosmiques et celle extragalactique. A ces énergies, les cosmiques produits dans notre Galaxie peuvent s'en échapper (le confinement magnétique n'est plus assez fort, cf. section 1.2.3.2). Il est à noter qu'à énergie équivalente, une particule plus lourde sera confinée plus longtemps. L'allègement (passage des éléments lourds aux légers) aux très hautes énergies ($> 10^{19}$ eV) sur la figure 1.4 peut alors tout simplement s'expliquer par le remplacement progressif du reste du flux Galactique du fer par le flux extragalactique.

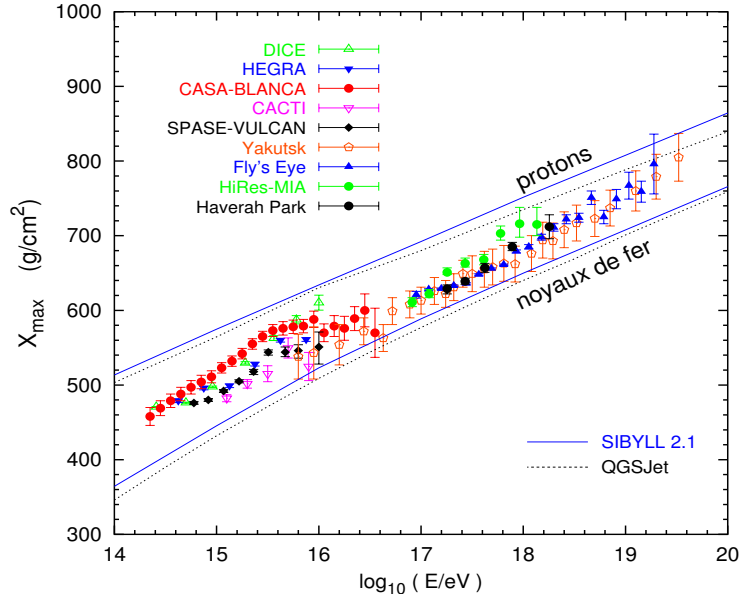


FIG. 1.4 – X_{max} (cf. section 2.4.3) en fonction de l'énergie, pour différentes expériences et deux modèles d'interactions hadroniques. Les lignes du haut représentent les valeurs obtenues par simulation pour des protons, et celles du bas pour des noyaux de fer. Outre le passage des protons vers les noyaux de fer dans la région du genou, un allègement s'effectue à plus haute énergie ([59] ou [74]).

C'est aussi l'endroit où la perte d'énergie des rayons cosmiques à travers l'interaction avec les photons du rayonnement fossile (**F**ond de **R**ayonnement **C**osmologique ou **C**osmic **M**icrowave **B**ackground) devient importante.

- Enfin, au-delà de 10^{19} eV, la décroissance régulière du spectre semblerait suggérer une coupure, qui est d'ailleurs prévue par la théorie autour de $\sim 6 \times 10^{19}$ eV (cf. section 1.2.2). Cependant, la forme de la fin du spectre n'est pas encore bien établie. La figure 1.5 montre cette fin de spectre telle qu'elle est vue par les expériences AGASA [75] et HIREs [33]. Les deux expériences, qui utilisent deux techniques de détection différentes, ne sont pas en accord : en supposant qu'une des expériences a une systématique d'environ 20% dans sa détermination de l'énergie (facteur $\simeq 2$ dans le flux), l'accord à basse énergie semble bon, mais les résultats diffèrent à haute énergie.

A ultra haute énergie, le manque de statistiques se fait cruellement sentir. La nécessité d'augmenter les statistiques dans cette région devient alors évidente, et un inter-calibrage des deux techniques de détection des rayons cosmiques d'ultra haute énergie permettra de lever les erreurs systématiques et les incertitudes, notamment sur la présence de la coupure.

1.1.2 Les techniques de détection

Il existe plusieurs techniques de détection qui permettent l'étude des rayons cosmiques. C'est l'ordre de grandeur de leur flux dans un domaine donné d'énergie qui va déterminer la méthode expérimentale de détection. La figure 1.2 montre les zones d'énergie correspondant aux différentes méthodes.

Aux basses énergies, le flux des cosmiques primaires est suffisamment grand pour pouvoir

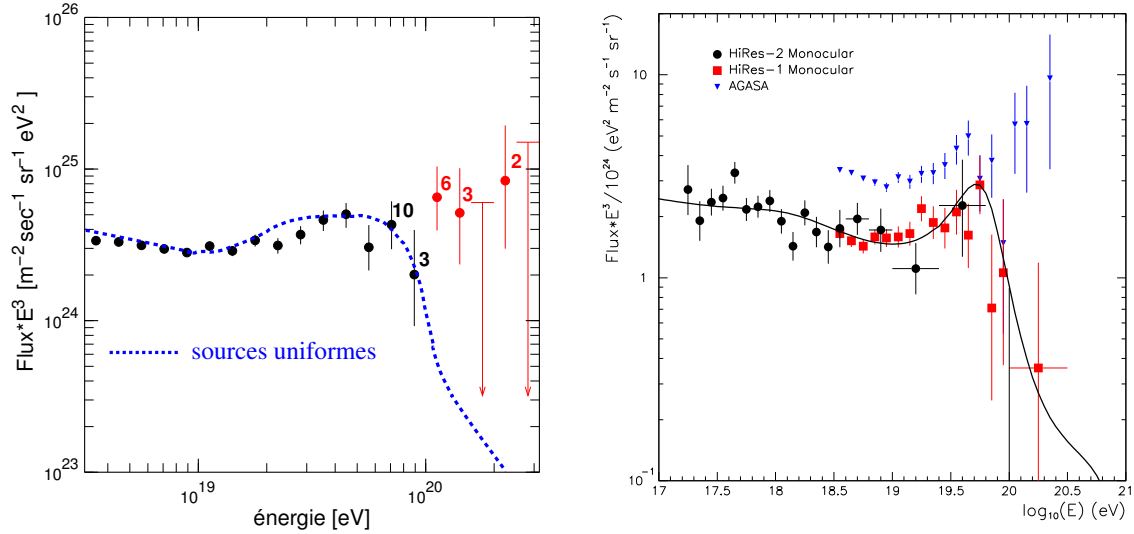


FIG. 1.5 – Spectres ($\times E^3$) des rayons cosmiques à haute énergie. – A gauche : spectre d’AGASA [75] avec en pointillé, le spectre attendu pour des sources extragalactiques distribuées uniformément dans l’univers. Les nombres représentent le nombre d’événements dans l’intervalle, et les flèches la limite supérieure à 90 % de niveau de confiance. – A droite : spectre d’HiRes [33]; la ligne représente un ajustement sur les données selon un modèle qui inclut la coupure attendue et deux types de sources, Galactiques et extragalactiques. Les données d’AGASA étant reproduites, un problème d’erreur systématique entre les reconstructions apparaît clairement.

les détecter directement (~ 10 particules/m²/sr/s à 100 GeV).

Ainsi, les détecteurs embarqués sur satellites effectuent des mesures directes de la charge, de la masse, de l’impulsion et/ou de l’énergie, mais leur surface de détection réduite (généralement inférieure au m²) ne permet d’aller qu’à quelques centaines de GeV (300 GeV pour GLAST [2], dédié à l’observation du rayonnement γ haute énergie).

Les détecteurs embarqués dans des ballons stratosphériques (jusqu’à ~ 50 km d’altitude) peuvent quant à eux supporter des charges plus lourdes, donc des détecteurs plus complexes et plus grands (expériences BESS, CAPRICE, JACEE, etc... voir [3] ou [4]). L’analyse doit par contre tenir compte des corrections dues aux interactions des cosmiques dans la faible épaisseur d’atmosphère surmontant le ballon (quelques g/cm²). Les nombreuses séries de vols longue durée ne permettent cependant pas d’atteindre la zone du genou du spectre (quelques PeV).

Lorsque les flux sont trop faibles (inférieurs à quelques particules/m²/sr/an), l’étude des rayons cosmiques ne peut s’effectuer qu’à partir du sol, afin de pouvoir étendre les surfaces de collection et limiter la durée d’observation. L’accumulation rapide de statistiques dépendra alors de la taille du détecteur. La détection des cosmiques devient alors indirecte, puisque ceux-ci développent de grandes gerbes de particules secondaires dans l’atmosphère. Leur énergie y est dissipée, comme dans un calorimètre.

Deux techniques de détection existent (voir également la figure 1.6) :

- la collection des photons provenant de la propagation des secondaires dans l’atmosphère (la faible dispersion temporelle du signal lumineux (< 3 ns) induit une résolution angulaire $< 0.5^\circ$ en combinant plusieurs télescopes, et pouvant aller jusqu’à 0.05° (résolution obtenue par HESS [8]); le cycle utile des instruments est seulement d’environ 10%, car

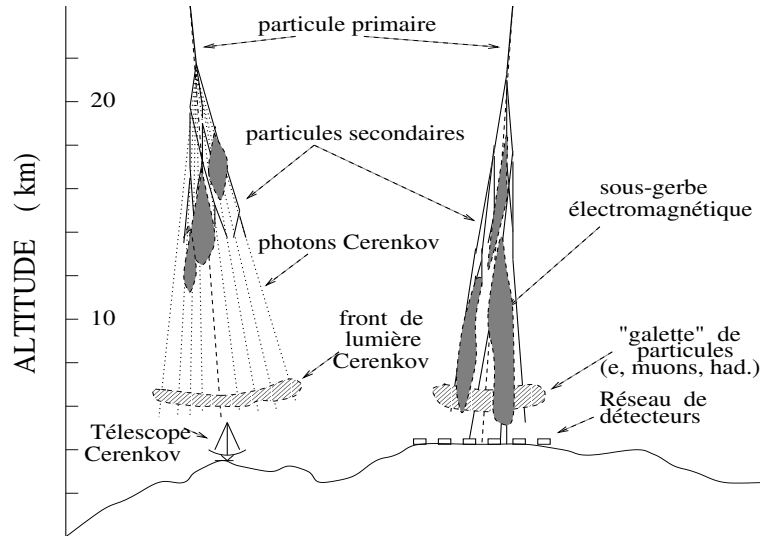


FIG. 1.6 – Techniques de détection des grandes gerbes atmosphériques : à gauche, télescope à lumière Čerenkov, et à droite, réseau de détecteurs des particules au sol [46].

ils ne peuvent fonctionner que les nuits sans lune, par beau temps). Jusqu'en dessous du PeV, c'est la lumière provenant de l'émission Čerenkov (description de l'effet à la section 3.2.3.2) qui est collectée, la distribution des photons étant concentrée sur un disque d'un rayon égal à ~ 120 m (à 1800 m d'altitude et à 1 TeV). Ensuite, et jusqu'aux énergies extrêmes ($> 10^{20}$ eV), on collecte la lumière de fluorescence de l'azote (cf. section 3.2.2). Celle-ci est émise de façon isotrope, ce qui permet de voir les gerbes à des distances de plusieurs dizaines de kms, ce qui est plus adapté pour détecter les gerbes rares initiées par des cosmiques ultra énergétiques.

- l'échantillonnage des secondaires eux-mêmes (e^\pm , μ^\pm , hadrons ou γ secondaires) lorsqu'ils atteignent le sol, par des réseaux de détecteurs. L'altitude du site expérimental doit être choisie de façon à maximiser le nombre de particules au sol selon le domaine d'énergie (cf. section 2.4.3). La taille de la zone d'échantillonnage dépend également du domaine d'énergie : quelques 10^4 m² suffisent pour étudier la région du genou, mais il faut au moins 100 km² pour explorer celle de la cheville. L'observatoire Auger sera au final composé de deux sites, s'étendant chacun sur 3000 km², pour accumuler (relativement) rapidement des événements au-delà de 10^{20} eV (~ 60 par an).

Enfin, nous citons la discipline émergente de l'astronomie neutrino, qui devrait permettre de mieux comprendre les mécanismes à l'œuvre dans les objets astrophysiques les plus énergétiques, malgré des flux (à haute énergie) et des sections efficaces très faibles.

Le neutrino n'étant pas détectable directement, il faut qu'il interagisse dans un milieu suffisamment dense, afin de produire des particules "visibles" (une interaction courant neutre produira une gerbe hadronique, une interaction courant chargé un lepton). La plus grande quantité de matière à notre disposition est la Terre, les particules intéressantes seront donc celles qui l'auront traversée, même partiellement.

La particule provenant de l'interaction du neutrino sera détectée classiquement, par son émission Čerenkov dans un milieu naturel et dense : l'eau d'un lac ou d'une mer, ou la glace polaire. Un télescope à neutrinos est donc constitué de lignes verticales sur lesquelles

¹Crédit : ANTARES - François Montanet CPPM/IN2P3/CNRS-Univ.Méditerranée

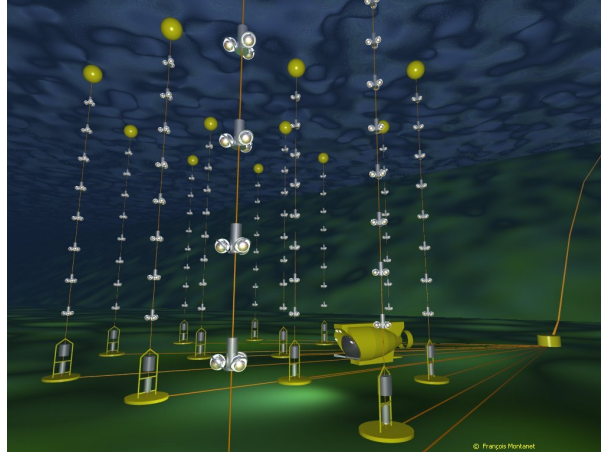


FIG. 1.7 – Vue 3D¹ des lignes immergées du détecteur 0.1 km² d'ANTARES.

sont fixés à intervalles réguliers des photomultiplicateurs, dirigés vers le centre de la Terre, immergées en eau profonde (BAIKAL [5], le précurseur, au lac Baïkal, Russie ; ANTARES [6], en Méditerranée, au large de Toulon ; ses lignes sont représentées sur la figure 1.7) ou insérées à grande profondeur dans la glace (AMANDA [7] et bientôt ICECUBE [9], au pôle Sud).

La surface effective typique de ces détecteurs est pour l'instant de $\sim 0.1\text{km}^2$, mais elle devrait atteindre 1 km² dans les prochaines années.

L'observatoire Auger devrait également être capable de détecter des neutrinos, sous certaines conditions : un ν_τ rasant, traversant partiellement la Terre (cf. figure 1.8), pourra interagir et produire un τ qui traversera les Andes et se désintégrera en formant une cascade atmosphérique quasi horizontale juste au-dessus du réseau de surface. Cette étude est largement développée dans [55] et [71].

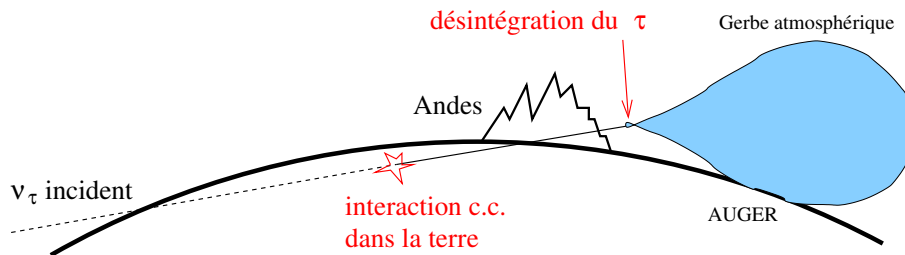


FIG. 1.8 – Détection d'un ν_τ interagissant dans la Terre, qui produit un τ qui est capable de se désintégrer au-dessus du détecteur Auger [55] .

Nous détaillerons de façon plus complète les détecteurs de rayons cosmiques d'ultra haute énergie au chapitre 2, et plus précisément l'observatoire Auger, pour lequel les études présentées dans cette thèse ont été menées.

1.2 Propagation des RCUHE dans l'espace

Sachant que les rayons cosmiques arrivent sur Terre suivant un certain spectre en énergie, il est également important de connaître, du moins d'estimer les interactions qu'ils subissent le long de leur parcours, afin de déterminer à quel indice spectral ils ont été émis, et de contraindre et même identifier le type de sources.

1.2.1 Interactions avec le fond diffus extragalactique

Comme nous l'avons dit, les rayons cosmiques d'ultra haute énergie ont vraisemblablement une origine extragalactique. Cela signifie que, pendant leur trajet depuis cette source, ils perdront de l'énergie à cause des interactions qu'ils vont subir avec les photons du fond diffus intergalactique. Ce fond est principalement constitué des photons microonde du FRC (ou CMB²) d'énergie comprise dans la gamme $2\mu\text{eV} < E < 4\text{meV}$, et, à plus haute énergie (jusqu'à 0.8 eV), des photons infrarouge émis par les galaxies.

Nous allons voir à quels effets sont soumis les différentes particules pouvant composer ces rayons cosmiques. La longueur caractéristique ℓ après laquelle la fraction d'énergie restante aux particules est $1/e$ (c'est-à-dire $\ell = -\left(\frac{1}{E}\frac{dE}{dl}\right)^{-1}$) sera appelée longueur d'atténuation.

1.2.1.1 Les photons

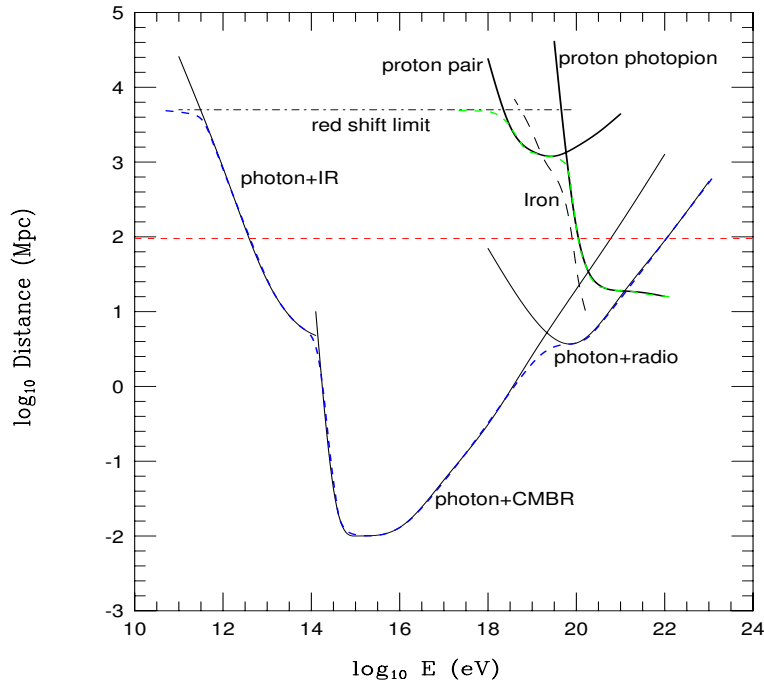


FIG. 1.9 – Longueur d'atténuation des photons dans plusieurs fonds de rayonnement (infrarouge, microonde et radio) en fonction de l'énergie [1]. La propagation des protons dans le FRC est également représentée, ainsi que celle des noyaux de fer. La "red shift limit" est la limite supérieure au-delà de laquelle les particules perdent de l'énergie à cause de l'expansion de l'Univers (cette limite dépend de la valeur de la constante de Hubble : $cT_H \simeq c/H$).

Les photons de haute énergie traversant l'univers interagissent par production de paires avec les photons du fond infrarouge (IR), du FRC et du fond radio :

$$\gamma_{\text{cosmique}} \gamma_{\text{fond}} \rightarrow e^+ e^-$$

Les électrons et positrons produits perdent alors de l'énergie par effet Compton inverse. La figure 1.9 montre que les longueurs d'interaction sont inférieures à 100 Mpc³ pour des

²Rappel : Fond de Rayonnement Cosmologique (Cosmic Microwave Background).

³1 pc = 1 parsec = 3,26 années-lumière = $30,856 \times 10^{12}$ km.

énergies comprises entre 10^{12} eV et 10^{22} eV, et jusqu'à quelques 10^{20} eV, les photons ne peuvent se propager au-delà de 10 Mpc.

Cela implique que leurs sources doivent se trouver à moins de 10 Mpc, ou bien encore que ces photons proviennent de la désintégration de défauts topologiques. Ainsi, si des photons ultra énergétiques sont vus par Auger, ce sera probablement la signature de l'existence de ces défauts, puisque des objets astrophysiques suffisamment puissants ne semblent pas se trouver dans nos "environs", ou alors cela signifie que ces objets nous sont totalement inconnus.

1.2.1.2 Les nucléons

Les pertes d'énergie les plus importantes subies par des protons relativistes, d'énergie comprise dans la gamme $10^{17} < E < 10^{18.5}$ eV, sont dues à l'expansion de l'Univers (cf. figure 1.9). La longueur d'atténuation est alors égale à la distance de Hubble $\ell_H \simeq \frac{c}{H} \simeq 4200$ Mpc, avec les résultats de WMAP [10] ($H = 71$ Mpc/km/s).

Au-delà, les pertes d'énergie ne sont significatives que pour des interactions avec les photons du FRC. Dans la gamme supérieure d'énergie, $10^{18.5} < E < 10^{19.5}$ eV, le mécanisme de perte d'énergie dominant est la production de paires sur les photons du fond diffus : $p + \gamma_{FRC} \rightarrow p + e^+ + e^-$. La longueur d'atténuation ℓ_p pour ce processus atteint son minimum autour de $10^{19.3}$ eV, avec une valeur d'environ 1500 Mpc.

Aux très hautes énergies, les pertes d'énergie sont dominées par la photo-production de pions (on ne montre ici que la production d'un seul pion) :

$$p + \gamma_{FRC} \rightarrow \Delta \rightarrow \begin{cases} p + \pi^0 \\ n + \pi^+ \end{cases}, \quad n + \gamma_{FRC} \rightarrow \Delta \rightarrow \begin{cases} n + \pi^0 \\ p + \pi^- \end{cases} \quad (1.2)$$

Nous allons estimer ici l'énergie seuil de ce processus, à laquelle le nucléon et le pion émergent seront au repos. Sachant que la quantité énergie-impulsion totale P^μ doit se conserver et que $(p^\mu)^2 = E^2 - \mathbf{p}^2$ est un invariant relativiste⁴, nous posons, dans le repère de l'univers (avec $c = 1$) :

$$\begin{aligned} (P_{\text{avant}}^\mu)^2 &= (P_{\text{après}}^\mu)^2 \\ \Rightarrow E_{\text{avant}}^2 - \mathbf{p}_{\text{avant}}^2 &= E_{\text{après}}^2 - \mathbf{p}_{\text{après}}^2 \\ \Rightarrow (E_p + E_\gamma)^2 - (\mathbf{p}_p + \mathbf{p}_\gamma)^2 &= (m_p + m_\pi)^2 \\ \Rightarrow 2E_p E_\gamma + 2p_p p_\gamma &= 4E_p E_\gamma = m_\pi^2 + 2m_p m_\pi \\ \Rightarrow E_p &= \frac{m_\pi(m_\pi + 2m_p)}{4E_\gamma} \simeq \frac{7 \times 10^{19}}{E_\gamma(\text{meV})} \text{ eV} = E_{\text{seuil}, \pi} \end{aligned} \quad (1.3)$$

avec $\mathbf{p}_{\text{après}} = 0$, $E_p \simeq p_p$, $E_\gamma = p_\gamma$, et pour un choc frontal, $\mathbf{p}_p \cdot \mathbf{p}_\gamma = p_p p_\gamma \cos(180^\circ) = -p_p p_\gamma$. Avec une énergie typique d'environ 1 meV pour un photon du FRC, le seuil à 7×10^{19} eV marque bien la transition entre production de paires et production de pions sur la figure 1.9.

De la même façon pour la production de paires, l'énergie seuil est égale à :

$$E_{\text{seuil}, e^+e^-} = \frac{m_e(m_p + m_e)}{E_\gamma} \simeq \frac{4.8 \times 10^{17}}{E_\gamma(\text{meV})} \text{ eV} \quad (1.4)$$

Ces énergies seuil dépendent de l'énergie du γ_{FRC} considéré, qui peut varier de plus d'un facteur 10 autour de la valeur moyenne de 1 meV. Ainsi, dans les formules 1.4 et 1.3, si $E_\gamma = kT = 0.24$ meV, alors $E_{\text{seuil}, e^+e^-} = 2 \times 10^{18}$ eV et $E_{\text{seuil}, \pi} = 2.9 \times 10^{20}$ eV.

⁴Le quadri-vecteur énergie-impulsion est noté $p^\mu = (E, p_x, p_y, p_z) = (E, \mathbf{p})$. On notera $|\mathbf{p}| = p$.

Aux énergies extrêmes, c'est la photo-production de pions qui prévaut, nous allons donc donner les sections efficaces de cette interaction. En se plaçant dans le référentiel du proton au repos, une grande partie des photons du FRC apparaissent comme des rayons γ de haute énergie, au-dessus de l'énergie seuil de la production de pions. Ce seuil devient alors $\epsilon_{seuil} = m_\pi^2/2m_p + m_\pi \simeq 145$ MeV. La section efficace totale en fonction de l'énergie du γ est montrée sur la figure 1.10.

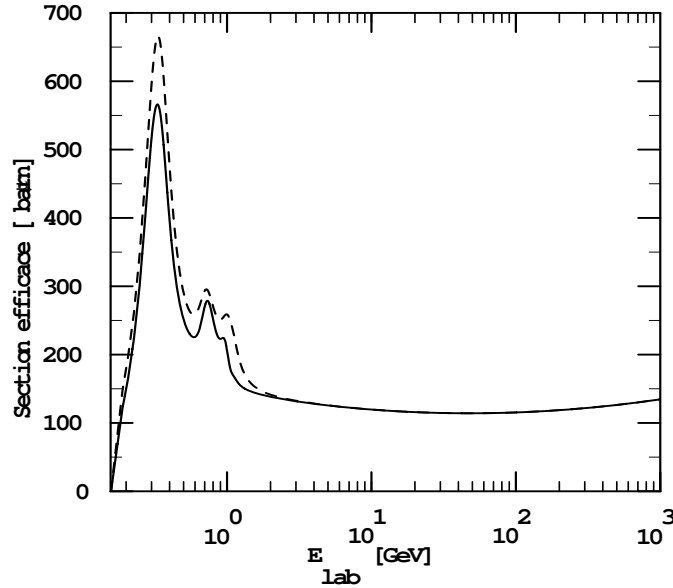


FIG. 1.10 – La section efficace totale de la photo-production de pions pour les protons (ligne pleine) et pour les neutrons (ligne en tiret), en fonction de l'énergie du photon dans le référentiel du nucléon au repos, E_{lab} [47].

L'énergie seuil de la réaction est proche du pic très prononcé autour des 300 MeV. Celui-ci est associé à la résonance dite $\Delta(1232) P_{33}$ (cf. [103]), qui est un état excité du nucléon. Cette résonance a un temps de vie extrêmement court, et se désintègre en un nucléon et un pion, à plus de 99% (cf. équation 1.2). Les autres pics correspondent à d'autres résonances baryoniques, qui se désintègrent en plusieurs pions : la production de deux pions est déjà importante dans le deuxième pic ($> 75\%$) et au-delà de 2 GeV, il y a production multiple de pions.

Connaissant les énergies seuil des réactions et les sections efficaces, nous pouvons maintenant formuler les pertes d'énergie de la photo-production de pions :

$$-\frac{1}{E} \frac{dE}{dt} = \frac{c}{2\gamma^2} \int_{\epsilon_{seuil}/2\gamma}^{\infty} d\epsilon \frac{n(\epsilon)}{\epsilon^2} \int_{\epsilon_{seuil}}^{2\gamma\epsilon} d\epsilon' \sigma(\epsilon') f(\epsilon') \epsilon' \quad (1.5)$$

où γ est le facteur de Lorentz du nucléon, ϵ et ϵ_{seuil} sont respectivement l'énergie du photon et l'énergie seuil dans le référentiel du proton au repos, $\sigma(\epsilon)$ est la section efficace (cf. figure 1.10), et $f(\epsilon)$ est la fraction d'énergie moyenne perdue par le proton en une collision. $n(\epsilon)$ représente

la densité des photons. Donc, avec une distribution de corps noir (FRC, avec $T = 2.73$ K) :

$$n(\epsilon) = \frac{1}{\pi^2(\hbar c)^3} \frac{\epsilon^2}{e^{\epsilon/kT} - 1} \Rightarrow$$

$$-\frac{1}{E} \frac{dE}{dt} = \frac{c}{2\pi^2(\hbar c)^3 \gamma^2} \int_{\epsilon_{seuil}/2\gamma}^{\infty} \frac{d\epsilon}{(e^{\epsilon/kT} - 1)} \int_{\epsilon_{seuil}}^{2\gamma\epsilon} d\epsilon' \sigma(\epsilon') f(\epsilon') \epsilon'$$

k est la constante de Boltzmann.

La section efficace et la fraction d'énergie perdue $f(\epsilon)$ sont déterminées par leur valeur au seuil des réactions (voir [61] pour plus de détails sur la suite) :

– pour $E \ll E_{seuil,\pi}$, avec $\epsilon_{seuil} \simeq 145$ MeV :

$$f_{\pi,proton} = \frac{\epsilon_{seuil} + m_{\pi}^2/2m_p}{2\epsilon_{seuil} + m_p} \simeq 0.13.$$

La longueur d'atténuation peut alors être approximée par (cf. [61]) :

$$\ell = c \left(-\frac{1}{E} \frac{dE}{dt} \right)^{-1} = \left(\frac{2}{\pi^2} \left(\frac{kT}{\hbar c} \right)^3 \frac{\sigma(\epsilon)\epsilon_{seuil}^2}{m_p} \exp\left(-\frac{\epsilon_{seuil}}{2\gamma kT}\right) \right)^{-1}$$

$$\approx 6 \times \exp\left(\frac{3 \times 10^{20}}{E(\text{eV})}\right) \text{ Mpc.} \quad (1.6)$$

– aux très hautes énergies, $E_p \gg E_{seuil,\pi}$, la section efficace devient pratiquement constante, $\sigma(\epsilon) = \sigma_0 \simeq 0.16$ mb, et $f(\epsilon) = f_0 \simeq 0.5$. Connaissant la densité de photons du FRC ($n_{FRC} \simeq 410 \text{ cm}^{-3}$), la longueur d'atténuation devient alors :

$$\ell = (f_0 \sigma_0 n_{FRC})^{-1} = \left(\frac{1.6 \times 10^{-28} * 410}{2} \right)^{-1} \text{ cm} \simeq 10 \text{ Mpc.}$$

Cette longueur d'atténuation diffère d'environ un facteur 2 par rapport à la figure 1.9, pour $E = 3 \times 10^{20}$ eV. Ceci s'explique par le fait que des calculs plus précis et complets doivent être faits en prenant en compte la distribution des photons du FRC (corps noir à 2.73 K), la section efficace différentielle, et l'étalement en énergie autour de la moyenne. Le calcul direct à partir des formulations analytiques étant difficile, des simulations sont alors plus adaptées pour rendre compte des effets comme le nombre poissonien de photons rencontrés par le nucléon.

A haute énergie, les neutrons sont donc soumis aux mêmes interactions que les protons. Cependant, leur temps de vie est relativement court, et de ce fait ils ne peuvent se propager au-delà de $\gamma c\tau = \frac{E}{m_n c^2} 2.655 \times 10^8 \text{ km} \simeq 9.2 \left(\frac{E(\text{eV})}{10^{18}} \right) \text{ kpc}$, ~ 10 kpc à 1 EeV (soit environ 1/3 du diamètre de notre Galaxie).

1.2.1.3 Les noyaux

Nous décrivons ici succinctement la propagation des noyaux à travers le rayonnement intergalactique, notamment les fonds microonde et infrarouge. A cause de leur densité en énergie qui est faible (quelques 10^{-3} eV/cm³ contre ~ 0.3 eV/cm³ pour le FRC), les photons du domaine optique n'ont pratiquement pas d'interactions avec les rayons cosmiques. Le lecteur

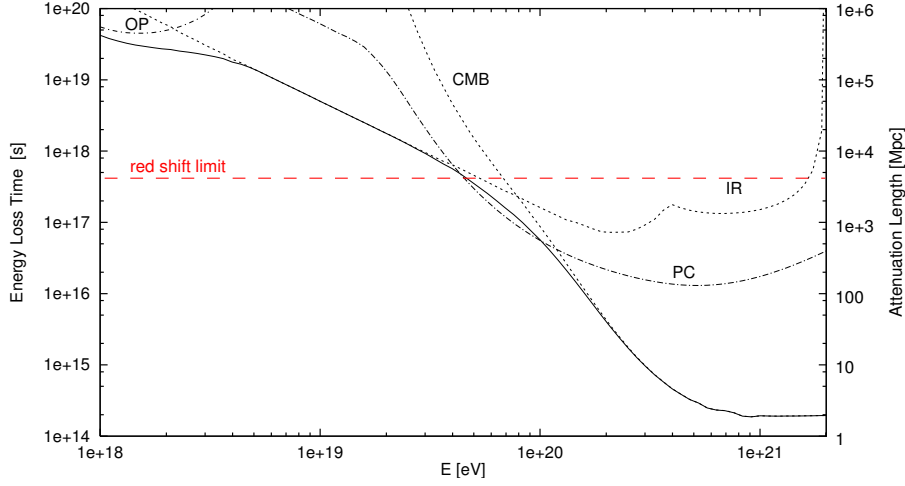


FIG. 1.11 – Temps de perte d'énergie/longueurs d'atténuation⁵ de la photo-désintégration des noyaux de fer sur les photons du FRC (noté CMB), infrarouge (IR) et optiques (OP), ainsi que le total des contributions (ligne pleine). La création de paires (PC) est également représentée [122].

intéressé trouvera plus de détails dans [77]. La figure 1.11 donne les longueurs d'atténuation des interactions entrant en compte.

Nous posons tout d'abord Z et A le numéro et la masse atomiques du noyau considéré. Ainsi, un noyau peut être considéré comme la somme de A nucléons, et sachant que $m_p \simeq m_n$, sa masse au repos est $m_A = Am_p c^2$ eV. Ainsi, $\gamma = \frac{E}{Am_p c^2}$ représente le facteur de Lorentz du noyau.

Les noyaux sont soumis aux pertes par effet Compton, mais elles sont négligeables dans ce contexte.

La production de paires e^+e^- est particulièrement importante pour les noyaux lourds, sur les photons du FRC.

Le seuil de la production de paires est :

$$E_{seuil, e^+e^-} = \frac{m_e(m_e + Am_p)}{E_\gamma} \simeq \frac{Am_e m_p}{E_\gamma} = A \frac{4.8 \times 10^{17}}{E_\gamma (meV)} eV$$

dans le repère de l'univers, soit A fois plus grand que pour un nucléon (1.022 MeV dans le repère du noyau au repos). L'inélasticité moyenne (fraction d'énergie perdue) est d'environ $\frac{2m_e}{Am_p}$, soit un facteur A plus petit que pour un proton. Cela donne, combinée avec la section efficace ($\propto Z^2$), un facteur Z^2/A plus grand [78]. Donc, pour du fer, les pertes d'énergie seront $Z^2/A = 26^2/56 \simeq 12.1$ fois plus importantes que pour un proton.

Le seuil de la photo-production de pions est lui donné par :

$$E_{seuil, \pi} = \frac{m_\pi(2Am_p + m_\pi)}{4E_\gamma} \simeq A \frac{m_\pi m_p}{2E_\gamma}$$

(145 MeV dans le repère du noyau au repos). Ici, l'inélasticité vaut, avec un photon d'énergie

⁵Sachant que 1 Mpc = 30.856×10^{18} km, on a l'équivalent $t_{energy\ loss} = 1 \text{ Mpc}/c \simeq 1.03 \times 10^{14}$ s.

$\epsilon_{seuil} = 145$ MeV :

$$f_{\pi, A} = \frac{\epsilon + m_{\pi}^2/2Am_p}{2\epsilon + Am_p} \simeq 2.7 \times 10^{-3} \approx \frac{f_{\pi, proton}}{A}$$

pour du fer. Or, la section efficace est A fois plus grande que pour un nucléon [78], donc les pertes d'énergie par photo-production de pions sont du même ordre de grandeur pour les noyaux et les nucléons.

Les pertes d'énergie par production de paires sont donc plus importantes que par production de pions. Cependant, la photo-désintégration est largement prédominante par rapport à ces deux processus aux très hautes énergies, où suite à l'absorption du photon par le noyau, celui-ci se désintègre (émission d'un ou plusieurs nucléons).

La perte d'énergie est donnée par la même formule que l'équation 1.5, mais avec $\epsilon_{seuil} = 0$, et γ qui devient le facteur de Lorentz du noyau. Les sections efficaces $\sigma(\epsilon)$ sont divisées en 2 régions :

- $\epsilon < 30$ MeV (ϵ est l'énergie du photon dans le référentiel du noyau au repos), dans le domaine de la résonance géante⁶, où la désintégration donne principalement 1 ou 2 nucléons ;
- $30 < \epsilon \lesssim 150$ MeV (seuil production de pions), où l'émission multiple de nucléons domine. La section efficace est considéré comme constante ($\sigma_A = A/8$ mb).

Pendant le processus de photo-désintégration, le facteur de Lorentz du noyau, qui est l'équivalent de l'énergie par nucléon, est conservé. Chaque fragment a donc le même γ que celui du noyau initial. Cela signifie qu'un proton provenant de la photo-désintégration d'un noyau de fer d'énergie $E_{fer} = \gamma Am_p = 10^{21}$ eV aura une énergie $E_{proton} = \gamma m_p = \frac{10^{21}}{56} \simeq 1.8 \times 10^{19}$ eV. Les nucléons émis sont donc également ultra relativistes, mais ne contribuent pas aux très hautes énergies du spectre des rayons cosmiques.

Les produits secondaires des interactions des noyaux et des protons avec les photons du fond diffus sont donc des photons créés par la désexcitation des fragments de noyaux restants et à la désintégration des π^0 provenant de la photo-production de pions. Ces photons secondaires contribuent principalement aux énergies dans les régions autour du TeV.

Pour conclure, jusqu'à 5×10^{19} eV, les pertes dues à l'expansion de Hubble dominant. Puis, les pertes par photo-désintégration et production de paires sont presque équivalentes jusqu'à 10^{20} eV. Au-delà, ce sont les pertes par photo-désintégration sur les photons du FRC qui dominant (cf. figure 1.11).

1.2.2 La coupure Greisen-Zatsepin-Kuz'min

Nous avons donc d'après les sections précédentes des rayons cosmiques ultra énergétiques qui ont des longueurs de propagation limitées dans l'espace intergalactique. A ces énergies, les photons ne peuvent provenir de plus de 10 Mpc. Les protons et les noyaux peuvent se propager plus loin, mais voient leur énergie se dégrader de façon catastrophique, et ce d'autant plus que l'énergie est grande.

Nous allons voir sur quelles distances ces particules peuvent se propager, en commençant par les protons qui ont les distances de propagation les plus grandes.

⁶Résonance géante de dipôle : état d'excitation collective du noyau, superposition cohérente des modes d'excitation individuels (à un nucléon), qui sont normalement non corrélés dans les interactions nucléaires avec un photon. La section efficace de la réaction augmente et diminue de façon brutale dans cette zone, avec le pic situé entre 15 et 25 MeV.

1.2.2.1 Distances de propagation

Les longueurs d'atténuation du proton, qui permettent de calculer les pertes exponentielles d'énergie, sont données dans le tableau 1.1. Elles sont tirées de la figure 1.9 :

énergie (eV)	ℓ (Mpc)
5×10^{19}	~ 1000
8×10^{19}	~ 300
1×10^{20}	~ 150
3×10^{20}	~ 20
1×10^{21}	~ 15

TAB. 1.1 – Longueurs d'atténuation ℓ d'un proton interagissant avec des photons du FRC.

Nous pouvons également calculer ces longueurs avec l'équation 1.6. Les résultats sont assez identiques, sauf à 5×10^{19} eV. Rappelons que cette équation a été obtenue par approximations, pour fixer les idées sur les ordres de grandeurs, et que la figure 1.9 a été faite avec des calculs de Monte Carlo. Pour comparer avec d'autres références, à 5×10^{19} eV, [108] donne environ 3 Gpc, alors que [26] et [116] donnent des valeurs proches des nôtres, comprises entre 600 et 1000 Mpc. Les différents auteurs sont cependant plus en accord à plus haute énergie.

Le tableau 1.1 permet déjà de se rendre compte du fait que le passage de 50 à 100 EeV se fait de façon très brutale. Il semble donc qu'une coupure existe dans cet intervalle, et que l'énergie de ces rayons cosmiques soit ramenée en dessous d'un certain seuil après une certaine distance de propagation (cf. fig. 1.12).

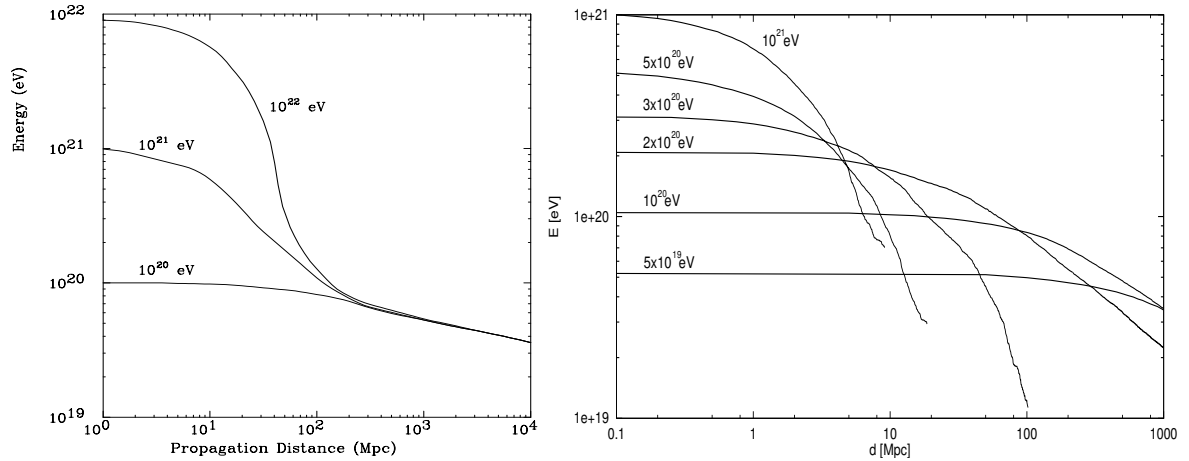


FIG. 1.12 – Énergie moyenne de particules en fonction de leur distance de propagation, pour différentes énergies de départ : à gauche, pour un proton [1], à droite, pour un noyau de fer [122]. Pour le fer, on considère le fragment le plus énergétique après désintégration.

La figure 1.12 de gauche montre qu'au bout d'environ 100 Mpc, l'énergie d'un proton est ramenée à moins de 10^{20} eV, quelle que soit l'énergie de départ. De la même façon, sur la figure de droite, l'énergie finale des fragments est ramenée à ~ 200 EeV au bout de 10 Mpc, et devient inférieure à 100 EeV pour 100 Mpc. A 10^{21} eV et au-delà, le noyau se désintègre complètement en moins de 10 Mpc, et les nucléons secondaires ont des énergies inférieures à l'intervalle dans lequel se trouverait la coupure⁷.

⁷Rappel : à γ équivalent, pour $E_{fer} = 10^{21}$ eV, $E_{nucleon} = 1.8 \times 10^{19}$ eV.

1.2.2.2 Une coupure dans le spectre des rayons cosmiques

L'énergie des protons et des noyaux est donc ramenée à ~ 100 EeV au bout de 100 Mpc. Cette coupure en énergie est naturellement introduite par les interactions de ces cosmiques avec les photons appartenant au FRC.

Historiquement, c'est peu de temps après la découverte du fond diffus cosmologique par Penzias et Wilson en 1965 [76], que Greisen [107], puis indépendamment Zatsepin et Kuz'min [85], ont montré qu'un tel rayonnement doit avoir un fort effet d'atténuation sur les rayons cosmiques d'énergie supérieure à 10^{20} eV, et qui introduit ainsi une coupure dans le spectre des rayons cosmiques, appelée depuis coupure GZK.

La coupure GZK peut être définie de différentes façons. Nous pouvons ainsi avoir : le seuil de la photo-production de pions des protons ou de la photo-désintégration des noyaux (avec la formule 1.3 et $E_\gamma = 1$ meV, $E_{GZK} = 6.8 \times 10^{19}$ eV), ou l'énergie à laquelle la pente de la courbe des longueurs d'atténuation augmente lorsque la production de pions commence (sur la figure 1.9, $E_{GZK} \simeq 7 \times 10^{19}$ eV), ou plus subtilement l'énergie à laquelle la loi de puissance du spectre des rayons cosmiques est 2 fois plus grande que le flux calculé par les pertes d'énergie, donc avec la coupure (dans [61], $E_{GZK} = 5.8 \times 10^{19}$ eV). Nous poserons ici que la coupure GZK se trouve à $E_{GZK} = 6 \times 10^{19}$.

1.2.2.3 La théorie confrontée à l'expérience

La présence de la coupure GZK implique donc que la distance aux sources des rayons cosmiques ayant des énergies supérieures à E_{GZK} ne doit pas excéder les 100 Mpc. Cependant, malgré cette coupure, les résultats d'expériences comme AGASA [109], Fly's Eye [79], et Volcano Ranch [105] ont montré que de telles particules ultra énergétiques parviennent quand même sur la Terre. Les statistiques au-delà de 10^{20} eV sont encore très faibles, mais le flux annoncé par AGASA est déjà plus grand que ce qui est prédit. La situation n'est finalement pas très claire, puisque contrairement à AGASA, l'expérience HIRES, le successeur de Fly's Eye, semble au contraire cohérente avec la présence d'une coupure (cf. figure 1.5).

Si AGASA a raison, cela peut signifier qu'une nouvelle composante fait son apparition dans le spectre des rayons cosmiques, qui compense l'effet de la coupure GZK. En effet, les sources potentielles de ces rayons cosmiques d'énergie extrême doivent se trouver dans une sphère centrée sur la Terre d'environ 100 Mpc, ou moins si les déviations dans les champs magnétiques sont prises en compte (cf. section suivante). Or ces sources n'ont pas encore été identifiées, bien que l'on s'attende à ce que les directions d'arrivée soient corrélées avec les grandes structures du ciel.

Les résultats d'AGASA montrent bien 1 doublet et 1 triplet en concordance avec le plan super-galactique (cf. figure 1.13), mais cela reste insuffisant pour conclure, au vu de la dispersion des autres événements. La question des sources des rayons cosmiques d'ultra haute énergie, que l'on notera RCUHE, est donc toujours en suspens.

Nous avons étudié l'effet de la propagation des RCUHE dans l'espace, sans tenir compte de la présence des champs magnétiques. Il est important de savoir quels effets ceux-ci peuvent avoir, bien qu'à ces énergies extrêmes, ils puissent se révéler très faibles.

1.2.3 La propagation dans les champs magnétiques

Les rayons cosmiques d'ultra haute énergie ne se contentent pas de traverser l'univers en perdant uniquement de l'énergie. Au premier abord, il est facile de croire que ces particules

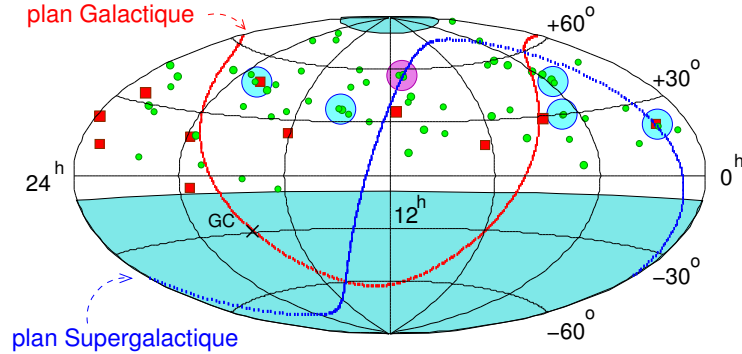


FIG. 1.13 – Directions d’arrivée des rayons cosmiques détectés par AGASA, avec des énergies de 40 à 100 EeV (cercles), et au-delà (carrés), en coordonnées équatoriales. Les plans Galactique et super-galactique sont représentés. Les grands cercles indiquent des regroupements d’événements dans un rayon de 2.5° (1 triplet et 5 doublets) [13].

sont beaucoup trop énergétiques pour pouvoir être déviées de leur trajectoire par des champs magnétiques relativement faibles. Elles ont d’ailleurs des rayons de Larmor plus grands que la taille de la Galaxie, ce qui explique leur origine extragalactique. Pourtant, les champs de très grande taille présents dans les amas de galaxies, avec des intensités de l’ordre de $B \sim 0.1\text{--}1\mu\text{G}$ ⁸, pourraient fournir des déviations angulaires suffisantes pour rendre compte de l’isotropie des directions d’arrivée observées par AGASA (cf. figure 1.13), et même expliquer la suppression de la coupure GZK.

1.2.3.1 Les moyens de mesure des champs magnétiques

En astrophysique, plusieurs méthodes permettent de mesurer l’intensité des champs magnétiques dans différents contextes, par exemple dans les régions actives du Soleil, dans les étoiles magnétiques, dans l’ensemble de la Voie Lactée ou encore dans les amas de galaxies.

Pour les mesures relatives à la ligne de visée, seule une composante du champ magnétique, soit perpendiculaire, soit parallèle à la propagation du champ, peut être détectée par une méthode.

Effet Zeeman : il permet de mesurer la composante parallèle des champs magnétiques dans la région d’émission ou d’absorption. Cet effet, découvert en 1896 par Peter Zeeman, correspond à la décomposition des raies spectrales émises par les atomes d’un corps lorsque celui-ci est soumis à un champ magnétique. Il a pour origine la subdivision des niveaux d’énergie des électrons des atomes plongés dans un champ magnétique. Chacune des composantes possède une polarisation différente. Ainsi, la mesure de la polarisation de la raie de l’hydrogène à $\lambda = 21\text{ cm}$ permet d’évaluer le champ magnétique de notre Galaxie, qui est de l’ordre de quelques μGauss . Les mesures sont principalement effectuées dans les nuages moléculaires.

Polarisation de la lumière des étoiles : la lumière des étoiles est diffusée par la poussière interstellaire présente sur son trajet jusqu’à la Terre. Les particules de poussière étant préférentiellement orientées le long des champs magnétiques, cela induit une polarisation de la lumière stellaire qui est diffusée. Plus la lumière est diffusée, plus elle est polarisée. Le phénomène de polarisation renseigne ainsi les astronomes sur les champs

⁸1 Gauss = 10^{-4} Tesla. Le champ magnétique terrestre est d’environ 0.5 G.

magnétiques interstellaires, détectables par effet Zeeman : les raies spectrales sont séparées en plusieurs composantes, chacune étant différemment polarisée. Les mesures de polarisation nous indiquent ainsi que les champs magnétiques du disque Galactique sont principalement orientés parallèlement au plan Galactique.

Émission synchrotron : rayonnement électromagnétique émis par des électrons relativistes en mouvement dans un champ magnétique (de l'infrarouge aux rayons X). Le rayonnement synchrotron montre directement l'orientation des champs magnétiques dans les régions d'émission. En supposant une équipartition de l'énergie, on peut estimer l'intensité du champ à partir du flux d'émission. De plus, à partir de l'intensité polarisée, les composantes uniforme et turbulente peuvent être séparées. Beaucoup de galaxies proches ont ainsi été observées par émission radio polarisée. L'émission synchrotron est généralement perturbée par la rotation de Faraday dans le milieu de la galaxie hôte et de la Voie Lactée.

Rotation de Faraday des sources polarisées : lorsqu'une onde électromagnétique polarisée passe à travers une région de l'espace contenant un plasma magnétisé, le plan de polarisation de l'onde subit une rotation d'un angle :

$$\phi = R_m \lambda_m^2,$$

λ_m étant la longueur d'onde de l'onde électromagnétique. R_m , la mesure de la rotation, est donnée par :

$$R_m = \frac{e^3}{2\pi m_e^2 c^4} \int n_e B_{\parallel} dl,$$

où n_e est la densité d'électrons, l la longueur de parcours dans le milieu, et B_{\parallel} la composante du champ magnétique parallèle à la propagation de la radiation. La rotation de Faraday se manifeste surtout dans le domaine radio. Ainsi, en connaissant la densité d'électrons, les R_m des radio sources qui se trouvent dans ou derrière les amas de galaxies permettent de contraindre l'intensité du champ magnétique dans l'amas et sa géométrie (cf. figure 1.14).

Dans les amas de galaxies, les mesures sont faites par émission synchrotron et rotation de Faraday, et les champs magnétiques peuvent varier d'environ 0.1 à 3 μG . Ainsi, dans l'amas de la Vierge (à ~ 20 Mpc de la Voie Lactée), $B \simeq 1.5 \mu\text{G}$.

Dans les super amas, l'émission synchrotron donne, pour celui de Coma (90 Mpc) par exemple, $B \sim 0.2 - 0.6 \mu\text{G}$.

Pour les champs magnétiques cosmologiques, les mesures sont faites par rotation de Faraday :

$$\begin{aligned} B &< 1 \text{ nG} \text{ si } \ell_c = L_{H_0} = c/H_0 > 4 \text{ Gpc}, \\ B &< 6 \text{ nG} \text{ si } \ell_c = 50 \text{ Mpc}. \end{aligned}$$

ℓ_c est la longueur de cohérence du champ magnétique, définie dans la section 1.2.3.3.

Enfin, le champ magnétique de notre Galaxie a été mesuré par ces différentes méthodes et a des valeurs typiques de 3 μG .

Au vu des valeurs des champs magnétiques, nous pouvons raisonnablement penser que les interactions magnétiques que subissent les rayons cosmiques doivent être plus fortes lorsqu'ils sortent de l'environnement où se trouvent leur source, et lorsqu'ils pénètrent dans l'Amas Local⁹, puisque les valeurs des champs sont plus faibles entre les amas, ce qui n'aurait pas été le cas pour un univers uniformément rempli.

⁹L'Amas Local est un groupe de galaxies auxquelles appartient la Voie Lactée et la galaxie d'Andromède

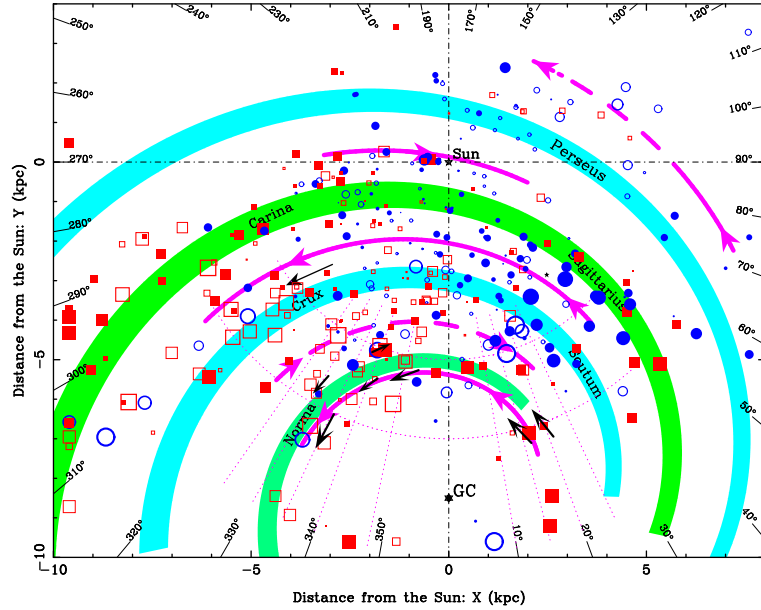


FIG. 1.14 – La distribution de R_m des pulsars de la Voie Lactée, projetée dans le plan Galactique. Le centre Galactique (GC) et différents bras spiraux sont indiqués. Les carrés rouges concernent les mesures les plus récentes par rapport à [37], les cercles bleus les plus anciennes, les symboles pleins les $R_m > 0$, et les vides $R_m < 0$. Les champs magnétiques Galactiques sont indiqués par les flèches. Plus de détails seront trouvés dans [37].

1.2.3.2 Le rayon de Larmor

Les rayons cosmiques ultra énergétiques chargés interagissent nécessairement avec les champs magnétiques galactique et extragalactique. Selon ce que nous avons vu, leur interaction avec les champs de la Voie Lactée et des amas de galaxies doit être la plus importante. La force magnétique ne fournissant pas de travail, cette interaction se traduit par une déviation angulaire de la trajectoire des particules sans perte notable d'énergie. L'angle de déviation α d'une particule de charge Ze et d'énergie E sur une distance d est de l'ordre $\alpha \approx dr_L$, où r_L est le rayon de Larmor (rayon de giration de la particule dans le champ magnétique). r_L est calculé simplement et est donné par :

$$r_L = \left| \frac{\gamma m v_0}{ZeB} \right|. \quad (1.7)$$

Le confinement de la particule dans ce champ magnétique va dépendre de l'énergie transverse de la particule (masse ou vitesse perpendiculaire au champ plus ou moins grandes), de l'intensité du champ B et surtout de la taille du site contenant le champ magnétique. En effet, si le site a une taille L plus grande que r_L , alors la particule sera piégée dans le champ du site. Si $r_L > L$, alors la particule sera seulement déviée de sa trajectoire et ressortira du champ au bout d'un certain temps.

Donnons quelques exemples. Avec la relation $|\vec{p}| = \gamma m v = \frac{E\beta}{c}$, et pour des particules ultra relativistes (ce qui est toujours le cas pour $E \geq 10^{18}$ eV), $\beta \simeq 1$ et le rayon de Larmor

(M31). Les autres membres sont la galaxie spirale du Triangle (M33), le Grand Nuage de Magellan, des petites galaxies elliptiques ou irrégulières, et des galaxies naines sphéroïdales. La taille de l'Amas Local est de ~ 900 kpc, environ 30 fois le diamètre de la Voie Lactée (~ 30 kpc).

devient :

$$r_L = \frac{E\beta}{ZecB} \simeq 1080 \frac{E(\text{EeV})}{ZB(\mu\text{G})} \text{ pc.} \quad (1.8)$$

Ainsi, avec un champ Galactique de $B = 3\mu\text{ G}$, un proton de 10^{18} eV aura un rayon de giration de 360 pc, et à 20 EeV, ce sera 7200 pc. Pour un noyau de fer ($Z = 26$), il faut une énergie de 520 EeV pour retrouver 7200 pc.

Avec ces ordres de grandeur, on se rend compte que les rayons cosmiques d'ultra haute énergie peuvent s'échapper du disque de notre Galaxie (qui fait 300 pc d'épaisseur), et cela à partir de la région de la cheville, car le champ magnétique Galactique, orienté parallèlement aux bras spiraux (voir la section précédente), est trop faible pour pouvoir les confiner à l'intérieur. Ceci est une des raisons de penser que les rayons cosmiques d'ultra haute énergie sont de nature extragalactique.

1.2.3.3 Des champs magnétiques turbulents...

Les champs magnétiques ne sont malheureusement pas complètement uniformes. Ils ont généralement une composante "ordonnée" et une composante turbulente, qui n'est pas du tout négligeable (dans notre Galaxie, elle est du même ordre de grandeur que le champ uniforme). Il faut donc pouvoir caractériser les turbulences magnétiques de façon réaliste, afin de pouvoir comprendre et simuler la propagation des cosmiques à travers l'espace.

Un champ turbulent est généralement décrit comme un champ aléatoire gaussien dans l'espace de Fourier avec une valeur moyenne nulle ($\langle B(k) \rangle = 0$), et un spectre de puissance $\langle B^2(k) \rangle \propto k^{n_B}$ pour $k < 2\pi/\ell_c$, $\langle B^2(k) \rangle = 0$ sinon. La valeur rms du champ est donnée par $B_{rms}^2 = \int_0^\infty dk k^2 \langle B(k)^2 \rangle$.

[64] et [34] simulent des turbulences de Kolmogorov, pour lesquelles l'indice spectral est $n_B = -11/3$. ℓ_c est la longueur de cohérence du champ magnétique. Cette longueur, que l'on peut considérer comme une longueur de corrélation, est une des caractéristiques principales d'un champ turbulent : c'est la longueur moyenne après laquelle le champ n'est plus du tout corrélé au champ de départ. Un cosmique changera donc de direction après avoir parcouru une longueur égale à ℓ_c , car le champ magnétique aura changé d'orientation.

Du moins, cela dépend de l'énergie de la particule et de l'intensité du champ magnétique. En effet, si la particule a un rayon de Larmor plus petit que la longueur de cohérence du champ ($r_L \ll \ell_c$), la particule est approximativement sensible au même champ, et va donc spiraler autour de la direction de ce champ. Par contre si $r_L \gg \ell_c$, la particule verra alors le champ changer plusieurs fois et va donc diffuser : sa trajectoire devient l'équivalent d'une marche au hasard, où à chaque pas la direction de la particule change en même temps que le champ magnétique.

Pour les champs magnétiques cosmologiques, l'échelle de grandeur des longueurs de cohérence est d'environ 1 Mpc, pour des valeurs de champs généralement inférieures à 1 nG. Avec des rayons de Larmor d'environ 1 Mpc, seuls les cosmiques autour de l'EeV peuvent diffuser dans ces champs, au-delà ils pointent vers la direction de la source, avec une déviation angulaire qui diminue avec l'énergie qui augmente.

1.2.3.4 Déviation angulaire

La déviation angulaire typique d'un rayon cosmique à partir d'une source située à une distance $r \gtrsim \ell_c$ peut être estimée en supposant que la particule fait une marche au hasard

dans le champ magnétique [81] :

$$\begin{aligned}\theta(E, r) &= \sqrt{2r\ell_c/9}/r_L \\ &= 0.79^\circ Z \left(\frac{E}{10^{20} \text{ eV}} \right)^{-1} \left(\frac{r}{10 \text{ Mpc}} \right)^{1/2} \left(\frac{\ell_c}{1 \text{ Mpc}} \right)^{1/2} \left(\frac{B}{10^{-9} \text{ G}} \right),\end{aligned}\quad (1.9)$$

en utilisant la formule 1.8 qui donne r_L , le rayon de Larmor de la particule.

En considérant des champs de l'ordre du nG, typiques du milieu interstellaire, avec des longueurs de cohérence $\ell_c \simeq 1$ Mpc, le rayon de Larmor des rayons cosmiques d'ultra haute énergie ($E \geq 10^{20}$ eV) est bien plus grand que ℓ_c , et la déviation angulaire n'est que de quelques degrés, mais il est alors étrange de ne pas trouver de sources correspondants aux directions d'arrivée des rayons cosmiques d'ultra haute énergie observés, aux erreurs permises près.

Cependant, si l'intensité du champ augmente, le rayon de Larmor décroît, et la déviation angulaire peut devenir très grande. Ainsi, on ne peut corrélérer les sources du Super Amas Local avec les directions d'arrivée des RCUHE observés : les champs sont de quelques 10^{-7} G et la déviation attendue est alors de plusieurs dizaines de degrés, même aux hautes énergies.

Le temps de propagation, en tenant compte de la déviation angulaire 1.9, est alors donné par :

$$\tau(E, r) \simeq \frac{r\theta^2(E, r)}{4c} \simeq 155 \text{ ans } Z^2 \left(\frac{E}{10^{20} \text{ eV}} \right)^{-2} \left(\frac{r}{10 \text{ Mpc}} \right)^2 \left(\frac{\ell_c}{1 \text{ Mpc}} \right) \left(\frac{B}{10^{-9} \text{ G}} \right)^2$$

Ce temps peut facilement atteindre plusieurs milliers d'années des champs de 1 nG, et plusieurs dizaines de millions d'années pour $B \simeq 0.1 \mu\text{G}$, même pour des cosmiques très énergétiques et des sources à moins de 100 Mpc.

1.2.3.5 Régimes diffusif et balistique

Selon l'intensité du champ qu'elle traverse et la valeur de son énergie, une particule peut être soumise à deux régimes de propagation : diffusif, lorsque $r_L \lesssim \ell_c$, et balistique lorsque $r_L \gtrsim \ell_c$, la trajectoire de la particule étant alors quasiment rectiligne. Nous pouvons poser que la transition entre les deux régimes se fait lorsque le temps de propagation est égal à r/c , ce qui permet d'en déduire approximativement l'énergie de transition :

$$\tau(E, r) = \frac{r}{c} \Rightarrow E_c = 218 \text{ EeV } Z^2 \left(\frac{r}{10 \text{ Mpc}} \right)^{1/2} \left(\frac{\ell_c}{1 \text{ Mpc}} \right)^{1/2} \left(\frac{B}{10^{-6} \text{ G}} \right).\quad (1.10)$$

Ainsi, les particules avec $E \gtrsim E_c$ vont se propager pratiquement en ligne droite, alors que les particules d'énergie $E \lesssim E_c$ vont diffuser dans le champ. Il est à noter que cette énergie de transition est difficile à déterminer précisément à cause de la méconnaissance des champs magnétiques extragalactiques. Selon les différentes approximations, elle peut varier de plus d'un ordre de grandeur.

Dans le cas balistique ($E \gtrsim E_c$), le spectre d'injection (généralement, $Q(E) \propto E^{-\gamma}$) n'est pas modifié par les champs magnétiques, mais uniquement par les pertes d'énergie, donc le flux de particules d'énergie E est donné par (cf. [101] et [64]) :

$$\Phi(E, r) = \frac{Q(E_g(E)) dE_g}{4\pi r^2 dE}.$$

$Q(E_g(E))$ est le nombre de particules émises avec une énergie E_g nous atteignant avec une énergie E , par unité d'énergie et de temps. E_g est déterminée à partir du taux de pertes d'énergie $b(E) = dE/dt$. Les effets de redshift étant généralement négligés, on a $dE_g/dE = b(E_g)/b(E)$.

Pour le régime diffusif ($E \lesssim E_c$), il faut résoudre l'équation de transport des rayons cosmiques pour déterminer le flux :

$$\frac{\partial n}{\partial t} - \text{div}(D(E)\vec{\nabla}n) + \frac{\partial(b(E)n)}{\partial E} = q(E, \vec{r}, t).$$

$n(E, \vec{r}, t)$ est la densité de rayons cosmiques, $D(E)$ est le coefficient de diffusion et $q(E, \vec{r}, t)$ est la densité de particules par unité de temps et d'énergie injectées par les sources ($Q(E) = \int d^3\vec{r} q(E, \vec{r}, t)$). A ces énergies (inférieures au seuil de photo-production de pions), les temps de pertes d'énergie par production de paires sont beaucoup plus grands que les temps de propagation. Ainsi, en négligeant les pertes d'énergie, la résolution de l'équation de transport est simplifiée :

$$n(E, r) = \Phi(E, r) = \frac{Q(E)}{4\pi r D(E)}.$$

Le coefficient de diffusion peut être calculé par :

$$D(E) = \frac{1}{3} c r_L \frac{B_{rms}^2}{\int_{1/r_L}^{\infty} dk k^2 \langle B^2(k) \rangle}$$

Sa dépendance en énergie peut simplement se résumer par $D(E) \propto E^m$, avec $m \simeq 1$ dans le cas $r_L \gtrsim \ell_c$, et $m \simeq 1/3$ dans le cas $r_L \lesssim \ell_c$ pour des turbulences de Kolmogorov.

1.2.3.6 Des champs magnétiques pour expliquer la fin du spectre

Les interactions des rayons cosmiques avec les photons du FCR impliquent qu'une coupure en énergie doit exister autour de 6×10^{19} eV. Cependant, certaines expériences semblent contredire la théorie, puisque les flux annoncés au-delà de cette coupure sont supérieurs à ce qui est attendu. Depuis que la première particule au-delà de 10^{20} eV a été détectée [105], les théoriciens ont essayé de trouver des explications plausibles. Ce n'est que depuis la dernière décennie et les énormes progrès en termes de calculs informatiques et de mémoires que des réponses réalistes semblent surgir, tendant à montrer que la coupure GZK n'est en fait qu'une caractéristique supplémentaire du spectre des rayons cosmiques.

Surdensité locale :

Dans une première approche, une surdensité dans la distribution locale de matière pourrait expliquer l'absence de coupure GZK dans les données, en considérant que la portion d'univers contenue dans une sphère de rayon inférieur à 100 Mpc ne peut être considérée comme isotrope et uniforme.

Les catalogues d'objets astrophysiques doivent être des indicateurs raisonnables de sources de RCUHE, puisque les galaxies, avec ou sans noyaux actifs, en phase de formation intense d'étoiles ou en équilibre, s'agglomèrent de la même façon à cause de l'attraction gravitationnelle. On suppose ainsi que la densité de sources intéressantes est proportionnelle à la densité de galaxies. [69] a donc introduit un modèle réaliste de distribution de galaxies, basé sur deux catalogues, et a simulé plusieurs spectres d'injection avec des indices différents, mais sans champs magnétiques. La surdensité locale ainsi trouvée n'est supérieure à la densité

moyenne que d'un facteur 2. De plus, même en utilisant des spectres très durs ($\propto E^{-2.1}$), les simulations n'expliquent qu'en partie le flux observé à ultra haute énergie : les données sont encore à 2σ du nombre prédit d'événements par AGASA.

Introduction de champs magnétiques :

Les RCUHE sont des particules qui sont communément supposées chargées. Elles doivent donc être sensibles, dans une certaine mesure, aux champs magnétiques extragalactiques, comme nous l'avons montré dans les sections précédentes. L'idée est ici de simuler les effets de ces champs en même temps que les différentes pertes d'énergie pendant la propagation des cosmiques.

En considérant des champs extragalactiques de quelques 10^{-7}G (typiques dans les super amas, avec $\ell_c \simeq 1\text{ Mpc}$), [34] conclut que les sources lointaines (au-delà de quelques dizaines de Mpc) ne contribuent plus au spectre observé, et cela quelle que soit l'énergie. En effet, ces

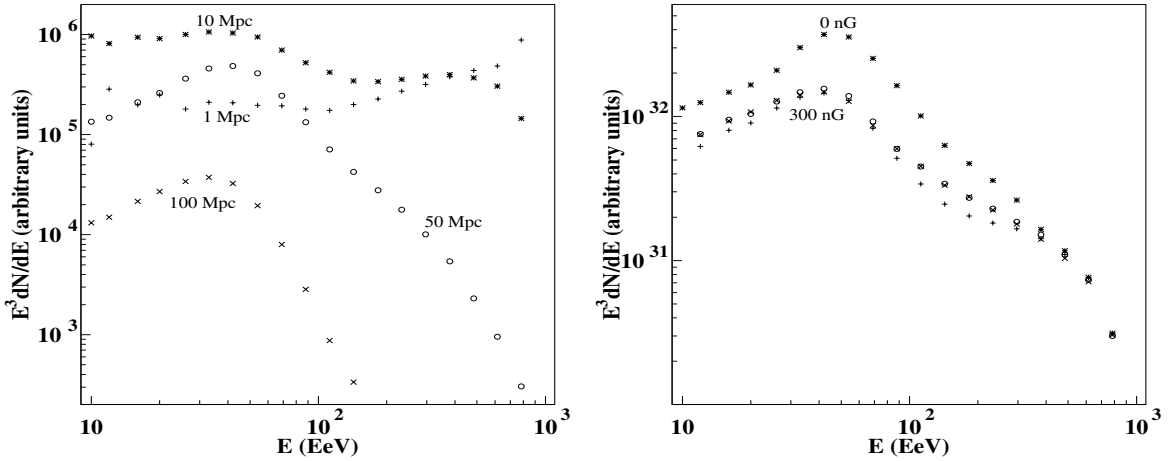


FIG. 1.15 – Spectres tirés de [34], en unités arbitraires. – A gauche : spectres de sources situées à 1, 10, 50 et 100 Mpc, avec $B = 300\text{ nG}$. L'effet de l'angle solide a été supprimé, de façon à ce que les spectres soient identiques sans champ magnétique. – A droite : spectres de distributions uniformes de sources entre 10 et 1000 Mpc, sans (*) et avec champ magnétique (+). Également représentés, les spectres correspondant à des champs distribués non uniformément (\circ et \times).

sources avaient déjà une contribution négligeable à haute énergie à cause de la coupure GZK. De plus, comme le montre la figure 1.15 de gauche, il semble qu'à basse énergie leur contribution soit également négligeable à cause du régime diffusif dans les champs magnétiques¹⁰.

Il semblerait de plus que la transition entre régime diffusif et régime balistique (cf. section 1.2.3.5) apparaisse dans la même gamme d'énergie que la coupure GZK : avec l'équation 1.10, $B = 0.3\ \mu\text{G}$ et des sources à $r = 10\text{ Mpc}$, on trouve $E_c \simeq 7 \times 10^{19}\text{ eV} \simeq E_{\text{GZK}}$. Le spectre autour de la coupure est ainsi atténué par la diffusion des particules, comme le montre la figure 1.15 de droite, jusqu'à ce que le régime redevienne balistique, à partir de 500 EeV. Augmenter la valeur du champ revient à atténuer le spectre à des énergies de plus en plus hautes.

Ces conclusions ne changent pas si on considère un univers uniformément magnétisé ou non, c'est-à-dire en prenant en compte des vides où les valeurs de champs turbulents sont

¹⁰Le spectre des sources à 1 Mpc est amorti aux basses énergies à cause de l'accumulation des particules. A plus haute énergie, le spectre est restauré.

plutôt de l'ordre du nG et des régions plus denses comme celle où nous nous trouvons (cf. les spectres avec les symboles \circ et \times dans la figure 1.15, voir [34] pour plus de détails).

La forme exacte du spectre dépend fortement de la configuration locale des sources. Sa détermination va nécessiter des codes de propagation complets, ainsi que des modèles réalistes de la densité de matière et de champs magnétiques extragalactiques.

Introduction d'un Univers structuré et magnétisé :

Une des simulations les plus complètes est celle effectuée dans [104]. La propagation des rayons cosmiques d'ultra haute énergie est en effet simulée dans un environnement cosmologique magnétisé calculé numériquement.

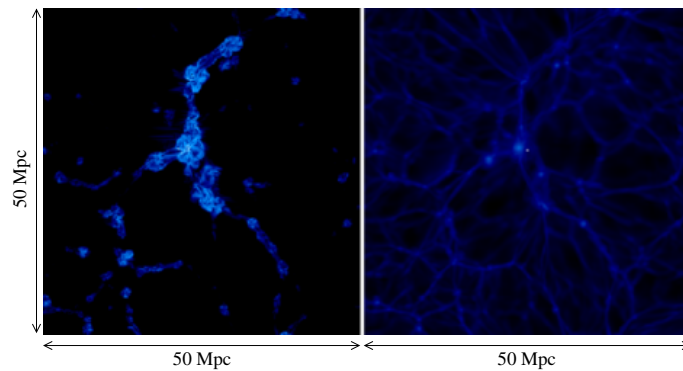


FIG. 1.16 – Exemple de distributions de pression magnétique (à gauche) et de densité baryonique (à droite). Ces “tranches” ont une profondeur de 100 kpc [104].

Ces simulations de propagation des RCUHE sont basées sur des distributions de champ magnétiques et de densité de baryons obtenues à partir de simulations de formation de grandes structures (cf. figure 1.16). Celles-ci prennent en compte l'évolution de la matière noire et baryonique, et des champs magnétiques. Les valeurs de ces champs ont été ajustés pour se ramener aux mesures obtenues par rotation de Faraday sur des amas de galaxies.

En supposant que les sources de RCUHE suivent toujours la densité de baryons, celles-ci ont été disposées avec une probabilité proportionnelle à la densité baryonique. La position de l'observateur a été choisie de façon à reproduire nos conditions locales (taille, champ magnétique, densité et température), conditions qui sont d'ailleurs souvent retrouvées dans les $50 \times 50 \times 50 \text{ Mpc}^3$ simulés. Les groupes de galaxies proches sont également associées (amas de la Vierge).

Le meilleur ajustement avec les données d'AGASA (au-delà de $4 \times 10^{19} \text{ eV}$) est obtenu pour un nombre de sources de RCUHE égal à 100 (densité de $8 \times 10^{-4} \text{ Mpc}^{-3}$), avec des champs entourant l'observateur de $0.1 \mu G$ (cf. figure 1.17).

Le fait de prendre en compte une certaine structure dans la distribution de matière et des champs magnétiques semblent donc assez prometteur, puisque le spectre calculé de la figure 1.17 arrive à reproduire approximativement les données d'AGASA. Une amélioration future sera d'utiliser des simulations contraintes par les observations de distribution de matière dans l'univers local. En combinant un univers magnétisé et structuré avec le bon indice spectral d'injection, il semble donc possible d'expliquer l'absence de coupure à la fin du spectre.

Cependant, il est important de rappeler que les champs magnétiques utilisés dans l'étude précédente peuvent dévier les trajectoires des rayons cosmiques d'ultra haute énergie jusqu'à plusieurs dizaines de degrés, comme nous l'avons vu dans la section 1.2.3.4. Cela peut alors

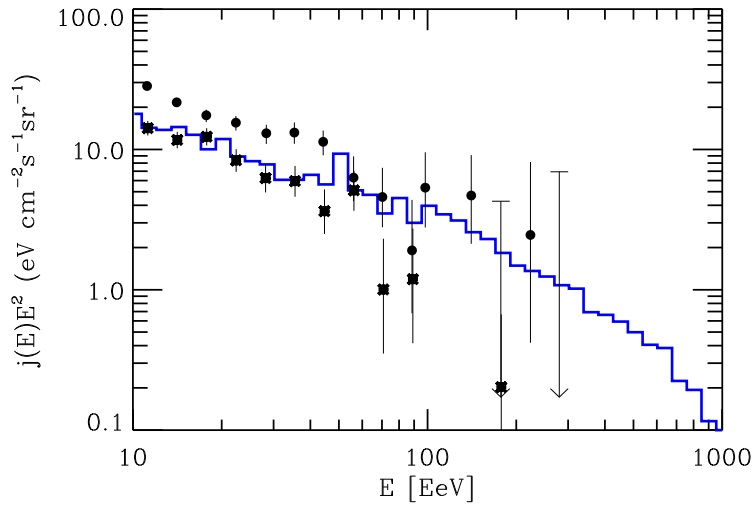


FIG. 1.17 – Spectre prédit pour des valeurs de champs magnétiques de 100 nG, et une densité de sources de RCUHE de $8 \times 10^{-4} \text{ Mpc}^{-3}$ [104]. L'indice du spectre d'injection est de 2.4. Les cercles représentent les données d'AGASA, les étoiles celles d'HIRES.

s'avérer incompatible avec certains événements observés par AGASA, regroupés dans le ciel dans des cercles de rayon inférieur à 3° (cf. fig. 1.13).

La question de la propagation de particules ultra énergétiques jusqu'à la Terre n'est pas encore réglée, mais certaines études semblent prometteuses, bien que les contraintes soient encore insuffisantes pour permettre de se prononcer. Ceci ne constitue qu'un des pans du voile recouvrant le mystère des RCUHE, puisqu'on ne sait toujours pas expliquer comment ces particules sont produites avec de telles énergies.

1.3 Production de RCUHE

Le problème des Rayons Cosmiques d'Ultra Haute Énergie semble devenir de plus en plus compliqué : avant de pouvoir expliquer la propagation de ces particules à travers le milieu interstellaire et les champs magnétiques extragalactiques, il faut comprendre comment de telles énergies peuvent être atteintes dans l'espace. A première vue, les objets astrophysiques les plus prometteurs en termes d'accélération de particules sont ceux où ont lieu des cataclysmes puissants, mais il apparaît que les pertes sont trop importantes pour autoriser des énergies extrêmes. Il faut peut être alors se tourner vers d'autres alternatives, qui font appel à des théories assez éloignées du modèle standard de la physique des particules.

Une revue des différents moyens de production de RCUHE et des références supplémentaires sont données dans [113].

1.3.1 Contrainte du rayon de Larmor

Le confinement d'une particule dans un certain site d'accélération va dépendre de l'intensité du champ magnétique que celui-ci contient. En comparant le rayon de Larmor r_L de cette particule à la taille L de l'objet astrophysique qui contient le champ B , il est possible d'estimer l'énergie limite E_l jusqu'à laquelle la particule de charge Ze va pouvoir être accélérée,

avant de pouvoir s'échapper :

$$r_L = \frac{E}{ZecB} \geq L \Rightarrow E_l \gtrsim Z \frac{B}{1\mu G} \frac{L}{1kpc} \text{ EeV} \quad (1.11)$$

Cette équation très simple va nous permettre de dessiner un diagramme dit de Hillas [60], qui va représenter les sites supposés capables d'accélérer des particules selon leur champ magnétique et de leur taille. La particule est accélérée tant qu'elle est confinée dans le site, la condition d'accélération est donc :

$$B(\mu G) L(kpc) > E(EeV)/Z. \quad (1.12)$$

Cela se traduit sur le diagramme par des sources potentiellement accélératrices qui doivent se trouver au-dessus des lignes représentées.

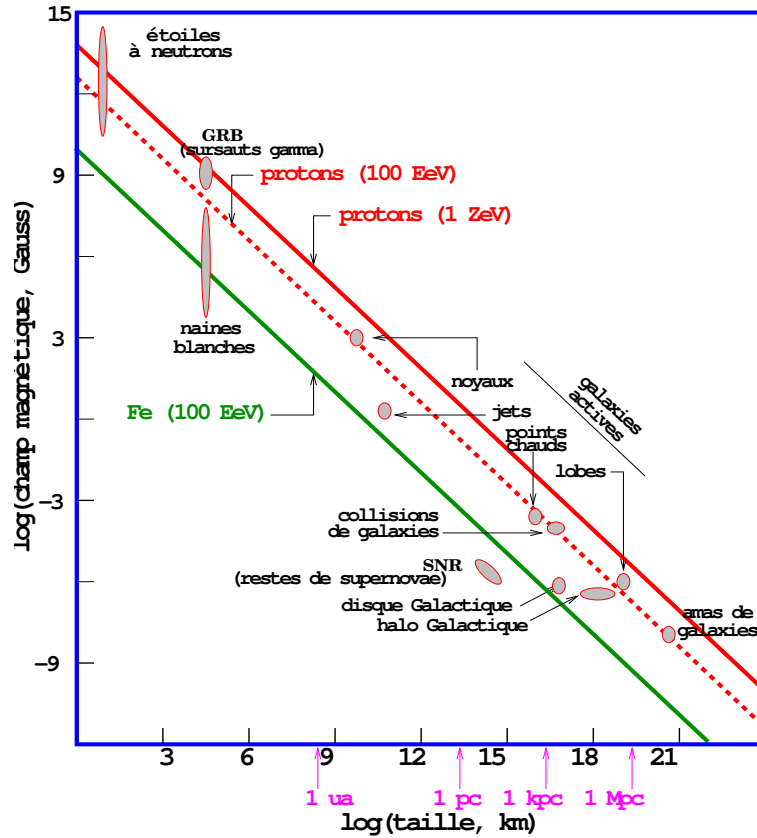


FIG. 1.18 – Diagramme de Hillas : les sites sont classés en fonction de leur taille et de leur champ magnétique. Les sources au-dessus des différentes lignes peuvent potentiellement accélérer les particules indiquées.

En fait, Hillas a introduit un paramètre β_{site} qui représente l'efficacité du mécanisme d'accélération. La condition devient $B(\mu G) L(kpc) > E(EeV)/Z \beta_{site}$. Sur la figure 1.18, on a considéré $\beta_{site} = 1$. En réalité, l'efficacité n'étant jamais de 1, il faut considérer les droites comme étant toutes décalées vers le haut, ou bien considérer les énergies comme étant divisées par β_{site} .

Il faut donc un compromis entre le champ magnétique qui doit être suffisamment grand pour confiner les particules dans le site accélérateur, et la taille de ce dernier qui doit également être suffisamment grand pour que les particules gagnent assez d'énergie avant de s'échapper. Cela restreint déjà les types d'objets candidats. Certains d'entre eux sont déjà écartés à cause de leur trop petite taille, les naines blanches par exemple comme le montre la figure 1.18. Cependant, une exception à cette règle et un des candidats les plus sérieux à l'accélération des RCUHE sont les étoiles à neutrons (pulsars), qui compensent leur petite taille (quelques kms!) par des champs magnétiques très intenses. Les restes de supernovæ sont également exclus à cause de leur champ magnétique trop faible. Les objets extragalactiques semblent les candidats les plus sérieux, comme les noyaux actifs de galaxies, les lobes de radio galaxies et les sursauts gamma. Avec des rayons de Larmor plus grands que la taille de la Galaxie, ceci est une des raisons qui favorisent l'hypothèse de la nature extragalactique des rayons cosmiques au delà de la cheville.

Nous allons maintenant voir quelles sont les sources possibles, puis les mécanismes responsables de l'accélération.

1.3.2 Quelques accélérateurs cosmiques

Pour plus de détails sur les sites et les mécanismes voir l'article de revue de [72] entre autres et les références à l'intérieur.

1.3.2.1 Les pulsars

Les pulsars sont des étoiles à neutrons en rotation rapide, hautement magnétisées. Celles-ci sont formés par l'explosion et l'effondrement d'une étoile massive. La conservation du moment cinétique implique une forte augmentation de la vitesse angulaire, puisque le rayon de ces étoiles est typiquement d'une quinzaine de kms. Leur masse est d'environ 1.4 fois la masse du Soleil. Avec une telle densité ($\sim 10^8$ tonnes/cm³), les protons et les électrons ne peuvent exister séparément, mais fusionnent pour former des neutrons.



FIG. 1.19 – Le pulsar du Crabe. Cette image est une composition d'images optique (rouge) et X (bleu), observées respectivement par le télescope spatial Hubble et l'observatoire Chandra (crédit : NASA/HST(CXC)/ASU/J. Hester et al, [23]et [12]).

Les pulsars sont entourés d'une magnétosphère, où les particules chargées peuvent être accélérées. Les électrons spiralant autour des lignes du champ magnétique émettent par rayonnement synchrotron un faisceau radio le long de l'axe magnétique. Un pulsar radio est détecté si ce faisceau balaie la Terre pendant la rotation du pulsar. Certaines étoiles à neutrons ne

seront jamais considérées comme des pulsars car leur faisceau ne sera jamais vu dans la direction de la Terre. Les pulses radio (de quelques ms) sont émis à intervalles réguliers, la période de pulsation pouvant être de l'ordre de la ms, ou de la seconde.

Les pulsars sont de puissants moteurs cosmiques grâce à des champs magnétiques très forts ($B \gg 10^{12}$ G). Ainsi, un pulsar peut engendrer une différence de potentiels de l'ordre de :

$$\Delta\Phi = \frac{BR^2}{T}.$$

Avec des valeurs $T=1$ ms pour la période de rotation du pulsar, $B = 10^{13}$ G ($=10^9$ T) et un rayon de $R = 10$ km, des particules chargées peuvent être accélérées jusqu'à des énergies de l'ordre $e\Delta\Phi = 100$ EeV. Cependant, la production de paires e^+e^- dans la magnétosphère va limiter cet effet : les paires vont dériver dans des directions opposées le long des lignes de champ, diminuant la différence de potentiels jusqu'à des valeurs de 10^{13} eV. De plus, une géométrie plus réaliste va introduire un facteur supplémentaire de $R/cT \sim 0.1$. Enfin, les pertes synchrotron deviennent très importantes dans un tel système, même pour les protons, seuls les noyaux lourds peu ionisés pouvant être suffisamment accélérés.

Une autre alternative existe : les pulsars peuvent générer des vents ultra-relativistes comme probablement au centre de la nébuleuse du Crabe (cf. figure 1.19). Si des noyaux de fer peuvent être arrachés de la surface dure de l'étoile vers la magnétosphère, alors ils se déplacent avec le vent en formation. Pour un jeune pulsar, avec $T < 10$ ms et $B \sim 10^{12-14}$ G, le facteur de Lorentz peut atteindre $\Gamma_{vent} \sim 10^{9-10}$, les noyaux de fer pouvant alors être accélérés jusqu'à quelques 10^{20} eV, et passer à travers le rayonnement entourant le pulsar et le reste de la supernova qui l'a engendrée, sans subir de spallation et sans pertes significatives d'énergie [84].

1.3.2.2 Les Noyaux Actifs de Galaxies

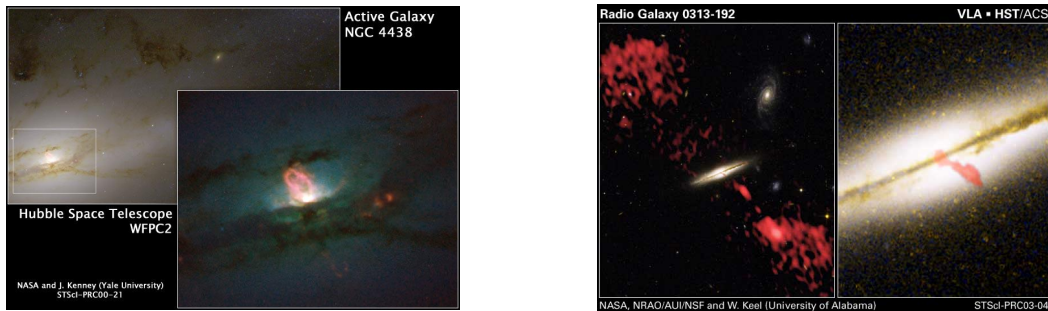


FIG. 1.20 – Deux galaxies actives. A gauche, la galaxie active NGC 4438 dans l'amas de la Vierge, à droite la radiogalaxie 0313-192 [23]. Ces images montrent bien la matière expulsée dans l'espace (en fausses couleurs) par la région centrale des galaxies.

Quelques pourcents des galaxies observables sont dites actives, manifestant une activité inhabituelle : elles présentent un noyau très brillant et très dense, de luminosité ¹¹ typique de $\sim 10^{41-48}$ erg/s, qui émet à lui seul la plus grande partie du rayonnement électromagnétique émis par la galaxie. Ces Noyaux Actifs de Galaxies (NAG) sont parmi les sources énergétiques les plus puissantes de l'Univers. Ils sont beaucoup trop brillants pour n'être composés que

¹¹Pour comparaison, la luminosité du Soleil, ou sa puissance émise, est $L_{\odot} = 3.8 \times 10^{33}$ erg/s ($1 \text{ erg} = 10^{-7}$ J). Ainsi, une supernova a une luminosité moyenne de $10^9 L_{\odot}$, et une galaxie typique comme la Voie Lactée $\sim 10^{10} L_{\odot}$.

d'étoiles, leur rayonnement correspondant plutôt à celui d'un objet très massif, qui manifeste une intense activité variant de façon importante en l'espace d'une année. Cette variation de quelques ordres de magnitude impose que sa taille doit être d'une fraction d'année-lumière.

Il existe un scénario d'unification spécifiant que tous les types de NAG connus présentent une structure similaire : selon l'orientation spatiale par rapport à la ligne de visée, un type différent apparaît à l'observateur (cf. fig. 1.21). Il est ainsi communément admis que tous les NAG abritent un trou noir supermassif de 10^6 à 10^{10} masses solaires autour duquel s'est formé un disque d'accrétion. La figure 1.21 montre que le trou noir et son disque d'accrétion sont entourés d'un tore moléculaire (qui absorbe partiellement le rayonnement provenant du centre) et de nuages de gaz en mouvement.

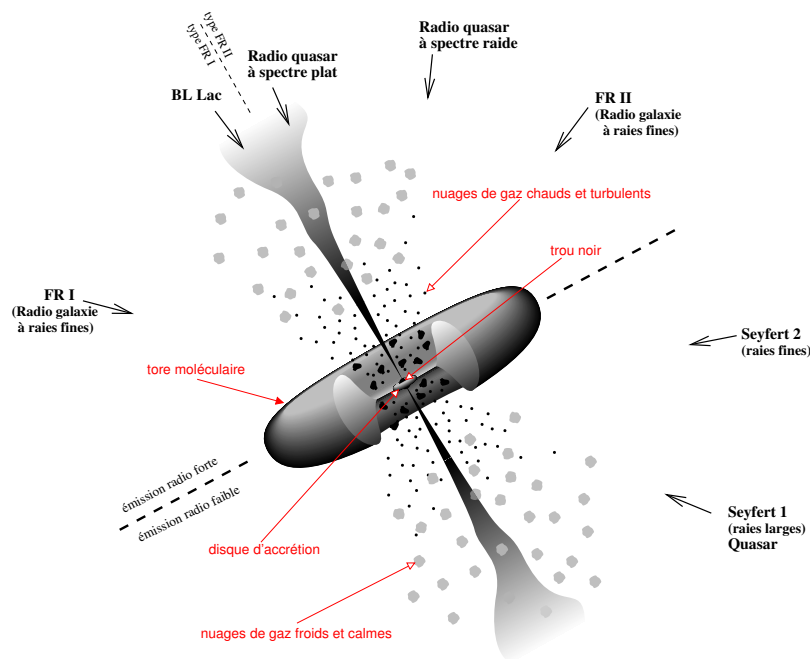


FIG. 1.21 – Le “modèle standard” des Noyaux Actifs de Galaxies (schéma modifié à partir de [115]). Cette figure représente le modèle unifié selon lequel à un angle d'observation donné correspond un certain type de galaxies actives.

Des jets de matière perpendiculaires au plan du disque sont émis par le centre du NAG. La formation de ces jets est encore mal comprise, mais certaines explications prennent en compte des champs magnétiques intenses : la matière entraînée à grande vitesse vers le trou noir forme un immense disque d'accrétion autour de la singularité ; les particules chargées du disque en rotation rapide agissent alors comme une dynamo géante, et des champs magnétiques sont engendrés. Il se crée alors au centre du disque une sorte de tunnel magnétique dirigé selon l'axe de rotation (cf. fig. 1.22), où les particules (essentiellement des électrons) sont accélérées violemment par l'intense pression de radiation, et collimatées par réflexion sur les “parois”. En spiralant autour des lignes du champ, ces électrons émettent un rayonnement synchrotron (responsable de l'émission radio et X). Les électrons peuvent également diffuser par effet Compton inverse sur les photons X et UV présents dans les jets.

Le plasma éjecté par les jets symétriques relativistes forme une onde de choc qui va chauffer le milieu ambiant, qui en retour va rayonner très fortement. Ces régions très étendues (jusqu'à quelques centaines de kpc) sont les “lobes” radios, dont les extrémités, plus

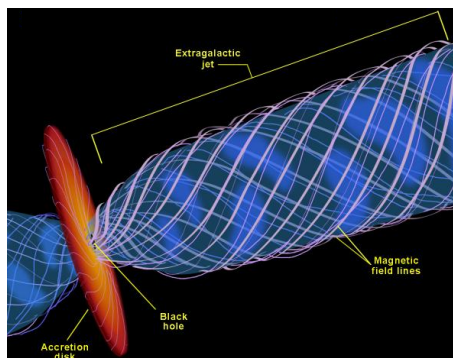


FIG. 1.22 – Modèle représentant les jets de matière d'un NAG (en particulier M87, voir la figure 1.24), et les lignes du champ magnétique intense [23].

intenses, sont les “points chauds”. C'est généralement cette contrepartie radio que l'on détecte facilement, de par sa grande taille.

Les sources radio faibles sont les plus nombreuses, émettant l'essentiel de leur énergie dans l'ultraviolet, sans doute par le disque d'accrétion. Celui-ci émet également des rayons X à cause des phénomènes intenses de friction. Les jets relativistes sont associés aux sources radio fortes qui représentent $\sim 10\%$ des NAG. Il existe ainsi une grande variété de classes de galaxies actives :

les galaxies de Seyfert : ces sources radio faibles sont les moins puissantes (selon le modèle unifié, elles seraient une version moins puissante des quasars). Elles sont classées en deux catégories :

- les Seyfert de type 1 montrent les nuages calmes et ceux turbulents, et présentent donc des raies d'émission fines et larges ;
- les Seyfert de type 2 ne laissent apparaître que les nuages lents, plus externes au tore, présentant donc uniquement des raies fines.

Parmi les galaxies de Seyfert connues, nous pouvons citer M77 (NGC 1068 ou Cetus A), M106 (NGC 4258) et NGC 1275 (Perseus A).

Les quasars : les quasars (QUAsi Stellar Astronomical Radio source) sont extrêmement lumineux (de 100 à 1000 fois la luminosité de la Voie Lactée) et sont ainsi parmi les objets les plus lointains que nous pouvons observer dans l'Univers : environ 80% d'entre eux ont un décalage vers le rouge supérieur à 0.8, et pour quelques-uns il est proche de 4, voire plus (cf. fig. 1.23). Comme les radiogalaxies, les quasars subissent des variations de flux dont la période est inférieure à l'année, ce qui impose à la source un diamètre de quelques fractions d'année-lumière. $\sim 1\%$ seulement des quasars observés présenteraient une émission radio détectable.

Les BL Lacs : le nom du type de ces objets compacts provient du premier objet identifié en tant que tel, BL Lacertae. Connue pendant presque la moitié du siècle comme une étoile variable, BL Lacertae est aujourd'hui identifiée comme étant une radiogalaxie émettant un rayonnement synchrotron similaire à celui des quasars. Plusieurs dizaines de Lacertides ont été cataloguées depuis. Ceux-ci montrent des spectres continus, sans raies d'absorption et d'émission. Ainsi, ils ont des caractéristiques assez proches de ceux des quasars, mais sont probablement dépourvus de gaz, responsable de la présence des raies d'émission typiques des quasars. Les BL Lacs représentent avec les blazars le

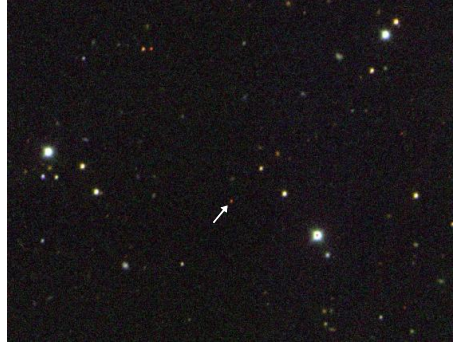


FIG. 1.23 – Quasar découvert par le Sloan Digital Sky Survey à un décalage vers le rouge de $z = 5$. Le faible point rouge indiqué par une flèche représente le quasar très lointain, environ 100 fois plus lumineux qu'une galaxie typique (crédit : SDSS Collaboration [11]).

pourcentage de la population des quasars avec une émission radio.

Les blazars : le nom du type le plus actif des galaxies actives provient de la contraction BL Lacertae et quasars. Ces deux types d'objets sont assimilables à des blazars si leur spectre électromagnétique présente de brutales variations dans le domaine du visible. Selon le schéma d'unification, l'activité des blazars serait due aux flux de gaz issus des noyaux se propageant à une vitesse proche de celle de la lumière en direction de la Terre. Une intense émission gamma due à l'effet Compton Inverse est généralement également détectée.

Les radiogalaxies Fanaroff-Riley (FR) : ce sont des galaxies de Seyfert, mais présentant une forte activité radio. Elles sont classées en deux catégories :

- FR I : ce sont des sources radio faibles ($L_{radio} < 10^{42}$ erg/s). Le noyau présente des raies d'émission élargies, très semblables à celles des quasars. La radiogalaxie M87 est un exemple de FR I. La figure 1.24 est une combinaison d'images prises par plusieurs télescopes montrant un jet de matière éjecté par le trou noir qui réside selon toute probabilité au coeur de la galaxie M87. Un autre exemple est Centaurus A (NGC 5128)

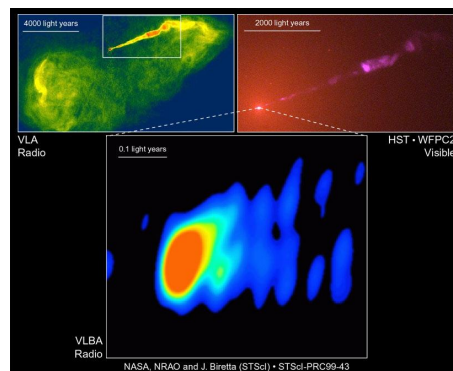


FIG. 1.24 – Plusieurs images de M87 (dans l'amas de la Vierge) [23]. En haut à gauche : image radio prise avec le télescope *VLA* montrant les structures radio entourant le jet, beaucoup plus intense. En haut à droite : image prise par le télescope spatial *Hubble* en lumière visible qui montre également le jet d'électrons relativistes. Le point brillant représente le noyau, également représenté en bas en image radio prise par le *VLBA*.

dont les lobes radio s'étendent jusqu'à 15000 années-lumière chacun.

- FR II : ce sont des sources plus puissantes ($L_{radio} > 10^{42}$ erg/s). Le noyau est peu lumineux mais affiche inversement des raies fines, probablement créées par des nuages de poussières peu agités orbitant autour du noyau. Elles présentent des points chauds et des lobes radio très brillants qui tracent la zone d'interaction des jets avec le milieu intergalactique. La source de ce type la plus connue est Cygnus A, dont l'extension des lobes atteint 300 000 années-lumière (cf fig. 1.25).

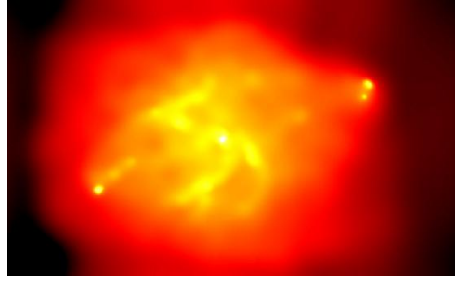


FIG. 1.25 – Image prise en rayons X de Cygnus A (crédit : NASA/UMD/A.Wilson et al [12]). Le noyau apparaît clairement au centre de l'image, ainsi que les points chauds qui terminent les jets.

Le schéma d'unification permet donc de relier ces sources entre elles grâce à un nombre restreint de paramètres physiques, le principal étant l'orientation de l'axe de la galaxie par rapport à la ligne de visée : les galaxies de Seyfert type 2 seraient vues de profil, celles de type 1 avec un angle plus petit par rapport à l'axe de rotation ; les FR I et BL Lacs seraient des sources identiques, les FRI étant vues à des angles plus grands que 40° ; idem pour les FR II et les radio quasars (blazars).

Les noyaux actifs de galaxies semblent donc suffisamment énergétiques pour accélérer des rayons cosmiques à des énergies extrêmes.

Les régions centrales des NAG en particulier sont le lieu de phénomènes hautement énergétiques. Cependant, les importantes émissions thermiques et synchrotron ($B \sim 10^3$ G) forment de fortes densités de photons, ce qui entraîne des pertes importantes d'énergie des particules ultra relativistes émises par le cœur. Les jets relativistes des radiogalaxies semblent représenter une solution plus probable au problème de l'accélération. Ces jets entraînent beaucoup d'énergie jusqu'aux points chauds situés à plusieurs dizaines de kpc du cœur. Ces derniers engendrent des ondes de chocs relativistes très puissantes, qui dissipent la plus grande partie de l'énergie cinétique en chauffant le plasma, et génèrent des champs magnétiques, mais plus faibles ($B \sim 0.5$ mG). Ils deviennent alors des sites accélérateurs efficaces de particules, avec des densités de photons et des pertes d'énergie plus faibles. [62] ont ainsi proposé un modèle d'accélération dans les points chauds des FR II, basé sur les mécanismes de Fermi (cf. section 1.3.3). Le spectre des FR II sur Terre doit cependant avoir une coupure GZK marquée, car les plus proches se trouvent à des distances > 100 Mpc.

[72] propose un autre mode d'accélération : une particule peut traverser la paroi du jet, puis être rétrodiffusé à l'intérieur. A chaque traversée de la paroi, l'accroissement moyen d'énergie de la particule est de $\Delta E/E = \eta_E(\Gamma - 1)$ où η_E est un facteur d'efficacité qui dépend des turbulences responsables de la diffusion de la particule, et Γ le facteur de Lorentz du jet. La particule sera accélérée tant que $r_L < R_{jet}$, où r_L est le rayon de Larmor et R_{jet} le rayon du jet. Ces accélérations peuvent typiquement avoir lieu dans les jets des blazars.

Ces modèles favorisent les protons car les noyaux lourds comme le fer vont se photo-désintégrer sur les photons UV du site durant le processus d'accélération.

[86] ont trouvé des corrélations angulaires entre les directions d'arrivée de rayons cosmiques détectés par Yakutsk et AGASA au-dessus de 2×10^{19} eV, et des BL Lacs puissantes. Le choix des BL Lacs porte initialement sur le fait que la Terre est dans la ligne de visée des jets émis par ces NAG, et que l'absence de raies d'émission indique qu'il n'y a pas ou peu de gaz environnant l'objet, une faible densité de matière qui favorise donc l'accélération des particules sans pertes importantes d'énergie. Cependant, la faible taille angulaire de la fonction de corrélation signifie que les particules doivent se propager de façon quasi rectiligne, ce qui implique qu'elles sont électriquement neutres, ou que les champs magnétiques sont plus faibles que ce qui est attendu.

Enfin selon [104], les radiogalaxies peuvent être les sources de RCUHE si même les plus faibles peuvent efficacement les accélérer jusqu'aux énergies recherchées. La densité des sources les plus puissantes semble en effet trop faible pour pouvoir rendre compte des flux observés.

1.3.2.3 Les sursauts gamma

Les sursauts gamma (**Gamma Ray Burst**) sont les événements les plus énergétiques de l'Univers connu : ce sont des flashes de photons dans la gamme 0.1-1 MeV, d'une durée comprise entre 10 ms et une dizaine de secondes, suivies d'un rayonnement dit de contrecoup (afterglow) dans plusieurs fréquences, qui peut durer plusieurs semaines.

Il y a environ un sursaut gamma par jour, mais ce sont des événements rares à l'échelle de l'Univers : cela correspond à un sursaut par million d'années par galaxie. Dans une sphère de 100 Mpc de rayon, distance maximum des sources de RCUHE, ce taux devient d'environ 1 par siècle. Ce très faible taux peut malgré tout expliquer les flux observés. A cause des déviations des particules dans les champs magnétiques turbulents, il va y avoir dispersion des temps d'arrivée. Ainsi, seules quelques sources pourraient contribuer au flux à très haute énergie.

Plusieurs familles de modèles existent pour tenter d'expliquer comment sont formés ces flashes de lumière :

la coalescence d'astres compacts : on considère un système binaire formé par une paire d'étoiles à neutrons, une étoile à neutrons et un trou noir, ou encore deux trous noirs. Les deux astres, perdant de l'énergie par émission d'ondes gravitationnelles finissent par "tomber" l'un sur l'autre (coalescence). Le cœur central s'effondre en trou noir animé d'une très grande vitesse de rotation, en formant un disque d'accrétion.

les collapsars : certains sursauts gamma sont associés à des explosions de supernovae particulièrement violentes, appelées hypernovae, dues à l'effondrement d'étoiles de type Wolf-Rayet (très chaudes et très massives, d'au moins 25 masses solaires) : le cœur de l'étoile s'effondre comme pour une supernova, mais vu sa grande taille ses couches périphériques ne sont pas affectées. Un trou noir se forme et s'entoure d'un disque d'accrétion à l'intérieur même de l'étoile.

Dans tous les cas, un trou noir en rotation entouré d'un disque de matière est formé. Celui produit un intense champ magnétique et peut alors expulser du plasma sous la forme d'une "boule de feu", collimatée en deux jets relativistes le long de l'axe de rotation du trou noir (la formation de ces jets peut être la même que pour les NAG, cf. section précédente). Des ondes de chocs internes se développent dans ce vent relativiste (les parties rapides rattrapent

les plus lentes), responsables des émissions gamma primaires (cf. fig. 1.26). Ce modèle dit “fireball” a été confirmé par la prédiction correcte des contrecoûps de sursauts (“afterglows”) à plusieurs longueurs d’onde [58].

Enfin, la boule de feu en expansion finit par rencontrer le milieu externe, ce qui forme une autre onde de choc qui persiste lorsque la boule ralentit. Ce choc produit une émission plus tardive (l’afterglow) dans les domaines des rayons X, puis de la lumière visible et enfin des ondes radio, au fur et à mesure de son affaiblissement.

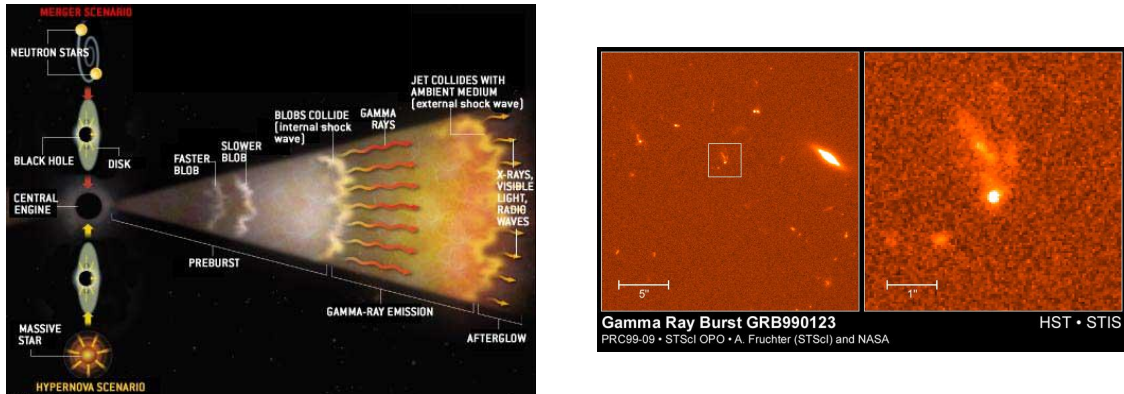


FIG. 1.26 – A gauche : schématisation de la formation des sursauts gamma (Juan Velasco pour [125]). – A droite : sursaut gamma GRB990123¹² détecté par Hubble [23], le plus puissant jamais observé : la lumière émise par l’explosion fut équivalente à celle de 10^{17} étoiles. L’agrandissement montre bien le sursaut très lumineux, ainsi que sa galaxie hôte, vraisemblablement distordue par la collision avec une autre galaxie.

Citons également le modèle dit “cannonball” [31], qui remplace la boule de feu et son vent relativiste par des éjections sporadiques de boulets de matière baryonique de la taille du Soleil et d’une masse proche de celle de la Terre. En associant ce modèle avec les collapsars, les cannonballs, avec des $\gamma \sim 1000$, interagissent avec les couches externes de l’étoile, ce qui forme un sursaut. Les afterglows correspondent alors à l’interaction de ces boulets avec le milieu interstellaire.

Les sursauts gamma peuvent ainsi être classés en deux types : les sursauts très brefs (moins de 2 s) émettant des rayonnements très durs, et les sursauts plus longs mais émettant des rayonnements de fréquence plus faible. La coalescence d’astres compacts peut rendre compte des sursauts les plus courts, et permet de reproduire les courbes de lumière les plus compliquées. Un autre scénario suggère que le champ magnétique intense ($\sim 10^{15}$ G) qui se développe dans le disque, peut être transporté par accrétion dans le trou noir, et peut ainsi en extraire l’énergie de rotation (effet Blandford-Znajek). Ce modèle précise qu’un sursaut et l’afterglow qui le suit proviennent tous deux de l’expansion de la boule de feu dans le milieu externe, ce qui pourrait expliquer les classes de sursauts plus longs.

Avec des facteurs de Lorentz de $\gamma \sim 10^3$, les chocs ultra relativistes des sursauts gamma pourraient bien produire des RCUHE. Selon [25] (ou [32]), deux contraintes doivent être satisfaites par les paramètres du vent d’une boule de feu pour permettre l’accélération

¹²Chaque sursaut gamma est baptisé selon sa date d’apparition : GRB990123 correspond ainsi au sursaut apparu le 23 janvier 1999.

de protons à plus de 100 EeV dans les chocs internes :

$$\xi_B/\xi_e > 0.02 \left(\frac{\Gamma}{300} \right)^2 \left(\frac{E_p}{10^{20} \text{ eV}} \right)^2 \left(\frac{L_\gamma}{10^{52} \text{ erg/s}} \right)^{-1}, \quad (1.13)$$

$$\Gamma > 130 \left(\frac{E_p}{10^{20} \text{ eV}} \right)^{3/4} \left(\frac{\Delta t}{10 \text{ ms}} \right)^{-1/4}, \quad (1.14)$$

ξ_B est la fraction de l'énergie interne du vent qui est transportée par le champ magnétique, et ξ_e , celle transportée par les électrons accélérés par le choc. Γ est le facteur de Lorentz du vent, L_γ la luminosité des rayons gamma et Δt la variation de leur flux. Avec la relation $4\pi r^2 c \Gamma^2 (B^2/8\pi) = \xi_B L_\gamma / \xi_e$, la première condition correspond au rayon de Larmor de la particule qui doit être plus petit que la distance sur laquelle le champ varie dans le vent, $r \simeq \Gamma c \Delta t$. La deuxième condition assure que le temps de pertes synchrotron du proton est plus grand que son temps d'accélération.

Les observations donnent $\Delta t > 10$ ms, et les modèles de chocs externes (avec le milieu interstellaire) suggèrent que $\Gamma > 100$, donc la condition (1.14) est satisfaite. La détermination du décalage vers le rouge des sursauts gamma implique que $L_\gamma \sim 10^{52}$ erg/s, et les observations des afterglows que $\xi_e \sim \xi_B \sim 0.1$. La contrainte (1.13) semblant également satisfaite, l'accélération de protons à plus de 100 EeV grâce aux sursauts gamma semblent bien possible, avec une distribution en énergie E^{-2} .

[27] imposent cependant une condition supplémentaire. Une boule de feu se propageant dans le milieu interstellaire serait insuffisante à produire des RCUHE à partir de rayons cosmiques galactiques. Il faut que les particules injectées dans ce système soit suffisamment accélérées au préalable. Ainsi, dans le scénario de la fusion de deux étoiles à neutrons, les ions relativistes présents dans le vent des pulsars pourront être accélérés au-delà de 10^{20} eV.

Enfin, certaines études indiquent que les sursauts gamma sont plus nombreux à grand décalage vers le rouge. En conséquence, les pertes par photo-production de pions produiraient une coupure en énergie plus tôt que la coupure GZK vue précédemment, ce qui concorde d'autant moins avec les données actuelles [70].

Nous avons présenté ici une liste non exhaustive des sites potentiellement accélérateurs. Le plus généralement, les RCUHE atteignent des énergies extrêmes par accélération dans les plasmas magnétisés de sources astrophysiques puissantes, comme les points chauds des radiogalaxies. Il est important de souligner qu'il existe encore peu de contraintes sur ces sources et les champs magnétiques extragalactiques, ainsi il est toujours possible de trouver un jeu de paramètres et de coupures sur les données qui rendent compte de l'effet recherché. Chaque proposition peut aussi être immédiatement contredite.

1.3.3 Les mécanismes d'accélération classiques

L'accélération par chocs diffusifs dans des champs magnétiques turbulents est communément acceptée comme étant l'un des moyens efficaces d'accélérer des rayons cosmiques, comme dans les points chauds des radiogalaxies. Ce scénario est originellement basé sur les idées d'Enrico Fermi datant de 1949 : les irrégularités magnétiques présentes des deux côtés d'une onde de choc joue une sorte de tennis relativiste avec des particules chargées, et de temps en temps une particule s'échappe en aval du choc. Ce mécanisme d'accélération produit typiquement un spectre en E^{-2} .

Nous allons donc voir comment s'effectue le transfert de l'énergie cinétique de nuages magnétisés en mouvement vers des particules chargées. Les détails des calculs présentés ici seront trouvés dans [52] et [116].

1.3.3.1 Mécanisme de Fermi ou l'accélération du second ordre

Les nuages de gaz en mouvement dans le milieu interstellaire ont des vitesses aléatoires d'environ ~ 10 km/s ($\beta_{nuage} < 10^{-4}$). Une particule chargée va gagner de l'énergie en entrant dans un de ces nuages, et en diffusant sur les irrégularités du champ magnétique, qui est lié au nuage partiellement ionisé.

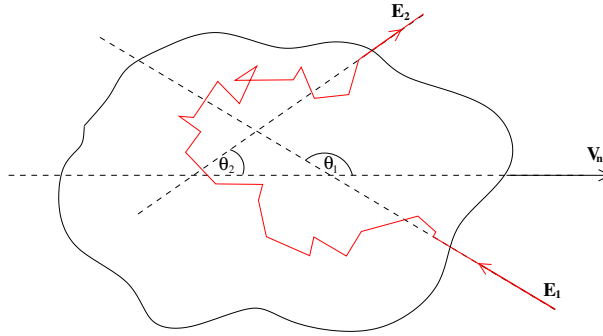


FIG. 1.27 – Interaction d'un rayon cosmique avec un nuage magnétisé en mouvement.

Nous cherchons tout d'abord à estimer le gain en énergie. Soit V_n la vitesse de déplacement du nuage, β_n sa vitesse relative et γ_n son facteur de Lorentz. Considérons que la particule entre dans le nuage avec une énergie E_1 et une direction qui fait un angle θ_1 avec la direction du nuage. Après avoir diffusée à l'intérieur, la particule émerge avec une énergie E_2 et un angle θ_2 . Des changements de référentiel de l'énergie à l'entrée et à la sortie donnent, en notant n pour le référentiel du nuage :

$$\begin{aligned} E_{n1} &= \gamma E_1 (1 - \beta_n \cos \theta_1) \quad (\text{référentiel du nuage}), \\ E_2 &= \gamma E_{n2} (1 + \beta_n \cos \theta_{n2}) \quad (\text{référentiel du laboratoire}). \end{aligned}$$

La diffusion magnétique se faisant sans collisions, l'énergie ne varie pas dans le nuage, et donc $E_{n1} = E_{n2}$. Cela permet de calculer le gain d'énergie relatif dans le repère du laboratoire :

$$\frac{\Delta E}{E_1} = \frac{E_2}{E_1} - 1 = \gamma_n^2 (1 - \beta_n^2 \cos \theta_1 \cos \theta_{n2} - \beta_n \cos \theta_1 + \beta_n \cos \theta_{n2}) - 1. \quad (1.15)$$

Nous cherchons à calculer le gain relatif moyen. La diffusion de la particule par les irrégularités magnétiques rend l'angle de sortie aléatoire, et en moyenne $\langle \cos \theta_{n2} \rangle = 0$. Ensuite, la densité de probabilité de l'angle d'entrée dépend de la vitesse de la particule v et de celle du nuage : $p(x) \propto (v - V_n \cos \theta_1)$. La valeur moyenne de $\cos \theta_1$ est, en posant $x = \cos \theta_1$:

$$\langle \cos \theta_1 \rangle = \int_{-1}^1 p(x) x dx / \int_{-1}^1 p(x) dx = \int_{-1}^1 (v - V_n x) x dx / \int_{-1}^1 (v - V_n x) dx = -\frac{V_n}{3v}$$

En considérant la vitesse de la particule $\sim c$, on obtient $\langle \cos \theta_1 \rangle = -\beta_n/3$. Le gain moyen d'énergie devient :

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \gamma^2 \left(1 + \frac{\beta_n^2}{3} \right) - 1 \simeq \frac{4\beta_n^2}{3}, \quad (1.16)$$

avec $\beta_n \ll 1$ pour la vitesse relative du nuage. Nous avons bien un gain en énergie, mais au second ordre en β_n . Le gain en énergie est ainsi très faible à chaque collision avec un nuage. En pratique, ceci est dû au fait qu'il y a pratiquement autant de collisions qui entraînent des pertes d'énergie, que de collisions frontales avec gain d'énergie :

- dans un choc frontal, l'inhomogénéité magnétique se dirige vers la particule, $\cos \theta_1 = -1 \Rightarrow \Delta E/E = \beta_n/(1 + \beta_n)$, il y a gain d'énergie ;
- si au contraire, l'inhomogénéité rattrape la particule, $\cos \theta_1 = 1 \Rightarrow \Delta E/E = -\beta_n/(1 + \beta_n)$, il y a perte d'énergie.

De plus, le taux d'accélération est donné par :

$$\frac{1}{E} \frac{dE}{dt} = \frac{\langle \Delta E \rangle}{E} r_{coll} = \frac{4\beta^2}{3} r_{coll},$$

où r_{coll} est le taux de collisions du rayon cosmique avec les nuages, donné par le libre parcours moyen entre les nuages L : $r_{coll} = \frac{c}{L}$. Le temps d'accélération par le mécanisme de Fermi est alors :

$$\left(\frac{1}{E} \frac{dE}{dt} \right)^{-1} = \frac{3Lc}{4V_n^2}.$$

Avec $L \sim 1$ pc, et $V_n \sim 10$ km/s, le temps d'accélération est $\sim 2 \times 10^9$ années, ce qui limite d'autant plus l'accélération par ce processus.

1.3.3.2 Accélération de Fermi du premier ordre

Le mécanisme de Fermi a été modifié pour tenter de décrire un processus d'accélération plus efficace, comme celui qui aurait lieu dans les supernovae et serait applicable dans d'autres contextes astrophysiques, du moins ceux présentant des ondes de choc fortes, comme les jets ou les points chauds des radiogalaxies.

Dans l'exemple classique de la supernova, que l'on généralisera ensuite, l'équivalent de plusieurs masses solaires de matière est éjecté durant son explosion, avec une vitesse $\sim 10^4$ km/s, largement supérieure à la vitesse du son dans le milieu interstellaire, ~ 10 km/s. Une onde de choc se forme, animée d'une vitesse V_c , en amont de l'éjecta de la supernova ayant une vitesse V_p . Du point de vue du choc, du gaz provient de la région en amont et se dirige vers lui avec une vitesse $u_1 = V_p$ et une densité ρ_1 , le traverse et s'éloigne, vers l'aval, avec une vitesse $u_2 = V_c - V_p$ et une densité ρ_2 . La vitesse du choc V_c (ou u_1) dépend de la vitesse V_p

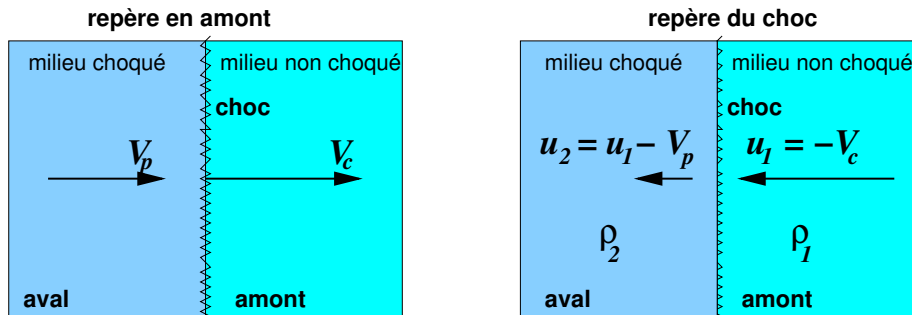


FIG. 1.28 – Représentation d'une onde de choc avec une vitesse V_c se propageant en amont d'un fluide en mouvement avec une vitesse V_p , à gauche dans le repère en amont, à droite dans le repère du choc (d'après [116]).

du piston (l'éjecta ou le milieu choqué), et du ratio de compression $r = \rho_2/\rho_1 = u_1/u_2 = \frac{\gamma+1}{\gamma-1}$

(γ représentant ici la chaleur spécifique du gaz) :

$$\begin{aligned} V_c &= -u_1 = r u_2, \\ V_p &= u_1 - u_2 = (r - 1)u_2. \end{aligned}$$

Pour le calcul du gain d'énergie, on se replace dans le contexte de la théorie de Fermi, avec des irrégularités magnétiques sous forme de nuages en amont et en aval du choc. Le choc est supposé non-relativiste, pour pouvoir faire l'approximation que les particules ultra relativistes sont distribuées de façon isotrope en amont et en aval.

Dans ce mécanisme, les angles moyens d'entrée et de sortie sont distribués de la même façon : le choc a une géométrie plane, on a donc pour un passage amont/aval¹³ $\langle \cos \theta_1 \rangle = \int_{\pi/2}^{3\pi/2} \cos^2 \theta_1 \sin \theta_1 d(\theta_1) = 2 \int_{\pi/2}^{\pi} \cos^2 \theta_1 \sin \theta_1 d(\theta_1) = -2/3$, et pour un passage aval/amont $\langle \cos \theta_{n2} \rangle = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \cos^2 \theta_{n2} \sin \theta_{n2} d(\theta_{n2}) = -2 \int_0^{\pi/2} \cos^2 \theta_{n2} \sin \theta_{n2} d(\theta_{n2}) = 2/3$. Avec la formule 1.15, on obtient alors :

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \gamma^2 \left(1 + \left(\frac{2\beta_n}{3} \right)^2 + \frac{4\beta_n}{3} \right) - 1 \simeq \frac{4\beta_n}{3} = \frac{4 V_p}{3 c} \simeq \frac{4 u_1 (r - 1)}{3 c r},$$

les ordres de β_n supérieurs à 1 étant négligeables. L'ordre 1 est ainsi plus efficace que le mécanisme précédent.

Évaluons maintenant le temps d'accélération associé à cet ordre. Soit D_1/u_1 la distance de confinement de la particule en amont, et D_2/u_2 celle en aval. D_1 et D_2 sont les coefficients de diffusion dans leur région respective. Ces coefficients sont estimés en posant que le rayon de Larmor de la particule doit être plus petit que les irrégularités magnétiques. Sachant qu'un coefficient de diffusion est classiquement calculé par $\frac{1}{3} \lambda_D v$, où λ_D est la longueur de parcours moyen et v la vitesse de la particule, on a $D \geq \frac{rLv}{3} \simeq \frac{1}{3} \frac{E\beta^2}{ZeB}$. Le temps moyen d'un cycle est alors donné par :

$$t_{cycle} = \frac{4}{c} \left(\frac{D_1}{u_1} + \frac{D_2}{u_2} \right) \geq \frac{4E\beta^2}{3ZecB} \left(\frac{1+r}{u_1} \right).$$

Le taux d'accélération étant $\frac{1}{E} \frac{dE}{dt} \simeq \frac{\langle \Delta E \rangle / E}{t_{cycle}}$, le temps d'accélération est :

$$\tau_{acc} \simeq \frac{t_{cycle} 3rc}{4(r-1)u_1 c} \geq \frac{E}{ZeB} \frac{\beta^2 r(r+1)}{u_1^2 r-1}$$

En considérant un gaz monoatomique complètement ionisé ($\gamma = 5/3$, d'où $r = 4$) et des énergies de l'ordre de 10^{18} eV, $\beta \simeq 1$:

$$\tau_{acc} \simeq \frac{20}{3} \frac{E}{ZBu_1^2}$$

Pour des champs magnétiques de l'ordre du μG (typique des galaxies, où doivent se trouver les accélérateurs cosmiques), une vitesse de choc de $u_1 \sim 0.1c$, pour atteindre 10^{15} eV, il faudra ~ 2350 ans, et pour atteindre 10^{18} eV, il faudra environ 2 millions d'années, ce qui est beaucoup plus raisonnable que plusieurs milliards d'années.

Ce mécanisme semble donc plus efficace pour expliquer l'accélération des rayons cosmiques. Le spectre en énergie est déterminé par :

¹³Cette distribution est normalisée : $\int_{-1}^1 \cos \theta d(\cos \theta) = - \int_0^{\pi} \cos \theta \sin \theta d(\theta) = 1$.

- l'énergie après la traversée du choc : $E_{n+1} = kE_n$;
- la probabilité d'échappement en aval : $P_{aval} = P = 4u_1/rv$;
- la probabilité de retraverser le choc : $P_{retour} = 1 - P_{aval} = Q$.

Après n cycles (1 cycle = 2 traversées du choc), l'énergie de la particule devient $E = E_0(1 + \Delta E/E)^n = E_0k^n$, avec E_0 l'énergie initiale. La probabilité de retraverser le choc devient $P_n = (1 - P)^n = Q^n$. Le nombre de particules avec une énergie supérieure à E est alors $N = N_0 Q^n$. Avec $n = \ln(N/N_0)/\ln(Q) = \ln(E/E_0)/\ln(k)$, on obtient le spectre en énergie :

$$N = N_0(E/E_0)^m \propto E^m,$$

avec $m = \ln(Q)/\ln(k)$. Le spectre différentiel est donc :

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{m-1}.$$

Avec $\ln(1+x) \simeq x$ si $x \ll 1$, ce qui est le cas avec P et $\Delta E/E$ pour un choc non relativiste :

$$1 - m = 1 - \frac{\ln(1 - P)}{\ln(1 + \Delta E/E)} \simeq 1 + \frac{P}{\Delta E/E} = 1 + \frac{3c}{v(r-1)} \simeq \frac{r+2}{r-1},$$

si $v \simeq c$. Avec $r = 4$, $m = -1$, on obtient un spectre différentiel en E^{-2} , ce qui est compatible avec les observations.

Les mécanismes d'accélération seront d'autant plus rapides si le champ magnétique est plus grand que celui des galaxies ou des amas de galaxies, ou si la vitesse du choc devient très grande, comme dans les vents ultra relativistes générés par des pulsars.

Les RCUHE pourraient ainsi atteindre les énergies extrêmes par accélération dans les plasmas magnétisés de puissantes sources astrophysiques, comme les points chauds des radiogalaxies. Mais attribuer des sources aux événements les plus énergétiques observés est compliqué du fait de l'absence de contrepartie visible. Certaines solutions plus exotiques peuvent alors répondre au problème de localisation des sources de RCUHE, bien qu'elles restent pour l'instant complètement spéculatives.

1.3.4 Des modèles plus exotiques

D'autres moyens de produire des RCUHE ont été imaginés, qui évitent toutes les difficultés d'accélération et justifient de plus le fait que pour l'instant, il n'y a pas de source clairement identifiée dans les directions d'arrivée des événements ultra énergétiques déjà observés (cf. [80] et [63]). Les RCUHE pourraient ainsi provenir de la désintégration de particules plus lourdes, dites supermassives ou X. Ces dernières seraient elles-mêmes le résultat de la désintégration ou l'annihilation de défauts topologiques ou de reliques quasi stables provenant de la période post-inflation de l'Univers. [113] fait une revue assez détaillée des modèles sommairement présentés ici.

Plusieurs conditions basiques sont nécessaires à la réalisation de ces scénarios :

- la désintégration des particules X doit avoir eu lieu récemment, les produits (RCUHE) devant parcourir moins de 100 Mpc à cause des processus d'atténuation d'énergie que nous avons déjà vu ;
- la masse de ces particules doit être bien plus grande que 10^{20} eV pour produire des RCUHE ; cette condition est satisfaite par les théories de Grande Unification, qui prévoient des masses de $\sim 10^{24}$ eV ;

- le rapport densité/temps de désintégration des particules X doit finalement être compatible avec le flux observé des RCUHE.

Les particules supermassives peuvent donc théoriquement être produites par :

des défauts topologiques : le rayonnement, l'interaction ou l'effondrement de défauts topologiques produisent des particules X, qui, à cause de leur temps de vie très court, se désintègrent immédiatement. Les défauts topologiques, comme les monopôles magnétiques (des singularités ponctuelles) et les cordes cosmiques (singularités à 1 dimension), sont des "restes" des brisures de symétrie qui sont apparus pendant les transitions de phase de l'Univers primordial. De l'énergie est relâchée sous la forme de particules X lorsque deux cordes cosmiques s'entrecroisent (ce qui peut former des boucles qui finissent par s'effondrer en produisant d'autres particules), et/ou par l'annihilation de d'états liés monopôle-antimonopôle (monopôlonia). Le flux des RCUHE est relié au taux de production, lui même dépendant de la densité des défauts n_X et de leur taux de réaction. Les densités de ces défauts sont très difficiles à prédire, car encore peu de choses sont connues sur les transitions de phase. Le taux de production est cependant :

$$\frac{dn_X}{dt} = \frac{Q_0}{m_X} \left(\frac{t}{t_0} \right)^{p-4}$$

où t le temps de Hubble, Q_0 est le taux d'énergie injectée sous la forme de particules X de masse m_X par unité de volume à notre époque et t_0 est donc l'âge présent de l'Univers. p est une constante dont la valeur dépend du modèle de défauts topologiques utilisé.

des reliques métastables : ce sont des particules métastables supermassives, provenant d'un champ quantique primordial produit après la phase d'inflation de l'Univers. Le temps de vie de ces reliques doit être de l'ordre de l'âge de l'Univers, si elles sont responsables du flux de RCUHE observé aujourd'hui. Comme les monopôlonia, ces reliques doivent s'agglomérer par effet gravitationnel et agir comme une composante de la matière noire froide. Elles s'accumuleraient dans les halos galactiques [111], et seraient donc distribuées symétriquement autour du Centre Galactique, ce qui induirait une légère anisotropie dans cette direction, et supprimerait alors la coupure GZK. Le flux des RCUHE est ici relié au taux de désintégration :

$$\frac{dn_X}{dt} = \frac{n_r}{\tau}$$

où τ est le temps de vie de la relique et n_r la densité de particules reliques, calculée grâce à la densité critique de l'Univers $\rho_c = 1.05 \times 10^{-5} h^2 \text{GeVcm}^{-3}$ (avec h la valeur actuelle de la constante de Hubble en unités de 100 km/s/Mpc) :

$$n_r = \frac{\rho_c (\Omega_X h^2)}{m_X},$$

$\Omega_X h^2$ étant la densité moyenne de masse des particules reliques. [113] donnent une limite inférieure à ce taux de désintégration pour expliquer le flux de RCUHE à 100 EeV : $dn_X/dt \geq 10^{-46} \text{cm}^{-3}/\text{s}$. Ainsi, pour une valeur maximum de $\Omega_X h^2 \simeq 1$, et $m_X = 10^{25} \text{eV}$, on obtient un temps de production de $\sim 3 \times 10^{17}$ années. Ce qui pose problème puisque l'âge de l'Univers est d'environ 13,7 milliards d'années. Pour compenser cela, il faudrait donc que $\Omega_X h^2 \sim 4 \times 10^{-8}$ pour expliquer les flux actuels.

L'idée commune à tous ces modèles est que la désintégration de la particule supermassive résultante produit des leptons et une paire quark-antiquark, ces derniers s'hadronisant en mésons et en nucléons. Ces jets de hadrons (surtout des pions) produisent alors une cascade de photons, neutrinos et leptons chargés, qui avec la petite fraction de protons et de neutrons ($\sim 5\%$), ont tous des énergies $\sim m_x$. La signature de ces modèles dits "top down" serait donc la mesure d'un excès de flux de photons au-dessus de 10^{20} eV et la détection de neutrinos ultra énergétiques au-dessus de 10^{19} eV. Mais jusqu'à aujourd'hui, il n'y a pas de véritable preuve expérimentale ([44], [35]).

[110] ont de plus montré que le flux de photons prédit par plusieurs modèles de défauts topologiques (avec $m_X \geq 10^{25}$ eV, et des champs magnétiques de $B \geq 1$ nG) excédait celui du fond diffus de photons observé à 100 MeV.

Les différentes mesures et observations ne peuvent aujourd'hui permettre de trancher parmi les différentes possibilités existant pour produire des particules d'énergie extrême. Les observations provenant des expériences en satellites comme Chandra-X, GLAST très bientôt ou Constellation-X dans le futur vont permettre de mieux comprendre la physique régissant les objets astrophysiques de l'Univers, et ainsi contraindre les différents modèles d'accélération existant aujourd'hui. Cela confirmera ou infirmera ce type de modèles, et le cas échéant, permettra de concentrer les études vers le domaine des particules supermassives provenant des défauts topologiques ou de reliques post-inflation.

Ajoutons à cela l'accumulation de données relatives aux cosmiques de ultra haute énergie qui est et sera faite dans les années à venir par Auger, EUSO et OWL, qui permettra d'une part de répondre définitivement de manière statistique au problème de la présence de la coupure GZK dans le spectre des rayons cosmiques, et d'autre part d'identifier les sources des RCUHE. L'identification de la nature des RCUHE donnera des indices supplémentaires sur leur mode de production, et pourra peut être contraindre les valeurs des champs magnétiques dans le cas de particules chargées.

Pendant, la détection sur Terre et la reconstruction de la direction d'arrivée et de l'énergie de ces RCUHE passent tout d'abord par une bonne compréhension générale des cascades de particules qu'ils induisent dans l'atmosphère.

Chapitre 2

Les gerbes atmosphériques

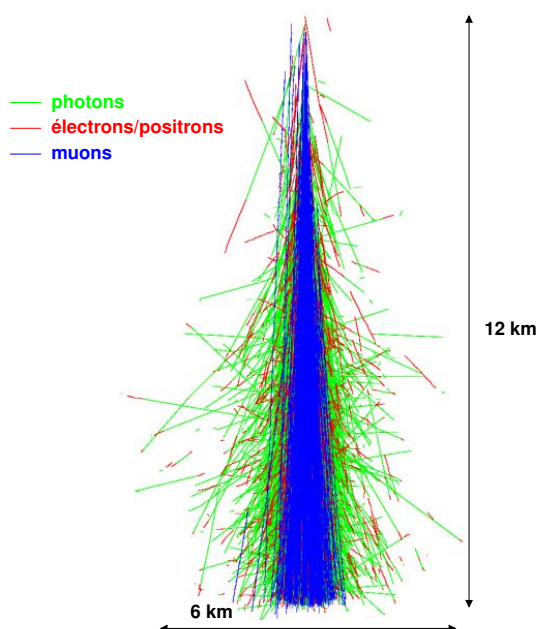


FIG. 2.1 – Une gerbe atmosphérique simulée avec MOCCA (10^{19} eV). Les lignes bleues correspondent aux trajectoires des muons, celles en vert aux photons et celles en rouge aux électrons et positrons

Après avoir traversé l'espace depuis leur source et survécu à leurs multiples rencontres avec les photons inter-galactiques du fond diffus, certains rayons cosmiques vont finalement disperser le reste de leur énergie en entrant dans l'atmosphère terrestre.

Chaque cosmique va initier une cascade atmosphérique : ils interagissent avec les noyaux des molécules d'air, créant d'autres particules qui interagissent également avec l'air ou se désintègrent. Cela déclenche une réaction en chaîne, qui produit une avalanche de particules secondaires, qui se développe jusqu'au sol pour des cosmiques de très haute énergie (généralement $> 10^{15}$ eV, cf. fig. 2.1). Le rayon cosmique initial est alors appelé particule primaire.

La figure 2.1 montre que les simulations sont capables de rendre le comportement des gerbes dans l'atmosphère, grâce à la connaissance de ce milieu et des différentes interactions qui s'y produisent. Nous allons ainsi déterminer certaines observables qui vont nous permettre

de reconstituer la trajectoire et l'énergie du primaire.

2.1 L'atmosphère terrestre

Le milieu dans lequel des particules se propagent détermine l'intensité des interactions particules-matière. Il est donc nécessaire de connaître les principales caractéristiques de l'atmosphère, comme sa composition chimique et sa densité, pour pouvoir décrire correctement tous les processus entrant en jeu et le développement de la gerbe.

Ainsi, les gerbes atmosphériques sont largement influencées par les conditions météorologiques. En changeant ces conditions, les caractéristiques de la gerbe vont également varier. Par exemple, de températures plus hautes à la hauteur de production des pions entraînent des densités plus faibles, et donc un plus grand nombre de muons au sol à cause des taux de désintégration des pions chargés qui augmentent (cf. section 2.2.7).

2.1.1 Les différentes couches

L'atmosphère terrestre s'étend sur plusieurs centaines de km autour de la Terre. Il est important de savoir dans quelles couches se propagent les cascades atmosphériques, pour pouvoir déterminer la densité du milieu dans laquelle elles se développent.

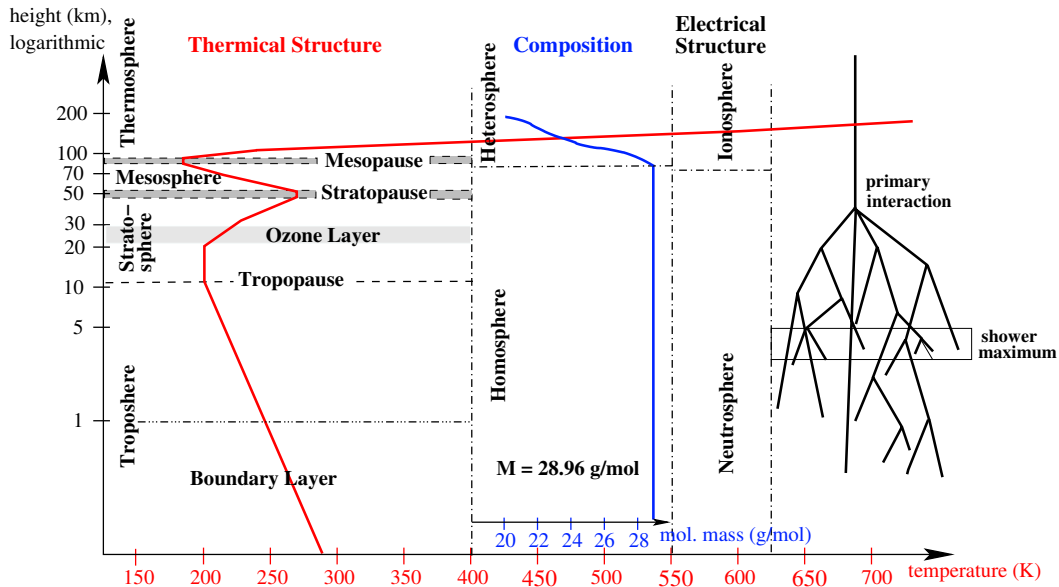


FIG. 2.2 – Les différentes couches de l'atmosphère [141]. Les valeurs sont données pour le modèle standard américain, mais les différentes divisions restent valables pour chaque modèle atmosphérique. Le développement d'une cascade atmosphérique est schématisé sur la droite.

Notre atmosphère est une enveloppe gazeuse dont 90% de la masse est accumulée dans les 18 km *asl*¹. Seulement 1% de la masse se trouve au dessus de 32 km *asl*.

Pour pouvoir la décrire, on la divise généralement en plusieurs régions selon les différences de température ou de composition. Jusqu'à 80 km, la masse moléculaire moyenne est pratiquement constante, c'est l'homosphère. Au-dessus, dans l'hétérosphère, les atomes et les

¹*asl* (*Above Sea Level*) : altitude au-dessus du niveau de la mer.

molécules lourds se concentrent au fond de la couche, alors que les gaz les plus légers flottent en haut.

L'homosphère se décompose en plusieurs couches :

- la troposphère (jusqu'à ~ 10 km *asl*, où la pression est de 250 hPa à cette limite (*tropopause*), sachant qu'au sol elle est 1013 hPa) : elle représente les 5/6 de l'atmosphère terrestre. L'air y contient de la vapeur d'eau et du gaz carbonique, des poussières (surtout de 0 à 3 km). La température s'y abaisse progressivement (6.5 °C par 1000 m) jusqu'à ~ -75 °C. C'est le siège des événements météorologiques (nuages, orages, etc...);
- la stratosphère (à la *stratopause*, ~ 50 km *asl*, la pression est de ~ 1 hPa) : elle comprend des couches de températures différentes dont l'une est riche en ozone. L'absorption du rayonnement ultra-violet du Soleil la réchauffe et transforme une infime partie de l'oxygène (1 molécule/1 million) en ozone. La couche d'ozone protège la Terre des radiations ultraviolettes néfastes à la vie;
- la mésosphère (jusqu'à ~ 80 km *asl*) : couche limitée par la *mésopause*. Les températures y chutent avec l'augmentation de l'altitude jusqu'à environ -100°C. C'est la plus froide des couches atmosphériques. Il y fait assez froid pour geler la vapeur d'eau en nuages de glace. C'est également dans cette couche que beaucoup de météores se consomment lorsqu'ils entrent dans l'atmosphère terrestre.

Quant à l'hétérosphère, elle regroupe :

- la thermosphère : sous l'action des rayons UV et X du Soleil, les molécules de l'air y sont décomposées, et la chaleur dégagée fait augmenter la température (à 150 km, on atteint 360°C, et à 300 km, 700°C). Dans sa partie supérieure, la température passe de ~ 350 à 1700°C, en fonction de l'activité solaire. Cette couche se décompose elle-même en :
 - l'ionosphère (~ 80 à 350 km) : cette couche est ionisée par le rayonnement solaire, et est le siège des aurores polaires. Elle est subdivisée en 3 couches qui permettent les télécommunications en réfléchissant les ondes radios de longue, moyenne et courte longueurs d'onde;
 - la métasphère (~ 350 à 500 km) : couche dans laquelle l'ISS, avec EUSO, est en orbite à 400 km;
 - la protosphère (~ 500 à 800 km)).
- l'exosphère ($\gtrsim 1000$ km) : couche la plus élevée de l'atmosphère. Les atomes les plus légers échappent lentement à la pesanteur terrestre et s'évadent vers l'espace interplanétaire. L'hydrogène et l'hélium sont les composants principaux et sont seulement présents à des densités extrêmement faibles. C'est la zone où beaucoup de satellites gravitent autour de la Terre.

La métasphère, la protosphère et l'exosphère ne sont pas représentées sur la figure 2.2.

Les gerbes atmosphériques se développent dans les 50 premiers km *asl*, c'est-à-dire à partir de la *stratopause*. Le maximum de la gerbe (où le nombre de particules est maximum) se trouve dans les 5 premiers km *asl*, pour des gerbes initiées par des cosmiques de ultra haute énergie (cf. figure 2.2). Cela signifie que le principal du développement se passe dans les 10 derniers km traversés par la cascade.

2.1.2 Composition chimique

La composition chimique de l'air est donc pratiquement constante jusqu'à la *mésopause* (~ 80 km *asl*, cf. fig. 2.2). Cela va permettre de simplifier les calculs de développement des gerbes atmosphériques, où elle intervient par sa masse moléculaire M .

L'air sec est constitué à 78.08% du volume (75.537% en poids) d'azote moléculaire (N_2), de 20.95% (23.178%) d'oxygène moléculaire (O_2), de 0.93% (1.283%) d'argon (Ar) et de 0.036% de gaz carbonique (CO_2) (0.0124% de C en poids) . De faibles quantités d'autres gaz sont également présents :

Composé chimique	% en volume	Composé chimique	% en volume
Ne (néon)	18×10^{-4}	O_3 (ozone)	4×10^{-6}
He (hélium)	5×10^{-4}	SO_2 (anhydride sulfureux)	5×10^{-5}
Kr (krypton)	1.1×10^{-4}	Xe (xénon)	9×10^{-6}
CH_4 (méthane)	1.7×10^{-4}	CO (monoxyde de carbone)	8×10^{-6}
H_2 (hydrogène gazeux)	6×10^{-5}	NO_2 (dioxyde d'azote)	2×10^{-6}
N_2O (oxyde nitreux)	3×10^{-5}	NH_3 (ammoniaque)	6×10^{-7}

TAB. 2.1 – Proportions en volume des gaz minoritaires présents dans l'atmosphère (non exhaustif). Ces proportions peuvent varier d'une source à l'autre, ici [141].

Avec les constituants majoritaires, on obtient une masse moléculaire moyenne de $M_{air} = 28.96$ g/mol. La masse atomique moyenne (numéro atomique moyen) est respectivement 14.65 (7.31), ce qui donne un ratio $Z/A = 0.499$ (très utilisé dans les calculs de pertes d'énergie).

L'atmosphère contient également de la vapeur d'eau en quantités et densités très variables suivant la latitude, l'altitude et la situation météorologique (glace, nuageuse, pluie, brouillard, etc...), et des aérosols (particules solides en suspension) qui ne se déposent que très lentement au gré des déplacements des masses d'air. Les aérosols influencent surtout les émissions radiatives lors du développement longitudinal de la gerbe (cf. sections 3.2.3.2 et 3.2.2). La composition et la densité de l'atmosphère à différentes altitudes doivent donc être mesurées à chaque prise de données des télescopes à fluorescence.

2.1.3 La densité

Connaissant la masse molaire de l'air, nous pouvons maintenant déterminer la densité de l'atmosphère pour les différents calculs de pertes d'énergie et les simulations de gerbes atmosphériques. La loi des gaz parfaits peut être utilisée pour l'air :

$$\rho(h) = \frac{P(h)M_{air}}{T(h)R} \quad (2.1)$$

où M_{air} est la masse molaire, T la température, P la pression et $R = 8.314$ J K⁻¹mol⁻¹ = $k\mathcal{N}_A$. Ainsi, au niveau de la mer avec $P = 1015$ hPa et $T = 293$ K, $\rho = 1.21$ kg/m³.

La figure 2.3 montre les variations de pression, température et densité sur plusieurs dizaines de jours. La pression et la température ont été mesurées au sol sur le site argentin d'Auger², et la densité est calculée grâce à la formule 2.1. Le facteur K est juste un facteur

²Ces données sont régulièrement enregistrées au Centre de Calcul de Lyon et sont accessibles aux membres d'AUGER :

/afs/in2p3.fr/group/pauger/datamon00/Raid/monit/Weather/

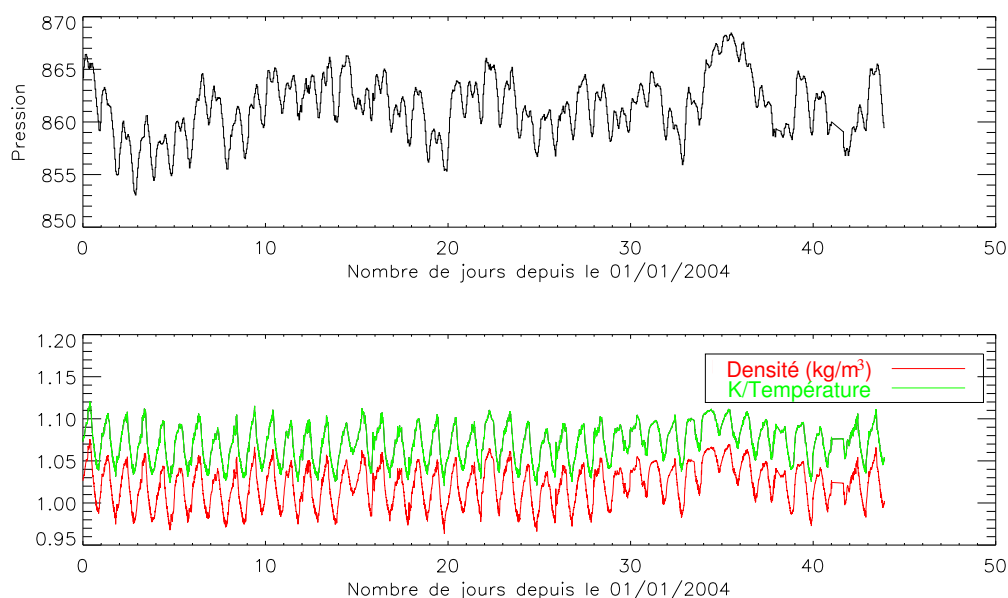


FIG. 2.3 – Les pression (en haut), température et densité (en bas) en fonction du nombre de jours depuis le 1^{er} janvier 2004 jusqu'au 14 février 2004. Comme le montre la figure du bas, les variations de densité suivent celles de l'inverse de la température, au facteur de normalisation K près.

de normalisation de l'inverse de la température par rapport à la densité, ajusté pour la comparaison. Les variations relatives de pression étant plus faibles et plus lentes que celles de température, les variations de la densité sont très proches de celles de $1/T$. Ceci est utile pour simplifier l'étude des effets des conditions atmosphériques sur la détection des cascades, du moins dans un premier temps, pour déterminer dans quelles mesures ces conditions interviennent .

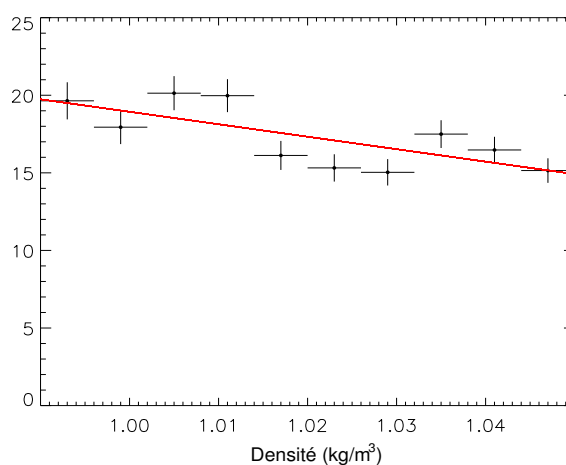


FIG. 2.4 – Taux d'événements en fonction de la densité : ces événements sélectionnés dans la période janvier-février 2004 sont de basse énergie.

La figure 2.4 représente l’histogramme des densités liées aux événements enregistrés durant les mois de janvier et février 2004. Ces événements sont des événements dits “TOT” (cf. section 3.2.3.5) à 3 stations, avec des énergies typiquement inférieures à 2 EeV. Un ajustement linéaire effectué sur les points de cet histogramme montre que le nombre d’événements diminue avec la densité qui augmente. Cet effet peut en partie être expliqué par la diminution du rayon de Molière (cf. section 2.4.5), en conjugaison avec d’autres effets : la gerbe s’étalant moins loin latéralement, moins de particules traversent les cuves, et le seuil de détection peut ne pas être dépassé.

Cette figure montre l’influence que peuvent avoir la densité (ou la température) et les autres caractéristiques atmosphériques sur la détection d’une cascade au sol. L’étude de l’effet de la température sur l’acceptance d’Auger débute et est présentée plus en détails dans [145].

2.1.4 La profondeur atmosphérique

Dans le développement d’une gerbe dans l’atmosphère, une grandeur caractérise la longueur traversée par la cascade dans la matière, depuis la première interaction du primaire avec les noyaux d’air. Cette grandeur, utilisée pour décrire les caractéristiques d’une cascade, est l’épaisseur d’atmosphère X traversée, ou plus exactement la profondeur atmosphérique verticale (en g/cm^2), qui dépend de la densité :

$$X_v(h) = \int_h^\infty \rho(z) dz. \quad (2.2)$$

$\rho(h)$ représente la densité de l’atmosphère à l’altitude h . On notera que $X_v(h \rightarrow \infty) = 0$ et $X_v(0) \simeq 1030 g/cm^2$. La densité $\rho(h)$ peut alors être obtenue à partir de $X_v(h)$:

$$\rho(h) = -\frac{dX_v(h)}{dh}. \quad (2.3)$$

Une autre quantité apparaît fréquemment dans les calculs de cascades, la profondeur atmosphérique longitudinale $X_s(h)$ (cf.³), définie comme $X_v(h)$, mais dont le chemin d’intégration suit l’axe de la gerbe. Une approximation raisonnable, valable jusqu’à environ $\theta = 80^\circ$, en est donnée par la formule suivante :

$$X_s(h) = \frac{X_v(h)}{\cos \theta}. \quad (2.4)$$

La profondeur atmosphérique va maintenant nous permettre de décrire l’atmosphère en termes de quantité de matière traversée⁴.

2.1.5 La modélisation de l’atmosphère

Les simulations de gerbes atmosphériques sont un moyen précieux de mieux comprendre le déroulement des cascades dans l’atmosphère. Ainsi, en plus de la connaissance des interactions entrant en jeu, une modélisation réaliste de l’atmosphère est nécessaire.

Il existe une variété de modèles et de paramétrisations pour décrire l’atmosphère terrestre. Le modèle appelé “*US standard atmosphere*” est l’un de ceux les plus utilisés, basé sur des données expérimentales (voir les références dans [21]). Ce modèle est décrit par la paramétrisation de Linsley, et est utilisé par les simulations AIRES [21] et CORSIKA [24].

³_s signifie *slant*, incliné.

⁴Le terme de *grammage* désignera également la profondeur atmosphérique traversée.

Le modèle dit de Linsley permet un découpage en tranches de l'atmosphère, afin de prendre en compte la variation de température. Ce modèle est valable pour $h < h_{max} = 112.8$ km. On considère la densité comme nulle au-dessus de h_{max} . Cette approximation simplifie les algorithmes de simulation. Elle est justifiée puisqu'elle affecte une zone placée bien au-dessus de la région où les cascades commencent à se développer, vers 50 km *asl*. Comme nous l'avons vu, la masse moléculaire peut alors être considérée comme constante. Typiquement, l'atmosphère est divisée en 5 couches, comprises entre h_l et h_{l+1} , où l représente le numéro de couche, avec $h_1 = 0$ et $h_6 = h_{max}$. On décrit alors la profondeur atmosphérique verticale $X_v(h)$ de la façon suivante :

$$X_v(h) = \begin{cases} a_l + b_l e^{-h/c_l} & h_l \leq h < h_{l+1}, \quad l = 1, \dots, 4 \\ a_5 - b_5(h/c_5) & h_5 \leq h < h_{max} \\ 0 & h \geq h_{max} \end{cases} \quad (2.5)$$

Les coefficients a_l , b_l et c_l doivent être ajustés pour bien rendre compte des données expérimentales que l'on veut paramétriser. Un changement d'atmosphère peut alors être effectué en changeant seulement les coefficients de la paramétrisation, comme dans [24] et [141], cette dernière décrivant diverses atmosphères d'Argentine en différentes saisons et conditions.

Un modèle plus simple, dit isothermique propose la formule suivante pour le calcul de la densité en fonction de l'altitude h ($h = 0$ m au niveau de la mer) :

$$\rho(h) = \rho_0 e^{-gMh/RT}, \quad (2.6)$$

La comparaison du modèle isothermique et du modèle de Linsley montre clairement qu'avec des coefficients appropriés, ce dernier reproduit bien une atmosphère donnée (cf. figure 2.5).

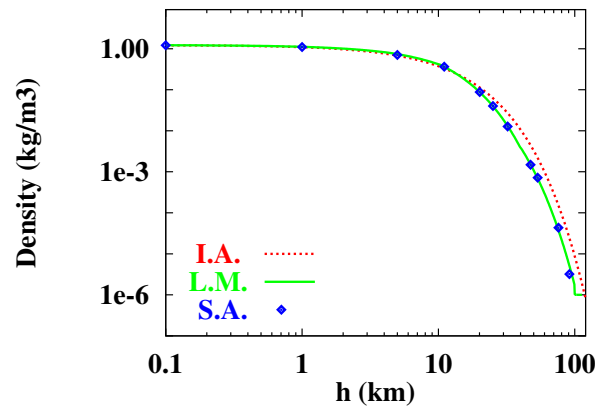


FIG. 2.5 – Densité de l'air en fonction de l'altitude [21]. Les points représentent les données de l'*US standard atmosphere*, la ligne verte le modèle de Linsley et la rouge en pointillé le modèle isothermique, avec $T = 288$ K et donc $\rho_0 = 1.225 \text{ kg/m}^3$.

La figure 2.6, faite à partir des paramétrisations de [141], représente la profondeur atmosphérique verticale en fonction de l'altitude, pour différentes atmosphères.

Par rapport à la paramétrisation utilisée par défaut⁵ dans les simulations (cf. section 2.5), à une altitude de 1400 m *asl* (altitude de l'observatoire Auger), il y a des différences de

⁵Le modèle par défaut est le modèle *US standard atmosphere*, noté US-StdA, avec $T = 279.05$ K, $P = 856.01$ hPa et $\rho(1400 \text{ m}) = 1.069 \text{ kg/m}^3$.

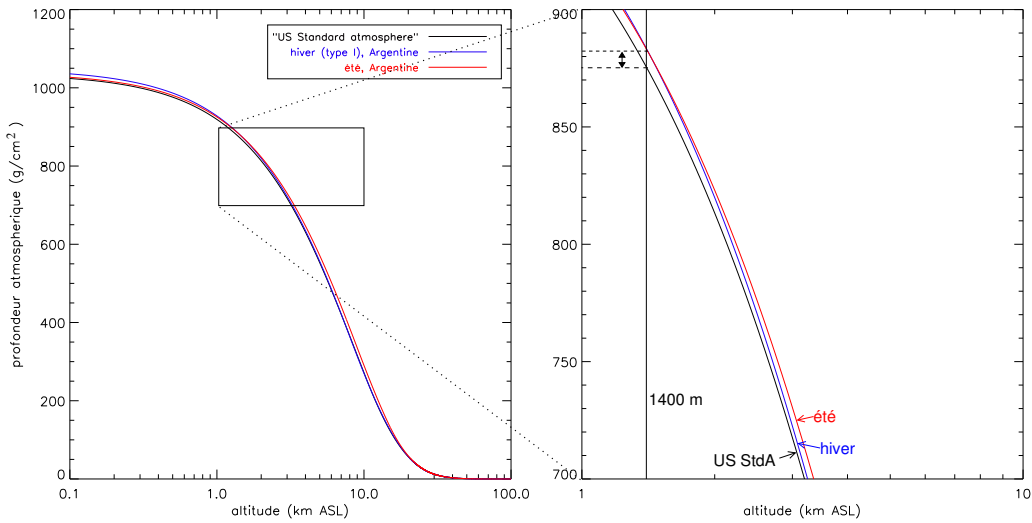


FIG. 2.6 – Profondeurs atmosphériques verticales moyennes pour deux saisons en Argentine, et pour le modèle *US standard atmosphere*. A droite, un agrandissement autour de 1400 m montre une différence de grammage entre les deux atmosphères, mais pas entre les saisons.

grammage avec les atmosphères argentines d'hiver (en bleu, avec une température de 278.6 K, une pression de 859.24 hPa et une densité de 1.074 kg/m^3) et d'été (en rouge, $T = 295.5 \text{ K}$, $P = 852.18 \text{ hPa}$, $\rho = 1.005 \text{ kg/m}^3$).

Les atmosphères argentines présentent une différence de grammage avec le modèle US-StdA de 7.7 et 7.9 g/cm^2 respectivement. Comme il est précisé dans [141], les modèles d'atmosphères à prendre en compte doivent être représentatifs de l'endroit où se trouve le détecteur. Les conditions atmosphériques influencent chaque cascade détectée, et il faudra à terme en tenir compte dans sa reconstruction, sous peine de biaiser ses caractéristiques (principalement l'énergie). Les variations saisonnières (moyennées) semblent cependant ne pas affecter le développement des gerbes [53]. Les différences de température jour/nuit devront quant à elles être prises en compte.

2.2 Les différentes interactions

Nous décrivons ici les différentes interactions entre les molécules de l'air et le primaire et les secondaires. La densité, le numéro et la masse atomiques de l'air sont utilisés pour décrire ces interactions. Une meilleure connaissance de ces processus nous permettra de mieux comprendre les phénomènes qui se produisent lors du développement d'une gerbe atmosphérique. Pour plus de détails sur ces processus, on se reportera aux références [50] et [51].

2.2.1 Longueur de radiation

Avant de décrire les différentes interactions, nous avons besoin de définir une grandeur caractéristique qui décrit les processus électromagnétiques : la longueur de radiation.

Les électrons de haute énergie perdent essentiellement de l'énergie dans la matière par Bremsstrahlung, et les photons de haute énergie par production de paires e^+e^- . La quantité de matière caractéristique traversé pour ces interactions est appelé longueur de radiation, et est noté X_0 (g cm^{-2}). Comme nous allons le voir par la suite, c'est en même temps les

7/9 du libre parcours moyen (distance moyenne parcourue par la particule entre deux chocs) d'un photon interagissant par production de paires, et la distance moyenne sur laquelle un électron perd $1 - e^{-1}$ (63.2%) de son énergie.

Dans l'air sec, dans des conditions normales de température et de pression, la longueur de radiation vaut :

$$X_0 = \left(4\alpha \mathcal{N}_A r_e^2 \frac{Z^2}{A} \ln(183Z^{-1/3}) \right)^{-1} \simeq 36.66 \text{ g cm}^{-2} \quad (2.7)$$

$\mathcal{N}_A = 6.02 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ est le nombre d'Avogadro. La figure 2.6 montre que l'atmosphère équivaut à $\sim 1030 \text{ g/cm}^2$, on obtient alors environ 28 longueurs de radiation pour l'atmosphère terrestre (autant que dans 15 cm de plomb) jusqu'au niveau de la mer. A Malargüe (1400 m), avec $\sim 875 \text{ g/cm}^2$, on a 24 longueurs de radiations.

2.2.2 Perte d'énergie pour les particules plus lourdes que l'électron

Les particules chargées modérément relativistes (au-delà de quelques MeV) autres que les électrons (muons, pions chargés, protons, noyaux, etc...) perdent de l'énergie dans la matière principalement par excitation et ionisation. Soit $\frac{dE}{dx}$ la perte d'énergie moyenne par unité de longueur dans un milieu donné ayant une densité ρ . On définit alors le pouvoir d'arrêt massique par $\frac{dE}{dX} = \frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx}$. Cette perte est caractérisée par l'équation de Bethe-Bloch :

$$-\frac{dE}{dX} = 4\pi \mathcal{N}_A r_e^2 m_e c^2 \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left(\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2(Z)} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right) \text{ (MeV cm}^2 \text{ g}^{-1}) \quad (2.8)$$

avec ze la charge de la particule considérée, Z et A (en g/mol) respectivement le numéro et la masse atomique du milieu, $I(Z)$ le potentiel d'ionisation (ou énergie d'excitation moyenne) du milieu (mesuré pour différents matériaux et paramétrisé en fonction de Z , $\sim 85.7 \text{ eV}$ pour l'air) et δ la correction pour les effets de densité de charge (écranage du champ électrique de la particule incidente dans le milieu, ce qui réduit les interactions et donc la perte d'énergie ; ce paramètre dépend de la densité du milieu). T_{max} est l'énergie cinétique maximum transférable à un électron libre lors d'une unique collision. Cette énergie vaut :

$$T_{max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma m_e/M + (m_e/M)^2}, \quad (2.9)$$

où M , β et γ sont respectivement la masse, la vitesse (par rapport à c) et le facteur de Lorentz de la particule incidente.

A basse énergie, il faut ajouter entre les parenthèses de la formule 2.8 $-C/Z$, pour corriger l'effet des couches atomiques (la particule a peu de chances d'interagir avec les électrons des couches profondes).

Pour la suite, on notera $K = 4\pi \mathcal{N}_A r_e^2 m_e c^2 = 0.3071 \text{ MeV cm}^2$.

2.2.3 Perte d'énergie dans des composés ou des mélanges

Le pouvoir d'arrêt d'un mélange ou d'un composé est facilement obtenu à partir des éléments constitutifs grâce à la loi d'additivité de Bragg-Kleemann :

$$\frac{dE}{dX} \simeq \sum_{i=1}^n w_i \left. \frac{dE}{dX} \right|_i \text{ (MeV g cm}^{-2}) \quad (2.10)$$

où w_i est la fraction de masse de l'élément $w_i = m_i/m$ ($\sum m_i = m$), et $\left.\frac{dE}{dX}\right|_i$ le pouvoir d'arrêt de l'élément i .

Cette loi peut être utilisé de la même façon pour d'autres expressions, par exemple $\langle Z/A \rangle = \sum n_i Z_i / n_i A_i$, ou $1/X_0 = \sum w_i / X_i$.

2.2.4 Les électrons et les positrons

Les principales pertes d'énergie des électrons et des positrons du MeV au GeV sont représentés sur la figure 2.7. Ces interactions sont :

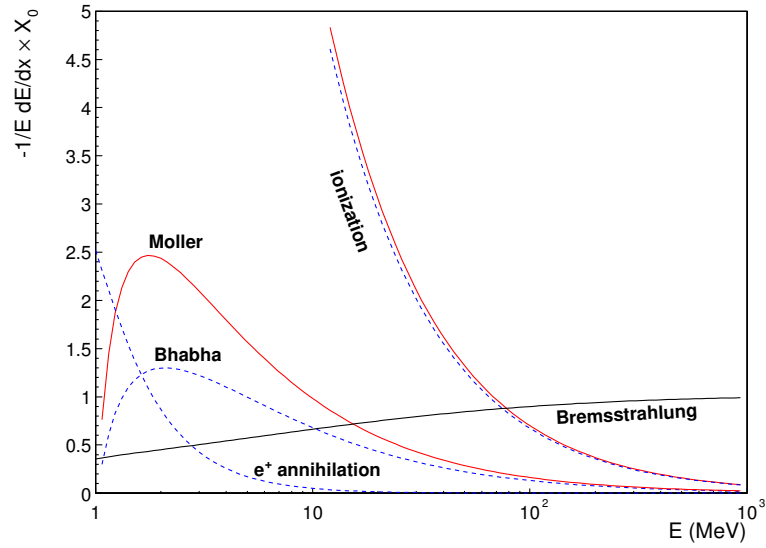
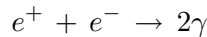


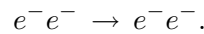
FIG. 2.7 – Perte d'énergie par longueur de radiation X_0 dans l'air pour des électrons (traits pleins) et des positrons (tirets) en fonction de leur énergie [56].

Annihilation du positron : lorsqu'un positron a perdu toute son énergie cinétique dans le milieu dans lequel il se trouve, il va s'annihiler avec un électron suivant :

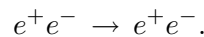


L'annihilation ayant lieu au repos, on obtient deux photons de 0.511 MeV (masse de l'électron) chacun, émis à 180° l'un de l'autre.

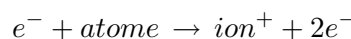
Diffusion de Møller : diffusion élastique d'un électron sur un électron :



Diffusion Bhabha : diffusion élastique d'un électron sur un positron (ou l'inverse) :



Ionisation et excitation : les électrons interagissent de manière prépondérante avec les électrons des atomes constituant le milieu traversé. Si l'énergie transférée par l'électron incident est supérieure à l'énergie de liaison d'un électron de l'atome cible, celui-ci est expulsé du cortège électronique et il y a ionisation de l'atome :



Les électrons atomiques concernés sont les électrons fortement liés de la couche K. Par contre, si l'énergie transférée par l'électron incident est exactement égale à la différence entre les énergies de liaison de 2 couches électroniques de l'atome cible, un électron de cet atome saute sur une couche moins liée et il y a excitation. Les électrons atomiques concernés sont les électrons faiblement liés des couches externes.

Les pertes d'énergies sont ici décrites par une formule proche de celle de Bethe-Bloch, mais modifiée pour tenir compte du fait que les collisions se font entre particules de nature identique (masse particule incidente=masse particule cible, et pour l' e^- , particule cible=particule incidente). Pour des électrons relativistes, la perte d'énergie est donnée par :

$$-\frac{dE}{dX} = K \frac{Z}{A\beta^2} \left(\frac{1}{2} \ln \frac{m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T}{2I^2(Z)} + \frac{(1 - (2\gamma - 1) \ln 2)}{2\gamma^2} + \frac{1}{16} \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma} \right)^2 \right)$$

où $T = E - m_e$ est l'énergie cinétique de l'électron incident. De même, pour les positrons :

$$-\frac{dE}{dX} = K \frac{Z}{A\beta^2} \left(\frac{1}{2} \ln \frac{m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T}{2I^2(Z)} - \frac{\beta^2}{24} \left(23 + \frac{14}{\gamma + 1} + \frac{10}{(\gamma + 1)^2} + \frac{4}{(\gamma + 1)^3} \right) \right).$$

Rayons δ : les électrons créés par ionisation avec des énergies suffisamment grandes vont à leur tour pouvoir ioniser le milieu. Ce sont des électrons (ou rayons) δ (également *knock-on electrons* en anglais). La distribution de ces électrons secondaires est :

$$\frac{d^2 N}{dT dx} = \frac{K Z z^2 F(T)}{2 A \beta^2 T^2}$$

où $I \ll T \leq T_{max}$ est l'énergie cinétique de l'électron produit (T_{max} est donnée par l'équation 2.9). Le facteur $F(T)$ dépend du spin de la particule incidente, mais vaut à peu près 1 si $T \ll T_{max}$. Pour des particules de spin 0, $F(T) = (1 - \beta^2 T / T_{max})$.

Bremsstrahlung : la particule incidente chargée est déviée de sa trajectoire par son interaction avec le champ électrostatique des noyaux de la matière traversée, et chaque déviation résulte en l'émission d'un rayonnement de freinage. La distance entre la trajectoire de la particule et le noyau du milieu doit être grande devant le rayon nucléaire, sinon l'effet n'a pas lieu. Elle joue de plus un rôle essentiel dans ce processus :

- si cette distance est inférieure à la taille du rayon atomique, le champ agissant sur la particule pendant le processus de radiation peut être considéré comme le champ coulombien d'une charge Ze ponctuelle centrée sur le noyau ;
- si la distance est de l'ordre du rayon atomique ou plus grande, l'effet d'écran du champ électrique nucléaire par les électrons atomiques (écrantage) doit être pris en compte.

L'influence de l'effet d'écran sur le processus radiatif est déterminé par la quantité notée ici δ :

$$\delta = \frac{136}{Z^{1/3}} \frac{m_e c^2}{E_0} \frac{\epsilon}{1 - \epsilon} \quad (2.11)$$

avec E_0 l'énergie de l'électron, et $\epsilon = \frac{h\nu}{E_0}$ la fraction d'énergie du photon émis. Plus l'écrantage est grand, plus δ est petit, et inversement : pour $\delta \gg 1$, l'écrantage est

considéré comme négligeable, et pour $\delta \simeq 0$ il est dit total. Selon la formule 2.11, si l'énergie de l'électron est très grande, alors l'écrantage sera toujours considéré comme total.

Ainsi, pour $1 \ll \gamma (= \frac{E_0}{m_e c^2}) \ll \frac{1}{\alpha Z^{1/3}}$, l'effet d'écran est négligeable, et la perte d'énergie devient :

$$-\frac{dE}{dX} = 4\alpha \mathcal{N}_A r_e^2 \frac{Z^2}{A} E_0 \left(\ln \left(\frac{2E_0}{m_e c^2} \right) - \frac{1}{3} \right),$$

et à haute énergie ($E_0 \gg \frac{m_e c^2}{\alpha Z^{1/3}}$), avec un écrantage total :

$$-\frac{dE}{dX} = 4\alpha \mathcal{N}_A r_e^2 \frac{Z^2}{A} E_0 \left(\ln(183Z^{-1/3}) + \frac{1}{18} \right) = \frac{E_0}{X_0} (1 + b) \quad (2.12)$$

Avec $b = (18 \ln(183Z^{-1/3}))^{-1} = 0.012$ que l'on peut négliger, l'énergie rayonnée est donnée par $E(X) = E_0(1 - e^{-X/X_0})$. Pour une longueur d'interaction parcourue, la perte d'énergie est de 63.2% de l'énergie initiale.

Aux basses énergies, les électrons et les positrons perdent principalement de l'énergie par ionisation, les autres processus décrits sur la figure 2.7 ayant des effets beaucoup moins importants (diffusion de Møller, diffusion Bhabha, annihilation de positron).

Le Bremsstrahlung devient dominant à partir de l'énergie critique, qui est définie comme l'énergie à laquelle les pertes par ionisation et par Bremsstrahlung sont équivalentes. Dans l'air, $E_c \simeq 80$ MeV d'après la figure 2.7. Une valeur approximative est donnée par la formule de la figure 26.12 de la référence [103] à 10% pour les gaz : $E_c = \frac{710 \text{ MeV}}{Z+0.92}$. Pour l'air $E_c = 84 \text{ MeV}$, ce qui est cohérent avec la valeur précédente.

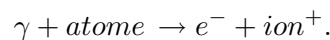
Au dessus de E_c , les pertes par Bremsstrahlung dominent, et au-delà de 1 GeV, elles sont pratiquement constantes. L'effet d'écran est total, et on peut utiliser la formule 2.12.

2.2.5 Les photons

La figure 2.8 montre que les interactions dominantes entre des photons et l'atmosphère terrestre (indiqués par des flèches) sont la diffusion Compton et la production de paires (dans le champ du noyau qui interagit), à partir de ~ 25 MeV. Nous allons décrire néanmoins tous les processus présents sur cette figure.

Diffusion de Rayleigh : diffusion par les atomes ou molécules de l'atmosphère. La taille des atomes/molécules doit être très inférieure à celle de la longueur d'onde du photon. Rayleigh a montré en 1899 que l'intensité de cette diffusion est fonction de $1/\lambda_{\text{photon}}^4$. Ainsi, les rayonnements de courte longueur d'onde, comme le bleu, sont plus diffusés que ceux de grande longueur d'onde, comme le rouge. Ceci explique la couleur bleue du ciel.

Effet photoélectrique : l'énergie $h\nu$ du photon incident est totalement transférée à un électron de la couche interne d'un atome du milieu (photo-électron) :



L'énergie de l'électron éjecté devient $E_e = h\nu - E_l$, avec E_l qui correspond à l'énergie de liaison de l'électron dans l'atome. Le recul du noyau dans ce processus est généralement négligé. La vacance créée dans la couche interne est comblée par un électron issu d'une couche plus externe. Le surplus d'énergie, dû au changement de couche d'un électron,

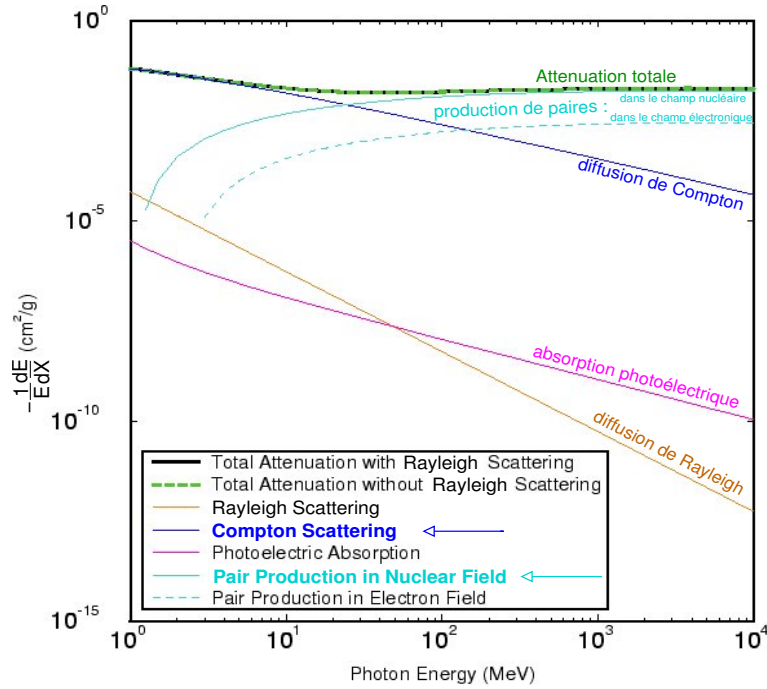


FIG. 2.8 – Coefficients d’atténuation totale des photons dans l’air, calculé avec la base de données de [19], qui permet le calcul de sections efficaces dans différents éléments ou milieux, notamment pour le photon dans l’air.

est libérée sous la forme d’un photon X de fluorescence ou est retransmise à un autre électron périphérique, qui est également éjecté (électron Auger).

Effet Compton : une partie de l’énergie du photon incident est transférée à un électron d’une couche périphérique :

$$\gamma + e^- \rightarrow \gamma' + e^{-'}$$

L’énergie incidente se trouve donc répartie entre l’électron Compton et le photon diffusé. Il y a diffusion élastique sur un électron quasi libre du milieu. La conservation de la quantité de mouvement et de l’énergie totale lors de la diffusion du photon d’énergie $h\nu$ sur un électron au repos permet de calculer l’énergie du photon diffusé avec un angle θ par rapport à sa direction incidente :

$$h\nu' = h\nu \frac{1}{1 + \frac{h\nu}{m_e c^2} (1 - \cos\theta)},$$

et l’énergie cinétique de l’électron mis en mouvement :

$$E_e = h\nu \frac{\frac{h\nu}{m_e c^2} (1 - \cos\theta)}{1 + \frac{h\nu}{m_e c^2} (1 - \cos\theta)},$$

L’angle θ étant compris entre 0 et π (rétrodiffusion), le spectre d’énergie des chacune des particules dans l’état final est continu.

Effet de matérialisation ou création de paires : l'énergie $h\nu$ du photon incident est totalement absorbée dans la création d'une paire électron-positron :

$$\gamma \rightarrow e^+ + e^-.$$

Ce processus est suivi d'une annihilation dans laquelle le positron et un électron du milieu s'annihilent, produisant une paire de photons de 511 keV chacun, émis à 180° l'un de l'autre.

La création de paires provient de l'interaction du photon avec le champ électrique d'une particule chargée du milieu :

- dans le cas d'un noyau d'un atome, elle aura lieu si $h\nu \gtrsim 2m_e c^2 = 1.022 \text{ MeV}$;
- pour un électron atomique, elle aura lieu si $h\nu > 4m_e c^2 = 2.044 \text{ MeV}$; l'électron cible sera éjecté.

Cependant, l'interaction est plus importante dans le champ coulombien du noyau (le potentiel électrique du noyau est plus fort que celui d'un électron : $V_{\text{noyau}}(r) = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} > V_{e^-}(r) = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r}$).

Ce phénomène est très proche de celui du Bremsstrahlung, et les équations décrivant ces deux processus sont très proches. De la même façon, il faut également prendre en compte l'effet d'écran, qui est ici caractérisé par :

$$\delta = \frac{136}{Z^{1/3}} \frac{m_e c^2}{h\nu} \frac{1}{\epsilon(1-\epsilon)}, \quad (2.13)$$

avec $\epsilon = \frac{E}{h\nu}$, et E représentant l'énergie d'une des particules de la paire.

Ainsi, pour des énergies $m_e c^2 \ll h\nu \ll \frac{m_e c^2}{\alpha Z^{1/3}}$, l'effet d'écran est négligeable ($\delta \gg 1$), et la section efficace de production de paires est :

$$\sigma = 4\alpha r_e^2 Z^2 \left(\frac{7}{9} \ln \frac{2h\nu}{m_e c^2} - \frac{109}{54} \right).$$

Pour des photons d'énergie $h\nu \gg \frac{m_e c^2}{\alpha Z^{1/3}}$ ($\simeq 36 \text{ MeV}$ dans l'air), l'écrantage est total, et on obtient :

$$\sigma = 4\alpha r_e^2 Z^2 \left(\frac{7}{9} \ln(183Z^{-1/3}) - \frac{1}{54} \right) = \frac{1}{X_0} \left(\frac{7}{9} - \frac{b}{3} \right)$$

Cette relation signifie que la création de paires devient constante à haute énergie. On remarquera la similitude de la formule avec celle du Bremsstrahlung pour les électrons (formule 2.12), ce qui montre bien que les processus mis en oeuvre sont similaires. En négligeant le terme $b/3$:

$$\sigma \simeq \frac{7}{9} \frac{A}{\mathcal{N}_A} X_0^{-1} \Rightarrow X_0 = \frac{7}{9} \frac{A}{\mathcal{N}_A} \frac{1}{\sigma} = \frac{7}{9} \lambda_{\text{paire}},$$

où λ_{paire} (en g/cm^2) correspond au libre parcours moyen de la production de paires.

2.2.6 Les muons

Les muons de haute énergie interagissent avec l'atmosphère par ionisation, Bremsstrahlung, création de paires e^+e^- et par interactions photo-nucléaires. Ils se désintègrent lorsqu'ils ne sont plus assez énergétiques. L'énergie totale perdue par un muon traversant une certaine

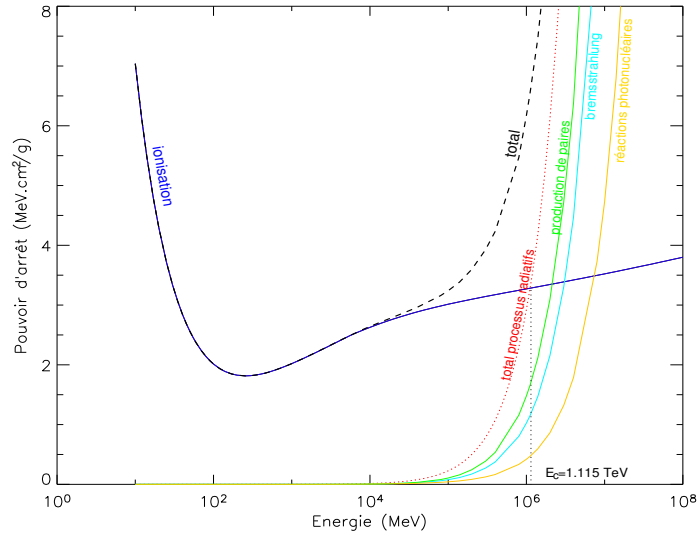


FIG. 2.9 – Pouvoir d’arrêt massique dE/dX ($\text{MeV cm}^2 \text{g}^{-1}$) pour les muons dans l’air (les données proviennent de [18]).

quantité de matière (ici de l’air) est donné par la figure 2.9, qui a été produite avec les données de [18].

Les pertes d’énergie par ionisation sont données par la formule de Bethe-Bloch (formule 2.8). Le calcul des pertes d’énergie pour les autres processus peut être trouvé dans [127]. En général, les pertes d’énergie du muon peuvent être décrite par :

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

où $a(E)$ représente la perte d’énergie par ionisation, et $b(E)$ la somme des pertes par production de paires e^+e^- , Bremsstrahlung, et celles dues aux réactions photo-nucléaires ($\mu + N \rightarrow \mu' + \text{hadrons} + X$ par échange d’un photon virtuel).

Les interactions photo-nucléaires des muons de haute énergie sont théoriquement moins bien comprises que les processus purement électromagnétiques. Plusieurs modèles ont été développés, mais ce ne sont que des extrapolations des sections efficaces mesurées grâce aux accélérateurs de particules. Les interactions inélastiques des muons avec les noyaux de l’air commencent à devenir non négligeables à partir de 100 GeV, mais ces pertes d’énergie restent bien inférieures à celles des autres processus radiatifs (Bremsstrahlung et création de paires).

La figure 2.9 montre que l’énergie critique (à laquelle les pertes par ionisation et les pertes dues aux autres effets sont égales) est de 1115 GeV, bien supérieure à celle des électrons. La formule provenant de [103] ($E_{\mu c} = \frac{7980 \text{ GeV}}{(Z+2.03)^{0.879}}$) donne une valeur relativement proche ~ 1112 GeV. Au-delà de cette énergie, la production de paires muoniques est dominante.

Les muons ont des temps de vie relativement grands ($\tau_{\mu} = 2.2 \mu\text{s}$ dans le référentiel du muon) et de petites sections efficaces, ils sont très pénétrants dans la matière. Au sol, ils constituent les particules majoritaires des cascades atmosphériques ayant traversé l’équivalent de plusieurs atmosphères (gerbes inclinées à $\theta > 60^\circ$, ou X traversé $> 1800 \text{ g/cm}^2$), et sont relativement faciles à détecter parce qu’ils sont chargés. Des muons de basse énergie peuvent

néanmoins se désintégrer :

$$\left. \begin{array}{l} \mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \\ \mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \end{array} \right\} \sim 100\%.$$

2.2.7 Les hadrons

Les hadrons sont des particules composées de quarks. Il existe deux classes de hadrons : les baryons, constitués de 3 quarks (les protons sont composés de 2 quarks up et d'un quark down, les neutrons, d'un quark up et de deux down) et les mésons constitués d'un quark et un d'antiquark (un π^- comprend un antiquark up et un quark down). Le traitement de ces particules est plus délicat car leurs interactions avec des noyaux ne sont pas encore bien comprises et les mesures de sections efficaces sont encore insuffisantes.

Interaction ou désintégration ? :

La section efficace de l'interaction entre un hadron et l'air est obtenue en faisant la somme pondérée des sections efficaces σ_{h-N_i} de ce hadron sur chacun des composants de l'air :

$$\sigma_{h-air} = \sum_{i=1}^3 n_i \sigma_{h-N_i},$$

avec n_i la fraction atomique du composant i . La longueur d'interaction moyenne (ou libre parcours moyen) est alors donnée par :

$$\lambda_{int} = \frac{m_{air}}{\sigma_{h-air}} (g/cm^2).$$

La probabilité pour qu'un projectile traverse une épaisseur atmosphérique λ sans interagir est donnée par :

$$P_{int}(\lambda) = \frac{1}{\lambda_{int}} e^{-\lambda/\lambda_{int}}.$$

Dans les simulations d'interactions hadroniques, les longueurs de parcours des hadrons sont choisies au hasard à partir de cette distribution. Le même traitement peut être appliqué aux collisions noyau-noyau, en remplaçant la section efficace hadron-noyau par la section efficace noyau-air σ_{N-air} .

Les particules instables, comme les pions chargés et les kaons, peuvent également se désintégrer. La longueur parcourue avant leur désintégration est donnée par :

$$\ell = \gamma\tau\beta c = \frac{E}{mc^2} \tau\beta c,$$

E , m , β et τ étant respectivement l'énergie, la masse, la vitesse et le temps de vie de la particule qui se désintègre. On notera ℓ la longueur de désintégration.

Pour de telles particules (y compris pour les muons), il y a compétition entre interaction et désintégration. La comparaison de leur longueur de désintégration ℓ et de leur longueur d'interaction λ permet de déterminer ce qui se passera, notamment dans les simulations : une interaction peut avoir lieu si $\ell > \frac{\lambda}{\rho_{air}}$. D'autres interactions pourront également suivre, jusqu'à épuisement de l'énergie.

Dans les simulations d'interactions hadroniques (cf. section 2.5.2), les sections efficaces sont calculées en fonction de l'énergie, puis sont utilisées pour déterminer les distributions

de probabilités des interactions, et un tirage aléatoire permet alors de décider du destin de la particule. Nous allons voir qu'un simple calcul permet d'estimer quel processus a le plus de chances de se réaliser. La section efficace totale des collisions nucléaires est donnée par :

$$\sigma_{tot} = \sigma_{élastique} + \sigma_{inélastique}.$$

Le développement longitudinal d'une gerbe hadronique est caractérisée par la longueur d'absorption (ou d'interaction) nucléaire (avec A la masse atomique donnée en g/mol) :

$$\lambda_a = \frac{A}{\mathcal{N}_A \sigma_{inél}} (g/cm^2),$$

et on désigne de la même façon la longueur de collision nucléaire, avec laquelle on va travailler :

$$\lambda_c = \frac{A}{\mathcal{N}_A \sigma_{tot}} (g/cm^2).$$

$\sigma_{inél}$ et σ_{tot} dépendent de l'énergie et du modèle d'interactions hadroniques utilisé (cf. figure 2.10). Cependant, pour le calcul considéré, on suppose qu'à haute énergie λ_a et λ_c sont

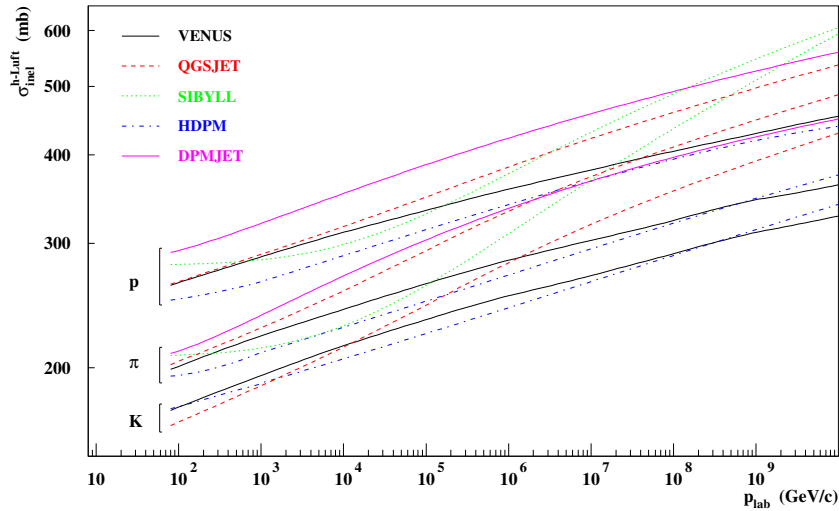


FIG. 2.10 – Sections efficaces inélastiques hadron-air en fonction de l'impulsion du projectile, selon différents modèles [24]. On se reportera à la section 2.5.2 pour la description des modèles. Dans SYBILL et DPMJet, les kaons ont les mêmes sections efficaces que les pions.

indépendants de l'énergie et de l'espèce des hadrons considérés, ce qui n'est pas rigoureux, mais va permettre de fixer les idées.

Dans ces conditions et pour des Z supérieures à 5, λ_a et λ_c sont plus grandes que la longueur de radiation X_0 , et en particulier pour l'air ($Z=7.31$), $\lambda_c = 62$ et $\lambda_a = 90 g/cm^2$. Cela signifie qu'il faut plus de matière pour stopper un hadron qu'un électron.

Ainsi, sachant que pour interagir avec l'atmosphère, un hadron doit remplir la condition (en considérant qu'elle soit relativiste, $\beta \simeq 1$) :

$$\ell = \frac{E}{mc^2} \tau c > \frac{\lambda_c}{\rho_{air}} \Rightarrow E > \frac{\lambda_c}{\rho_{air}} \frac{mc^2}{\tau c} = \epsilon,$$

nous pouvons estimer une énergie seuil ϵ , connaissant la longueur de collision nucléaire et la densité de l'air ($\rho = 1.2 kg/m^3$ au niveau de la mer), au-delà de laquelle la particule va

particule	mc^2 (GeV)	τc (m)	ϵ (GeV)
μ^\pm	0.1057	658.65	0.08
π^\pm	0.1396	7.80	9.25
π^0	0.135	2.5×10^{-8}	2.79×10^9
K^\pm	0.4937	3.71	68.75
K_L^0	0.4977	15.51	16.58
K_S^0	0.4977	2.67×10^{-2}	9.63×10^3

TAB. 2.2 – Constantes de désintégration pour différentes particules.

interagir au lieu de se désintégrer. Le tableau 2.2 donne le temps de vie moyen et cette énergie seuil pour plusieurs particules.

Ce tableau montre logiquement que plus le temps de vie de la particule est long, plus il est probable qu'elle interagisse (ϵ faible). Les muons arrivant au sol, pour lesquelles l'estimation de ϵ est particulièrement grossière, doivent avoir selon ce modèle des énergies supérieures à 80 MeV, ce qui est le cas pour la majorité des muons sur la figure 2.13. De même pour les pions (kaons) chargés, qui ont en moyenne des énergies de 10 GeV (100 GeV).

Désintégration des mésons :

La désintégration des pions chargés π^\pm produit des muons et des neutrinos :

$$\left. \begin{array}{l} \pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \\ \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \end{array} \right\} \sim 99.99\%.$$

Les désintégrations des kaons chargés K^\pm produisent une variété d'états finaux à deux ou trois particules. Les canaux de désintégration avec les rapports d'embranchement les plus grands sont :

$$\left. \begin{array}{l} K^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \\ K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \end{array} \right\} \sim 63.43\%, \quad \left. \begin{array}{l} K^- \rightarrow \pi^- + \pi^0 \\ K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0 \end{array} \right\} \sim 21.13\%$$

Le temps de vie des pions neutres est beaucoup plus court que celui des pions chargés. Ils n'interagissent pratiquement pas et se désintègrent principalement selon le canal suivant :

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma (\sim 98.8\%).$$

Pour les kaons neutres, les principaux canaux de désintégration sont :

$$\begin{aligned} K_L &\rightarrow \pi^\pm + e^\mp + \nu_e (38.79\%) \\ K_L &\rightarrow \pi^\pm + \mu^\mp + \nu_\mu (27.18\%) \\ K_L &\rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \pi^0 (21.08\%) \\ K_L &\rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0 (12.58\%)^6 \\ K_S &\rightarrow \pi^0 + \pi^0 (31.40\%) \\ K_S &\rightarrow \pi^+ + \pi^- (68.60\%) \end{aligned}$$

Des mésons η sont également produits, mais en quantité moindre. Ils participent également à la cascade électromagnétique. En effet, la désintégration de η peut produire selon les canaux

⁶La violation de la symétrie CP a été mise en évidence en 1964 par l'apparition d'un léger taux de désintégration du K_L^0 en deux pions au lieu des modes usuels à 3 pions [106] : $\left\{ \begin{array}{l} K_L \rightarrow \pi^+ + \pi^- (2.08 \times 10^{-3}) \\ K_L \rightarrow \pi^0 + \pi^0 (9.42 \times 10^{-4}) \end{array} \right.$

des photons, des pions chargés et/ou neutres, des électrons et des positrons.

Interaction des baryons :

Un proton interagit violemment avec un nucléon du noyau cible. Dans la collision, des pions de toutes charges et des particules étranges sont les principaux produits. Dans le référentiel du centre de masse, les pions émergent en avant et en arrière, mais peuvent avoir des moments transverses de $\sim 300 \text{ MeV}/c$ (dans le référentiel du laboratoire, ici l'atmosphère). Les nucléons et les pions émergeant sont très énergétiques et sont concentrés dans un cône fin autour la direction de la rencontre lors de collisions très énergétiques. Chaque particule secondaire est capable d'initier une autre collision dans le même noyau, si cela est possible (choc frontal). Le noyau restant se trouve alors dans un état excité, et peut être instable. Le plus souvent, plusieurs fragments nucléaires s'évaporent du noyau, émis isotropiquement dans le référentiel du laboratoire, ce sont des fragments de spallation. Des neutrons s'évaporent également du noyau.

Lorsque la particule incidente est un noyau, la collision avec un noyau d'air va produire des pions, et il ne reste pas grand chose du noyau cible si le choc est frontal, sinon, ce qui est beaucoup plus probable, seulement quelques nucléons interagissent et forment la cascade de pions. Les deux noyaux se trouvent dans des états excités et éjectent des fragments de spallation. Les fragments provenant du noyau cible sont des nucléons relativistes, qui peuvent chacun initier une cascade de particules indiscernable dans le lot des autres.

A basse énergie (keV au MeV), la perte d'énergie est dominée par les interactions électromagnétiques des particules chargées lourdes (proton, noyau) avec les électrons des molécules d'air (cf. fig. 2.11).

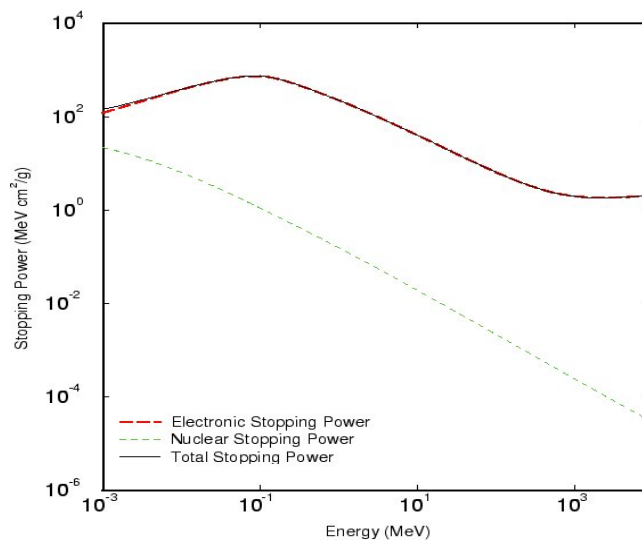


FIG. 2.11 – Pouvoir d'arrêt massique dE/dX ($\text{MeV cm}^2 \text{g}^{-1}$) pour les protons dans l'air [18].

Le neutron est plus pénétrant car il n'est pas soumis à l'interaction coulombienne, mais seulement à l'interaction nucléaire qui est de courte portée. Cependant, les neutrons de haute énergie ($\gg 100 \text{ MeV}$) interagissent dans un milieu comme les hadrons chargés en développant une gerbe hadronique. A plus basse énergie, plusieurs interactions sont possibles :

- diffusion élastique (réaction dominante pour les neutrons rapides d'énergie $0.1 \text{ MeV} \lesssim$

$E \lesssim 10 \text{ MeV}$).

- diffusion inélastique : le neutron transfère de l'énergie au noyau, et le laisse dans un état excité.
- capture radioactive : la réaction est $n + A \rightarrow B + \gamma$. Par rapport au noyau A qui contenait N neutrons, B en contient $N + 1$. Il y a émission d'un photon afin que B revienne dans un état stable. C'est un processus de basse énergie ($E_{\text{neutron}} \lesssim 1 \text{ eV}$).
- fission : l'absorption du neutron a fait éclater le noyau en deux fragments plus légers avec émission d'un ou plusieurs neutrons : $n + A \rightarrow B + C + xn$.

Avec un temps de vie du neutron de 885.7 s ($c\tau = 2.655 \times 10^8 \text{ km}$), le neutron peut éventuellement se désintégrer : $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$. Il est cependant beaucoup plus probable qu'il soit capturé par un noyau avant, après avoir diffusé son énergie jusqu'à l'énergie thermique.

Les interactions les plus importantes dans le développement des cascades sont la création de paires pour les photons et le Bremsstrahlung pour les électrons. Les muons les plus énergétiques arrivent eux jusqu'au sol et constituent la composante la plus importante des gerbes âgées (cf. section suivante). Les hadrons sont eux minoritaires, mais très énergétiques. Il est cependant important de prendre en compte tous les phénomènes précédemment décrits pour rendre compte du comportement plus fin, et éviter les erreurs dans les simulations et les effets indésirables dans la modélisation.

2.3 Développement des gerbes dans l'atmosphère

L'atmosphère se comporte comme un calorimètre électromagnétique, c'est-à-dire qu'elle va permettre la détection de particules de haute énergie, et la mesure de l'énergie de la particule incidente par la mesure de l'énergie déposée dans l'atmosphère.

L'interaction d'un rayon cosmique de haute énergie (noyau, nucléon, photon...) dans l'atmosphère va donc produire une cascade de particules. Le nombre de particules augmente jusqu'à atteindre un maximum puis décroît, puisque de plus en plus de particules voient leur énergie tomber sous le seuil de production d'autres particules. Plusieurs milliards de particules arrivent au sol, étalées sur une surface de quelques dizaines de km^2 .

Les gerbes atmosphériques initiées par des nucléons ou des noyaux (dites hadroniques) peuvent être divisées en trois composantes : électromagnétique, muonique et hadronique (figure 2.12). Une gerbe initiée par un photon est principalement composée de particules électromagnétiques. Une telle gerbe est dite électromagnétique. La description des gerbes électromagnétiques nous permettra d'aborder en même temps les gerbes hadroniques. Les différentes interactions ont été décrites dans la section précédente, nous nous limiterons ici à une description purement phénoménologique.

2.3.1 Gerbes électromagnétiques

Dans une cascade ou une sous-cascade initiée par un photon de haute énergie, la première interaction est une création de paires e^+e^- . Les deux leptons produits vont rayonner d'autres photons par Bremsstrahlung, qui vont eux-mêmes produire d'autres paires, et ainsi de suite, ce qui déclenche la cascade électromagnétique. Au contraire, en considérant au départ un électron/positron de haute énergie, le rayonnement de freinage déclenche la cascade.

La multiplication des particules s'arrête lorsque les électrons ne peuvent plus rayonner et perdent leur énergie par ionisation, et les photons ne diffusent plus que par effet Compton.

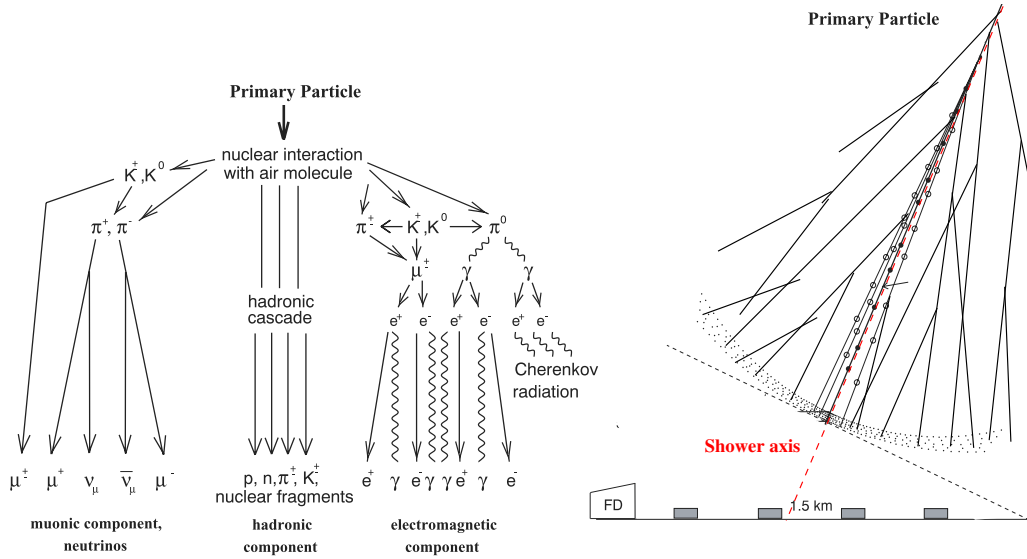


FIG. 2.12 – Schématisation d'une cascade électromagnétique [141]. À gauche, les trois composantes créées par la production de particules sont représentées. À droite, représentation du front de la gerbe, qui se déplace le long de l'axe à une vitesse proche de celle de la lumière. L'observatoire Auger est également schématisé.

L'électron Compton émis dans ce dernier cas n'a pas non plus assez d'énergie pour rayonner : au maximum $E_e = h\nu \frac{2h\nu}{2h\nu + m_e c^2}$, et même si $h\nu \gg m_e c^2$, $E_e \simeq h\nu \lesssim 25$ MeV (cf. fig. 2.8), énergie qui reste bien inférieure à l'énergie critique de 80 MeV.

À partir de ~ 5 MeV, les photons peuvent interagir par réactions photo-nucléaires (absorption du photon par un noyau, qui peut éjecter, selon l'énergie, des mésons, un ou plusieurs neutrons et/ou des protons), et produire des muons par désintégration de ces mésons ou directement par production de μ^\pm . En proportion, ces éléments restent peu nombreux par rapport aux autres, les sections efficaces de ces interactions étant plus petites que celles électromagnétiques, de plusieurs ordres de grandeur. La mesure du nombre de muons par rapport au nombre d'électrons peut alors être un paramètre permettant de discriminer un photon primaire d'un hadron, et un noyau léger d'un noyau lourd, comme nous allons le voir dans la section suivante.

2.3.2 Gerbes hadroniques

Si le primaire est un nucléon ou un noyau, son interaction avec un noyau d'une molécule d'air va produire principalement des pions (π^\pm , π^0) et des kaons (K^\pm , $K_{L,S}^0$) chargés et neutres (cf. fig. 2.12). Si le cosmique est un noyau, une partie seulement de ses nucléons vont interagir inélastiquement avec la cible, les autres sont dits spectateurs. Le, ou les nucléons ayant participé à l'interaction avec le cosmique sont généralement éjectés du noyau.

Le reste du noyau primaire fragmenté, les nucléons et les mésons produits lors de cette première collision continuent d'interagir par collisions nucléaires tant que le permet leur énergie, et forment la partie hadronique de la gerbe. On peut considérer que la cascade hadronique s'arrêtera lorsque l'énergie des pions sera de l'ordre de 10 GeV, et les nucléons ne pourront plus former d'autres pions en dessous d'environ 200 MeV (la masse du pion étant

$m_\pi \simeq 140 \text{ MeV}$).

Les hadrons de haute énergie se trouvent dans le coeur de la gerbe, et alimentent continuellement la partie électromagnétique de la cascade. Ces hadrons secondaires ont des impulsions transversales importantes ($\sim 350 \text{ MeV}/c$). La dimension transversale d'une gerbe hadronique au niveau du sol n'est en elle-même pas très grande, mais c'est la composante muonique qui lui est associée qui s'étale plus loin que ne le ferait une gerbe électromagnétique (celle-ci est dominée par les diffusions multiples à petit angle, alors que les muons héritent de grands moments transversaux).

Les pions neutres sont la source principale de la composante électromagnétique de la gerbe, ils se désintègrent en produisant des photons.

Les pions chargés qui se désintègrent (cf. section 2.2.7) produisent des muons, et participent ainsi à la composante muonique de la gerbe.

Les kaons, avec leur variété de canaux de désintégrations, contribuent à la partie muonique et à la partie électromagnétique, directement ou indirectement, par production de pions.

Les muons les plus énergétiques (quelques GeV, cf. figure 2.13) atteignent la surface de la Terre à cause de la dilatation relativiste de leur durée de vie ($\gamma \times 2.2 \mu\text{s}$ pour un observateur externe au référentiel du muon), et leur faible perte d'énergie ($\sim 2.5 \text{ MeV}\cdot\text{cm}^2/\text{g}$ pour un muon de 10 GeV, cf. fig. 2.9). Les muons qui se désintègrent alimentent la partie électromagnétique de la gerbe.

2.4 Modélisation des gerbes

Au niveau du sol, une cascade d'énergie 10^{20} eV produit quelques 10^{11} particules, en comprenant le coeur de la gerbe (). La majorité est constitué de photons ($\sim 86\%$) de quelques dizaines de MeV et d'électrons/positrons ($\sim 14\%$) de quelques MeV à quelques dizaines de MeV. Le reste (moins de 0.3%) est constitué de muons de quelques GeV. Au-delà d'un rayon de Molière, les proportions changent un peu, et les muons sont un peu plus nombreux ($\sim 1\%$). On trouve également des hadrons, mais qui ne participent pas de manière significative à l'énergie. Les pertes par ionisation des électrons et positrons sont donc les plus importantes dans la dégradation de l'énergie de la gerbe. La figure 2.13 montre la contribution en énergie des différents types de particules de la gerbe au sol.

Le nombre de muons croît comme la gerbe se développe, passe par un maximum puis s'atténue très lentement car leurs pertes d'énergie sont faibles (cf. figure 2.14). En contraste, le nombre d'électrons diminue rapidement après le maximum car le rayonnement de freinage et la production de paires abaissent l'énergie sous le seuil de l'énergie critique ($\simeq 80 \text{ MeV}$, cf. fig. 2.7), après lequel les électrons perdent de l'énergie par ionisation.

Il est possible d'obtenir une estimation de l'énergie de la gerbe à partir du nombre de muons et également à partir du nombre de particules électromagnétiques.

2.4.1 Nombre de muons

Considérons un proton d'énergie E_0 initiant une cascade. On fait l'approximation que les interactions hadroniques ne produisent globalement que des pions. On suppose qu'à chaque étape n pions sont produits, dont les $2/3$ sont des pions chargés. Les muons seront produits lorsque les pions atteindront une énergie E_d , à laquelle la désintégration est plus probable qu'une interaction, au bout de k étapes. Il y aura alors $(2n/3)^k$ pions chargés, chacun d'énergie

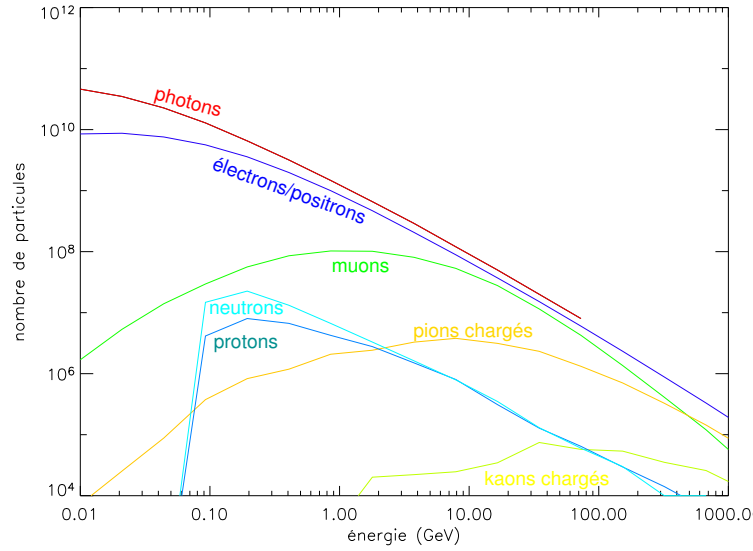


FIG. 2.13 – Distributions en énergie des particules au sol d'une gerbe initiée par un proton, à 10^{20} eV et $\theta = 0^\circ$. La gerbe a été simulée avec AIRES 2.6.0 [21], avec un thinning de 10^{-7} (voir la section 2.5 pour des détails sur les simulations).

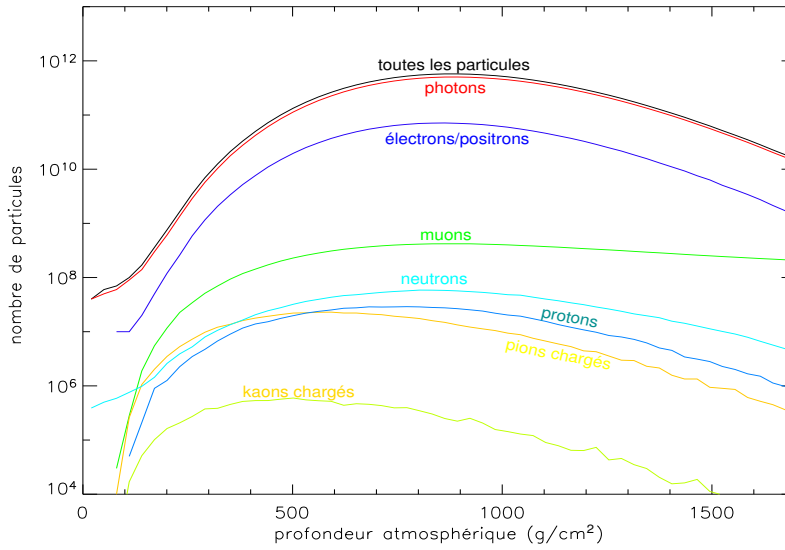


FIG. 2.14 – Nombre de particules en fonction de la profondeur atmosphérique traversée, pour une gerbe simulée avec AIRES, à 10^{20} eV, à $\theta = 60^\circ$.

moyenne E_0/n^k . On obtient $E_0/n^k = E_d \Rightarrow k = \ln(E_0/E_d)/\ln(n)$. En supposant que tous les pions se sont désintégrés, le nombre de muons vaut :

$$N_{\mu^\pm}^p = \left(\frac{2}{3}n\right)^k = \left(\frac{2}{3}n\right)^{\frac{\ln(E_0/E_d)}{\ln(n)}} = \left(\frac{E_0}{E_d}\right)^{\frac{\ln(2n/3)}{\ln(n)}} \propto (E_0)^\alpha \quad (2.14)$$

La multiplicité n augmente avec l'énergie, et aux très hautes énergies, elle est comprise entre 200 et 600. Le nombre de muons est alors respectivement proportionnel à $(E_0)^{0.92}$ et $(E_0)^{0.94}$.

Cet effet est important pour distinguer un noyau léger d'un noyau lourd. En effet, selon le principe dit de superposition, un noyau de numéro atomique A et d'énergie E_0 peut être considéré comme étant équivalent à A nucléons, chacun d'énergie E_0/A . Le nombre de muons induit est alors :

$$N_{\mu^\pm}^A \propto \left(\frac{E_0}{A}\right)^\alpha \quad A = N_{\mu^\pm}^p A^{1-\alpha}.$$

Pour un noyau de fer ($A = 56$), on obtient $N_{\mu^\pm}^{fer}/N_{\mu^\pm}^p \simeq 1.38$ pour $n = 200$, et $N_{\mu^\pm}^{fer}/N_{\mu^\pm}^p \simeq 1.27$ pour $n = 600$. Il y a donc environ 30% de muons en plus pour du fer que pour un proton avec la même énergie. Cette proportion de muons est effectivement vérifiée avec les simulations de gerbes.

2.4.2 Nombre de photons, électrons et positrons

De simples considérations sur le nombre de particules électromagnétiques produites pendant le développement de la gerbe peuvent également permettre d'estimer l'énergie du primaire.

A chaque interaction hadronique, environ un tiers de l'énergie est transférée dans la composante électromagnétique (par les pions neutres). Comme la plupart des hadrons ré-interagissent, la majeure partie de l'énergie se retrouve dans la composante électromagnétique. Ainsi, la multiplication rapide des cascades électromagnétiques fait que les électrons et les positrons sont les particules les plus nombreuses des gerbes atmosphériques. Au final, la composante électromagnétique dissipe $\sim 90\%$ de l'énergie du primaire. On peut donc poser que le nombre de particules de cette composante est :

$$N_{\gamma, e^\pm}^p = \frac{0.9E_0}{\epsilon},$$

où ϵ représente l'énergie moyenne d'un élément électromagnétique. Avec le principe de superposition, pour un noyau avec A nucléons :

$$N_{\gamma, e^\pm}^A = A \frac{0.9E_0/A}{\epsilon} = N_{\gamma, e^\pm}^p.$$

Ainsi pour un noyau, par rapport à un proton, le nombre de particules électromagnétiques reste sensiblement le même, alors que le nombre de muons augmente.

Les particules électromagnétiques d'une gerbe transportent donc la grande majorité de l'énergie, et la mesure de leur nombre, directe ou indirecte (par la technique de fluorescence par exemple, cf. chapitre suivant), permet d'en obtenir une estimation juste et précise. A contrario, le nombre de muons n'est pas aussi efficace : concrètement, l'énergie ne peut être reliée au nombre de particules que grâce aux simulations ; or, le nombre de muons variant d'un modèle d'interactions hadroniques à un autre, et ces muons transportant moins de 5 % de l'énergie, une faible variation dans le nombre de muons produits entraîne une erreur importante sur l'énergie.

2.4.3 Profil longitudinal et X_{max}

Le nombre de particules produites dépend naturellement de la profondeur atmosphérique traversée : c'est le profil longitudinal de la cascade, qui représente son développement dans l'atmosphère.

Ce profil est mesuré par la lumière de fluorescence émise le long du parcours dans l’atmosphère : les particules secondaires de la cascade ionisent et excitent les atomes d’azote, qui en retour émettent des photons de fluorescence (dans le proche UV) en revenant dans leur état fondamental. Un détecteur de fluorescence (description au chapitre suivant) peut alors suivre le cheminement de ce spot de lumière qui descend le long de l’axe de la gerbe. L’intensité de la lumière récoltée reflète son profil longitudinal, dont l’intégrale donne l’énergie déposée dans l’atmosphère (cf. fig. 2.15).

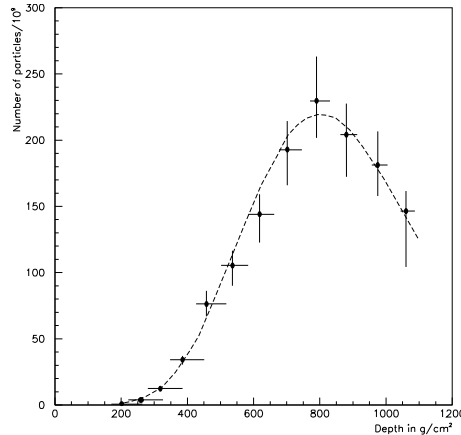


FIG. 2.15 – Profil longitudinal de l’événement à 3×10^{20} eV enregistré par le détecteur de fluorescence Fly’s Eye [79].

La formule de Gaisser-Hillas décrit alors ce profil et permet d’extraire par ajustement des données les principales caractéristiques de la gerbe :

$$N(X) = N_{max} \left(\frac{X - X_0}{X_{max} - X_0} \right)^{\frac{X_{max} - X_0}{\lambda}} e^{-\frac{X_{max} - X}{\lambda}} \quad (2.15)$$

avec $\lambda = 70$ g/cm². N_{max} est le nombre maximum de particules durant le développement de la gerbe, X_{max} , la profondeur atmosphérique à laquelle le nombre de particules vaut N_{max} et X_0 celle de la première interaction. Après X_{max} , le nombre de particules secondaires commence à diminuer, de plus en plus de particules passant sous le seuil de l’énergie critique, et donc ne se multipliant plus.

La figure 2.16 montre la dépendance logarithmique de X_{max} en fonction de l’énergie, obtenue avec des gerbes atmosphériques simulées avec AIRES et le modèle d’interactions hadroniques QGSJet (cf. section 2.5). L’observatoire Auger se trouve à une profondeur atmosphérique (~ 875 g/cm², soit ~ 1400 m *asl*) qui correspond aux valeurs de X_{max} des gerbes de ultra haute énergie. Le site d’Auger Sud a en effet été choisi pour ses conditions climatiques exceptionnelles, ainsi que pour son altitude, qui permet d’échantillonner les gerbes au plus fort de leur développement.

2.4.4 Un “toy model”

Un modèle assez simple dû à Heitler [49] illustre sommairement les étapes du développement des cascades atmosphériques. Ce modèle est en général appliqué aux gerbes électromagnétiques, mais peut aussi bien être appliqué aux gerbes hadroniques, de la même façon que

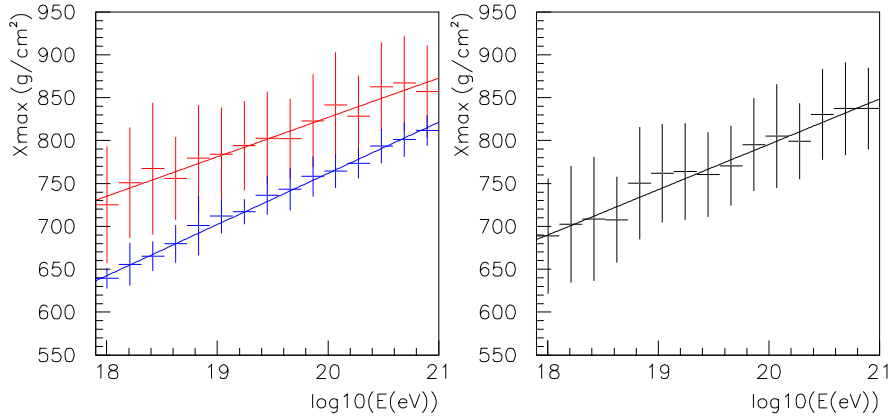


FIG. 2.16 – X_{max} en fonction de l'énergie. Ces valeurs proviennent de gerbes simulées avec AIRES, pour deux primaires (à gauche : fer en bleu et en bas, proton en rouge et en haut ; à droite : mélange), pour plusieurs angles zénithaux ($0^\circ \leq \theta < 72^\circ$), à l'altitude d'Auger. Les barres d'erreur représentent la vraie dispersion dans chaque bin. L'ajustement linéaire sur le mélange des primaires donne : $X_{max} = 52.9 \log(E) - 262.3$.

nous avons calculé le nombre de muons. La figure 2.17 est un diagramme montrant la multiplication des particules après chaque interaction, de longueur (de collision, ou de radiation) λ . Chaque segment représente une particule, et à chaque intersection, l'énergie est divisée, emportée par les n particules résultantes (2 pour les processus électromagnétiques).

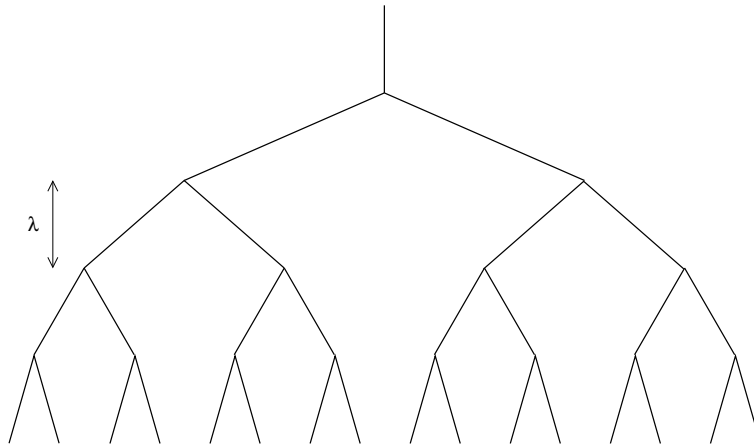


FIG. 2.17 – Modèle simple de cascade atmosphérique [49].

Après X/λ embranchements, le nombre de segments/particules est de :

$$N(X) = n^{X/\lambda}.$$

A la profondeur X , l'énergie par particule est $E(X) = E_0/N(X)$. La multiplication de particules continue jusque celles-ci atteignent une énergie critique E_c en dessous de laquelle elles ne produisent plus d'autres particules, mais perdent seulement de l'énergie, sont absorbées ou se désintègrent.

Selon ce modèle, le nombre maximum de particules est $N(X_{max}) = E_0/E_c$, d'où :

$$N(X_{max}) = \frac{E_0}{E_c} = n^{\frac{X_{max}}{\lambda}} \Rightarrow X_{max} = \frac{\lambda}{\log n} \log(E_0) + cste$$

Il est généralement donné que X_{max} augmente de 55 g/cm^2 par décade d'énergie, ce que l'on retrouve approximativement grâce à l'ajustement linéaire effectué sur le schéma de droite de la figure 2.16 (mélange fer-proton), qui donne $\sim 53 \text{ g/cm}^2$.

X_{max} dépend donc de l'énergie et de la nature du primaire. Toujours selon le principe de superposition, le nombre de particules au maximum de la gerbe reste à peu près le même pour un noyau de A nucléons par rapport à un proton ($N_{max} \propto A \frac{E_0}{A}$), alors que son X_{max} est décalé de $-55 \log(A)$. La cascade d'un noyau lourd se développe donc en moyenne plus rapidement que celle d'un proton de même énergie.

On obtient un décalage d'environ -100 g/cm^2 pour un noyau de fer, conformément à ce que donne le décalage entre les courbes bleu et rouge de la figure 2.16. Ce décalage diminue cependant avec l'énergie qui augmente.

2.4.5 Profil latéral

Les gerbes atmosphériques ont un certain développement latéral, qui est en grande partie dû aux diffusions de Coulomb. La diminution rapide de la densité de particules à partir du cœur de la gerbe va permettre de caractériser ces grandes gerbes.

Diffusions multiples de Coulomb :

Le front d'une cascade atmosphérique est généralement représenté par un disque légèrement courbé et relativement fin de particules (quelques mètres), avançant à une vitesse proche de celle de la lumière, perpendiculairement à l'axe de la gerbe (cf. schéma de droite de la figure 2.12).

L'élargissement latéral des particules dans ce front de gerbe n'est pas seulement dû aux déviations induites par la production de paires et le Bremsstrahlung. Il est nécessaire d'inclure les diffusions multiples de Coulomb, car ce sont elles qui sont responsables de la majeure partie de l'élargissement latéral des gerbes électromagnétiques : les particules chargées interagissent tout au long de leur trajectoire dans le champ coulombien des noyaux et des électrons du milieu. Chaque diffusion individuelle se fait la plupart du temps à tout petit angle, mais l'accumulation de ces diffusions peut conduire à une déviation totale de l'ordre du degré, et plus à basse énergie (la déviation est inversement proportionnelle à l'énergie, ou l'impulsion selon la formule 2.16).

La distribution de cet angle de déviation θ_{plan} est décrite par la théorie de Molière. C'est une distribution centrée sur 0, qui a une partie centrale (98% du total) qui peut être approchée par une gaussienne. θ_{plan} est la projection de l'angle θ_{espace} sur un plan, et pour de petits angles : $\theta_{espace}^2 = \theta_{x,plan}^2 + \theta_{y,plan}^2 \simeq 2\theta_{plan}^2 \Rightarrow \theta_{plan} = \frac{1}{\sqrt{2}}\theta_{espace}$.

La distribution de l'angle projeté est donnée par :

$$P(\theta_{plan})d\theta_{plan} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\theta_0} \exp\left(-\frac{\theta_{plan}^2}{2\theta_0^2}\right) d\theta_{plan}$$

avec :

$$\theta_0 = \frac{13.6 \text{ MeV}}{\beta c p} z \sqrt{x/X_0} [1 + 0.038 \ln(x/X_0)] \quad (2.16)$$

où p , βc , et z sont respectivement la quantité de mouvement, la vitesse et la charge de la particule incidente. x/X_0 est le nombre de longueurs de radiations dans le milieu. Cette formule est précise à 11% pour $10^{-3} < x/X_0 < 100$.

La distribution dans l'espace est :

$$P(\theta_{espace})d\Omega = \frac{1}{2\pi\theta_0^2} \exp\left(-\frac{\theta_{espace}^2}{2\theta_0^2}\right) d\Omega$$

avec $\theta_{espace}^2 = \theta_{x,plan}^2 + \theta_{y,plan}^2$ et $d\Omega = d\theta_{x,plan}d\theta_{y,plan}$.

Les grandes valeurs de θ sont plus probables que ce que prévoient les distributions gaussiennes ci-dessus. On se rapproche alors d'une diffusion de Rutherford, due aux noyaux.

L'angle de diffusion est maximal en fin de gerbe, lorsque les particules n'ont presque plus d'énergie.

Rayon de Molière :

Le développement transverse d'une cascade électromagnétique peut être mesuré en multiple de l'unité de Molière, qui caractérise naturellement l'élargissement latéral dû aux diffusions de Coulomb :

$$r_M = X_0 \frac{E_s}{E_c} = 9.2 \text{ g/cm}^2$$

avec $E_s = m_e c^2 \sqrt{4\pi/\alpha} \sim 21.21 \text{ MeV}$ [103]. On notera que le rayon de Molière qui en découle ($R_M = r_M/\rho$) est indépendant de l'énergie du primaire. La densité changeant avec l'altitude, le rayon de Molière dépend donc de l'altitude à laquelle se trouve le détecteur. A l'altitude d'Auger Sud, avec une densité moyenne de 1.07 kg/m^3 :

$$R_M = \frac{X_0}{\rho(1400 \text{ m})} \frac{E_s}{E_c} = \frac{366(\text{kg/m}^2)}{1.07(\text{kg/m}^3)} \frac{21.21(\text{MeV})}{84(\text{MeV})} \simeq 86.4 \text{ m}.$$

La densité de particules est telle près du cœur de la gerbe qu'environ 90% de son énergie totale est contenue dans le cylindre de rayon égal à R_M , bien que la distribution latérale des particules s'étale jusqu'à 3 km autour du point d'impact (pour une gerbe verticale). Le rayon de Molière est fréquemment utilisé pour paramétriser cette distribution.

Distribution latérale :

La densité de particules chargées au niveau du sol dépend de la distance au cœur de la gerbe. Elle est beaucoup plus importante près du cœur, et elle diminue avec la distance (cf. fig. 2.18). Pour une gerbe peu inclinée, la densité des particules électromagnétiques est la plus importante.

Cette densité, appelée distribution latérale, est définie empiriquement, et peut être formulée de différentes manières. C'est l'élément central de l'analyse et de la reconstruction des cascades atmosphériques détectées par des réseaux de surface. A Haverah Park [73], cette distribution latérale est paramétrisée par :

$$\rho(r) = k r^{-(\eta+r(m)/4000)}, \quad (2.17)$$

où r est la distance à l'axe de la gerbe, et η la pente, qui vaut $\eta = 3.78 - \frac{1.44}{\cos\theta}$ (η a été réévaluée depuis [89], grâce à des simulations plus récentes), où θ est l'angle zénithal. k est un paramètre de normalisation. Le facteur correctif $(r/800)^{1.03}$ vient multiplier la fonction $\rho(r)$ lorsque $r > 800 \text{ m}$.

Pour l'expérience AGASA [90], la distribution latérale est donnée par la fonction suivante :

$$\rho(r) = C \left(\frac{r}{R_M}\right)^{-1.2} \left(1 + \frac{r}{R_M}\right)^{-\eta+1.2} \left(1 + \left(\frac{r}{1000}\right)^2\right)^{-0.6}, \quad (2.18)$$

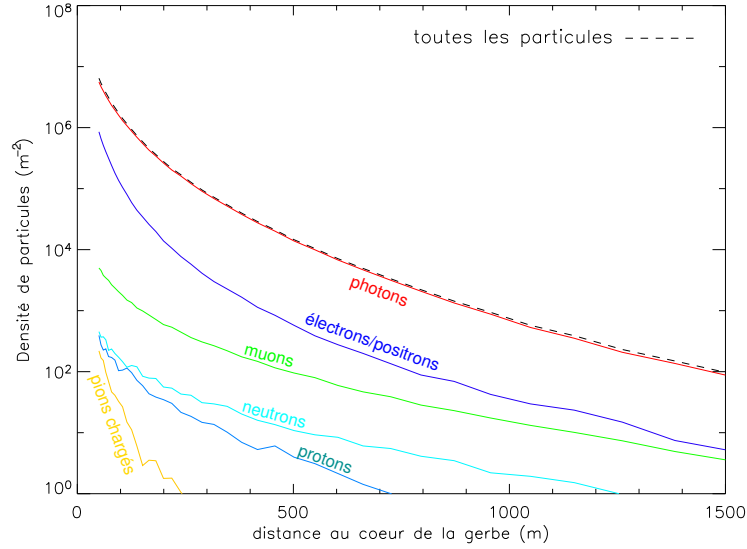


FIG. 2.18 – Distributions latérales pour les différents types de particules au sol constituant une gerbe (la simulation est la même que celle effectuée pour la figure 2.13).

où la pente vaut ici $\eta = 3.97 - 1.79 \left(\frac{1}{\cos\theta} - 1 \right)$, et C est la constante de normalisation.

Cette dernière formule, comme celles de Volcano Ranch et Yakutsk, découle de la fonction dite NKG (Nishimura, Kamata [119] et Greisen [118]) qui est une solution aux équations de diffusion des particules, et qui décrit le comportement des cascades en trois dimensions :

$$\rho(r) = \frac{N_e}{R_M^2} f(r),$$

$$f(r) = (2\pi B(4.5 - 2s, s))^{-1} \left(\frac{r}{R_M} \right)^{s-2} \left(1 + \frac{r}{R_M} \right)^{s-4.5},$$

avec ⁷ et $1 \leq s \leq 1.4$. $N_e = N_e(x/X_0)$ est le nombre total d'électrons à x/X_0 longueurs de radiation. [57] s'est largement inspiré de cette fonction pour construire sa propre formule de distribution latérale.

D'autres fonctions peuvent également décrire la distribution de particules au sol, comme le montre la figure 2.19. Une grande partie du travail de ma thèse a été dédiée à l'étude d'une autre forme de distribution latérale pour le réseau de surface d'Auger, qui a abouti à une formule du type $S(r) = 10^{(A+B(r/r_0)+C(r/r_0)^2)}$. Nous reviendrons donc largement sur ce point au chapitre 4.

2.5 Simulations des cascades atmosphériques

La mise en œuvre d'expériences détectant les grandes cascades atmosphériques (**Extensive Air Showers**) et l'analyse des données les caractérisant nécessitent une modélisation théorique de ces cascades, par exemple pour prédire les performances des détecteurs ou estimer

⁷ $B(x, y)$ est la fonction Beta qui vaut $B(x, y) = \frac{\Gamma(x)\Gamma(y)}{\Gamma(x+y)}$, $\Gamma(z)$ étant la fonction Gamma définie par $\Gamma(z) = \int_0^{+\infty} t^{z-1} e^{-t} dt$.

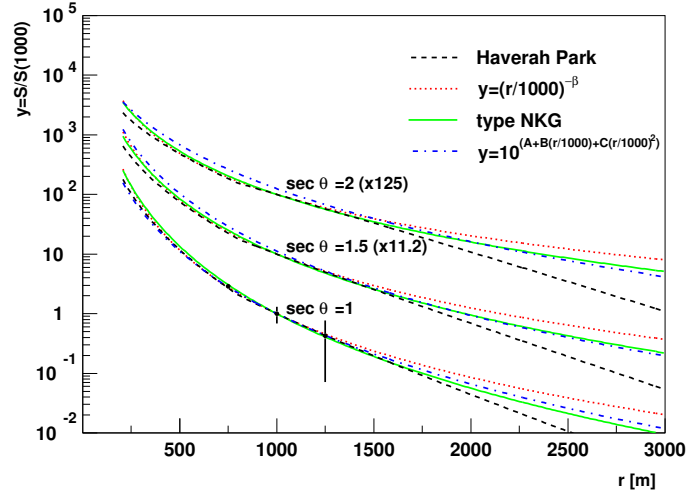


FIG. 2.19 – Comparaison de plusieurs fonctions de distribution latérale, pour trois angles zénithaux [42]. Les courbes sont normalisées et réajustées pour la comparaison.

l'énergie du primaire. Des programmes utilisant les méthodes de Monte-Carlo et les connaissances actuelles sur les interactions à haute énergie (forte et électromagnétique) permettent de simuler le développement des grandes gerbes dans l'atmosphère.

Ces logiciels génèrent des cascades avec des conditions initiales choisies par l'utilisateur, et gèrent toutes les données de sortie. Malgré le développement et la multiplication de ces programmes, des suppositions sur les modèles d'interactions, des approximations pour réduire les temps de calcul, des interpolations ou extrapolations des sections efficaces doivent toujours être faites.

Enfin, les programmes de simulations sont de taille considérable, mais des efforts continuent d'être faits pour les optimiser et les rendre cohérents avec la réalité.

2.5.1 La physique utilisée

Nous allons décrire ici les particules et interactions prises en compte par les programmes AIRES et CORSIKA, qui ont été utilisés pour produire les données de gerbes simulées présentes dans cette thèse, et sont également les plus largement utilisés dans la communauté Auger.

Les particules prises en compte dans ces programmes sont : les photons, tous les leptons, neutrinos et anti-neutrinos (sauf τ , ν_τ et $\bar{\nu}_\tau$ dans CORSIKA), tous les pions et quelques autres hadrons, les nucléons et anti-nucléons, et les noyaux jusqu'à un certain Z (selon la simulation).

Le modèle atmosphérique utilisé est celui dit de Linsley (cf. section 2.1.5), avec la paramétrisation US-StdA par défaut. Les trajectoires des particules sont suivies dans l'atmosphère jusqu'à ce qu'il y ait interaction avec les noyaux d'air, ou le cas échéant désintégration. Les processus physiques pris en compte dans ces simulations sont les suivants :

- processus électrodynamiques :
 - génération de lumière Čerenkov (uniquement dans CORSIKA)
 - production de paires et annihilation électron-positron
 - Bremsstrahlung (électrons, positrons et muons)
 - production de paires muonique

- électrons δ
- effets photoélectrique et Compton
- effet Landau-Pomeranchuk-Migdal et suppression diélectrique (description au chapitre 4)
- désintégration des particules instables
- processus hadroniques :
 - collisions inélastiques hadron-noyau, noyau-noyau, photon-noyau
 - réactions photo-nucléaires
 - fragmentation nucléaire
- propagation des particules chargées :
 - pertes d'énergie dans le milieu par ionisation
 - diffusions multiples de Coulomb
 - déviations dans le champ magnétique terrestre

Pour les désintégrations, tous les canaux sont pris en compte jusqu'au niveau de 1% de rapport d'embranchement.

2.5.2 Les modèles d'interactions hadroniques

Bien que des progrès soient continuellement faits sur la connaissance des interactions hadroniques à haute énergie, celle-ci reste cependant limitée et incomplète. Les sections efficaces doivent être approximées dans les simulations. Les interactions hadroniques peuvent ainsi être décrites par divers modèles, selon le choix de l'utilisateur, mais les comparaisons restent difficiles car des erreurs systématiques sur les observables persistent. Pour la suite de cette section, plus de détails sur les modèles et d'autres références correspondantes seront trouvées dans [24] et [74].

A basse énergie, les interactions hadroniques sont décrites par les modèles suivants :

- ISOBAR : c'est un modèle relativement simple, qui paramétrise les sections efficaces, utilisable aux énergies⁸ $E_{cm} \leq 10$ GeV. C'est le premier modèle basse énergie utilisé par CORSIKA, mais il est beaucoup moins détaillé et sophistiqué que GHEISHA. Il a été supprimé dans la version 6 de CORSIKA.
- GHEISHA [120] : valable pour $E_{cm} \leq 12$ GeV, les sections efficaces sont calculées par interpolation à partir de tables de données expérimentales. Les routines proviennent du programme de simulation de détecteur GEANT3 [128].
- UrQMD [92] : une alternative à GHEISHA, avec des calculs plus détaillés autour de la région du GeV. Ce modèle a été ajouté à CORSIKA à partir de la version 6.0.
- FLUKA [22] : une autre alternative à GHEISHA, qui est déjà intégré dans les versions de développement de CORSIKA. Les tests effectués semblent privilégier FLUKA par rapport à GHEISHA [41].

Aux hautes énergies, les modèles doivent être extrapolés à partir des résultats d'accélérateurs. Les sections efficaces nucléon-noyau sont paramétrisées et étendues à partir de ces résultats. La figure 2.20 compare ces paramétrisations avec de vraies données pour des collisions proton-air. De plus, comme il n'existe pas de données expérimentales qui puissent nous permettre de calculer les sections efficaces noyau-noyau, il faut les calculer à partir des sections efficaces précédentes, puis les extrapoler aux hautes énergies. Les diverses manières de traiter ce problème donnent lieu à différents modèles :

⁸ E_{cm} représente l'énergie dans le centre de masse.

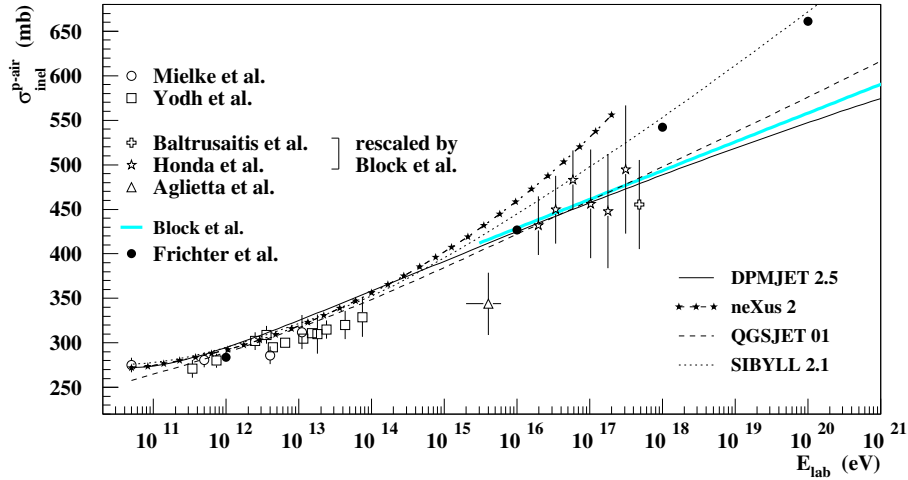


FIG. 2.20 – Sections efficaces inélastiques proton-air pour les modèles utilisés dans CORSIKA en fonction de l'impulsion du projectile. Voir [74] pour les références des données expérimentales.

- HDPM [88] : premier modèle utilisé dans CORSIKA. Il décrit de manière phénoménologique les interactions avec des routines rapides, et est ajusté sur des données expérimentales. Il est utilisable jusqu'à 10^{17} eV.
- VENUS [112] : développé pour simuler les collisions à des énergies ultra-relativistes.
- QGSJet [121] : considéré comme le modèle le plus utilisé dans le domaine des rayons cosmiques.
- DPMJet [100] : basé sur le même formalisme théorique que VENUS et QGSJet.
- SIBYLL [99] : interpole les sections efficaces à partir de sa propre table de sections efficaces nucléon-nucléon.
- neXus [114] : modèle assez récent qui combine les caractéristiques de VENUS et QGSJet. Il est basé sur l'hypothèse que le comportement des interactions de haute énergie est universel (identique dans différents types de réactions). Par exemple, la dynamique des partons dans les diffusions inélastiques est décrite de la même façon que celle des interactions proton-proton.

2.5.3 L'algorithme de sélection

Au dessus de 10^{16} eV, le temps de calcul des simulations devient excessivement long, à cause du nombre de particules à suivre, qui augmente proportionnellement à l'énergie. Il devient même impossible de propager toutes les particules à ultra haute énergie ($\sim 10^{14}$ particules sommées sur tout le développement, cf. figure 2.14), même avec des machines très puissantes. Avec autant de particules, la quantité d'informations est de toutes façons trop importante pour pouvoir être stockée.

Un algorithme de réduction dû à Hillas [39], [97], va permettre de rendre possible ces simulations. Il échantillonne les particules et leur attribue un poids, ce qui permet de n'en propager qu'une partie représentative. Considérons une particule incidente d'énergie E , qui produit n secondaires. Soient E_i l'énergie du secondaire i et E_{seuil} l'énergie fixée par l'utilisateur que l'on appellera énergie de sélection. Deux cas se présentent :

- $E \geq E_{seuil}$: chaque secondaire produit par cette particule est propagé, et on lui attribue une probabilité :

$$p_i = \begin{cases} 1 & \text{si } E_i \geq E_{seuil} \\ \frac{E_i}{E_{seuil}} & \text{si } E_i < E_{seuil} \end{cases}$$

- $E < E_{seuil}$: la particule provient nécessairement d'une opération de sélection précédente. Seul un secondaire est conservé sur les n produits, avec une probabilité :

$$p_i = \frac{E_i}{\sum_{j=1}^n E_j}.$$

Cela signifie qu'une fois l'énergie seuil atteinte, le nombre de particules n'augmente plus.

Dans les deux cas, le poids attribué à chaque secondaire i conservé est égal au poids de la particule incidente multiplié par l'inverse de p_i . Au début de la simulation, la première particule a un poids égal à 1.

Ainsi, si E_{seuil} est proche de l'énergie du primaire, peu de particules seront produites, mais les poids seront très grands et très fluctuants, ce qui peut donner des résultats peu précis. Au contraire, si E_{seuil} est très petit, alors les fluctuations statistiques seront réduites, au coût d'un temps de calcul beaucoup plus long. Il faut ainsi ajuster le niveau de précision en fonction de la rapidité et de la précision recherchée, ce niveau étant défini comme $\epsilon_{seuil} = \frac{E_{seuil}}{E_0}$, où E_0 est l'énergie du primaire. Empiriquement, $\epsilon_{seuil} = 10^{-6}$ est un bon compromis entre précision et vitesse.

2.5.4 Les programmes de simulations

MOCCA (**MO**n^te-**CA**rlo **CA**scades) : c'est un programme de simulation développé par Hillas ([39], [97]) et utilisé dans l'expérience Haverah Park. Il a été l'un des programmes choisis pour effectuer le design des cuves Auger. Les observations de RCUHE par des groupes tels que Haverah Park, Akeno, et Fly's Eye ont été utilisées pour vérifier ces simulations. MOCCA peut être utilisé dans une large gamme d'énergie ($10^{12} - 10^{20}$ eV) et permet de faire des simulations avec une consommation relativement modérée de ressources informatiques.

AIRES (**AIR** shower **E**xtended **S**imulations) [21] : depuis la première version de MOCCA, d'importants progrès ont été réalisés dans l'organisation et la vitesse des ordinateurs. AIRES a ainsi été créé afin de fournir un environnement confortable pour effectuer des simulations fiables, en prenant avantage de la technologie récente en matière de puissance de calcul. Il est en constante évolution grâce aux efforts de plusieurs chercheurs du domaine des rayons cosmiques. Les algorithmes physiques de MOCCA ont servi de base au design original de AIRES. Pour les simulations d'interactions hadroniques, AIRES utilise QGSJet et SIBYLL. A basse énergie, un algorithme de répartition d'énergie assez simple (Hillas, [39]) reproduit assez bien la multiplicité des particules secondaires créées et leur distribution en énergie. AIRES est plus rapide que CORSIKA (simulation d'une gerbe de grande précision en 12 h contre 35), et beaucoup plus modulable.

CORSIKA (**CO**smic **R**ay **SI**mulations for **KA**scade) [24] : il a été originalement conçu pour l'expérience KASCADE [95], et est utilisé depuis dans diverses expériences, comme

celles utilisant des télescopes à lumière Čerenkov (HESS [8], $\sim 10^{12}$ eV) ou celles observant les plus hautes énergies (Auger). CORSIKA comprend tous les modèles d'interactions hadroniques définis dans la section 2.5.2, ce qui permet d'étudier les systématiques de ces modèles. Pour les interactions électromagnétiques le programme de cascades EGS4 ou les formules analytiques NKG sont utilisés. CORSIKA est ainsi beaucoup plus fiable quant à la physique employée (simulations plus détaillées, notamment à basse énergie avec GHEISHA), grâce à une volonté de prédire non seulement les bonnes valeurs moyennes des observables, mais aussi les fluctuations correctes autour de ces moyennes. Cependant, AIRES et CORSIKA reproduisent tous deux assez bien des données expérimentales [74].

Les simulations doivent rendre compte de façon précise du comportement des gerbes dans l'atmosphère, afin que les différentes caractéristiques observables soient des moyens efficaces de pouvoir remonter à la direction d'origine et à l'énergie du primaire. Il faut que les programmes de simulations décrivent précisément les différentes interactions se déroulant durant le développement de la cascade, en utilisant les bonnes sections efficaces. Le nombre de particules au sol, leur nature et leur énergie doivent être les plus fidèles à la réalité, pour éviter de trop importantes sous ou surestimations, de l'énergie en particulier. Les techniques existant pour la détection des grandes gerbes permettent des mesures plus ou moins directes et complémentaires, mais la reconstruction de leurs paramètres restent encore dépendante de la connaissance des détecteurs utilisés et des conditions de prise de données : des efforts constants doivent être faits dans ce sens, nous citerons en exemple les télescopes de fluorescence qui nécessitent un calibrage et un monitoring de l'atmosphère juste et précis. Les stations du réseau de surface d'Auger ne sont pas en reste, puisque chacune est différente des autres de par son électronique, ses photomultiplicateurs et la qualité de son eau. Leur réponse doit ainsi être calibrée localement, de manière absolue.

Chapitre 3

Observation des RCUHE

Malgré des sites de production non identifiés, un voyage à travers l'espace plus ou moins long, une composition encore moins connue, des rayons cosmiques d'ultra haute énergie arrivent néanmoins sur Terre, et provoquent les plus vives réactions dans la communauté des astrophysiciens. L'observatoire Pierre Auger est actuellement en construction dans le but de mettre fin à ces conflits et à plus de trente ans de suppositions. Un tel détecteur est révolutionnaire par sa taille (6000 km²), sa double technique de détection et par sa conception (gestion de plus de 1600 détecteurs par site). Nous allons ici détailler un peu plus ces techniques de détection et voir par quelles expériences elles ont été éprouvées. Une description succincte des détecteurs d'Auger permettra de montrer le travail déjà effectué, et nous terminerons ce chapitre par le système d'acquisition du réseau de surface, le CDAS, sans entrer ici dans les détails de la reconstruction.

Plusieurs revues sur l'observation d'événements autour de 10²⁰ eV existent, notamment [91], [123] et [124].

3.1 Techniques et expériences/projets

Comme nous l'avons déjà vu dans la section 1.6, il existe principalement deux techniques de détection des grandes gerbes atmosphériques (outre la radiodétection des rayons cosmiques d'énergie extrême, qui est en plein développement avec les expériences CODALEMA, LO-FAR...). Aux énergies qui nous intéressent ($\geq 10^{18}$ eV), les flux sont extrêmement faibles (~ 1 particule par km² et par siècle à 10²⁰ eV), et il s'avère donc nécessaire d'avoir une surface de collection la plus étendue possible pour augmenter la probabilité de détection. Il devient alors possible de détecter indirectement un rayon cosmique en échantillonnant au sol les particules secondaires de la gerbe qu'il a initié, et/ou en récoltant la lumière de fluorescence émise par les atomes d'azote atmosphérique ionisés durant le développement de la cascade.

3.1.1 Échantillonnage des particules au sol

L'échantillonnage au sol des particules de la cascade est effectué par un réseau de détecteurs, disposés à une certaine distance les uns des autres.

Les détecteurs peuvent être de différents types, les principaux cités ici étant des scintillateurs¹, et ceux fonctionnant par effet Čerenkov. Généralement, ces derniers sont des cuves remplies d'eau où l'effet Čerenkov est plus important que dans l'air, l'indice de réfraction

¹Un scintillateur est un matériau qui convertit l'énergie d'une particule incidente en photons (phénomène de fluorescence), dont la longueur d'onde varie entre le bleu et le proche ultraviolet.

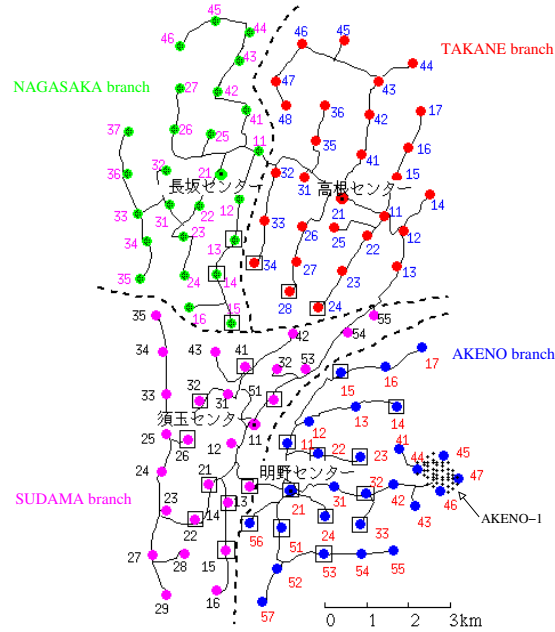


FIG. 3.1 – Exemple de réseau de détecteurs, ici celui d’AGASA [13], divisé en 4 branches principales plus un sous-réseau de 1 km^2 (AKENO-1). Les cercles représentent des scintillateurs, les carrés des détecteurs de muons, les lignes pleines les fibres optiques de communication, et celles en tiret les limites des branches. Les points dans les cercles montrent le centre de chaque branche.

étant plus grand (cf. section 3.2.3.2). Ces deux types de détecteurs sont couplés à des photomultiplicateurs (PMT) pour collecter les photons qui sont produits, et amplifier le signal induit.

La taille de la cascade projetée au sol dépend de la nature du primaire, de son angle d’arrivée et surtout de son énergie : plus elle est grande, plus grande sera la surface couverte par les particules. Idéalement, il faudrait disposer un maximum de détecteurs au sol afin de pouvoir mieux contraindre les simulations ; les reconstructions seraient d’autant meilleures avec beaucoup de points de mesures. La combinaison de scintillateurs et de cuves Čerenkov permettrait de plus de bien séparer les différentes contributions des particules. Le problème est que les flux attendus imposent une surface de collection très grande, il serait donc très onéreux de couvrir “idéalement” la surface voulue. Des compromis doivent donc être faits en prenant en compte la taille attendue de la gerbe (au moins une dizaine de km^2 à 10^{20} eV) et le nombre de détecteurs minimum pour que l’acceptance soit totale aux énergies considérées.

A un certain seuil en énergie correspond donc une distance optimale entre les détecteurs. Pour atteindre des énergies de l’ordre de 10^{17} eV et moins, certaines expériences ont disposé leurs détecteurs à des distances d’environ 1 km, voire moins dans certaines parties de réseaux. Auger, avec le même seuil, dispose actuellement ses cuves à 1.5 km d’intervalle. Il ne sera ainsi optimal qu’à partir de 10^{19} eV , mais la détection d’événements à basse énergie est possible grâce à certaines conditions de déclenchement.

Les expériences utilisant l'échantillonnage des particules au sol sont :

Volcano Ranch, Nouveau Mexique, États-Unis

(latitude : 35°09' N, longitude : 106°47' O, altitude : 1770 m \approx 834 g/cm²) :

le premier réseau géant qui a fonctionné entre 1959 et 1963, et également le premier à avoir enregistré un événement avec une énergie $\sim 10^{20}$ eV en février 1962 [105]. C'était un réseau de 19 scintillateurs plastiques de 3.3 m², couplés à des détecteurs de muons (> 220 MeV), espacés de 884 m et couvrant une surface de 8.1 km².

Sydney University Giant Air-shower Recorder, Nouvelles-Galles du Sud, Australie

(30°32' S, 149°43' E, 250 m \approx 1015 g/cm²) :

jusqu'à Auger, c'était le seul réseau géant ayant fonctionné de 1968 à 1979 dans l'hémisphère sud [87]. Il était composé de 54 stations indépendantes espacées de 1.6 km, soit ~ 60 km². Chaque station était elle-même composée d'une paire de 2 scintillateurs de 6 m², enterrés dans le sol pour permettre en priorité la détection de muons d'énergie > 0.75 GeV. La distance entre les détecteurs s'est avérée trop grande, le nombre de stations ayant enregistré une densité de particules étant trop petit (~ 5 pour les événements les plus grands). En ajoutant à cela des problèmes assez importants de bruit impulsionnel dans les PMT, la précision de SUGAR ne peut rivaliser avec celle des autres expériences.

Haverah Park, Grande Bretagne (53°58' N, 1°38' O, 220 m \approx 1016 g/cm²) :

un réseau de cuves remplies d'eau fonctionnant par effet Čerenkov, de 1.2 m de haut et de différentes surfaces (4×34 m², $28 \times (2.29-54)$ m² et 30×1 m² près du centre). Ces cuves étaient espacées de 50 à 500 m, et couvraient une surface d'environ 12 km². Ce réseau a pris des données de 1967 à 1987 ([89], [73]).

Yakutsk, Sibérie (61°36' N, 129°24' E, 105 m \approx 1020 g/cm²) :

ce réseau qui combine des scintillateurs, des détecteurs à muons et des détecteurs Čerenkov a commencé sa prise de données à partir de 1970. Il a été étendu en 1974 pour accroître sa sensibilité aux RCUHE, jusqu'à une surface de ~ 18 km². En 1992, il y avait 58 scintillateurs plastiques (49×4 m² espacés de 500 m, et 9×2 m² espacés de 1 km), et 6 détecteurs de muons à 1 km du centre (5×20 m² pour $E_\mu > 1$ GeV, et 1×192 m² pour $E_\mu > 0.5$ GeV). Le réseau comprend également 45 détecteurs pour mesurer le rayonnement Čerenkov dans l'air, utilisés pour tester la méthode de conversion $S600$ -énergie du primaire². La résolution atteinte est alors $\lesssim 20\%$. Le réseau a été réduit à 10 km² en 1995 pour concentrer les études autour de 10^{19} eV.

Akeno Giant Air Shower Array, Akeno, Japon (35°47' N, 138°30' E, 900 m \approx 920 g/cm²) :

ce réseau est composé de 111 scintillateurs plastiques de 2.2 m² chacun, espacés de ~ 1 km, et déployés sur 100 km² ([93], [90]). 27 chambres proportionnelles ont été disposées en plus pour mesurer la composante muonique des gerbes (avec $E_\mu \geq 0.5$ GeV). La surface d'AGASA est divisée en 4 parties (cf. fig. 3.1) : la prise de données a démarré dans chaque branche en 1990, puis elles ont été unifiées en 1995. Un sous-réseau plus dense de 1 km², AKENO-1 qui fonctionne depuis 1981, est formé de 156 scintillateurs de 1 m² et observe les gerbes d'énergie 10^{15-18} eV : la section efficace de collision inélastique proton-air et le spectre en énergie ont ainsi pu être mesurés dans cette gamme. Deux cuves Čerenkov ont également été installées pour servir de prototypes au réseau d'Auger. AGASA a enregistré la deuxième particule la plus énergétique, à 200 EeV.

² $S600$ est la densité de particules à 600 m du cœur de la gerbe au sol, mesurée par les scintillateurs.

3.1.2 Suivi du développement de la gerbe grâce à la lumière de fluorescence

La deuxième technique de détection consiste à enregistrer le développement progressif de la cascade de particules dans l'atmosphère, par le biais de la lumière de fluorescence émise par les atomes d'azote atmosphérique : suite à leur ionisation par les particules secondaires de la gerbe, des lacunes sont formées dans leurs couches électroniques profondes. Le retour à l'état fondamental s'effectue alors par le réarrangement du cortège électronique, qui s'accompagne de l'émission de photons de fluorescence (ou d'électrons Auger)³.

Un détecteur de fluorescence est généralement décomposé en plusieurs parties, chacune étant constituée d'un miroir sphérique qui va réfléchir les photons vers une caméra de quelques pixels (quelques centaines avec les caméras récentes), un PMT faisant office de pixel. Le premier télescope de Fly's Eye était ainsi composé de 67 miroirs de 1.6 m de diamètre et une focale de 1.5 m, avec 880 pixels au total (12 ou 14 pixels par miroir). La disposition des pixels étant faite de façon à couvrir totalement le ciel visible, leur assemblage fait donc naturellement penser à un œil de mouche, comme le montre la figure 3.2.

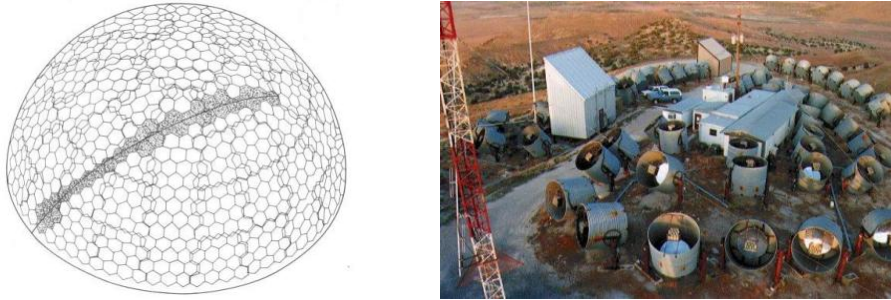


FIG. 3.2 – La figure de gauche est une schématisation de l'arrangement géométrique des pixels formant les caméras d'un détecteur de fluorescence type "œil de mouche", avec l'image d'une gerbe représentée par les hexagones ombrés. La photo de droite montre la disposition beaucoup plus concrète des différentes parties du détecteur Fly's Eye, installé en Utah [14].

Un œil de mouche trace donc la croissance et la décroissance d'une cascade dans l'atmosphère en observant l'intensité et la séquence en temps de la lumière de fluorescence. Des exemples de profils longitudinaux sont donnés par la figure 2.15. C'est là l'un des grands avantages de cette technique, qui permet de mesurer avec une très bonne précision (jusqu'à moins de 30 g/cm² [66]) la profondeur atmosphérique X_{max} , dont la distribution est un indicateur fort de la nature du primaire.

Les principaux télescopes en fonctionnement ou ayant fonctionné sont :

Fly's Eye, Utah, États-Unis (40° N, 113° E, ~1360 m \approx 869 g/cm²) :

un système binoculaire de télescopes de fluorescence espacés de 3.4 km ; le premier, avec une vue complète du ciel fut installé en 1981 et le deuxième, avec un champ de vision divisé par 2, en 1986. Fly's Eye fonctionna jusqu'en 1992 et est maintenant remplacé par HiRes, un détecteur de seconde génération avec une plus grande résolution. Fly's Eye a détecté (avec malheureusement un seul télescope) la particule la plus énergétique jamais enregistrée (320 EeV, [79]), avec d'assez grandes erreurs de mesure sur la direction et l'énergie. La résolution atteinte en stéréo est de 47 g/cm² pour X_{max} ,

³Le rendement de fluorescence (probabilité d'émission de fluorescence/probabilité totale) est pour l'azote (élément majoritaire dans l'atmosphère) de moins de 0.1.

et de 20% pour l'énergie, au-dessus de 2×10^{18} eV : le fait que ces paramètres soient reconstruits indépendamment par chaque œil permet de vérifier la validité des résultats et d'augmenter la résolution.

High Resolution Fly's Eye, (idem) :

ce détecteur de fluorescence a remplacé Fly's Eye dans le but d'augmenter les statistiques au-dessus de 10^{19} eV, et améliorer la résolution du X_{max} jusqu'à moins de 20 g/cm² [43], la résolution angulaire et l'acceptance. La prise de données du premier télescope (HiRes-I) a débuté en 1997, et celle du deuxième (Hires-II), à 12.6 km, en 1999. Les caméras sont composées de 256 PMT, récoltant la lumière réfléchiée par des miroirs de surface effective de 3.8 m² (21 pour HiRes-I, 42 pour HiRes-II). En mode monoculaire, et pour chacun des deux télescopes, les données enregistrées sont compatibles avec la présence d'une coupure dans le spectre des rayons cosmiques (cf. fig. 1.5 et [33]).

Nous citerons enfin ces projets d'expériences spatiales :

Extreme Universe Space Observatory : installé sur la station spatiale internationale, à 400 km d'altitude, ce télescope spatial haute résolution ($\sim 0.1^\circ$) mesurera la lumière de fluorescence et le rayonnement Čerenkov produit par les grandes gerbes initiées par des RCUHE. Avec un champ de vue de $\pm 30^\circ$, EUSO devrait détecter en une année (avec 10% de cycle utile) environ 300 événements $\geq 10^{20}$ eV, si la coupure GZK n'existe pas. Avec son réseau de surface seul, Auger (Nord et Sud) devrait en compter 60, et 6 en mode hybride.

Orbiting Wide-field Light-collectors : une paire de satellites volant en formation à 1000 km d'altitude, séparés de quelques centaines de km, qui collectent la lumière de fluorescence des grandes gerbes en stéréo. En mode nominal, OWL devrait détecter 6000 événements $\geq 10^{20}$ eV en 3 ans, soit environ 30 fois plus que pour les deux réseaux de surface d'AUGER.

En dessous de 10^{20} eV, les deux principales expériences en fonctionnement, HiRes et AGASA montrent 20 % de différence entre leurs données : l'interprétation de la fin du spectre qui en résulte reste alors ambiguë. Un détecteur hybride tel qu'Auger, utilisant les deux techniques de détection citées ici, devrait lever cette indétermination : les deux instruments vont à terme pouvoir s'inter-calibrer, et fournir des résultats cohérents. Avec l'accumulation de statistiques, Auger va définitivement confirmer ou infirmer la présence de la coupure GZK.

Nous citerons pour terminer cette section Telescope Array, un autre projet de détecteur hybride [15] qui devrait être installé en Utah : il sera composé dans un premier temps d'un réseau de 576 scintillateurs plastiques (~ 760 km²) et de 3 télescopes de fluorescence. Telescope Array devrait être complété en 2007, et pourrait se superposer en partie au site Nord d'Auger, si la décision de l'Utah est confirmée. Les événements mesurés par les deux détecteurs seraient alors extrêmement précis, ces gerbes bénéficiant d'une triple détection par des cuves Čerenkov, des scintillateurs et des télescopes de fluorescence.

3.2 L'observatoire Pierre Auger : un grand détecteur hybride

L'observatoire Pierre Auger a été conçu pour mesurer avec des statistiques importantes le flux, la distribution des directions d'arrivée et la nature des rayons cosmiques d'énergie supérieure à 10^{18} eV, et plus précisément ceux $\geq 10^{20}$ eV : avec des flux de l'ordre de 1 particule par siècle et par km², l'observatoire couvrira une surface totale de plusieurs milliers

de km^2 , ce qui permettra la détection de plusieurs dizaines d'événements par an au-delà de la coupure GZK.

Auger est donc un détecteur hybride, c'est-à-dire qui couple les deux techniques d'observation des grandes gerbes atmosphériques, en s'appuyant sur l'expérience acquise par Haverah Park pour le réseau de surface, et de Fly's Eye pour les télescopes de fluorescence. Ceci constitue la principale caractéristique d'Auger : la capacité de reconstruire de deux façons indépendantes et complémentaires un même événement, puis de coupler les données des deux détecteurs pour soulever et réduire les erreurs systématiques. La détection hybride est cependant limitée par les télescopes de fluorescence, qui ne peuvent fonctionner que les nuits claires avec une faible lumière lunaire (soit quelques nuits avant, pendant et après la nouvelle lune). Cela ne représente qu'un peu plus de 10% des gerbes potentiellement détectables.

La durée de fonctionnement prévue d'Auger est de 20 ans. Plus de détails sur l'observatoire sont donnés dans [1] et, plus récemment, dans [96]. La description des détecteurs y est notamment détaillée de façon plus précise.

3.2.1 La Pampa Amarilla

Afin de couvrir la totalité de la sphère céleste, l'observatoire Auger est constitué de deux sites, un dans l'hémisphère Nord, l'autre dans l'hémisphère Sud. Une couverture complète est en effet nécessaire pour l'étude des anisotropies, et, de plus, le Super Amas Local n'est visible que de l'hémisphère Nord, alors que le centre Galactique n'est visible que dans le sud.

Le site Sud est actuellement en construction à proximité de Malargüe, une petite ville dans la province de Mendoza près des Andes, en Argentine, dans une région déserte et relativement plate appelée Pampa Amarilla. Ce site, El Nihuil, se trouve à une latitude de 35.25° Sud et à une longitude de 69.25° Ouest, pour une altitude moyenne de 1400 m : en plus du fait que les grandes gerbes atteignent leur développement maximum à cette altitude (cf. section 2.4.3), ce site a été choisi pour sa clarté atmosphérique exceptionnelle, ses températures modérées et sa faible pollution lumineuse.

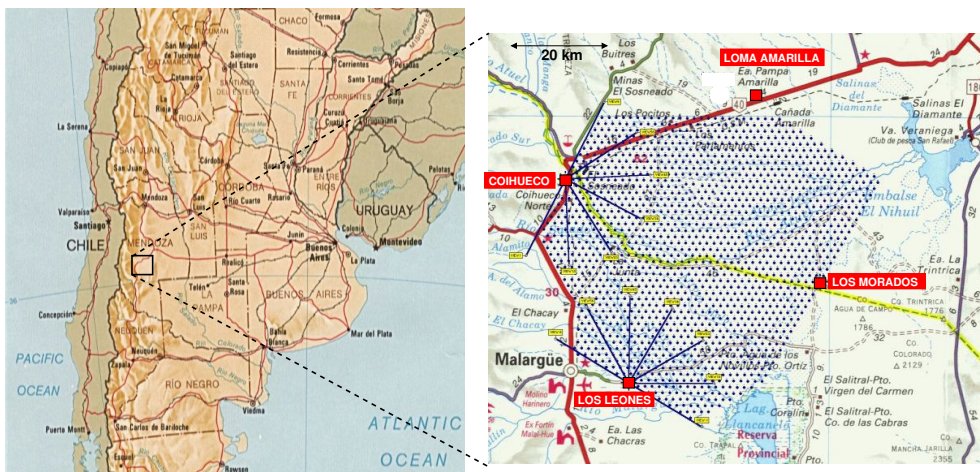


FIG. 3.3 – L'Argentine et un agrandissement de la zone où est construit Auger : les points représentent les 1600 stations du réseau de surface, et les 4 carrés les télescopes de fluorescence en périphérie du réseau. Les 6 champs de vue de Coihueco et de Los Leones sont également représentés.

Le site Sud devrait être complété fin 2005. Le site Nord quant à lui devrait être construit

à partir de 2006 en Utah ou au Colorado. Il permettra une accumulation deux fois plus rapide des statistiques, en plus de compléter la couverture du ciel.

3.2.2 Le détecteur de fluorescence

3.2.2.1 Description

La figure 3.3 de droite montre les emplacements des 4 télescopes de fluorescence d'Auger, dont l'ensemble forme le "Fluorescence Detector" (FD), qui couvrira à terme les 3000 km² du réseau de cuves Čerenkov.

Chaque télescope de fluorescence est divisé en 6 baies (cf. fig. 3.4). La figure 3.5 du haut

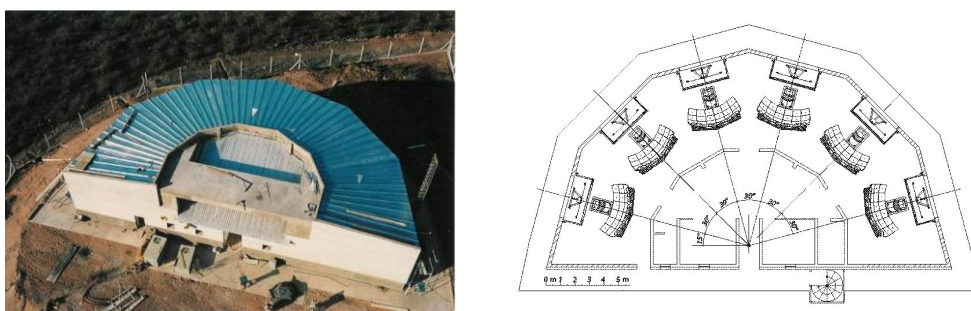


FIG. 3.4 – Le télescope de fluorescence de Los Leones, et la schématisation des 6 baies [141].

montre la schématisation d'une baie : un miroir sphérique 3.5 m × 3.5 m, avec une focale de 1.7 m, réfléchit la lumière collectée par l'ouverture circulaire vers une caméra de 440 PMT hexagonaux, de $\sim 1.5^\circ$ de diamètre chacun (20 colonnes × 22 rangées). Le champ de vue d'une baie est donc de 30° d'azimuth × 28.6° d'élévation.

L'ouverture a un diamètre de 2.2 m et est fermée par un filtre UV, pour améliorer le rapport signal sur bruit. Un anneau correcteur, divisé en 24 secteurs (photographie de gauche de la figure 3.5) augmente l'ouverture effective. Enfin, un diaphragme circulaire couplé à un système optique de Schmidt est placé au centre de courbure du miroir sphérique : la taille angulaire du point induit par les aberrations sphériques est réduite à 0.5° , soit la taille d'un pixel⁴.

3.2.2.2 Détection et précision

Les PMT des caméras collectent la lumière de fluorescence (de 310 à 440 nm) émise par l'azote atmosphérique, et la lumière Čerenkov directe et diffusée (par diffusions de Rayleigh et de Mie, par les aérosols) émise par les particules secondaires des cascades. La figure 3.6 montre les profils brut et longitudinal d'un événement enregistré par le FD, et fait apparaître les différentes contributions de la lumière.

Une des propriétés importantes du site d'El Nihuil est une grande longueur d'atténuation dans l'atmosphère des longueurs d'onde de la fluorescence, émise isotropiquement, ce qui permet une détection de cette lumière à plusieurs dizaines de km : le centre du réseau final se trouvant à environ 30 km de chacun des télescopes, la couverture par le FD est ainsi assurée (cf. figure 3.7).

⁴Les miroirs sphériques produisent par nature des aberrations sphériques : les rayons réfléchis par les bords du miroir se focalisent à côté du foyer, et forment donc une tâche au lieu d'un point.

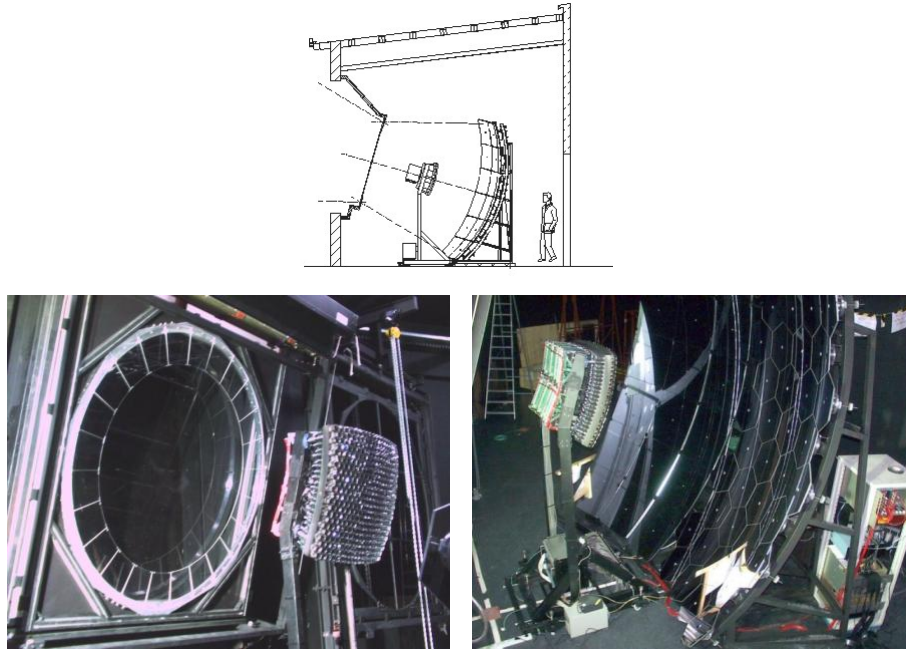


FIG. 3.5 – Schématisation ([96]) et photographies de l'ouverture, la caméra et le miroir d'une des baies de fluorescence. Les PMT de la caméra apparaissent clairement, ainsi que la segmentation du miroir.

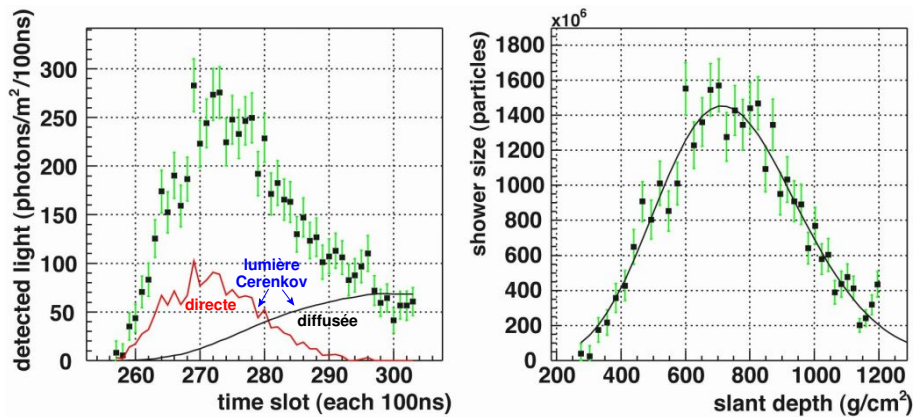


FIG. 3.6 – Profil longitudinal brut enregistré par le FD, et son profil dit de Gaisser-Hillas (nombre de particules chargées en fonction de la profondeur atmosphérique traversée). Les courbes sur le profil de gauche montre les contributions de la lumière Čerenkov.

Chaque événement de plus de 10^{19} eV tombant sur Auger sera enregistré par au moins un télescope, et 60% seront détectés par 2 télescopes ou plus. Tous les événements se trouvant au-delà de la coupure devraient ainsi être stéréo, et bénéficieront d'une meilleure résolution angulaire et en énergie. Une coïncidence d'une cuve du réseau avec un télescope de fluorescence est également suffisante pour contraindre la géométrie de la gerbe, aussi précisément qu'en mode stéréo.

En effet, la détermination du plan cascade-détecteur est déterminé au demi-degré près, en ajustant directement la direction donnée par les pixels touchés (cf. fig. 3.8). Cependant, la direction zénithale est plus difficile à contraindre en ne prenant en compte que les données

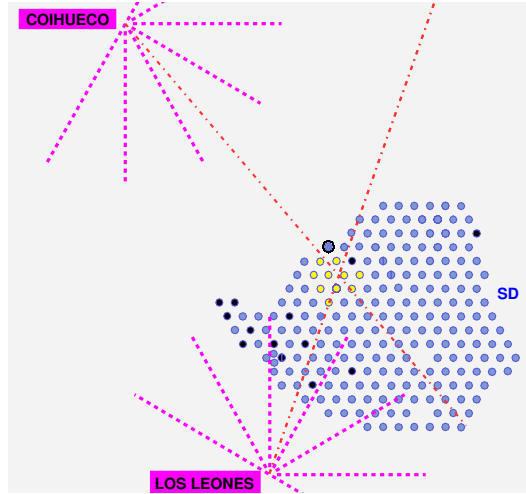


FIG. 3.7 – Un événement stéréo (détecté par les télescopes de Los Leones et Coihueco) et hybride (également détecté par le SD sous le numéro 673411) enregistré le 7 février 2004. Le cœur de la gerbe au sol se trouve à 19 km de Los Leones et à 32 km de Coihueco. Les lignes rouges représentent les plans passant par les détecteurs de fluorescence et le cœur de la gerbe, et les points jaunes les stations touchées par les particules de cette gerbe.

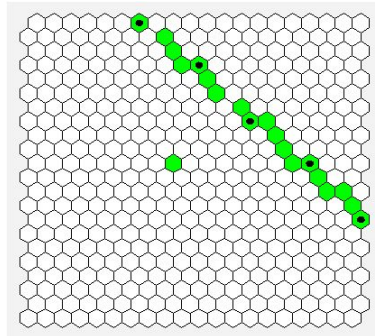


FIG. 3.8 – Un exemple de trace enregistrée par le télescope de Los Leones.

d'un télescope seul. Selon les schémas de la figure 3.9, le temps d'arrivée de la lumière sur le pixel i d'une caméra est donné par la formule :

$$t_i = T_0 + \frac{R_p}{c} \left(\frac{1}{\sin \alpha_i} - \frac{1}{\tan \alpha_i} \right) = T_0 + \frac{R_p}{c} \tan \frac{\alpha_i}{2} \quad (3.1)$$

où R_p est la perpendiculaire à l'axe de la gerbe passant par le détecteur. R_p , ψ_0 ($= 180^\circ - \alpha_i - \psi_i$) et T_0 sont alors obtenus par minimisation :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{(t_i(\psi_{i,mes.}) - t_{i,mes.})^2}{\sigma_i^2}, \quad (3.2)$$

avec $t_{i,mes.}$ le temps d'arrivée de la lumière mesuré au pixel i et $\psi_{i,mes.}$ l'élévation correspondante. σ_i est l'incertitude sur le temps (elle dépend du flux reçu par le pixel i).

Pour les traces courtes (inférieures à 20° en taille angulaire), $t_{i,mes.}$ dépend linéairement de $\psi_{i,mes.}$, et il en résulte une indétermination sur R_p et ψ_0 (de l'ordre de plusieurs degrés). Pour les traces plus longues, la courbure qui apparaît permet de lever la dégénérescence.

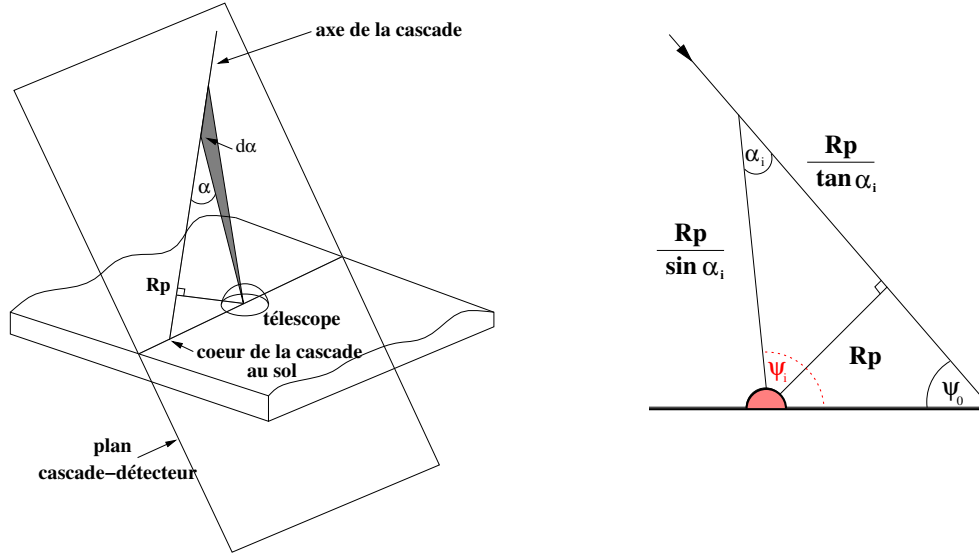


FIG. 3.9 – Schématisation du plan télescope-axe de la gerbe, et définition des paramètres de reconstruction [66]. Un pixel i de la caméra voit le spot de fluorescence passer au temps t_i avec une élévation ψ_i .

Lorsque la mesure de ψ_0 est ambiguë, il faut utiliser les informations provenant du réseau de surface, si elles existent. Avec seulement une station, il devient alors possible de déterminer géométriquement T_0 :

$$T_0 = t_{station} + \frac{\vec{r}_{station} \cdot \vec{u}}{c}, \quad (3.3)$$

avec $t_{station}$ le temps de passage du front de gerbe à la station, \vec{u} le vecteur directeur de l'axe de la gerbe et $\vec{r}_{station}$ le vecteur détecteur-station. Une correction dû à la courbure du front doit être ajoutée pour améliorer la précision. Il suffit alors d'injecter la valeur de T_0 dans la reconstruction précédente pour obtenir une résolution angulaire inférieure à 0.5° .

3.2.2.3 Calibrage et monitoring de l'atmosphère

Pour estimer le nombre de particules d'une gerbe à chaque profondeur atmosphérique, il faut connaître le rendement de fluorescence dans l'air, faire le calibrage du système optique et prendre en compte l'atténuation de la lumière de la source au détecteur.

La reconstruction précise du profil longitudinal d'une gerbe nécessite la conversion correcte du nombre de coups d'ADC comptés en flux de lumière collecté. Les constantes de calibrage sont obtenues en illuminant de façon uniforme l'ouverture du télescope avec un flux connu de photons émis par un système optique ("drum illuminator"). Des tirs verticaux sont également effectués avec un laser de 355 nm, positionné à quelques km du détecteur : connaissant la puissance du laser et la direction de tir, la lumière diffusée est utilisée pour calibrer le télescope.

Enfin, l'atténuation atmosphérique est mesuré par un LIDAR⁵ chaque fois qu'un événement de haute énergie est enregistré.

⁵ Le LIDAR (Light Detection And Ranging) a un principe de fonctionnement semblable au radar, à la différence qu'il utilise un faisceau laser pour sonder l'atmosphère. L'atténuation atmosphérique est ainsi évaluée en étudiant la rétrodiffusion par les molécules (diffusion de Rayleigh) et par les particules en suspension dans l'air (diffusion de Mie) des photons émis par le laser.

Deux des quatre bâtiments abritant les télescopes sont terminés, Los Leones et Coihueco, tandis que Los Morados est en cours de construction et le dernier, Loma Amarilla, est encore en projet, avec une position pas encore clairement définie. Los Leones a été le premier construit et a commencé sa prise de données en mai 2001 avec 2 baies couvrant la première phase du réseau, l'Engineering Array (cf. fig. 3.10) ; aujourd'hui ses 6 baies fonctionnent. A Coihueco, les six baies sont également opérationnelles depuis juillet 2004.

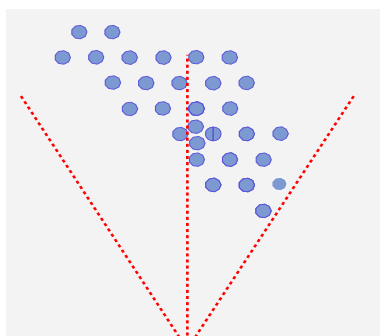


FIG. 3.10 – L'Engineering Array, première phase du réseau, qui a été étendu à partir du mois d'avril 2003. Aujourd'hui ses cuves sont progressivement remplacées par les cuves de production. Les lignes en pointillé montrent les champs de vue des 2 baies de test de Los Leones : le centre de l'EA se trouve à 10 km au nord de ce télescope.

3.2.3 Le réseau de cuves

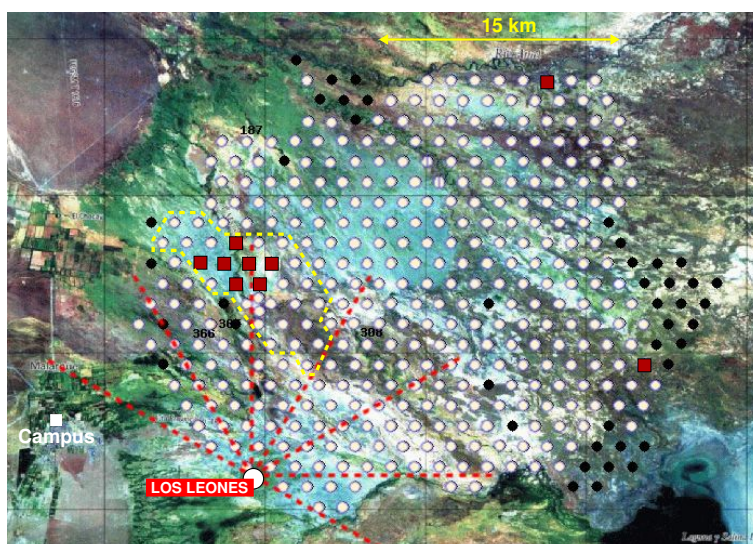


FIG. 3.11 – Réseau de surface au 24 juin 2004. Les champs de vue des 6 baies du télescope de fluorescence installé à Los Leones sont représentées par les lignes rouges en pointillé. Les ronds clairs représentent les cuves en fonctionnement, en noir celles sans électronique, et les carrés rouges celles en dysfonctionnement. La zone de l'ancien EA est délimité en jaune en pointillé. Le campus de l'observatoire est également indiqué.

3.2.3.1 Description générale

La figure 3.3 de droite montre également le réseau de surface d'Auger complet, tel qu'il devrait être fin 2005. Le "Surface Detector" (SD) sera à terme composé de 1600 cuves à effet Čerenkov remplies d'eau, espacées de 1.5 km selon un maillage triangulaire. Le 24 juin 2004, le SD comptait 348 cuves en fonctionnement (cf. figure 3.11). A la fin de l'année 2004, environ 800 devraient être installées.

Les premières cuves ont commencé à envoyer des données au mois de juillet 2001. Elles constituaient le réseau test "Engineering Array" (EA), apparaissant sur la figure 3.10. Celui-ci a compté 32 cuves en fonctionnement sur les quarante installées. La phase de pré-production a débuté fin avril 2003 et a vu le réseau s'agrandir depuis.

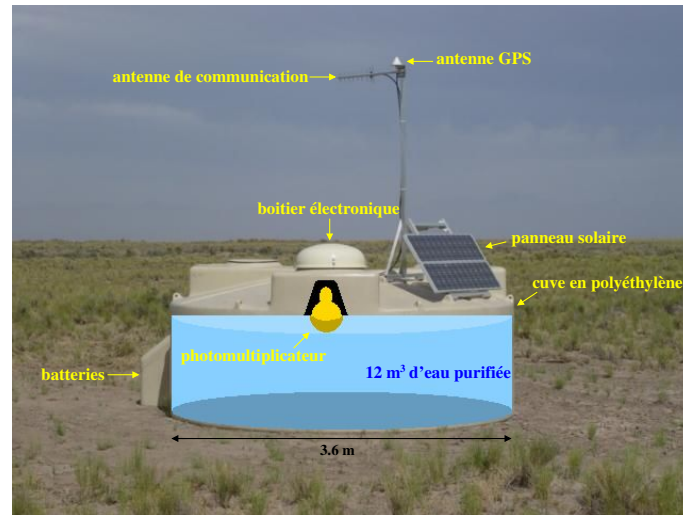


FIG. 3.12 – Photographie et schéma d'une cuve Čerenkov (dite Local Station, LS) .

La figure 3.12 montre les différents composants d'une station du réseau de surface d'Auger. Elle est moulée en polyéthylène en forme de cylindre (10 m^2 sur 1.55 m de hauteur), et renferme un sac en Tyvek qui contient 12000 litres d'eau ultra-pure, pour empêcher la prolifération bactérienne. Les propriétés de l'eau doivent en effet rester inchangées pendant toute la durée de l'expérience. La surface du Tyvek est réfléchissante, pour pouvoir collecter le maximum de photons produits dans l'eau. Trois photomultiplicateurs (PMT) couplés optiquement aux trois fenêtres transparentes du sac récoltent la lumière Čerenkov émise.

3.2.3.2 L'effet Čerenkov

L'effet Čerenkov est connu depuis 1937. C'est l'équivalent pour la lumière du bang supersonique produit par un engin, comme un avion, qui franchit le mur du son : une particule chargée qui traverse un milieu d'indice de réfraction n avec une vitesse v supérieure à la vitesse de la lumière dans ce milieu c/n , émet un rayonnement électromagnétique dit Čerenkov, qui se matérialise sous la forme d'un cône de lumière émis vers l'avant, dans le sens de propagation de la particule.

Ce rayonnement est émis car la particule chargée polarise les atomes le long de son trajet, qui deviennent alors des dipôles électriques. Ces dipôles émettent un rayonnement électromagnétique. Tant que $v < c/n$, les dipôles sont distribués symétriquement autour de la

trajectoire de la particule, et le champ électromagnétique intégré sur tous les dipôles devient globalement nul et aucun rayonnement n'est émis (cf. figure 3.13 de gauche). Par contre, si $v > c/n$, la symétrie est brisée, les atomes en aval de la particule ne pouvant être polarisés. Le champ créé par la particule se propage moins vite que la particule, et un rayonnement est émis (cf. fig. 3.13 de droite). La perte d'énergie due à l'effet Čerenkov est faible comparée

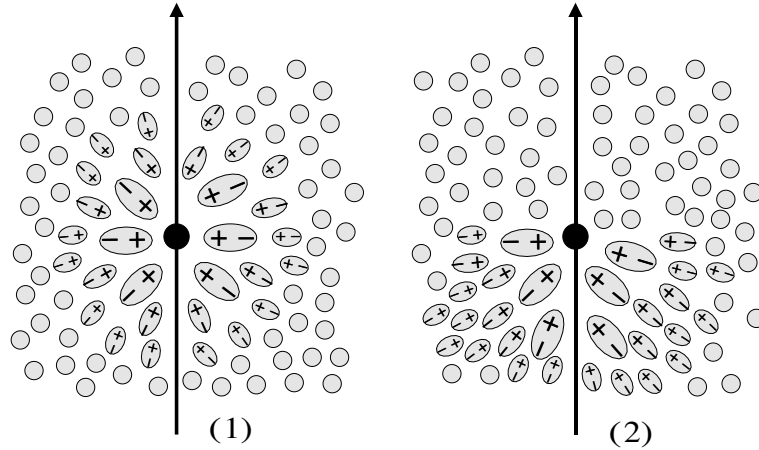


FIG. 3.13 – Illustration de la polarisation d'un milieu d'indice n , traversé par une particule chargée avec $v < c/n$ (cas 1) et avec $v > c/n$ (cas 2) [54]. La polarisation non symétrique du deuxième cas est responsable de l'émission Čerenkov.

aux pertes par ionisation, mais cet effet est largement utilisé pour la détection en physique des particules.

L'angle entre les photons Čerenkov émis et la trajectoire de la particule chargée peut être calculé géométriquement. Pour un temps donné t , la particule parcourt depuis le point A

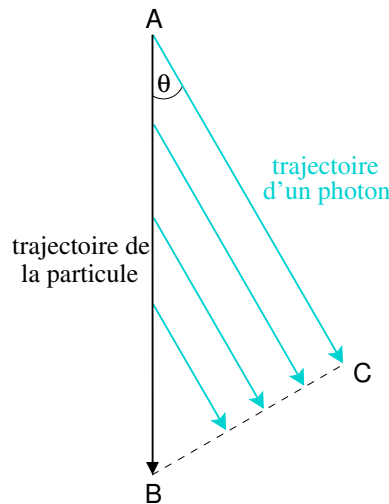


FIG. 3.14 – Schéma représentant les trajectoires de la particule se déplaçant plus vite que la lumière dans le milieu et des photons émis sur son parcours, et l'angle θ d'émission Čerenkov.

$d_{part} = AB = vt$, et un photon émis au même point $d_{\gamma} = AC = (c/n)t$. On obtient donc :

$$\cos \theta = \frac{AC}{AB} = \frac{c}{nv} = \frac{1}{\beta n}, \quad (3.4)$$

où β est la vitesse relative de la particule. En principe, l'émission d'un photon Čerenkov provoque un recul de la particule et un léger changement de direction. En prenant en compte cet effet, le traitement exact de la cinématique donne :

$$\cos \theta = \frac{1}{\beta n} + \frac{\hbar k}{2p} \left(1 - \frac{1}{n^2} \right),$$

avec $k(= 2\pi/\lambda)$ le vecteur d'onde du photon, $\hbar k$ son impulsion et p l'impulsion de la particule. Or, en pratique $\hbar k \ll p$ (l'énergie des photons Čerenkov ne dépasse pas quelques eV), l'équation 3.4 est une excellente approximation.

Cette formule montre clairement que l'effet Čerenkov est soumis à un seuil : il faut que $\cos \theta \leq 1$, donc $\beta \geq 1/n$. Considérons cet effet dans les cuves, c'est-à-dire dans l'eau avec $n = 1.33$. Le seuil en énergie va être fixé par $\beta_{seuil} \simeq 0.75 \Rightarrow \gamma_{seuil} \simeq 1.52$, avec $E_{seuil} = \gamma_{seuil} mc^2$. Pour produire une émission Čerenkov, les muons devront donc avoir une énergie cinétique d'au moins 55 MeV, et les électrons 0.27 MeV. D'après la figure 2.13, c'est le cas de la grande majorité des muons et des électrons/positrons des grandes gerbes arrivant au sol, ce qui justifie donc l'utilisation de cuves remplies d'eau pour leur détection.

L'angle θ est donc limité par l'énergie des particules. Au seuil, les photons sont émis en avant ($\theta_{seuil} = 0^\circ$), et l'angle maximum est atteint pour $\beta_{max} = 1$ et ne dépend alors que de l'indice de réfraction n . Dans l'eau, $\theta_{max} = \arccos \frac{1}{1.33} \simeq 41.3^\circ$.

Le nombre de photons Čerenkov émis par unité de longueur traversée entre les longueurs d'onde λ_1 et λ_2 est donnée par :

$$\frac{dN}{dx} = 2\pi\alpha z^2 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \left(1 - \frac{1}{n^2\beta^2} \right) \frac{d\lambda}{\lambda^2}$$

z est la charge de la particule produisant le rayonnement Čerenkov et α la constante de structure fine. En négligeant la dispersion du milieu (n est indépendant de la longueur d'onde) et avec $z = \pm 1$ (e^\pm, μ^\pm) :

$$\frac{dN}{dx} = 2\pi\alpha \left(1 - \frac{1}{n^2\beta^2} \right) \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) \quad (3.5)$$

Après la réflexion sur le Tyvek et la transmission dans l'eau, le spectre des photons Čerenkov produits a son pic compris entre 350 et 450 nm. Les PMT des cuves Auger ont donc été choisis pour leur bonne efficacité quantique dans cette gamme, supérieure à 16 %, et allant jusqu'à ~ 25 % [94]. Sachant que seulement 5 % des photons produits dans l'eau ne sont pas absorbés, avec la formule 3.5 et en considérant les particules relativistes ($\beta \simeq 1$), nous obtenons 6 photons par cm traversé qui arrivent finalement aux PMT. Avec 16 % d'efficacité quantique, un seul sera converti en photo-électron.

3.2.3.3 Électronique

Les sorties des PMT sont traités par l'électronique rassemblée dans le boîtier fixé au-dessus des cuves. Pour élargir la gamme dynamique, l'électronique vient lire les signaux provenant de l'anode et de la dernière dynode ; le circuit de lecture a été conçu de façon à obtenir un rapport dynode/anode égal à environ 32, valeur qui peut varier d'un PMT à l'autre [139]. Le signal de l'anode (dit bas gain) permet ainsi d'enregistrer les grands signaux, saturés en haut gain, sans perte d'information, comme le montre la figure 3.15.

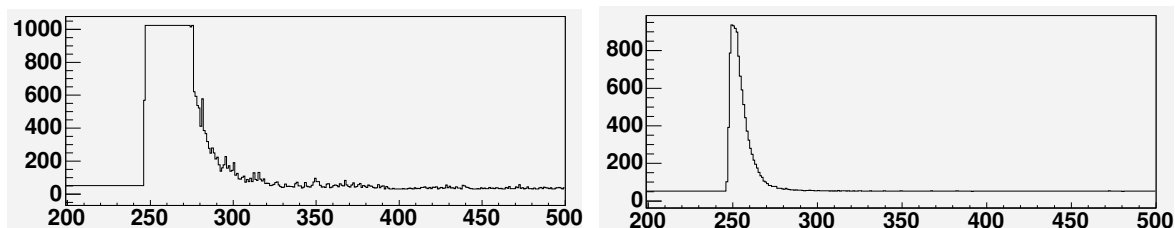


FIG. 3.15 – Les traces FADC (nombre d'unités ADC en fonction du numéro d'échantillons de 25 ns) d'un même PMT, en haut gain (à gauche) et en bas gain (à droite). Le signal de gauche provenant de la dynode montre clairement une saturation (due à l'amplificateur situé en aval) sur plusieurs échantillons consécutifs, contrairement au signal de l'anode. On notera que la ligne de base n'est pas nulle, et qu'elle doit donc être soustraite lors du calcul de la charge totale.

Les six signaux de sortie d'une cuve (anodes et dynodes des trois PMT) sont échantillonnés sur 10 bits à 40 MHz par des convertisseurs analogiques-numériques rapides (Flash Analog-to-Digital Converter, FADC). La charge totale est donc calculée en intégrant les échantillons de 25 ns des signaux.

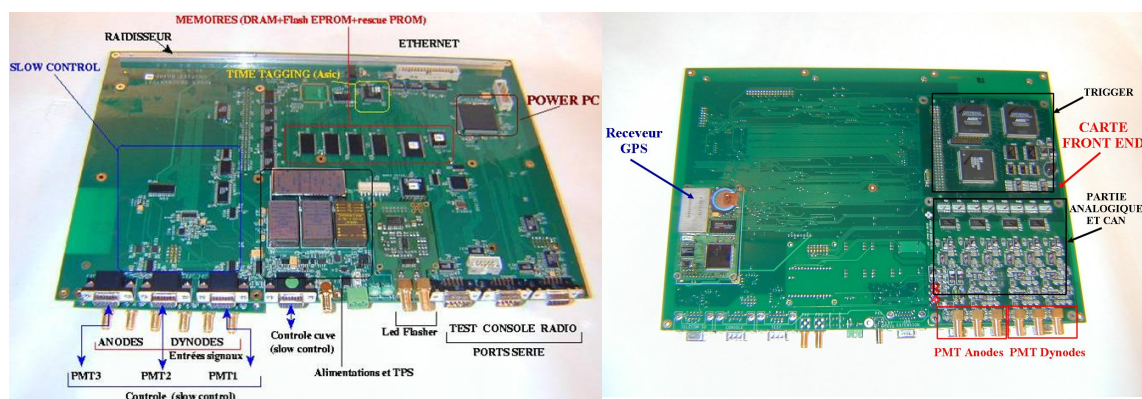


FIG. 3.16 – La carte unifiée d'une station Auger : à gauche, vue du dessus montrant les différents composants ; à droite, vue du dessous avec les cartes Front-End et GPS.

Depuis la pré-production, une carte unifiée assume toutes les fonctions de l'électronique (cf. fig. 3.16). Auparavant, une fonction était attribuée à une carte spécifique, toutes les cartes étant supportées par une carte mère. Aujourd'hui, seules les cartes GPS et de lecture (*Front-End*) viennent compléter le fonctionnement de la carte unifiée (cf. photographie de droite).

La carte *Front-End* contient les six FADC qui numérisent les signaux et les circuits qui vont tester les conditions de déclenchement (partie *Trigger*). Le temps de déclenchement de la station est lui mesuré grâce à la carte GPS, puis ce signal est traité par la partie marquage en temps (*Time Tagging*) de la carte unifiée. Le système GPS (Global Positioning System) assure la synchronisation des stations à 8 ns près, résolution largement suffisante comparée aux fluctuations du front de gerbe. Des décalages systématiques et stables ont été identifiés sur toutes les cartes GPS : ils sont maintenant mesurés par rapport à une même horloge atomique, puis sont corrigés a posteriori.

L'interface de contrôle de la cuve (*Slow Control*) permet de programmer le circuit de

décision, et de fixer les différentes tensions et seuils ; elle permet également de lire les informations de monitoring, comme les températures de la boîte et des embases des PMT, et les différentes tensions et intensités. Enfin la connexion Ethernet sert pour le développement logiciel et la communication directe avec l'utilisateur lors des interventions locales.

Les stations forment donc des entités totalement autonomes : la puissance électrique nécessaire est fournie par deux batteries de 12 V chargées par un panneau solaire, et les données enregistrées sont transmises au campus de l'observatoire (cf. fig. 3.17) situé à l'entrée de Malargüe par radio, via des relais microonde concentrateurs installés sur les sites des télescopes de fluorescence.

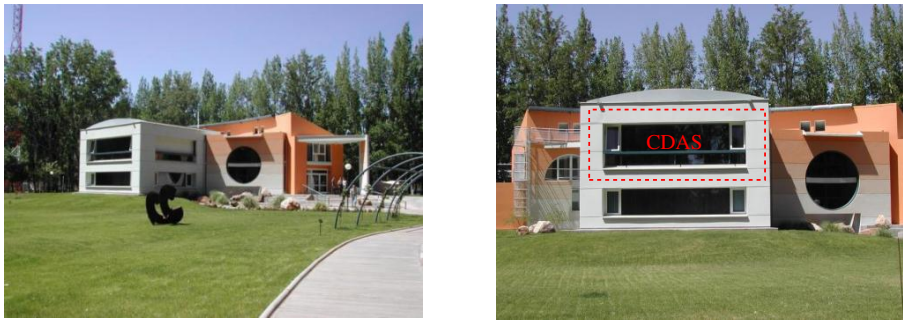


FIG. 3.17 – Bâtiment du campus Auger comprenant les bureaux, une salle de conférence et la salle du système d'acquisition de données (CDAS), apparaissant sur la photographie de droite, en haut.

3.2.3.4 Calibrage et VEM

Pour utiliser les données enregistrées par les cuves, il est nécessaire d'effectuer le calibrage des signaux des PMT en utilisant des quantités physiques connues. En effet, ces signaux proviennent d'une chaîne complexe où plusieurs paramètres entrent en compte : la qualité de l'eau, la réflectivité du Tyvek, le couplage optique entre le sac et les PMT, le gain des PMT et enfin le traitement des signaux par l'électronique.

Les muons constituent aux petits angles la majorité des particules du flux atmosphérique. Avec un flux constant d'environ $2000 \text{ muons s}^{-1} \text{ m}^{-2}$, ils fournissent la quantité physique parfaite pour exprimer les signaux en unités physiques. En effet, une grande partie des muons arrivant au sol verticalement sont relativistes et vont traverser la cuve en déposant toujours la même quantité d'énergie, qui est alors directement proportionnelle à la lumière Čerenkov produite. Ce qui n'est pas le cas pour la majorité des particules électromagnétiques ($\geq 90\%$) qui sont rapidement absorbées dans l'eau. Le signal d'un muon est donc directement proportionnel à la longueur d'eau traversée. Cette importante caractéristique va permettre de calibrer les signaux.

La figure 3.18 montre sur les histogrammes des signaux d'un PMT les pics dûs aux muons verticaux et centraux traversant une cuve. Considérons ces histogrammes : la première bosse représente la contribution du flux atmosphérique de basse énergie, les particules électromagnétiques entre autres ; sa forme est due à la condition de coïncidence des trois PMT ; vient ensuite la contribution des muons, plus énergétiques, qui forment la seconde bosse ; c'est ce deuxième pic qui est intéressant pour le calibrage.

Les positions de ces pics sont d'importants paramètres de calibrage, qui permettent de convertir les unités ADC en VEM (Vertical Equivalent Muon), l'unité de mesure choisie pour les signaux des cuves d'Auger. Le VEM (VEM_{charge}) correspond donc à la charge totale déposée par un muon de haute énergie traversant verticalement la cuve en son centre. Le VEM_{pic} correspond quant à lui à la valeur du pic de ce même signal. Par la suite, les signaux seront exprimés en VEM, soit le VEM_{charge} , sauf précision.

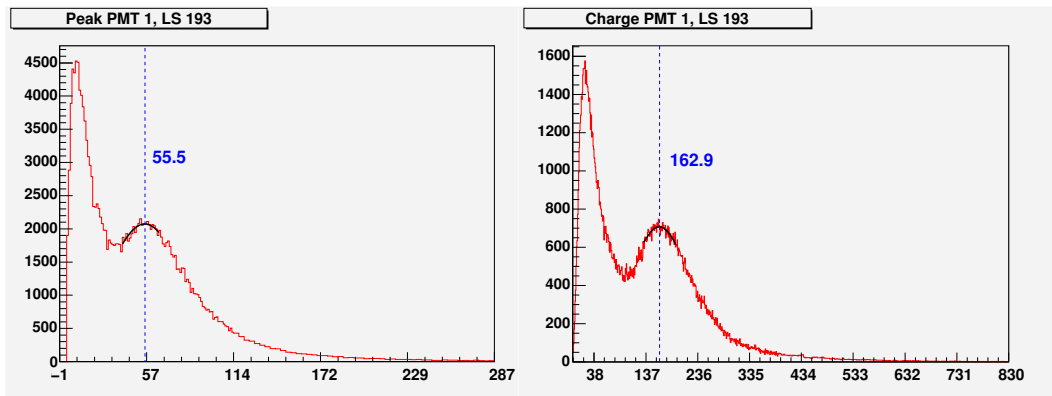


FIG. 3.18 – Histogrammes du pic et de la charge totale des signaux vus par le PMT 1 d'une des stations du SD (Antu, 193), en réponse au flux atmosphérique. Les pics des muons centraux et verticaux traversant la cuve sont clairement visibles autour de 50 (histogramme des pics) et 160 unités ADC (histogramme des charges). La ligne de base des signaux a été soustraite des abscisses pour une meilleure compréhension.

Une procédure de calibrage automatique a été développée pour déterminer les valeurs des VEM_{charge} et VEM_{pic} , spécifiques à chaque PMT de chaque cuve, afin que les signaux puissent être donnés en nombre de VEM ([131] et [45]). Elle est localement lancée toutes les minutes et est parallèle à la prise de données. Ainsi, tous les événements enregistrés par le SD sont accompagnés d'un bloc de calibrage spécifique, qui comprend aussi la valeur du rapport dynode/anode, également calculée localement.

De plus, toutes les 4 heures, 1000 traces FADC à bas seuil sont envoyées au campus sans traitement afin de vérifier le calibrage local des stations et tester les nouveaux algorithmes avant de les implémenter. Un bloc de monitoring est également envoyé toutes les 6 minutes. Il contient des mesures de températures (boîte électronique, embases des PMT), d'intensités et de tensions qui permettent de contrôler le bon fonctionnement de la cuve. Enfin un système de deux LED (Light Emitting Diode) par cuve est utilisé pour vérifier la linéarité des PMT.

3.2.3.5 Déclenchement

Une fois un événement vu par une cuve, celle-ci doit ensuite décider d'une part de garder en mémoire ces informations, et d'autre part, de les envoyer au campus afin qu'elles y soient traitées. Les algorithmes de décisions sont implémentés dans la carte PLD. Ces programmes et les seuils qu'ils utilisent sont chargés et installés à partir du campus chaque fois que cela s'avère nécessaire : ces changements étaient fréquents pendant la phase de l'Engineering Array, mais aujourd'hui, en phase de production, cela arrive beaucoup plus rarement, pour corriger les éventuelles erreurs de programmation restantes, ou pour améliorer les performances du réseau.

Pour traiter les signaux (ou traces) des FADC, la carte *Front-End* va déclencher différents programmes de décisions, à plusieurs niveaux. Au premier niveau, deux modes de déclenchement existent :

- dans un premier cas, si l’un des échantillons de 25 ns de la trace FADC a un contenu supérieur au seuil prédéterminé de 1.75 VEM_{pic} , alors la trace est enregistrée en tant que “THRESHOLD”; une coïncidence des trois PMT est cependant nécessaire (cf. fig. 3.19 de gauche).
- dans un deuxième cas, il faut que 13 échantillons se trouvent au-dessus de 0.2 VEM_{pic} dans une fenêtre en temps de $300 \mu\text{s}$; la trace est alors marquée “Time Over Threshold” (TOT); une coïncidence de deux PMT est suffisante, car cette condition de déclenchement est beaucoup plus restrictive (cf. fig. 3.19 de droite).

Une trace FADC marquée TOT peut cependant devenir THRESHOLD si l’un de ses échantillons dépasse le seuil de 1.75 VEM_{pic} . Elle garde dans ce cas les deux labels.

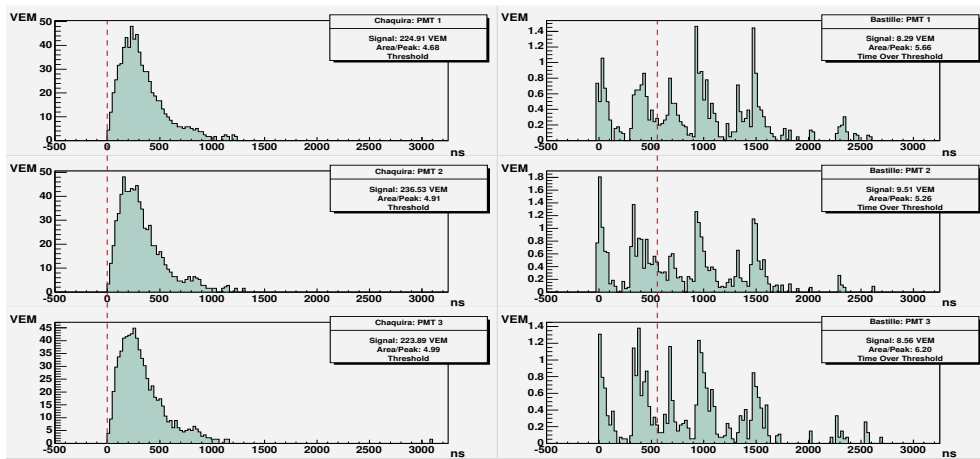


FIG. 3.19 – Deux exemples de traces FADC provenant de l’événement 825945, estimé à $\theta=32.8^\circ$ et à une énergie de 8 EeV. Les figures de gauche représentent les signaux des 3 PMT de la cuve 354, ayant déclenché à 646 m du cœur de la gerbe sur une condition THRESHOLD, et celles de droite les signaux de la cuve 333 ayant déclenché à 1502 m du cœur sur une condition TOT. Les lignes en rouge pointillé représentent le temps du déclenchement.

Ce premier niveau de déclenchement est appelé T1 (“trigger” de niveau 1). Les deux algorithmes précédents ont été ajustés de manière à atteindre un taux de déclenchement de 100 Hz. Ainsi à chaque T1 formé, 768 échantillons sont enregistrés en mémoire, dont 245 avant le déclenchement. Un second traitement est alors appliqué à ces 100 Hz.

L’algorithme de niveau 2, T2, va permettre de travailler avec les traces FADC plus intéressantes du point de vue de la physique : dans les 100 Hz de T1, ceux étiquetés TOT (environ 1 %) sont directement promus T2; seuls les THRESHOLD dépassant le seuil de 3.2 VEM_{pic} , toujours en coïncidence des 3 PMT, seront élus T2. Il ne restera alors plus que 20 Hz de signaux.

Chaque cuve envoie alors les informations relatives à ses 20 Hz de T2 (microseconde d’enregistrement, identifiant de la station et type de déclenchement) au campus central. Une application dédiée teste alors les regroupements dans le temps et dans l’espace : le Central Trigger (Ct, [143]) est chargé d’appliquer des contraintes prédéfinies sur les configurations de stations avant de transmettre sa décision de faire enregistrer ou non sur disque l’événement

dans sa totalité.

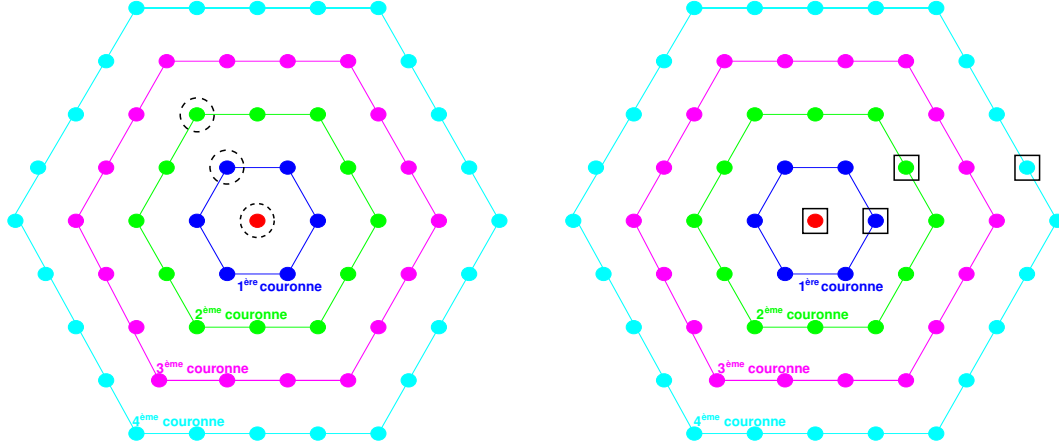


FIG. 3.20 – Schématisation hexagonale du réseau autour d'une station centrale : deux exemples de configurations possibles de déclenchement sont donnés par les cercles en pointillé (3C1H, figure de gauche) et par les carrés en gras (3C2&4C4, figure de droite).

La figure 3.20 montre comment **Ct** considère le réseau, une station centrale entourée de couronnes hexagonales de stations. Précisons que chacune des stations du réseau peut jouer le rôle du centre des hexagones. Les contraintes sont alors définies par la formule nCm , qui spécifie qu'autour de cette station centrale, un certain nombre de stations (+ la station centrale = n) doit se trouver sur un certain nombre de couronnes (m). Ainsi, la configuration la plus simple sera noté 3C1 et correspondra à au moins 2 stations se trouvant sur la première couronne entourant la station centrale. La figure 3.20 montre deux des contraintes de la prise de données : 3C1H⁶, donnée par les cercles en pointillé sur le schéma de gauche et 3C2&4C4⁷, donnée par les carrés en gras sur celui de droite. **Ct** teste toutes les combinaisons possibles, en déplaçant chaque station de l'événement au centre des couronnes et en appliquant les différentes configurations prédéfinies et des contraintes de temps dépendant de la distance. Des configurations autres que nCm sont également implémentées :

- TOT : nécessite la coïncidence de 3 stations marquées localement TOT, sans condition de compacité ;
- CARMEN_MIRANDA (obsolète depuis le début de la production), DIA_NOCHE et MOULIN_ROUGE : spécifiques aux doublets de stations⁸, ils sont déclenchés toutes les 20 mn (recherche d'une coïncidence entre les stations d'un doublet dans la même μs) ;
- RANDOM : recherche toutes les 30 mn les stations ayant des données dans une même fenêtre de 30 μs ; il est utilisé pour vérifier de manière aléatoire les traces FADC qui satisfont aux conditions de déclenchement locales ;
- OBSERVER : il est déclenché par un utilisateur et permet de lire les données d'une station particulière.

⁶3C1H : la même configuration que 3C1, mais avec les 3 stations alignées ; H est pour horizontal, ce déclenchement étant utilisé pour les gerbes horizontales de faible énergie.

⁷3C2&4C4 : une combinaison de deux configurations, au moins 2 stations dans les 2 premières couronnes autour de la station centrale ET au moins 3 stations dans les 4 premières couronnes ; c'est la condition de déclenchement la plus fréquente (été 2004).

⁸Doublets : stations séparées d'une dizaine de mètres, installées dans le but d'étudier la précision en temps et de vérifier le calibrage des signaux.

Dans le cas d'une décision favorable de **Ct** (T3 pour le niveau 3), une requête est alors envoyée par le campus aux stations ayant participé à la formation du T3 ; celles-ci renvoient en réponse les données correspondants à leur T2, et le tout est alors traité par le système d'acquisition de données.

3.2.4 Le Central Data Acquisition System

Le système d'acquisition du SD est un ensemble de programmes chargé de récupérer et contrôler les flux de données provenant du réseau, de les ordonner et de les stocker. Il doit maintenir dans la mesure du possible les cuves en état de fonctionnement. Il également dispose d'outils de contrôles et de configuration, chargés de maintenir les performances du système.

3.2.4.1 Rôle du système d'acquisition du SD

Le CDAS (Central Data Acquisition System) est physiquement installé dans une des salles du bâtiment principal du campus (cf. fig. 3.17). Il fonctionne grâce à trois ordinateurs (Diane, Émile, Flore), et trois ordinateurs supplémentaires servent pour le contrôle du système et des stations, l'analyse et la maintenance (Arthur, Brian, Clara). Une autre machine est utilisée pour le développement (Zoé). Afin de sécuriser les données et le CDAS, son réseau interne est masqué du monde extérieur (Internet) par deux machines dédiées (firewall et gateway), avec une configuration minimale. Cette installation permet d'accéder à Internet via le réseau du campus (*auger.org.ar*) et la copie des événements vers quatre sites miroirs (le Centre de Calcul de Lyon, Buenos Aires, Chicago et le LPNHE pour le contrôle des données et le test des nouveaux formats), mais interdit donc l'accès depuis l'extérieur.

Le CDAS est automatisé et quasi autonome (système opérationnel plus de 90% du temps), il fonctionne grâce à une combinaison de programmes écrits en C ou C++ (langage orienté objet) et de shell scripts. Le système assemble les T2 provenant du SD, contrôle les cuves et organise l'enregistrement des données collectées. Il a été conçu de façon à fonctionner sans interruption avec un minimum d'intervention humaine et pour pouvoir traiter un réseau de 1600 stations sans modification majeure. Les données des télescopes de fluorescence sont enregistrées sur site, mais une interface particulière avec le FD permet d'identifier les événements hybrides.

3.2.4.2 Serveurs et clients

Les applications du CDAS, organisées autour d'une architecture serveur/client, fonctionnent constamment (même en cas de coupure de courant, un générateur auxiliaire permet de maintenir l'acquisition durant quelques heures), sauf en cas de demande d'arrêt explicite. Deux serveurs fournissent un ensemble de services dédiés :

Pm (Post master) : interface entre les stations du SD et le CDAS. Point d'arrivée du système de communication d'Auger, **Pm** redistribue les informations extraites des différents flux de données :

- les informations relatives aux T2 du réseau de surface, et celles liées aux événements enregistrés par les télescopes de fluorescence ;
- les données des FADC et du calibrage associé ; elles sont découpées en plusieurs blocs et envoyées en même temps que les T2 pour occuper toute la bande passante ;
- les informations de contrôle, qui donnent l'état général du détecteur ;
- les informations de monitoring et de calibrage.

Pm collecte ces différents blocs radio, les réassemble, et les transmet aux autres applications du CDAS (les T2 sont transmis à **Ct** et les traces FADC à **Eb**). **Pm** permet également l'envoi de requêtes spécifiques aux stations et le téléchargement de logiciels.

Fd : interface entre le FD et le CDAS. **Fd** est chargé de transmettre les T3 issus des télescopes de fluorescence : tout profil longitudinal enregistré par le FD a une priorité de niveau 3 et est directement envoyé au CDAS pour déclencher un événement hybride. Ce T3 particulier est appelé FD.

Mr (Monitoring recorder) : **Mr** est un serveur dédié qui collecte les données de monitoring et de calibrage transitant dans le CDAS. Un client, **MoR**, est chargé du stockage au format ROOT [16].

Un serveur de messages, **Ik** pour **Information kernel**, permet la communication entre les applications du CDAS. Les messages sont en ASCII formaté, de façon à être lisibles sans traitement particulier. Pour pouvoir se connecter au système, les applications s'enregistrent auprès d'**Ik**, afin de recevoir et envoyer certains types de messages. Les applications envoient des messages pour signaler des erreurs, une situation alarmante ou pour marquer un événement significatif. **Ik** s'occupe de la gestion de ces messages : il les stocke de façon à les rendre consultables sur demande.

Un client est une application connectée à l'un des serveurs précédents. Deux clients prennent en charge les données : **Ct**, décrit dans la section précédente et **Eb** ; un autre client supervise les stations du réseau.

Eb (Event builder) : suite à la formation d'un T3 par **Ct**, **Eb** va construire l'événement à partir des données envoyées par les stations, et l'enregistrer sur les disques RAID⁹ (500 Go) au format ROOT [16]. **Eb** est capable de gérer plusieurs événements en simultanément. Des messages d'erreur sont envoyés à **Ik** en cas d'informations manquantes.

Rc (Run controller) : **Rc** vérifie que les stations fonctionnent bien, en leur envoyant régulièrement des requêtes de statut, avec accusé de réception. Le cas échéant, **Rc** redémarre la station. **Rc** inscrit également les stations se déclarant pour la première fois dans la base de données et leur attribue un numéro d'identifiant.

3.2.4.3 Les applications graphiques

Des applications graphiques facilitent la surveillance ou la communication :

LsMess : interface pour envoyer des requêtes aux stations : il suffit de spécifier le type du message et l'identifiant de la station. Il est cependant toujours possible d'écrire soi-même le message, sachant que la trame suit des conventions bien particulières qui doivent être respectées.

XIk : permet la visualisation de tous les messages Ik transitant dans le CDAS. Des couleurs sont affectées aux priorités : gris pour les messages d'information, vert pour les avertissements, orange pour les alertes sévères, rouge pour les erreurs fatales et blanc pour les autres types de messages. Il est possible de sélectionner les messages par expéditeur, destinataire ou type de message.

⁹Le système RAID (Redundant Array of Independent Disks) est un ensemble de disques durs qui offre une protection des données et qui améliore la rapidité d'accès. Il évite ainsi l'endommagement, la perte partielle ou totale des données stockées.

MoRI : permet la visualisation des données de monitoring et de calibrage. Il a été développé de façon à pouvoir observer n'importe quelle corrélation, d'afficher les évolutions en fonction du temps et les différents histogrammes.

DbEditor : l'éditeur de la base de données. Il permet de consulter et de modifier la base de données qui contient les informations sur les stations (nom, identifiant, coordonnées, secteur et état de fonctionnement), et de paramétrer **Ct** et les autres applications.

Le CDAS a été conçu et développé par le groupe Auger du LPNHE, et a commencé à fonctionner pratiquement en même temps que les premières cuves. Depuis mon arrivée dans ce groupe, j'ai participé au développement du CDAS, ce qui a représenté une grande partie du travail de ma thèse. J'ai surtout contribué à la conception et à l'évolution du système de lecture des données enregistrées par le SD, à la reconstruction des événements physiques et à leur visualisation graphique.

3.2.4.4 Librairie IoSd

Afin d'assurer une cohérence à l'enregistrement et à la lecture, il est nécessaire de définir un format unique de données. Pour cela, une librairie commune a été écrite, qui permet de relire de façon très simple les données avant de procéder à leur analyse.

Le format de données a beaucoup évolué depuis le début de la prise de données. Il a tout d'abord été écrit avec de nombreux objets ROOT, un logiciel d'analyse développé par le CERN [16] : le format était structuré en arbre, une branche représentant un type de données et une feuille une donnée. Ce format était cependant lourd et contraignant, dans le sens où la mémoire utilisée lors du chargement des données était trop importante, ce qui pose problème avec un réseau grandissant. De plus, la librairie devait généralement être corrigée à chaque nouvelle version de ROOT.

La nouvelle librairie développée plus tard a été grandement épurée, avec une volonté de ne travailler qu'avec des objets STL, la librairie standard C++. Les objets de collection ROOT ont ainsi disparus des classes, simplifiant d'autant l'enregistrement et la lecture. Les fichiers restent cependant enregistrés au format ROOT sur les disques pour garder la compatibilité avec l'interface graphique et d'analyse.

Une des particularités utiles de ce format est l'utilisation de clés par ROOT dans les en-têtes des fichiers. Chaque clé est modifiée pour contenir l'identifiant de l'événement, son mode de déclenchement et le nombre de stations touchées. A l'ouverture d'un fichier, seuls les clés des événements sont chargées, et un événement doit être appelé spécifiquement pour être chargé en mémoire. Ayant en main le jeu de clés du fichier, cela permet d'accélérer considérablement la sélection des événements en recherchant a priori des clés spécifiques.

3.2.4.5 Librairie Er (Event Reconstruction)

C'est la librairie intégrée au CDAS qui permet d'effectuer la reconstruction des événements via l'Event Display (**ED**, décrit dans la section suivante), ou bien en utilisant son propre programme d'analyse, élaboré à partir des exemples fournis. Cette librairie a été développée durant ma thèse, en même temps que **IoSd** et **ED**. Elle contient plusieurs procédures de reconstruction automatiques permettant d'estimer principalement la direction et l'énergie des primaires détectés. Ces procédures effectuent des rejets de stations si cela s'avère nécessaire (stations non compatibles en temps avec les autres), et éventuellement des rejets d'événements si ceux-ci sont dus à des coïncidences fortuites (déclenchements aléatoires des stations dus à des gerbes de faible énergie ou à des orages par exemple). La procédure utilisée par défaut est décrite dans le chapitre suivant (section 4.2.1).

Le principal souci lors du développement de cette librairie a toujours été de donner la reconstruction la plus juste possible. Ainsi, bien que loin d'être encore parfaites et dépendant fortement des simulations de gerbes et de détecteurs, les reconstructions proposées sont relativement justes et précises, et permettent d'obtenir une estimation correcte de l'énergie. L'élaboration de ces reconstructions et les résultats obtenus grâce à elles sont décrits en détails dans la section 4.3.

Un exemple simple

La reconstruction classique implémentée par défaut dans **ED** est obtenue par l'appel à la fonction `Reconstruct()`, directement utilisable dans un programme d'analyse :

```
#include "Er.h"

int main (int argc, char *argv[])
{
  IoSd input(argc-1, argv+1);
  EventPos pos;
  for(pos=input.FirstEvent(); pos<input.LastEvent(); pos=input.NextEvent()) {
    SdEvent event(pos, "VERBOSE");
    if(event.EventOk(10)) event.Reconstruct();
  }

  return 0;
}
```

Ce programme d'exemple utilisant la librairie **Er** montre la simplicité de lecture et d'exploitation des données. L'objet `IoSd` est chargé de lire la liste de fichiers ROOT fournis en entrée, et de permettre l'accès aux événements via une simple boucle `for`. Chaque événement est alors successivement chargé en mémoire grâce à son numéro de position dans la liste, `pos`. L'option `VERBOSE` permet l'affichage des paramètres estimés, après la reconstruction de chaque événement, qui intervient après l'appel à la fonction `Reconstruct()`. La fonction `EventOk(n)` permet la sélection des événements ayant au moins `n` stations présentant des T2 (10 dans l'exemple).

Une alternative plus rapide à la sélection et au chargement des événements est donnée dans l'exemple suivant, avec l'utilisation des clés des fichiers :

```
...
vector<IoSdKey> keys = *input.Keys();
KeyPos pos;
for(pos=input.FirstKey(); pos<input.LastKey(); pos=input.NextKey()) {
  if(keys[pos].Multiplicity < 3 || keys[pos].T3Algo != "TOT") continue;
  SdEvent event(pos, "VERBOSE");
  ...
}
...
```

Dans ce deuxième cas, la sélection ne nécessite pas le chargement de l'événement, d'où le gain de vitesse. La sélection est ici faite sur les événements enregistré sur un T3 de type TOT, avec au moins 3 stations.

3.2.4.6 L'Event Display

L'Event Display (**ED**) est l'interface graphique qui permet la visualisation complète des événements (cf. fig. 3.21). Il peut recevoir en entrée plusieurs fichiers, et va concaténer par

la gestion des clés ROOT tous les événements trouvés, de façon à ce que ceux sélectionnés apparaissent dans un menu déroulant. Plusieurs options de sélection sont proposées : par le nombre de stations touchées, par le mode de déclenchement (3C2&4C4, 3C1H, TOT, FD, ...), ou encore par une configuration particulière de stations, qui doit permettre de faire ressortir les événements physiques (cf. section 4.2.2). La sélection des événements contenant une station particulière est également possible, en spécifiant simplement son nom avant le chargement.

Un deuxième menu montre les stations appartenant à l'événement sélectionné, et, selon l'utilisateur, celles n'ayant pas déclenché et enregistrées avec l'événement. Toutes les infor-

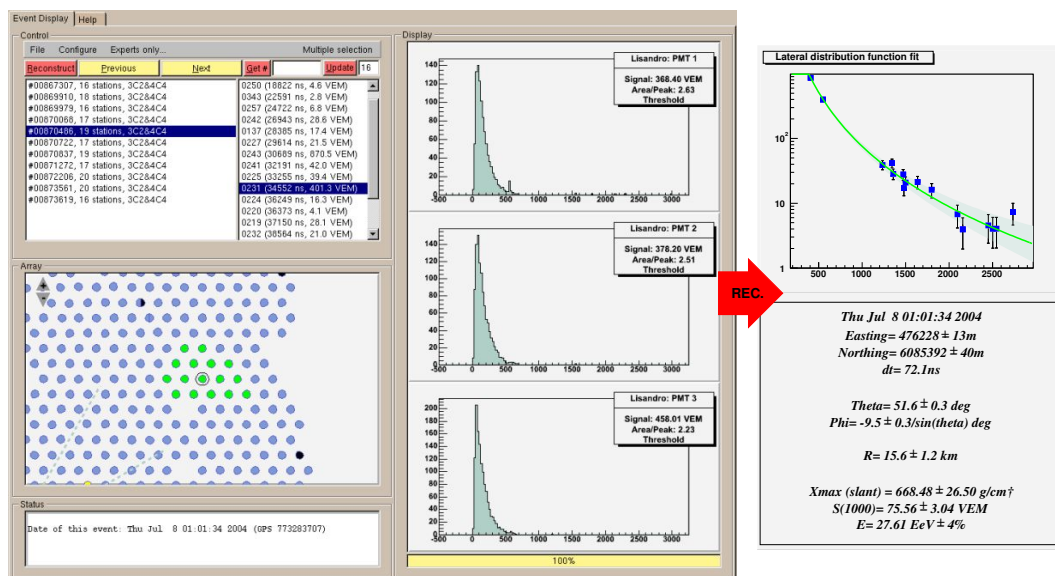


FIG. 3.21 – Événement 870486, enregistré le 8 juillet 2004, vu par l'Event Display. Les traces FADC (ici bas gain) de la station 231 sont affichées, ainsi que les stations touchées par la gerbe (en vert). Le graphe de droite et les valeurs associées sont obtenus après la reconstruction.

mations relatives à une station ayant déclenché sont accessibles (les traces FADC haut et bas gain des trois PMT (cf. fig. 3.15), les valeurs de calibrage (cf. fig. 3.22), la valeur du pic et du signal intégré), ainsi que l'état du reste du réseau lors de l'enregistrement (stations ayant perdu leurs données, en panne...). Les histogrammes de calibrage de chaque PMT, comme ceux de la figure 3.18, peuvent également être affichés.

ED est également capable de reconstruire les événements, grâce à son lien avec la librairie **Er**, dont les différents modes de reconstruction et possibilités sont décrits dans le chapitre suivant. Il existe néanmoins un mode par défaut, qui affiche les résultats de reconstruction si tout s'est bien passé (cf. fig. 3.21 de droite).

Si les valeurs reconstruites semblent correctes, les événements peuvent être représentés en coordonnées galactiques sur la sphère céleste en projection sur un plan (cf. figure 3.23, à comparer avec la figure 3.24), ou en trois dimensions.

Une animation permettant de voir l'avancée dans l'atmosphère du front d'une gerbe reconstruite a aussi été ajoutée : les cuves sont progressivement touchées, et le nombre de particules diminue au fur et à mesure (cf. figure 3.25).

Toujours guidé par l'expérience, plusieurs autres options ont été implémentées, pour faciliter l'utilisation et dans un souci de performances toujours accrues. Ainsi, une ou plusieurs

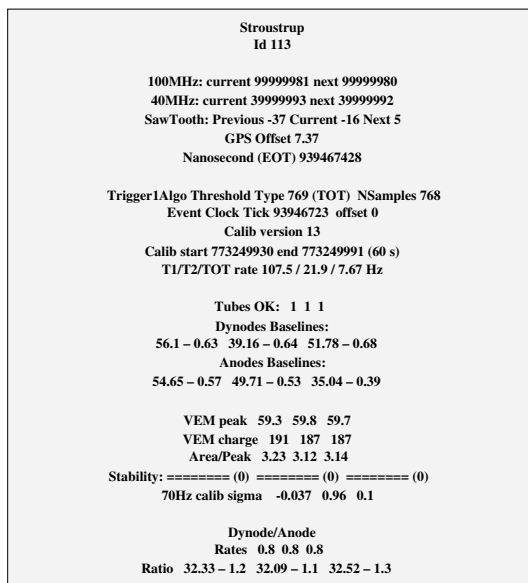


FIG. 3.22 – Une des pages de l'ED, donnant les valeurs de calibrage de la station 113 (Stroustrup).

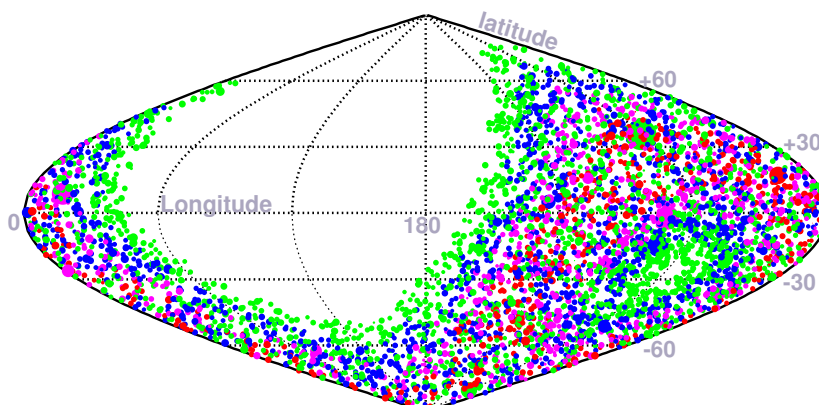


FIG. 3.23 – Carte du ciel de l'ED représentant les événements (ayant au moins 4 stations) enregistrés par le SD au mois d'août 2004, en coordonnées galactiques. Les points rouges sont pour les événements dont l'angle zénithal θ est inférieur à 20° , en mauve $20 \leq \theta < 30^\circ$, en bleu $30 \leq \theta < 40^\circ$ et en vert $40 \leq \theta < 50^\circ$.

stations peuvent être supprimées de l'événement (comme les stations fortuites), leurs traces FADC peuvent être décalées en temps pour vérifier que le début de signal estimé est bien le bon et le signal d'un ou plusieurs PMT peut être modifié, voire mis à zéro si le PMT s'avère défectueux a posteriori. Sur le schéma du réseau, chaque station, représentée selon son état de fonctionnement, peut être sélectionnée par un simple clic de souris. Un zoom avant peut également être effectué sur une certaine région, ainsi qu'un zoom arrière pour voir la totalité du réseau et les télescopes de fluorescence.

L'Event Display a grandement gagné en efficacité depuis le départ, notamment grâce au nouveau format de données auquel il est relié par la librairie **IoSD**, beaucoup plus léger et

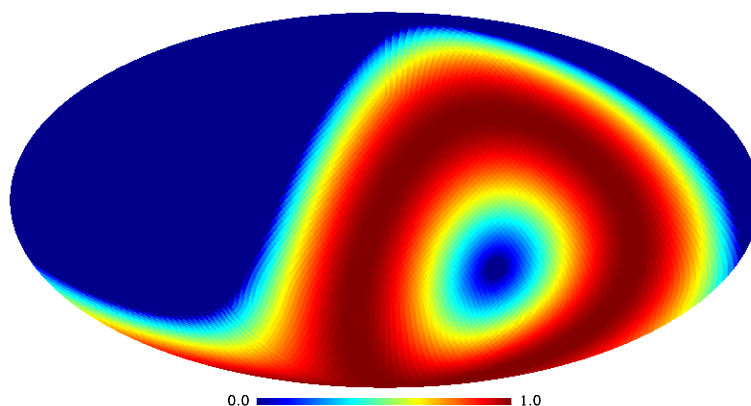


FIG. 3.24 – Couverture relative du ciel pour le site d’Auger Sud, pour $\theta < 50^\circ$ en coordonnées galactiques. Cette carte calculée selon la méthode donnée en annexe A est cohérente avec la carte des événements précédente, avec une couverture qui diminue lorsque θ augmente.

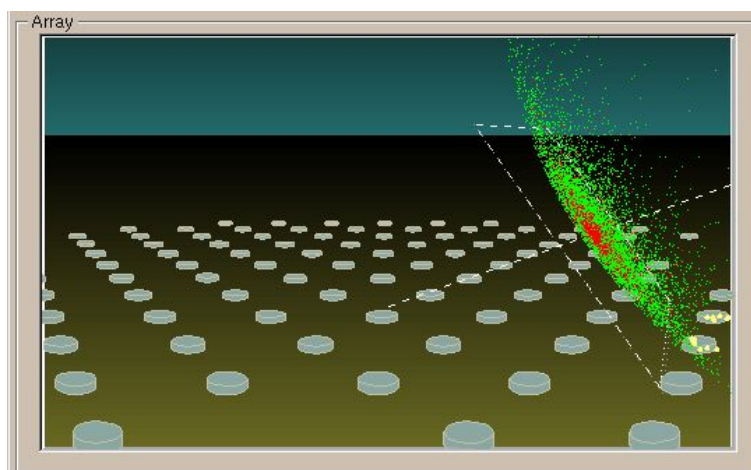


FIG. 3.25 – Capture d’écran de l’animation de gerbes de l’ED, pour l’événement 787469 reconstruit à 59° et ayant touché 34 cuvettes. Le point d’impact est donné par l’intersection de l’axe de la gerbe (en pointillé) avec le sol. Le front de gerbe avançant le long de cet axe est représenté par les particules électromagnétiques (en vert) et les muons (en rouge). Le nombre de particules rentrant dans une cuvette (en jaune) est proportionnel au signal mesuré.

permettant des sélections rapides. Il est en constante évolution et restera certainement l’un des outils les plus utilisés de la collaboration.

Nous avons donc un réseau de surface avec :

- un cycle utile de 100 %,
- une acceptance indépendante de l’énergie au-dessus de 10^{19} eV,
- une couverture uniforme du ciel en ascension droite en une journée,
- une réponse peu dépendante des conditions atmosphériques,
- une qualité de données qui s’améliore avec l’énergie qui augmente,
- un calibrage indépendant pour chaque détecteur.

Ajoutons à cela un couplage 10 % du temps avec des télescopes de fluorescence, une technique

éprouvée, qui calibrent leur réponse grâce à des LIDAR, des tirs laser indépendant et des lâchés de ballons atmosphériques. Nous obtenons une collaboration internationale qui acquiert une double compétence dans la détection des rayons cosmiques d'ultra haute énergie, et qui sera très bientôt capable, au vu de son développement et de ses avancées, de trancher sur les différents points de cette vieille question astrophysique.

La reconstruction des événements est alors la dernière étape de toute la longue chaîne de détection, mais elle n'en demeure pas moins une des plus difficiles, puisqu'elle repose presque entièrement sur les simulations, et doit prendre en compte les importantes fluctuations intrinsèques aux grandes gerbes atmosphériques.

Chapitre 4

Reconstruction par le réseau de surface

4.1 Les gerbes atmosphériques détectées par le SD

La détection d'une gerbe atmosphérique fournit un certain nombre d'observables qui, après traitement, permettent de remonter à sa direction, son énergie et à la nature du primaire qui l'a initié. Nous allons introduire dans cette section ces différents paramètres et le vocabulaire associé, fréquemment utilisés dans ce chapitre consacré à la reconstruction.

4.1.1 Les observables

4.1.1.1 Les données enregistrées par le réseau

Suite à un déclenchement, chaque cuve du réseau de surface appartenant à l'événement fournit un temps de déclenchement, des traces FADC et des données de calibrage. Une mise en forme préalable des données est nécessaire pour pouvoir les exploiter. Le temps en nanoseconde est ainsi corrigé après un calcul prenant en compte les informations provenant de la carte GPS comme le marquage en temps du déclenchement et la fréquence propre de la carte. Ce temps calibré est noté t_{cal} , et correspond à la fin de la trace enregistrée (dernier intervalle de 25 ns).

Les signaux des FADC doivent de la même façon être calibrés puis intégrés pour l'analyse et la reconstruction. La conversion des unités ADC en VEM prend ici toute son importance puisque le travail sur les signaux doit s'effectuer indépendamment de l'électronique et des PMT. Le signal d'un PMT est calculé d'après sa trace FADC en haut gain, sauf en cas de saturation (un ou plusieurs intervalles saturés) : il est alors calculé avec la trace bas gain. Ensuite, la ligne de base, calculée d'après les histogrammes de calibrage, est soustraite, et le facteur d'amplification (rapport dynode/anode) est appliqué si la trace bas gain est utilisée. Enfin, le contenu de chaque échantillon de 25 ns est divisé par la valeur du VEM_{pic} du PMT, et le signal intégré (somme en unités ADC du contenu de toute la trace) par la valeur du VEM_{charge} . Une trace FADC moyennée sur les PMT en fonctionnement est également calculée, et permet d'obtenir le signal intégré de la cuve (pour une cuve d'indice i , il sera noté S_i par la suite).

Une fois le calibrage des données brutes effectué, les observables (autre que le signal intégré de la cuve) peuvent être calculées. Une des plus importantes est le début du signal physique dans la trace FADC enregistrée, qui correspond donc au temps d'arrivée du front

dans la cuve. Ce temps ne peut être connu de façon absolue, et doit être estimé en couplant les différentes informations à disposition. Il est noté t_{est} , et est obtenu grâce à la formule :

$$t_{est} = t_{cal} - 25 \times (768 - \#_{sig}) \text{ ns.} \quad (4.1)$$

$\#_{sig}$ est l'échantillon marquant le début du signal physique :

- pour une cuve marquée TOT (cf. figure 4.1 de gauche), c'est le premier échantillon $\geq 0.2 \text{ VEM}_{pic}$ en coïncidence sur les 3 PMT dans la fenêtre de 120 échantillons du déclenchement (cf. section 3.2.3.5) ;
- pour une cuve marquée THRESHOLD (cf. figure 4.1 de droite), c'est le premier des 3 échantillons consécutifs $\geq 0.2 \text{ VEM}_{pic}$ dans une fenêtre de 40 échantillons avant le déclenchement¹. Cette fois, la recherche est effectuée sur la trace FADC moyenne.

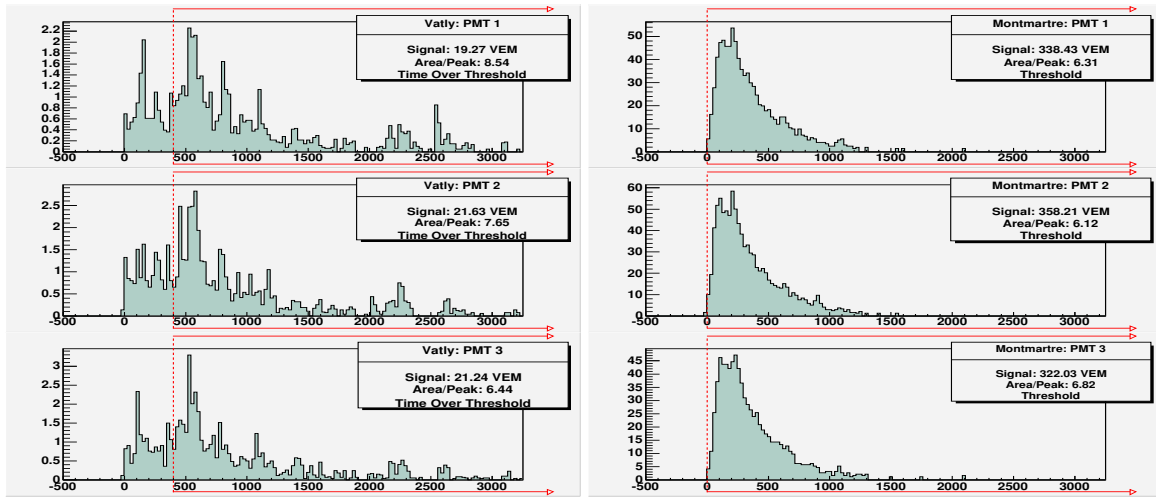


FIG. 4.1 – Les signaux calibrés de 2 stations marquées TOT (à gauche) et THRESHOLD (à droite) de l'événement 869979, enregistré le 7 juillet 2004 et reconstruit à $\theta = 34.9^\circ$ et à une énergie de 27 EeV. L'échelle en abscisse représente le temps en ns (le 0 marque le début de signal estimé), alors que chaque ligne rouge marque l'emplacement du temps de déclenchement (échantillon n° 246). Chaque encadré donne la valeur du signal intégré, la valeur du rapport signal/pic et le type de déclenchement de la station.

Ces algorithmes relativement simples sont néanmoins très efficaces, avec moins de 1% des cas où le début de signal est décalé de plusieurs échantillons, généralement les signaux très fluctuants de basse amplitude. Des événements présentant de grands résidus temporels après un ajustement du front deviennent alors des indicateurs de ces mauvaises estimations. Si le décalage est trop grand (plusieurs centaines de ns), la procédure de reconstruction (cf. section 4.2.1) rejette alors la station, ce qui est sans grande importance puisque de tels signaux ne peuvent se trouver qu'à plus de 2000 m du cœur, donc dans un événement présentant encore suffisamment de stations pour contraindre l'ajustement.

Les observables restantes sont liées à la forme des signaux : l'amplitude du pic, la largeur du signal et les différents temps de montée et de descente.

¹Rappel : le numéro d'échantillon correspondant au déclenchement de l'enregistrement des données dans la station est le 246, sachant qu'il y a 768 échantillons dans la trace FADC.

4.1.1.2 Simulations des données

Ouvrons une petite parenthèse afin de préciser quelques points sur les données simulées du SD. Elles sont utilisées dans les différentes études présentées dans cet ouvrage et sont comparées aux vraies données, afin de prévoir la réponse des cuves et de remonter aux paramètres de chaque gerbe.

Les données simulées ont été produites avec les simulations de gerbes atmosphériques AIRES ou CORSIKA (cf. section 2.5), et avec la simulation du réseau de surface développée au sein du groupe, **SDSim** [20]. Succinctement, les simulations de gerbes fournissent en sortie des fichiers contenant toutes les particules produites se trouvant au niveau au sol, avec leur type, leur direction et leur énergie. Ces particules sont échantillonnées par **SDSim** et redistribuées à chaque cuve simulée du réseau. Les cuves sont reproduites le plus fidèlement possible, et chaque particule entrant dans une cuve est scrupuleusement suivie et soumise aux processus physiques en jeu à l'intérieur. Le nombre de photons Čerenkov, la surface de collection et l'efficacité quantique des PMT, l'électronique de traitement sont simulés de façon à reproduire les signaux induits dans les vraies cuves. Le format des fichiers de sortie de **SDSim** est identique à celui des vraies données, il présente donc des vecteurs de stations avec des coordonnées, des temps, des traces FADC et des valeurs de calibrage (ces valeurs sont fixées et proviennent de l'étude des muons verticaux). Le traitement se fait alors de la même manière dans les deux cas, à la différence près qu'un objet supplémentaire se trouvant dans les fichiers simulés contient les informations sur la nature de la particule qui a engendré la gerbe, son énergie, sa direction, la profondeur atmosphérique maximum de la cascade et la position du cœur sur le réseau.

Malgré des algorithmes permettant la réduction du nombre de particules à traiter, ces simulations deviennent extrêmement lourdes en termes de mémoire et de temps de calcul à très haute énergie : il faut en effet plusieurs heures pour générer une gerbe CORSIKA à 10^{20} eV et presque autant pour simuler la réponse du réseau. Le fichier de sortie de CORSIKA a une taille d'une centaine de méga-octets ; il passe heureusement à une dizaine de kilo-octets à la sortie de **SDSim** pour un événement. Nous devons donc prendre en compte ces temps de calcul énormes et le stockage de toutes les données chaque fois qu'une campagne de simulation doit être lancée. Pour ces raisons et sachant que les fluctuations sont importantes d'une gerbe à une autre (multiplication nécessaire des événements à un angle et une énergie données), les énergies choisies sont réduites à quelques valeurs. Idem pour les angles zénithaux, dont les valeurs correspondent aux incréments en 0.1 de $\cos\theta$; on obtient alors la gamme angulaire suivante : $0, 25, 36, 45, 53, 60, 66, 72, 78$ et 84° . Ceci explique alors les "trous" dans certaines figures données en fonction de θ (cf. fig.4.3).

4.1.2 Les paramètres de la gerbe

Les temps estimés des débuts de signaux et les valeurs de signaux intégrés sont utilisés dans les ajustements pour reconstruire les paramètres de la gerbe. Nous allons définir ici ces paramètres.

$x_{\text{cœur}}$ et $y_{\text{cœur}}$ (position du cœur) : le point d'impact avec le sol de l'axe représentant la trajectoire de la gerbe atmosphérique est appelé cœur de la gerbe. Il est déterminé avec précision grâce à l'ajustement sur les signaux, en même temps que l'énergie (cf. section 4.3.2). Une approximation peut être calculée grâce au barycentre, la moyenne des coordonnées pondérées par le signal des cuves :

$$x_{\text{bary.}} = \frac{\sum_i^n x_i w_i}{\sum_i^n w_i}, \quad y_{\text{bary.}} = \frac{\sum_i^n y_i w_i}{\sum_i^n w_i}, \quad (4.2)$$

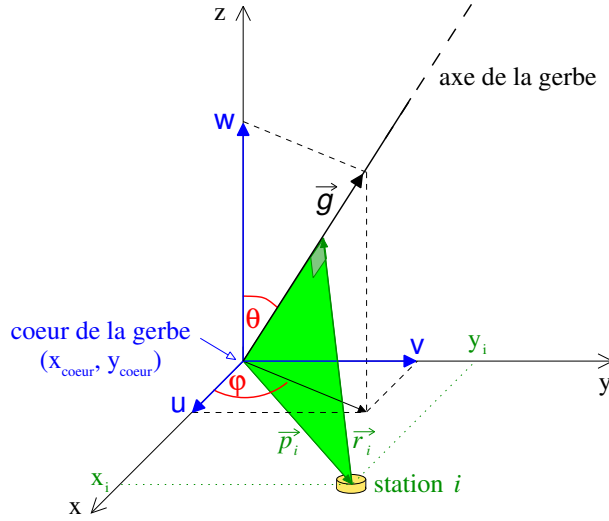


FIG. 4.2 – Définition des angles zénithal θ et azimutal φ de la gerbe à partir du vecteur directeur \vec{g} de son axe. Le repère orthonormé de travail a comme origine la position du cœur de la gerbe au sol. La distance perpendiculaire d'une station i à l'axe (\vec{r}_i) est également représentée.

avec i l'indice de la cuve, $w_i = \sqrt{S_i}$ la pondération (S_i est le signal dans la cuve). La figure 4.3 montre qu'en dessous de 65° la distance moyenne *cur – barycentre* est inférieure à 500 m, et elle diminue lorsque l'énergie augmente. Avec une pondération $w_i = S_i$, les barres d'erreurs diminuent à $\theta > 60^\circ$, mais augmentent en dessous, avec des moyennes également plus grandes. Ainsi, le reste du travail effectué ici portant principalement sur des gerbes non horizontales ($\theta < 70^\circ$), le barycentre devient une bonne estimation du cœur avec $w_i = \sqrt{S_i}$, bien qu'il ne soit utilisé que dans des calculs préliminaires ou comme valeur de départ pour les ajustements. Il permet malgré tout de reconstruire également les gerbes horizontales.

T_0 : temps correspond à l'impact du cœur de la gerbe au sol. En suivant l'axe de la gerbe, des stations en amont (en aval) du cœur auront donc des temps inférieurs (supérieurs) à T_0 .

u et v (et w) : ce sont les coordonnées du vecteur directeur de l'axe de la gerbe \vec{g} dans le repère $0xyz$ centré sur le cœur (cf. figure 4.2) :

$$\vec{g} = u\vec{i} + v\vec{j} + w\vec{k} \begin{cases} u = \sin \theta \cos \varphi, \\ v = \sin \theta \sin \varphi, \\ w = \cos \theta. \end{cases} \quad (4.3)$$

Ayant déterminé u et v , il est alors simple de remonter aux angles θ et φ grâce aux formules précédentes.

R : rayon de courbure du front. Ce paramètre prend toute son importance dans la détermination du temps de la station. Une précision sur les termes utilisés, on parle du rayon de courbure avec R , alors que la courbure elle-même est donnée par $1/R$: ainsi, la courbure est nulle pour un rayon infini (front plan).

E : énergie du primaire, déterminée à partir d'un estimateur peu fluctuant. Les grands réseaux de surface déterminent traditionnellement cette énergie en utilisant le signal interpolé ou extrapolé à une distance optimale de l'axe de la gerbe. Ce signal apparaît

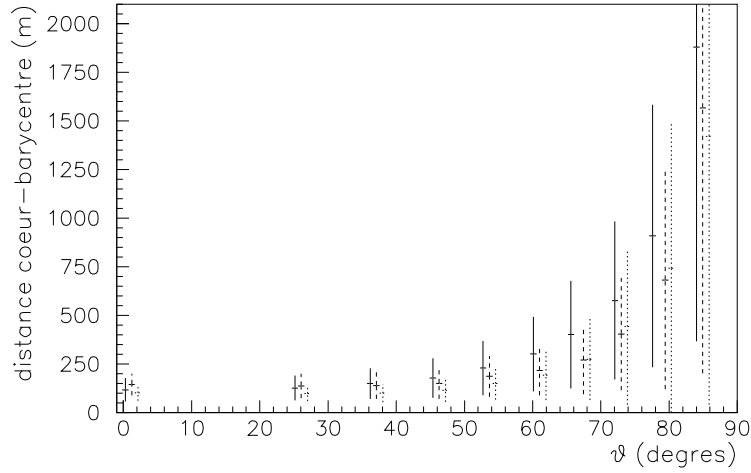


FIG. 4.3 – Profil des distances entre le cœur de gerbes simulées et le barycentre estimé. Les simulations de gerbes ont été faites avec **AIRES 2.6**, à plusieurs angles et plusieurs énergies, puis la réponse du réseau a été simulée avec **SDSim** (30000 événements au total). Les barres d'erreur (décalées pour la clarté) représentent les vraies dispersions, à $10^{18} - 10^{18.5}$ eV (lignes continues), à $10^{19} - 10^{19.5}$ eV (en tiret) et à $10^{20} - 10^{20.5}$ eV (en pointillé)

dès lors comme un bon estimateur d'énergie : il dépend peu des variations entre les modèles d'interactions, des fluctuations dans le développement de la gerbe et dans les signaux des cuves, et de la masse du primaire [38].

Les énergies d'Haverah Park étaient déterminées à partir de la densité de signal mesurée dans les cuves à 600 m de l'axe ($\rho(600)$, [73]), et celles d'AGASA à la même distance, avec la quantité d'énergie déposée dans les scintillateurs plastiques ($S(600)$, [109] et [75]), avec des incertitudes jusqu'à moins de 20 %. Pour le réseau d'Auger, avec les

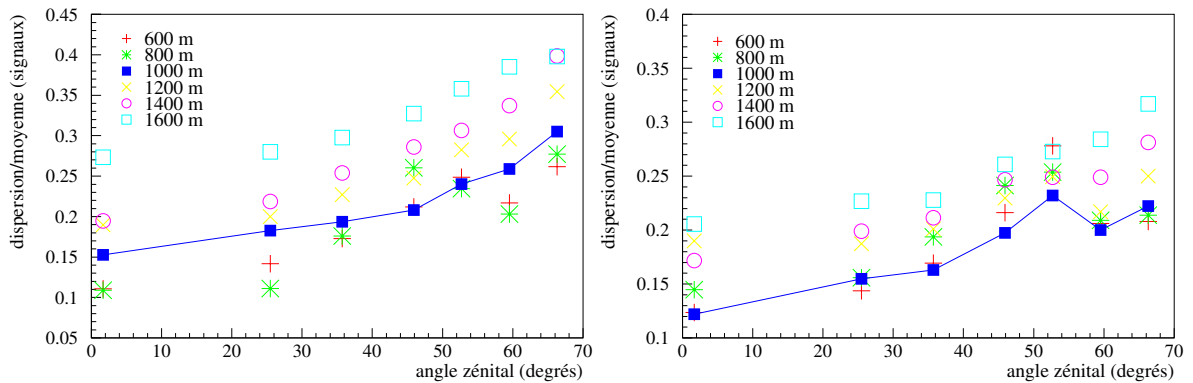


FIG. 4.4 – La dispersion de signaux simulés à plusieurs distances données de l'axe de la gerbe, en fonction de θ , à des énergies de 32 EeV (à gauche) et à 100 EeV (à droite). Chaque dispersion a été normalisée par la moyenne des signaux à la même distance, pour comparer les fluctuations à 600, 800, 1000, 1200, 1400 et 1600 m, entre les différents angles. La ligne bleue relie les points des fluctuations à 1000 m.

1500 m séparant les cuves entre elles, l'estimateur choisi est le signal mesuré à 1000 m, $S(1000)$. L'interpolation d'un signal à cette distance est plus précise qu'une extrapolation à 600 m, puisqu'il n'arrive pas souvent d'avoir de points en dessous. Cet estima-

teur est reconnu et largement utilisé par la collaboration pour reconstruire l'énergie des gerbes non horizontales ($\theta < 70^\circ$) [1]. La figure 4.4 montre les fluctuations normalisées de signaux mesurés à plusieurs distances à l'axe de la gerbe, en fonction de θ . Ces signaux ont été obtenus avec des gerbes simulées par AIRES initiées par des protons et des noyaux de fer, afin de tenir compte des différences induites par ces deux primaires. Précisons que les mêmes résultats sont obtenus avec CORSIKA. Plusieurs gerbes ont été simulées aux mêmes angles et aux mêmes énergies, et chaque gerbe a été passée 10 fois dans **SDSim** pour également prendre en compte les fluctuations de gerbe à gerbe et des signaux dans les cuves.

A 100 EeV, le signal à 1000 m est celui qui présente les fluctuations les plus petites, à tous les angles, sauf à 25° . A 32 EeV, les signaux à 600 m et à 800 m sont moins fluctuants sur plusieurs angles, mais $S(1000)$ reste cependant un bon estimateur, relativement stable. Le principal but d'Auger est d'accumuler les événements d'ultra haute énergie, et $S(1000)$ est donc tout à fait approprié pour reconstruire l'énergie. Cependant, à plus basse énergie, un estimateur à plus petite distance semble meilleur (cf. fig. 4.5), et que pour des études dans la gamme d'énergie $< 10^{19}$ EeV, il faudra ajuster cet estimateur pour optimiser la reconstruction.

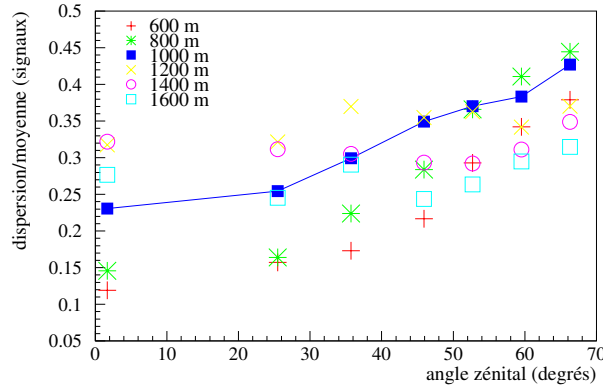


FIG. 4.5 – La même figure que 4.4, à 3.2 EeV cette fois. $S(600)$ semble dans ce cas un meilleur estimateur d'énergie à tous les angles.

Un autre estimateur efficace de l'énergie serait la combinaison des mesures de la composante électromagnétique et muonique de la gerbe, mais le nombre de muons dans les cuves est extrêmement fluctuant et la déconvolution des deux contributions dans les signaux est difficile à effectuer.

X_{max} : il a déjà été défini dans la section 2.4.3. Ce paramètre est mesuré directement avec les détecteurs de fluorescence, mais puisqu'il représente l'état d'avancement de la gerbe, il peut être obtenu indirectement avec le réseau de surface par la mesure de la forme des signaux, de la courbure du front et par la pente de la fonction de distribution latérale.

4.1.3 Les paramètres reconstruits pour chaque station

Connaissant les paramètres (estimés) de la gerbe, il devient possible de reconstruire certaines informations liées aux stations. Le temps de passage du front dans une cuve peut alors être simplement défini, en utilisant la distance de la station d'indice i au cœur de la gerbe :

$$\vec{p}_i = (x_i - x_{coeur})\vec{i} + (y_i - y_{coeur})\vec{j} + (z_i - z_{coeur})\vec{k} = \Delta x_i\vec{i} + \Delta y_i\vec{j} + \Delta z_i\vec{k}, \quad (4.4)$$

En supposant le front de la gerbe plat (approximation plane), le temps reconstruit de la station i est obtenu en projetant \vec{p}_i sur l'axe de la gerbe :

$$t_{i,plan} = T_0 - \frac{\vec{p}_i \cdot \vec{g}}{c} = T_0 - \frac{(\Delta x_i u + \Delta y_i v + \Delta z_i w)}{c}. \quad (4.5)$$

La différence d'altitude entre les stations est petite, voire nulle localement. Pour simplifier les calculs, $\Delta z_i w$ est retiré de la formule 4.5 ; les temps des stations sont à la place corrigés avant chaque ajustement, en prenant en compte leur altitude respective. Cela n'entraîne pas de différence significative dans la qualité de la reconstruction, à cause du faible ordre de grandeur de ce terme.

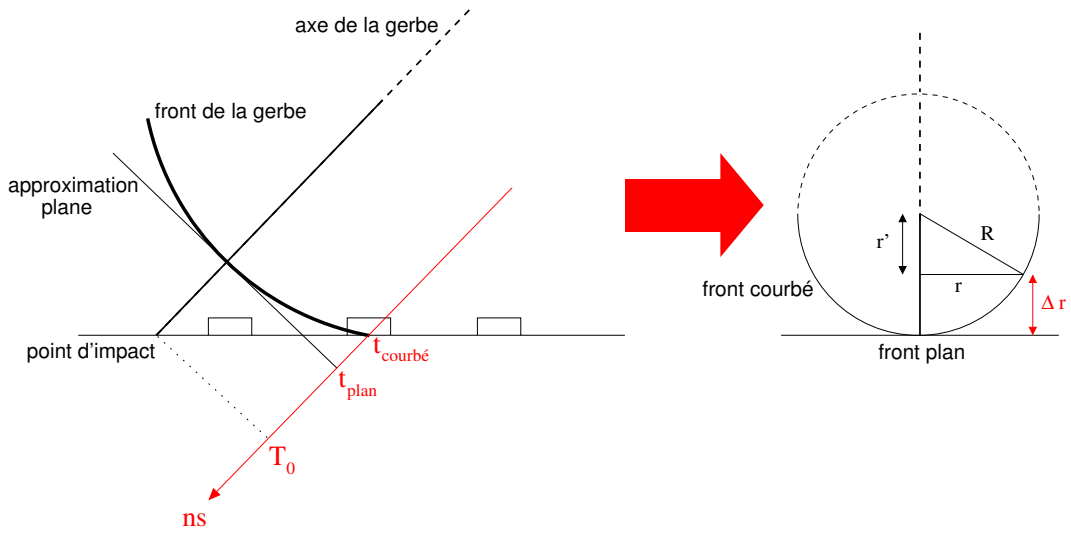


FIG. 4.6 – A gauche, schématisation de l'avancée du front de la gerbe : une station touchée par un front à géométrie plane sera en avance par rapport à un front courbé. A droite, détermination de la différence de marche entre les deux fronts, en fonction du rayon de courbure R .

L'approximation plane du front de gerbe n'est pas très juste. La figure 4.6 de gauche montre en effet que plus une station est éloignée du cœur, plus son temps reconstruit sera décalé par rapport au temps attendu en prenant en compte la courbure du front. Le principal effet d'une reconstruction sans prendre en compte la courbure est de biaiser l'estimation de θ (jusqu'à 2°). Ce biais dépend de l'énergie, de θ et du mode de reconstruction, mais en introduisant la courbure, il devient inférieur au degré. Modifions la formule 4.5 en conséquence, et pour cela définissons tout d'abord la distance perpendiculaire d'une station à l'axe de la gerbe, r_i . Selon la figure 4.2 :

$$r_i^2 = |p_i|^2 - |p_{i,proj}|^2 \Rightarrow r_i = \sqrt{\Delta x_i^2 + \Delta y_i^2 - (\Delta x_i u + \Delta y_i v)^2}, \quad (4.6)$$

avec $p_{i,proj} = \vec{p}_i \cdot \vec{g}$.

Nous cherchons ensuite la correction à appliquer à $t_{i,plan}$ pour obtenir un temps reconstruit plus juste, et qui dépend donc de la courbure du front. D'après la figure 4.6 de droite, où la courbure du front a été largement exagérée, nous avons une différence de parcours :

$$\Delta r_i = R - r'_i = R - \sqrt{R^2 - r_i^2} = R \left(1 - \sqrt{1 - \frac{r_i^2}{R^2}} \right),$$

avec R le rayon de courbure. En posant $r_i^2/R^2 \ll 1$, on obtient :

$$\Delta r_i \simeq \frac{1}{2} \frac{r_i^2}{R}. \quad (4.7)$$

Cette première approximation est tout à fait valable, même pour les stations lointaines ($r \gtrsim 2500$ m) car les fluctuations du front de gerbe à cette distance entraîne des décalages en temps plus grands que les erreurs pouvant provenant de la formule 4.7.

Cette correction intervenant comme un retard sur le temps (la station est touchée plus tard par un front courbé par rapport à un front plan), la formule 4.5 devient :

$$t_{i, courbe} = t_{i, plan} + \frac{\Delta r_i}{c} = T_0 - \frac{(\Delta x_i u + \Delta y_i v)}{c} + \frac{r_i^2}{2Rc}. \quad (4.8)$$

Classiquement, le rayon de courbure R est fixe. Mais en considérant que la courbure varie selon la position de la station considérée, il dépend alors des angles de la gerbe et de la distance à l'axe de cette station [142].

En ayant en main les observables obtenues à partir des mesures du réseau, et sachant quels paramètres de la gerbe nous cherchons à reconstruire, nous pouvons maintenant décrire la procédure de reconstruction et les sélections qui ont été utilisées pour faire une grande partie de l'analyse présente dans ce volume.

4.2 Préliminaires

Avant de rentrer plus en détails dans la reconstruction, nous allons montrer qu'un certain protocole doit être suivi pour pouvoir traiter de manière rigoureuse les événements qui sont enregistrés, et que dans cette procédure, leur sélection et celle des stations en leur sein joue un rôle primordial.

Nous aborderons tout d'abord la procédure de reconstruction qui est actuellement proposée, puis nous étudierons plus particulièrement les différents points de cette méthode, en commençant par les sélections et coupures appliquées aux données et en poursuivant dans la section 4.3 par les ajustements effectués sur les données afin d'obtenir les valeurs estimées des paramètres de la gerbe.

4.2.1 Une procédure de reconstruction

Nous allons décrire simplement la procédure de reconstruction implémentée par défaut dans la librairie de reconstruction **Er**, celle liée à l'appel de la fonction `Reconstruct()`, donnée dans l'exemple de la section 3.2.4.5. Elle a été développée progressivement, et n'est en aucun cas définitive : une reconstruction instable peut par exemple être forcée en rejetant la ou les stations ayant les signaux les plus faibles, en espérant améliorer les choses. La figure 4.7 montre les principales étapes de cette procédure, plusieurs ajustements et des tests sur la qualité des résultats. Les algorithmes de reconstruction y apparaissant seront décrits plus en détail dans les sections suivantes.

La condition préliminaire et nécessaire au bon déroulement de cette procédure est la présence d'au moins 3 stations dans l'événement considéré. Le barycentre, la moyenne pondérée des coordonnées des stations, constitue la première estimation de la position du cœur de la

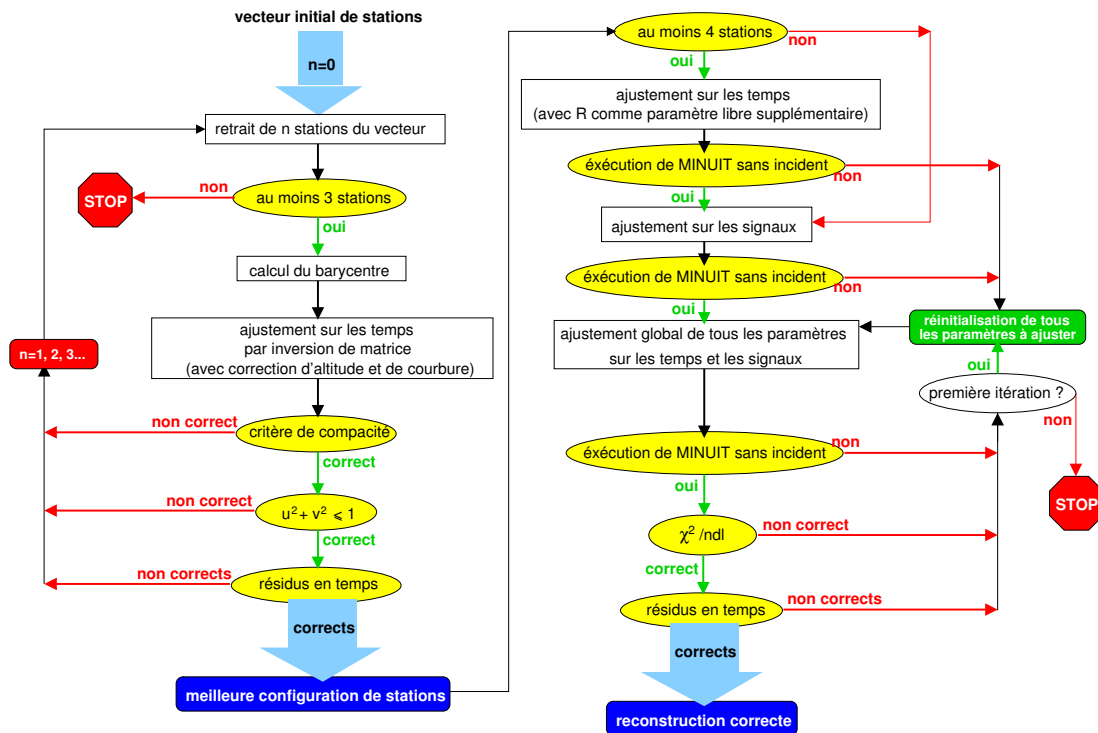


FIG. 4.7 – Procédure de reconstruction proposé dans **Er** : plusieurs critères permettent de définir si l’ajustement des paramètres est bon ou non.

gerbe au sol. Avec cette estimation, un premier ajustement sur les temps des stations est effectué, afin de déterminer la direction de la gerbe via ses vecteurs directeurs, u et v . Le programme décide ensuite de continuer la reconstruction si trois conditions sont remplies : la compacité des stations, une condition géométrique et des résidus en temps convenables (le 1^{er} et le 3^e critères sont détaillés dans la section suivante ; la condition géométrique découle simplement de $u^2 + v^2 = (\sin \theta)^2 \leq 1$). Si une ou plusieurs de ces conditions ne sont pas respectées, alors le programme recherche la configuration de stations qui les satisfera au mieux, en testant le retrait d’une ou plusieurs stations, et en recommençant la procédure avec le vecteur modifié. La meilleure configuration de stations est celle avec le résidu en temps le plus petit. Si aucune configuration ne convient, l’événement est rejeté.

Un ajustement sur les temps avec la reconstruction de la courbure du front est effectué s’il reste au moins 4 stations dans le vecteur. La procédure se poursuit par l’ajustement sur les signaux, qui doit reconstruire les coordonnées du cœur et l’énergie.

Ensuite, les paramètres de la gerbe calculés jusqu’alors servent de valeurs de départ dans un ajustement global, sur les temps et les signaux, qui finalise la reconstruction en gommant les éventuelles incohérences, par exemple celles dues à l’utilisation du barycentre dans l’ajustement sur les temps. Trois conditions permettent encore de juger de la qualité de cette reconstruction : les appels à la librairie de minimisation MINUIT [17], intégrée à ROOT, doivent s’être exécutés sans incident, la valeur du χ^2 (défini aux sections 4.3.1.2 pour les temps et 4.3.2.1 pour les signaux) par degré de liberté doit être inférieur à une certaine valeur, et les résidus en temps doivent toujours être dans les limites définies. Une condition non remplie provoque une dernière itération, avec réinitialisation de tous les paramètres (cœur fixé au barycentre, u et v estimés géométriquement, énergie calculée à partir du signal interpolé à 1000 m). Si l’ajustement global rate encore une fois, alors l’événement est rejeté. Dans le

cas contraire, les paramètres de la gerbe sont formatés et affichés dans la fenêtre de travail ou dans l'Event Display (**ED**, cf. section 3.2.4.6), et éventuellement sauvegardés par l'utilisateur.

Cette procédure seule n'est pas suffisante pour assurer la reconstruction des vrais événements, à cause des conditions de déclenchement, suffisamment permissives pour éviter de biaiser les données : par exemple, une requête de T3 formé par la réception d'un déclenchement de type FD provoque le rapatriement des données des stations dans une fenêtre de $\pm 120 \mu\text{s}$; avec des taux de T1 à 100 Hz et environ 350 cuves en fonctionnement, on obtient en moyenne $240 \cdot 10^{-6} \times 100 \times 350 \simeq 9$ stations, dont la plus grande partie, voire la totalité, n'appartiennent pas à un événement commun (cf. fig. 4.8 de gauche). De même, pour les autres types de déclenchement, les données de type T1 se trouvant dans une fenêtre de $\pm 30 \mu\text{s}$ sont récoltées en plus des T2 (pour pouvoir récupérer les stations à faibles signaux pouvant appartenir à l'événement, notamment pour les gerbes horizontales). Nous obtenons en moyenne $60 \cdot 10^{-6} \times 100 \times 350 \simeq 2$ stations supplémentaires par événement, aléatoires la majorité du temps (cf. fig. 4.8 de droite). Pour les événements à grande multiplicité², il est donc souvent nécessaire de faire une sélection préliminaire, en imposant des conditions a priori sur la configuration, et en supprimant certaines stations isolées.

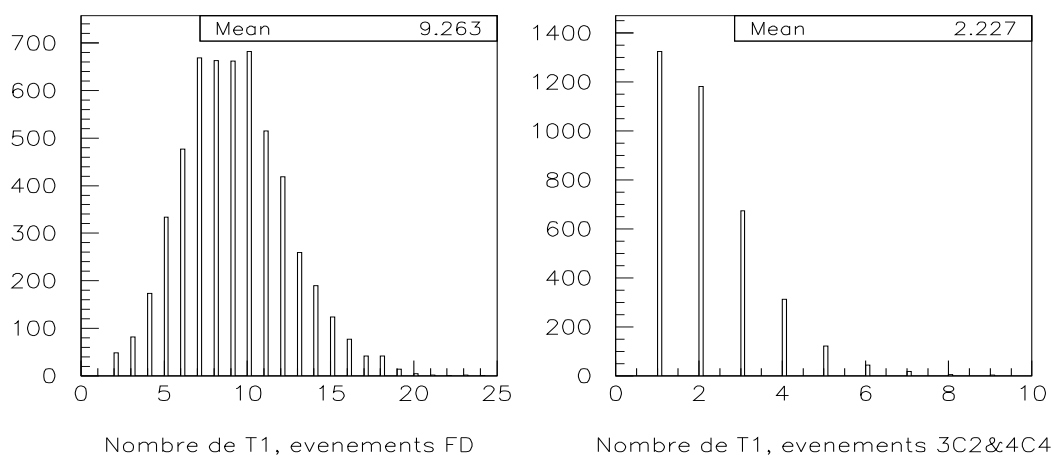


FIG. 4.8 – Nombre de stations présentant des T1, pour les événements de type FD (à gauche), et pour ceux de type 3C2&4C4 (à droite), enregistrés au mois de juin 2004. Dans la majorité des cas, ces stations ne forment pas ou n'appartiennent pas à un événement, ce sont des coïncidences purement fortuites (plus de 65 % des cas, et jusqu'à plus de 90 % pour les types FD).

4.2.2 Sélectionner avant de reconstruire

4.2.2.1 Pré-sélection des événements

La sélection d'événements la plus simple est faite sur le nombre de stations. Le minimum requis est de 3 stations pour pouvoir effectuer une reconstruction basique. Ensuite, comme le nombre de stations touchées dépend directement de l'énergie de la gerbe (ainsi que de l'angle zénithal et de la nature du primaire), plus le nombre requis sera grand, plus l'énergie devra l'être également (et/ou la gerbe inclinée). Cependant, comme nous l'avons vu précédemment,

²Nombre de stations formant l'événement.

une telle sélection est insuffisante, à cause des conditions de déclenchement permissives, et il faut ajouter des contraintes sur les distances et les temps.

Les événements peuvent également être sélectionnés grâce à leur condition de déclenchement, bien que cela reste insuffisant. Une telle sélection permet de faire ressortir un type particulier d'événements : en associant un critère de compacité des stations aux événements marqués TOT, on obtient une sélection pure d'événements principalement à basse énergie (cf. fig. 4.9).

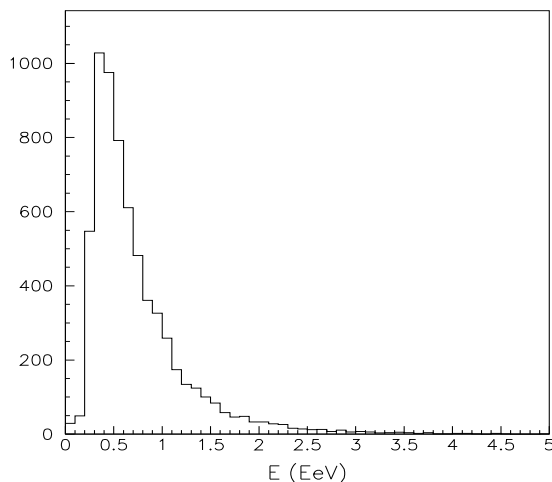


FIG. 4.9 – Énergie reconstruite de vrais événements TOT sélectionnés : sur les 18975 TOT présents dans les données du mois de juin 2004, 7255 ont une configuration compacte et de bonnes contraintes en temps (sélection (1), cf. tableau 4.1), et 6503 ont été reconstruits, soit 90 % de la sélection.

Des algorithmes un peu plus élaborés sont utilisés pour faire des sélections adéquates des événements physiques. Généralement, des critères de compacité sont combinés à des contraintes en temps : l'événement doit ainsi comprendre un certain nombre de couples de stations proches. Rappelons que les contraintes en temps sont très fortes, puisque la différence des temps entre deux stations voisines, notée Δt , est limitée par la propagation de la lumière entre les deux stations :

$$|\Delta t| \leq d/c,$$

d étant la distance séparant les stations.

La sélection s'effectue donc sur le nombre de couples de cuves présentant ces caractéristiques : deux stations se trouvant à moins de 2000 m l'une de l'autre (distance au sol) et compatibles en temps avec $|\Delta t| \leq d/c$. Un des premiers algorithmes codés dans ce sens³ demande en plus à ce qu'il y ait au moins deux de ces couples dans l'événement. Cette sélection (que l'on notera 1), assez permissive puisque les couples ne sont pas forcément contigus, a cependant l'avantage de ne pas rejeter certains événements horizontaux qui peuvent présenter des paires de cuves séparées de plus de 1500 m, à cause des fluctuations importantes de signaux, ou bien ceux avec trois stations alignées ou plus (type 3C1H).

D'autres critères moins permissifs ont été récemment définis, et sont posés comme la condition de déclenchement de niveau 4 (T4, voir la section 3.2.3.5 pour les autres niveaux) :

³Dans la librairie de reconstruction **Er**, cet algorithme correspond à la fonction `SpaceTimeConfOk()`.

- **TOT** : 3 stations classées localement TOT et disposées selon une configuration triangulaire (3C1), à savoir 1 station centrale plus 2 stations situées à 1500 m sur la première couronne, d’après la définition de la section 3.2.3.5. Ces stations doivent de plus respecter la contrainte de temps précédente.
- **4C1** : les stations respectant ce critère doivent avoir des données de type T2 (pour éviter de travailler avec une fenêtre en temps de $\pm 30 \mu\text{s}$), présenter une configuration 4C1 (une station centrale entourée de 3 stations), et remplir comme les critères précédents les conditions de temps.

Ces deux critères assez stricts sont implémentés dans une autre fonction⁴ (que l’on notera sélection 2), qui marque les événements sélectionnés T4_TOT, T4_4C1 ou même T4_TOT_4C1 selon le cas.

déclenchement	Nombre d’événements					
	brut	Type de sélection :			Reconstruction réussie	
		(1)	(1)&(2)	(2)	après (1)	après (2)
3C2&4C4	15413	3128	2224	2224	2594	2080
TOT	18975	7297	6893	6893	6530	6292
FD	5654	320	240	240	170	148
3C1H	852	608	0	0	37	0
total	40894	11353	9357	9357	9331	8520

TAB. 4.1 – Comparaison du nombre d’événements du mois de juin 2004. (1) correspond à une sélection par la fonction `SpaceTimeConfOk()` et (2) par `IsT4()`.

Le nombre de déclenchements enregistrés en juin 2004 est de 54870. La différence avec le nombre annoncé dans le tableau 4.1 provient du fait que les événements de types DIA_NOCHE (6928), MOULIN_ROUGE (5163), RANDOM (1405), OBSERVER (3) (cf. section 3.2.3.5 pour la définition de ces types de déclenchement) et ceux dûs aux tirs lasers pour le calibrage des détecteurs de fluorescence (477) ne sont pas comptabilisés.

Il est important de rappeler qu’après la sélection et avant de reconstruire, les stations isolées (sans voisine immédiate, à 1600 m au maximum) sont retirées de l’événement afin d’améliorer de façon significative le taux de reconstruction dans la procédure automatique, toujours à cause des conditions de déclenchement qui laissent passer des fortuites⁵. Cela peut sembler très brutal, mais nous avons 9331 événements reconstruits dans le tableau 4.1, toutes sélections confondues, alors qu’une reconstruction sans retrait des stations isolées donne seulement 4285 événements (ce sont surtout des TOT qui sont perdus, il y en a 2133 dans ce dernier cas contre 6530 dans le tableau). Ce rejet est donc très efficace dans la procédure de reconstruction automatique, mais il devra être utilisé avec parcimonie lors d’une étude au cas par cas.

Le tableau 4.1 montre que la sélection (2), effectuée grâce aux critères **TOT** et **4C1**, est effectivement plus stricte que celle effectuée avec la sélection (1). Cependant, le pourcentage d’événements reconstruits par rapport à ceux sélectionnés est plus élevé (91.1 % contre 82.2 %). La sélection (2) récupère donc beaucoup plus d’événements physiques.

La sélection (1) voit au moins autant d’événements que (2), et permet la reconstruction de 811 événements supplémentaires (+9.5 %), dont 255 sont horizontaux ($\theta \geq 70^\circ$), 424 sont inférieurs à 60° et 13 ont une multiplicité d’au moins 10 ($\theta > 65^\circ$ pour tous). La figure 4.10

⁴Cette fonction appelée `IsT4()` est également disponible dans `Er`.

⁵Le retrait des stations isolées est effectué avec la fonction `RemoveRandom(NONEIGHBOUR)`.

donne la configuration d'un de ces événements.

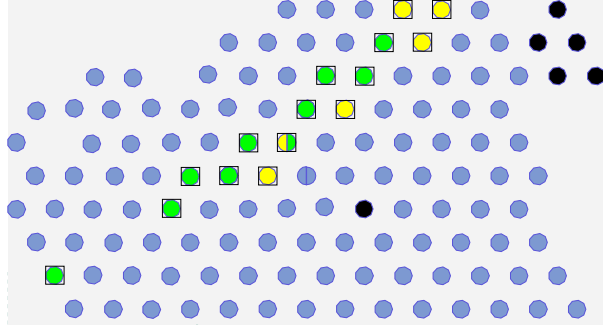


FIG. 4.10 – Événement 784366 (réel), reconstruit avec une énergie de 13 EeV environ et $\theta = 83.8^\circ$ (les stations ayant déclenché sont entourées d'un carré). Il a seulement été sélectionné par la fonction `SpaceTimeConf0k()`, à cause de la présence de T1 dans les configurations de 4C1.

La sélection (2) (rappelons qu'il s'agit de la fonction `IsT4()`), initialement implémentée pour la sélection d'événements non horizontaux, permet d'obtenir une sélection très pure. La sélection (1) (fonction `SpaceTimeConf0k()`) moins efficace de ce point de vue, permet néanmoins de récupérer environ 5 % d'événements supplémentaires de basse énergie ($\lesssim 3$ EeV) à $\theta < 60^\circ$.

Précisons que la manière de sélectionner les événements influence directement l'acceptance du réseau. L'utilisation d'une fonction ou d'une autre doit donc être parfaitement maîtrisée et justifiée pour éviter de biaiser les résultats.

4.2.2.2 Rejet des fortuits : critères de sélection

Pendant la procédure de reconstruction, les critères de sélection permettent le rejet des stations fortuites, et le cas échéant des événements non physiques. Ils sont définis empiriquement, et permettent de garder même les événements présentant des configurations particulières (tombés sur un des bords du réseau, ou avec des "trous", des stations en panne) : ainsi, la valeur du χ^2 précédent par degré de liberté doit être inférieur à 10, valeur raisonnable dans le cas d'une reconstruction automatique.

Nous donnons dans cette section les coupures en temps et en distance qui sont utilisées dans nos programmes de reconstruction. Ces critères peuvent certainement être encore optimisés, ou même remplacés, mais ceux-ci permettent néanmoins de récupérer les événements physiques sans rejet abusif : les coupures ont été ajustées pour accepter tous les événements simulés.

a) critère de compacité : ce premier critère de la procédure de reconstruction demande à ce que chaque r_i , la distance perpendiculaire entre une station i à l'axe de la gerbe, soit inférieur à une certaine valeur limite. La figure 4.11 montre que cette limite a été déterminée par les données et confirmée par les simulations.

20000 événements ont été simulés avec AIRES 2.6 entre 10^{18} et $10^{19.5}$ eV compris ($0^\circ \leq \theta \leq 84^\circ$), intervalles choisis pour bien reproduire les données, ici celles du mois de juin 2004. Les stations isolées (sans voisine à moins de 2000 m) sont rejetées. Les histogrammes de r_i^2 divisé par le nombre de stations (n) - 2 sont construits pour déterminer la distance à l'axe maximum. Les histogrammes sont de forme différente, car

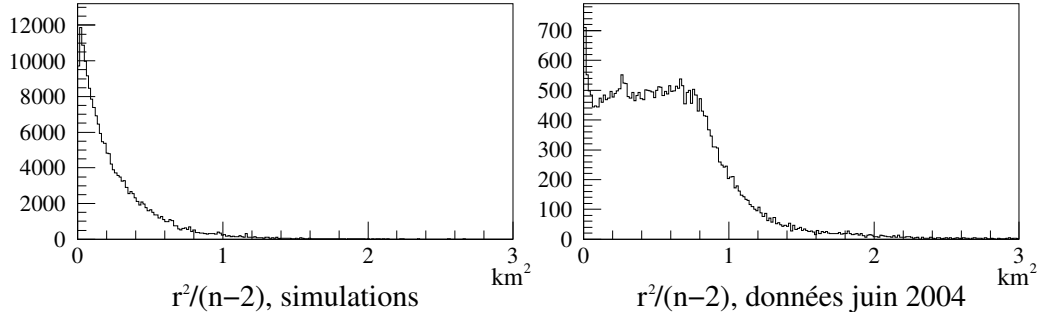


FIG. 4.11 – Histogrammes de $r_i^2/(n-2)$ pour des événements simulés et les événements réels du mois de juin 2004 ayant au moins 3 stations. La coupure issue de ces histogrammes (~ 2) est utilisée dans le critère de compacité.

l'utilisation du barycentre lors de la reconstruction partielle des vraies données peut impliquer un décalage de quelques dizaines, voire quelques centaines de mètres, lors de la détermination des r .

La figure 4.11 montre qu'une coupure à ~ 2 est justifiée. Nous posons donc :

$$r_{max} = 1400\sqrt{n-2} \text{ m}, \quad (4.9)$$

soit 1400 m pour un événement à 3 stations, distance justifiée par le fait que dans ce cas, le cœur doit se trouver à l'intérieur du triangle formé par les stations.

Cette coupure permet le rejet des stations avec un signal fortuit éloignées du cœur, et laisse une marge suffisante pour les autres appartenant à l'événement : elle vaut déjà 3000 m pour 6 stations alors que seuls les événements à plus de 12 stations peuvent espérer atteindre cette limite.

b) coupures en temps sur l'ensemble des stations : comparés aux critères sur les distances, les critères en temps sont des contraintes beaucoup plus fortes d'un point de vue physique, puisque la différence en temps entre deux stations doit être compatible avec la vitesse de la lumière. Des coupures en temps adaptées vont permettre de rejeter efficacement les stations fortuites dans un événement, et même l'événement dans sa totalité.

La figure 4.12 montre l'histogramme des résidus en temps des événements, après reconstruction de la direction de la gerbe seulement (ajustement sur les temps, avec une courbure de front imposée, $R = \frac{7250}{\cos\theta}$ m et des incertitudes de mesures dépendant de la distance à l'axe [138]). Le terme résidu sera utilisé ici de deux manières :

- appliqué aux stations, il signifie la différence entre le temps $t_{i,est}$ estimé grâce aux informations de la station i , et le temps $t_{i,rec}$ reconstruit grâce à la formule 4.8 :

$$dt_i = t_{i,rec} - t_{i,est};$$

- appliqué aux événements, il est défini comme la valeur d'un χ^2 en temps, mais sans prise en compte des poids, et est équivalent à la valeur rms des résidus des stations :

$$\sqrt{\frac{\sum_i^n (dt_i)^2}{ndl}},$$

où ndl est le nombre de degrés de liberté, soit le nombre de stations dans l'événement moins le nombre de paramètres à reconstruire. Il est important de souligner que lorsque $ndl = 0$, les temps reconstruits sont quasiment égaux aux temps mesurés ($dt_i \simeq 0$ et donc $\sqrt{\sum (dt_i)^2} \simeq 0$) si la minimisation réussit.

Le résidu d'un vrai événement (avec $ndl > 0$) doit être relativement petit comparé à celui d'une coïncidence fortuite : en effet, dans le premier cas, les dt des stations doivent être idéalement proche de 0 ; dans la réalité il faut prendre en compte la résolution du GPS, les fluctuations du front de gerbe et une éventuelle mauvaise reconstruction.

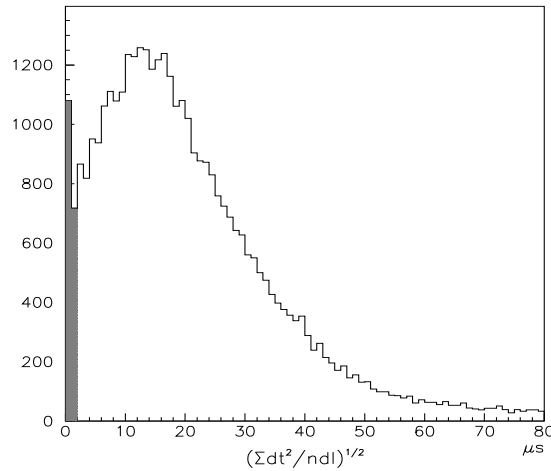


FIG. 4.12 – Résidus en temps des événements enregistrés aux mois de mai et juin 2004, ayant au moins 4 stations (pour que $ndl > 0$). La zone ombrée représente les événements physiques.

L'histogramme de la figure 4.12 montre que la grande majorité des événements enregistrés sont des fortuits (auquel cas la reconstruction échoue, et $|dt_i| = t_{i,est}$). La distribution s'étale jusqu'à plus de 80 microsecondes, ceci étant dû aux conditions de déclenchement, qui permettent à certaines stations d'avoir des décalages de plusieurs dizaines de μs .

Les vrais événements ont eux des résidus bien inférieurs à 1 μs , avec un pic bien détaché des événements fortuits. L'histogramme en haut à droite de la figure 4.13 est un agrandissement de cette distribution, et montre que cette séparation est très claire. Une coupure purement empirique peut ainsi être définie :

$$\sqrt{\frac{\sum_i^n (dt_i)^2}{ndl}} \Big|_{max} = 300 \text{ ns.} \quad (4.10)$$

Elle est confirmée par les simulations (les mêmes que précédemment) de la figure 4.13 en haut à gauche. Ces simulations montrent cependant qu'à des énergies $\geq 10^{19}$ eV, certains événements seront rejetés.

La différence des histogrammes simulés à 10^{18} eV et 10^{19} eV s'explique très simplement : les stations éloignées du cœur échantillonnent beaucoup moins de particules, car leur densité décroît de façon exponentielle avec la distance (cf. fig. 2.18). Si les particules échantillonnées arrivent plus tardivement que celles formant le front (particules les plus énergétiques et les moins dispersées), elles induisent des signaux décalés jusqu'à plusieurs centaines de ns. Les événements de haute énergie ($\geq 10^{19}$ eV), à grande

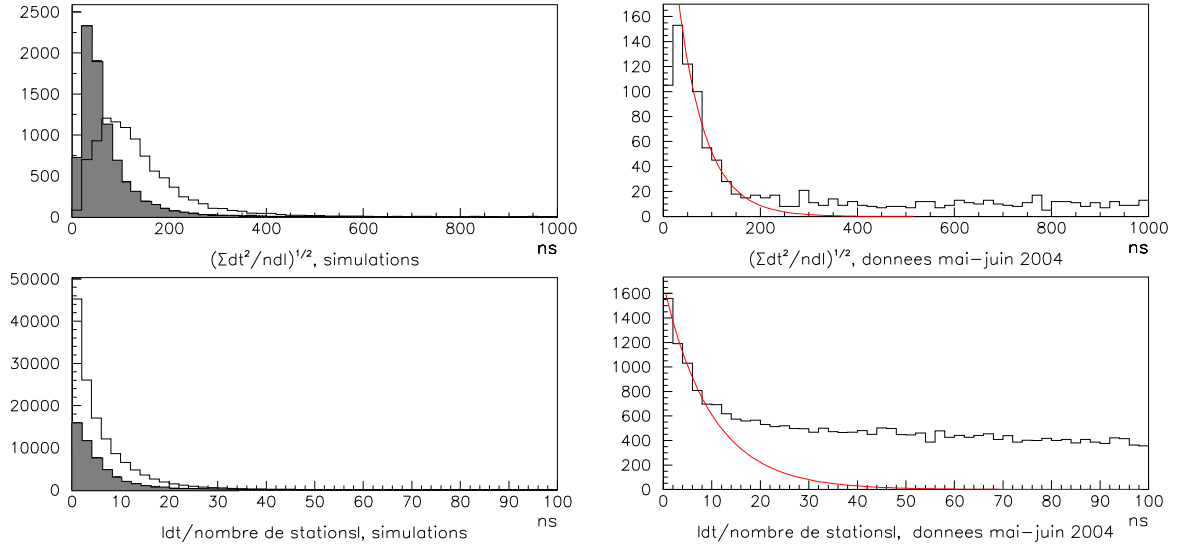


FIG. 4.13 – En haut : résidus d'événements. En bas : résidus de stations, divisés par le nombre de stations dans l'événement. A gauche : 20000 événements simulés à $10^{18} - 10^{18.5}$ eV (en grisé) et $10^{19} - 10^{19.5}$ eV. A droite : les mêmes événements que ceux de la figure 4.12. Les courbes représentent les ajustements exponentiels séparant les résidus des vrais événements de ceux des fortuits.

multiplicité, verront certaines de leurs stations éloignées du cœur avec des grands décalages par rapport au front défini par les stations proches, ce qui entraîne des résidus relativement grands (pour les stations et les événements).

La procédure itérative rejette donc les configurations de stations qui donnent des résidus globaux supérieurs à 300 ns. Le rejet accidentel d'une bonne station se trouvant loin du cœur ne provoque pas de dégradation de la qualité de l'ajustement, car l'événement est dans ce cas déjà bien contraint par les autres stations : une station avec un très grand résidu (jusqu'à plus de 600 ns) ne peut appartenir qu'à un événement de grande multiplicité.

c) coupures en temps sur une station : une deuxième coupure est également appliquée sur les résidus des stations, pour optimiser la recherche de la meilleure configuration. Cette limite dépend de la multiplicité de l'événement, et est limitée à 600 ns. La figure 4.13 en bas à droite montre qu'avec les vrais données, cette coupure peut être raisonnablement posée à :

$$dt|_{max} = n \times 50 \text{ ns}, \quad (4.11)$$

où n est le nombre de stations touchées. Les simulations (cf. fig. 4.13, en bas à gauche), aussi bien à 1 EeV qu'au delà (ce qui prouve bien la dépendance des grands dt avec le nombre de stations), montre que cette coupure est tout à fait justifiée, et permet donc des rejets efficaces.

Des coupures supplémentaires ont été définies de la même façon mais, cette fois, pour les ajustements reconstruisant également le rayon de courbure du front de gerbe. Comme cela implique des temps reconstruits beaucoup plus justes qu'avec une courbure imposée, les

limites deviennent plus petites, mais demeurent aussi contraignantes que les précédentes :

$$\sqrt{\frac{\sum_i^n (dt_i)^2}{ndl}} \Big|_{max, Rlibre} = 200 \text{ ns}, \quad (4.12)$$

$$dt|_{max, Rlibre} = n \times 40 \text{ ns}. \quad (4.13)$$

Le critère de compacité et les limites sur les temps permettent de garder tous les événements simulés (avec une exception pour les événements très verticaux à $\theta < 10^\circ$, et avec $n > 10$, pour lesquels 100 ns sont rajoutées à la valeur de dt_{max}), tout en ayant une grande efficacité de rejet dans les vraies données des événements fortuits et des mauvaises stations des événements physiques. Ces coupures sont internes à la procédure de reconstruction définie à la section 4.2.1, mais les événements doivent être sélectionnés au préalable afin de lui assurer un maximum de réussite.

Nous concluons cette section en proposant simplement une partie de programme permettant la sélection et la reconstruction pratiquement sans heurts des événements enregistrés. Nous nous basons pour cela sur les exemples donnés dans la section 3.2.4.5 qui utilise la librairie de reconstruction **Er**. Ce programme permet ainsi l'analyse des données brutes sans aucun pré-traitement, et d'obtenir des résultats facilement :

```
...
{
  SdEvent event(pos, "VERBOSE");
  if(!event.EventOk(3) || !event.SpaceTimeConfOk()) continue;
  event.RemoveRandom(NONEIGHBOUR);
  event.Reconstruct();
  ...
}
...
```

4.3 Reconstruction des gerbes : ajustements

Notre librairie de reconstruction possède plusieurs modes qui peuvent être spécifiés dans la fonction `Reconstruct()`, ou par l'appel de fonctions spécifiques. Chaque fonction fait appel à un ajustement particulier, chargé de reconstruire seulement quelques paramètres de la gerbe.

La reconstruction peut ainsi être décomposée en deux parties, une première portant sur les temps et permettant de déterminer principalement la direction de la gerbe, et la deuxième portant sur les signaux, qui détermine la position du cœur et l'énergie du primaire incident. Nous proposons dans cette section des ajustements pour la reconstruction des paramètres, en essayant de fournir des formulations adaptées, d'identifier dans chaque cas les sources des erreurs systématiques et de réduire ces biais.

4.3.1 Détermination de la direction : ajustement sur les temps

L'ajustement sur les temps des stations appartenant à un événement va permettre de déterminer le temps à l'impact de la gerbe au sol, les angles zénithal et azimutal et éventuellement le rayon de courbure du front de la gerbe. Les temps doivent ainsi être déterminés le plus précisément possible afin d'éviter que la reconstruction n'en souffre.

4.3.1.1 Décalages GPS

Les cartes GPS présentent toutes un certain décalage en temps, pouvant aller jusqu'à quelques dizaines de ns (cf. tableau 4.2). Pendant la période de l'Engineering Array (EA), ces décalages n'étaient pas mesurés, et la reconstruction des événements souffrait de résidus en temps des stations trop grands, qui n'étaient pas dus aux irrégularités du front de gerbe. Ces décalages sont aujourd'hui mesurés par rapport à une horloge atomique avant l'installation de chaque cuve, ce qui donne une référence en temps unique et précise à tout le réseau. Le temps des stations est maintenant corrigé du décalage correspondant avant tout traitement, pour aider à la reconstruction et obtenir les résidus en temps les plus petits possibles.

Identifiant	décalage (ns)	Identifiant	décalage (ns)	Identifiant	décalage (ns)
124	-0.51	126	-1.77	129	9.19
130	3.04	131	3.82	132	12.91
134	10.06	135	5.63	137	18.01
138	13.35	139	15.59	141	7.28
142	6.11	143	3.81	144	1.79
145	25.23	146	21.16	149	8.36

TAB. 4.2 – Les décalages en temps des cartes GPS de quelques stations du réseau. Ils servent à la correction des temps mesurés avant toute reconstruction.

Deux méthodes ont été développées pour établir la table des décalages en temps des stations de l'EA (la première est décrite dans [137], et la seconde, qui est beaucoup plus précise, dans l'annexe B; cette annexe correspond à [138]), maintenant obsolètes puisque ces stations sont maintenant pratiquement toutes remplacées. Cette table a permis de réduire les résidus en temps de la reconstruction angulaire (cf. figure 4.14), ce qui soulève l'importance de mesurer de façon cohérente les temps des stations du réseau, notamment pour réduire les incertitudes sur les angles.

La figure 4.14 montre que les résidus moyens pour l'EA sont tous inférieurs à 8 ns, plus petit que l'erreur de discrétisation du signal (25 ns); aujourd'hui, avec les décalages mesurés, on obtient des résidus aussi bons.

4.3.1.2 Méthode des moindres carrés

La reconstruction classique des angles repose sur la méthode des moindres carrés :

$$\chi_{temps}^2 = \sum_{i=1}^n \frac{(\Delta t_i)^2}{\sigma_{i,temps}^2} = \sum_{i=1}^n \frac{(t_{i,rec} - t_{i,est})^2}{\sigma_{i,temps}^2} \quad (4.14)$$

avec $t_{i,est}$ le temps estimé du début de la trace FADC pour la station i (formule 4.1) et $t_{i,rec}$ le temps reconstruit. Les formules 4.5 et 4.8 permettent de calculer $t_{i,rec}$, selon l'ajustement recherché, respectivement sans et avec rayon de courbure reconstruit. Rappelons que la prise en compte du rayon de courbure permet de mieux reproduire le temps de passage du front de gerbe dans une cuve. Ainsi, pour une reconstruction avec la formule 4.5, le temps de chaque station est corrigé de $-\frac{r_i^2}{2R}$, avec un rayon de courbure imposé $R \simeq 8065/\cos\theta$ m, déterminé selon la méthode donnée dans [138] avec les données d'avril à août 2004.

Pour un simple ajustement sur les temps, les coordonnées du cœur sont estimées à partir du barycentre; dans une reconstruction globale ou dans une procédure itérative, elles proviennent de l'ajustement sur les signaux.

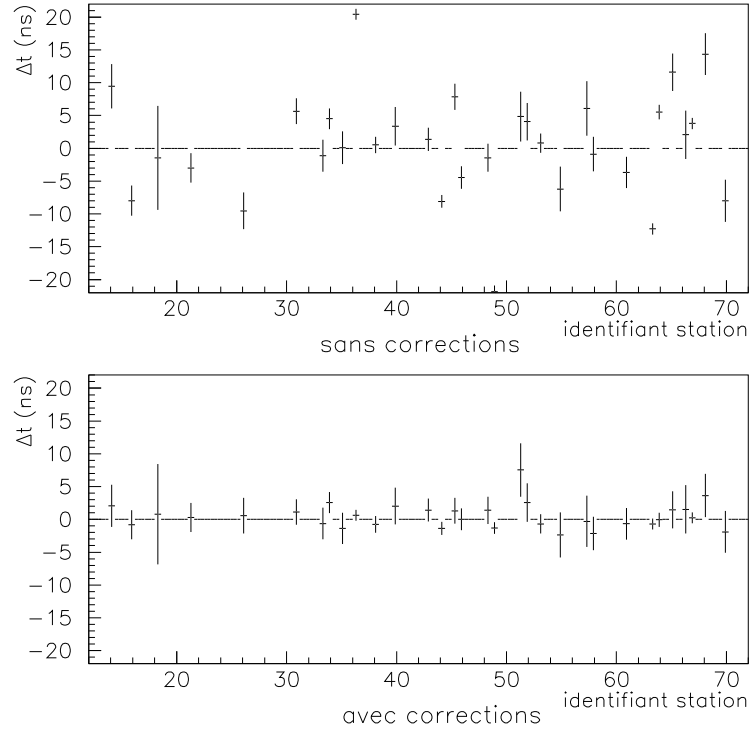


FIG. 4.14 – Vrais résidus en temps moyens en fonction de l’identifiant des stations de l’EA [138] : la correction des temps avec les décalages GPS estimés a permis de réduire tous les résidus de la reconstruction angulaire.

Pour obtenir la reconstruction la plus juste possible, la courbure doit être un des paramètres libres de l’ajustement si cela est possible (au moins 4 stations dans l’événement), et les incertitudes $\sigma_{i, temps}$ doivent être adaptées aux mesures autant que possible.

4.3.1.3 Incertitudes de mesures

Pour construire une variance ($\sigma_{i, temps}^2$) adaptée aux mesures, nous reprenons la méthode utilisée dans [137] et [138] : la variance est déterminée avec les résidus en temps des stations après une reconstruction angulaire, chaque résidu étant calculé avec la station retirée de l’ajustement. Cette façon de procéder permet d’obtenir l’écart limite entre le temps attendu et celui mesuré, puisque la station concernée n’influe pas sur la reconstruction.

La variance ainsi calculée est surestimée par rapport à ce qui est attendu. Pour obtenir des résultats cohérents et des erreurs adaptées, elle est finalement normalisée de façon à ce que la valeur moyenne du χ^2 par degré de liberté soit égale à 1. Cette normalisation permet également la comparaison équitable entre différentes variances.

La variance est déterminée en fonction de θ et de la distance à l’axe r , la mesure du temps de passage du front dans une station étant dégradée par l’échantillonnage des particules (couplé à la diminution de la densité, cela peut entraîner des traces FADC très décalées par rapport au front) et la diminution de la montée de signal (début de la trace mésestimé). La dépendance en énergie devra également être prise en compte dans des études ultérieures. La moyenne des résidus étant pratiquement égale à 0, la variance est équivalente à $(\Delta t)^2$. La figure 4.15 montre ainsi les profils de $(\Delta t)^2$ en fonction de r , pour plusieurs gamme de θ ,

obtenus avec les événements sélectionnés, avec au moins 4 stations, de la période d'avril à début août 2004 (figure en bas à droite). L'énergie reconstruite de ces événements est donnée dans l'histogramme à gauche (coupé à 30 EeV) : elle est pour la majorité des événements inférieure à 10 EeV.

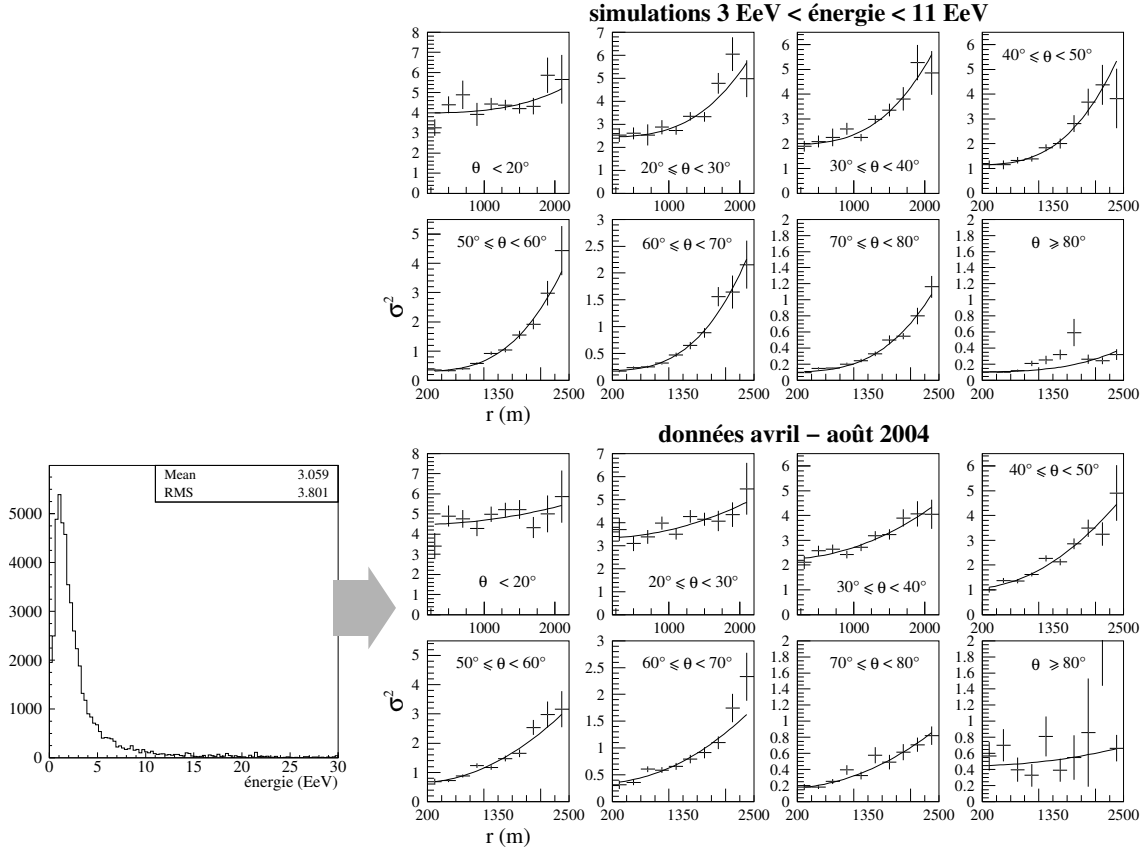


FIG. 4.15 – A gauche : histogramme des énergies reconstruites pour la sélection des événements ayant au moins 4 stations d’avril à août 2004. - A droite : variance σ^2 en fonction de r et θ , pour des événements simulés (en haut) et pour ceux enregistrés par le détecteur (en bas). La variance se comporte de la même façon à tous les angles, la fonction $a + br^2$ permettant d’ajuster les courbes du bas, et $a + br^4$ ajustant celles du haut.

Pour la comparaison, ces courbes ont été reproduites avec des événements simulés (avec AIRES 2.6 et **SDSim**), dans une gamme d’énergie comprise entre 3 et 11 EeV, pour coïncider au mieux avec l’énergie des vraies données. Les courbes sont quasiment identiques, mais un ajustement en $\sigma^2 = a + br^2$ est appliqué aux “vraies” variances ($\sigma^2 = a + br^4$ pour celles simulées). La différence de puissance dans la dépendance en r peut s’expliquer par la détermination des temps qui est toujours meilleure dans le cas des événements simulés : les traces FADC des vraies données ont beaucoup plus de défauts, même en simulant les fluctuations de signaux, ce qui donne des moyennes plus grandes que prévues et donc des montées moins violentes.

Pour mesurer l’effet d’une telle variance, une reconstruction angulaire a été effectuée sur des événements simulés dans la même gamme d’énergie que précédemment, avec une variance constante et avec celle dépendant de r et de l’angle zénithal θ (la courbure n’intervient dans un premier temps qu’en terme de correction du temps).

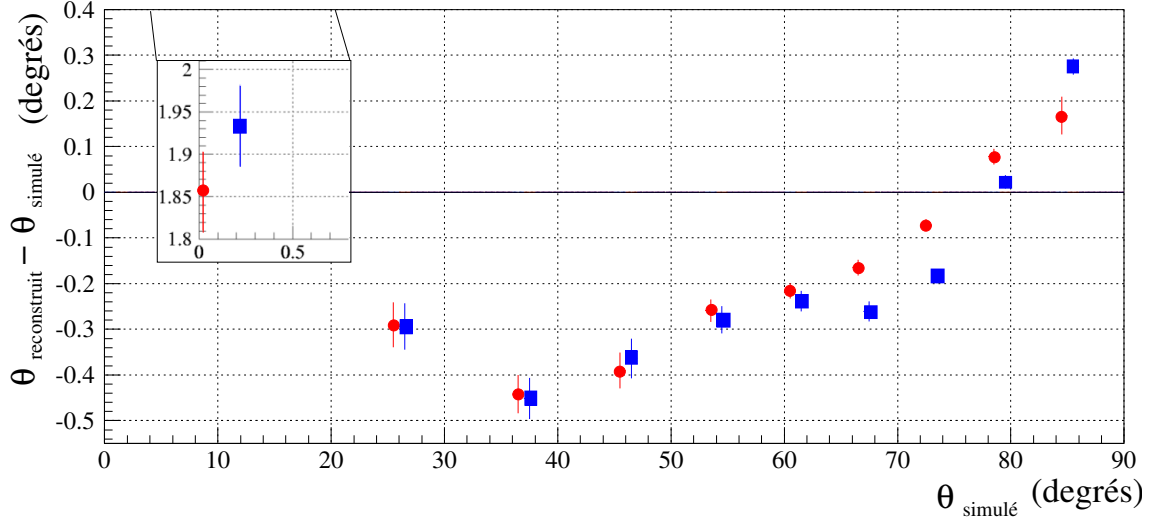


FIG. 4.16 – $\Delta\theta = \theta_{reconstruit} - \theta_{simulé}$ en fonction de θ : les ronds rouges représentent la reconstruction effectuée avec la variance dépendant de r et θ , les carrés bleus, celle avec une variance constante (ces derniers points sont légèrement décalés vers la droite pour la clarté de la figure). Un zoom est effectué sur les points à 0° , se situant autour de $\Delta\theta = 1.9$. Les barres d'erreur correspondent ici aux erreurs sur la moyenne.

La première constatation faite avec la figure 4.16 est la présence d'une erreur systématique (biais) dans tous les cas, l'angle reconstruit étant trop petit lorsque $\theta < 75^\circ$, puis trop grand. Ce biais a plusieurs origines, notamment la formulation du temps reconstruit dans χ^2_{temps} et les incertitudes de mesures (la position du cœur a été forcé à sa vraie valeur pour ces comparaisons). Dans ce dernier cas, une variance constante ($\sigma = 35$, qui rend compte de l'erreur de discrétisation du signal et de l'erreur de mesure sur le GPS) a globalement plus de biais que la variance variable.

Au zénith ($\theta = 0^\circ$), la valeur reconstruite est plus surestimée car l'ajustement est instable : θ ne pouvant être négatif, les itérations successives de MINUIT ne peuvent se faire autour de 0. Cela implique un plus grand biais pour θ et φ . La dispersion sur les valeurs de φ est très grande (cf. fig. 4.19), car φ peut subir des variations de 180° pendant l'ajustement.

Les ajustements fournissent les valeurs estimées des paramètres recherchés (T_0 , u , v et éventuellement R), ainsi que les erreurs associées (respectivement σ_{T_0} , σ_u , σ_v et σ_R). Un petit calcul supplémentaire permet d'obtenir les erreurs sur les angles θ et φ , respectivement σ_θ et σ_φ :

$$\sigma_\theta = \frac{((\sigma_u \cos \varphi)^2 + (\sigma_v \sin \varphi)^2 + 2 \sigma_{uv} \cos \varphi \sin \varphi)^{1/2}}{\cos \theta}, \quad (4.15)$$

$$\sigma_\varphi = \frac{((\sigma_v \cos \varphi)^2 + (\sigma_u \sin \varphi)^2 - 2 \sigma_{uv} \cos \varphi \sin \varphi)^{1/2}}{\sin \theta}, \quad (4.16)$$

σ_{uv}^2 étant la covariance entre u et v . Ces erreurs doivent être réalistes, elles doivent refléter la dispersion des angles reconstruits. Il faut pour cela que les incertitudes des mesures soient bien adaptées au χ^2 auquel elles participent. La figure 4.17 donne les erreurs sur θ correspondant à la figure 4.16. Celle-ci est ici reprise à droite en montrant les dispersions de chaque distribution. La variance constante donne des erreurs pratiquement identiques, sauf

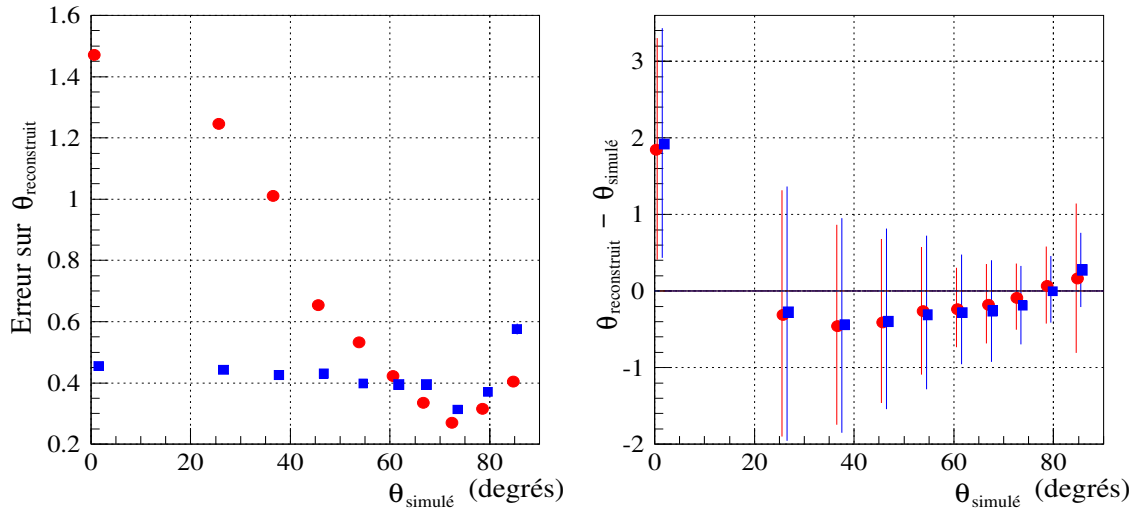


FIG. 4.17 – A gauche : erreurs provenant de la reconstruction de θ . - A droite : reprise de la figure 4.16, avec les barres d’erreur représentant cette fois les vraies dispersions. Les différents points ont la même signification que précédemment.

aux très grands angles. La variance variable voit plutôt ses erreurs diminuer progressivement, puis remonter légèrement. En comparant ces erreurs aux dispersions de la figure de droite, il est clair que la variance constante ne rend globalement pas compte du comportement de la reconstruction. La variance variable par contre permet d’obtenir des erreurs proches des dispersions des angles reconstruits.

Des incertitudes de mesures sur les temps dépendant de la distance à l’axe et de l’angle zénithal permettent donc de réduire les biais de reconstruction et d’obtenir des erreurs qui rendent bien compte de la dispersion des angles reconstruits. Celles utilisées ici ont été construites avec les données du réseau, mais les simulations permettent d’en obtenir d’autres, qui donnent cependant légèrement plus de biais.

Nous allons maintenant voir que le fait d’ajuster la courbure du front de gerbe en plus des autres paramètres permet de réduire encore les erreurs systématiques.

4.3.1.4 Importance de la courbure

La même variance variable est utilisée ici, mais renormalisée toujours par rapport au χ^2 par degré de liberté, puisque l’ajustement comprend un paramètre de plus, le rayon de courbure.

La figure 4.18 montre les résultats obtenus avec la courbure ajustée. Les valeurs de θ sont clairement moins biaisées si le rayon de courbure est reconstruit (sauf à 78 °). Cependant, cette figure montre qu’une simple correction de courbure permet d’obtenir des résultats assez satisfaisants par rapport à ce qui est attendu.

Une reconstruction utilisant la variance proposée dans [142] a aussi été faite. Cette variance, de la forme $\sigma^2 = a + br^4 \cos^2 \theta$, a l’avantage de réduire encore les biais (sauf à 84 °), mais les erreurs de reconstruction ne rendent pas très bien compte de la dispersion des angles. De plus, le poids appliqué aux stations se trouvant à des grandes distances de l’axe devient très faible, ce qui peut nuire au bon déroulement de la reconstruction (les résidus en temps peuvent devenir très grands).

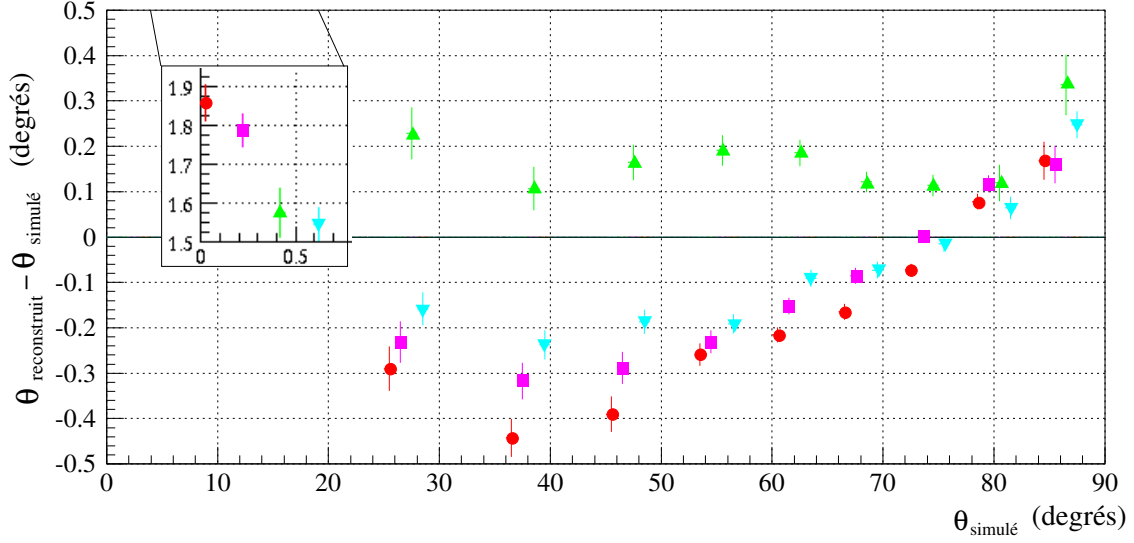


FIG. 4.18 – $\Delta\theta = \theta_{reconstruit} - \theta_{simulé}$ en fonction de θ : les ronds rouges représentent la reconstruction effectuée avec courbure fixée, les carrés mauves avec courbure ajustée, les triangles couleur cyan (pointe en bas) avec courbure ajustée et variance $\sigma^2 = a + br^4 \cos^2 \theta$ et les triangles verts celle avec une courbure ajustée dépendant de r , θ et φ et variance $\sigma^2 = a + br^4 \cos^2 \theta$. Un léger décalage est toujours appliqué entre les différents points se trouvant sur une même valeur de θ .

Nous avons également reconstruit les angles en utilisant le rayon de courbure $R(R_c, r, \theta, \varphi)$ dépendant de la distance à l'axe de la gerbe et des angles, proposé par [142], où R_c est le paramètre ajusté (avec la variance précédente). Cette description de la courbure doit permettre de compenser le fait qu'elle est plus petite pour les stations en amont du cœur de la gerbe, et plus grande pour les stations en aval. Elle a été implémentée pour réduire les erreurs systématiques sur les angles, et sur la position du cœur lors d'un ajustement global. Les triangles verts (droits) de la figure 4.18 qui en résultent montrent que le biais est dans ce cas inversé, mais reste du même ordre de grandeur qu'avec l'utilisation de la simple courbure ajustée, avec la variance en r^4 .

Enfin, la figure 4.19 montre les résultats obtenus avec l'angle azimutal φ , dans les mêmes conditions que celles de la figure 4.18. φ est généralement moins biaisé que θ , car il est beaucoup plus facilement déterminé. Les résultats sont donc moins flagrants. Les barres d'erreur à $\theta = 0^\circ$ ne sont pas représentatives puisque à cette valeur, φ est indéterminé. Néanmoins, pour des valeurs de θ inférieures à quelques degrés, l'azimut reste assez mal estimé en moyenne, sauf avec la variance en r^4 .

Des incertitudes de mesures adaptées et un ajustement sur les temps prenant en compte la courbure du front permettent de réduire les erreurs systématiques sur la reconstruction des angles. Ces erreurs n'ont pas encore complètement disparues, et une dépendance en énergie vient encore compliquer le problème (le biais semble augmenter avec l'énergie, cf. [142]). Il faut donc poursuivre le travail et essayer d'identifier la/les source(s) des biais restants (simulation de gerbes et/ou du détecteur, définition du temps reconstruit ou de la variance...).

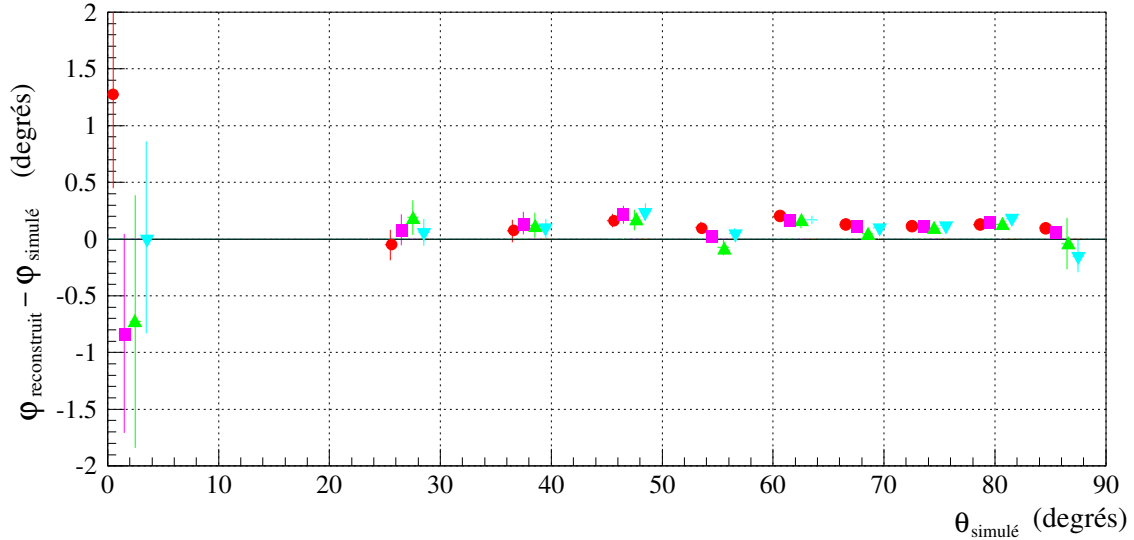


FIG. 4.19 – $\Delta\varphi = \varphi_{\text{reconstruit}} - \varphi_{\text{simulé}}$ en fonction de θ , avec les mêmes légendes que la figure 4.18.

Une fois cela maîtrisé, nous pourrions tenter d’améliorer la dispersion des valeurs reconstruites en utilisant la méthode du maximum de vraisemblance, si effectivement les mesures ne suivent pas une loi de probabilité normale.

Enfin, reprécisons que la reconstruction angulaire est dépendante de la position du cœur de la gerbe (via le rayon de courbure), et que sa mésévaluation peut induire une mauvaise détermination des angles, voire faire échouer l’ajustement (il faut quand même que le cœur soit alors à plus de 500 m de sa vraie position).

4.3.2 Détermination du cœur et de l’énergie : ajustement sur les signaux

Une fois déterminée la direction de la gerbe, un ajustement sur les valeurs des signaux intégrés des stations est effectué pour obtenir une estimation de la position du cœur et de l’énergie. Des itérations successives permettent ensuite d’affiner les valeurs des paramètres, en commençant tout d’abord par les angles, en injectant la valeur du cœur reconstruit à la place du barycentre dans l’ajustement sur les temps. Une minimisation prenant en compte les ajustements sur les temps et sur les signaux en même temps est beaucoup plus efficace et rapide, et les valeurs des paramètres en résultant sont également plus cohérentes entre elles.

La détermination du cœur et de l’énergie est beaucoup moins simple que celle des angles et de la courbure, car une simple description géométrique est impossible. Les signaux dépendent en effet de l’énergie du primaire ayant initié la gerbe et du point d’impact au sol, mais également de l’état d’avancement de son développement longitudinal, de la nature du primaire et dans une moindre mesure des conditions atmosphériques. La description des signaux ne peut donc être faite que grâce à la simulation, et dépend donc du modèle utilisé.

4.3.2.1 Définition du χ^2

Le nombre de particules tombant dans une cuve suit une loi de Poisson. Cependant, le signal induit par chaque particule est difficile à estimer, et la loi de probabilité qui en découle est d’autant plus complexe. Pour pouvoir travailler sans trop de difficultés, et en se basant sur le fait qu’avec les conditions de déclenchement imposées sur les stations, le nombre de

photo-électrons est toujours d'au moins une centaine, on pose généralement que les signaux suivent des distributions gaussiennes. La minimisation du χ^2 suivant permet alors d'estimer l'énergie de la gerbe :

$$\chi_{signal}^2 = \sum_{j=1}^m \frac{(\Delta S_i)^2}{\sigma_{i,signal}^2} = \sum_{j=1}^m \frac{(S_{i,rec} - S_{i,mes})^2}{\sigma_{i,signal}^2}, \quad (4.17)$$

avec $S_{i,mes}$ le signal intégré (moyenné sur les trois PMT) de la station i , et $S_{i,rec}$ le signal reconstruit à partir de la fonction de distribution latérale (Lateral Distribution Function, LDF, cf. section 2.4.5). Rappelons que cette fonction peut prendre différentes formes, mais la précision avec laquelle elle reproduit les données est cruciale pour la détermination de l'énergie. Nous proposons dans la section 4.3.2.4 une certaine forme de LDF et une paramétrisation pour les angles zénithaux inférieurs à 70°. Au-delà, les gerbes arrivant au sol sont essentiellement composées de muons et les déviations dues au champ géomagnétique deviennent importantes, et il faut alors traiter différemment le problème. Des algorithmes pour reconstruire l'énergie de ces gerbes horizontales ont été implémentés dans le cadre du CDAS (cf. [136]), mais beaucoup de travail doit encore être fourni pour améliorer cette reconstruction particulière et tester sa validité.

Les fluctuations des signaux dans les cuves peuvent être modélisées par une distribution de Poisson ([146]) ; ainsi, l'incertitude sur les mesures devient :

$$\left(\frac{\sigma_{i,signal}}{S_i} \right)^2 = \frac{k}{S_i} \Rightarrow \sigma_{i,signal} \simeq \sqrt{S_{i,rec}},$$

avec $k \simeq 1$ VEM. Le signal reconstruit à partir de la fonction de distribution latérale, qui rend compte du comportement moyen, sert de variance plutôt que le signal mesuré, justement à cause des fluctuations : un signal trop grand par rapport au signal attendu à cette distance pénaliserait cette mesure, et à l'inverse un signal trop petit aurait trop de poids dans l'ajustement. D'autres variances sont également proposées, dépendant par exemple du signal induit par les particules électromagnétiques et de celui induit par les muons [144], mais nécessitant donc la déconvolution du signal total, ou une évaluation du nombre de muons tombés dans la cuve.

Des études sont en cours pour déterminer la variance la mieux appropriée. Mais il est important avant cela de mieux maîtriser la LDF, et d'en contraindre les différents aspects. Il faut de plus prendre en compte les différences entre les noyaux légers et lourds (typiquement protons et noyaux de fer), et celles entre les modèles de simulations de gerbes. Un des aspects les plus importants dans la reconstruction de l'énergie est l'asymétrie des signaux, qui influence directement les résultats.

4.3.2.2 Les asymétries des signaux

Les particules d'une gerbe atmosphérique tombant au sol ne sont pas échantillonnées de la même manière par les cuves du réseau se trouvant en amont du cœur et celles en aval. La réponse des cuves dépendant de leur géométrie, il en résulte une différence de signal entre les stations se trouvant en amont du cœur de la gerbe et celles en aval. Cette asymétrie a été clairement expliquée dans [129], qui montre que l'évolution longitudinale de la gerbe ne prédomine pas aux petits angles zénithaux.

Dans cette section, nous allons tout d'abord montrer avec des simulations simplifiées que l'asymétrie des signaux est principalement géométrique jusqu'à $\theta < 40^\circ$, puis avec une simulation plus complète, nous montrerons qu'elle est directement reliée à la réponse des cuves

d'Auger (c'est-à-dire que l'effet disparaît avec des cuves sphériques), et enfin nous en donnerons une paramétrisation, afin de pouvoir corriger les signaux lors de la reconstruction de l'énergie.

Modification de la géométrie des cuves Auger

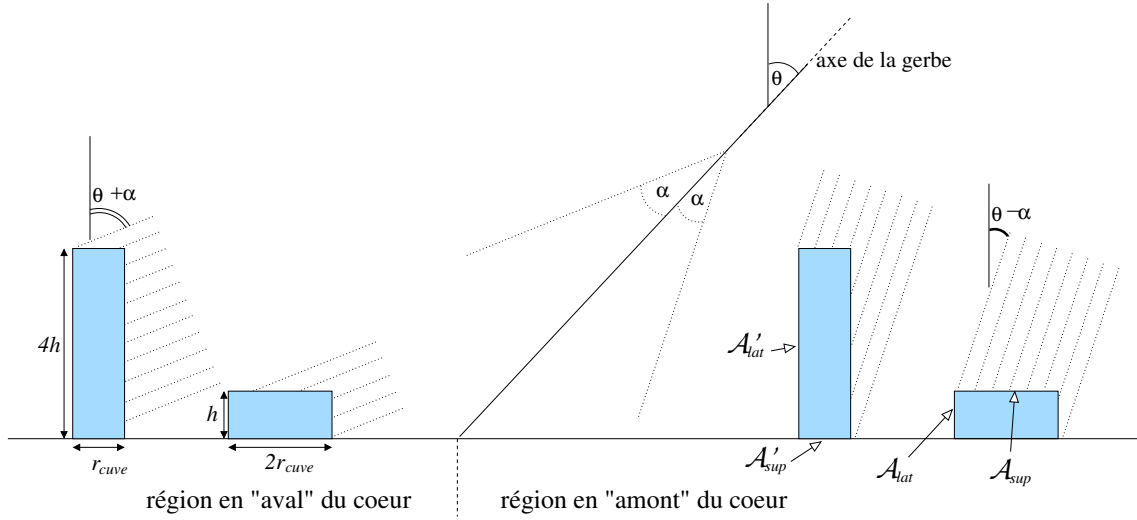


FIG. 4.20 – Représentation de l'effet d'asymétrie : les cuves en amont reçoivent plus de particules sur leur surface supérieure, alors que celles en aval sont principalement touchées sur leur surface latérale. Les cuves cylindriques d'Auger ($r_{cuve} \simeq 1.8$ m, et $h = 1.2$ m) sont représentées avec les cuves 4 fois plus hautes (qui gardent le même volume d'eau) qui inversent l'asymétrie des signaux.

En considérant l'angle zénithal de la gerbe θ , l'angle moyen α des particules qui s'écartent de l'axe (cette approximation grossière permet néanmoins de bien comprendre ce qui se passe) et la figure 4.20, il devient aisé de comprendre pourquoi le flux reçu par les cuves plates d'Auger se trouvant en amont du cœur est plus important que celui reçu en aval.

Considérons \mathcal{A}_{sup} et \mathcal{A}_{lat} , les aires respectives supérieure et latérale d'une cuve. Les particules touchant les cuves en amont voient donc une surface effective $\mathcal{A}_{amont} = \mathcal{A}_{sup} \cos(\theta - \alpha) + \mathcal{A}_{lat} \sin(\theta - \alpha)$, alors que pour les cuves en aval, cette surface devient $\mathcal{A}_{aval} = \mathcal{A}_{sup} \cos(\theta + \alpha) + \mathcal{A}_{lat} \sin(\theta + \alpha)$. Avec $\mathcal{A}_{sup} > \mathcal{A}_{lat}$ pour les cuves d'Auger ($\mathcal{A}_{sup} = \pi r_{cuve}^2 = 10$ m² et $\mathcal{A}_{lat} = 2 r_{cuve} h \simeq 4.28$ m²), on obtient $\mathcal{A}_{amont} > \mathcal{A}_{aval}$, soit plus de particules récoltées en amont.

Les particules électromagnétiques (γ , e^\pm) sont responsables de la plus grande partie de l'asymétrie. Les muons, plus énergétiques et plus concentrés autour de l'axe, donnent moins d'asymétrie. De plus, le nombre de photons Čerenkov produit par un muon étant proportionnel à la longueur d'eau traversée⁶, le signal induit par un muon traversant la surface latérale sera plus grand que celui induit par un muon traversant la surface supérieure. La réponse d'une cuve à un flux de muons doit donc être proportionnelle à son volume, quelle que soit la direction incidente, et de ce fait l'asymétrie des signaux des muons est compensée.

A cet effet géométrique s'ajoute l'atténuation longitudinale de la gerbe sur une longueur

⁶La majorité des muons arrivant au sol sont relativistes, et traversent donc les cuves sans être absorbés en déposant toujours la même quantité d'énergie.

de $2r \tan \theta$, la distance projetée sur l'axe entre deux stations en amont et aval du cœur à r m de l'axe. Aux petits angles (jusqu'à $\sim 40^\circ$), cette évolution est peu importante, avec moins de 10 % à $r = 500$ m [129].

En prenant en compte tous ces éléments, et pour corroborer le fait que l'asymétrie est géométrique à des angles modérés, nous allons montrer que l'asymétrie s'inverse en changeant le rapport $\mathcal{A}_{sup}/\mathcal{A}_{lat}$. La réponse des cuves plates d'Auger est comparée à celle de cuves également cylindriques et avec le même volume d'eau (la réponse des muons doit donc rester inchangée), mais avec une hauteur 4 fois plus grande ($h' = 4.8$ m) et un rayon 2 fois plus petit ($r'_{cuve} = 0.9$ m). On doit donc obtenir $\mathcal{A}'_{amont} < \mathcal{A}'_{aval}$.

Les simulations et les résultats présentés dans cette section sont ceux obtenus pour [134]. Des gerbes ont été simulées avec AIRES 2.5, avec le modèle d'interactions hadroniques QG-SJET01, avec $25^\circ \leq \theta \leq 66^\circ$ et des énergies comprises entre 1 et 100 EeV. Les particules arrivées au sol sont traitées avec la simulation plus simple du réseau de surface qui a servi de base à **SDSim**, le programme **sample_sim**. Une configuration particulière est utilisée, des couronnes de stations à des distances $200 < r < 3000$ m (cf. figure 4.21). Dans chaque

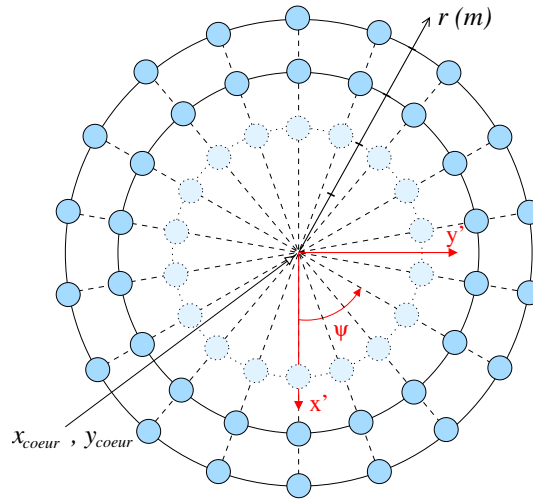


FIG. 4.21 – Configuration de stations utilisée pour la mise en évidence de l'asymétrie des signaux à une même distance r en fonction de l'azimut. Les stations sont ainsi représentées dans le plan perpendiculaire à l'axe de la gerbe.

couronne, 18 stations sont régulièrement espacées en azimut dans le plan perpendiculaire à l'axe de la gerbe. Connaissant les angles de la gerbe θ et φ et la distance à l'axe r (formule 4.6), l'azimut définit les coordonnées de la station par rapport au cœur, $\Delta x = x_i - x_{cœur}$ et $\Delta y = y_i - y_{cœur}$:

$$\psi = \text{atan} \left(\frac{\Delta y \cos \varphi - \Delta x \sin \varphi}{(\Delta x \cos \varphi + \Delta y \sin \varphi) \cos \theta} \right), \quad (4.18)$$

avec $-180^\circ \leq \psi \leq 180^\circ$. Les simulations de gerbes sont passées 2 fois dans **sample_sim**, la première fois avec les cuves normales et la deuxième avec les cuves 4 fois plus hautes. Pour cette étude simplement qualitative, chaque signal est finalement normalisé par rapport à l'énergie de la gerbe.

La figure 4.22 donne les profils obtenus des signaux intégrés normalisés des cuves en fonction de leur azimut, pour des r et θ donnés (le comportement est aisément extrapolable aux

valeurs manquantes). Les ronds rouges correspondant aux cuves “normales” d’Auger montrent

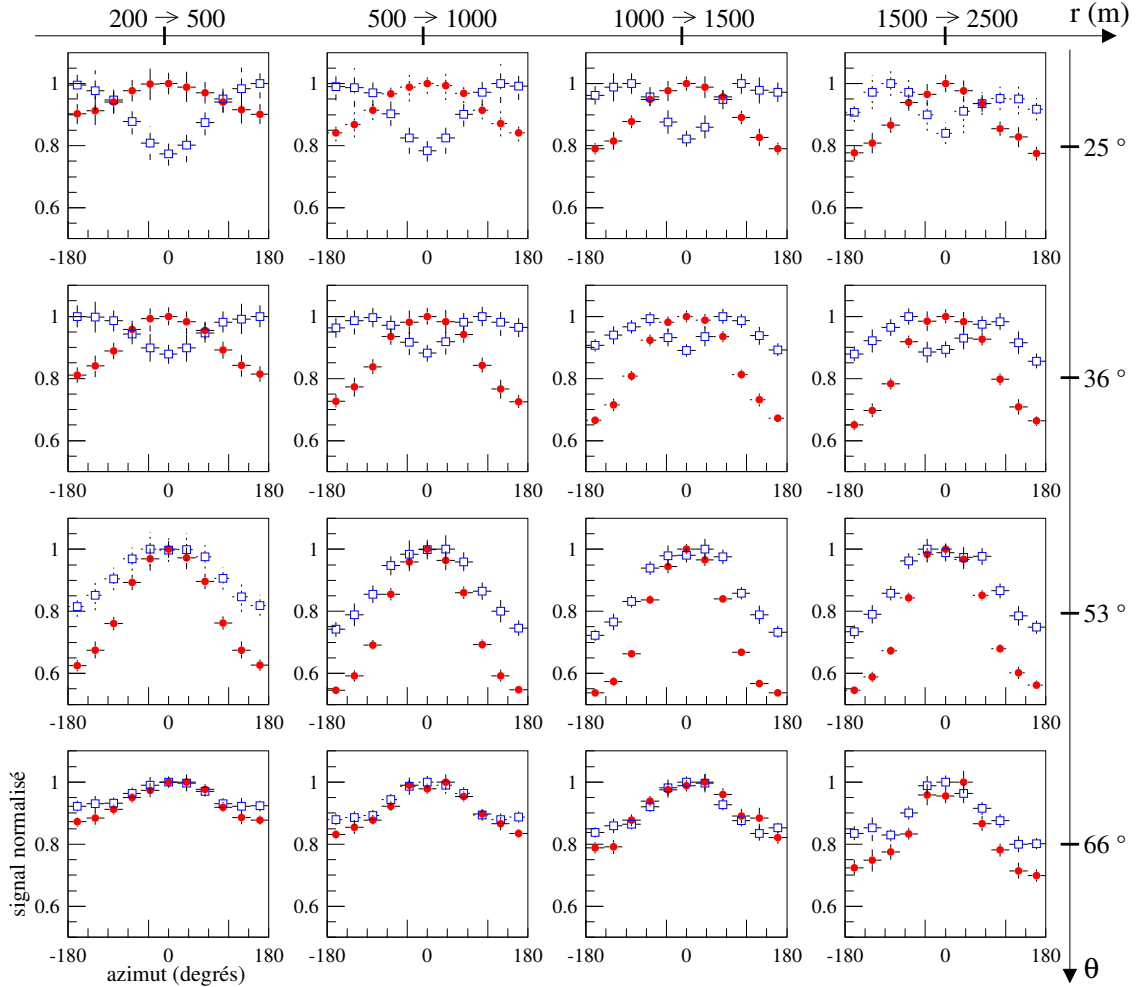


FIG. 4.22 – Moyennes des signaux normalisés des stations en fonction de leur azimut, pour plusieurs tranches en r et plusieurs valeurs de θ . Les barres représentent les dispersions des moyennes. L’azimut $\psi = 0^\circ$ correspond aux stations en amont se trouvant dans l’axe d’arrivée de la gerbe, et $\psi = \pm 180^\circ$ à celles se trouvant en aval. Les ronds rouges représentent les signaux des cuves normales, les carrés bleus les signaux des cuves 4 fois plus hautes.

bien que les signaux présentent une asymétrie d’amont en aval, qui augmente toujours avec la distance à l’axe. A $\theta = 0^\circ$, l’asymétrie est nulle (toutes les cuves sont touchées de la même façon), puis elle augmente jusqu’à 53° (où l’asymétrie est pratiquement de 50 % à partir de 500 m) et enfin diminue fortement au-delà, où la composante muonique prédomine à partir de 60° .

Les carrés bleus représentent les signaux moyens obtenus avec les cuves à géométrie modifiée ($r'_{cuve} = r_{cuve}/2$, $h' = 4h$). Il est clairement visible que l’asymétrie est inversée, jusqu’à $\theta \lesssim 45^\circ$, puis elle revient progressivement aux mêmes valeurs que précédemment, où l’évolution longitudinale de la gerbe reprend le dessus. Le comportement redevient alors le même aux grandes valeurs de θ .

La figure 4.22 montre que la géométrie des cuves est bien directement responsable de l'asymétrie jusqu'à $\theta \lesssim 40^\circ$. Au-delà l'atténuation longitudinale des particules prend le relais, jusqu'à ce que la composante électromagnétique s'éteigne. Les muons gomment alors les différences en amont et en aval, et l'asymétrie disparaît pour des angles $\theta \gtrsim 70^\circ$.

Des cuves sphériques...

D'après le résultat précédent, une des façons de quantifier la contribution de l'évolution longitudinale de la gerbe sur l'asymétrie des signaux est d'utiliser une géométrie de cuve qui offre toujours la même surface aux particules, quel que soit leur angle d'incidence. Des cuves à volume sphérique devraient alors donner des réponses identiques en amont et en aval, avec $\mathcal{A}_{amont} = \mathcal{A}_{aval} = \pi r_{cuve}^2$.

Cette fois, la simulation plus récente et plus complète qu'offre **SDSim** a été utilisée. Le programme a été modifié pour obtenir des cuves sphériques : la méthode d'échantillonnage est basée sur celle proposée dans [130] ; les PMT ont gardé le même écartement angulaire (120°) et la même distance au centre (1.2 m), avec une hauteur qui passe à ~ 3.34 m. On considère ainsi qu'ils sont posés sur la sphère d'eau, de la même manière qu'ils sont actuellement posés sur le volume d'eau cylindrique des vraies cuves.

Afin de travailler de manière plus rapide et avec l'équivalent de signaux non saturés, le nombre de photo-électrons simulés au niveau des PMT est recueilli au lieu du signal intégré provenant de la trace FADC. Le nombre de photo-électrons et le signal intégré sont des valeurs équivalentes, car l'électronique est quasiment linéaire. La figure 4.23 montre qu'il y a en

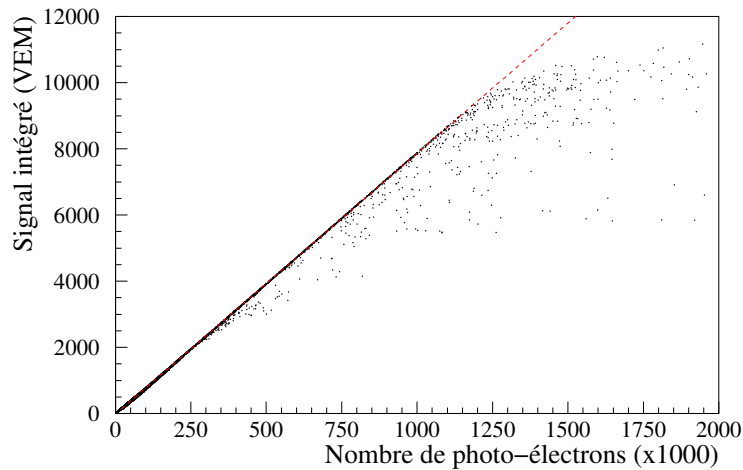


FIG. 4.23 – Signal intégré simulé en fonction du nombre de photo-électrons. La droite rouge en pointillé représente l'ajustement linéaire effectué sur les points correspondant aux signaux non saturés et convenablement intégrés ($\sim 99\%$ des points) : 1 VEM correspond alors à 127 photo-électrons.

effet un facteur de proportionnalité égal à 127 pour la version 3.00 de **SDSim**. L'ajustement linéaire est effectué sur les points qui ne s'écartent pas de la droite en pointillé. Les autres points sont dus aux signaux saturés des FADC, et/ou aux traces qui sont supérieures à la fenêtre d'intégration du signal, de 250 échantillons dans ce calcul.

La figure 4.24 montre la contribution des muons et des particules électromagnétiques à

l'asymétrie des signaux dans des cuves sphériques, pour des gerbes initiées par des protons à 100 EeV, simulées avec AIRES 2.6 à $25^\circ \leq \theta \leq 60^\circ$. A 25° et pour des distances à

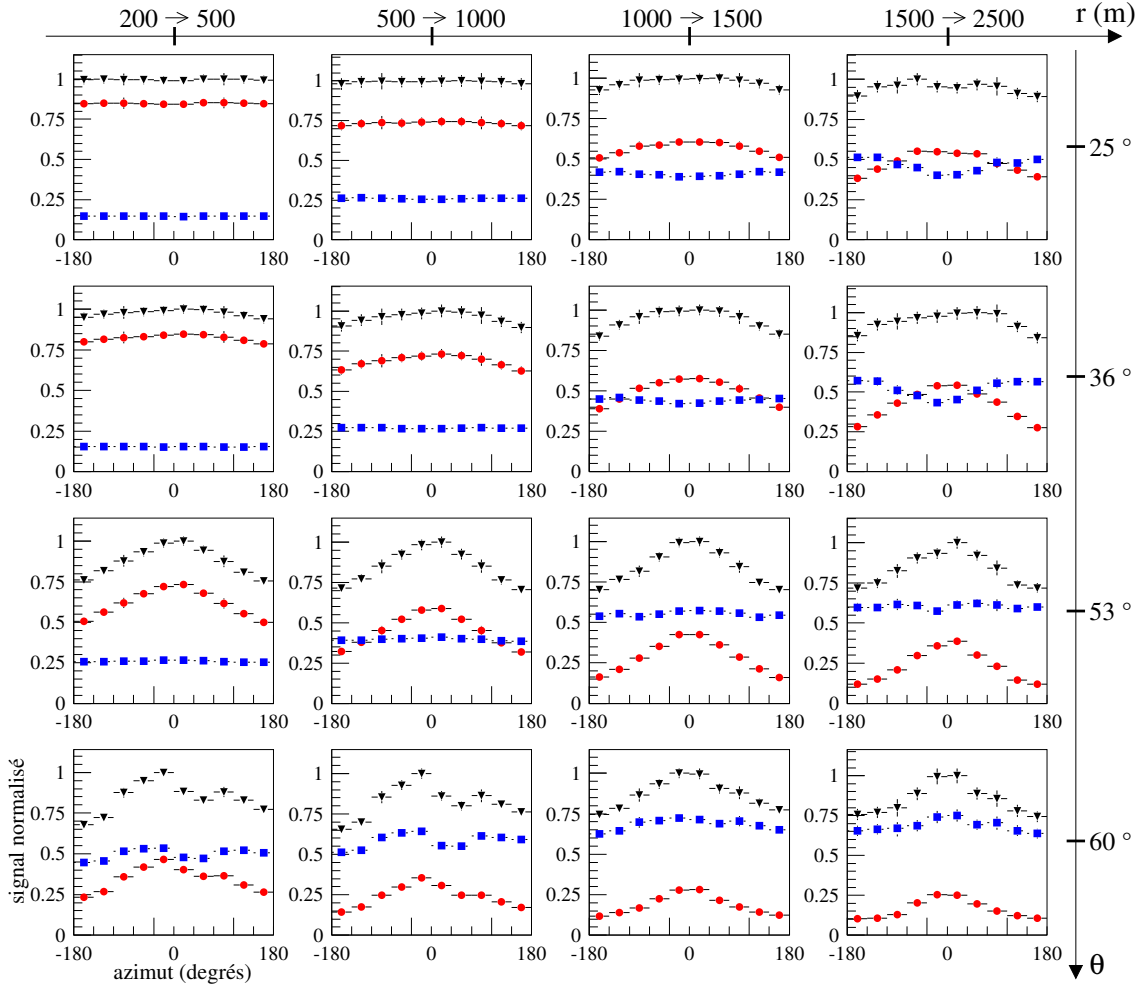


FIG. 4.24 – Les moyennes de signaux normalisés en fonction de l’azimut, obtenus dans des cuves sphériques. Les triangles noirs représentent la contribution de toutes les particules, les ronds rouges les γ , e^+ et e^- et les carrés bleus les μ . Comme pour la figure 4.22, plusieurs tranches en r et plusieurs valeurs de θ sont donnés.

l’axe inférieures à 1500 m, l’asymétrie est quasiment nulle, pour les muons autant que pour les particules électromagnétiques. A partir de 36° , elle commence à apparaître, mais reste inférieure à 15 % jusqu’à $\theta = 45^\circ$ et $r < 500$ m ($< 25\%$ au-delà). Avec nos cuves sphériques, l’asymétrie ne peut être due qu’à l’atténuation longitudinale de la gerbe, autrement dit le flux de particules qui diminue, et la différence entre les signaux en amont et en aval du cœur est bien en accord avec ce qui a été trouvé dans [129].

Conformément à ce qui était attendu, les particules électromagnétiques sont responsables de l’asymétrie des signaux. Les muons n’y participent pas, sauf à partir de 1000 m et jusqu’à 40° , où l’asymétrie qu’ils produisent est inversée mais reste néanmoins la plus faible. Cette inversion peut s’expliquer par le fait qu’à ces angles, la gerbe n’est pas très âgée, et les pions chargés ne se sont pas tous désintégrés. Ainsi, pour des cuves opposées situées à

$r = 1500$ m, le front de gerbe parcourt $2r \tan \theta \simeq 1730$ m à $\theta = 30^\circ$, soit plus de 150 g/cm² en profondeur atmosphérique longitudinale, ce qui est largement suffisant pour qu'une partie des pions ait le temps de se désintégrer et produire des muons supplémentaires en aval.

On notera que la contribution de la composante électromagnétique diminue avec θ et r qui augmentent, contrairement à celle de la composante muonique, comme cela a déjà été précisé. Soulignons de plus que l'asymétrie varie peu avec l'énergie, malgré la composante électromagnétique qui devient plus forte avec l'énergie qui augmente (cf. fig. 4.25).

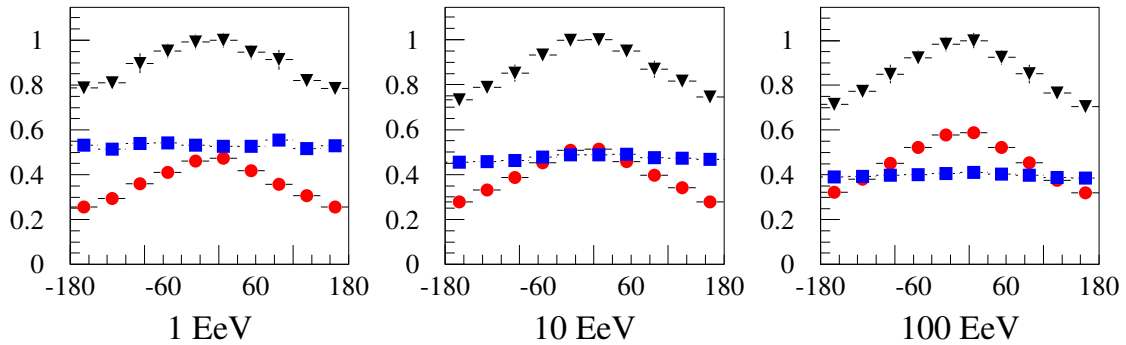


FIG. 4.25 – Les profils de signaux à $\theta = 53^\circ$ et $500 < r < 1000$ m, et à 3 énergies. La composante électromagnétique augmente avec l'énergie, alors que la composante muonique diminue. L'asymétrie augmente alors très légèrement.

4.3.2.3 Correction de l'asymétrie

Les ajustements sur les données induisent certains biais, comme nous l'avons vu avec la reconstruction des angles dans les sections précédentes. Ces biais proviennent de la modélisation mal adaptée des données, des différences entre les simulations de gerbes et de détecteurs, des primaires encore mal connus, du mode de reconstruction et également de la saturation des signaux. Certaines corrections peuvent cependant être apportées après les premières itérations de la reconstruction. Dans cette section, en travaillant avec une paramétrisation éprouvée de l'énergie (cf. section suivante), nous allons montrer que la correction de l'asymétrie des signaux permet de réduire en partie le biais de certains paramètres.

Une cuve présentant un signal induit par un événement physique a pour coordonnées r et ψ dans le plan perpendiculaire à l'axe de la gerbe, respectivement sa distance à l'axe et son azimut. Nous travaillons de nouveau avec les cuves classiques d'Auger, simulées telles qu'elles existent dans la Pampa. La figure 4.26 montre qu'à toutes les énergies, l'asymétrie des signaux peut être décrite simplement :

$$S(r, \psi) = \bar{S}(r)(1 + \alpha(r) \cos(\psi)), \quad (4.19)$$

avec \bar{S} la moyenne des signaux appartenant à une même couronne (cf. fig. 4.21), qui correspond donc au signal attendu s'il n'y avait pas d'asymétrie. $\alpha(r)$ correspond à l'amplitude de l'asymétrie, et dépend de la distance à l'axe. La dépendance en θ est implicite, une paramétrisation particulière doit être faite à chaque angle.

Cette formulation simple permet néanmoins de rendre compte des différences de signaux selon l'azimut. Il est inutile d'essayer de caractériser l'asymétrie très finement, puisque les

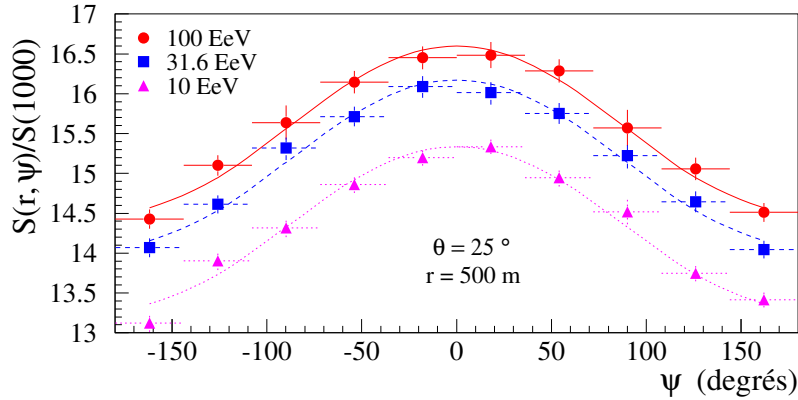


FIG. 4.26 – Asymétrie des signaux des cuves d'Auger ($r=500$ m, $\theta=25^\circ$) à 10^{19} , $10^{19.5}$ et 10^{20} eV. Les signaux sont normalisés par le signal moyen à 1000 m. Des courbes identiques sont obtenues à $10^{18.5}$ et $10^{20.5}$ eV, non représentées pour ne pas surcharger la figure (idem à tout r). Les lignes représentent les ajustements effectués avec la formule 4.19, avec \bar{S} et α comme paramètres libres.

fluctuations liées aux gerbes et les fluctuations statistiques des signaux dans les cuves sont importantes par rapport à l'amplitude de l'asymétrie. C'est pour cette raison qu'il est nécessaire de simuler un nombre suffisamment grand d'événements pour chaque primaire, chaque énergie, chaque angle, et qu'il faut travailler avec des moyennes si l'on veut rendre compte du comportement des gerbes.

Les données d'un événement nous fournissent les signaux, les azimuts et les distances à l'axe de chaque station (en connaissant θ , φ et la position du cœur). Le but étant de remplacer $S(r, \psi)$ par $\bar{S}(r)$, il faut, selon la formule 4.19, déterminer $\alpha(r)$. Pour cela, environ 900 événements (gerbes de protons produites avec AIRES 2.6) ont été simulés avec le réseau en couronnes décrit précédemment, entre $10^{18.5}$ et $10^{20.5}$ eV, avec $25^\circ \leq \theta \leq 72^\circ$, soit environ 25 événements par cas. Selon la figure 4.26, les courbes sont pratiquement identiques, à un décalage en ordonnée près; pour simplifier le problème, on posera donc pour l'instant qu' α ne dépend pas de l'énergie.

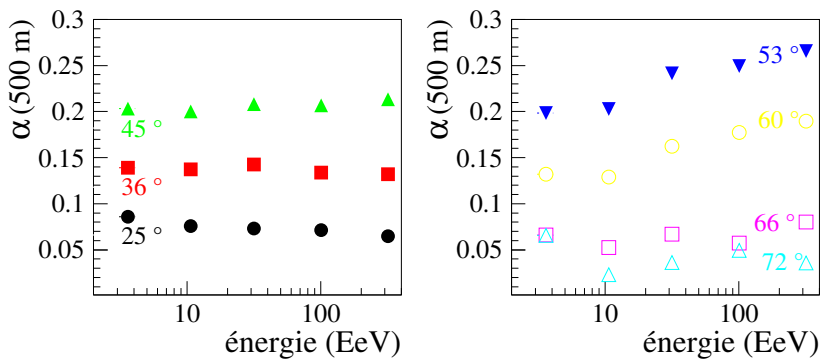


FIG. 4.27 – Amplitude de l'asymétrie α en fonction de l'énergie, à une distance donnée (500 m), selon l'angle θ . L'amplitude semble relativement stable selon l'énergie, sauf à 53° et 60° , où l'asymétrie est la plus forte.

Ceci n'est pas totalement vrai (cf. figure 4.27), notamment à 53° où l'asymétrie est la plus forte (combinaison de l'effet géométrique et du développement de la gerbe). Cependant, une paramétrisation moyennée sur toutes les énergies convient en première approximation, pour tester l'impact sur la reconstruction. Des études ultérieures pourront essayer d'affiner les valeurs d' α en fonction de l'énergie, mais il faudra déterminer au préalable si l'amplitude des fluctuations des vrais signaux justifie les temps de calcul considérables que l'accumulation de statistiques implique dans ce cas.

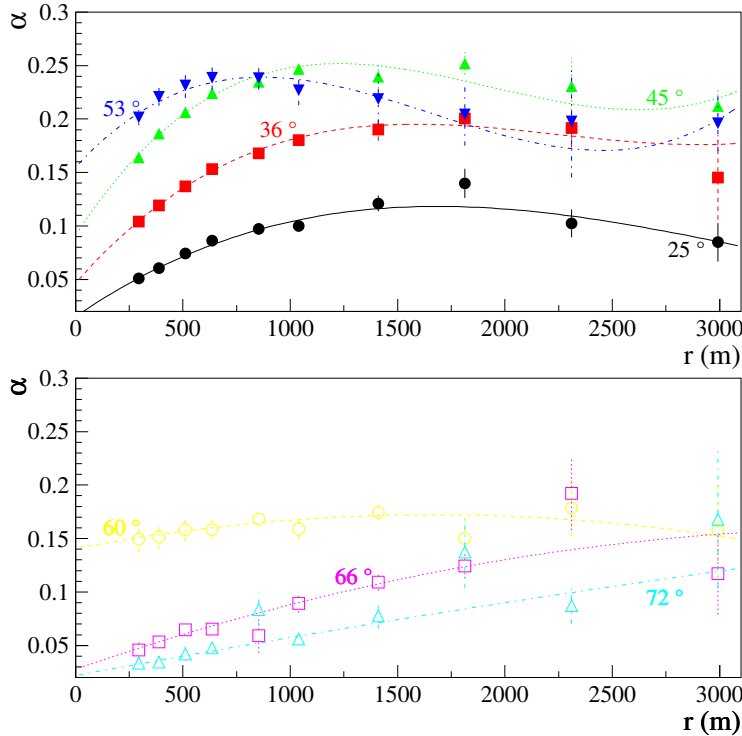


FIG. 4.28 – Amplitude de l'asymétrie α en fonction de r , pour plusieurs angles.

La figure 4.28 montre la dépendance d' α en fonction de r . Les valeurs d' α proviennent des ajustements effectués sur les signaux moyens en fonction de l'azimut (cf. fig 4.26), selon la formule 4.19. Les différentes énergies ont été cumulées, et la figure montre qu'il y a peu de dispersion jusqu'à 1500 m. Comme prévu, les fluctuations à 53° sont les plus grandes. Ces courbes sont ajustées avec des polynômes de degré 2 et 3. Dans l'étude précédente utilisant des simulations plus anciennes [133], l'ajustement était fait avec $\alpha(r) = \alpha_0 \arctan(r/r_0)$, qui n'est clairement plus adapté.

Ayant en main ce jeu de paramètres, les reconstructions de l'énergie, de la position du cœur et de θ sont comparées sans et avec correction de l'asymétrie des signaux. La paramétrisation de la fonction de distribution latérale (qui induit son propre biais) est celle proposée dans la section suivante. La figure 4.29 présente les moyennes et les dispersions des différences entre les valeurs reconstruites et simulées en fonction de θ , pour des énergies de 100 EeV :

$$\Delta E/E_{sim} = (E_{rec} - E_{sim})/E_{sim}, \quad (4.20)$$

$$d = \sqrt{(x_{coeur,rec} - x_{coeur,sim})^2 + (y_{coeur,rec} - y_{coeur,sim})^2}, \quad (4.21)$$

$$\Delta\theta = \theta_{rec} - \theta_{sim}. \quad (4.22)$$

Les valeurs reconstruites sans correction d'asymétrie sont représentées par les lignes continues, celles reconstruites avec l'asymétrie corrigée par la paramétrisation précédente d'AIRES sont en tiret, et en pointillé sont données celles corrigées grâce à CORSIKA (version 6.032, dernière en date), pour la comparaison avec un autre modèle de simulations. Les dispersions

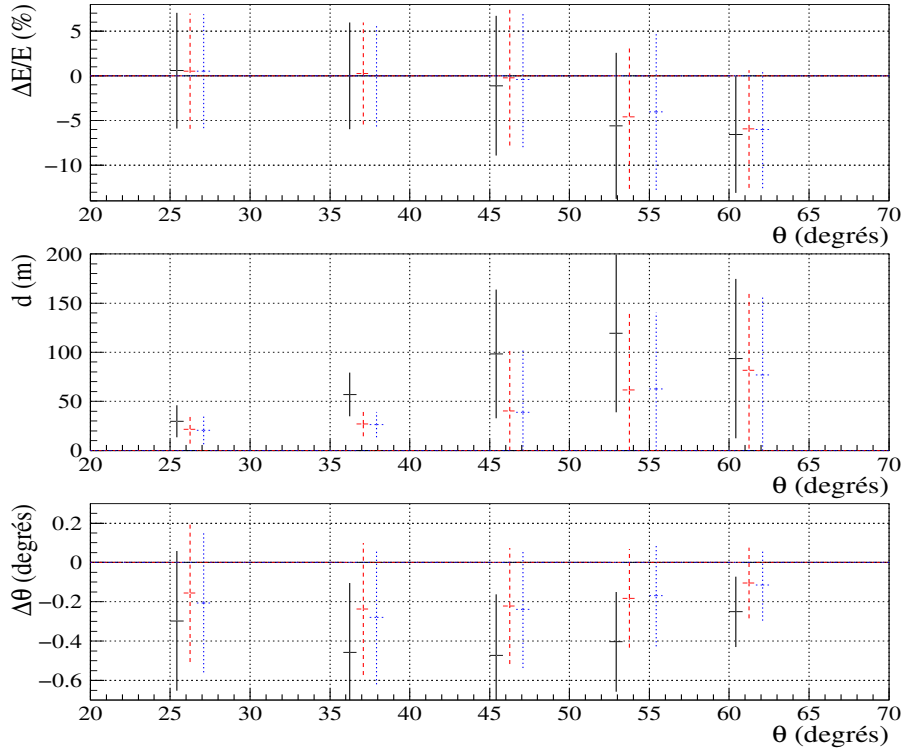


FIG. 4.29 – Comparaisons des paramètres reconstruits et simulés de gerbes à 100 EeV (fer) : l'énergie en haut, la position du cœur au milieu et l'angle zénithal en bas. Les lignes en continu représentent les dispersions de la reconstruction sans correction d'asymétrie, en tiret avec la correction tirée de AIRES, et en pointillé celle tirée de CORSIKA.

sont équivalentes entre reconstruction corrigée ou non. Cependant, la comparaison entre les moyennes montre clairement que la correction d'asymétrie permet de réduire les erreurs systématiques à tous les angles, de façon plus modérée pour l'énergie. Entre AIRES et CORSIKA, les différences sont faibles, le cœur étant légèrement moins biaisé pour CORSIKA, et inversement pour θ . A plus haute ou plus basse énergie, les corrections sont du même ordre de grandeur. Enfin, les valeurs de φ ne changent pas, puisque l'effet d'asymétrie ne dépend pas de la direction azimutale de la gerbe.

L'asymétrie des signaux entraîne donc certaines erreurs systématiques sur la reconstruction des paramètres de la gerbe. Les corrections utilisées ici réduisent ces biais aussi bien sur des gerbes simulées par CORSIKA ou AIRES, initiées par des noyaux de fer ou des protons. Les biais changent un peu pour l'énergie, sa formulation dépendant du type de primaire et de simulation.

Soulignons enfin que la correction des asymétries n'entraîne pas de très grosses différences dans les signaux, puisqu'avec les paramétrisations utilisées, il n'y a pas de variation de plus de 34 % du signal ($\alpha(r)$ est toujours inférieur à 0.25, ce qui donne donc une gamme $S/1.25 = S - 20\% \leq \bar{S} \leq S/0.75 \simeq S + 33\%$).

4.3.2.4 Fonction de Distribution Latérale

La fonction de distribution latérale doit permettre de rendre compte du comportement moyen du signal des cuves selon la distance à l'axe de la gerbe r , l'angle zénithal θ et l'énergie de la gerbe, que l'on notera E . Pour plus de précision, il faut ajouter la nature du primaire et l'état d'avancement de la gerbe (représenté par X_{max}), fluctuant même pour des gerbes présentant des caractéristiques identiques. La forme de cette fonction ne peut être définie qu'empiriquement, et cela grâce aux simulations de gerbes.

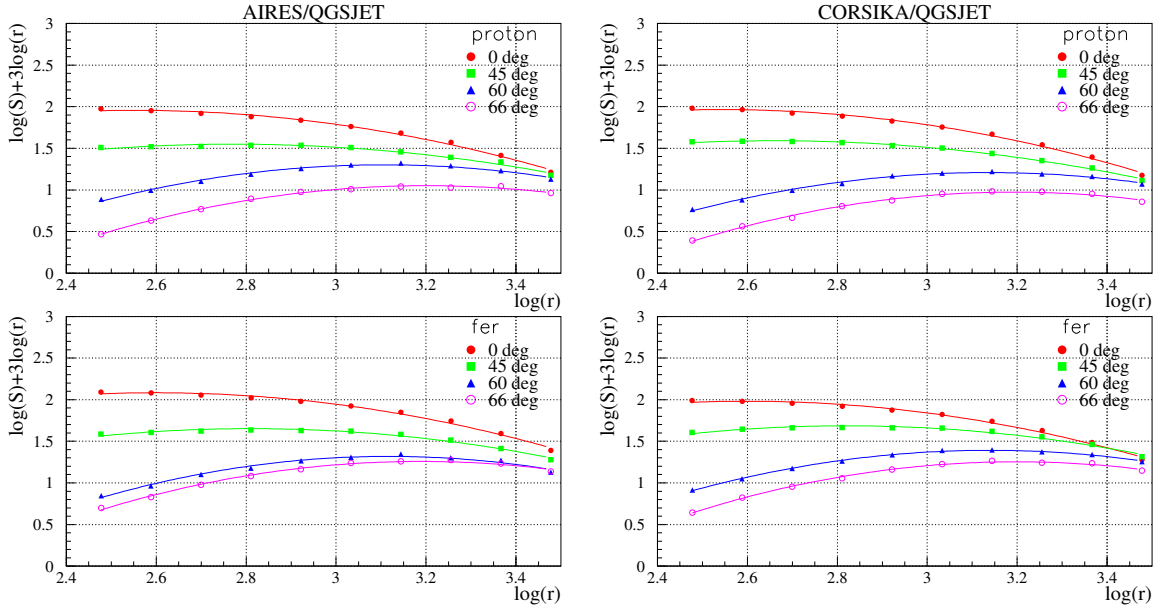


FIG. 4.30 – Distributions latérales de signaux simulés à 10 EeV, pour plusieurs valeurs de θ (en échelles logarithmiques). S est donné en VEM et r en m. Les signaux d'une seule gerbe sont représentés dans chaque cas, et ont été multipliés par r^3 pour mieux se rendre compte de la courbure. En haut, gerbes initiées par des protons, en bas, par des noyaux de fer ; à gauche, simulations produites par AIRES, à droite par CORSIKA. Un polynôme de degré 2 permet de décrire ces distributions, y compris à plus haute et plus basse énergie, avec la même précision.

Nous avons choisi de décrire la distribution latérale des signaux par une fonction simple en reliant $\log(S)$ à $\log(r)$ par un polynôme du second degré. Cette description est valable quelle que soit la simulation utilisée, l'énergie ou l'angle d'arrivée de la gerbe (cf. figure 4.30). Nous pouvons donc écrire :

$$\begin{aligned} \log(S_{i,rec}) &= \alpha + \beta \log\left(\frac{r}{1000}\right) + \gamma \left(\log\left(\frac{r}{1000}\right)\right)^2 \Rightarrow \\ S_{i,rec} &= S(1000) \left(\frac{r}{1000}\right)^{\beta + \gamma \log(r/1000)}. \end{aligned} \quad (4.23)$$

Rappelons que S_i est donné en VEM, et la distance à l'axe r en m. Dans cette description, γ représente l'écart par rapport à la représentation linéaire pouvant être faite sur les premiers points. Cet ajustement linéaire peut cependant être suffisant pour les gerbes ne s'étendant pas à très grande distance ($r < 2000$ m), celles de basse énergie ($< 10^{18.5}$ eV). Outre $S(1000)$, β seul permet alors de reproduire la distribution latérale de ces gerbes. Une telle paramétrisation est ainsi donnée dans [132], qui donne de bons résultats à basse énergie.

Dans la suite, les valeurs obtenues pour $S(1000)$, β et γ proviennent des ajustements effectués grâce à la formule 4.23 sur les courbes de signaux simulés S_i en fonction de leur distance à l'axe r_i , pour des gerbes d'énergie, de direction et de primaire différents.

Les simulations utilisées ont été produites avec la dernière version en date de CORSIKA, pour des gerbes initiées par des protons et des noyaux de fer. Ces gerbes ont des énergies égales à 10^{19} , $10^{19.5}$ et 10^{20} eV, avec $\theta = 25, 36, 45, 53$ et 60° (au moins 80 gerbes par cas, et 10 événements SD simulés avec **SDSim** pour chaque gerbe). Cette gamme angulaire va permettre de se rendre compte des différences avec les anciennes LDF construites (la comparaison est ici faite avec AIRES 2.6), et des améliorations apportées. Un travail ultérieur devra compléter cette gamme à 0° (ces gerbes sont particulières car leur contenu électromagnétique est très fort, et elles présentent des stations lointaines très fluctuantes en temps) et jusqu'à 70° . Il faudra en particulier multiplier les points autour de 60° , afin de bien observer la transition entre les régimes électromagnétique et muonique, l'énergie totale emmenée par les muons devenant supérieure à celle des particules électromagnétiques dans cette zone.

Dépendance en énergie

Dans la formule 4.23, les distances à l'axe ont été normalisés à 1000 m, afin que le facteur multiplicatif devienne l'estimateur de l'énergie, $S(1000)$. $S(1000)$ est le seul paramètre de la LDF dont la dépendance en énergie soit clairement définie. Dans [135] et dans l'étude antérieure à celle présentée ici (non publiée), il a déjà été montré que pour une valeur de θ donné, $S(1000)$ était en moyenne directement proportionnel à l'énergie à la puissance 0.95. Les graphes du haut de la figure 4.31 représentent les moyennes des valeurs de $S(1000)$ divisées par $E^{0.95}$ en fonction de l'énergie. L'ancienne étude (à gauche) a été faite avec AIRES avec des énergies beaucoup plus variées que la plus récente, faite avec CORSIKA (à droite). Les gerbes d'AIRES plus rapides à produire et à traiter que celles de CORSIKA (qui est lui plus réaliste vis-à-vis des phénomènes physiques à basse énergie), permettent de varier les simulations, mais elles sont également moins précises. De plus, il s'est avéré inutile de multiplier ainsi les énergies.

La figure 4.31 montre bien qu'à θ fixé, $S(1000)/E^{0.95}$ est quasiment constant en fonction de l'énergie, ce d'autant plus pour CORSIKA. Nous remarquerons déjà que les valeurs de $S(1000)/E^{0.95}$ sont plus grandes pour AIRES que pour CORSIKA. La figure 4.32 montre que la normalisation des signaux par $E^{0.95}$ permet d'obtenir des distributions qui se superposent bien (ici à $\theta = 25^\circ$). Nous observons de plus sur la figure de droite deux nuages de points décalés à moins de 300 m. Ces points correspondent aux signaux saturés, auxquels il manque donc un certain nombre de VEM. Ces signaux sont écartés de l'étude, car ils fausseraient les résultats : l'ajustement effectué sans les signaux saturés montre bien que ces signaux sont beaucoup trop faibles par rapport à ce qui est attendu. La reconstruction devra donc également être faite en retirant les stations saturées de l'ajustement, dans la mesure du possible (sachant qu'un nombre minimum de stations doit être respecté).

Les valeurs de β variant peu en fonction de l'énergie, il sera exprimé uniquement en fonction de θ . γ est beaucoup plus fluctuant, et sa dépendance en énergie ne peut être clairement définie. De plus, il varie beaucoup d'un modèle à l'autre. Pour ces raisons et pour simplifier les choses, il sera également considéré indépendant de l'énergie.

Les valeurs des paramètres précédents sont dorénavant cumulées à toutes les énergies, afin d'obtenir une formulation fonctionnant quelle que soit l'énergie. Le but est en effet de fournir une paramétrisation permettant de traiter le maximum d'événements, puis d'affiner

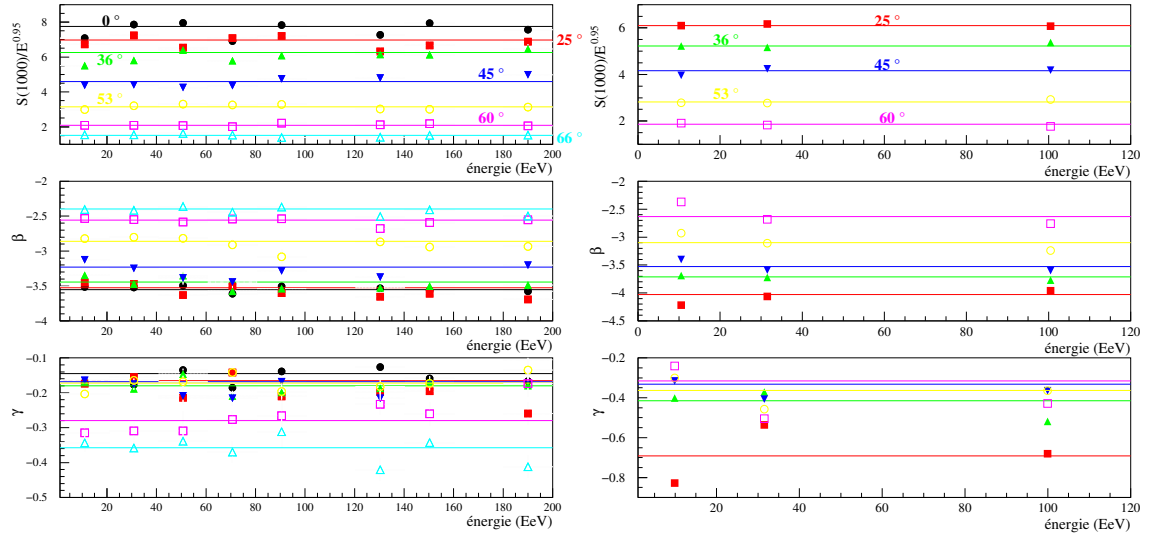


FIG. 4.31 – Paramètres ajustés de la LDF en fonction de l'énergie (pour des gerbes initiées par des protons) : à gauche, pour l'étude précédente faite avec AIRES 2.6, à droite pour l'étude présente faite avec CORSIKA (version 6.032). Seul $S(1000)$ est normalisé par rapport à l'énergie (avec une puissance 0.95), β est assez stable en fonction de l'énergie, alors qu'il est plus difficile de se prononcer pour γ .

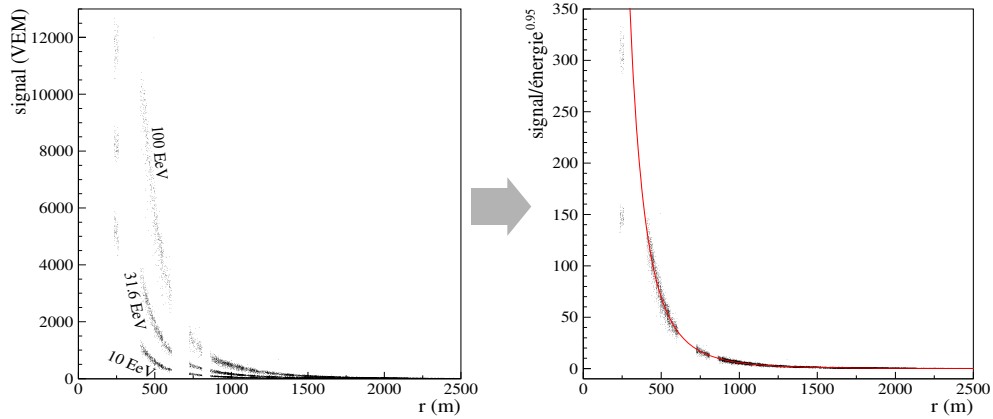


FIG. 4.32 – Distributions des signaux simulés⁷ en fonction de r à différentes énergies, avant (à gauche) et après normalisation avec l'énergie (à droite). La figure de droite montre de plus l'ajustement effectué sans les signaux saturés, et les nuages de points représentant ces signaux, clairement décalés par rapport à la courbe.

la reconstruction en appliquant des paramètres plus adaptés (selon la gamme d'énergie et le type du primaire si une identification a pu être proposée).

Dépendance angulaire

⁷Les “trous” avant et après 750 m sont dus à un bogue identifié tardivement dans **SDSIm** : le générateur semi-aléatoire pour le cœur de la gerbe est initialisé au début de chaque simulation avec la même “graine”, le même nombre de départ. Ainsi, les positions de cœur sont différentes pour les événements d'une même simulation, mais reproduites à l'identique à chaque nouvelle simulation.

$S_E(1000)$ ($= S(1000)/E^{0.95}$), β et γ sont maintenant représentés en fonction de $1/\cos\theta$ sur la figure 4.33. La quantité $1/\cos\theta$ est fréquemment utilisé car elle est équivalente au nombre d'atmosphères verticales traversées par une gerbe ayant un angle d'incidence θ . L'allure des

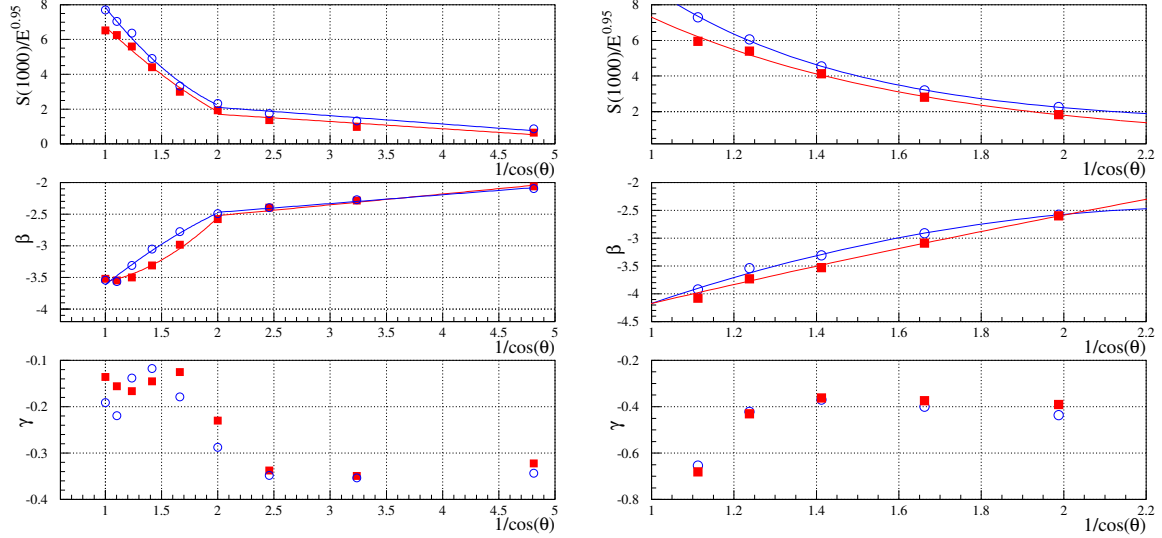


FIG. 4.33 – $S_E(1000)$, β et γ en fonction de $1/\cos\theta$: à gauche, anciens paramètres obtenus avec AIRES ; à droite ceux obtenus avec CORSIKA. Les ronds vides représentent les paramètres correspondant au fer, et les carrés pleins ceux correspondant au proton.

courbes de $S_E(1000)$ et β est la même pour l'ancienne (à gauche) et la nouvelle paramétrisation de la LDF (à droite) dans l'intervalle $1 < \frac{1}{\cos\theta} \leq 2$, ce qui montre bien la cohérence de la description. La différence entre proton et fer est également du même ordre de grandeur, notamment $S_E(1000)$ qui est plus grand pour le fer. Ceci s'explique simplement par le fait que des gerbes initiées par des noyaux de fer ont une composante muonique plus forte que celle de gerbes initiées par des protons (environ 30 % à énergie et θ équivalents, cf. section 2.4), alors que la composante électromagnétique est à peu près la même. Les valeurs pour CORSIKA sont cependant légèrement plus faibles que celles de l'ancienne paramétrisation faite avec AIRES, y compris pour β , surtout aux petits angles.

Les courbes de γ restent relativement différentes et difficiles à ajuster. Il est à noter qu'il y a moins de différences entre fer et proton dans le cas de CORSIKA. Enfin, les figures d'AIRES permettent d'estimer le comportement des paramètres auquel on pourra s'attendre à 0° et au-delà de 60° .

Nous avons donc en main un jeu de paramètres qui vont nous permettre de retrouver l'énergie et la position du cœur, grâce aux signaux des stations, leurs coordonnées et l'estimation des angles d'arrivée de la gerbe, obtenus grâce à un premier ajustement effectué sur les temps. Nous allons éprouver ces paramètres en reconstruisant le lot de données simulés, et montrer que la nouvelle paramétrisation induit des erreurs systématiques moins importantes.

Vérification

Nous avons effectué ces tests avec la variance en temps du type $\sigma^2 = a + br^4(\cos\theta)^2$, car elle donne les erreurs systématiques les plus petites sur les angles. Cependant, elle est

également responsable d'un rejet plus grand d'événements : les résidus en temps de certaines stations lointaines deviennent trop grands à cause du poids trop petit qui leur est accordé dans l'ajustement. Rappelons que le travail sur la recherche d'une variance temporelle optimale est toujours en cours.

Les asymétries sont corrigées d'après les corrections de la section précédente, et les stations saturées sont retirées de l'ajustement.

La figure 4.34 montre les moyennes et les dispersions de $\Delta E/E_{sim}$ (en haut), d la distance entre cœurs reconstruit et simulé (au milieu) et $\Delta\theta$ (en bas) (cf. formules 4.20, 4.21 et 4.22), obtenus avec des événements simulés avec CORSIKA et reconstruits avec la paramétrisation également produite avec CORSIKA.

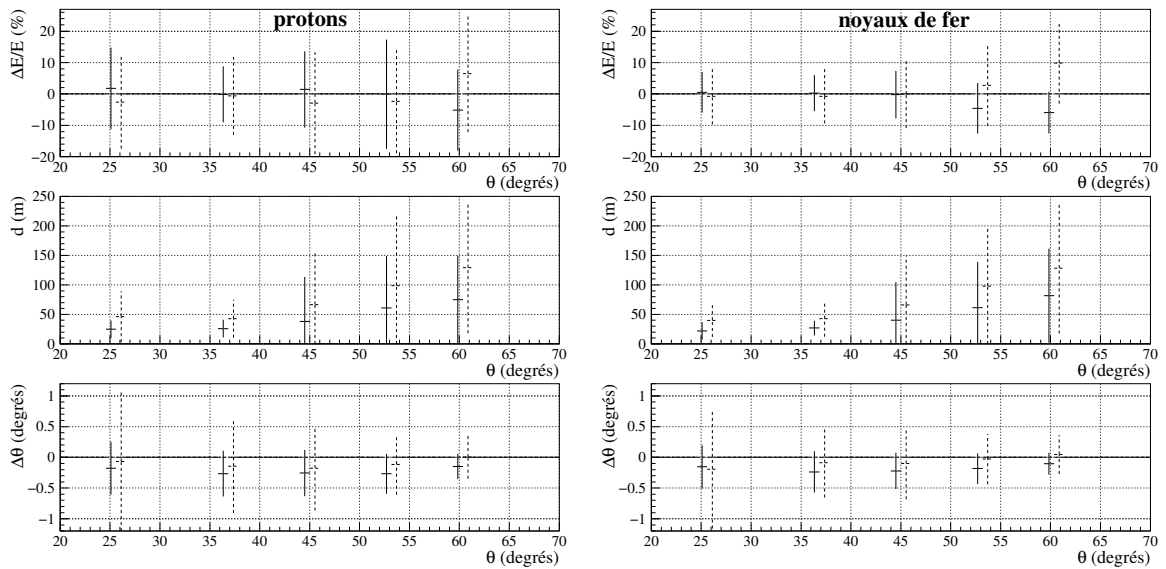


FIG. 4.34 – Comparaisons des valeurs reconstruites et simulées, en haut pour l'énergie, au milieu pour la position du cœur et en bas pour θ . La reconstruction a été effectuée avec les LDF construites avec CORSIKA : des événements simulés (produits par des protons à gauche, par des noyaux de fer à droite) sont reconstruits avec la paramétrisation adaptée (respectivement proton et fer). Les lignes continues représentent les événements à 10^{20} eV, et en tiret ceux à 10^{19} eV.

Les énergies sont bien reconstruites, avec moins de 5 % de différence en moyenne avec les valeurs attendues jusqu'à 55° , et moins de 10 % ensuite. L'erreur sur les cœurs reconstruits est de moins de 50 m jusqu'à 40° puis augmente ensuite jusqu'à ~ 130 m. Les valeurs de θ présentent des biais de moins de 0.3° .

Pour la comparaison avec un autre modèle, des événements simulés avec AIRES ont également été reconstruits, avec d'une part les LDF de CORSIKA (proton et fer, les paramétrisations à 0° et 66° ayant été extrapolées à partir des autres points) et d'autre part avec les anciennes LDF construites avec AIRES. La première constatation faite grâce à la figure 4.35 est l'augmentation des erreurs systématiques avec des simulations autres que CORSIKA, montrant ainsi les décalages existant entre les différents modèles.

De plus, les événements reconstruits avec les LDF construites avec AIRES donnent des erreurs systématiques plus importantes, d'environ 10 % pour l'énergie (fer et proton), et la reconstruction du cœur et de θ étant légèrement moins bonne.

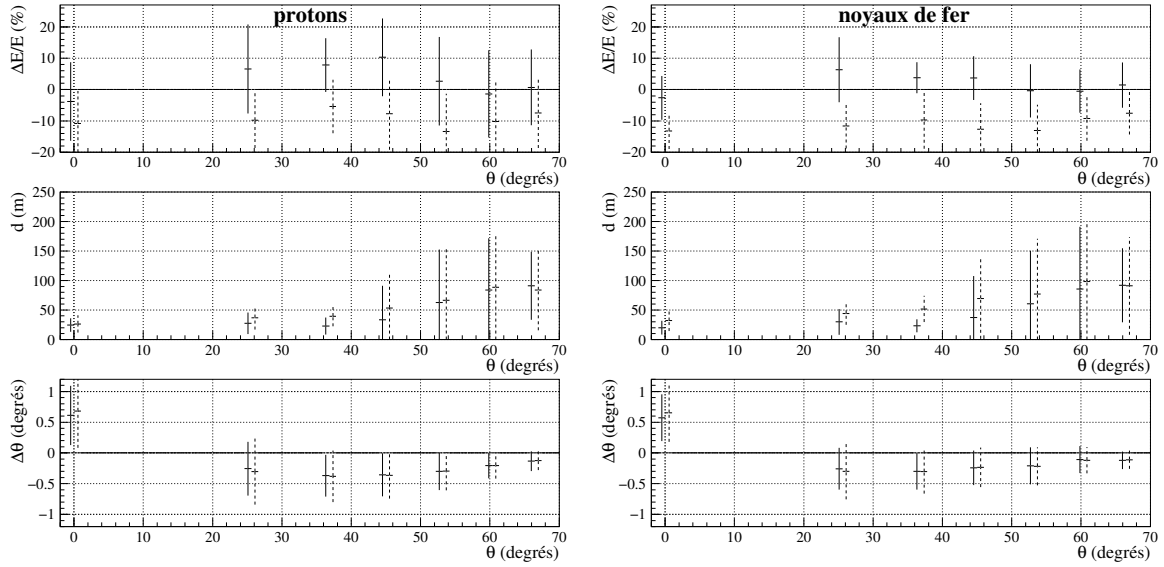


FIG. 4.35 – Idem que pour la figure 4.34, mais uniquement à 10^{20} eV, avec la LDF de CORSIKA (lignes continues) et l'ancienne LDF construite avec AIREES (lignes en tiret) appliquée à des événements simulés par AIREES.

Tous ces résultats montrent bien que les nouvelles paramétrisations sont meilleures que les précédentes, avec moins de biais induit à tous les angles et pour les deux types de primaire. Des biais sont toujours présents⁸, ce qui prouve que la reconstruction n'est pas encore bien maîtrisée, mais certaines sources d'erreurs systématiques sont clairement identifiées, comme les asymétries de signaux, l'utilisation de simulations de gerbes différentes ou l'application d'une LDF construite pour un certain type de primaire à un autre type (cf. fig. 4.36).

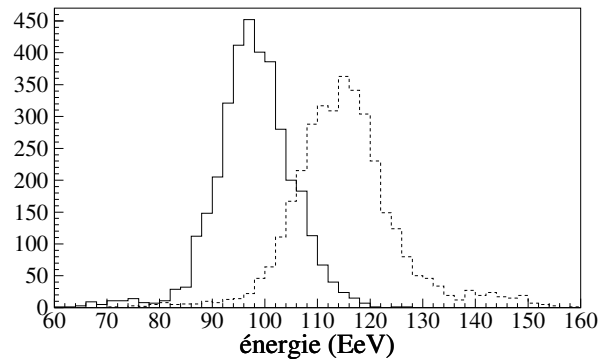


FIG. 4.36 – Énergie reconstruite de gerbes initiées par du fer à 100 EeV (CORSIKA), tous les angles étant cumulés. L'histogramme en continu représente les événements reconstruits avec la LDF produite pour les noyaux de fer, et l'histogramme en tirets ceux reconstruits avec la LDF produite pour les protons. Le deuxième histogramme est décalé d'environ 15 % par rapport à la moyenne attendue, et a également une plus grande dispersion ($\sigma = 10.4$ contre 7.5).

La figure 4.36 montre la nécessité d'identifier le type de primaire pour la reconstruction de

⁸La présence d'erreurs systématiques est un problème rémanent dans la reconstruction des événements détectés par des réseaux de surface, cf.[75].

l'énergie, sous peine d'en obtenir une sous ou une surestimation. Dans une analyse complète, un premier traitement devra être appliqué aux données avec une LDF par défaut, puis une séparation statistique des événements sera effectuée selon le type de primaire avec les critères choisis par l'utilisateur et enfin une reconstruction adaptée sera faite sur chaque lot séparé.

Ces nouvelles LDF (proton et fer) sont introduites la librairie de reconstruction et le choix sur la nature du primaire est proposé dans l'Event Display.

Les résultats obtenus dans cette section sont encourageants et doivent permettre de continuer le travail sur la reconstruction en essayant d'affiner les paramètres selon la gamme angulaire, l'énergie et le type du primaire. C'est un travail de longue haleine, nécessitant plusieurs centaines d'heures de simulations, et certainement autant en analyse pour bien comprendre les phénomènes à l'œuvre dans chaque cas, et identifier les éventuelles erreurs dans la simulation (des gerbes et/ou des événements) ou dans le traitement des données.

4.3.3 Estimation de l'âge de la gerbe

Application aux données

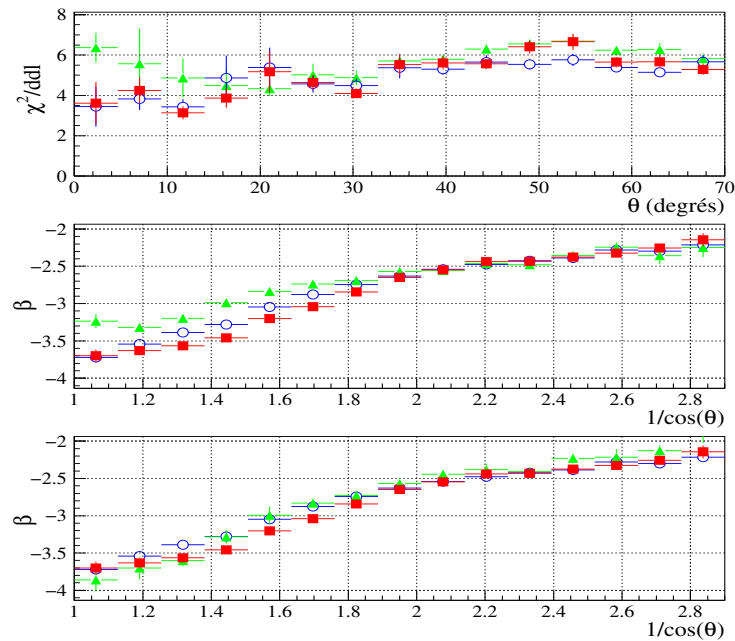


FIG. 4.37 – Reconstruction des événements ayant au moins 5 stations enregistrés depuis début avril jusqu'à fin septembre 2004, avec β imposé (les ronds bleus correspondent à la paramétrisation pour le fer, les carrés rouges à celle pour les protons) et β libre dans l'ajustement (triangles verts). La figure du haut représente le χ^2 par degré de liberté obtenu avec l'ajustement global, dans les trois cas. Les figures du dessous montrent les valeurs moyennes de β en fonction de $1/\cos\theta$: au milieu, pour les énergies inférieures à 5 EeV, β libre est plus petit que les paramétrisations, alors que pour les énergies supérieures à 5 EeV (figure du bas), les pentes sont semblables.

Comme nous l'avons déjà souligné, il est possible que les caractéristiques des données enregistrées par le réseau de surface soient différentes de celles des données produites par

simulation. Ainsi, les énergies reconstruites ne pourront être vérifiées que par la comparaison avec la reconstruction du FD, dont les télescopes de fluorescence mesurent précisément le profil électromagnétique de la gerbe (rappelons que le nombre de particules électromagnétiques d'une gerbe est un meilleur estimateur que le $S1000$, ce dernier dépendant directement des simulations).

Par contre, les pentes (β) des profils latéraux des gerbes réellement détectées par le réseau peuvent être déterminées sans l'aide de modèle (les cœurs et les θ étant connus avec une précision suffisante) et être comparées aux pentes provenant des simulations ; ceci va nous permettre de tester nos paramétrisations. Une dépendance en énergie de β (que nous avons prise nulle dans la section précédente), et la méconnaissance de la nature du primaire sont en grande partie également responsables des différences entre les données et la simulation.

La figure 4.37 a été réalisée en utilisant les paramétrisations pour les protons (carrés rouges) et les noyaux de fer (ronds bleus), et avec β en tant que paramètre libre dans l'ajustement sur les signaux (triangles verts). Les valeurs du χ^2 par degré de liberté montrent que l'utilisation d'un paramètre supplémentaire dans la reconstruction complète ne dégrade pas la qualité de l'ajustement, sauf légèrement aux petits angles et seulement à basse énergie.

Comme nous l'avons déjà dit, l'erreur utilisée dans l'ajustement sur les signaux entraîne des valeurs de χ^2/dll trop grandes, et devra être par la suite mieux adaptée.

L'utilisation d'un β libre montre que les paramétrisations utilisées ne rendent pas bien compte des données à basse énergie ($E < 5$ EeV sur la figure 4.37 du milieu) et jusqu'à 60° . Par contre à plus haute énergie, la figure du bas montre que les pentes correspondent bien, avec cependant une identification peu claire du primaire.

Détermination du X_{max} à partir de la pente

Pour optimiser la reconstruction, il est donc important d'utiliser β en tant que paramètre libre dans l'ajustement. Cela ne dégrade pas la reconstruction et permet de reproduire plus fidèlement les données. Cela apporte de plus un avantage supplémentaire, celui de pouvoir obtenir une estimation du X_{max} , qui donne l'état d'avancement de la gerbe (cf. glossaire et section 2.4.3). La pente est en effet représentative de l'âge de la gerbe : des gerbes jeunes vont présenter des signaux forts près du cœur (grâce à la composante électromagnétique très forte), puis leur intensité décroît rapidement avec la distance (pente très raide), alors que des gerbes âgées vont avoir une pente plus faible à cause de l'extinction de la composante électromagnétique.

Pour montrer cette corrélation, β (jusqu'ici exprimé en fonction de $1/\cos\theta$, cf. figure 4.38 de gauche) est exprimé en fonction de $(875 - X_{max})/\cos\theta$ (à droite) qui correspond à la profondeur atmosphérique parcourue par la gerbe depuis son maximum jusqu'au sol (à Malmargüe, $X_{sol} = 875$ g/cm²). Cette façon de représenter β , qui n'est en fait qu'un décalage horizontal des points, permet cependant de mieux se rendre compte de la dépendance naturelle de la pente avec l'âge de la gerbe : bien que les pentes des gerbes de proton et de fer soient cumulées sur cette figure, la distribution des points reste cohérente et fluide.

Un ajustement polynomial permet alors d'obtenir une paramétrisation de β en fonction de X_{max} : ainsi, après avoir reconstruit les autres paramètres d'une gerbe, nous aurons également accès à une estimation de son âge. Cette valeur sera évidemment moins précise que celle obtenue par les télescopes de fluorescence, mais les événements hybrides nous permettront de vérifier la précision de nos estimations. Les valeurs de X_{max} reconstruites pour des évé-

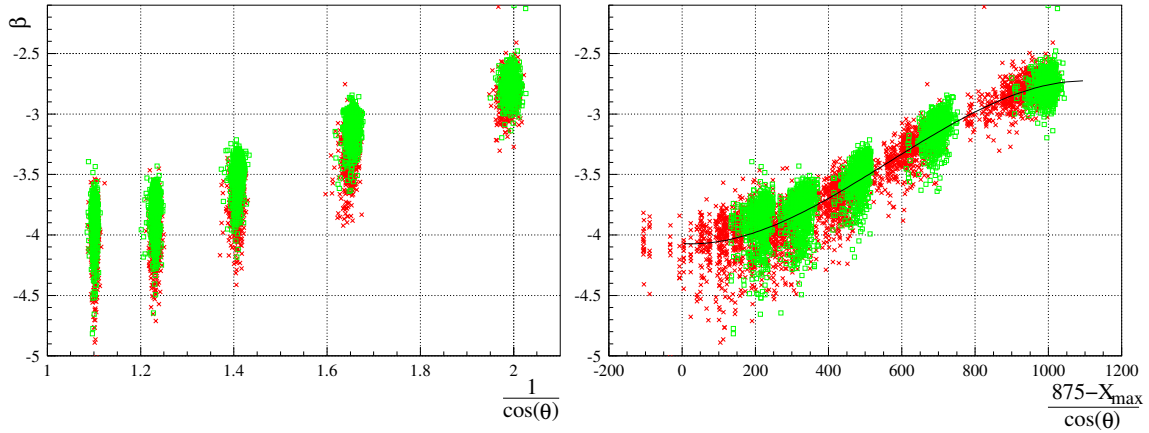


FIG. 4.38 – β en fonction de $1/\cos\theta$ (à gauche) et de $(875 - X_{max})/\cos\theta$ (à droite) : les croix rouges représentent les pentes pour des gerbes de proton, et les carrés verts celles pour des gerbes de fer, toutes à 10^{20} eV. Le décalage cohérent des points d’une courbe à l’autre montre bien la dépendance naturelle de la pente en fonction de l’âge de la gerbe, et un ajustement polynomial a ainsi été effectué pour pouvoir estimer X_{max} à partir de β .

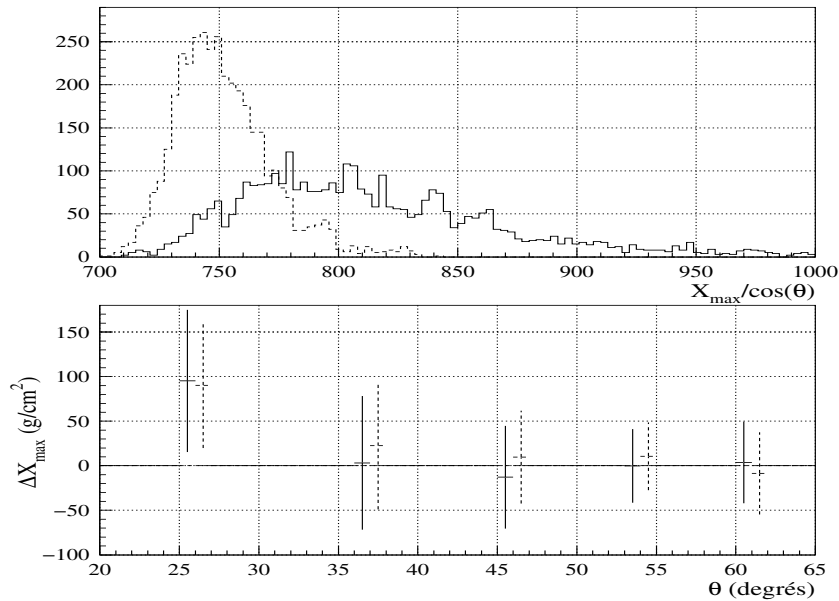


FIG. 4.39 – En haut : distributions du X_{max} vertical pour des gerbes de noyaux de fer (en pointillé) et des gerbes de protons (en continu), à 10^{20} eV. En bas : $\Delta X_{max} = X_{max,sim} - X_{max,rec}$ en fonction de θ : au-delà de 36° , les valeurs reconstruites sont peu biaisées et les dispersions sont inférieures à 50 g/cm^2 . Les fluctuations importantes de la pente à 25° entraîne un biais important ($\sim 90 \text{ g/cm}^2$).

nements simulés avec CORSIKA à 10^{20} eV grâce à cette paramétrisation sont assez bonnes : à partir de 36° , il y a peu de biais pour les gerbes de fer et de proton et les dispersions sont d’environ 50 g/cm^2 (cf. figure 4.39). Par contre, à 25° , les pentes sont beaucoup plus fluctuantes et il en résulte un biais plus important, que l’on s’attachera à réduire en travaillant avec d’autres gerbes simulées à des angles plus petits.

Nous avons travaillé dans un premier temps à 100 EeV, mais le même traitement devra être effectué à plus basse énergie afin d'obtenir une paramétrisation adaptée. Cependant, les fluctuations des pentes, et donc les dispersions augmentent avec l'énergie qui diminue et il n'est pas certain que le nombre de stations dans un événement soit suffisant pour contraindre convenablement la pente à ces énergies ($\lesssim 10^{19.5}$ eV).

Les valeurs de X_{max} obtenues grâce à la méthode développée ici ne sont pour l'instant que purement indicatives, et cette reconstruction devra être appliquée avec précaution aux vraies données. Pour plus de précision, les valeurs qui en ressortiront devront être comparées à celles provenant de reconstructions différentes, comme celle des détecteurs de fluorescence ou pour rester au niveau du SD, en déterminant le X_{max} à partir des temps caractéristiques des signaux.

Détermination du X_{max} à partir des temps de montée et/ou de descente

Nous pouvons en effet estimer l'âge de la gerbe en utilisant d'autres observables provenant du SD, comme les temps de montée et de descente des signaux, directement influencés par l'état d'avancement de la gerbe. Nous définissons ici le temps de montée comme le temps compris entre 10 et 50 % du signal intégré d'une cuve, et de la même façon le temps de descente est le temps entre 50 et 90 % du signal.

La figure 4.40 montre la moyenne des temps de montée en fonction de la distance à l'axe r , pour des événements à 10^{20} eV. Pour les stations se trouvant dans une section angulaire de 30° en aval du cœur r est positif, et pour celles en amont, $r < 0$. Nous voyons que les temps de montée sont en moyenne proportionnels à r jusqu'à ~ 2500 m (au-delà de 2000 m, les fluctuations du front de gerbe entraîne déjà une grande dispersion), et que l'asymétrie des signaux, qui se répercute sur les mesures des temps, entraîne des pentes différentes (des signaux plus forts en amont donnent des temps plus petits). Des résultats identiques sont obtenus pour les temps de descente et/ou pour des énergies et/ou des angles différents.

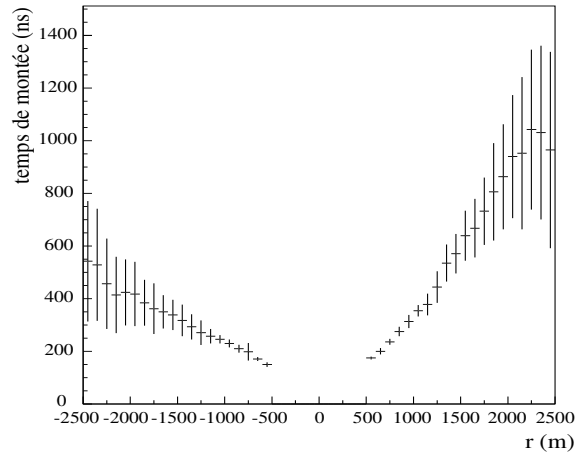


FIG. 4.40 – Temps de montée ($T_{50\%}-T_{10\%}$) en fonction de r pour des événements (ici fer) à 10^{20} eV et à $\theta = 36^\circ$: $r > 0$ correspond aux stations en aval du cœur, et $r < 0$ à celles en amont. Une coupure a été appliquée à 500 m pour supprimer les stations saturées. Les barres d'erreur représentent les dispersions dans chaque cas.

Nous pouvons donc effectuer un ajustement sur les temps de montée ou de descente de chaque événement afin d'obtenir seulement deux paramètres représentatifs :

$$\left. \begin{array}{l} T_{i,50\%}-T_{i,10\%} \\ T_{i,90\%}-T_{i,50\%} \end{array} \right\} = \tau \frac{r_i}{1000 m} (1 + \alpha \cos \psi_i) \quad (4.24)$$

où r_i et ψ_i sont respectivement la distance à l'axe et l'azimut de la station i . α représente ici l'amplitude de l'asymétrie dans les temps de montée et de descente, et τ le coefficient de proportionnalité. Nous allons maintenant déterminer X_{max} grâce à τ , en suivant le même protocole que pour la pente de la LDF.

Les valeurs moyennes de τ , ajustées à partir des événements enregistrés de septembre 2003 à juin 2004 (avec $E > 8$ EeV), sont tracées en fonction de $1/\cos\theta$ sur la figure 4.41 de gauche. Elles correspondent bien aux valeurs simulées à $10^{19-19.5}$ eV, pour des gerbes initiées par des noyaux de fer et des protons, à $\theta = 36, 45$ et 53° , gamme angulaire où les temps de montée/descente présentent le moins de fluctuations. La figure de droite montre ensuite que la dépendance entre τ (simulé) et X_{max} est parabolique, et ce quelle que soit l'énergie.

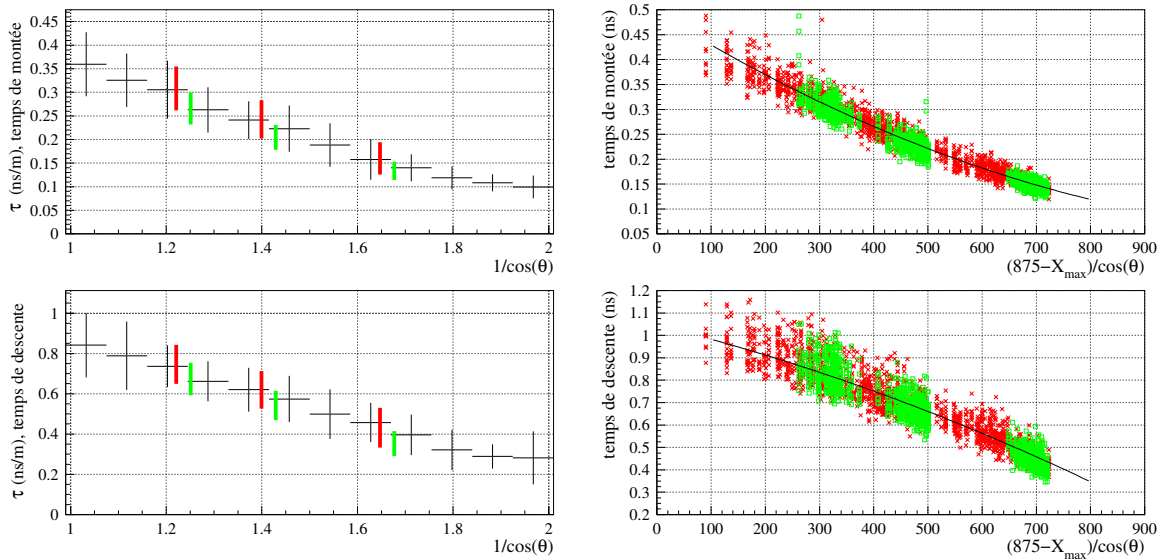


FIG. 4.41 – A gauche : moyennes et dispersions de τ pour les temps de montée (en haut) et de descente (en bas) en fonction de $1/\cos\theta$: les lignes fines représentent les dispersions des valeurs de τ provenant des événements de septembre 2003 à juin 2004, sélectionnés en énergie ($E > 8$ EeV); les lignes épaisses rouges (décalées vers la gauche) correspondent à des gerbes de protons simulés à 10^{19} et $10^{19.5}$ eV, et les vertes (décalées vers la droite) à des gerbes de fer. – A droite : τ en fonction de $(875 - X_{max})/\cos\theta$, avec la même légende que la figure 4.38 de droite.

Nous pouvons alors estimer X_{max} pour chaque événement, connaissant le temps de montée et/ou de descente à $r = 1000$ m. La figure 4.42 montre la comparaison des valeurs reconstruites avec celles simulées : la reconstruction est meilleure avec les temps de montée, conformément à la dispersion des points sur la figure 4.41, avec des σ inférieurs à 50 g/cm², et allant jusqu'à ~ 20 g/cm² à 53° .

Les résultats du temps de montée à 1000 m sont également meilleurs que ceux obtenus avec la pente de la LDF, mais ces tendances peuvent changer selon les simulations utilisées

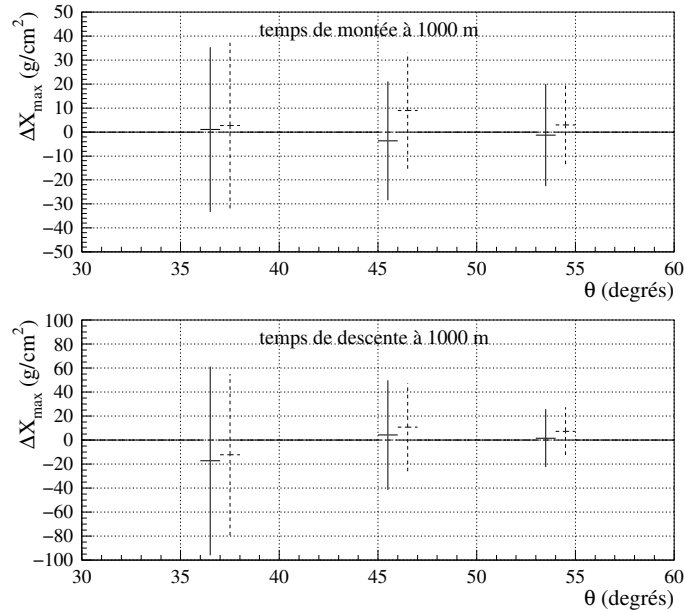


FIG. 4.42 – $\Delta X_{max} = X_{max, sim} - X_{max, rec}$ en fonction de θ , $X_{max, rec}$ étant reconstruit avec $\tau_{montée}$ en haut, et $\tau_{descente}$ en bas. Les lignes en continu représentent les gerbes de proton, celles en tiret les gerbes de fer.

(ici AIRES) qui peuvent faire varier la pente, les valeurs de X_{max} et les temps caractéristiques.

Nous avons finalement déterminé à partir des données cumulées du mois de novembre 2003 à octobre 2004, les valeurs de X_{max} avec la pente de la LDF, les temps de montée et les temps de descente. A cause du manque de statistiques à très haute énergie, nous avons sélectionné tous les événements ayant des énergies supérieures à 10 EeV (260 événements avec $\theta < 60^\circ$). Les paramétrisations ayant été construites à 10^{20} eV, les graphes de la figure 4.43 ne sont donnés qu'à titre indicatifs, mais ils montrent que les valeurs de X_{max} calculées selon chacune des trois méthodes sont effectivement corrélées entre elles (avec une dispersion plus petite avec les temps de montée et de descente).

En étendant la gamme angulaire et la gamme en énergie, nous disposerons ainsi à terme d'un moyen efficace de déterminer le X_{max} , en combinant (avec des poids adaptés) les valeurs obtenues avec la pente de la LDF et les temps de montée et de descente. Les événements hybrides nous permettront bientôt de comparer nos résultats à ceux provenant du détecteur de fluorescence, beaucoup plus précis sur la mesure de l'âge.

Nous avons vu dans ce chapitre que la reconstruction des caractéristiques d'une gerbe atmosphérique n'est pas simple : il faut tout d'abord calibrer de la façon la plus juste les instruments de mesure, puis traiter ces données afin de déterminer entre autres la direction de la gerbe et son énergie. Les techniques de reconstruction doivent être contrôlées afin de réduire au mieux les erreurs systématiques à chaque étape, et d'obtenir les dispersions les plus petites possible. En effet, même la détermination géométrique des angles n'est pas encore complètement satisfaisante, notamment à cause de l'estimation des erreurs de mesures : les simulations et la méthode d'ajustement peuvent donner des résultats différents et induire des biais. Cependant, nous avons déjà une précision de 0.5 à 1 °, ce qui est suffisant pour les

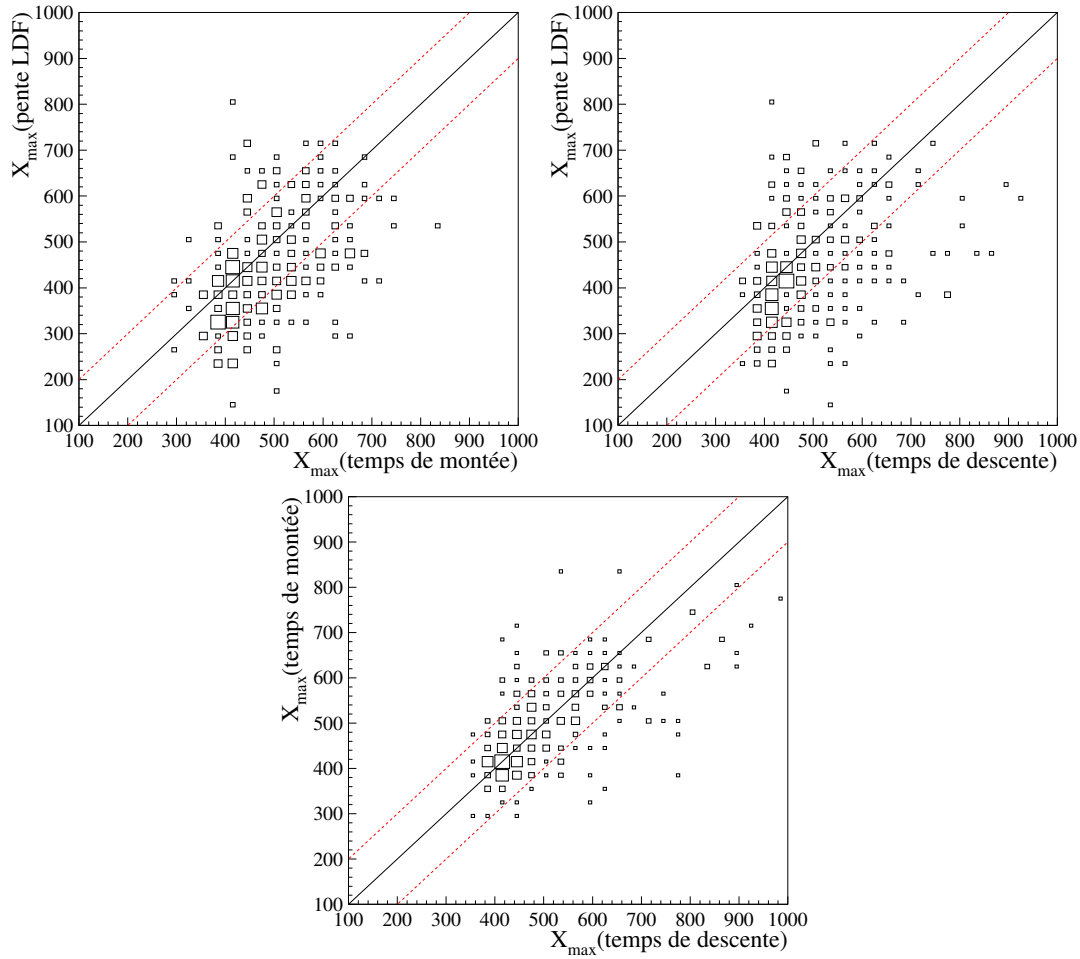


FIG. 4.43 – Corrélations entre les valeurs de X_{max} (g/cm^2) calculés à partir de la pente de la LDF, du temps de montée et de descente (à 1000 m). La taille des carrés est proportionnelle à leur contenu. Les droites de pente 1 sont représentées, avec en pointillé les lignes à $\pm 100 \text{ g}/\text{cm}^2$.

études d’anisotropies et la recherche de “clusters” d’événements.

Par contre, pour l’énergie, tant que les simulations seront en désaccord, et tant qu’une inter-calibration avec les détecteurs de fluorescence ne sera pas effectuée de manière précise et complète, nous resterons dépendant du modèle utilisé. La méthode de reconstruction de l’énergie est cependant éprouvée et nous sommes en mesure d’appliquer rapidement ces techniques à de nouvelles simulations qui seraient plus proches de la réalité. Ainsi, grâce aux LDF construites ici avec CORSIKA, nous sommes en mesure de donner l’histogramme en énergie de l’année de données écoulée (novembre 2003 - octobre 2004). Nous n’avons sélectionné sur la figure 4.44 que les événements les plus énergétiques. Cet histogramme a été fait avec la LDF construite avec des gerbes initiées par des protons; en utilisant celle construite à partir du fer, nous aurions obtenu des énergies plus petites d’environ 15 %. Malgré tout, quelques candidats semblent se trouver au-delà de la fatidique coupure GZK.

Le tableau 4.3 reprend les principales caractéristiques de ces événements (avec $E \geq 60 \text{ EeV}$) : identifiant, angles d’arrivée, énergie estimée et X_{max} , calculé selon chacune des trois méthodes décrites dans cette section. Les paramétrisations faites grâce aux gerbes simulées

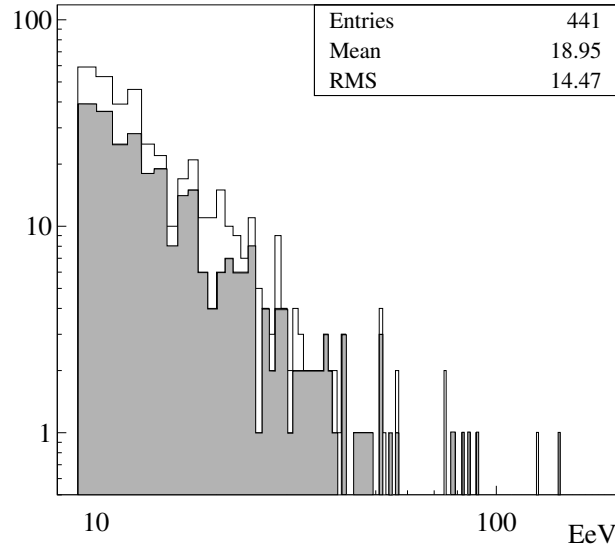


FIG. 4.44 – Histogramme en énergie (log-log) des données enregistrées par le réseau entre novembre 2003 et octobre 2004, avec $E > 9$ EeV et $\theta < 70^\circ$. La partie grisée correspond aux événements inférieurs à 60° .

Id	θ (degrees)	φ (degrees)	LDF Proton		LDF Fer		X_{max}	
			E (EeV)	$X_{max,1}$ (g/cm ²)	E (EeV)	$X_{max,1}$ (g/cm ²)	,2	,3
617830	34.1	140.9	89	732	78	741	623	540
634746	51.4	-13.9	77	594	68	588	447	400
678512	64.3	72.3	75	442	60	444	423	467
762238	47.7	18.7	85	499	76	496	486	478
787469	59.6	-23.1	144	495	119	486	436	438
885908	66.6	8.1	127	444	101	446	436	488
944695	63.5	-67.9	75	416	61	418	444	455
959347	58.3	-93.9	82	424	72	421	419	458
1018639	26.7	-104.7	78	22283	64	24467	758	786
1067538	62.4	87.5	65	487	51	473	441	435

TAB. 4.3 – Événements enregistrés par le réseau de surface d'Auger et reconstruits selon les méthodes décrites dans ce chapitre. X_{max} est déterminé grâce à la pente de la LDF (méthode 1), aux temps de montée des signaux (2) et aux temps de descente (3).

de protons et de noyaux de fer ont été utilisées pour reconstruire ces événements. Ce tableau montre les limites de la détermination du X_{max} par la pente de la LDF, lorsque θ est trop petit. Rappelons que pour l'instant notre gamme angulaire optimale pour la reconstruction de l'âge de la gerbe est située entre 25 et 55° . Les techniques existent, mais elles doivent être étendues et éventuellement améliorées.

Ces résultats ne nous permettent pas pour l'instant de confirmer ou d'infirmer la présence de la coupure : le manque de statistiques se fait encore cruellement sentir, mais cela n'est plus qu'une question de temps.

Conclusion

Avec une superficie terrestre de plus de 500 millions de km² et d'après les flux attendus (sans coupure GZK), nous avons potentiellement quelques millions de cosmiques d'énergie extrême ($\geq 10^{20}$ eV) à notre disposition par an. Comme il est impossible de couvrir la totalité de la surface de la Terre avec des détecteurs, nous ne serons pas capables d'en voir plus de quelques dizaines annuellement, et seulement lorsque le premier site d'Auger sera complété. L'avènement du site Nord, et plus tard d'EUSO permettra d'augmenter sensiblement ces statistiques. L'Observatoire Pierre Auger commence néanmoins à remplir la mission pour laquelle il a été conçu : quelques événements à ultra haute énergie ont déjà été enregistrés, mais ils sont pour l'instant encore trop peu nombreux pour pouvoir conclure quoi que ce soit. Cependant, le détecteur est en pleine production, et avec le réseau grandissant chaque jour (500 stations dépassées à la fin du mois d'octobre, 800 prévues au début de 2005, 2 télescopes de fluorescence complets et les deux autres en construction), nous serons bientôt capable de fournir des résultats probants. Des études à plus basse énergie sont actuellement en cours, et des résultats sur les anisotropies de la sphère céleste et un spectre en énergie prenant en compte l'acceptance du réseau de surface devraient être présentés au prochain ICRC (qui aura lieu au mois d'août 2005 en Inde).

En attendant, il faut tenter de rendre les différentes simulations cohérentes entre elles, et faire qu'elles soient le plus proche possible de la réalité. Le test le plus efficace sera de vérifier par inter-calibrage entre les deux types de détecteurs que les reconstructions sont effectivement compatibles. Connaissant les techniques pour réduire les erreurs systématiques et utilisant des reconstructions éprouvées, il sera alors possible avec des simulations plus précises et plus justes de rendre compte de ce qui se passe réellement : avec nos moyens actuels, nous avons en effet montré que nous étions capables d'identifier les sources des biais, et de proposer des paramétrisations et/ou des corrections qui fonctionnent déjà.

Nous avons également pu faire une première estimation de nos erreurs : d'après les dispersions des simulations, les erreurs sont de moins de 0.5 ° sur les angles, et d'environ 10 % sur les énergies. A ces erreurs provenant des modèles utilisés viennent s'ajouter celles provenant des ajustements, qui sont typiquement inférieures à 5 %. Il faut également tenir compte du calibrage des détecteurs. Pour pouvoir fournir la précision finale à laquelle on peut s'attendre, il est nécessaire d'estimer les erreurs à tous les niveaux ; ce travail qui est loin d'être simple est actuellement en cours afin de donner un certain poids aux prochains résultats qu'Auger va fournir.

Nous pouvons enfin imaginer pour le futur aux améliorations techniques qui simplifieront l'analyse des données : un circuit intégrateur pourrait mesurer la charge totale lors du déclenchement d'une station (utile pour le calibrage du signal intégré et pour les signaux saturés), des détecteurs supplémentaires pourraient être ajoutés au sol pour pouvoir sépa-

rer les contributions électromagnétique et muonique des gerbes (ce qui s'avérerait beaucoup plus coûteux, d'où l'intérêt de partager une surface commune avec le projet Telescope Array et ses scintillateurs), la fréquence des FADC pourrait être augmentée afin d'obtenir des signaux échantillonnés à 10 ns, qui seraient alors certainement plus riches en informations . . . Le savoir-faire acquis par la collaboration sur Auger Sud, autant technique que théorique, va naturellement rejaillir sur la construction du site Nord, qui devrait voir le jour avec de nouveaux moyens à disposition.

L'Observatoire, qui entre à peine dans sa phase de construction finale (à ce jour, plus d'un an est encore nécessaire pour terminer le réseau), n'a aujourd'hui fourni que quelques candidats ultra énergétiques potentiels. Il est encore beaucoup trop tôt pour essayer d'apporter des réponses à nos questions. Mais maintenant, il nous suffit d'attendre patiemment que les résultats nous tombent littéralement du ciel.

Annexe A

Calcul de la couverture d'Auger

Pour déterminer analytiquement la couverture du détecteur Auger, il faut exprimer les coordonnées du vecteur \vec{u} (sa direction correspond à l'axe d'une gerbe tombant sur l'Observatoire, et il pointe vers la source du primaire, cf. figure A.1) en fonction de la latitude du site et des coordonnées équatoriales δ (déclinaison) et α (ascension droite) de l'événement.

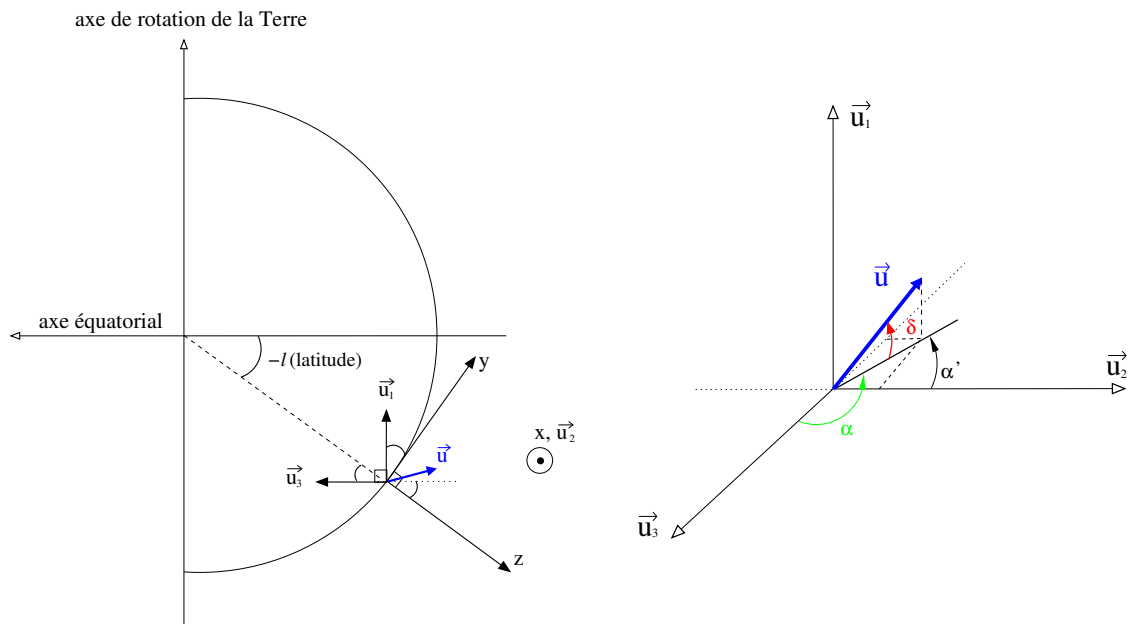


FIG. A.1 – Représentation du vecteur d'arrivée de la gerbe \vec{u} sur le site d'Auger Sud, dans le repère cartésien local (à gauche) et en coordonnées équatoriales (à droite).

Plaçons nous à la latitude $-l$ du site Auger Sud. Dans le repère cartésien local (x, y, z) , l'axe x est perpendiculaire au plan de la feuille. Sachant que $\cos(-l) = \cos l$ et $\sin(-l) = -\sin l$, d'après les schémas de la figure A.1, on obtient :

$$\begin{aligned}\vec{u}_1 &= \begin{pmatrix} 0 \\ \cos l \\ \sin l \end{pmatrix} && \text{(vecteur représentant l'axe de rotation terrestre),} \\ \vec{u}_2 &= \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} && \text{(vecteur représentant l'axe est - ouest),} \\ \vec{u}_3 &= \begin{pmatrix} 0 \\ \sin l \\ -\cos l \end{pmatrix} && \text{(vecteur représentant l'axe équatorial).}\end{aligned}$$

L'angle entre \vec{u} et \vec{u}_1 équivaut à $\pi/2 - \delta$; donc, selon le schéma de droite de la figure A.1 :

$$\begin{aligned}\vec{u} \cdot \vec{u}_1 &= \cos(\pi/2 - \delta) = \sin \delta, \\ \vec{u} \cdot \vec{u}_2 &= \cos \delta \cos \alpha' = \cos \delta \cos(\alpha - \pi/2) = \cos \delta \sin \alpha, \\ \vec{u} \cdot \vec{u}_3 &= \cos \delta(-\sin \alpha') = \cos \delta(-\sin(\alpha - \pi/2)) = \cos \delta \cos \alpha.\end{aligned}$$

En posant que $\vec{u} = a\vec{u}_x + b\vec{u}_y + c\vec{u}_z$ dans le repère local cartésien, on obtient par identification :

$$\vec{u} = \begin{pmatrix} a = \cos \delta \sin \alpha \\ b = \sin \delta \cos l + \cos \delta \cos \alpha \sin l \\ c = \sin \delta \sin l - \cos \delta \cos \alpha \cos l \end{pmatrix}$$

Enfin, la figure A.1 montre que $\vec{u} \cdot \vec{u}_z = \cos \theta$ (où θ représente l'angle zénithal), donc :

$$\cos \theta = \sin \delta \cos l - \cos \delta \cos \alpha \cos l. \quad (\text{A.1})$$

La façon dont les rayons cosmiques détectés sont distribués dans le ciel dépend des vraies anisotropies célestes et de l'exposition relative de l'observatoire, ω . L'exposition relative peut être calculée pour un détecteur situé en un point particulier en opération continue. Cela signifie qu'il n'y a pas de variation d'exposition en temps sidéral, et donc l'exposition est constante en ascension droite.

Avant de poursuivre, donnons quelques définitions utiles pour la suite du travail (l'énergie n'est ici pas prise compte), avec *Neuts* le nombre d'événements :

taux d'événements : nombre d'événements par seconde (*Neuts/s*); c'est l'équivalent du flux \times acceptance;

acceptance : surface de détection offerte aux rayons cosmiques provenant d'une certaine portion du ciel ($m^2 Sr$);

couverture : nombre d'événements attendus par portion de ciel (*Neuts/Sr*);

flux : souvent noté Φ , c'est l'équivalent de la couverture par unité de surface et par unité de temps (*Neuts/m²/Sr/s*).

L'acceptance d'Auger peut alors être donnée ainsi :

$$\int F(\cos \theta) A \cos \theta d\Omega = 2\pi \int_0^1 F(\cos \theta) \sin \theta \cos \theta A d(\theta) \quad (\text{A.2})$$

θ est l'angle zénithal de la gerbe dans le repère local d'Auger, Ω l'angle solide (avec $d\Omega = \sin \theta d\theta d\varphi = 2\pi \sin \theta d\theta$) et A l'aire de détection. La fonction $F(\cos \theta)$ représente ainsi l'efficacité de détection et dépend de θ .

D'après les définitions ci-dessus, la couverture relative ($Nevts/Sr/m^2$) devient alors $\int F(\cos \theta) \cos \theta d\alpha$.

Généralement, toutes les valeurs de θ ne sont pas acceptées et une coupure est appliquée. Cette coupure en θ est caractérisée par la fonction de transfert $F(\cos \theta)$ et la couverture relative en fonction de δ est alors obtenue en intégrant sur toutes les valeurs possibles d' α (ce qui correspond à une révolution terrestre complète) :

$$couverture(\delta) = \int_0^{2\pi} F(\cos \theta) \cos \theta d\alpha = \int_0^{2\pi} F(\sin \delta \sin l - \cos \delta \cos \alpha \cos l) \cos \theta d\alpha. \quad (\text{A.3})$$

d'après l'équation A.1. La couverture est alors déterminée semi-analytiquement en calculant l'intégrale définie par l'équation A.3 pour chaque valeur de δ comprise entre $-\pi/2$ et $\pi/2$, la forme de la fonction F déterminant la coupure sur θ .

Pour calculer analytiquement cette couverture, il faut considérer que le détecteur est complètement efficace en détection pour des angles $\theta \leq \theta_{max}$, et $F(\cos \theta)$ devient alors une fonction de Heaviside (nous ne prenons pas en compte pour l'instant le $\cos \theta$ provenant de la projection de l'aire dans le plan perpendiculaire à la direction d'arrivée de la gerbe) :

$$couverture(\delta) = \int_0^{2\pi} H(\cos \theta_{max} - \cos \theta) d\alpha. \quad (\text{A.4})$$

Avec $0^\circ \leq \theta \leq \theta_{max} < 90^\circ$:

$$\cos \theta = \sin \delta \sin l - \cos \alpha \cos \delta \cos l \geq \cos \theta_{max}.$$

Or, δ et l sont compris entre $[-\pi/2, \pi/2]$, donc $\cos \delta \cos l \geq 0$; avec $\cos \alpha = \frac{\sin \delta \sin l - \cos \theta}{\cos \delta \cos l}$:

$$\frac{\sin \delta \sin l - \cos \theta_{max}}{\cos \delta \cos l} = \cos \alpha_m \geq \cos \alpha$$

On obtient alors :

$$\begin{aligned} couverture(\delta) &= \int_0^{2\pi} H(\cos \alpha - \cos \alpha_m) d\alpha = \int_{\alpha_m}^{-\alpha_m} d\alpha = 2 \int_{\alpha_m}^{\pi} d\alpha \\ &= 2 [\pi - \alpha_m] = 2 \left[\pi - \arccos \left(\frac{\sin \delta \sin l - \cos \theta_{max}}{\cos \delta \cos l} \right) \right] \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

En ajoutant maintenant le $\cos \theta$ manquant à la formule A.4 (cf. figure A.2 pour la comparaison) :

$$\begin{aligned} couverture(\delta) &= \int_0^{2\pi} H(\cos \theta_{max} - \cos \theta) \cos \theta d\alpha = 2 \int_{\alpha_m}^{\pi} (\sin \delta \sin l - \cos \delta \cos \alpha \cos l) d\alpha \\ &= 2 [(\pi - \alpha_m) \sin \delta \sin l + \sin \alpha_m \cos \delta \cos l] \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

La couverture calculée analytiquement ou semi-analytiquement doit être multipliée par $\cos \delta$ pour rendre la vraie couverture d'Auger. En effet, en posant qu'Auger ne "voit" pas en déclinaison en dehors de l'intervalle $[l - \pi/2, l + \pi/2]$ (l étant la latitude du site), il faut reprojeter les directions d'arrivées sur l'axe équatorial pour pouvoir intégrer proprement sur α . Il faut se placer du point de vue des particules incidentes : pour un cosmique qui arrive

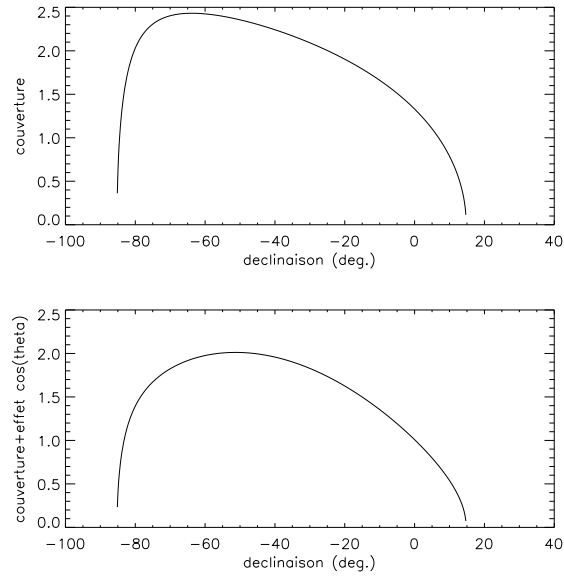


FIG. A.2 – Calcul analytique de la couverture en fonction de la déclinaison, sans (en haut) et avec projection dans le plan de gerbe (en bas).

sur Terre, le réseau a une aire $= A \cos \theta$, et pour pouvoir intégrer sur les ascensions droites, il faut d'abord projeter ce qui arrive sur le plan équatorial, d'où la multiplication par $\cos \delta$ (distribution naturelle des cosmiques). Une tentative d'explication schématisée est donnée par la figure A.3. Le périmètre d'intégration pour une déclinaison donnée est alors égal à $d\alpha H_A \cos \delta$, H_A représentant l'horizon vu par Auger. L'intégration sur les ascensions droites sera donc effectivement faite avec $d\alpha \cos \delta$.

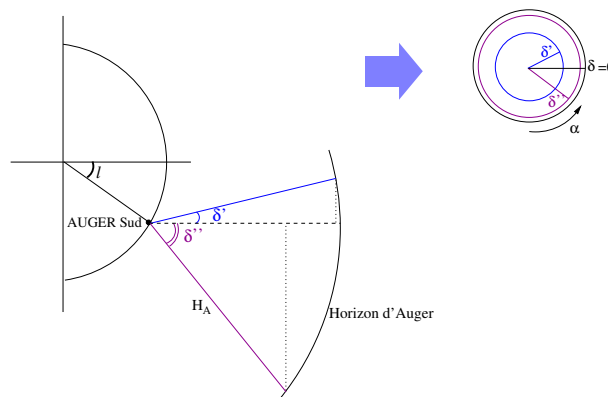


FIG. A.3 – Schéma explicatif du facteur de projection équatorial $\cos \delta$: différents périmètres de “vue” sont obtenus selon la déclinaison.

La figure A.4 montre que des résultats identiques sont obtenus en calculant la couverture semi-analytiquement, et en traçant l'histogramme normalisé des déclinaisons calculées à partir de valeurs θ générées suivant une loi en $\sin \theta \cos \theta$ (d'après la formule de l'acceptance et en supposant toujours que $F(\theta)$ est une fonction de Heaviside).

De plus, les données enregistrées par le réseau montrent bien d'une part que la distribution

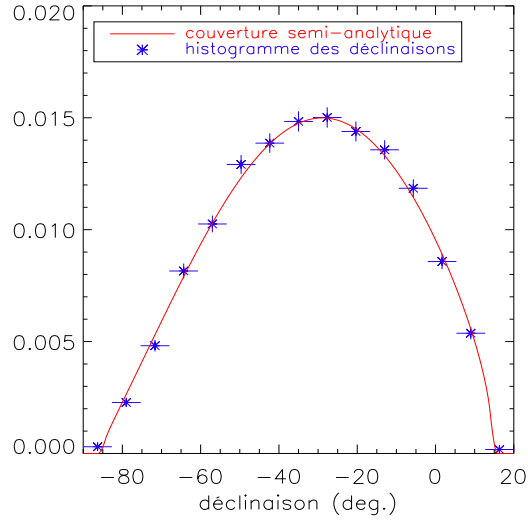


FIG. A.4 – Comparaison d’événements simulés avec une distribution d’arrivée (en θ) de la forme $\sin \theta \cos \theta$, et de la couverture d’Auger, calculée semi-analytiquement.

en θ est bien représentée par une loi en $\sin \theta \cos \theta$ (sachant que toutes les énergies ont été cumulées, et que c’est donc un comportement moyen), et d’autre part que l’histogramme des déclinaisons est également bien ajusté par la couverture semi-analytique (cf. figure A.5). Ces résultats montrent que nos calculs sont pour l’instant justifiés. Rappelons cependant que l’efficacité de détection d’Auger n’est totale qu’à partir de $\sim 10^{19}$ eV, et que la forme de la fonction F ne se rapproche d’une Heaviside que pour ces énergies. La structure de $F(\theta, E)$ est en réalité plus complexe que ce qu’il peut paraître ici.

Sachant comment calculer la couverture, une représentation en coordonnées galactiques peut en être faite en utilisant des outils développés par la communauté CMB, avec le logiciel IDL. Une description plus précise de la façon de concevoir des cartes comme celle donnée par la figure A.6 est faite dans [140].

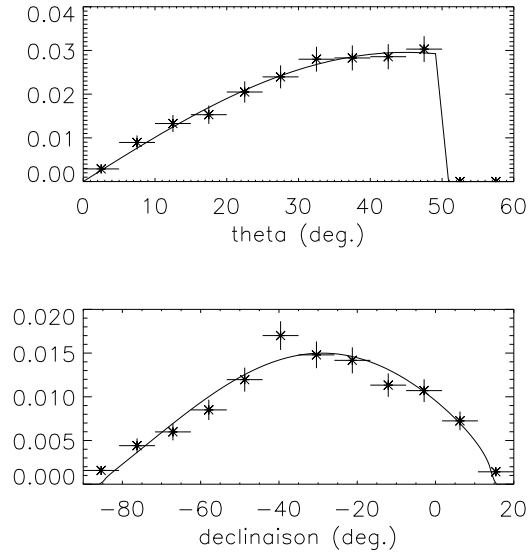


FIG. A.5 – Vraies données d’octobre 2003 à janvier 2004, les énergies sont supérieures à 2 EeV. Figure du haut : distribution en θ , bien reproduite par une loi $\sin \theta \cos \theta$; figure du bas : distribution en δ (couverture), bien reproduite par la couverture calculée analytiquement.

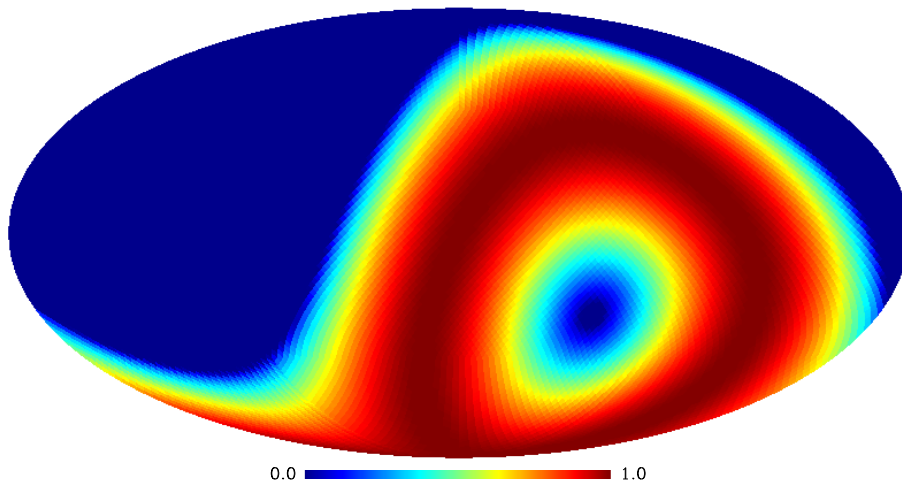


FIG. A.6 – Couverture d’Auger Sud pour $\theta < 50^\circ$, en coordonnées galactiques. Cette carte a été normalisée à 1. L’échelle de couleur représente l’intensité de la couverture, 1 correspondant à une couverture totale et 0 aux régions du ciel non accessibles à Auger à cause de sa latitude et de la coupure angulaire.

Annexe B

Détermination des décalages en temps des stations de l'EA : GAP Note 2003-066

An improved method to compute the GPS offsets in the Engineering Array

Pierre BILLOIR - Pierre DA SILVA - Antoine LETESSIER-SELVON
L.P.N.H.E. - Paris VI-VII

GAP Note 2003-066

Introduction

A method was proposed in [B1] to estimate the offsets of the GPS clocks of the Engineering Array. The use of these offsets lead to a narrower time residuals distribution as well as smaller estimation errors. However, when iterating the procedure, some offsets diverged and their absolute values exceeded largely the expected ones (a few tens of ns), sometimes leading to bad reconstructed angles.

In this paper, we want to explain this divergence and to propose a formalism to stabilize the results, without iterations.

We applied this new method to an enlarged sample of events selected as in [B1], from May 2002 to the beginning of July 2003. This roughly gives 5600 events, out of which 4200 contain at least 4 stations (3000 in [B1]) when considering the doublet Carmen-Miranda as a unique station.

1 Description of the method

1.1 Mathematical development

In the plane approximation of the shower front, the predicted arrival time of the first particles in a station is given by :

$$t_i = T_0 - (u(x_i - x_{core}) + v(y_i - y_{core}))/c, \quad (\text{B.1})$$

where T_0 is the shower arrival time at ground, u , v are the direction cosines and x_i , y_i the coordinates of the station i . The core position (x_{core}, y_{core}) is not crucial for the estimation of u and v ; and is taken as the barycenter of the stations weighted by the square root of the signals.

In a classical reconstruction, a minimization on the χ^2 is performed to extract the values of T_0 , u and v . With $dx_i = (x_i - x_{core})/c$ and $dy_i = (y_i - y_{core})/c$, the χ^2 formula becomes :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \frac{(\Delta t_i)^2}{\sigma_i^2} = \sum_{i=1}^n \frac{(t_{i,meas} - T_0 + udx_i + vdy_i)^2}{\sigma_i^2}. \quad (\text{B.2})$$

where Δt_i is the difference between the predicted arrival time t_i and the measured one $t_{i,meas}$ ($t_{i,meas}$ is the realisation in tank i of the estimator T_s described in [B1]). The variance σ_i^2 of T_s , is taken as independent of the core distance in this study. The above χ^2 is for one particular event.

The measurement errors on the time $t_{i,meas}$ can be split into two parts, one with zero mean and a systematic component, δt_i the GPS offset of tank i :

$$t_{i,meas} = t_{i,real} + e_i + \delta t_i = t_{i,e} + \delta t_i. \quad (\text{B.3})$$

Using this notation the previous equation becomes :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \frac{(t_{i,e} + \delta t_i - T_0 + u dx_i + v dy_i)^2}{\sigma_i^2}, \quad (\text{B.4})$$

and the minimization gives :

$$\begin{pmatrix} n & -\sum dx_i & -\sum dy_i \\ -\sum dx_i & \sum dx_i^2 & \sum dx_i dy_i \\ -\sum dy_i & \sum dx_i dy_i & \sum dy_i^2 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} T_0 \\ u \\ v \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sum (t_{i,e} + \delta t_i) \\ -\sum (t_{i,e} + \delta t_i) dx_i \\ -\sum (t_{i,e} + \delta t_i) dy_i \end{pmatrix}. \quad (\text{B.5})$$

Inverting the left member (be L this symmetric matrix), we obtain :

$$\begin{pmatrix} T_0 \\ u \\ v \end{pmatrix} = L^{-1} \times \begin{pmatrix} \sum t_{i,e} + \sum \delta t_i \\ -\sum t_{i,e} dx_i - \sum \delta t_i dx_i \\ -\sum t_{i,e} dy_i - \sum \delta t_i dy_i \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sum \delta t_i \alpha_i + T'_0 \\ \sum \delta t_i \beta_i + u' \\ \sum \delta t_i \gamma_i + v' \end{pmatrix}, \quad (\text{B.6})$$

where T'_0 , u' and v' are the values obtained if the offsets were all null. α_i , β_i and γ_i are coefficients coming from the matrix multiplication.

We now build a global χ^2 for all the selected events :

$$\begin{aligned} \chi_{global}^2 &= \sum_{\substack{\text{all} \\ \text{events}}} \chi^2 \\ &= \sum_{i=1}^N \sum_{\substack{\text{events with} \\ \text{station } i}} [t_{i,e} + \delta t_i - (\delta t_i \alpha_i + T'_0) + (\delta t_i \beta_i + u') dx_i + (\delta t_i \gamma_i + v') dy_i]^2, \end{aligned} \quad (\text{B.7})$$

where N is the total number of stations in the array. The two sums have been reversed, and T_0 , u and v have been replaced by their expressions from (B.6).

We can now minimize χ_{global}^2 with respect to each station offset δt_i leading to the following system :

$$\frac{\partial \chi_{global}^2}{\partial \delta t_i} = 0 \Rightarrow \mathbf{F} \times \begin{pmatrix} \delta t_1 \\ \vdots \\ \delta t_i \\ \vdots \\ \delta t_n \end{pmatrix} = \mathbf{T} \quad (\text{B.8})$$

with :

$$\begin{aligned} \Omega_i &= 1 - \alpha_i + \beta_i dx_i + \gamma_i dy_i, \\ F_{i,i} &= \sum_{\substack{\text{events with} \\ \text{station } i}} \Omega_i^2, \\ F_{i,j \neq i} &= \sum_{\substack{\text{events with} \\ \text{station } i}} \Omega_i (\beta_j dx_i + \gamma_j dy_i - \alpha_j), \\ -T_i &= \sum_{\substack{\text{events with} \\ \text{station } i}} \Omega_i (t_{i,e} - T'_0 + u' dx_i + v' dy_i). \end{aligned}$$

Resolving the system (B.8) gives the expected table of offsets. We did not fit the curvature because this would lead to a much more complicated system but we introduced a curvature correction (see section 1.3 for discussion).

1.2 The degeneracy problem

The system of equations defining the offsets has three degrees of freedom. First, of course we can add an arbitrary constant to all δt_i without changing the residual of the plane fit. Then, we also can add to δt_i a combination $Ax_i + By_i$ and replace (u, v) by $(u - cA, v - cB)$ without changing the expression (B.4) of the χ^2 . So, without external constraints, either on the δt_i or on the (u, v) repartition, it is impossible to find a unique solution.

As an example, figure B.1 is one solution found by MAPLE, which is obviously not satisfactory : a plane is drawn without any particular orientation, and with an arbitrary height.

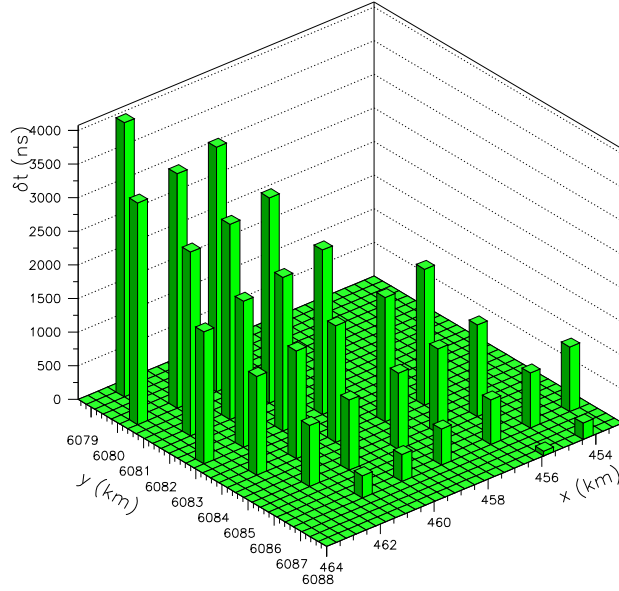


FIG. B.1 – Offsets versus stations coordinates, obtained without “flating” terms. Stations 36, 67 and 64 have been removed for more clarity. A positive offset has been added to all values in this plot, and in all the other plots of this kind.

A way to improve the situation is to impose three conditions to make this plane as horizontal as possible :

- $\sum \delta t_i = 0$ (to set a reference to the offsets) ;
- $\sum x_i \delta t_i = 0$ (x -component of the offsets plane perpendicular to δt -axis) ;
- $\sum y_i \delta t_i = 0$ (y -component of the offsets plane perpendicular to δt -axis).

To implement these conditions, we add three extra terms to χ_{global}^2 :

$$\chi_{global}^2 = \chi_{global}^2 + w_0 \left(\sum_{i=1}^n \delta t_i \right)^2 + w_1 \left(\sum_{i=1}^n \delta t_i x_i \right)^2 + w_2 \left(\sum_{i=1}^n \delta t_i y_i \right)^2 \quad (\text{B.9})$$

The minimization with these new terms only changes the matrix \mathbf{F} :

$$F'_{i,j} = F_{i,j} + w_0 + w_1 x_i x_j + w_2 y_i y_j$$

The weights w_0 , w_1 and w_2 are adjusted empirically to give the same order of magnitude to the different terms. Section 2 will show that these weighted terms effectively give the expected result, i.e. a set of offsets of null average, roughly perpendicular to the δt -axis.

1.3 The problem of the curvature

The front curvature is not a free parameter in the minimization, an average correction is applied (as in [B1]), subtracting $\frac{r_i^2 \cos \theta}{2R_0 c}$ to the measured start time of the signal, where R_0 is the estimated average radius of curvature of our shower set.

In this work, the value of R_0 is of major importance as an under or an over-estimated curvature has big consequences on the offsets especially over large distances. However, depending on the array configuration (i.e. with or without the “infill” stations) and on the kind of data (real or simulated), R_0 may vary. Therefore we must first select a homogeneous set of showers before we can tune R_0 to obtain the best results.

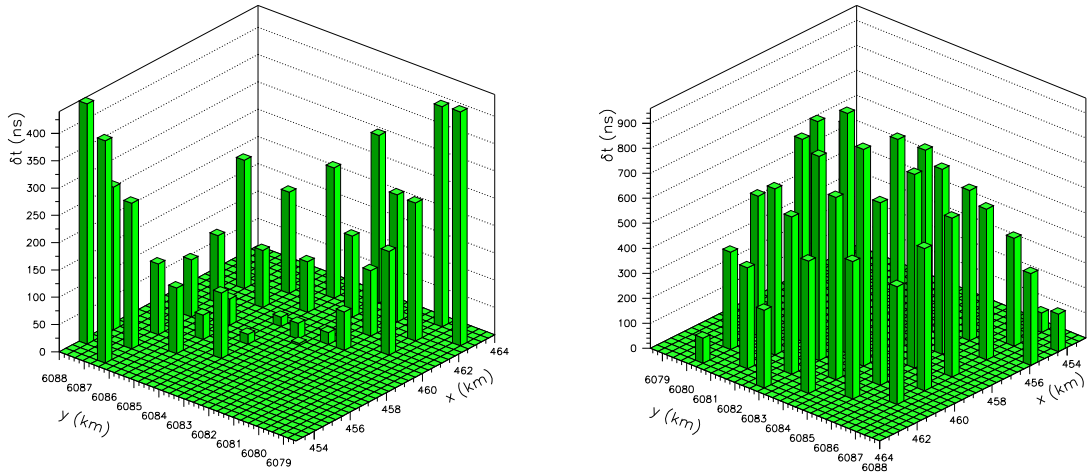


FIG. B.2 – Calculated offsets versus stations coordinates. Left : with an under-estimated radius of curvature ($R_0 = 5km$). Right : with an over-estimated radius of curvature (R_0 infinite, equivalent to a front plane). The array has been rotated to clearly show the geometric shape.

Figure B.2 shows that depending upon the value of R_0 , the geometrical shape is bulged (on the right), or looks like a basin (on the left). Such forms can be easily interpreted considering that our events fall mainly in the center of the array and given the $\Delta t_i = t_{i,meas} - t_i$ term in our χ^2 calculations, applying a too large value for R_0 leads to increasing negative offsets far from the core, and a too small value to increasing positive ones (cf. fig. B.3).

In our previous paper, the curvature was badly estimated. Figure B.4 shows the three-dimensionnal plot of the table of corrections from [B1]. It’s obvious that the radius of curvature used ($R_0 \simeq 6.5km$) is too small.

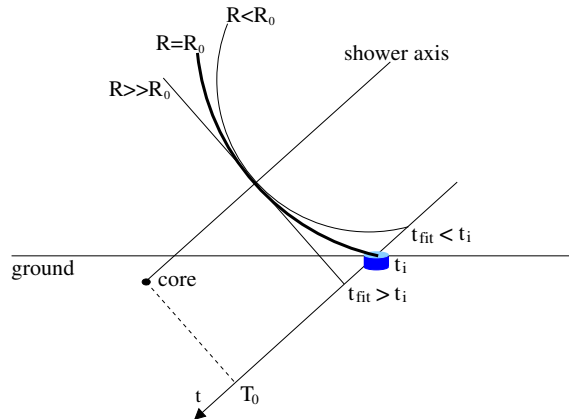


FIG. B.3 – Several shower fronts showing different curvatures; R_0 is the real radius of curvature of the shower. Over or under-estimating the curvature leads to respectively positive or negative offsets.

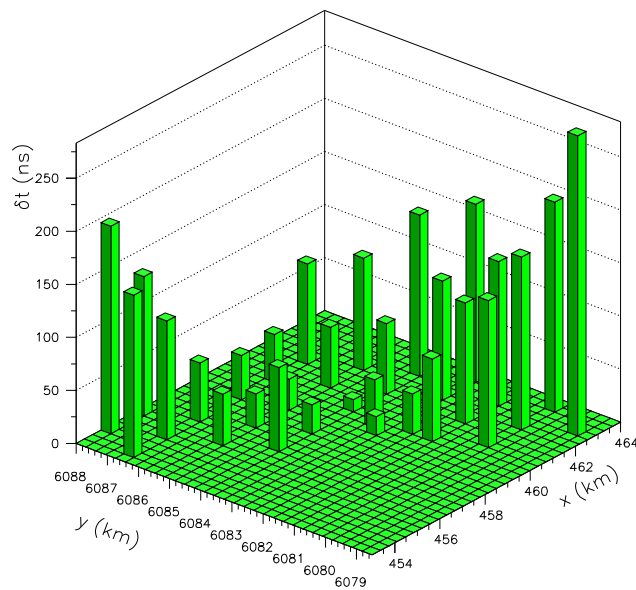


FIG. B.4 – Offsets from [B1]. It clearly shows an under-estimated curvature.

2 Processing the data

To be sure to obtain the good set of offsets, the approximation of the curvature must be as accurate as possible. To reach this goal, we must :

- keep the sum of the offsets as close as 0 as possible ;
- find the smallest difference possible between the lowest and the highest offsets ;
- find a configuration of offsets which lies between the two cases of figure B.2.

2.1 Dependence of curvature on energy

High energy showers have large density of particles at ground. These particles are sampled by the ground array and produce large signals in the tanks, with a well defined start time. The determination of the radius of curvature is then straightforward.

However, lower energy showers have lower density of particles and the signal in a tank appears as a sparse collection of small peaks due to individual arrival of particles. Given our definition of the start time (time of the first ADC bin above some threshold) the radius of curvature can only be under-estimated as particles arrive at best in time with the shower front but in general a little later. As a result, the estimated radius of curvature is an increasing function of the energy, contrary to what is expected from the longitudinal evolution of the shower.

2.2 Complete Engineering Array

Considering the Engineering Array (EA) and applying the conditions listed in Sec. 2. the best curvature radius found is $R_0 \simeq 7.25km$, greater than the old one as expected. With this value, we obtain table B.1, which gives $\sum \delta t_i = 0.79$. Moreover, the offsets don't draw any particular form, and are contained in a section of time of less than $100ns$ thickness (cf. fig. B.5).

Id	offset (ns)	Id	offset (ns)	Id	offset (ns)	Id	offset (ns)
14	15.87	16	-31.52	18	13.90	21	-25.21
26	-31.05	31	12.48	33	6.38	34	5.79
35	-20.14	36	38.02	38	10.36	40	-18.15
43	-12.5	44	-0.91	45	16.30	46	-15.52
48	8.97	49	-26.04	51	-17.25	52	-1.99
53	11.05	55	-14.22	57	33.50	58	1.10
61	-11.28	63	-5.82	64	13.42	65	16.23
66	-13.06	67	11.57	68	41.99	70	-11.51

TAB. B.1 – Offsets of the Engineering Array.

2.3 Engineering Array without infill stations

The method has also been performed on the EA without the “infill” stations, 36 and 67. We expect to find a different average curvature, because more than 50% of the events are due to the “infills”, and they are low energy events (cf. figure B.6). Excluding them must result in a greater average radius of curvature, as explained in section 2.1.

The offsets from this processing are gathered in table B.2, which gives $\sum \delta t_i = 0.72$. As previously, the greatest difference between the offsets is less than $100ns$ (cf. fig. B.5). The best radius of curvature found for the EA without the “infills” is $R_0 \simeq 8.33km$. Higher energy events ($\gtrsim 1EeV$) effectively lead to a larger radius of curvature.

Tables B.1 and B.2 seem well correlated (RMS of the differences : $11ns$), most of the offsets differ of less than $15ns$. Stations 21, 26, 43, 57 and 58 have bigger time differences (but less than $25ns$).

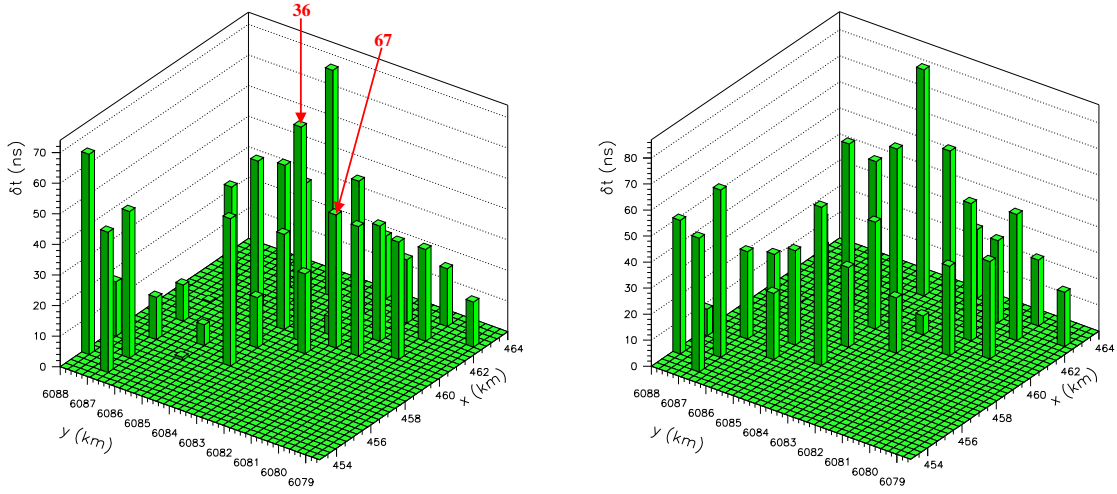


FIG. B.5 – Offsets versus stations coordinates, calculated with the best curvature estimated. Station 64 has been excluded on both plots because it was superimposed to 49. Left : EA complete. Right : EA without stations 36 and 67. No particular forms are drawn.

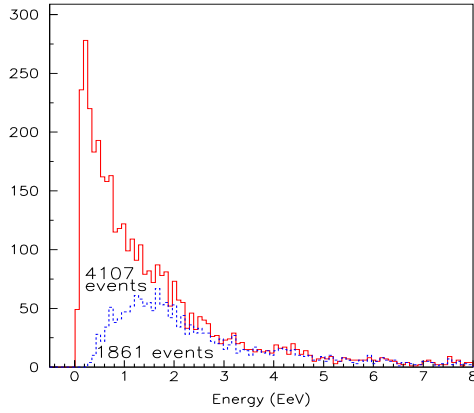


FIG. B.6 – Reconstructed “energy” histograms. Solid : all the selected events. Dashed : events without “infills”. This plot clearly shows the correlation between the “infill” and the low energy events.

2.4 Low energy events

A cut in energy has been applied on the selection of events to keep only low energy events, to find the curvature associated. From plot B.6, events with a reconstructed energy $E < 2EeV$ have been used. The cut is a little bit high, but we needed some statistics.

We obtained similar results as previously ($\sum \delta t_i = 0.02$, $\delta t_{min} = -43.26ns$, $\delta t_{max} = 49.33ns$, RMS between table B.1 and this one : $16.8ns$), but with a smaller radius ($R_0 \simeq 6.49km$). We don’t show anymore the plots offsets vs. coordinates because they have little interest as they look the same as those of figure B.5.

With these results we have clearly showed the positive correlation between the energy of the primary and the radius of curvature of the shower, as expected from the discussion given

Id	offset (ns)	Id	offset (ns)	Id	offset (ns)	Id	offset (ns)
14	25.36	16	-38.53	18	12.48	21	-2.72
26	-13.46	31	24.70	33	-1.51	34	13.87
35	-13.51	36	xxxxxxx	38	-4.59	40	-5.42
43	2.77	44	2.08	45	24.22	46	-8.26
48	10.37	49	-31.60	51	-18.08	52	9.58
53	24.56	55	-28.81	57	12.44	58	-23.00
61	-7.46	63	-17.62	64	9.22	65	21.88
66	-13.61	67	xxxxxxx	68	47.98	70	-12.61

TAB. B.2 – Offsets of the Engineering Array, processed without “infill” events.

in Sec. 2.1.

Knowing the effect of “infill” stations, we now decide to work only with the complete EA.

2.5 5 stations events

It is important to know if high multiplicity events can improve the results, because they have more well defined shower fronts. Another cut has been applied, selecting only the events with at least 5 stations.

After the processing, results are : $\sum \delta t_i = 0.55$, $\delta t_{max} = 42.81$, $\delta t_{min} = -32.76$, with a curvature radius $R_0 \simeq 7.69km$. The RMS value ($4.87ns$) shows that this table (not shown) is quite the same as table B.1. This proves that our method is very robust and does not require an accurate description of the shower front to extract properly the GPS offsets.

2.6 Test with simulated data

The method seems to give good results. One additionnal test is made with simulated events, in which stations must have null GPS offsets.

The simulated showers come from a library produced at CCIN2P3 [B2], with AIRES 2.5 and QGSJET01. The simulation of the Surface Detector was performed with SDSIM 1.05, version v1r3 [B3]. Energies are ranging from 10 to roughly 80 EeV. The shower fronts are more well defined in this range of energy than in a lower one. Proton and iron showers have been processed.

For the proton showers, the optimum radius of curvature is found to be $R_0 \simeq 11.1km$, with $\sum \delta t_i = 0.97$, $\delta t_{min} = -3.84ns$ and $\delta t_{max} = 6.94ns$. For the iron ones, we have found $R_0 \simeq 11.9km$, with $\sum \delta t_i = 2.96$, $\delta t_{min} = -8.17ns$ and $\delta t_{max} = 7.44ns$.

As expected, the offsets are effectively very small, we have $\sigma_{iron\ table} = 5.04ns$ and $\sigma_{proton\ table} = 2.88ns$. We also have a smaller curvature for the iron showers, since iron interacts higher in the atmosphere, and has a large density of particles at ground.

To verify these values, R has been reconstructed from a curve fit as described in [B1] and histograms have been plotted with simulated and real events (cf. fig. B.7). The mean values are compatible with the previous ones.

After all these verifications, we now keep $R_0 \simeq 7.25km$. This value should be readjusted depending on the reconstructed energy, but since in the reconstruction process, it only plays a part in the first steps and is fitted afterwards, it’s accurate enough for this purpose.

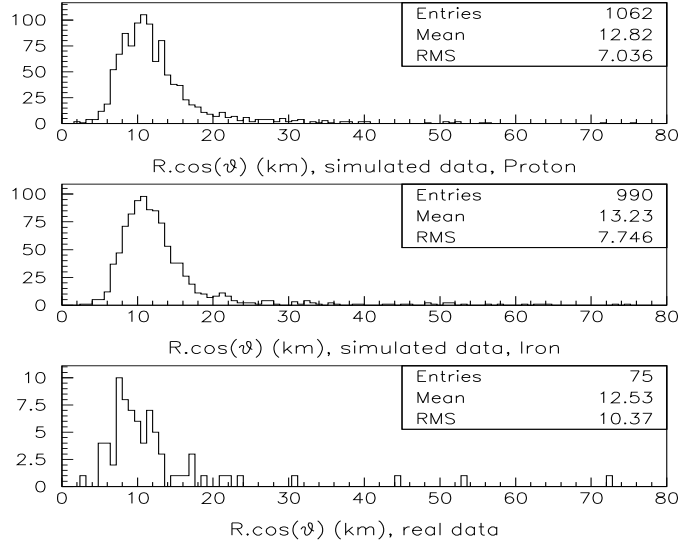


FIG. B.7 – R histograms. Since the reconstructed radius R is equivalent to $R_0/\cos\theta$, we have plotted $R\cos\theta$. For the real data, a selection has been made to keep the events with at least 6 stations and with a reconstructed energy at least equal to $10EeV$ to make a proper comparison with the simulations.

3 Array alignment

3.1 The physical constraints on (u, v)

Another way to establish constraints on the residuals is to require that the fitted (u, v) points lie within the unit circle $u^2 + v^2 < 1$: this condition prevents A and B , as was pointed out in section 1.2, from being arbitrary. For that, offsets must be rewritten:

$$\delta t_{i,real} = \delta t_i + A(x_i - x_{core}) + B(y_i - y_{core}),$$

Injecting this in formula B.4:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \frac{(t_{i,e} + \delta t_i - T_0 + (u + Ac)dx_i + (v + Bc)dy_i)^2}{\sigma_i^2}.$$

A and B become the coordinates of the deviation of the (u, v) points compared to the unit circle.

We have reconstructed loose values of u and v ($u^2 + v^2 < 1.1$). Then moving a circle of radius 1, with a center of coordinates (Ac, Bc) , onto the set of u, v points, we count the number of events within this circle:

Figure B.8 shows that the region where there is the maximum number of events is very small and contains the position $A = 0$, $B = 0$. So, we simply say that there is no deviation, and keep the table B.1 as it is.

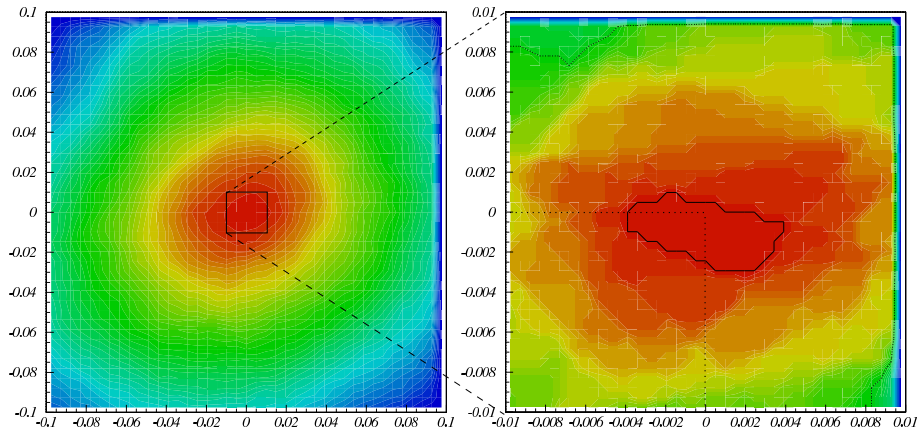


FIG. B.8 – Bc vs. Ac , where dark blue means few events and dark red (central regions) the maximum of events. Right : magnification ; the central curve delimitates the area of the maximum number of events (4312), the surrounding one is the lowest level (4294 events).

3.2 Reevaluation of the variance

Knowing that we now have a good table of corrections, we reestimate the uncertainty on the measurement of the front (variance), to properly reconstruct the shower direction. Using the table of corrections B.1 immediately leads to smaller time residuals after reconstruction (cf. fig. B.9).

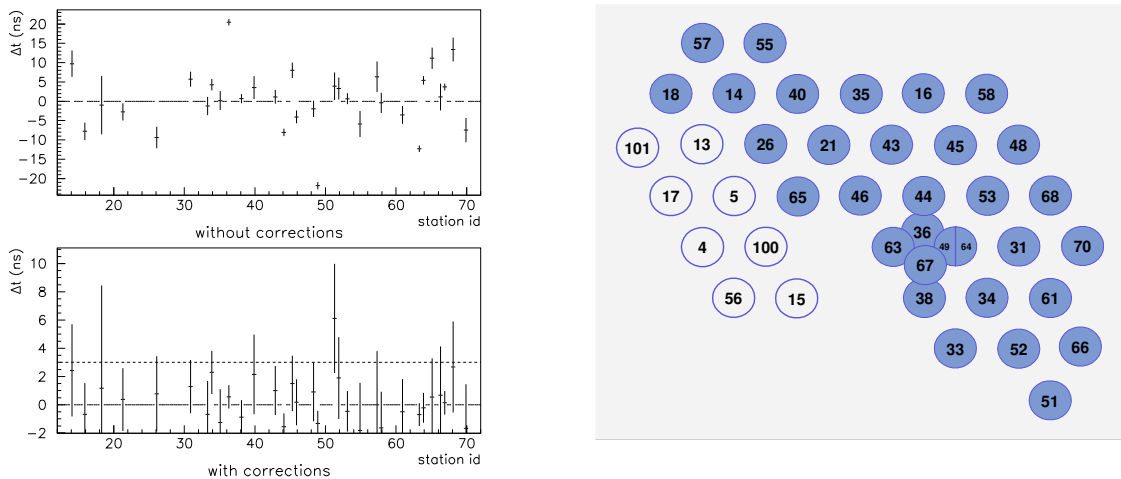


FIG. B.9 – Left : Δt (as defined in section 1.1) vs. station ids. Using the table B.1, the averages are less than $3ns$, except for station 51 probably because of its position at the very end of the array. Right : Engineering Array stations (shaded are active ones).

The same analysis as in [B1] is performed. We remind the reader that time residuals of a station are calculated with the station taken out of the fit. Figure B.10 shows that the r dependence of the variance is similar to what was found in [B1]. All selected events have been used because only those with at least 5 stations do not bring more precision and deteriorate the estimation of the dependence of the variance as a function of r .

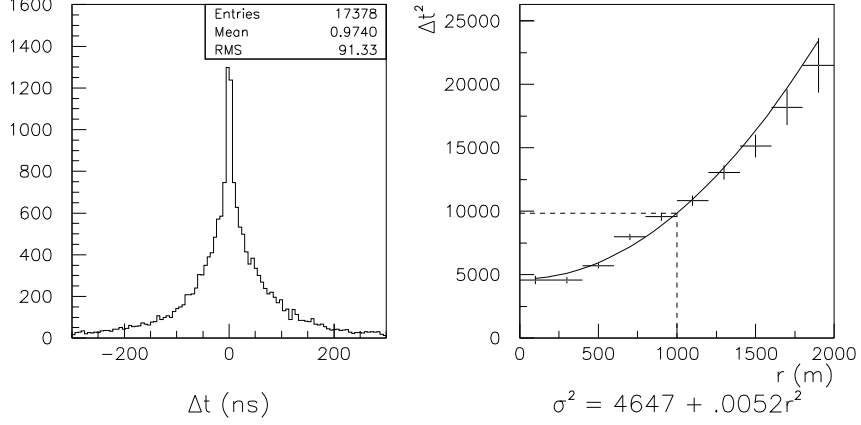


FIG. B.10 – Left : Δt histograms; Right : Variance vs. distance to the core (r); since the mean of the Δt histogram is almost zero, the variance is equivalent to Δt^2 . Data is cut at $r > 2000m$ (not enough statistics beyond).

Fitting the curve, and normalizing it properly (division by factor 4.2, using the χ^2 probability distribution as in section 6 of [B1], see fig. B.11 left panel), we can compare to our previous findings. On figure B.11, the new standard deviation is a little bit higher at low r , but beyond $\sim 700m$ passes under the other one.

This new variance seems better than the other. Testing each one on the same set of data, we found 17057 entries in the δt distribution with the new one, against 17012 for the other. It seems that this last one surestimates the uncertainty at great r .

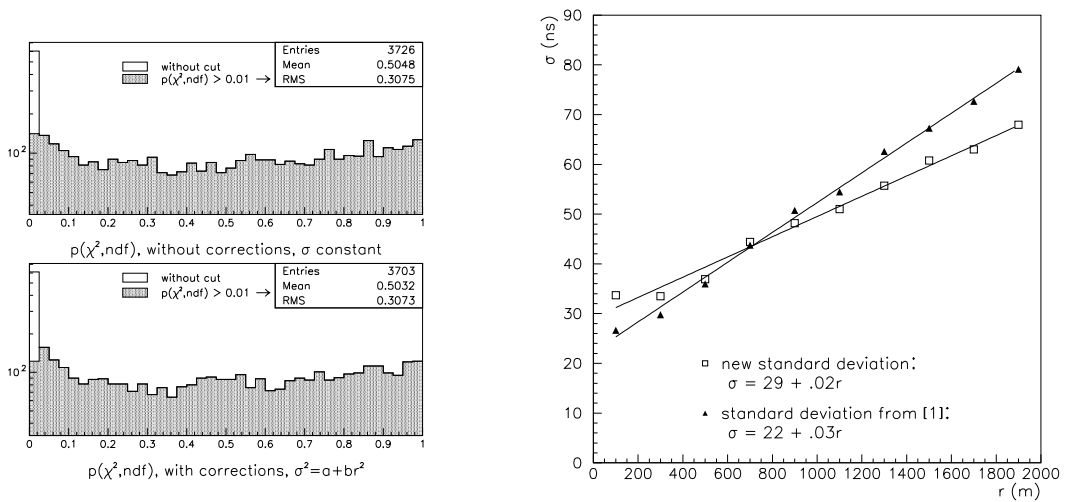


FIG. B.11 – Left : χ^2 probability distributions, close to uniform distributions. Right : standard deviations.

The histograms of the differences $\theta_{corr} - \theta$ and $\varphi_{corr} - \varphi$ are plotted on figure B.12. The sigmas from the gaussian fits are smaller than those in [B1] (for $\Delta\theta$, 0.39 against 0.59, for

$\Delta\varphi$, 0.55 against 0.75). This means that the effects of our new corrections are less important than before.

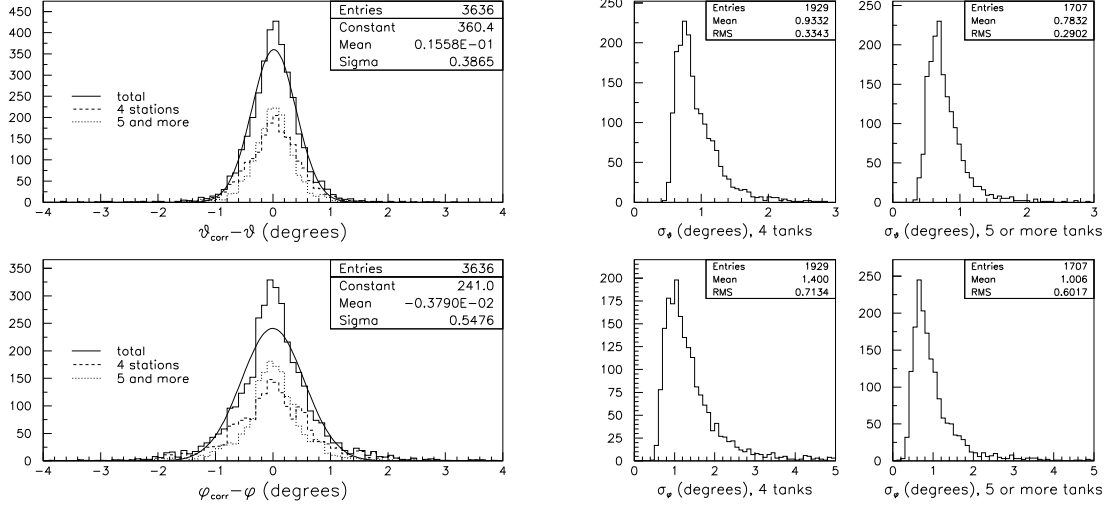


FIG. B.12 – Left : $\theta_{corr} - \theta$ and $\varphi_{corr} - \varphi$ distributions. Right : error distributions for θ (top) and φ (bottom).

On the error distributions, the means are better on 4 tanks histograms, but for higher multiplicity we keep almost the same precision : indeed we had $\sigma_{\theta old} = 0.8$, $\sigma_{\varphi old} = 1.1$, and here $\sigma_\theta = 0.8$, $\sigma_\varphi = 1.0$.

So the new corrections are at least as good as before, or otherwise better. Moreover, they don't deteriorate the results of reconstruction, thanks to more reasonable values of offsets.

Conclusion

We have exposed in this note the implementation and some results on a new method for the Engineering Array time alignment. The method is working rather well and is very robust, it doesn't suffer from a change of the shower core (fixed or barycenter), or when reducing the statistics (events with at least 5 stations). Many tests have proved its good quality.

The different determinations of the radius of curvature are in good agreement with what was expected (R_0 increasing with the energy or with the mass of the primary). Moreover, the offsets obtained seem correct (no divergence), despite some few stations still lacking statistics. The results (δt , angles and errors distributions) show that we can trust this new table of corrections.

The final result remains however unchanged, the precision on our geometrical reconstruction seems to be, until further investigations :

$$\begin{aligned} \langle \sigma_\theta \rangle &= 0.8 \text{ degrees,} \\ \langle \sigma_\varphi \rangle &= 1 \text{ degrees.} \end{aligned}$$

We are now waiting for the accumulation of data from the preproduction array, that will allow us to verify the values of the calculated offsets because they should be directly measured before installation.

References

- [B1] Pierre Da Silva, Antoine Letessier-Selvon, “*Status and proposal for the shower direction reconstruction*”, GAP Note 2003-012
- [B2] Sergio J. Sciutto, FNAL shower library (private communication)
- [B3] Sylvie Dagoret-Campagne, “*The SDSim User Guide*”, GAP Note 2002-072

Glossaire

θ (angle zénithal) : angle entre l'axe de développement d'une gerbe atmosphérique et la perpendiculaire au sol au point d'impact (cf. section 4.1.2).

φ (angle azimutal) : dans le plan du sol, angle entre la projection de l'axe de la gerbe dans ce plan et la référence choisie (cf. section 4.1.2).

X_{max} : profondeur atmosphérique traversée par une gerbe à laquelle le nombre de particules secondaires produites durant son développement est maximum. Ce paramètre, donné en g/cm^2 , reflète l'état d'avancement d'une cascade et peut permettre la discrimination de la nature du primaire (cf. section 2.4.3).

CDAS (**C**entral **D**ata **A**cquisition **S**ystem) : le système d'acquisition des données d'Auger, développé au LPNHE.

ED (**E**vent **D**isplay) : le logiciel de visualisation et de reconstruction de données du SD, développé pour la collaboration au sein du CDAS.

Er (**E**vent **r**econstruction) : librairie de reconstruction des données intégrée à **ED** (cf. section 3.2.4.5).

FD (**F**luorescence **D**etector) : l'ensemble des détecteurs de fluorescence de l'Observatoire Pierre Auger.

LDF (**L**ateral **D**istribution **F**unction) : fonction qui donne l'intensité du signal d'une cuve en fonction de sa distance perpendiculaire à l'axe de la gerbe; elle rend compte de l'étalement latéral au sol des particules de la gerbe.

PMT : photomultiplicateur.

SD (**S**urface **D**etector) : le réseau de surface de l'Observatoire Pierre Auger.

SDSim : programme permettant de simuler les cuves Čerenkov du réseau de surface (cf. section 4.1.1.2).

THRESHOLD : mode de déclenchement particulier de l'électronique d'une cuve Čerenkov qui provoque l'enregistrement des données (cf. section 3.2.3.5) : il faut qu'un des échantillons de 25 ns dans le signal d'un PMT ait un contenu supérieur à $1.75 VEM_{pic}$. Une

coïncidence des trois PMT de la station est nécessaire.

TOT (**T**ime **O**ver **T**hreshold) : comme le THRESHOLD, ce déclenchement permet l'enregistrement des données d'une station : dans le signal provenant d'un PMT et dans une fenêtre de $300 \mu s$, il faut que 13 échantillons de la trace FADC aient un contenu supérieur à 0.2 VEM_{pic} . Une coïncidence entre au moins deux PMT doit compléter cette condition.

trace FADC : signal provenant de l'anode ou de la dynode des photomultiplicateurs et échantillonné toutes les 25 ns par les convertisseurs analogiques-numériques rapides (**F**lash **A**nalog-to-**D**igital **C**onverter) de la carte de lecture de la station.

unités utilisées pour les énergies des rayons cosmiques :

- **PeV** : Peta électron-Volt = 10^{15} eV
- **EeV** : Exa électron-Volt = 10^{18} eV
- **ZeV** : Zeta électron-Volt = 10^{21} eV

VEM : unité de mesure des signaux provenant des cuves Čerenkov du SD. Il est assimilé au VEM_{charge} , qui correspond à la charge totale déposée par un muon de haute énergie traversant verticalement la cuve en son centre (cf. section 3.2.3.4).

VEM_{pic} : valeur du pic du signal d'un muon de haute énergie traversant verticalement une cuve Čerenkov en son centre (cf. section 3.2.3.4). Cette valeur, particulière à chaque cuve, est utilisée pour le calibrage des signaux.

Table des matières

Introduction	5
1 Les Rayons Cosmiques d’Ultra Haute Énergie	7
1.1 Flux et détection des rayons cosmiques	8
1.1.1 Le spectre des rayons cosmiques	8
1.1.2 Les techniques de détection	10
1.2 Propagation des RCUHE dans l’espace	13
1.2.1 Interactions avec le fond diffus extragalactique	14
1.2.1.1 Les photons	14
1.2.1.2 Les nucléons	15
1.2.1.3 Les noyaux	17
1.2.2 La coupure Greisen-Zatsepin-Kuz’min	19
1.2.2.1 Distances de propagation	20
1.2.2.2 Une coupure dans le spectre des rayons cosmiques	21
1.2.2.3 La théorie confrontée à l’expérience	21
1.2.3 La propagation dans les champs magnétiques	21
1.2.3.1 Les moyens de mesure des champs magnétiques	22
1.2.3.2 Le rayon de Larmor	24
1.2.3.3 Des champs magnétiques turbulents...	25
1.2.3.4 Déviation angulaire	25
1.2.3.5 Régimes diffusif et balistique	26
1.2.3.6 Des champs magnétiques pour expliquer la fin du spectre	27
1.3 Production de RCUHE	30
1.3.1 Contrainte du rayon de Larmor	30
1.3.2 Quelques accélérateurs cosmiques	32
1.3.2.1 Les pulsars	32
1.3.2.2 Les Noyaux Actifs de Galaxies	33
1.3.2.3 Les sursauts gamma	38
1.3.3 Les mécanismes d’accélération classiques	40
1.3.3.1 Mécanisme de Fermi ou l’accélération du second ordre	41
1.3.3.2 Accélération de Fermi du premier ordre	42
1.3.4 Des modèles plus exotiques	44
2 Les gerbes atmosphériques	47
2.1 L’atmosphère terrestre	48
2.1.1 Les différentes couches	48
2.1.2 Composition chimique	50
2.1.3 La densité	50

2.1.4	La profondeur atmosphérique	52
2.1.5	La modélisation de l’atmosphère	52
2.2	Les différentes interactions	54
2.2.1	Longueur de radiation	54
2.2.2	Perte d’énergie pour les particules plus lourdes que l’électron	55
2.2.3	Perte d’énergie dans des composés ou des mélanges	55
2.2.4	Les électrons et les positrons	56
2.2.5	Les photons	58
2.2.6	Les muons	60
2.2.7	Les hadrons	62
2.3	Développement des gerbes dans l’atmosphère	66
2.3.1	Gerbes électromagnétiques	66
2.3.2	Gerbes hadroniques	67
2.4	Modélisation des gerbes	68
2.4.1	Nombre de muons	68
2.4.2	Nombre de photons, électrons et positrons	70
2.4.3	Profil longitudinal et X_{max}	70
2.4.4	Un “toy model”	71
2.4.5	Profil latéral	73
2.5	Simulations des cascades atmosphériques	75
2.5.1	La physique utilisée	76
2.5.2	Les modèles d’interactions hadroniques	77
2.5.3	L’algorithme de sélection	78
2.5.4	Les programmes de simulations	79
3	Observation des RCUHE	81
3.1	Techniques et expériences/projets	81
3.1.1	Echantillonnage des particules au sol	81
3.1.2	Suivi du développement de la gerbe grâce à la lumière de fluorescence	84
3.2	L’observatoire Pierre Auger : un grand détecteur hybride	85
3.2.1	La Pampa Amarilla	86
3.2.2	Le détecteur de fluorescence	87
3.2.2.1	Description	87
3.2.2.2	Détection et précision	87
3.2.2.3	Calibrage et monitoring de l’atmosphère	90
3.2.3	Le réseau de cuves	91
3.2.3.1	Description générale	92
3.2.3.2	L’effet Čerenkov	92
3.2.3.3	Électronique	94
3.2.3.4	Calibrage et VEM	96
3.2.3.5	Déclenchement	97
3.2.4	Le Central Data Acquisition System	100
3.2.4.1	Rôle du système d’acquisition du SD	100
3.2.4.2	Serveurs et clients	100
3.2.4.3	Les applications graphiques	101
3.2.4.4	Librairie IoSd	102
3.2.4.5	Librairie Er (Event Reconstruction)	102

3.2.4.6	L'Event Display	103
4	Reconstruction par le réseau de surface	109
4.1	Les gerbes atmosphériques détectées par le SD	109
4.1.1	Les observables	109
4.1.1.1	Les données enregistrées par le réseau	109
4.1.1.2	Simulations des données	111
4.1.2	Les paramètres de la gerbe	111
4.1.3	Les paramètres reconstruits pour chaque station	114
4.2	Préliminaires	116
4.2.1	Une procédure de reconstruction	116
4.2.2	Sélectionner avant de reconstruire	118
4.2.2.1	Pré-sélection des événements	118
4.2.2.2	Rejet des fortuits : critères de sélection	121
4.3	Reconstruction des gerbes : ajustements	125
4.3.1	Détermination de la direction : ajustement sur les temps	125
4.3.1.1	Décalages GPS	126
4.3.1.2	Méthode des moindres carrés	126
4.3.1.3	Incertitudes de mesures	127
4.3.1.4	Importance de la courbure	130
4.3.2	Détermination du cœur et de l'énergie : ajustement sur les signaux	132
4.3.2.1	Définition du χ^2	132
4.3.2.2	Les asymétries des signaux	133
4.3.2.3	Correction de l'asymétrie	139
4.3.2.4	Fonction de Distribution Latérale	143
4.3.3	Estimation de l'âge de la gerbe	149
	Conclusion	159
	A Calcul de la couverture d'Auger	163
	B Détermination des décalages en temps des stations de l'EA : GAP Note 2003-066	169
	Glossaire	185

Table des figures

1.1	“Les pères” des rayons cosmiques	7
1.2	Spectre des rayons cosmiques	8
1.3	Spectres vus par KASKADE	9
1.4	X_{max} vs. l'énergie	10
1.5	Spectre des rayons cosmiques vu par HiRes et AGASA	11
1.6	Techniques de détection des grandes gerbes	12
1.7	Vue 3D d'ANTARES	13
1.8	Détection de neutrino	13
1.9	Longueur d'atténuation des photons	14
1.10	Section efficace de photo-production de pions	16
1.11	Longueurs d'atténuation de photo-désintégration du fer	18
1.12	Énergie moyenne vs. distance de propagation	20
1.13	Directions d'arrivée des rayons cosmiques détectés par AGASA	22
1.14	Distribution de R_m des pulsars de la Voie Lactée	24
1.15	Spectres de sources situées à plusieurs distances	28
1.16	Distributions de pression magnétique et de densité baryonique	29
1.17	Spectre prédit pour différents champs magnétiques	30
1.18	Diagramme de Hillas	31
1.19	Le pulsar du Crabe	32
1.20	Galaxies actives	33
1.21	Le “modèle unifié” des NAG	34
1.22	Schématisation d'un NAG	35
1.23	Quasar à $z = 5$	36
1.24	M87	36
1.25	Cygnus A	37
1.26	Sursauts gamma	39
1.27	Interaction d'un rayon cosmique avec un nuage magnétisé en mouvement.	41
1.28	Explication du mécanisme de Fermi, premier ordre	42
2.1	Gerbe atmosphérique simulée	47
2.2	L'atmosphère terrestre	48
2.3	Variations atmosphériques journalières	51
2.4	Taux d'événements en fonction de la densité	51
2.5	Densité de l'air en fonction de l'altitude	53
2.6	Profondeurs atmosphériques verticales moyennes	54
2.7	Perte d'énergie par longueur de radiation	56
2.8	Coefficients d'atténuation totale des photons	59
2.9	Pouvoir d'arrêt massique des muons dans l'air	61

2.10	Sections efficaces inélastiques hadron-air	63
2.11	Pouvoir d'arrêt massique des protons dans l'air	65
2.12	Schématisation d'une cascade électromagnétique	67
2.13	Distributions en énergie des particules au sol	69
2.14	Nombre de particules vs. la profondeur atmosphérique traversée	69
2.15	Profil longitudinal d'un événement de fluorescence	71
2.16	X_{max} vs. l'énergie	72
2.17	Modèle simplifié de cascade atmosphérique	72
2.18	Distributions latérales	75
2.19	Comparaison de plusieurs LDF	76
2.20	Sections efficaces inélastiques proton-air	78
3.1	Le réseau d'AGASA	82
3.2	Le détecteur Fly's Eye	84
3.3	El Nihuil	86
3.4	Le télescope de Los Leones	87
3.5	Description du télescope de fluorescence	88
3.6	Un exemple de profil longitudinal	88
3.7	Un événement stéréo et hybride	89
3.8	Un exemple de trace enregistrée par le télescope de Los Leones.	89
3.9	Reconstruction par le FD	90
3.10	Engineering Array.	91
3.11	Le réseau de surface.	91
3.12	Cuve Čerenkov.	92
3.13	La polarisation d'un milieu à l'origine de l'effet Čerenkov	93
3.14	Angle d'émission Čerenkov	93
3.15	Les traces FADC	95
3.16	La carte unifiée de la Local Station	95
3.17	Le campus Auger	96
3.18	Définition du VEM	97
3.19	Triggers Threshold et TOT	98
3.20	Configurations de déclenchement	99
3.21	Event Display	104
3.22	Valeurs de calibrage d'une station	105
3.23	Carte du ciel des événements du mois d'août donnée par ED	105
3.24	Couverture d'Auger Sud	106
3.25	Capture de l'animation de gerbes de l' ED	106
4.1	Exemples de traces calibrées THRESHOLD et TOT	110
4.2	Définition de θ et φ	112
4.3	Comparaison cœur-barycentre	113
4.4	Les fluctuations de signaux	113
4.5	Les fluctuations de signaux à 3.2 EeV	114
4.6	Influence de la courbure du front de gerbe sur les temps.	115
4.7	Procédure de reconstruction de Er	117
4.8	Nombre de T1 dans les événements FD et 3C2&4C4	118
4.9	Énergie reconstruite des événements TOT	119
4.10	Configuration de l'événement 784366	121
4.11	Critère de compacité	122

4.12	Résidus en temps d'événements enregistrés	123
4.13	Coupsures sur les résidus en temps d'événements et de stations	124
4.14	Résidus en temps moyens en fonction de l'identifiant des stations de l'EA	127
4.15	$(\Delta t)^2$ en fonction de r : variance sur les temps	128
4.16	$\Delta\theta = \theta_{reconstruit} - \theta_{simulé}$ en fonction de θ	129
4.17	Dispersion des valeurs reconstruites	130
4.18	$\Delta\theta = \theta_{reconstruit} - \theta_{simulé}$ en fonction de θ , avec courbure reconstruite	131
4.19	$\Delta\varphi = \varphi_{reconstruit} - \varphi_{simulé}$ en fonction de θ	132
4.20	Schématisation de l'asymétrie des signaux	134
4.21	Configuration de stations en couronne	135
4.22	Les moyennes de signaux en fonction de ψ	136
4.23	Signal intégré simulé en fonction du nombre de photo-électrons	137
4.24	Les moyennes de signaux en fonction de ψ pour des cuves sphériques	138
4.25	Les profils de signaux à $\theta = 53^\circ$, $500 < r < 1000$ m, et à 1, 10 et 100 EeV	139
4.26	Asymétrie des cuves d'Auger à plusieurs énergies	140
4.27	Amplitude de l'asymétrie en fonction de l'énergie	140
4.28	α en fonction de r	141
4.29	Comparaisons des paramètres reconstruits et simulés	142
4.30	Distributions latérales de signaux simulés	143
4.31	Paramètres de la LDF en fonction de l'énergie	145
4.32	Normalisation des signaux et saturation	145
4.33	$S_E(1000)$, β et γ en fonction de $1/\cos\theta$	146
4.34	Erreurs systématiques avec CORSIKA	147
4.35	Erreurs systématiques avec AIRES	148
4.36	Biais induit par une LDF non adaptée au primaire.	148
4.37	Comparaisons des pentes fixes et libre	149
4.38	β en fonction de $1/\cos\theta$ et de $(875 - X_{max})/\cos\theta$	151
4.39	$X_{max, sim} - X_{max, rec}$ en fonction de θ	151
4.40	$T_{50\%} - T_{10\%}$ en fonction de r	152
4.41	τ en fonction de $1/\cos\theta$ et $(875 - X_{max})/\cos\theta$	153
4.42	ΔX_{max} en fonction de θ , pour $\tau_{montée}$ et $\tau_{descente}$	154
4.43	Corrélations entre les différentes valeurs de X_{max}	155
4.44	Histogramme en énergie pour la période novembre 2003 - octobre 2004	156
A.1	Représentation du vecteur \vec{u}	163
A.2	Couvertures en fonction de la déclinaison	166
A.3	Facteur de projection équatorial $\cos\delta$	166
A.4	Histogramme de déclinaisons simulées et couverture semi-analytique	167
A.5	Histogrammes en θ et en déclinaison des vraies données	168
A.6	Couverture d'Auger Sud pour $\theta < 50^\circ$	168
B.1	Dégénérescence dans la détermination des décalages en temps des stations	172
B.2	Décalages en temps en fonction des coordonnées des stations	173
B.3	Courbures du front de gerbe	174
B.4	Décalages en temps précédents	174
B.5	Décalages en temps calculés avec la meilleure courbure estimée	176
B.6	Histogramme de l'énergie reconstruite	176
B.7	Histogramme du rayon de courbure	178
B.8	Bc en fonction Ac	179

B.9 Résidus en temps Δt en fonction des identifiants des stations	179
B.10 Histogrammes des résidus en temps	180
B.11 Distribution des probabilités de χ^2 et σ	180
B.12 Distributions et erreurs de θ_{corr} et φ_{corr}	181

Liste des tableaux

1.1	Longueur d'atténuation photon-FRC	20
2.1	Proportions des gaz minoritaires de l'atmosphère	50
2.2	Constantes de désintégration pour différentes particules.	64
4.1	Comparaison du nombre d'événements du mois de juin 2004	120
4.2	Les décalages en temps des cartes GPS de quelques stations	126
4.3	Les événements les plus énergétiques	156
B.1	Décalages en temps de l'EA	175
B.2	Décalages en temps de l'EA, sans les événements "infill"	177

Bibliographie

- [1] The Auger Collaboration, “The Pierre Auger Project Design Report”, (1996)
<http://www.auger.org/admin/index.html>.
- [2] <http://www-glast.sonoma.edu/>
- [3] <http://lheawww.gsfc.nasa.gov/docs/balloon/programs.html>
- [4] <http://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/CosmicRay/CosmicRaySites.html>
- [5] <http://www.ifh.de/baikal/>
- [6] <http://antares.in2p3.fr/>
- [7] <http://amanda.uci.edu/>
- [8] <http://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/HESS/>
- [9] <http://icecube.wisc.edu/>
- [10] <http://map.gsfc.nasa.gov/>
- [11] <http://www.sdss.org/>
- [12] <http://chandra.harvard.edu/>
- [13] <http://www-akeno.icrr.u-tokyo.ac.jp/AGASA/>
- [14] <http://www.cosmic-ray.org/>
- [15] <http://www-ta.icrr.u-tokyo.ac.jp/>
- [16] <http://root.cern.ch/>
- [17] <http://wwwasdoc.web.cern.ch/wwwasdoc/minuit/minmain.html>
- [18] <http://pdg.lbl.gov/AtomicNuclearProperties/>
- [19] <http://physics.nist.gov/PhysRefData/contents.html>
- [20] <http://lpinhe-auger.in2p3.fr/Sylvie/WWW/AUGER/DPA/index.html>
- [21] S. J. Sciutto, “AIRES user’s manual and reference guide” :
<http://www.fisica.unlp.edu.ar/auger/aires/>
- [22] <http://www.fluka.org/>
- [23] <http://hubblesite.org/>
- [24] D. Heck, J. Knapp, J. N. Capdevielle, G. Schatz, T. Thouw, “CORSIKA : A Monte Carlo Code to simulate Extensive Air Showers” :
http://www-ik.fzk.de/heck/corsika/physics_description/corsika_phys.html

Publications sur <http://fr.arxiv.org/>

hep-ph :

- [25] E. Waxman, “Gamma-ray bursts”, arXiv :hep-ph/0004102.

- [26] V. Berezhinsky, A. Z. Gazizov and S. I. Grigorieva, “On astrophysical solution to ultra high energy cosmic rays”, arXiv :hep-ph/0204357.

astro-ph :

- [27] Y. A. Gallant and A. Achterberg, “Ultra-high-energy cosmic ray acceleration by relativistic blast waves”, arXiv :astro-ph/9812316.
- [28] K. M. Gorski, E. Hivon and B. D. Wandelt, “Analysis Issues for Large CMB Data Sets”, arXiv :astro-ph/9812350, <http://www.eso.org/science/healpix>.
- [29] A. Achterberg, Y. A. Gallant, C. A. Norman and D. B. Melrose, “Intergalactic propagation of UHE cosmic rays”, arXiv :astro-ph/9907060.
- [30] N. Hayashida *et al.*, “Updated AGASA event list above 4×10^{19} eV”, arXiv :astro-ph/0008102.
- [31] A. Dar and A. De Rujula, “A cannonball model of gamma-ray bursts : superluminal signatures”, arXiv :astro-ph/0008474.
- [32] E. Waxman, “High energy particles from gamma-ray bursts”, arXiv :astro-ph/0103186.
- [33] T. Abu-Zayyad *et al.* [HiRes Collaboration], “Measurement of the spectrum of UHE cosmic rays by the FADC detector of the HiRes experiment”, arXiv :astro-ph/0208301.
- [34] O. Deligny, A. Letessier-Selvon and E. Parizot, “Magnetic horizons of UHECR sources and the GZK feature”, arXiv :astro-ph/0303624.
- [35] A. A. Watson, “Ultra high energy cosmic rays : The present position and the need for mass composition measurements”, arXiv :astro-ph/0312475.
- [36] M. Risse, P. Homola, D. Gora, J. Pekala, B. Wilczynska and H. Wilczynski, “Primary particle type of the most energetic Fly’s Eye air shower”, arXiv :astro-ph/0401629.
- [37] J. L. Han, “The Large-Scale Magnetic Field Structure of Our Galaxy : Efficiently Deduced from Pulsar Rotation Measures”, arXiv :astro-ph/0402170.

Publications ICRC (International Cosmic Ray Conference)

- [38] A. M. Hillas *et al.*, “Proc. of the 12th Int. Cosmic Ray Conf. (Hobart)”, **3** (1971) 1001.
- [39] A. M. Hillas, “Proc. of the 19th Int. Cosmic Ray Conf. (La Jolla)”, **1** (1985) 155.

ICRC 2003 :

- [40] M. Roth, H. Ulrich *et al.* [KASCADE Collaboration], “Energy spectrum and elemental composition in the PeV region”, 28th ICRC (Tsukuba) **1** (2003) 131.
- [41] D. Heck, R. Engel, G. Battistoni, A. Fasso, A. Ferrari, J. Ranft and P. R. Sala, “Influence of low-energy hadronic interaction programs on air shower simulations with CORSIKA”, 28th ICRC (Tsukuba) **1** (2003) 279.
- [42] M. Roth [Auger Collaboration], “The lateral distribution function of shower signals in the surface detector of the Pierre Auger Observatory”, 28th ICRC (Tsukuba) **1** (2003) 333 [arXiv :astro-ph/0308392].
- [43] G. Archbold and P. V. Sokolsky [HiRes Collaboration], “UHECR composition studies with HiRes stereo data”, 28th ICRC (Tsukuba) **1** (2003) 405.
- [44] K. Shinozaki *et al.* [AGASA Collaboration], “Chemical composition of Ultra-High Energy Cosmic Rays observed by AGASA”, 28th ICRC (Tsukuba) **1** (2003) 437.
- [45] X. Bertou [Pierre Auger Collaboration], “Calibration and monitoring of the Pierre Auger surface detectors”, 28th ICRC (Tsukuba) **1** (2003) 813.

Cours et ouvrages

- [46] B. Degrange, “Rayonnements cosmiques de haute énergie”, cours de l’école internationale Joliot-Curie de Physique Nucléaire, Spa, Belgique, 10-16 septembre 2000.
- [47] M. Lemoine and G. Sigl, “Physics and Astrophysics of Ultra-High-Energy Cosmic Rays. Proceedings, International School, UHECR2000, Meudon, France, June 26-29, 2000”, Springer (2001).
- [48] S. Yoshida, “Propagation of extremely high energy neutrinos”, Proceedings of the 36th Rencontres de Moriond : “Very High-Energy Phenomena in the Universe”, Les Arcs, France, January 2001.
- [49] W. Heitler, “Quantum theory of radiation”, Oxford University Press, 2nd edition (1944).
- [50] B. Rossi, “High Energy Particles”, Prentice Hall, New York (1952).
- [51] W. Heitler, “The Quantum Theory of Radiation”, Dover Publications, 3rd edition (1984).
- [52] T. K. Gaisser, “Cosmic Rays and Particle Physics”, Cambridge University Press (1990).

Thèses

- [53] D. Allard, communication privée.
- [54] M. de Naurois, “L’expérience CELESTE : Reconversion d’une centrale solaire pour l’astronomie gamma. Première observation de la nébuleuse du crabe et du blazar Markarian 421 entre 30 et 300 GeV”, thèse de Doctorat de l’Université Paris VI (2000).
- [55] X. Bertou, “L’Observatoire Pierre Auger, vers la détection de photons et neutrinos à ultra haute énergie?”, thèse de doctorat de l’université de Paris VII (2001).
- [56] J. Guy, “Premiers résultats de l’expérience HESS et étude du potentiel de détection de matière noire supersymétrique”, thèse de Doctorat de l’Université Paris VI (2003).
- [57] F. Cohen, “Simulation de gerbes atmosphériques aux énergies de l’Observatoire Pierre Auger et fonction de distribution latérale”, thèse de doctorat de l’université de Paris XI (2003).

Périodiques

American Institute of Physics Conference Proceedings :

- [58] P. Meszaros, “The Fireball Shock Model of Gamma Ray Bursts”, AIP Conf. Proc. **526** (2000) 514 [arXiv :astro-ph/9912474].
- [59] T. K. Gaisser, “Origin of cosmic radiation”, AIP Conf. Proc. **558** (2001) 27 [arXiv :astro-ph/0011524].

Astronomy & Astrophysics :

- [60] A. M. Hillas, “The Origin Of Ultrahigh-Energy Cosmic Rays”, Ann. Rev. Astron. Astrophys. **22** (1984) 425.
- [61] V. S. Berezhinsky and S. I. Grigor’eva, “A Bump In The Ultrahigh-Energy Cosmic Ray Spectrum”, Astron. Astrophys. **199** (1988) 1.
- [62] J. P. Rachen and P. L. Biermann, “Extragalactic ultrahigh-energy cosmic rays. 1. Contribution from hot spots in FR-II radio galaxies”, Astron. Astrophys. **272** (1993) 161 [arXiv :astro-ph/9301010].

Astroparticle Physics :

- [63] G. Sigl, D. N. Schramm and P. Bhattacharjee, “On The Origin Of Highest Energy Cosmic Rays”, Astropart. Phys. **2** (1994) 401 [arXiv :astro-ph/9403039].

- [64] G. Sigl, M. Lemoine and P. Biermann, “Ultra-high energy cosmic ray propagation in the local supercluster”, *Astropart. Phys.* **10** (1999) 141 [arXiv :astro-ph/9806283].
- [65] N. Hayashida *et al.* [AGASA Collaboration], “The anisotropy of cosmic ray arrival direction around 10^{18} eV”, *Astropart. Phys.* **10** (1999) 303 [arXiv :astro-ph/9906056].
- [66] C. R. Wilkinson *et al.* [HiRes Collaboration], “Geometrical Reconstruction With The High Resolution Fly’s Eye Prototype Cosmic Ray Detector”, *Astropart. Phys.* **12** (1999) 121.
- [67] X. Bertou, P. Billoir, S. Dagoret-Campagne, “LPM effect and pair production in the geomagnetic field : a signature of ultra-high energy photons in the Pierre Auger Observatory”, *Astropart. Phys.* **14** (2000) 121.
- [68] P. Sommers, “Cosmic Ray Anisotropy Analysis with a Full-Sky Observatory”, *Astropart. Phys.* **14** (2001) 271 [arXiv :astro-ph/0004016].
- [69] M. Blanton, P. Blasi and A. V. Olinto, “The GZK feature in our neighborhood of the universe”, *Astropart. Phys.* **15** (2001) 275 [arXiv :astro-ph/0009466].
- [70] S. T. Scully and F. W. Stecker, “On the spectrum of ultrahigh energy cosmic rays and the gamma ray burst origin hypothesis”, *Astropart. Phys.* **16** (2002) 271 [arXiv :astro-ph/0006112].
- [71] X. Bertou, P. Billoir, O. Deligny, C. Lachaud, A. Letessier-Selvon, “Tau neutrinos in the Auger observatory : A new window to UHECR sources”, *Astropart. Phys.* **17** (2002) 183 [arXiv :astro-ph/0104452].
- [72] M. Ostrowski, “Mechanisms and sites of ultra high energy cosmic ray origin”, *Astropart. Phys.* **18** (2002) 229 [arXiv :astro-ph/0101053].
- [73] M. Ave, J. Knapp, J. Lloyd-Evans, M. Marchesini and A. A. Watson, “The energy spectrum of cosmic rays above 3×10^{17} eV as measured with the Haverah Park Array”, *Astropart. Phys.* **19** (2003) 47 [arXiv :astro-ph/0112253].
- [74] J. Knapp, D. Heck, S. J. Sciutto, M. T. Dova and M. Risse, “Extensive air shower simulations at the highest energies”, *Astropart. Phys.* **19** (2003) 77 [arXiv :astro-ph/0206414].
- [75] M. Takeda *et al.*, “Energy determination in the Akeno Giant Air Shower Array experiment”, *Astropart. Phys.* **19** (2003) 447 [arXiv :astro-ph/0209422].

Astrophysical Journal :

- [76] A. A. Penzias and R. W. Wilson, “A Measurement Of Excess Antenna Temperature At 4080-Mc/s”, *Astrophys. J.* **142** (1965) 41.
- [77] J. L. Puget, F. W. Stecker and J. H. Bredekamp, “Photonuclear interactions of ultrahigh-energy cosmic rays and their astrophysical consequences”, *Astrophys. J.* **205** (1976) 638.
- [78] M. J. Chodorowski, A. A. Zdziarski and M. Sikora, “Reaction rate and energy loss rate for photopair production by relativistic nuclei”, *Astrophys. J.* **400** (1992) 181.
- [79] D. J. Bird *et al.*, “Detection of a cosmic ray with measured energy well beyond the expected spectral cutoff due to cosmic microwave radiation”, *Astrophys. J.* **441** (1995) 144.
- [80] J. W. Elbert and P. Sommers, “In search of a source for the 320 EeV Fly’s Eye cosmic ray”, *Astrophys. J.* **441** (1995) 151 [arXiv :astro-ph/9410069].
- [81] E. Waxman and J. Miralda-Escude, “Images of bursting sources of high-energy cosmic rays : Effects of magnetic fields”, *Astrophys. J.* **472** (1996) L89 [arXiv :astro-ph/9607059].
- [82] D. J. Bird *et al.* [HIRES Collaboration], “Study of broad scale anisotropy of cosmic ray arrival directions from 2×10^{17} eV to 10^{20} eV from Fly’s Eye data”, *Astrophys. J.* **511** (1999) 739 [arXiv :astro-ph/9806096].
- [83] M. Takeda *et al.*, “Small-scale anisotropy of cosmic rays above 10^{19} eV observed with the Akeno Giant Air Shower Array”, *Astrophys. J.* **522** (1999) 225 [arXiv :astro-ph/9902239].

- [84] P. Blasi, R. I. Epstein and A. V. Olinto, “Ultra-High Energy Cosmic Rays From Young Neutron Star Winds”, *Astrophys. J.* **533** (2000) L123 [arXiv :astro-ph/9912240].

JETP Letters :

- [85] G. T. Zatsepin and V. A. Kuzmin, “Upper Limit Of The Spectrum Of Cosmic Rays”, *JETP Lett.* **4** (1966) 78 [*Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **4** (1966) 114].
- [86] P. G. Tinyakov and I. I. Tkachev, “BL Lacertae are sources of the observed ultra-high energy cosmic rays”, *JETP Lett.* **74** (2001) 445 [*Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **74** (2001) 499] [arXiv :astro-ph/0102476].

Journal of Physics G :

- [87] M. M. Winn, J. Ulrichs, L. S. Peak, C. B. A. Mccusker and L. Horton, “The Cosmic Ray Energy Spectrum Above 10^{17} eV”, *J. Phys. G* **12** (1986) 653.
- [88] J. N. Capdevielle, “A Monte Carlo Generator For Cosmic Ray Collisions”, *J. Phys. G* **15** (1989) 909.
- [89] M. A. Lawrence, R. J. O. Reid and A. A. Watson, “The Cosmic Ray Energy Spectrum Above 4×10^{17} eV As Measured By The Haverah Park Array”, *J. Phys. G* **17** (1991) 733.
- [90] S. Yoshida *et al.*, “Lateral distribution of charged particles in giant air showers above EeV observed by AGASA”, *J. Phys. G* **20** (1994) 651.
- [91] S. Yoshida and H. Dai, “The extremely high energy cosmic rays”, *J. Phys. G* **24** (1998) 905 [arXiv :astro-ph/9802294].
- [92] M. Bleicher *et al.*, “Relativistic hadron hadron collisions in the Ultra-Relativistic Quantum Molecular Dynamics model”, *J. Phys. G* **25** (1999) 1859 [arXiv :hep-ph/9909407].

Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A :

- [93] N. Chiba *et al.*, “Akeno giant air shower array (AGASA) covering 100 km² area”, *Nucl. Instrum. Meth. A* **311** (1992) 338.
- [94] A. K. Tripathi *et al.*, “A Systematic Study Of Large Pmts For The Pierre Auger Observatory”, *Nucl. Instrum. Meth. A* **497** (2003) 331.
- [95] T. Antoni *et al.* [KASCADE Collaboration], “The Cosmic Ray Experiment Cascade”, *Nucl. Instrum. Meth. A* **513** (2003) 490.
- [96] J. Abraham *et al.* [Auger Collaboration], “Properties and performance of the prototype instrument for the Pierre Auger Observatory”, *Nucl. Instrum. Meth. A* **523** (2004) 50.

Nuclear Physics - Proceedings Supplements :

- [97] A. M. Hillas, “Shower Simulation : Lessons From Mocca”, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **52B** (1997) 29.
- [98] D. Heck, M. Risse and J. Knapp, “Comparison of hadronic interaction models at Auger energies”, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **122** (2003) 364 [arXiv :astro-ph/0210392].

Physical Review :

- A. B. Migdal, “Bremsstrahlung And Pair Production In Condensed Media At High-Energies”, *Phys. Rev.* **103** (1956) 1811.
- [99] R. S. Fletcher, T. K. Gaisser, P. Lipari and T. Stanev, “SIBYLL : An Event generator for simulation of high-energy cosmic ray cascades”, *Phys. Rev. D* **50** (1994) 5710.

- [100] J. Ranft, “The Dual Parton Model At Cosmic Ray Energies”, Phys. Rev. D **51** (1995) 64.
- [101] P. Blasi and A. V. Olinto, “A magnetized local supercluster and the origin of the highest energy cosmic rays”, Phys. Rev. D **59** (1999) 023001 [arXiv :astro-ph/9806264].
- [102] A. N. Cillis, H. Fanchiotti, C. A. Garcia Canal and S. J. Sciutto, “Influence of the LPM effect and dielectric suppression on particle air showers”, Phys. Rev. D **59** (1999) 113012 [arXiv :astro-ph/9809334].
- [103] K. Hagiwara *et al.* [Particle Data Group Collaboration], “Review Of Particle Physics”, Phys. Rev. D **66** (2002) 010001.
- [104] G. Sigl, F. Miniati and T. A. Ensslin, “Ultra-high energy cosmic rays in a structured and magnetized universe”, Phys. Rev. D **68** (2003) 043002 [arXiv :astro-ph/0302388].

Physical Review Letters :

- [105] J. Linsley, “Evidence for a primary cosmic-ray particle with energy 10^{20} eV”, Phys. Rev. Lett. **10** (1963) 146.
- [106] J. H. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch and R. Turlay, “Evidence For The 2 Pi Decay Of The K(2)0 Meson”, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 138.
- [107] K. Greisen, “End To The Cosmic Ray Spectrum?”, Phys. Rev. Lett. **16** (1966) 748.
- [108] F. W. Stecker, “Effect Of Photomeson Production By The Universal Radiation Field On High-Energy Cosmic Rays”, Phys. Rev. Lett. **21** (1968) 1016.
- [109] N. Hayashida *et al.*, “Observation of a very energetic cosmic ray well beyond the predicted 2.7 K cutoff in the primary energy spectrum”, Phys. Rev. Lett. **73** (1994) 3491.
- [110] R. J. Protheroe and T. Stanev, “Limits on models of the ultrahigh energy cosmic rays based on topological defects”, Phys. Rev. Lett. **77** (1996) 3708 [Erratum-ibid. **78** (1997) 3420] [arXiv :astro-ph/9605036].
- [111] C. Boehm, D. Hooper, J. Silk and M. Casse, “MeV dark matter : Has it been detected?”, Phys. Rev. Lett. **92** (2004) 101301 [arXiv :astro-ph/0309686].
C. Boehm, P. Fayet and J. Silk, “Light and heavy dark matter particles” Phys. Rev. D **69** (2004) 101302 [arXiv :hep-ph/0311143].

Physics Reports :

- [112] K. Werner, “Strings, pomerons, and the venus model of hadronic interactions at ultrarelativistic energies”, Phys. Rept. **232** (1993) 87.
- [113] P. Bhattacharjee and G. Sigl, “Origin and propagation of extremely high energy cosmic rays”, Phys. Rept. **327** (2000) 109 [arXiv :astro-ph/9811011].
- [114] H. J. Drescher, M. Hladik, S. Ostapchenko, T. Pierog and K. Werner, “Parton-based Gribov-Regge theory”, Phys. Rept. **350** (2001) 93 [arXiv :hep-ph/0007198].

Publications of the Astronomical Society of the Pacific :

- [115] C. M. Urry and P. Padovani, “Unified Schemes for Radio-Loud Active Galactic Nuclei”, Publ. Astron. Soc. Pac. **107** (1995) 803 [arXiv :astro-ph/9506063].
- [116] R. J. Protheroe and R. W. Clay, “Ultra high energy cosmic rays”, Publ. Astron. Soc. Pac. **21** (2004) 1 [arXiv :astro-ph/0311466].

Autres :

- [117] L. D. Landau and I. Pomeranchuk, “Limits Of Applicability Of The Theory Of Bremsstrahlung Electrons And Pair Production At High-Energies”, Dokl. Akad. Nauk Ser. Fiz. **92** (1953) 535.

- [118] K. Greisen, "The extensive air showers", *Progress in Cosmic Ray Physics* **3** (1956) 1.
- [119] K. Kamata and J. Nishimura, "The lateral and the angular structure functions of electron showers", *Suppl. Prog. Theor. Phys.* **6** (1958) 93.
- [120] H. Fesefeldt, "The Simulation of Hadronic Showers -Physics and Application-, Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule, Aachen", **PITHA 85/02** (1985)
- [121] N. N. Kalmykov and S. S. Ostapchenko, "The Nucleus-Nucleus Interaction, Nuclear Fragmentation, And Fluctuations Of Extensive Air Showers", *Phys. Atom. Nucl.* **56** (1993) 346 [*Yad. Fiz.* **56N3** (1993) 105].
- [122] L. N. Epele and E. Roulet, "On the propagation of the highest energy cosmic ray nuclei", *JHEP* **9810** (1998) 009 [arXiv :astro-ph/9808104].
- [123] X. Bertou, M. Boratav and A. Letessier-Selvon, "Physics of extremely high energy cosmic rays", *Int. J. Mod. Phys. A* **15** (2000) 2181 [arXiv :astro-ph/0001516].
- [124] M. Nagano and A. A. Watson, "Observations And Implications Of The Ultrahigh-Energy Cosmic Rays", *Rev. Mod. Phys.* **72** (2000) 689.
- [125] N. Gehrels, P. J. T. Leonard and L. Piro, "The Brightest Explosions In The Universe", *Sci. Am.* **287N6** (2002) 52
- [126] A. Haungs *et al.* [KASCADE Collaboration], "Astrophysics of the knee in the cosmic ray energy spectrum", *Acta Phys. Polon. B* **35** (2004) 331 [arXiv :astro-ph/0312295].

Publications du CERN

- [127] W. Lohmann, R. Kopp, and R. Voss, "Energy loss of muons in the energy range 1-10000 GeV", CERN Yellow Report 85-03
- [128] R. Brun, F. Bruyant, M. Maire, A. C. McPherson and P. Zancarini, "Geant3", CERN-DD/EE/84-1

GAP Note (http://www.auger.org/admin-cgi-bin/woda/gap_notes.pl) :

- [129] X. Bertou, P. Billoir, "On the Origin of the Asymmetry of Ground Densities in Inclined Showers", GAP Note 2000-017.
- [130] P. Billoir, "Reconstruction of Showers with the Ground Array : Status of the Prototype Program", GAP Note 2000-025.
- [131] P.S. Allison, P. Bauleo, X. Bertou, C.B. Bonifazi, "Surface Detector calibration in the Engineering Array", GAP Note 2002-028.
- [132] P. Billoir, "Reconstruction of first year EA events from the Surface Dectector", GAP Note 2002-044
- [133] P. Da Silva, P. Billoir, "Towards a Parametrization of the Lateral Distribution Function and its Asymmetries in the Surface Detector", GAP Note 2002-073.
- [134] P. Da Silva, P. Billoir, X. Bertou, "Checking the origin of the asymmetry of the surface detector signals", GAP Note 2002-074.
- [135] P. Billoir, "Parametrization of the Relation between the Primary Energy and S(1000) in the Surface Detector", GAP Note 2002-075.
- [136] P. Billoir, O. Deligny, A. Letessier-Selvon, "A Complete Procedure for the Reconstruction of Inclined Air Showers", GAP Note 2003-003.
- [137] P. Da Silva, A. Letessier-Selvon, "Status and proposal for the shower direction reconstruction", GAP Note 2003-012.
- [138] P. Da Silva, P. Billoir, A. Letessier-Selvon, "An improved method to compute the GPS offsets in the Engineering Array", GAP Note 2003-066.

- [139] B. Genolini, T. Nguyen Trung, J. Pouthas, “About the “dynode to anode ratio” measurement in the Auger Surface Detector”, GAP Note 2003-081.
- [140] E. Armengaud, T. Beau, P. Da Silva, O. Deligny, J.-C. Hamilton, C. Lachaud, A. Letessier-Selvon, B. Revenu, “Making maps with Auger events”, GAP Note 2003-105.
- [141] B. Keilhauer, “Investigation of Atmospheric Effects on the Development of Extensive Air Showers and their Detection with the Pierre Auger Observatory”, GAP Note 2003-107.
- [142] E. Armengaud, O. Deligny, J. Lamblin, “Fitting a variable radius of curvature”, GAP Note 2003-108.
- [143] S. Dagoret-Campagne, “The Central Trigger, User Guide and Reference Manual”, GAP Note 2004-020.
<http://lpnhe-auger.in2p3.fr/Sylvie/WWW/AUGER/CDAS/index.html>
- [144] M. Ave, A. S. Chou, T. Yamamoto, “Signal Fluctuation in the Auger Surface Detector : New Result using the Preproduction Array”, GAP Note 2004-025
- [145] E. Armengaud, T. Beau, P. Billoir, P. Da Silva, O. Deligny, J. C. Hamilton, C. Lachaud, A. Letessier-Selvon, C. Medina, B. Revenu, “First Auger angular power spectrum estimate (2/3). Effects of weather conditions on the SD acceptance at low energies”, GAP Note 2004-041.
- [146] P. Bauleo, A. Castellina, R. Knapik, G. Navarra, J. Harton, “Auger Surface Detector Signal Accuracy - Results from production tanks data”, GAP Note 2004-047

Résumé

Le spectre des rayons cosmiques semble se prolonger au-delà de la coupure GZK ; le mode de production de ces particules à ces énergies (supérieures à 10^{18} eV) et leur propagation à travers l'espace ne sont pas bien compris. Malgré des flux extrêmement faibles, de tels rayons cosmiques sont détectés sur Terre par le biais de gerbes atmosphériques (cascades de particules secondaires) qui arrivent jusqu'au sol. Des simulations tentent de reproduire le comportement de ces cascades en extrapolant les sections efficaces mesurées sur les collisionneurs.

L'Observatoire Pierre Auger détecte ces gerbes grâce à des télescopes de fluorescence et un réseau de cuves Čerenkov, qui couvriront finalement 3000 km^2 , nécessaires pour accumuler suffisamment de statistiques. Le système d'acquisition développé au LPNHE assure la communication avec le réseau, la récupération et l'enregistrement des données. Le logiciel développé pendant la thèse permet la sélection, la visualisation et la reconstruction des événements candidats. Les erreurs systématiques et aléatoires ont été identifiées et réduites dans tous les ajustements, afin que la détermination de la direction et de l'énergie du rayon cosmique primaire soit juste et précise. L'identification de la nature du primaire par l'âge de la gerbe viendra compléter ces résultats.

Mots-clés : rayons cosmiques, Observatoire Pierre Auger, gerbes atmosphériques, reconstruction, analyse de données

Abstract

The cosmic ray spectrum seems to extend beyond the GKZ cut-off ; the production mode of these particles at these energies (greater than 10^{18} eV) and their propagation through space are not well understood. Despite of extremely low fluxes, such cosmic rays are detected on Earth by atmospheric showers (cascades of secondary particles) which reach the ground. Simulations attempt to reproduce their behavior extrapolating the cross-sections measured on colliders.

The Pierre Auger Observatory detect these showers using fluorescence telescopes and an array of Čerenkov tanks, which will finally cover 3000 km^2 , to accumulate sufficient statistics. The acquisition system developed at the LPNHE ensures the communication with the array, the recovering and the data recording. The software developed during the thesis allows the selection, the visualization and the reconstruction of the events candidates. The systematic and random errors have been identified and reduced in all the fits, so that the determination of the direction and the energy of the primary cosmic ray is unbiased and precise. The identification of the primary nature by the shower age will complete these results.

Keywords : cosmic rays, Pierre Auger Observatory, atmospheric showers, reconstruction, data analysis