UNIVERSITÉ PARIS 7 - DENIS DIDEROT
UFR DE PHYSIQUE

THÈSE DE DOCTORAT

ECOLE DOCTORALE CONSTITUANTS ÉLÉMENTAIRES ET SYSTÈMES COMPLEXES
SPÉCIALITÉ : ASTROPARTICULE

CÉCILE ROUCELLE

RECHERCHE DE PHOTONS D'ULTRA HAUTE ÉNERGIE DANS LES DONNÉES DE L'OBSERVATOIRE PIERRE AUGER

sous la direction de M. Pierre BILLOIR

Soutenue le 15 Juin 2006

JURY : Mme Silvia Mollerach *, rapporteuse*
M. Eric Aubourg *, rapporteur*
M. Pierre Billoir
M. Pascal Debu
M. Pierre Binetruy
M. Stavros Katsanevas

AVANT-PROPOS

> *The subject [of cosmic rays] is unique in modern physics for the minuteness of the phenomena, the delicacy of the observations, the adventurous excusrsions of the observers, the subtelty of the analysis, and the grandeur of the interferences.*
> Bruno Rossi, in Cosmic Rays

S'il fallait résumer la raison pour laquelle les physiciens s'intéressent aujourd'hui aux rayons cosmiques, cette phrase de Bruno Rossi, un des pionniers de la physique du rayonnement cosmique et de la physique des particules, serait encore tout à fait adaptée 50 ans après sa parution. Les rayons cosmiques ont en effet toujours assuré un rôle majeur à l'interface entre la physique des particules et l'astrophysique et leur étude fournit un terreau d'une grande qualité pour le développement de ces deux disciplines. Tout d'abord, leur découverte a tout simplement donné naissance à la physique des particules. Les rayons cosmiques ont ouvert une des premières fenêtres sur ce nouveau monde en permettant de découvrir des particules n'existant pas dans la matière ordinaire qui nous entoure : les muons, les kaons, le Λ... Leur étude a par ailleurs stimulé la mise au point des premiers détecteurs de particules, comme la chambre à brouillard, qui ont permis les premières explorations de l'univers subatomique.

Avec la construction des premiers accélérateurs permettant de créer à volonté et de façon contrôlée des faisceaux de particules énergétiques, l'attention des physiciens de l'infiniment petit s'est détournée du ciel pour rester sur (et le plus souvent sous) terre, laissant l'étude du rayonnement cosmique aux astrophysiciens. Pour ces derniers, observant le plus souvent l'univers par le biais des rayonnements électromagnétiques, l'étude du rayonnement cosmique est également une immense opportunité. D'une part l'étude de la composition, l'origine et la propagation des rayons cosmiques donnent des informations complémentaires concernant les mécanismes de fonctionnement de certains objets et nous renseignent sur l'écologie de notre galaxie. De plus nous pouvons maintenant parler des débuts d'une astronomie *multi-messagers* qui repousse les limites de ce qui est accessible à l'observation. Nous assistons en effet aujourd'hui au développement de l'astronomie neutrino avec des expériences comme IceCube ou Antares et peut-être même aux balbutiements d'une astronomie protons si nous venions à mettre en évidence des sources astrophysiques avec un observatoire comme Auger. Là encore, les rayons cosmiques, tant d'un point de vue des techniques observationnelles que de celui des phénomènes astrophysiques que nous tentons d'étudier, assurent un rôle moteur dans l'avancement des connaissances.

C'est dans le but de mieux comprendre les récentes avancées scientifiques obtenues via l'observation des rayons cosmiques que nous ferons, au premier chapitre, une présentation générale des grandes idées théoriques et des dernières observations au-delà de 10^{15} eV. Nous nous intéresserons dans ce même chapitre à l'objet du travail des physiciens de la collaboration Auger : les rayons

cosmiques d'ultra haute énergie. La mise en évidence de ces particules à des énergies plus hautes que 10^{18} eV, voire pour certaines expériences au-delà de 10^{20} eV, nous ramène d'ailleurs encore aux paroles de Bruno Rossi. Comme les toutes premières observations de rayons cosmiques au début de ce siècle, ces faits expérimentaux soulèvent des questions d'ordre fondamental tout en nous permettant d'explorer plus profondément encore l'Univers qui nous entoure en nécessitant la mise en place de nouveaux moyens d'observation et de nouvelles analyses.

L'énergie mise en jeu lors de l'interaction d'un proton de 10^{20} eV avec l'atmosphère (de l'ordre de "quelques" centaines de TeV) dépasse de loin l'énergie accessible sur un accélérateur comme le LHC qui n'atteindra que 14 TeV. On comprend donc déjà bien l'ampleur de la difficulté qu'il y aura à analyser les gerbes atmosphériques issues de ces interactions et en même temps la formidable opportunité que cela nous offre dans l'exploration de la physique des hautes énergies.

Mais surtout, ce sont les questions entourant la production, la propagation et la nature des RCUHE qui nous emmènent aujourd'hui vers de nouvelles découvertes. Pour les rayons cosmiques ayant des énergies supérieures à 10^{20} eV, par exemple, nous ne sommes pas même en mesure de distinguer si l'origine de ces particules est à trouver en astrophysique (origine dite *bottom-up*) ou en physique des particules (origine dite *top-down*). De plus, quelle que soit l'hypothèse qui pourrait être retenue, elle reposerait sur de nouveaux développements de l'une ou l'autre de ces disciplines.

L'enjeu des observations d'Auger qui se dédie à l'étude de ces rayons cosmiques d'énergie extrême, est donc de taille. Aux énergies dépassant 10^{20} eV, où nous n'attendons qu'une particule par kilomètre carré et par siècle, les observations sont non seulement très peu nombreuses mais sont de plus contradictoires à l'heure actuelle. L'observatoire Pierre Auger a donc été conçu dans le but de fournir aux physiciens une quantité de données sans précédent sur le rayonnement cosmique dans la gamme d'énergie se situant au-delà de 10^{18} eV tout en recherchant une meilleure exploitation de ces mesures grâce à son caractère dit hybride. Cette qualification vient du fait qu'il combine les deux techniques courantes utilisées pour l'observation des rayons cosmiques d'ultra haute énergie. Nous détaillerons le fonctionnement de l'observatoire et notamment les techniques de reconstruction au second chapitre.

C'est ensuite à l'origine *top-down* des RCUHE que nous nous intéresserons puisque c'est à cette famille de modèles que les travaux menés au cours de cette thèse tentent d'apporter de nouvelles contraintes. Ces modèles qu'on qualifie souvent d'exotiques reposent sur la présence de particules ultra-massives qui n'ont jamais été observées jusqu'ici. La désintégration de ces particules pourrait alors produire les rayons cosmiques d'ultra haute énergie que nous observons parmi lesquels nous devrions alors déceler la présence de nombreux photons d'ultra haute énergie dans la gamme d'énergies accessibles pour l'observatoire Pierre Auger, ce que nous présenterons plus en détails au chapitre 3. L'établissement d'une limite supérieure basse sur la fraction de photons aux énergies accessibles par l'observatoire Pierre Auger constituerait donc une contrainte forte sur ces modèles *top-down*. D'autres contraintes expérimentales existent toutefois déjà à cette heure. Nous les présenterons également dans ce chapitre.

Le comportement de gerbes atmosphériques issues de photons d'ultra haute énergie est caractéristique et se distingue du comportement attendu pour une gerbe hadronique. Nous pouvons donc espérer identifier des photons d'ultra haute énergie avec le détecteur de surface de l'observatoire Pierre Auger, comme nous l'expliquerons au chapitre 4. Les chapitres suivants présenteront l'analyse que nous proposons pour l'établissement d'une limite supérieure sur la fraction de photons

d'ultra haute énergie en exploitant les données du détecteur de surface d'Auger et en nous appuyant sur ces particularités.

Cette analyse se base notamment sur l'utilisation d'une variable discriminante, 金[1], dont la construction est expliquée au chapitre 5. Elle permet de rechercher les événements ayant les caractéristiques attendues pour des gerbes de photons. Nous avons également dû mettre en place une chaîne de reconstruction spécifique aux gerbes de photons pour lesquelles le détecteur Auger n'est pas adapté. C'est sur ce point que nous nous pencherons au chapitre 6. Nous présenterons enfin le résultat obtenu sur la fraction de photons d'ultra haute énergie au chapitre 7 en exploitant les données accumulées par le détecteur de surface de l'observatoire Pierre Auger entre janvier 2004 et mars 2006. Nous tenterons au cours de ce même chapitre d'aborder certaines sources d'incertitudes systématiques sur le résultat que nous proposons et d'évaluer dans quelle mesure elles pourraient l'affecter.

Enfin, nous présenterons au dernier chapitre une étude parallèle ayant pour but de rechercher des anisotropies dans les directions d'arrivée des événements ayant des caractères s'approchant de ceux des gerbes de photons. Cette étude a pour but de rechercher la présence de sources de photons d'ultra haute énergie. Ceux-cis n'étant pas déviés par les champs magnétiques, ils pourraient en effet pointer vers d'éventuelles sources astrophysiques ou des accumulations potentielles de particules ultra-massives.

Avant de continuer, j'aimerais adresser ici mes plus sincères remerciements à tous ceux qui m'ont permis d'effectuer mes premiers pas de physicienne au LPNHE, depuis 6 ans maintenant, puisque c'est le premier laboratoire de recherche que j'ai découvert en 2e année de DEUG. J'aimerais y associer l'ensemble des membres de la collaboration Auger et tous ceux qui ont rendu ce travail de thèse et son écriture possible. Je ne me risquerai pas ici à dresser une liste nécessairement ennuyeuse pour le lecteur (bien que forcément trop courte) et qui ne traduirait que peu mon immense gratitude envers ces personnes. Je distinguerai tout de même les membres du groupe Auger du LPNHE ainsi que les membres du groupe d'analyse photons d'ultra haute énergie de la collaboration Auger (qui ont eu la patience de me supporter, parfois pendant de longues "présentations-marathon"). En me guidant dans mes débuts souvent hésitants, tous m'ont permis d'acquérir les bases d'une rigueur scientifique qui, je l'espère, grandira encore à la lumière de leurs précieux conseils. À toutes ces personnes, je ne peux adresser qu'un simple "merci", bien que ce mot ne reflète sans doute pas encore toute ma reconnaissance et le respect que je leur porte.

[1] kin

La lumière qui se dégage des choses, il faut la fixer par les mots avant qu'elle ne soit éteinte dans l'esprit.

Bashō

TABLE DES MATIÈRES

1 Des Rayons Cosmiques d'ultra haute énergie **13**

1.1 Chronique d'un rayonnement 13

1.1.1 Les inventeurs 13

1.1.2 Découverte des gerbes atmosphériques 14

1.2 Presque un siècle et un spectre plus tard 15

1.2.1 Particularités expérimentales 17

1.2.2 Aux énergies du genou et au-delà 19

1.3 Phénomènes astrophysiques d'ultra haute énergie 23

1.3.1 Accélérer les particules jusqu'au genou. L'hypothèse de l'accélération dans les restes de supernovae 24

1.3.2 Remarques concernant la cheville 27

1.4 Les rayons cosmiques d'énergie extrême 28

1.4.1 Les horizons des rayons cosmiques : la coupure GZK et ses contreparties pour les différentes espèces de RCUHE 28

1.5 Quelques faits expérimentaux 33

1.5.1 Le spectre des rayons cosmiques d'énergie ultra haute 33

1.5.2 Composition chimique des RCUHE 35

1.6 La production des RCUHE en question 38

1.6.1 Production par processus *bottom-up* ou comment accélérer des particules chargées au-delà de la cheville avec des objets astrophysiques 39

1.6.2 Une autre alternative pour la production des rayons cosmiques : les processus *top-down* 45

2 L'observatoire Pierre Auger **47**

2.1 Le détecteur de fluorescence de l'observatoire Pierre Auger 48

2.1.1 Description 49

2.1.2 Détection et reconstruction 50

2.2 Le détecteur de surface de l'observatoire Pierre Auger 53

2.2.1 Conception d'une station de détection 54

2.2.2 Calibration 55

2.2.3 Déclenchement 56

2.3 Reconstruction pour le détecteur de surface 58

2.3.1 Reconstruction géométrique 58

2.3.2 Reconstruction en énergie 62

3 Les modèles *top-down* et leurs signatures **67**
3.1 Production de RCUHE par désintégration de défauts topologiques 68
3.1.1 Utilisation des *necklaces* pour le spectre des RCUHE 71
3.2 Importance du fond diffus radio et contraintes posées par l'observation du fond diffus EGRET 72
3.3 *Wimpzillas*, les RCUHE produits par de la matière noire superlourde ? 73
3.3.1 Signatures sur les anisotropies 74
3.3.2 Les *wimpzillas* et le spectre des RCUHE 75
3.4 Autres voies de production de photons d'ultra haute énergie 75
3.4.1 Le cas particulier du modèle des *Z-bursts* 76
3.4.2 Propagation de protons et présence de "photons GZK" 77

4 Signatures attendues pour un photon d'ultra haute énergie **81**
4.1 Qu'est ce qu'une gerbe atmosphérique ? 81
4.2 Développement d'une gerbe atmosphérique issue d'un hadron 81
4.3 Développement d'une gerbe atmosphérique issue d'un photon 83
4.4 Effet Landau-Pommeranchuk-Migdal 84
4.5 Signatures d'une gerbe de photon non convertie pour notre détecteur de surface . 86
4.6 Effet de conversion dans le champ géomagnétique 88
4.7 Signature sur les directions d'arrivée des photons 91
4.8 Recherche d'une anisotropie nord sud dans le flux des rayons cosmiques d'énergie ultra haute 95

5 Recherche de photons avec l'observatoire Pierre Auger **99**
5.1 Construction de variables d'analyse pour le détecteur de surface 100
5.1.1 Principe générique de construction des variables discriminantes et quantités utiles à leur sélection 100
5.1.2 Courbure du front de gerbe 102
5.1.3 Variables liées à la forme du signal enregistré dans les cuves du réseau de surface 105
5.1.4 Evaluation de la fraction du signal liée aux muons 112
5.2 Combinaison de plusieurs variables discriminantes : principe d'une analyse en composantes principales 117
5.2.1 Principe de l'analyse en composantes principale 118
5.2.2 Application aux variables d'analyse utilisées pour la recherche de photons 119
5.2.3 Synthèse et choix des variables d'analyse 121

6 Spécificités de la reconstruction des gerbes photoniques dans le cadre de l'utilisation du détecteur de surface d'Auger **125**
6.1 Acceptance du détecteur de surface d'Auger aux gerbes issues de protons 126
6.2 Acceptance du detecteur Auger pour les gerbes issues de photon 127
6.3 Les spécificités de la reconstruction en énergie d'un photon UHE pour le détecteur de surface 128
6.3.1 Un bref résumé de la reconstruction en énergie "classique" calibrée sur un ensemble de simulations pour le détecteur de surface d'Auger 129
6.3.2 Le problème de la reconstruction en énergie des photons 130
6.3.3 Traitement a l'aide d'une technique de déconvolution 130
6.3.4 Mise en place d'une reconstruction en énergie spécifique aux photons . . 135

6.4 Identification et réduction de certains bruits de fond hadroniques possibles sur l'identification d'un candidat photon . . . 141
6.5 mise en place d'un algorithme de définition de début et de fin de signal adaptatif . 142
6.5.1 Nettoyer les traces de FADC . . . 142
6.5.2 Influence de la procédure sur la définition du front de gerbe et la reconstruction de la courbure . . . 144

7 Obtention d'une limite supérieure sur le flux de photons avec l'observatoire Pierre Auger 149
7.1 Description générale de la chaîne d'analyse . . . 150
7.1.1 Identification d'événements candidats . . . 150
7.1.2 Traitement aboutissant à la limite supérieure sur la fraction de photons à partir du nombre de candidats mesuré . . . 150
7.1.3 Discussions autour de l'évaluation du bruit de fond sur la mesure du nombre de candidats photons . . . 151
7.1.4 Inclusion de l'effet d'acceptance . . . 152
7.1.5 Obtention d'une fraction relative aux événements tout-venant . . . 153
7.2 Résultats sur la limite supérieure sur la fraction de photons . . . 153
7.3 Etude des différentes sources d'erreurs systématiques pouvant affecter la position de la limite supérieure . . . 154
7.3.1 Impact des hypothèses choisies pour le calcul de la correction d'acceptance 156
7.3.2 Impact de la conversion de photons . . . 157
7.3.3 Robustesse vis à vis de l'estimateur d'énergie hadronique . . . 160
7.3.4 Robustesse vis à vis de l'estimateur d'énergie photon . . . 161
7.3.5 Choix du programme de simulation détecteur . . . 161
7.3.6 Impact d'un changement de sections efficaces hadroniques et de photoproduction. Conséquences sur les variables discriminantes . . . 162
7.4 Mise en perspective de ce résultat dans le contexte expérimental actuel et implications physiques . . . 166

8 Recherche de sources astrophysiques en photons UHE 171
8.1 Peut on esperer trouver des sources de photons aux energies d'Auger provenant d'accelerateurs astrophysiques ? . . . 171
8.2 Cartes du ciel . . . 172
8.2.1 Pixellisation et lissage des cartes du ciel . . . 172
8.2.2 Estimation de la carte de couverture . . . 173
8.2.3 Calcul de la significance des excès . . . 174
8.2.4 Programmes d'analyse utilisés . . . 175
8.3 Recherche de sources de photons UHE . . . 175
8.4 Recherche de la signature de la conversion de photons sur les directions d'arrivée des événements . . . 178
8.5 Conclusions . . . 183

CHAPITRE 1

DES RAYONS COSMIQUES D'ULTRA HAUTE ÉNERGIE

1.1 CHRONIQUE D'UN RAYONNEMENT

1.1.1 LES INVENTEURS

FIG. 1.1: Victor Hess

En 1903, Charles Wilson remarque un fait relativement curieux alors qu'il étudie les rayonnements ionisants. Son instrument de mesure, un électroscope, qu'il avait laissé chargé sur une paillasse, se décharge progressivement au cours du temps sans raison apparente. Il suppose alors le passage d'un rayonnement ionisant dont il pense l'origine due exclusivement à la radioactivité naturelle de la croûte terrestre. Une simple expérience permet de tester cette hypothèse. En montant en altitude, on s'attend à ce que l'atmosphère absorbe progressivement le rayonnement issu de la radioactivité des roches et donc le flux de ce rayonnement baissant, la durée de déchargement de l'électroscope devrait de ce fait se trouver allongée. Le père Wulf décide donc de reproduire cette expérience au sommet de la tour Eiffel. Le temps caractéristique de déchargement de l'instrument augmente bien, mais pas autant que ce que l'on pouvait attendre. Une partie du rayonnement provient donc bien de la croûte terrestre, mais cela n'explique pas tout ! Il semblerait y avoir un rayonnement en provenance du ciel également...

Par un clair matin d'Aout 1912, trois hommes embarquent à bord de la nacelle d'une montgolfière pour le dernier décollage d'une campagne de sept prises de mesures. Le vol, parti d'Aussig, près de l'Elbe est sous le commandement du capitaine W. Hoffory. L'équipage est constitué d'un météorologue, W.Wolf et d'une personne se définissant elle même comme "observateur de l'électricité atmosphérique" : Victor Hess. Le ballon atteint une altitude de cinq kilomètres environ en quatre heures, et le groupe atterrit à Pieskow, à environ 50 km de Berlin. Durant les 6 heures de vol, Hess relève avec attention l'état de 3 électroscopes (encore une fois utilisés pour caractériser l'intensité du rayonnement ambiant) alors que le ballon gagne en altitude. Il remarque une nette augmentation de l'intensité des radiations alors que ce dernier s'élève. Hess écrit quelques mois plus tard dans le *Physikalishe Zeitschrift* : "Les résultats de ces observations semblent pouvoir être expliqués au mieux par une radiation provenant d'au dessus de notre atmosphère et possédant un grand pouvoir pénétrant...". 24 ans plus tard, Hess partage le prix Nobel de physique avec Carl Anderson (le découvreur du positron, mis en évidence dans les rayons cosmiques) pour ces travaux.

La physique du rayonnement cosmique est née.

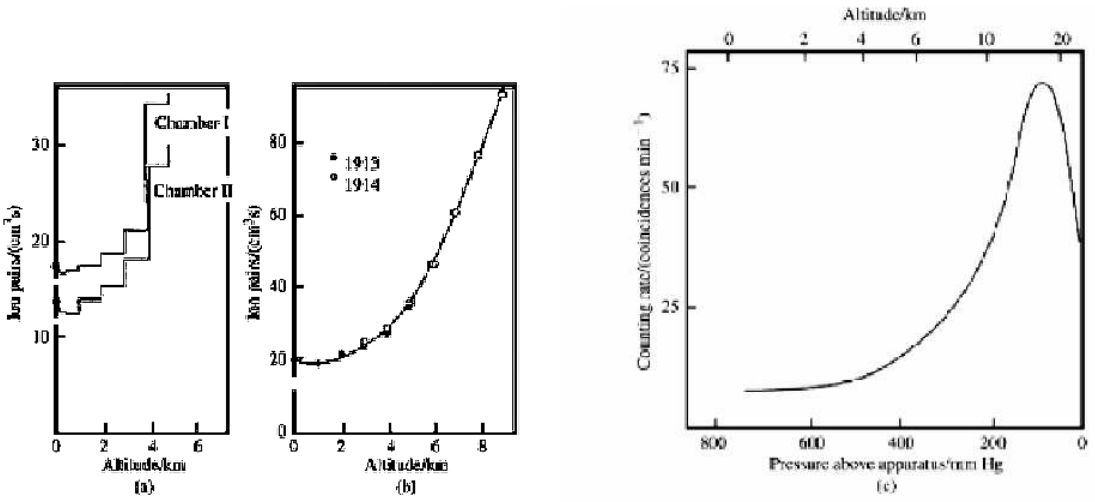


FIG. 1.2: Les résultats de Victor Hess, montrant une augmentation du flux des rayons cosmiques avec l'altitude

1.1.2 DÉCOUVERTE DES GERBES ATMOSPHÉRIQUES

La physique du rayonnement cosmique devient alors le domaine d'étude favori des pionniers de la physique des particules. C'est d'ailleurs grâce à ces observations que l'on a pu mettre en évidence les premières particules élémentaires n'étant pas présentes à l'état naturel sur Terre comme le positron, le muon, le pion ou les particules étranges. Les recherches dans ce domaine se multiplient. La question de la production de ces particules énergétiques est au cœur du débat. Les rayons cosmiques que les expérimentateurs pouvaient mettre en évidence à l'aide de compteurs avaient-ils été produits dans la haute atmosphère par interaction de particules primaires interagissant avec elle ou provenaient ils directement du cosmos ? En 1938, pour répondre à cette question, Pierre Auger effectue une série de mesures à Paris en compagnie de Raymond Maze et Thérèse Grivet-Mayer. Ils mettent en évidence le déclenchement en coïncidence de plusieurs détecteurs séparés d'une

(a) Pierre Auger

(b) Le laboratoire Jean Perrin au Jungfraujoch.

Nombre de compteurs	3	3	2	3	2	2	2	2	2
Distances extrêmes (en m)	0.2	2	5	1.3	1.3	2	2	2	2
Ecran de plomb en cm	-	-	-	-	-	0	5	10	15
Coïncidences par heure (fortuites déduites)	6.7	2.1	0.7	3.4	1.5	4	0.7	0.5	< 0.2

TAB. 1.1: Résultats obtenus par Pierre Auger en 1938.

distance allant de 20 cm à 2 m (cf. table 1.1). Pierre Auger interprète alors les résultats présentés dans cette table comme la preuve selon laquelle ces particules ont été produites en même temps, ajoutant même que l'origine de ces gerbes de particules secondaires pourrait être assez éloignée dans l'atmosphère ([Auger et al., 1938a], [Auger et al., 1938b]). Ils confirmeront ces résultats par une autre campagne de mesure en altitude, dans les Alpes suisses au Jungfraujoch en 1939.

Son interprétation était la bonne. En effet, les rayons cosmiques pénétrant dans l'atmosphère interagissent avec les molécules de l'air, donnant des particules secondaires qui, elles mêmes interagiront par la suite pour donner d'autres particules secondaires. Ces interactions en cascades donnent naissance à ce que l'on appelle des gerbes atmosphériques (cf. figure 1.3). En étudiant ces gerbes, Pierre Auger a pu extraire des informations concernant le rayon cosmique primaire à l'origine de ce phénomène de cascade en se basant sur les travaux de Rossi ou de Heitler par exemple. Ces pionniers de la physique des particules ont en effet travaillé à cette même époque à une approche semi-analytique de la formation de gerbes de particules dans la matière selon les caractéristiques de la particule primaire. Pierre Auger a donc pu grâce à ce type d'approche estimer l'énergie des rayons cosmiques primaires dont il pouvait détecter les cascades de particules filles. Certains d'entre eux ont une énergie colossale en comparaison de ce qui pouvait être produit en laboratoire à cette époque : 10^{13} eV !

Aujourd'hui, c'est à partir de l'étude des gerbes atmosphériques que nous basons toute notre connaissance sur les rayons cosmiques d'ultra haute énergie. Des précisions concernant le développement des gerbes atmosphériques (notamment dans le cas où le rayon cosmique primaire est un photon) seront données au chapitre 4.

1.2 PRESQUE UN SIÈCLE ET UN SPECTRE PLUS TARD

Revenons à présent en 2006 en commentant la figure qui est peut-être la plus emblématique de l'étude actuelle des rayons cosmiques, emblématique et très impressionnante. Le spectre mesuré

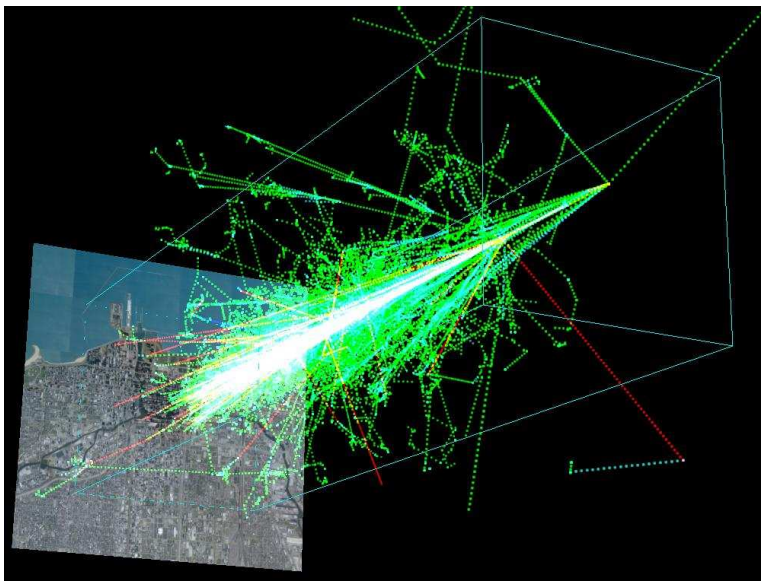


FIG. 1.3: Développement d'une gerbe atmosphérique initiée par un proton de 10 EeV au dessus de la ville de Chicago. Les électrons sont représentés en vert, les photons en bleu cyan et les muons en rouge. (source : G.Snow http ://astro.uchicago.edu/cosmus/projects/auger/)

des rayons cosmiques représenté sur la figure 2.14 s'étend tout de même sur 12 ordres de grandeur en énergie et 32 ordres de grandeur en flux, ce qui est tout simplement colossal. Cette caractéristique est un fait unique dans le panorama de la physique actuelle. Les rayons cosmiques reprrésentent le seul phénomène couvrant un domaine aussi vaste.
L'aspect de ce spectre est d'autant plus surprenant qu'il semble être bien décrit par une loi de puissance $dN/dE \propto E^{\alpha}$ qui garde une pente α très proche de -3 sur ces échelles gigantesques. La pente de ce spectre n'est qu'à peine marquée par de légers infléchissements : à 3×10^{15} eV une cassure appelée communément le genou où la pente passe de $\simeq -2.7$ à $\simeq -3$. À 5×10^{17} eV le spectre possède un second genou la pente se durcit encore très légèrement passant alors à un indice $\simeq -3.3$. Aux alentours de 3×10^{18} eV enfin, le spectre se radoucit sur une zone qu'on appelle la cheville, repassant à une pente qui semble être $\simeq -2.7$ sur les dernières décades du spectre. Cette dernière zone reste mal connue car nous ne possédons pas encore de points de mesure suffisament nombreux dans cette région d'ultra hautes énergies et les différentes expériences déjà réalisées sont en désaccord. Par ailleurs, l'origine même des rayons cosmiques d'ultra haute énergie est un énigme pour les physiciens, comme nous l'expliquerons en détail un peu plus bas. Les objets astrophysiques ainsi que les mécanismes de production sont encore inconnus (ou tout du moins sujets à débats) au-delà de $10^{18.5}$ eV. La nature elle même des RCUHE[1] est elle aussi toujours inconnue. Enfin, l'observation de rayons cosmiques au-delà de 10^{20} eV [Shinozaki, 2006] si elle se confirmait, constiturait une découverte importante. Elle pourrait remettre en question une loi aussi fondamentale que l'invariance de Lorentz ou pourrait être associée à la présence d'une nouvelle physique (défauts topologiques, par exemple).

C'est dans le but de mieux comprendre l'origine du rayonnement cosmique à des énergies supérieures à celle de la cheville (soit supérieures à $10^{18.5}$ eV) que l'observatoire Pierre Auger a été conçu.

[1]Rayons Cosmiques d'Ultra Haute Energie

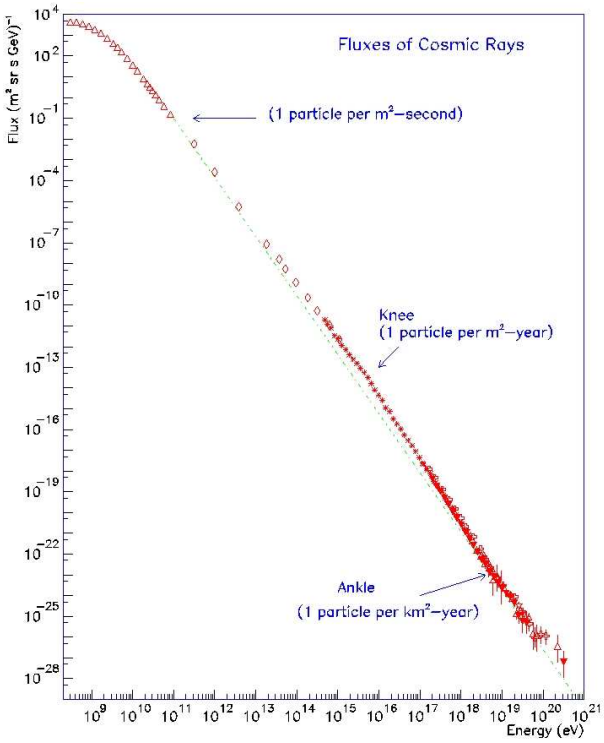


FIG. 1.4: Le (très fameux) spectre en énergie des rayons cosmiques, donnant le flux différentiel en fonction de l'énergie. D'après S.Swordy

Afin de pouvoir dépeindre l'état de l'art actuel de la physique des rayons cosmiques, nous allons présenter ce spectre selon deux points de vue (qui sont loin d'être exclusifs !) : nous résumerons les résultats expérimentaux actuels concernant les énergies intermédiaires dans le spectre des rayons cosmiques, puis nous nous intéresserons aux interprétations astrophysiques apportées sur cette même partie du spectre. Nous laisserons volontairement de côté dans un premier temps les problématiques entourant les rayons cosmiques au-delà de la cheville et auxquels nous consacrons entièrement la partie suivante.

1.2.1 PARTICULARITÉS EXPÉRIMENTALES

En ce qui concerne les techniques d'observation des rayons cosmiques, l'impressionnante régularité que nous avons constaté sur la figure 2.14 doit être oubliée. Il serait en effet plus juste de dire ici que ce spectre se scinde en deux parties :

– En dessous de 10^{14} eV, les rayons cosmiques peuvent être observés par le biais d'expériences embarquées sur ballons (BESS, ATIC, CAPRICE, Runjob, JACEE, TRACER, CREAM) ou sur satellites (ACE, PAMELA, AMS).
  À des énergies, les isotopes peuvent être identifiés de façon individuelle, par exemple avec l'expérience ACE qui comporte un détecteur au silicium embarqué sur satellite. Pour des énergies légèrement plus élevées, les rayons cosmiques sont identifiés en utilisant leurs charges. La mesure de l'énergie devient, elle, plus problématique. Plusieurs techniques peuvent être utilisées pour cela, comme la détermination de l'impulsion des particules dans des spectromètres de masse (choix de BESS), l'absorption (partielle) des noyaux dans un calorimètre (sur ATIC), ou la mesure du rayonnement de transition émis par les particules lorsqu'elles traversent le détecteur (TRACER). Quels que soient les choix effectués par les différentes expériences, l'informa-

tion obtenue repose sur une détection directe. Elle nous donne donc la possibilité de connaître la composition, le spectre ainsi que la distribution des directions d'arrivée des rayons cosmiques avec une bonne précision. On a ainsi pu établir que la majorité de cette population du rayonnement cosmique est constituée par des noyaux d'éléments allant de l'hydrogène au fer. Autour de 1 GeV, les rapports d'abondance sont identiques a ceux rencontrés dans le système solaire (cf. fig. 1.5). Cette composition tendrait donc à montrer que les rayons cosmiques seraient accélérés à partir d'un échantillon tout à fait banal de la matière interstellaire. On pourra noter que le lithium, le béryllium et le bore représentent des exceptions notables sur cette figure. Leur abondance est relativement plus élevée. Nous pouvons l'attribuer à leur provenance via des phénomènes de spallation sur les noyaux plus lourds comme le carbone et l'oxygène très présents dans les rayons cosmiques primaires. Une courte revue des résultats concernant les basses énergies du rayonnement cosmique en vue de l'interprétation physique du genou peut-être trouvée dans [Hörandel, 2005] ;

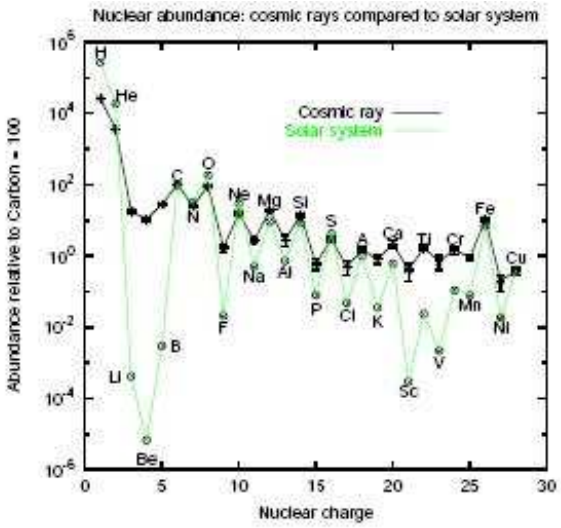


FIG. 1.5: Comparaison de l'abondance des éléments Z $\leq$ 28 dans les rayons cosmiques aux basses énergies avec les éléments présents dans le système solaire (tiré de [Gaisser, 1990])

– Au-delà de 10^{14} eV, le flux des rayons cosmiques n'est déjà plus que de l'ordre de quelques particules par mètre carré et par jour. Il devient trop faible pour que nous puissions espérer une moisson de données suffisante avec une surface de collection et un temps de vie aussi faible que ceux d'une expérience satellite. Il faut alors changer de technique d'observation en mettant à profit la découverte de Pierre Auger. Les mesures effectuées sur la cascade de particules nous permettent de remonter à des informations concernant le rayon cosmique primaire sur lequel nous avons alors des informations indirectes. On utilise donc des détecteurs extensifs au sol qui nous permettront d'accumuler des données avec une grande surface de collection et sur une période très longue. L'étude des cascades atmosphériques est toutefois nettement plus subtile qu'une observation directe car nous devons nous appuyer sur des hypothèses concernant le développement de la gerbe. En particulier, dès les énergies du genou nous extrapolons nos connaissances actuelles concernant les interactions (notamment les interactions hadroniques) entre particules puisque nous avons affaire à des énergies encore inaccessibles aux accélérateurs (le mot "encore" étant même de trop pour la fin du spectre). Des extrapolations, même guidées par des théories sous–jacentes, sont autant de sources d'incertitudes lorsque nous reconstruisons les caractéristiques du rayon cosmique primaire et cette situation est donc relativement incon-

fortable.

Ces deux techniques d'observation se raccordent au niveau du genou (10^{14} eV), nous permettant d'explorer l'ensemble du spectre des rayons cosmiques. Les travaux présentés dans cette thèse portant sur les RCUHE, nous nous consacrerons dans la suite uniquement aux expériences observant les grandes gerbes atmosphériques. Nous développerons en particulier les résultats entourant le genou qui ont été établis récemment par l'expérience KASCADE.

1.2.2 Aux énergies du genou et au-delà

Comme nous l'avons vu, au-delà de 10^{14} eV, la faiblesse du flux des rayons cosmiques nous oblige à passer d'une détection directe à une détection indirecte via les gerbes atmosphériques. Un seul rayon cosmique à ces énergies peut produire des millions de particules secondaires qui par diffusions multiples dans l'atmosphère pourront être vues à des centaines de mètres de l'axe de la gerbe. L'étude de ces particules secondaires constitue le seul moyen de pouvoir observer les rayons cosmiques dont le flux peut descendre jusqu'à une particule par kilomètre carré et par siècle à 10^{20} eV. Il pourrait paraître insatisfaisant ou hasardeux de se baser sur une détection indirecte des gerbes atmosphériques, mais quelle opportunité ! L'accès à de telles énergies ouvre des perspectives très riches, que ce soit en physique des particules ou en astrophysique. Plusieurs moyens peuvent nous permettre de détecter les particules secondaires :

- Directement par un ensemble de stations de détection au sol placées en réseau (KASCADE, Détecteur de surface Auger, AGASA) ;
- Indirectement en collectant à l'aide de téléscopes la lumière de fluorescence due à l'interaction des particules chargées avec les molécules de l'atmosphère (Détecteur de fluorescence d'Auger, HiRes, Fly's Eye) ;
- En utilisant le rayonnement Čerenkov dû au passage des particules chargées très énergétiques de la gerbe dans l'air (H.E.S.S ainsi que les autres expériences d'astronomie des rayons gamma, Blanca) ;
- Une nouvelle voie de détection est actuellement explorée, reposant sur la détection d'un signal radio dû à la présence de charges séparées dans la gerbe atmosphérique, le dipôle ainsi créé se déplaçant (Lopes, CODALEMA).

Quelle que soit la voie choisie pour la détection des gerbes atmosphériques, de nombreuses difficultés vont devoir être surmontées afin de pouvoir remonter aux caractéristiques du rayon cosmique primaire (énergie, direction d'arrivée, identité). Imaginons le cas d'un réseau de surface ou d'un télescope de fluorescence par exemple qui sont les deux techniques complémentaires choisies pour le site sud du détecteur Auger. Avec un détecteur de surface, l'information que nous pouvons enregistrer lors du passage d'une gerbe est très parcellaire car nous ne disposons que d'un nombre limité de stations qui ne pourront recueillir qu'une infime partie des millions de particules de la gerbe. Reconstruire l'énergie, la direction d'arrivée et identifier la nature du rayon cosmique primaire ne paraissent donc pas être une sinécure (nous traiterons en détail le cas spécifique de la reconstruction utilisée avec le détecteur Auger au chapitre 2). Les expérimentateurs qui auront choisi de détecter une gerbe atmosphérique par fluorescence ne seront pas plus avantagés. Si cette technique peut paraître plus simple que la détection de surface puisque nous suivons la gerbe au cours de son développement, d'autres problèmes se poseront, liés à la détection de la lumière de fluorescence elle-même tout d'abord (pour une expérience comme Auger par exemple, détecter une gerbe atmosphérique due à un rayon cosmique de 10^{18} eV revient à collecter la lumière provenant d'une ampoule de 40W et se trouvant à plusieurs kilomètres) mais également aux incertitudes

concernant la transmission de la lumière ou même le rendement de fluorescence de l'atmosphère. L'étude des gerbes atmosphériques nous fait donc entrer dans une démarche complexe et soumise à de nombreuses sources d'incertitudes. Cependant, l'enjeu scientifique sous-tendu par l'étude des rayons cosmiques (notamment d'ultra haute énergie) est de taille. Les points clés de cette étude vont bien sûr être les choix expérimentaux pour la conception des détecteurs qui donneront préférentiellement accès à certains aspects de la gerbe. Par ailleurs, pour nous permettre d'effectuer une analyse probante, nous allons devoir développer des simulations aussi fiables que possible, tant pour les gerbes atmosphériques que pour le détecteur en lui même. Aux énergies mesurées par une expérience comme KASCADE [Antoni et al., 2006] par exemple, l'énergie à laquelle se déroulent les premières interaction du rayon cosmique avec l'air est déjà à la limite des gammes étudiées sur accélérateurs pour la mesure des sections efficaces (cf. fig 1.6).

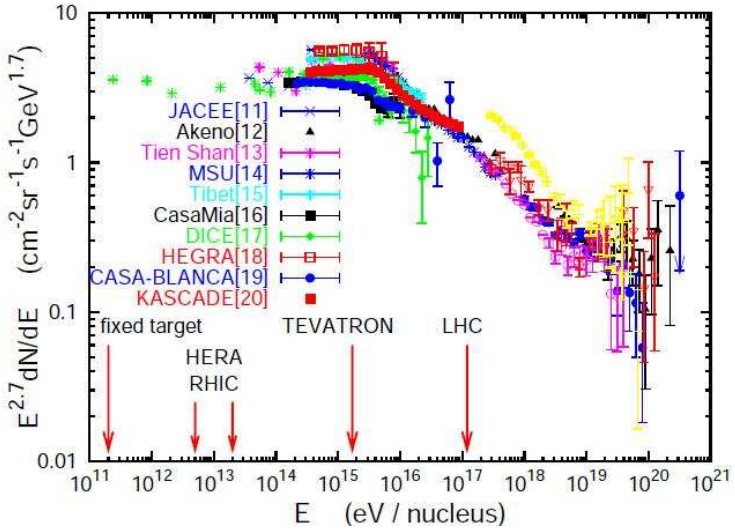


FIG. 1.6: Le spectre des rayons cosmiques. Pour les énergies supérieures à 10^{17} eV, on se référera à la figure 1.15 qui en donne une vision plus claire. Les énergies maximales accessibles sur accélérateurs pour les expériences de physique hadronique sont indiquées. À l'heure où nous écrivons ces lignes les énergies dépassant celles du genou n'ont pas encore été explorées (tiré de [Gaisser, 2001]).

Toute étude relative aux rayons cosmiques de haute et d'ultra haute énergie se basera donc sur des extrapolations de ces sections efficaces d'interaction. Cette question en particulier aux énergies d'Auger est très délicate et mérite d'être observée avec le plus grand soin. Nous reviendrons sur ce point dans le cas d'un primaire photon au chapitres 4 et 7. L'expérience KASCADE fournit un banc de test hors du commun pour les tests des extrapolations des sections efficaces d'interaction aux énergies intermédiaires. Elle a été conçue pour l'observation indirecte des rayons cosmiques au niveau du genou et repose sur l'utilisation d'un réseau de détecteurs de surface permettant d'évaluer pour chaque station le contenu électromagnétique *et* muonique de la gerbe. Par ailleurs d'autres types de détecteurs équipent ce réseau : un calorimètre hadronique au centre du détecteur permettant d'analyser une gerbe par jour, ainsi qu'un détecteur central visant à mieux analyser le contenu muonique d'une gerbe (voir fig.1.7). Cet ensemble complexe mais très complet permet d'étudier le rayonnement cosmique avec une quantité d'information exceptionnelle pour un détecteur basé au sol. Il a pour but d'observer précisément l'inflexion du spectre présente aux alentours de 4×10^{15} eV et de chercher à évaluer la composition du rayonnement cosmique dans cette gamme d'énergie. Une analyse cherchant à établir le spectre des rayons cosmiques pour toutes les espèces de noyaux rencontrées dans cette gamme d'énergie a d'ailleurs été publiée récemment par

la collaboration KASCADE ([Haungs et al., 2003], [Ulrich et al., 2005], [Antoni et al., 2006]). L'idée de départ de cette analyse est que lorsque un ensemble de n gerbes avec un contenu électromagnétique N_e et un contenu muonique N_μ donnés, ce nombre n résulte de la superposition de contribution liées à différentes espèces de rayons cosmiques primaires à différentes énergies. Toute la subtilité de l'analyse consiste donc à retrouver la composition du mélange et le spectre en énergie pour chacune des espèces à partir des observables N_e et N_μ. Pour cela, la collaboration KASCADE a proposé une technique de déconvolution (expliquée en détails dans [Antoni et al., 2006]) dont la construction repose sur l'emploi de simulations de gerbes. Dans le principe, ces gerbes simulées permettent d'établir la relation entre un spectre de rayons cosmiques primaires constitué de différentes espèces et le nombre de gerbes observées avec des contenus muoniques et életromagnétiques donnés. En inversant cette relation et en l'appliquant aux données mesurées pas KASCADE, on peut alors remonter au spectre en énergie de chaque espèce qui sont montrés sur la figure fig. 1.8. En sommant ensuite les différentes espèces, on obtient le spectre toutes particules donné sur la figure fig. 1.9.

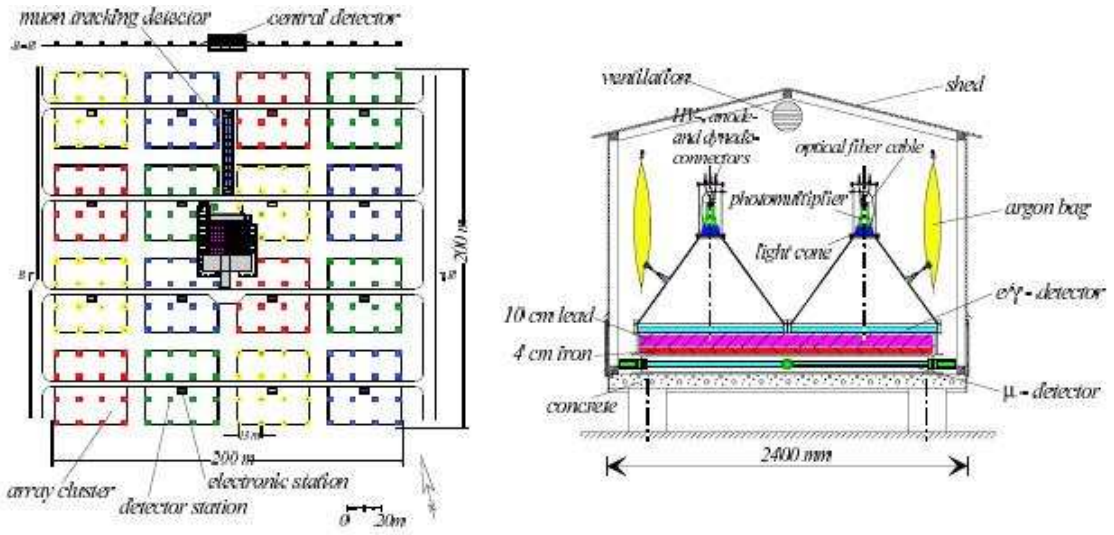


FIG. 1.7: Gauche : Disposition du réseau de surface de l'expérience KASCADE. Droite : Schéma d'une station de détection, permettant de détecter indépendamment composante électromagnétique et muonique (tiré de [Antoni et al., 2006]).

Ces magnifiques résulats permettent une nouvelle compréhension de la nature du genou à 4×10^{15} eV. Le genou correspondrait à la fin du spectre de la composante galactique des rayons cosmiques légers, les espèces plus lourdes pouvant nous emmener jusqu'au second genou (dont la présence est signalée entre $\simeq 4 \times 10^{17}$ eV et 8×10^{17} eV selon les expériences). De plus, bien que de larges incertitudes subsistent encore, comme l'attestent les différences obtenues en traitant les données sur la base de différents modèles hadroniques pour l'identification des espèces (voir fig. 1.8), on semble observer un alourdissement de la composition des rayons cosmiques. Par ailleurs, les résultats obtenus pour l'ensemble du spectre (fig.1.9) sont tout à fait compatibles, montrant bien pour les deux modèles d'interaction QGSjet01 et SIBYLL 2.1 la présence d'un genou à 4×10^{17} eV environ. Les différentes parties du détecteur KASCADE, en permettant d'identifier les particules et de tester les modélisations des gerbes, ont apporté un élément de compréhension décisif concernant la production et la propagation des rayons cosmiques dans cette zone d'énergie.

Comme nous le développerons ci-dessous, la présence du genou est communément interprétée comme la fin de l'accélération des rayons cosmiques dans les restes de supernovae présentes dans notre environnement galactique, ou tout du moins liée à la fin de l'accélération de la composante légère de ces rayons cosmiques sur ces sites. Les résultats de KASCADE renforcent cette hypothèse en retrouvant des limites en énergie pour les noyaux légers tout à fait compatibles avec les modèles les plus courants. Les processus d'accélération invoqués, ainsi que les modèles de diffusion dans la galaxie, dépendent de la rigidité magnétique des particules mises en jeu. La rigidité magnétique est définie comme le produit du champ magnétique et du rayon de Larmor de la particule ($\rho = E/(Ze.B)$), soit $R = E/Ze$. Cette quantité nous permet d'évaluer directement de quelle façon une particule est affectée par un champ magnétique donné. La rigidité magnétique des noyaux étant différente de celle des protons, l'énergie maximale qu'ils peuvent atteindre en demeurant confinés dans les objets astrophysiques est plus élevée. Par ailleurs, ils s'échappent du halo galactique à des énergies supérieures. L'alourdissement de la composition observé pourrait alors expliquer, en reprenant les mêmes processus d'accélération, l'accès à des énergies encore plus élevées que le premier genou, pouvant aller jusqu'à Z ou A (suivant les modèles) fois la position du premier genou. Nous pourrions alors observer un second genou à des énergies de l'ordre de 10^{17} eV.

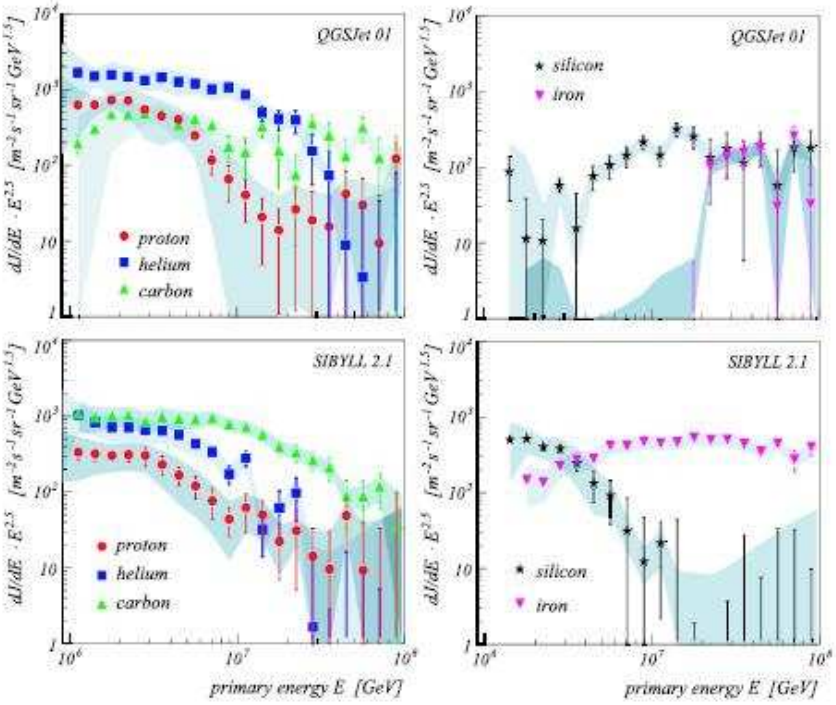


FIG. 1.8: Spectre en énergie de KASCADE : H, He, C sur la colonne de gauche, Si, Fe sur la colonne de droite. Sur la premiere ligne le modèle hadronique choisi est QGSJet01, la seconde ligne correspond à SIBYLL 2.1. Les zones grisées correspondent aux incertitudes liées à la méthode

L'expérience KASCADE-Grande [Haungs, 2005] se base sur le réseau de l'expérience KASCADE en ajoutant des détecteurs beaucoup plus espacés les uns des autres (environ 130 m). Elle est conçue pour détecter des rayons cosmiques jusqu'à 10^{18} eV. Ainsi, cette expérience permettra, lorsqu'elle aura accumulé suffisament de données, d'aborder plus en détails ce second genou. Un second raidissement du spectre a été observé aux alentours de 7.10^{17} eV par l'expérience

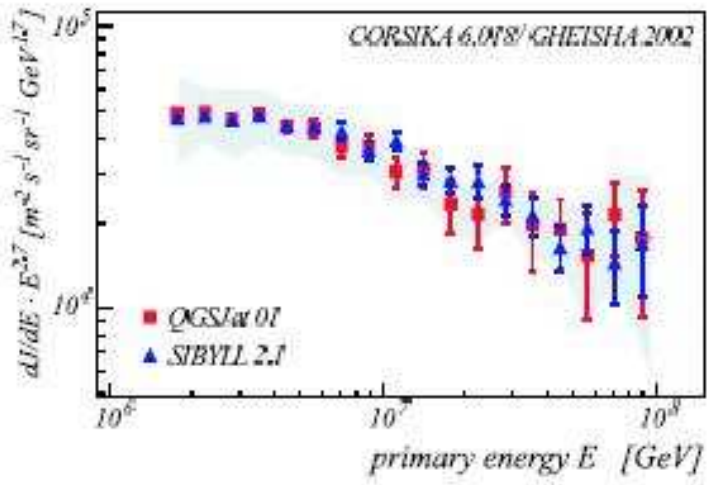


FIG. 1.9: Spectre en énergie pour toutes les particules en utilisant QGSJet01 et SIBYLL 2.1 pour les modèles d'interactions hadroniques. La bande grisée donne une estimation des erreurs systématiques lors de l'emploi de QGSJet (les incertitudes systématiques liées à l'emploi de SIBYLL sont du même ordre.)

HiRes notamment [Abu-Zayyad et al., 2001][2]. La question est donc de confirmer la présence de ce raidissement et également de savoir si il pourrait correspondre à la fin du spectre des rayons cosmiques galactiques ultra lourds, ce que nous attendrions, si nous extrapolons les résultats de KASCADE. Nous n'aurons pas à patienter trop longuement : l'expérience KASCADE-Grande accumule déjà des données et des études autour du second genou pourront être menées d'ici les prochaines années.

1.3 PHÉNOMÈNES ASTROPHYSIQUES D'ULTRA HAUTE ÉNERGIE

Reprenons maintenant le spectre présenté sur la fig 2.14 en se posant cette fois la question de la production des rayons cosmiques. S'il est remarquable que ce spectre en loi de puissance, signature d'un processus non thermique pour la production des rayons cosmiques, s'étende sur 12 ordres de grandeur en énergie, il faut pouvoir imaginer un processus (ou plusieurs) capable(s) de le produire. Très naturellement, devant une telle unicité, nous aurions tendance à chercher un phénomène physique unique qui assurerait une cohérence sur la totalité du spectre, de 10 GeV aux rayons cosmiques d'ultra haute énergie. Peut-on penser a priori à un objet astrphophysique unique qui serait responsable de la production de la totalité du spectre des rayons cosmiques ? Pourquoi pas, mais cela semble assez étonnant. Plus qu'un objet, le fil conducteur qui semble se dégager de ce spectre sur ces échelles phénoménales serait plutôt le type de processus mis en jeu pour la production des rayons cosmiques.
Lorsque nous parlons de production, il faut entendre mécanisme d'accélération des rayons cosmiques lui même[3]. Lorsque nous parlons d'accélération, plusieurs questions distinctes se posent en effet : d'une part quel est le mécanisme mis en jeu ? Et d'autre part, quels sont les sites potentiels d'accélération et quelles limites ces objets astrophysiques imposent-ils aux phénomènes

[2]D'autres expériences semblent l'observer à des énergies différentes : AGASA 6.10^{17} eV, Fly's Eye 4.10^{17} eV, Yakutsk 8.10^{17} eV.

[3]Nous devrions également parler pour être précis de leur propagation mais nous choisirons volontairement de ne pas traiter ces phénomènes ici

d'accélération ?
L'interprétation classique du spectre repose essentiellement sur un mécanisme d'accélération par interaction des rayons cosmiques avec des zones magnétisées en mouvement. Il a été imaginé dans sa première forme par Enrico Fermi en 1949 (cette approche est présentée dans [Gaisser, 1990]). Le mécanisme de Fermi conduit naturellement à un spectre de production des rayons cosmiques en loi de puissance. Il peut être invoqué dans plusieurs types d'accélérateurs astrophysiques intervenant pour différentes gammes d'énergies, ce qui idéalement conduit aux inflexions observées sur le spectre. Afin de comprendre rapidement les phénomènes mis en jeu, nous présenterons maintenant le "modèle standard" de l'accélération de particules jusqu'à la cheville ou tout du moins les modèles historiques qui rencontrent encore à l'heure actuelle un large consensus en ce domaine. Nous pourrons ensuite nous intéresser aux particularités relatives aux rayons cosmiques d'ultra haute énergie.

1.3.1 Accélérer les particules jusqu'au genou. L'hypothèse de l'accélération dans les restes de supernovae

Comment accélérer des rayons cosmiques ?

Les rayons cosmiques étant des particules chargées, la première idée venant à l'esprit quand il s'agit de les accélérer est d'utiliser un fort champ électrique. Cette idée pourrait être valable afin d'expliquer l'accélération des particules aux plus basses énergies dans des objets comme les pulsars mais elle reste rapidement limitée. En effet, pour atteindre les énergies que nous observons au niveau du genou, il nous faudrait invoquer les différences de potentiels de l'ordre de 10^{15} V ! Il semble très peu probable de rencontrer des objets présentant une configuration aussi extrême. Si ce n'est pas une configuration explicite du champ électrique dans des objets astrophysiques qui permet l'accélération, c'est donc que nous allons devoir faire intervenir le champ magnétique de l'objet lui même. Seulement par quel biais puisque la force de Lorentz ne transmet pas de travail aux particules chargées qui la subissent ? C'est ici qu'intervient le principe du mécanisme de Fermi, dont nous reparlerons à la section 1.6.1.
En quelques mots, le processus de Fermi repose sur l'accélération graduelle des particules dans des zones de de chocs qui peuvent être rencontrées dans des systèmes tels que les restes des supernovae, des vents d'étoiles massives, des terminaisons de jets ou de vent galactiques, c'est à dire toute zone de "choc" magnétique
Pour l'accélération des rayons cosmiques aux énergies les plus basses, l'utilisation des restes de supernovae (SNR) rencontre un fort consensus et ce depuis de nombreuses années (on pourra consulter en particulier [Ptuskin, 2005] et les références qu'il contient). Ces derniers ont été clairement identifiés comme des sites d'accélération de particules chargées. Par exemple, nous pouvons observer le rayonnement X issu d'un reste de supernova célèbre, SN1006, montrant de manière claire l'accélération d'électrons au niveau des chocs de la coque éjectée avec le milieu interstellaire (cf. figure 1.10). Les récentes observations en astronomie gamma avec le téléscope H.E.S.S. nous permettent de fournir un autre exemple, RXJ1713.7-3946, comme nous pouvons le voir sur cette même figure à droite. Les observations en gamma de tels objets nous permettent même d'espérer une meilleure compréhension des subtilités des mécanismes d'accélération [Aharonian et al., 2006a]. En partant de ces observations, il paraît tout à fait légitime de penser que sur ce même site d'autres particules chargées comme des protons ou des noyaux pourront également être accélérées.

Un autre point rend l'hypothèse de l'accélération dans les SNR très séduisante : les supernovae

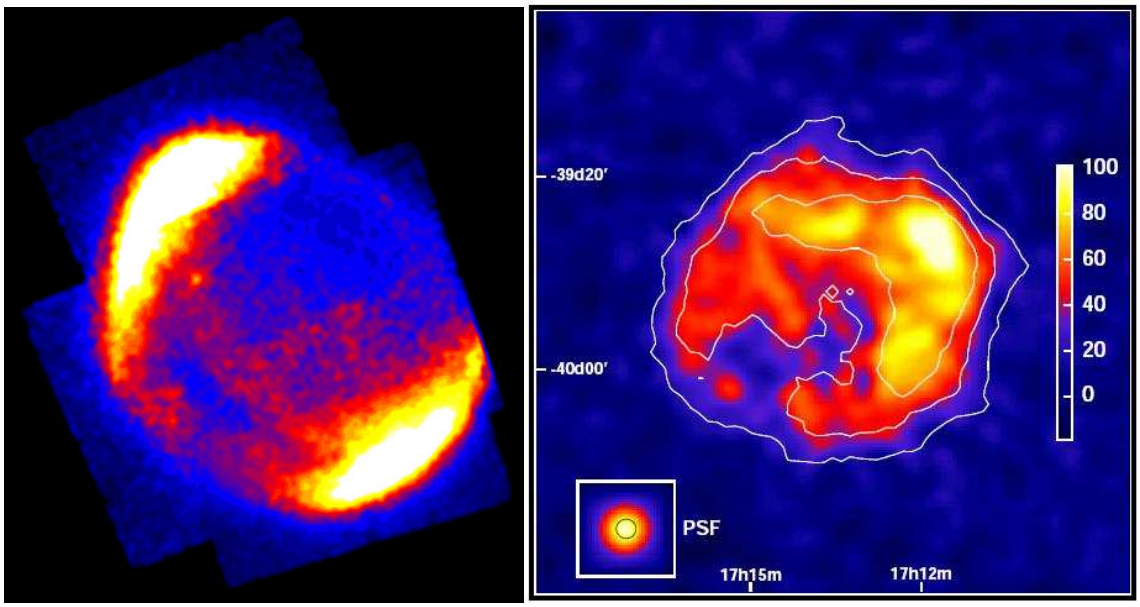


FIG. 1.10: *À gauche :* L'image en X de ce reste de la supernova SN1006 montre clairement l'accélération de particules chargées au niveau de la zone choquée lors de la mort de cette étoile. En effet, le rayonnement X vu ici sur les zones les plus claires provient du rayonnement synchrotron émis par les électrons lorsqu'ils sont accélérés dans ces zones. Il paraît par extension tout à fait plausible que des protons et des noyaux puissent être accélérés dans la même région. *À droite :* Image en gamma de RXJ1713.7-3946. Les contours correspondent à des excès de 5,10 et 15 σ respectivement. L'émission gamma au TeV provient de l'accélération de particules chargées dans le reste de cette supernova, émission pouvant être préférentiellement expliquée par l'accélération de protons [Aharonian et al., 2006a].

présentes dans la galaxie ont la particularité de libérer approximativement la puissance nécessaire à l'alimentation du flux de rayons cosmiques tel que nous le mesurons sur Terre.

La transmission de l'énergie d'un objet macroscopique, tel une supernova, à des particules s'effectue au niveau du choc entre la matière éjectée par l'explosion et le milieu interstellaire. Des rayons cosmiques qui se trouvent piégés sur un SNR peuvent alors gagner graduellement de l'énergie en interagissant plusieurs fois avec la zone choquée jusqu'à ce que le rayon de Larmor de la particule accélérée soit comparable avec la taille de l'objet lui même. Toutefois cette approche basique reste très limitée.

Pour pouvoir accélérer des particules delà de 10^{14} eV dans un reste typique de supernova, nous devons indroduire de nombreuses subtilités (chocs relativistes, influence des rayons cosmiques sur les inhomogénéités du champ magnétique, géométries plus subtiles que le choc frontal...) ne seront pas discutées ici. Pour plus de précisions à ce sujet, on pourra consulter [Lagage and Cesarsky, 1983].

L'accélération des rayons cosmiques dans les SNR par le mécanisme de Fermi a donc de très grands attraits, bien que l'approche simpliste présentée ici ne montre pas tous les raffinements nécessaires à l'accès à des énergies de 10^{15} eV. De plus, les limites en énergie atteintes par ce modèle semblent relativement en accord avec les données expérimentales, notamment les derniers résultats de l'expérience KASCADE. Ces résultats semblent en effet montrer que le genou (ainsi que peut-être le second genou) serait dû à l'extinction progressive du flux des noyaux accélérés dans les restes de supernovae.

UN CLASSIQUE À REMETTRE EN CAUSE...OU À ÉTENDRE !

D'autres hypothèses subsistent encore pour expliquer la présence du genou, tant astrophysiques que physiques (par exemple une nouvelle physique autour du TeV intervenant lors du développement de la gerbe). Par ailleurs, la position attendue pour le second genou, en se basant sur l'hypothèse de l'accélération dans les restes de supernovae de noyaux allant jusqu'au fer, semble légèrement inférieure à l'énergie de la cassure observée par plusieurs expériences dont notamment HiRes (qui la met en évidence à une énergie $\simeq 7 \times 10^{17}$ eV). Nous devrions donc rester relativement prudents quant à l'adoption systématique de ce modèle historique et très sûrement suivre de près les résultats de KASCADE-Grande.

L'autre grande faiblesse de l'accélération dans les SNR est surtout qu'elle ne nous emmène pas jusqu'à la cheville du spectre. Il faudrait donc faire entrer en scène un autre phénomène intervenant aux alentours de 10^{15}eV et prenant le relais des SNR. Cette idée est très critiquable dans le cadres d'un changement de pente de type "genou". Le spectre de cette nouvelle source devant être plus raide que celui obtenu pour les SNR, cette source ne doit émerger qu'à l'énergie de ladite cassure et de surcroît avec le flux adapté... Nous devons alors effectuer un "double ajustement" sur le spectre de la source supposée afin de pouvoir expliquer le forme du spectre observé (voir fig. 1.11).

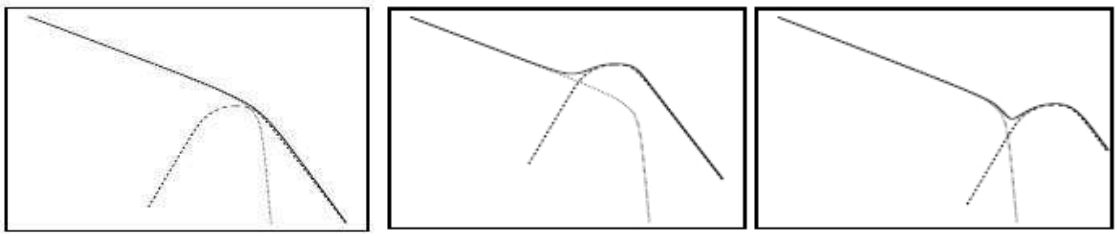


FIG. 1.11: Le nombre de paramètres à ajuster pour expliquer un raidissement de la pente du spectre en invoquant de nouveaux objets produisant une composante émergeante pour le flux des rayons cosmiques est difficile à croire au vu de ces figure. Le genou observé à gauche réclamant l'ajustement de nombreux paramètres. Il paraitrait par conséquent plus naturel de penser à un changement de régime pour un objet unique, ce qui remet en question l'accélération des rayons cosmiques dans les restes de supernovae (tiré de [Parizot, 2005]).

Toutefois, nous pouvons imaginer des processus complémentaires nous permettant d'augmenter encore les énergies atteintes par la voie des SNR qui rendent cette hypothèse plus générale et la réconcilient avec les points que nous venons de soulever. Nous pourrions faire intervenir une réaccélération dans le choc de terminaison du vent galactique ou du vent d'une étoile très massive (cf. [Ptuskin, 2005] qui donne un aperçu de ces modèles ou pour plus de détails par exemple le modèle développé dans [Biermann et al., 2003]) ou abandonner l'idée de l'accélération dans des SNR isolés pour invoquer des processus de réaccélération collective mettant en jeu plusieurs supernovae voisines. En effet, pour développer un peu cette hypothèse (détaillée dans [Parizot et al., 2004] et [Parizot, 2005]), les supernovae isolées sont très minoritaires en comparaison d'associations de supernovae explosant dans la même région de l'univers. Aussi il paraîtrait tout à fait possible de penser à l'accélération dans les zones du milieu interstellaire choquées correspondant à l'association de plusieurs restes de supernovae : ce qu'on appelle les "superbulles". L'action collective de plusieurs restes de supernovae pourrait accélérer les rayons cosmiques à des énergies encore supérieures, permettant d'aller ainsi jusqu'aux énergies de la cheville[4]. L'hypothèse de l'accélération dans les "superbulles" nous donne donc une variante de l'accélération dans les SNR isolés. Elle

[4]Rappelons ici les considérations concernant la taille de l'objet accélérateur et l'énergie maximale accessible. La taille caractéristique d'une superbulle est de 300 pc.

nous fournit de plus un objet qui nous permettrait de produire la totalité du spectre des rayons cosmiques (jusqu'à la cheville), un SNR individuel commençant à accélérer les particules sur une première étape et sur une seconde étape, l'action collective des restes de supernovae permettant de dépasser les énergies des genoux. Un dernier point de cette variante semble particulièrement satisfaisant : nous retrouvons en abandonnant les SNR isolés pour les superbulles une approche "holistique" du spectre, tant d'un point de vue des mécanismes d'accélération généraux que des objets astrophysiques responsables de la production des rayons cosmiques.

1.3.2 REMARQUES CONCERNANT LA CHEVILLE

La cheville correspond à la diminution de la pente du spectre se situant aux alentour de 10^{18} eV. Dans les années 80, lorsque cette dernière a été mise en évidence, on l'a attribuée à la transition des rayons cosmiques galactiques aux rayons cosmiques extragalactiques (c'est d'ailleurs ce que nous avons supposé implicitement ci-dessus). En effet, l'énergie maximale à laquelle nous pouvons confiner des noyaux de fer dans la galaxie est de l'ordre de 10^{17} eV. Le confinement dans les champs magnétiques galactiques dépend de la rigidité magnétique des rayons cosmiques, tout comme les phénomènes d'accélération dont nous avons parlé ci-dessus. Au fur et à mesure de l'augmentation de leur énergie, les rayons cosmiques allant des protons au fer ne sont donc plus captifs du halo galactique, ce qui se traduit par une chute du spectre mesuré[5]. Ainsi, la composante extragalactique du spectre deviendra dominante à 10^{18} eV suivant un raccordement naturel tel que présenté sur la figure 1.12.

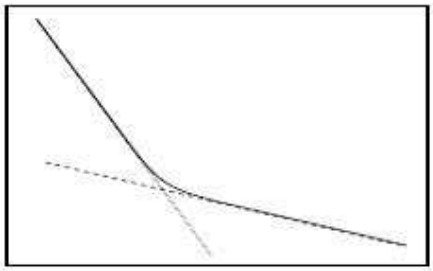


FIG. 1.12: Principe de formation d'une cheville sur le spectre : une composante s'éteint et la seconde de pente plus douce reste présente (tiré de [Parizot, 2005]).

Il a récemment été discuté de la validité de la transition galactique/extragalactique au niveau de la cheville (cf. [Berezinsky et al., 2005] et [Abbasi et al., 2005]). La cheville serait expliquée non pas par la transition vers un flux extragalactique mais par la production de paire e+e- sur le fond diffus cosmologique (CMB) d'un pur flux de protons extragalactique lors de sa propagation. La transition galactique/extragalactique se trouvant alors au niveau du second genou (environ 5-6$\times 10^{17}$ eV).
L'analyse entourant la cheville est une question centrale pour la compréhension du spectre des rayons cosmiques, tout comme l'analyse de la composition des rayons cosmiques au niveau du genou. La mesure de la composition du flux des rayons cosmiques à ces énergies sera cruciale pour résoudre cette question. Une méthode classique pour déterminer la composition est l'étude du taux

[5]Nous avons volontairement choisi de ne pas traiter ici les probèmes de propagation des rayons cosmiques dans cette gamme d'énergie pour pouvoir nous attarder sur les phénomènes d'accélération dont les principes pourront nous permettre d'aborder les modèles utilisés pour les RCUHE. Les phénomènes de propagation sont bien sûr également impliqués dans l'interprétation du spectre des rayons cosmiques. Le lecteur pourra trouver une revue concernant la propagation des rayons cosmiques galactiques dans [Gaisser, 1990] pour le modèle historique de la "boite qui fuit" ainsi que dans [Maurin and Taillet, 2003],[Taillet and Maurin, 2003] pour un traitement de la propagation par diffusion des rayons cosmiques dans le halo galactique.

d'élongation, c'est-à-dire la variation de la profondeur moyenne du maximum de développement de la gerbe en fonction de l'énergie. Les résultats récents de l'expérience HiRes pour les taux d'élongation sont présentés fig.1.17. Ils suggèrent un allègement aux plus hautes énergies, mais les incertitudes de mesure et celles existant sur les simulations de gerbes hadroniques sont importantes ce qui incite à la prudence. Nous ne pouvons donc pas tirer de conclusions fermes à ce sujet pour les événements mesurés jusqu'à présent.
À ne pas en douter, l'observation du taux d'élongation d'un grand nombre d'événements à l'aide de l'observatoire Pierre Auger dans la gamme d'énergie 10^{18}-10^{20} eV pourra améliorer nos connaissance quant à la composition des rayons cosmiques aux plus hautes énergies et nous permettre, espérons le, de clore la discussion entourant la transition galactique/extragalactique.

1.4 LES RAYONS COSMIQUES D'ÉNERGIE EXTRÊME

En montant le long du spectre au-delà de la cheville, c'est à dire pour des énergies supérieures à 10^{18} eV, là où le flux de particules n'est plus que d'une particule par kilomètre carré et par an, les questions deviennent encore plus nombreuses et ne touchent plus seulement à la connaissance des accélérateurs cosmiques, mais à des questions plus fondamentales encore. En effet, la présence de particules à de telles énergies est en elle-même problématique : comment expliquer leur origine ? Si elle doit se trouver dans des objets astrophysiques quels types d'objets pourraient alors être responsable de la production de particules au ZeV ? Où pouvons nous les chercher ? Doit on invoquer une nouvelle physique des particules pour la production des RCUHE ?

Ces questions sont d'autant plus nombreuses et frustantes que la situation observationnelle avant la construction de l'observatoire Pierre Auger est pour le moins contradictoire. Les mesures concernant le spectre des rayons cosmiques au-delà de 10^{20} eV semblent en effet en désaccord entre les résultats de différentes expériences notamment AGASA [Shinozaki, 2006] et HiRes [Bergman, 2005].

Afin de mieux appréhender cette situation et les questions qui nous ont souvent poussés à qualifier l'origine des rayons cosmiques de "mystère", nous tenterons ici de dresser un rapide panorama des connaissances partielles et des suppositions entourant les rayons cosmiques d'ultra haute énergie.

1.4.1 LES HORIZONS DES RAYONS COSMIQUES : LA COUPURE GZK ET SES CONTREPARTIES POUR LES DIFFÉRENTES ESPÈCES DE RCUHE

Au premier abord, l'horizon ultime des rayons cosmiques est lié à l'expansion de l'Univers puisque toutes les particules perdent de l'énergie par effet de redshift. Mais d'autres phénomènes sont responsables de limites beaucoup plus proches pour la propagation des RCUHE. Peu après la mise en évidence en 1965 par Penzias et Wilson du rayonnement fossile à 3K (ou CMB, [Penzias and Wilson, 1965]), Greisen [Greisen, 1966] et indépendemment Kuz'min et Zatsepin [Zatsepin and Kuzmin, 1966] suggèrent que les photons à 2.7K dans lesquels baignent l'univers devraient interagir avec le rayonnement cosmique.

INTERACTION DES PROTONS AVEC LE CMB

Dans l'hypothèse où les rayons cosmiques d'ultra haute énergie sont des protons, ils peuvent interagir avec les photons du CMB :

$$p\,\gamma^{cmb} \quad \rightarrow \quad \begin{cases} \rightarrow p\pi^0 \rightarrow p\,\gamma\,\gamma \\ \rightarrow n\pi^+ \rightarrow n\nu_\mu\,\mu^+ \rightarrow n\,\nu_\mu\,\bar{\nu_\mu}\,\nu_e\,e^+ \end{cases} \tag{1.1}$$

Un calcul très simple donne un bon ordre de grandeur de la valeur de l'énergie seuil à laquelle ce phénomène se produit en considérant un choc frontal entre un proton et un photon du CMB produisant un proton et un pion au repos.

$$E_{seuil} = \frac{m_\pi^2 + 2m_\pi m_p}{4E_\gamma} \tag{1.2}$$

$$\simeq 7.10^{19} eV \tag{1.3}$$

Soit de l'ordre de 10^{20} eV. Avec $E_\gamma \simeq 0.5 \times 10^{-3}$ eV, énergie d'un photon du CMB.
Précisons que lorsqu'un proton de 10^{20} eV interagit avec un photon du fond diffus cosmologique, cela correspond à l'interaction d'un photon de 300 MeV avec un proton au repos. Les sections efficaces d'interaction à ces énergies sont bien connues grâce aux mesures sur accélérateur (sur l'expérience HERA par exemple) : $\sigma \simeq 300\mu b$ au seuil de production. Par ailleurs, la densité de photons du CMB $\rho = 400\ \gamma/cm^3$, on peut donc calculer une estimation de la longueur d'interaction typique pour le proton se propageant dans le CMB :

$$L = \frac{1}{(\sigma\rho)} \simeq 3Mpc \tag{1.4}$$

Même s'il donne un bon ordre de grandeur, ce calcul est assez grossier. Nous pouvons l'améliorer en tenant compte de la distribution des photons du CMB (distribution d'un corps noir à 2.73K, [Fixsen et al., 1996]) et des pertes en énergie. Les pertes en énergie ne sont pas continues : on a un phénomène catastrophique avec une perte moyenne de 20% d'énergie à chaque interaction et la probabilité de n'avoir aucune interaction décroît rapidement avec la distance parcourue. Le résultat que nous obtenons alors est beaucoup plus réaliste. Ainsi, au-delà de 30 EeV, l'énergie d'un proton décroît exponentiellement sur une distance caractéristique donnée par :

$$L(E) \simeq 4.8(\frac{E}{E_{seuil}})^2 e^{E_{seuil}/E} \tag{1.5}$$

où L(E) est donnée en Mpc et avec $E_{seuil} = 7 \times 10^{19}$ eV
Ainsi, les protons perdent rapidement de l'énergie par interaction avec le CMB. Par conséquent, comme nous pouvons le constater sur la figure 1.13, au-delà d'une distance de parcours de 100 Mpc, tous les rayons cosmiques ont une énergie bornée à 10^{20} eV.
Ainsi les objets produisant éventuellement des rayons cosmiques auxquels nous pouvons attribuer une énergie supérieure à 10^{20} eV doivent se trouver dans notre univers proche. En effet, en terme de redshift, la distance de 100 Mpc ne représente qu'un z de l'ordre de 0.01[6].
Or, plusieurs expériences ont pu observer des rayons cosmiques au-delà de cette énergie comme nous l'expliquons en détails ci-dessous. Le problème est donc que nous ne connaissons pas d'objets astrophysiques suffisamment violents pour atteindre des énergies supérieures à 10^{20} eV dans ce voisinage direct. Il faudrait donc dans ce cas invoquer des hypothèses non classiques pour permettre la production de rayons cosmiques au-delà de 10^{20} eV dans notre univers proche ou permettre leur propagation sur des distances plus grandes par une violation de la cinématique des interactions entre le CMB et les protons (comme la violation de l'invariance de Lorentz).

L'implication éventuelle de nouveaux concepts de physique fondamentale a donc rendu la question de l'observation de la coupure GZK cruciale.

[6] À titre comparatif, cela correspond à peu près au redshift de l'amas de coma.

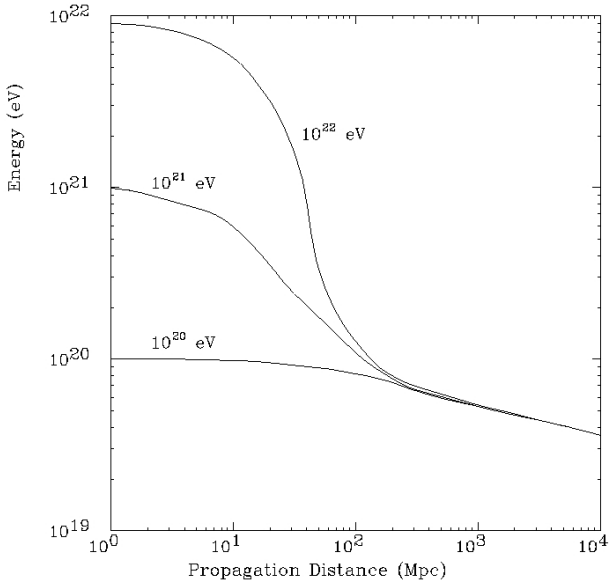


FIG. 1.13: Perte d'énergie moyenne pour un proton en fonction de sa distance de propagation. On peut observer une nette diminution de celui-ci pour des énergies supérieures à $10^{19.7}$ eV. Au-delà de cette énergie, les rayons cosmiques ne pourraient donc provenir que de distances inférieures à 100 Mpc

CAS DES NOYAUX

Dans le cas où les rayons cosmiques ultra énergétiques sont accélérés dans des sources astrophysiques, il paraît naturel de penser que comme pour les énergies intermédiaires dont nous parlions dans la partie précédente, nous pourrions avoir accélération de noyaux sur les mêmes sites. Dans ce cas que deviendraient les limitations concernant la propagation de ces derniers ?
Les interactions des noyaux ultra énergétiques avec le fond diffus cosmologique sont a priori plus compliquées que celles mises en jeu pour les protons ou les photons que nous développerons ci-dessous. Principalement, l'atténuation d'un flux de noyaux peut avoir lieu par deux voies différentes :
– la photodissociation, dont le principal processus est le phénomène de résonance dipolaire géante ;
– des processus de création de paires e+e-.

Dans le référentiel propre de noyaux ultra énergétiques, les photons du CMB dépassent les seuils de photodissociation. Par conséquent, au cours de sa propagation un noyau lourd formera une cascade nucléaire au cours de laquelle, en abandonnant des nucléons, il abandonnera également de l'énergie. Le processus principal incriminé est l'excitation d'une résonance dipolaire géante (excitation collective des nucléons), dont le seuil se trouve autour de 8 MeV. Lors de la désexcitation de cette résonance, il y aura éjection d'un ou plusieurs nucléons. D'autres processus ayant des seuils en énergie plus élevés peuvent également intervenir.

En plus des processus hadroniques, les noyaux subissent au cours de leur transport des pertes d'énergies qui ne sont pas liées à la perte de nucléons mais cette fois à la photoproduction de paires e+e-, comme ce qui a été évoqué pour des protons dans la discussion ouverte autour du problème de la cheville.
La coupure sur le flux des noyaux ultra énergétiques est donc beaucoup plus difficile à appréhender que son analogue pour les protons. De plus même si nous pouvions négliger l'influence des champs magnétiques extragalactiques sur la propagation des protons à 10^{20} eV, ce ne serait certainement

pas le cas pour les noyaux. On pourra consulter pour une étude détaillée de la propagation des noyaux [Bhattarcharjee and Sigl, 2000], [Allard et al., 2005c] ainsi que [Parizot, 2005].

CAS DES PHOTONS

Dans le cas où les RCUHE ne sont pas de nature hadronique mais des photons, les interactions à prendre en compte sont totalement différentes. Les photons vont interagir avec les différents rayonnemments dans lesquels baigne l'univers, menant à un libre parcours moyen encore plus court que pour les protons ou les noyaux. Autour de 10^{15} eV, l'univers est rendu totalement opaque aux photons du fait de leur interaction avec le CMB.

Pour des photons d'ultra haute énergie, l'atténuation du flux de photons est principalement due à la production de paire e^+e^- par interaction avec les différents rayonnements électromagnétiques dans lesquels baigne notre univers.

$$\gamma\gamma_{bg} \rightarrow e^+e^- \tag{1.6}$$

Nous pouvons retrouver l'énergie seuil de cette interaction. Si on note ε_{bg} l'énergie d'un photon appartenant à l'un des fonds avec le photon UHE qui va interagir :

$$E_{seuil} = \frac{{m_e}^2}{\varepsilon_{bg}} \simeq 2.6 \times 10^{11} (\frac{\varepsilon_{bg}}{eV})^{-1}\ eV \tag{1.7}$$

Les électrons et positons produits perdent ensuite de l'énergie par diffusion inverse Compton sur les mêmes rayonnements diffus. La diffusion inverse Compton n'a pas de seuil en énergie et pour les hautes énergies ($s \gg {m_e}^2$), les sections efficaces totales des deux processus peuvent être écrites :

$$\sigma_{PP} \simeq 2\sigma_{DIC} \simeq \frac{3}{2}\sigma_{Th}\frac{{m_e}^2}{s}\ln\frac{s}{2{m_e}^2}\ (si\ s \gg {m_e}^2) \tag{1.8}$$

Si $s \ll {m_e}^2$, σ_{DIC} tend vers la section efficace de Thomson $\sigma_{Th} \equiv 8\pi\alpha^2/3{m_e}^2$ (où α est la constante de structure fine), alors que la section efficace σ_{PP} est maximale près de l'énergie seuil explicitée ci-dessus. Par conséquent, les atténuations les plus efficaces d'un flux de photons d'énergie E par fond de rayonnement sont telles que $\varepsilon \simeq {m_e}^2/E$. Ainsi pour des photons de 10^{15} eV, l'interaction avec un photon du CMB ($\varepsilon \simeq 10^{-3}$ eV) sera particulièrement destructrice et pour les photons d'ultra haute énergie, dans la gamme que nous chercherons à observer ($E \simeq 10^{19}$ eV), il faudra considérer l'interaction avec le fond diffus radio ($\varepsilon \simeq 10^{-8}$ eV ce qui correspond à une fréquence de l'ordre du MHz).

Le fond diffus radio extragalactique sur lequel les photons d'ultra haute énergie interagissent est cependant relativement mal connu. Il a été mesuré par l'expérience sur satellite RAE comme ayant une densité de l'ordre de 10^{-20} W/m^2.Hz.srad à 1 MHz [Alexander et al., 1969]. Cette campagne de mesure a souvent été utilisée pour les calculs de libre parcours moyen des photons d'ultra haute énergie et en particulier pour les calculs présentés sur la figure 1.14. Une estimation de ce fond a également été faite en se basant sur la luminosité et le spectre radio de galaxies et de radiogalaxies, bien que de larges incertitudes entourent encore leur évolution [Protheroe and Biermann, 1996]. Les valeurs ainsi trouvées sont d'un facteur 2 environ supérieures aux valeurs mesurées par RAE. L'estimation précise du fond diffus radio est difficile à mettre en œuvre à basses fréquences (en dessous de $\simeq$1 MHz). En effet, à ces fréquences, les ondes radio que nous pouvons observer sont très atténuées par l'interaction avec les électrons présents dans le halo galactique. De ce fait l'estimation que nous pouvons faire de la composante extragalactique du fond diffus radio est très

sensible à la façon dont les phénomènes d'émission synchrotron et d'absorption dans le disque galactique sont modélisés. Ces résultats sont donc encore incertains et controversés. Les futures observations permettront sans doute de meilleures contraintes sur le fond radio basses fréquences et donc sur la propagation de photons aux énergies les plus hautes.
Malgré ces incertitudes, il faut noter qu'aux énergies accessibles par le détecteur Auger, contrairement à l'extinction quasi totale du flux de photons observée à 10^{15} eV, une fenêtre d'observation s'ouvre à nouveau, nous donnant donc une possibilité d'observation de l'univers via les photons UHE. La longueur d'interaction des photons à 10^{20} eV reste courte (comparable à celle des protons soumis à la coupure GZK, comme nous pouvons le voir sur la figure 1.14). Toutefois comme nous l'expliquerons ci-dessous, le flux de photons attendu aux énergies d'Auger étant majoritairement lié aux hypothèses de modèles *top-down*, les "sources" ne sont pas nécessairement lointaines. Elles devraient même suivre le profil de matière noire nous entourant dans le cas de la matière noire super lourde (nous en reparlerons au chapitre 8).
À des énergies supérieures à 10^{21} eV, la propagation des photons n'est limitée que par la double production de paires que nous n'avons pas mentionnée plus haut. De ce fait le rayon de la sphère dans laquelle des photons post-GZK pourraient être produits augmente encore. Cet effet encourage la construction d'hypothèses dans laquelle une éventuelle composante post GZK du spectre des rayons cosmiques serait due à la présence de photons.

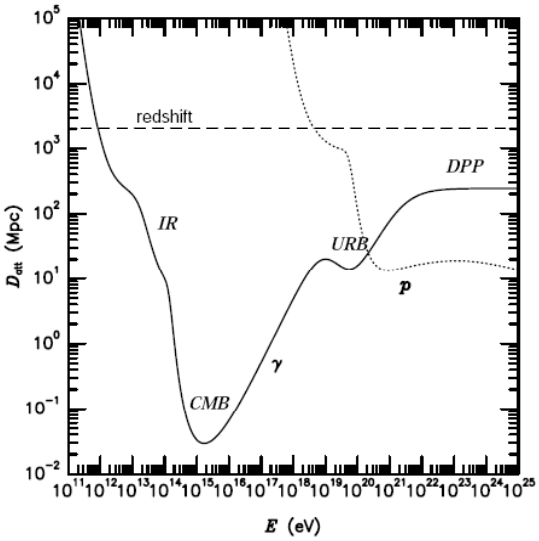


FIG. 1.14: Longueurs d'interaction comparées pour un proton (pointillé) et un photon (trait plein). On retrouve la chute de la longueur d'interaction pour les protons interagissant avec le CMB. Le photon, lui, peut interagir avec le fond infrarouge, le CMB, et enfin le fond diffus radio aux énergies d'Auger. Au-delà la propagation des photons ne sera limitée que par la double production de paire

NEUTRINOS ET NEUTRONS

Pour dresser un tableau exhaustif, nous nous devons d'évoquer brièvement ici la propagation de deux autres espèces qui pourraient être rencontrées dans le flux des RCUHE.

D'éventuels neutrinos n'interagiraient pas avec ce qu'ils rencontreraient au cours de leur propagation, ce qui leur permettrait de parcourir des distances cosmologiques. D'un strict point de vue des problèmes soulevés par la propagation des rayons cosmiques, la présence de neutrinos est donc

assez séduisante puisque nous n'avons plus à chercher leur source à l'intérieur de la sphère GZK. Notons toutefois qu'au-delà de 10^{21} eV, les neutrinos d'ultra haute énergie pourraient interargir avec le fond de neutrinos relique de notre univers (d'énergie $\simeq 0.4$ eV), pour former une résonance Z^0 (modèle de Z-bursts). Nous ne détecterions pas alors des neutrinos mais des produits de désintégration du Z^0 (protons, photons). Nous reviendrons rapidement sur ce modèle à la section 1.6.2. Des neutrinos d'ultra haute énergie pourraient être observés avec l'observatoire Pierre Auger comme discuté dans [Bertou et al., 2002] et étudié en détail dans un travail de thèse [Deligny, 2003].

Les neutrons ayant un temps de vie court même avec un fort coefficient de Lorentz, ils auront un parcours limité, ne nous permettant pas de pouvoir supposer ces derniers produits en dehors de notre galaxie[7] si nous en mettions en évidence. A titre d'exemple, un neutron de 10^{18} eV aura un coefficient de Lorentz $\gamma = \frac{E}{m} \simeq 10^9$. La distance moyenne que ce dernier pourra parcourir sera donc de $\simeq$10 kpc. Si nous mettions en évidence un flux de neutrons celui-ci serait donc essentiellement galactique. La présence éventuelle de neutrons à 10^{18} eV en provenance du centre galactique a été récemment évoquée dans le cadre de la photodésintégration de noyaux sur le fond diffus infrarouge [Grasso and Maccione, 2005a].

MISE EN PERSPECTIVE

Reprenons juste ici pour conclure cette discussion les longueurs d'interaction des protons, noyaux de fer et photons.
Aux énergies supérieures à 10^{20} eV, des sources astrophysiques de rayons cosmiques devront être recherchées dans un voisinage relativement proche ($\simeq$ 100 Mpc) dans le cas où les RCUHE sont des protons, voire dans une sphère de rayon encore inférieure si ces derniers sont des noyaux. C'est là tout le problème que pose la coupure GZK pour l'origine des RCUHE. Plusieurs expériences ont annoncé avoir détecté des rayons cosmiques au delà de 10^{20} eV. Or, il n'existe pas à notre connaissance d'objet qui semble suffisament violent dans cette sphère GZK pour pouvoir produire les rayons cosmiques à des énergies aussi élevées.

Aux énergies supérieurs à 10^{18} eV, les photons d'ultra haute énergie ont une longueur d'interaction légèrement plus courte que les protons. Toutefois, la production de ces derniers à des énergies supérieures à 10^{20} eV n'est pas liée à un processus de production dans des objets astrophysiques. Généralement, les sources de photons de 10^{20} eV sont associées aux processus *top-down*, c'est à dire à la désintégration de particules ultra-massives. Nous ne sommes donc pas confrontés au problème de la nécessité de la présence proche d'objets astrophysiques violents et contournons alors le problème posé par la coupure GZK.

1.5 QUELQUES FAITS EXPÉRIMENTAUX

1.5.1 LE SPECTRE DES RAYONS COSMIQUES D'ÉNERGIE ULTRA HAUTE

Plusieurs expériences ont permis d'observer les rayons cosmiques à des énergies supérieures à 10^{17} eV. Leurs choix expérimentaux les ont classées en deux catégories, celles qui utilisent la fluorescence de l'atmosphère pour la détection de la gerbe :
- Fly's Eye
- HiRes Mono (I et II) ainsi que HiRes stéréo

[7] Rappelons que le diamètre de notre galaxie est approximativement de 30 kpc.

- Auger

et celles qui utilisent un réseau pour la détection au sol du front de gerbe

- Yakutsk
- Haverah Park
- Volcano Ranch
- AGASA
- SUGAR
- Auger

Les expériences HiRes et AGASA sont les deux expériences ayant accumulé le plus de données pour les RCUHE avant Auger. Nous baserons principalement notre état des connaissances dans ce domaine en dehors d'Auger sur leurs résultats.

Comme nous le soulevions plus haut, les sources d'incertitudes et la calibration sont très différentes pour les deux techniques de détection. Le désaccord sur le spectre aux énergies les plus hautes est manifeste (figure de droite 1.15).

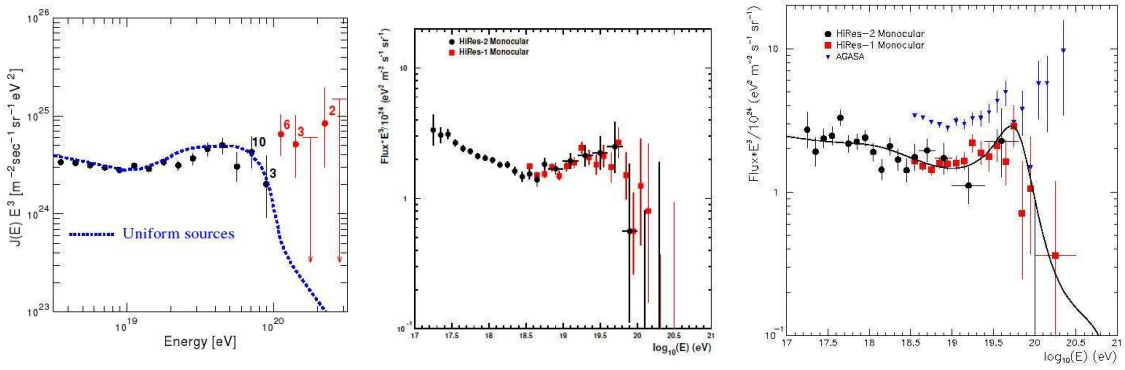


FIG. 1.15: Spectres en énergie pour les expérience AGASA (à gauche) et HiRes (au centre). Le dernier spectre à droite est une superposition des deux autres. Les deux spectres ont été redressés en les multipliant par E^3. Le spectre d'AGASA n'est donné que pour les énergies supérieures à 3×10^{18} eV. Le spectre attendu pour une distribution uniforme de sources de protons extragalactiques est indiqué en trait continu bleu. Le nombre d'événements détecté est indiqué pour les derniers intervalles en énergie. Le spectre d'HiRes est donné pour les énergies supérieures à 10^{17} eV, utilisant indépendamment les données des deux détecteurs de fluorescence. Quatre événements seulement sont reconstruits au-delà de 10^{20} (tiré de [Shinozaki, 2006], [Abbasi et al., 2005] et [Engel and Klages, 2004]).

De plus, si nous nous intéressons aux énergies inférieures à 10^{20} eV, (fig. 1.15 à droite) un écart systématique de 30% peut déjà être observé entre les deux expériences, ce qui semblerait pointer vers un problème de calibration existant entre les deux méthodes abordées. En corrigeant de 30% le spectre d'AGASA, les deux expériences se trouvent en accord pour les énergies inférieures à 10^{20} eV. Pars ailleurs les barres d'erreur sur les spectre augmentant avec l'énergie du fait de la plus faible statistique, il a été montré dans [de Marco et al., 2003] que le désaccord subistant au-delà de 10^{20} eV n'est pas statistiquement significatif (il est de l'ordre de 2 σ). La question de la coupure GZK comme nous l'expliquions plus haut, n'est pas sans soulever des problèmatiques fondamentales l'ensemble de la physique. Ceci ajouté au fait que les deux plus grandes expériences qui aient observé les rayons cosmiques d'ultra haute énergie soient en désaccord rend le débat particulièrement brûlant.

Une expérience comme Auger combinant les deux techniques d'observation des gerbes atmosphériques et dont l'accumulation de données pour le détecteur de surface est déja plus importante que la statistique d'AGASA pourra sans aucun doute permettre de trancher en ce qui concerne la problématique de la coupure GZK. Pour l'heure, les résultats présentés à l'ICRC2005 ne permettent pas d'apporter d'argument décisif concernant la coupure GZK. La calibration choisie à l'heure actuelle repose sur l'utilisation des événements hybrides (voir section 2.3.2 au chapitre suivant). Ainsi, on reconstruit tous les événements du détecteur de surface avec l'échelle en énergie du détecteur de fluorescence (ce qui explique le très bon accord avec les données de HiRes).

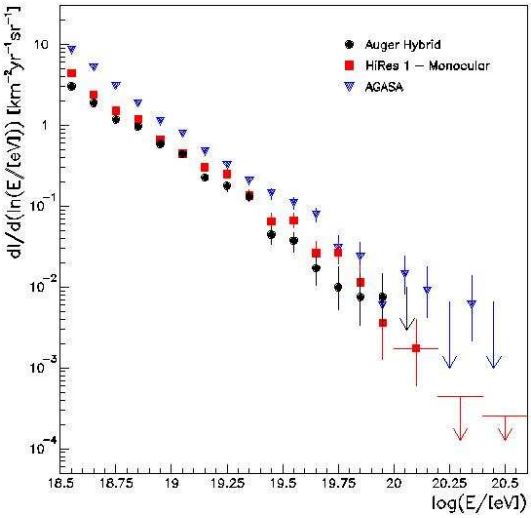


FIG. 1.16: Le spectre d'Auger présenté à l'ICRC2005. Il repose sur une calibration faite à partir des événements hybrides qui sera expliquée au chapitre 2. (tiré de [Collaboration Auger, 2005d])

1.5.2 COMPOSITION CHIMIQUE DES RCUHE

Le taux d'élongation mesuré par l'expérience HiRes (fig. 1.17) semblerait nous indiquer un certain allègement du spectre des rayons cosmiques aux énergies ultra hautes. mais il parait clair qu'au vu des incertitudes que nous ne pouvons pas conclure quant à la composition du spectre des rayons cosmiques aux énergies les plus hautes.
La question de la composition des rayons cosmiques d'ultra haute énergie reste entièrement ouverte à l'heure actuelle et nous ne pouvons absolument pas exclure qu'une fraction substantielle du flux des rayons cosmiques soit constituée de noyaux, comme le souligne la discussion menée dans [Watson, 2006].

La distinction entre de gerbes de proton et des gerbes de noyaux plus lourds est particulièrement difficile à mettre en øeuvre. C'est même sans doute le point le plus complexe que nous aurons à résoudre concernant les rayons cosmiques d'ultra haute énergie. En effet, la séparation entre protons et noyaux de fer[8] d'un point de vue du développement de la gerbe est faible, comme nous pouvons le voir sur la figure (1.18). Nous ne pouvons donc pas espérer distinguer gerbe à gerbe un proton d'un noyau. Par ailleurs les incertitudes existant sur les processus hadroniques dans le

[8]Les noyaux de fer sont les noyaux possèdant l'énergie de liaison par nucléon la plus forte. Il correspondent donc à l'espèce la plus lourde pouvant être rencontrée dans le rayonnement cosmique d'ultra haute énergie. C'est la raison pour laquelle on oppose toujours protons et noyaux de fer qui offriraient le cas échéant les différences les plus fortes, mais l'ensemble des noyaux stables pourrait être trouvé dans le rayonnement cosmique.

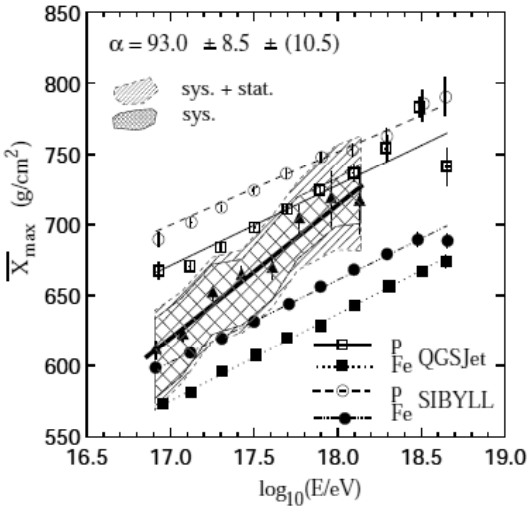


FIG. 1.17: Mesures du taux d'élongation pour l'expérience HiRes [Abu-Zayyad et al., 2001]. Les zones grisées représentent les données de HiRes et la droite correspond au meilleur ajustement. Il est comparé aux résultats attendus pour des noyaux de fer et des protons simulés dans deux configurations pour les interactions hadroniques : QGSJET et SIBYLL.

développement de la gerbe rendent l'identification de hadrons encore plus difficile.

Nous pouvons toutefois espérer effectuer des études statistiques visant à établir la composition du flux des RCUHE avec l'observatoire Auger [Auger coll., 1997]. Elles pourront se baser sur le maximum de développement des gerbes observées et sur une évaluation de la teneur du front de gerbes en muons. On attend en effet des gerbes issues de noyaux qu'elles aient une composante muonique significativement plus forte que les protons comme nous l'expliquerons plus en détail au chapitre 4.

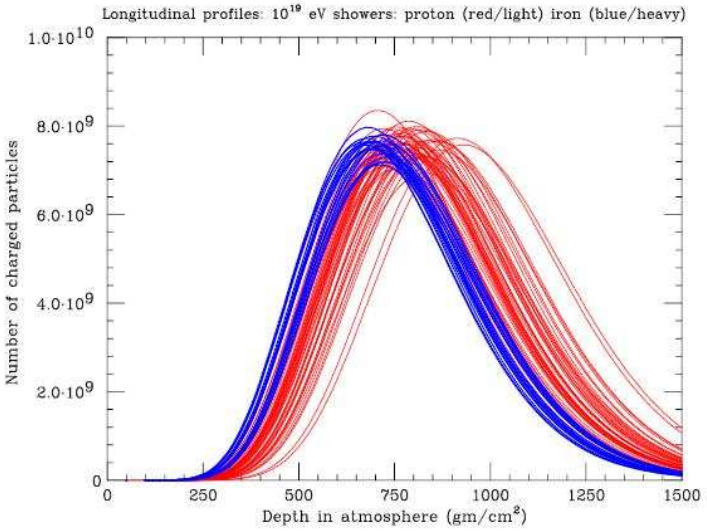


FIG. 1.18: Comparaison des maxima de développement attendus pour des gerbes de proton et de fer simulées. Les fluctuations observées proviennent des fluctuations sur les premières interactions (tiré de [Auger coll., 1997]).

La présence de neutrinos ainsi que de photons à des énergies supérieures à $10^{18.5}$ eV est par

ailleurs tout à fait plausible dans plusieurs cas de figure que nous présenterons à la section 1.6.2. Les photons et neutrinos dans le cadre des modèles *top-down* actuels ne deviendraient majoritaires qu'au-delà des énergies de la coupure GZK, leur flux augmentant à ces énergies alors que les protons et autres hadrons ne nous parviendraient plus.

Aux énergies comprises entre $10^{18.5}$ eV et 10^{20} eV, qui est la gamme d'énergie à laquelle nous avons une statistique importante à l'heure actuelle, nous pouvons espérer qu'une fraction de la composition des rayons cosmiques d'ultra haute énergie soit constituée de photons comme nous allons le développer dans la suite de ce document. Les résultats expérimentaux des expériences autres qu'Auger concernant l'évaluation de la fraction de photons dans le flux des RCUHE seront présentés en détail au chapitre 7.

LA RECHERCHE DE SOURCES DE RCUHE

L'étude de la direction d'arrivée des RCUHE est une voie très prometteuse pour la compréhension de leur origine. La détection de sources ponctuelles constituerait une preuve de leur production dans des objets astrophysiques. Autour de 10^{18} eV, on s'attend à ce que le champ magnétique de notre galaxie isotropise les directions d'arrivées. En revanche au-delà de 10^{19} eV, les particules chargées devraient se déplacer suffisamment en ligne droite pour que les potentielles sources soient détectables. Une origine galactique des rayons cosmiques devrait elle aussi avoir une signature claire dans leur distribution sur la voûte céleste : un dipôle ou une accumulation vers le centre ou le plan galactique par exemple. Enfin, si la cheville que nous avons évoquée section 1.3.2 a pour origine la transition en une origine galactique et extragalactique des rayons cosmiques, la distribution des directions d'arrivées en dessous et au dessus de la cheville devrait être très différentes. On peut espérer qu'une telle transition soit aussi visible du point de vue des anisotropies.

La détection d'anisotropies à la fois aux grandes et aux petites échelles angulaires donnerait donc de précieuses indications sur la nature des sources de RCUHE, sur les champs magnétiques qu'ils traversent et sur leur nature même. Malgré des annonces de détections, il semble qu'aucune anisotropie significative n'ait encore été fermement établie à aucune énergie que ce soit, ce qui fait du rayonnement cosmique un rayonnement remarquablement isotrope.

Concernant les petites échelles angulaires, il faut distinguer deux approches :

– *L'étude de la fonction de corrélation à deux points (fonction d'autocorrélation) :*
  Il s'agit là d'une étude qui vise à mettre en évidence un effet statistique d'accumulation des événements : on compare le nombre de paires d'événements à différentes échelles de séparation angulaire. Un excès dans cette fonction de corrélation signerait par exemple l'existence de caustiques dues aux champs magnétiques ou d'accumulations systématique mais entre les événements sans pour autant que des sources bien identifiées apparaissent. Une analyse des données de l'expérience AGASA au-delà de 4×10^{19} eV montre un excès aux petits angles dans la fonction d'autocorrélation [Tinyakov and Tkachev, 2001]. Cependant cet excès demeure faiblement significatif et est lié à la présence de multiplets (Cf. ci-dessous). Notons enfin que [Gorbunov et al., 2002] ont annoncé la découverte d'une corrélation entre les événements les plus énergétiques d'AGASA une classe de radio quasars compacts (QSOs), les BL Lac. Ce résultat n'a pour le moment pas été confirmé et fait l'objet de nombreuses critiques tant il est difficile de lui attribuer une significativité rigoureuse en raison des coupures a posteriori qui ont permis de l'établir [Evans et al., 2003; Anchordoqui et al., 2003].

– *la détection directe de sources :*
On recherche des excès d'événements dans une direction donnée par rapport à un fond isotrope. Au-delà de 10^{19} eV, l'expérience AGASA [Takeda et al., 1999a] a mis en évidence trois doublets et un triplet d'événements situés à des distance angulaires inférieures à 2.5 deg (voir figure 1.19). Cependant la significativité des ces *clusters* demeure modeste et sujette à d'importants débats. Les données d'HiRes I (monoculaire) ne confirment pas la présences de multiplets avec une statistique plus forte (mais une résolution angulaire moins bonne) pour les énergies supérieures à $10^{18.5}$ eV [The High Resolution Fly's Eye Collaboration, 2005]. Les données prises avec HiRes stéréo entre 1999 et 2004 ne montrent également aucun multiplet pour les événements d'énergie supérieure à 10^{19} eV [Westerhoff and for the High Resolution Fly's eye collaboration, 2006].

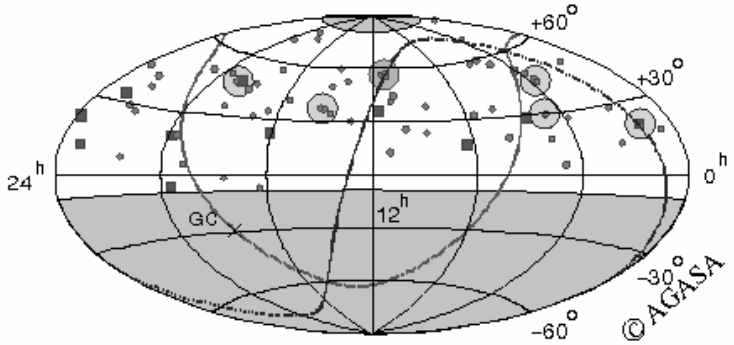


FIG. 1.19: Distribution des directions d'arrivée des rayons cosmiques avec $E > 4 \times 10^{19}$ eV. Les cercles clairs correspondent aux doublets observés, le cercle plus sombre au triplet d'événements (contre 0.06 attendus). Provenance : www-akeno.icrr.u-tokyo.ac.jp

L'expérience AGASA a publié [Takeda et al., 1999b] la détection d'un excès d'environ 22% en dans une zone proche du centre galactique pour des énergies de l'ordre de 10^{18} eV. Une réanalyse des données de l'expérience SUGAR [Bellido et al., 2001] semble indiquer aussi un excès dans cette direction. Celui-ci ne concerne pas exactement la même zone que celle de l'excès annoncé par AGASA, mais une zone proche. L'analyse des premières données d'Auger (prises entre janvier 2004 et juin 2005) contredit clairement ces résultats [Collaboration Auger, 2005b; Collaboration Auger, 2006] avec une statistique plus importante. La figure 1.21 reprend les résultats qu'Auger a publié à partir de ses observations vers le centre Galactique. La carte A montre le nombre d'événements attendus dans cette directions dans l'hypothèse d'une distribution isotrope, la carte B montre les significances des excès en nombre de sigmas observés par Auger dans la gamme d'énergie de l'excès d'AGASA avec la résolution angulaire d'Auger. Les cartes C et D montre les données d'Auger lissées avec la même résolution que celles utilisées pour les résultats de SUGAR (C) et AGASA (D). Les données utilisées sont choisies dans les mêmes gammes d'énergies que ces deux expériences. Les observations d'Auger sont compatibles avec un flux isotrope alors que la statistique utilisée pour établir ces résultats est 3 fois plus forte que celle d'AGASA et 10 fois plus forte que celle de SUGAR. Par conséquent, si nous confirmions ces excès, nous attendrions pour cette statistique des excès de 7.5σ et 10.5σ respectivement.

Aux plus grandes échelles, AGASA a aussi publié la détection d'une modulation en ascension droite d'environ 4% (voir figure 1.20). Remarquons qu'une anisotropie aux grandes échelles est particulièrement difficile à mettre en évidence en raison des fluctuations temporelles de l'acceptance du détecteur qui peuvent imiter une telle anisotropie.

Si la recherche d'anisotropies dans les RCUHE est indéniablement un domaine très prometteur, la situation expérimentale est hélas encore confuse. On ne peut qu'espérer qu'avec une bien plus large statistique et des méthodes plus rigoureuses (notamment en ce qui concerne la maîtrise des effets d'acceptance ou le fait d'éviter les coupures a posteriori) l'observatoire Pierre Auger permettra de clarifier la situation et qui sait, de détecter les premières sources de rayons cosmiques.

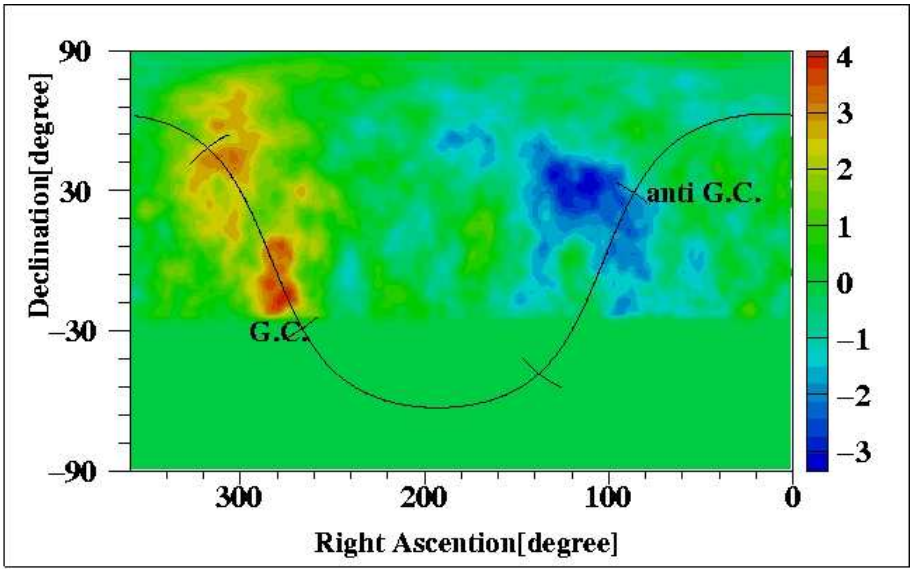


FIG. 1.20: Rapport du nombre d'événements observés au nombre d'événements attendus autoure de 1 EeV pour l'expérience AGASA (coordonnées équatoriales). Une anisotropie est observée près du centre galactique. Provenance : www-akeno.icrr.u-tokyo.ac.jp

1.6 LA PRODUCTION DES RCUHE EN QUESTION

La question de la production de particules accélérées au-delà de la cheville est très controversée. En effet, atteindre des énergies aussi extrêmes est loin d'être chose aisée.

L'accélération de particules à des énergies inférieures dans des objets astrophysiques est déjà sujette à de nombreuses questions, comme nous l'avons souligné, mais pour accélérer des particules à des énergies supérieures à $10^{18.5}$, les idées sur lesquelles nous nous appuyions jusqu'ici sont en faillite. Deux voies s'offrent alors à nous pour pouvoir expliquer la présence de rayons cosmiques d'énergie extrême :

- Trouver des objets astrophysiques suffisament violents et des mécanismes d'accélération suffisament efficaces pour nous emmener au-delà de $10^{18.5}$ eV, voire 10^{20} eV. Ces processus de production sont qualifiés de *bottom-up* ;
- Identifier ces rayons cosmiques comme les produits de désintégration de particules ultra massives, faisant donc appel à une physique au-delà du modèle standard de la physique des particules actuelle. Ces processus sont appellés les processus *Top-down*.

Cette deuxième hypothèse très alléchante d'un point de vue fondamental est d'autant plus séduisante qu'elle pourrait permettre d'expliquer un flux de rayons cosmiques au-delà de la coupure

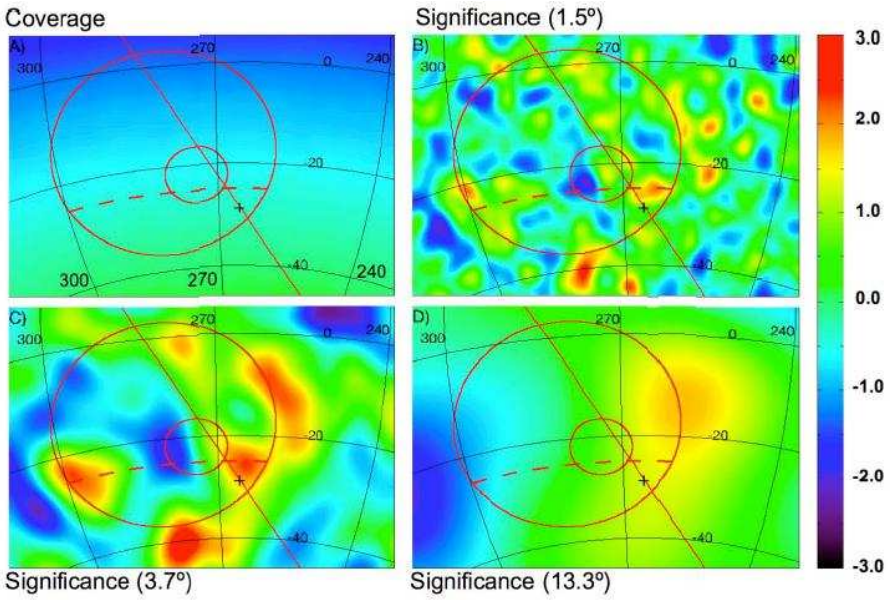


FIG. 1.21: Résultat des recherches d'anisotropies au centre galactique pour l'expérience Pierre Auger. Le centre galactique est représenté par une croix sur ces figures. Voir les explications dans le texte (tiré de [Collaboration Auger, 2005b]).

GZK, comme ce qu'ont pu mettre en évidence plusieurs expériences dont l'expérience AGASA (cf. fig.1.15).

1.6.1 PRODUCTION PAR PROCESSUS *bottom-up* OU COMMENT ACCÉLÉRER DES PARTICULES CHARGÉES AU-DELÀ DE LA CHEVILLE AVEC DES OBJETS ASTROPHYSIQUES

Pour comprendre l'accélération des rayons cosmiques au-delà de la cheville, nous pourrons suivre les mêmes principes que ceux que nous évoquions pour les énergies intermédiaires. Nous devons penser à un mécanisme qui soit suffisament efficace pour atteindre des énergies aussi élevées et également identifier des objets astrophysiques pouvant donner lieu à cette accélération. Nous avons toutefois un argument supplémentaire à considérer si nous voulons expliquer la présence de rayons cosmiques à des énergies supérieures à celles de la coupure GZK qui est la distance de ces objets.

LES PROCESSUS D'ACCÉLÉRATION POUR LES ULTRA HAUTES ÉNERGIES

Aux énergies supérieures à $10^{18.5}$ eV, nous pourrons encore invoquer les processus de Fermi pour assurer l'accélération des particules. Le processus de Fermi "historique" (1949) repose sur l'interaction des rayons cosmiques avec des nuages magnétisés en mouvement. Les particules peuvent alors gagner ou perdre de l'énergie au cours de ces collisions qu'elles entrent en choc frontal avec le nuage ou qu'elles le rattrappent. Toutefois, la géométrie de l'interaction avec le nuage est telle qu'elles vont à la rencontre du nuage plus souvent qu'elles ne le rattrappent. Par conséquent, les rayons cosmiques gagnent en moyenne de l'énergie. On appelle souvent ce mécanisme processus de Fermi du second ordre car l'accélération dans ce cas est proportionnelle au carré de la vitesse du nuage ($\Delta E/E \propto \beta^2$). Ce mécanisme est peu efficace et il est difficile d'accélérer des particules

à de hautes énergies dans ces conditions.

Dans le cas de l'interaction avec un choc astrophysique, ce sont processus de Fermi du premier ordre qui sont mis en jeu. Dans ce cas, c'est le milieu interstellaire et non un simple nuage magnétisé qui est mis en mouvement par le passage d'une onde de choc. Les rayons cosmiques rencontrent donc un "mur" magnétisé qui se déplace à une vitesse β. Les rayons cosmiques vont ici encore pouvoir gagner de l'énergie en traversant le choc et en étant rétrodiffusés ensuite[9]. Ici toutefois, la géométrie est telle qu'il y a toujours un gain en énergie. Ce processus est bien plus efficace, puisqu'il est directement proportionnel à la vitesse du choc ($\Delta E/E \propto \beta$), ce qui permet une accélération sur une période de temps raisonnable. L'accélération par le processus de Fermi résulte en un spectre en loi de puissance, ce qui est particulièrement appréciable car tout à fait adapté au spectre des rayons cosmiques.

Essayons à présent de déterminer l'énergie maximale accessible par accélération de Fermi dans un objet astrophysique donné. On peut pour cela se baser sur les raisonnement de Hillas mettant en compétition les capacités de confinement d'un objet avec l'énergie maximale qui pourra y être atteinte. Le résultat d'un tel raisonnement est donné dans [Drury, 1994] :

$$E_{max} = kZBR\beta c \simeq ZBR\beta c \tag{1.9}$$

Où B est le champ magnétique "porté" par l'onde de choc en μG, R la taille de la zone choquée en kpc, βc la vitesse du choc et k un facteur proportionnel inférieur à 1 relatif à l'efficacité du processus. E est en EeV. On pourra retenir une relation simple qui peut être dérivée de cette dernière est donnée dans le cas d'une accélération optimale (k = 1 et β = 1) ce qui nous permet de donner l'énergie la plus haute qui soit accessible étant donné un objet (c'est à dire étant donnés sa taille et l'intensité du champ magnétique qui y règne) :

$$E_{max} = 0.9ZBR \simeq ZBR \tag{1.10}$$

On peut donc donner une estimation grossière des limitations existantes pour l'accélération des rayons cosmiques dans un objet astrophysique donné. On peut en extraire la figure 1.22, connue sous le nom de diagramme de Hillas. Ce diagramme place les différents objets astrophysiques que nous connaissons sur un graphe donnant l'intensité moyenne de leur champ magnétique en fonction de leur taille. Le cas des gamma ray burst (GRB) présents sur cette figure est toutefois à considérer à part de ces considérations puisque ce n'est pas le champ magnétique moyen dans l'objet qui intervient mais le champ magnétique au niveau du choc.

Il parait clair au vu de cette figure que peu d'objets sont capables d'accélérer des rayons cosmiques jusqu'aux énergies les plus élevées.

N.B. : toutefois l'approche que nous présentons des mécanismes d'accélération dans les chocs est simpliste. Nous n'ambitionnons ici qu'à permettre de comprendre la philosophie de l'accélération dans des chocs astrophysiques. Nous devrions considérer la vitesse du choc, les éventuelles turbulences magnétohydrodynamiques l'accompagnant, le champ magnétique au niveau du choc lui-même (et non de l'ensemble de l'objet), la densité de matière et de rayonnement etc. Autant de caractéristiques dépendant des objets astrophysiques eux-mêmes. Pour une revue de ces phénomènes, on pourra consulter [Ostrowski, 2004] par exemple et les références que contient cet article.

[9] C'est le principe qu'applique le tennisman lorsqu'il accélère une balle avec sa raquette

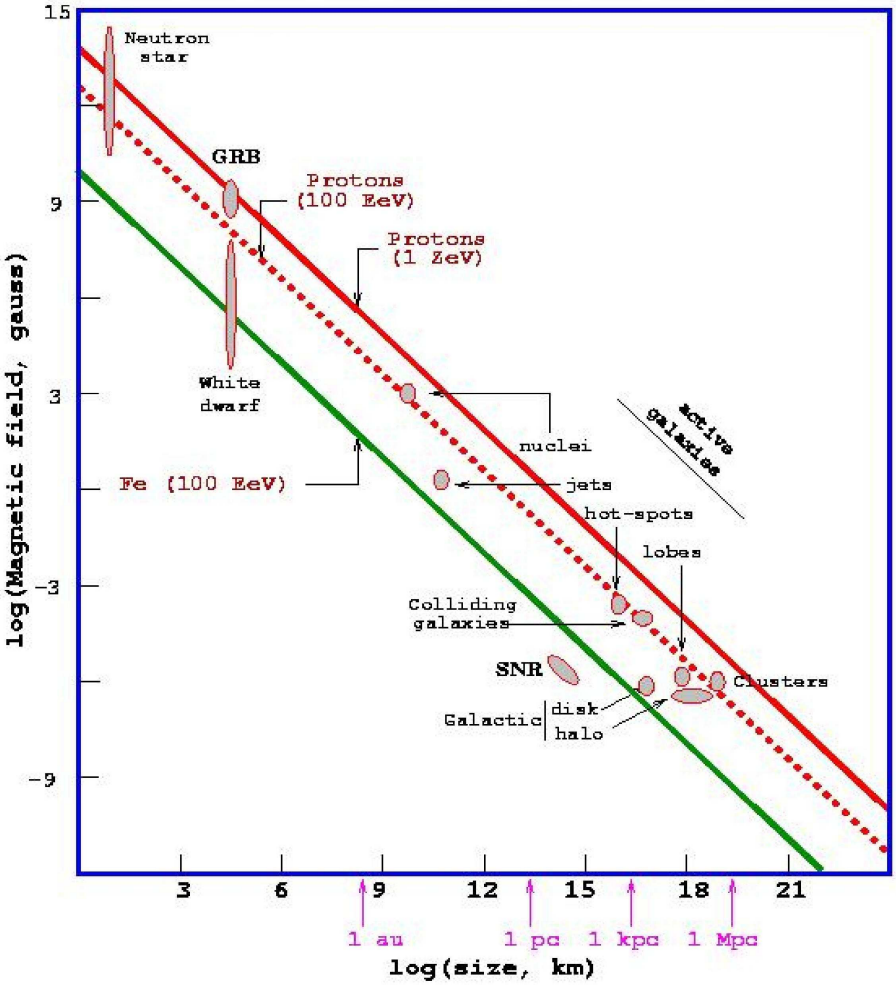


FIG. 1.22: Le diagrame de Hillas. Les sites potentiellement accélérateurs de rayons cosmiques sont placés ici en fonction de leur taille et de leur champ magnétique. Les diagonales indiquent les seuils au-dessus desquels doivent se trouver les paramètres B et R pour permettre une accélération à l'énergie correspondante ($\beta = 1$).

Ajoutons par ailleurs une précision dans le cas notable où les ondes de choc se propagent à des vitesses ultra-relativistes ($\beta \simeq 1$ et $\Gamma \gg 1$). L'accélération dans ce cas peut mener à des gains en énergie en un cycle de l'ordre de Γ^2 (les gains sur les cycles suivants sont bien plus faibles pour des raisons de géométrie), ce qui est colossal. Les ondes de choc ultra-relativistes permettent donc d'obtenir des gains d'énergie très importants dès le premier cycle, ce qui les rend très intéressantes pour l'accélération des RCUHE dans les sursauts gamma ou les jets de galaxies par exemple.

LES SOURCES CANDIDATES À LA PRODUCTION DES RCUHE

Quels sont les accélérateurs cosmiques mis en jeu dans les processus *bottom-up* ? On pourra trouver dans [Ostrowski, 2002] ainsi que dans [Bhattacharjee and Sigl, 2000] un panorama très complet de cette question que nous choisissons de ne pas développer ici, le sujet de cette thèse portant plutôt sur des contraintes sur les modèles *top-down*.
Les simples conditions sur la taille et le champ magnétique du site d'accélération résumées par le

diagramme de Hillas (fig. 1.22) nous permettent cependant d'apporter quelques réponses possibles à cette question :

- les noyaux actifs de galaxies (AGN) comportant un trou noir supermassif en leur centre et un disque d'accrétion, ces objets sont sans doute parmi les candidats les plus intéressants pour l'accélération des RCUHE ;
- les lobes des radio galaxies (de type FR II) sont souvent considérées comme sites potententiels d'accélération mais la valeur à attribuer au champ magnétique dans les *hot spots* est très débattue ;
- les jeunes étoiles à neutrons possèdent des champs magnétiques très intenses qui pourraient permettre des accélérations très fortes [Blasi et al., 2000] ;
- les sursauts gamma (GRB) qui sont des sites extrêmements prometteurs pour l'accélération de rayons cosmiques (voir par exemple le très récent [Dar, 2006]).

Ces objets sont parmi les plus violents de l'univers et si leur configuration exacte reste incertaine, il sont de très bons candidats à l'accélération de particules à des énergies extrêmes. Aucun d'entre eux ne se trouve à des distances suffisament proches pour qu'un flux de rayons cosmiques chargés à 10^{20} eV puisse parvenir jusqu'à nous du fait de la coupure GZK, hélas ! C'est cette constatation notamment qui a donné naissance au "mystère" entourant les rayons cosmiques d'ultra haute énergie. Alors que les rayons cosmiques d'énergie plus basse peuvent trouver une origine astrophysique, comment expliquer la présence des RCUHE ? L'interprétation liée à la fin du spectre pourrait-elle nous faire sortir des canons de la physique actuelle ?

Repousser l'horizon GZK : possibilité d'une violation de l'invariance de Lorentz ?

La présence de la coupure GZK repose sur la cinématique des particules telle que nous la connaissons. Une violation de l'invariance de Lorentz se traduisant par la modification de la relation de dispersion $E^2 = p^2c^2 + m^2c^4$ aurait donc un impact sur la propagation des rayons cosmiques d'ultra haute énergie, puisque le seuil de réaction responsable de la coupure GZK $p + \gamma_{CMB} \rightarrow N + \pi$ pourrait être repoussé à des énergies plus importantes [Sato and Tati, 1972]. Par conséquent, si la réaction de photoproduction de pions est cinématiquement interdite, des protons pourraient se propager sur des distances bien plus importantes et peut-être expliquer alors la présence de rayons cosmiques au-delà de la coupure GZK [Stecker and Scully, 2005]. Inversement donc, la confirmation de l'observation de rayons cosmiques chargés à des énergies post-GZK pourrait être interprétée par une violation de l'invariance de Lorentz aux très hautes énergies. Dans ce cas, la non observation de neutrinos cosmogéniques, résultant de la désintégration des pions chargés produits par l'interaction p, γ_{CMB} serait un argument supplémentaire allant dans le sens de cette solution.

La possibilité d'une violation de l'invariance de Lorentz apparaît dans certaines théories tentant d'unifier la gravitation aux autres forces [Amelino-Camelia, 2004]. Dans ces théories la longueur de Planck ($l = \sqrt{hG/c^3} \simeq 10^{-33}$ cm) joue un rôle fondamental, donnant l'échelle de quantification de l'espace-temps. Il n'est pas question ici d'évoquer ces développements, mais dans ce cadre, on peut se demander si les propriétés de l'espace-temps sont modifiées, lorsqu'on approche de la longueur de Planck. Si c'est le cas il est clair que l'invariance de Lorentz est soit violée (il existerait un référentiel privilégié), soit les transformations de Lorentz doivent être modifiées (les transformations de Lorentz telles que nous les caonnaissons seraient alors la limite lorsque la longueur de Planck peut être négligée). Ces modèles introduiraient des corrections dépendantes de l'énergie sur la relation de dispersion [Amelino-Camelia et al., 1997].

D'autres modèles amènent également à modifier la relation $E^2 = p^2c^2 + m^2c^4$ sans rapport avec les théories de gravitation quantique. Ils entrainent une violation explicite de l'invariance de Lorentz [Coleman and Glashow, 1999]. Dans ce cadre un référentiel privilégié est introduit et il est alors postulé que c, vitesse limite accessible par une particule, n'est plus unique mais dépend de la nature de la particule. Là encore, la modification de la relation de dispersion aura des conséquences sur les seuils de réaction. Notons que cela conduit également à une dépendance en énergie pour la vitesse de propagation de particules de masse nulle. Dans ce cas une autre signature expérimentale pourrait être attendue par l'observation des GRB. En effet, pour des signaux courts provenant de distances cosmologiques, une dépendance en énergie de la propagation des photons se traduirait par des signatures sur les temps d'arrivée des différentes longueurs d'onde [Amelino-Camelia et al., 1998].

Une très légère violation de l'invariance de Lorentz pourrait donc expliquer la propagation de RCUHE jusqu'à nous depuis des distances cosmologiques : l'horizon des rayons cosmiques chargés n'existerait plus ! Par ailleurs, la violation de l'invariance de Lorentz n'impose pas de signature forte sur la fraction de photons aux énergies les plus hautes, contrairement à tous les autres modèles exotiques que nous allons maintenant évoquer. Des corrélations des directions d'arrivée des événements avec des sources se situant à des distances cosmologiques peuvent être cherchées et on peut également espérer mettre en évidence des observations indépendantes des RCUHE post-GZK permettant de tester ces théories (par exemple avec les GRB ou les neutrinos cosmogéniques). Si l'observation d'une continuation du spectre des rayons cosmiques au-delà de la coupure GZK se confirmait dans un cadre ou les fractions de photons d'ultra haute énergie sont basses, nous devrions considérer l'hypothèse d'une violation de l'invariance de Lorentz, bien qu'exotique, avec sérieux.
Ajoutons néanmoins que même si cette approche suppose implicitement la production des RCUHE dans des objets astrophysiques violents et très lointains, cela ne répond en aucun cas au problème de la production des RCUHE, puisque les mécanismes d'accélération que nous connaissons ne nous permettent pas d'atteindre de telles énergies. La mise en évidence d'une telle violation serait donc en soi révolutionnaire pour l'ensemble de la physique mais de nombreuses autres questions resteraient posées par les rayons cosmiques d'énergie ultra-haute.

ET SI CES MESSAGERS D'ULTRA HAUTE ÉNERGIE NE SUBISSAIENT PAS LA COUPURE GZK ? LES NEUTRINOS ET LE MODÈLE Z-BURST

Une autre façon de contourner le problème de la coupure GZK pourrait être simplement de ne pas avoir à s'en soucier. Ce serait le cas si les rayons cosmiques d'ultra haute énergie étaient des neutrinos par exemple : nous avons mentionné à la section 1.4.1 que ceux-ci pourraient parcourir des distances cosmologiques sans subir d'atténuation de flux.

Les neutrinos, qui interagissent très peu avec la matière génèrent des gerbes atmosphériques caractéristiques se développant très tard dans l'atmosphère. Avec une expérience comme Auger, on peut les identifier principalement via la détection de gerbes quasi-horizontales se développant tardivement [Bertou et al., 2002; Deligny, 2003; Blanch and Billoir, 2005]. Toutefois, à l'heure où nous écrivons ces lignes, aucune découverte de neutrino d'ultra haute énergien'a été publiée.

Le modèle des *Z-burst* [Weiler, 1999] semblerait répondre à ce problème. Il profite de l'existence d'une résonnance autour de la masse du boson Z^0 dans la section efficace d'interaction $\nu\bar{\nu}$.

Ainsi, des neutrinos d'énergie supérieure à 10^{21} eV après s'être propagés sur de longues distances pourraient interagir avec le fond relique de neutrinos[10] pour former un Z^0 qui se désintègre immédiatement en un *Z-burst* de protons et de photons fortement colimés. Dans ce cadre, la majorité des rayons cosmiques attendus au-delà de la coupure GZK sont des photons d'ultra haute énergie, nous en reparlerons au chapitre 3.

Toutefois, la production de neutrinos à 10^{21} eV par des processus astrophysiques est improbable. Les neutrinos sont produits dans des processus secondaires par des rayons cosmiques chargés lorsqu'ils sont accélérés. Dans ce cas il faudrait expliquer l'accélération de protons à des énergies $\gtrsim 10^{23}$ eV pour pouvoir produire des neutrinos à de telles énergies. Par ailleurs, les photons qui seraient produits de façon inévitable au cours des mêmes processus produiraient au terme d'une cascade électromagnétique un fond diffus gamma au MeV dépassant les contraintes imposées par les mesures de l'expérience EGRET sur le fond diffus γ.

C'est la raison pour laquelle on associe plutôt les modèles *Z-burst* à des processus top-down [Gelmini and Kusenko, 2000], permettant de produire des neutrinos à des énergies aussi élévées sans processus d'accélération. Cette association nous emmène alors tout naturellement vers une autre façon de dépasser la coupure GZK : la production des RCUHE par des processus non accélératifs, via la désintégration de particules ultra-massives.

1.6.2 Une autre alternative pour la production des rayons cosmiques : les processus *top-down*

Une autre manière d'aborder la production des RCUHE et peut être d'apporter une solution au mystère pourrait être en effet de ne pas reposer sur les objets astrophysiques. Les processus dits *top-down* reposant sur la désintégration de particules ultra massives ($M_X \geq 10^{21}$ eV) pour la production des RCUHE ont donc été abordés assez naturellement. De nombreuses revues existent sur ce sujet, on pourra en particulier consulter [Bhattarcharjee and Sigl, 2000]. Nous les détaillerons plus avant au chapitre 3. Ces processus sont souvent qualifiés d'exotiques. En effet, ils mettent en jeu des particules qui n'ont jusqu'à présent jamais été mises en évidence, ce qui ouvre par conséquent de nouvelles perspectives en physique des particules :

- Les particules X pourraient être des particules métastables très massives ($M_X \geq 10^{21}$ eV) ayant un temps de vie de l'ordre de l'âge de l'univers. Ces particules reliques pourraient avoir été produites à l'époque de l'univers primordial. Elles constituent d'ailleurs à l'heure actuelle de très bons candidats pour de la matière noire ultra lourde (SHDM).
- Elles pourraient également être produites lors de la désintégration de défauts topologiques comme des cordes, des monopoles ou des défauts topologiques hybrides comme les *necklaces* etc. Dans le cadre d'un univers inflationnaire, les défauts topologiques pourraient être produits lors d'une transition de phase ayant lieu à la fin de l'inflation. La masse de la particule X dans ce cas pourrait être de l'ordre des échelles en énergies de la grande unification ($\simeq 10^{25}$ eV).

Les modèles *top-down* nous permettent très naturellement de nous détacher de la problématique de la coupure GZK, car nous pouvons nous attendre à ce que la production des RCUHE soit proche. Les particules reliques ultra-massives par exemple peuvent se concentrer dans notre halo galactique. Aussi, leurs produits de désintégration, qui sont les RCUHE que nous détectons, n'ont qu'une faible distance à parcourir et nous n'observons pas de coupure GZK dans le spectre des

[10] On attend la présence de ce fond relique de neutrinos d'énergie $\simeq 0.4$ eV dans les modèles standard de cosmologie tout comme il existe un fond relique de photons : le CMB

rayons cosmiques dans ce cas (si la désintégration de la particule X a lieu à des distances plus grandes que l'horizon GZK, nous pourrions également les associer au modèle de *Z-burst* présenté ci-dessus). Par conséquent, la production des rayons cosmiques d'énergie ultra-haute via les processus *top-down* résoud à la fois le problème de la production des RCUHE et celui de leur propagation. Hormis les perspectives qu'ils ouvrent sur de nouvelles particules et l'univers primodial, ils sont donc particulièrement séduisants. Ils présentent toutefois certains désagréments. En effet l'ajustement de paramètres (temps de vie, densité) permettant d'expliquer le flux de rayons cosmiques d'ultra haute énergie observé sur ces modèles peut apparaître très critiquable. Par ailleurs, les contraintes existant sur ces modèles que nous présenterons au chapitre 3 sont en fait assez sévères.

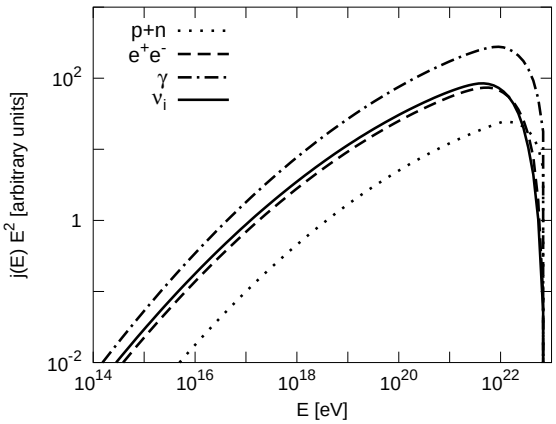


FIG. 1.23: Spectres (non normalisés) en nucléons, neutrinos (par saveur i) et photons résultant de la désintégration d'une particule X en deux quarks (sans supersymétrie) tiré de [Kalashev et al., 2002b].

Nous pouvons chercher des signatures de ces modèles via la composition des rayonnements d'ultra haute énergie. En effet, si les processus de désintégration précis de la particule X dépendent des modèles de physique des particules mis en jeu, nous pouvons supposer que ces dernières se désintègrent principalement en quarks et en leptons, indépendamment de leur nature. Nous attendons à ce que la très grande majorité des RCUHE observables (protons, photons, neutrinos) provienne alors des canaux hadroniques de la désintégration via des jets de hadrons produits par les quarks. A la fin de la cascade QCD, les quarks se combinent plus facilement en mésons qu'en baryons. Lorsque les pions vont se désintégrer, il vont engendrer un flux important de neutrinos et de photons (cf. fig. 1.23). La présence d'un flux de photons dominant aux énergies les plus hautes constituerait donc une signature forte en faveur des modèles *top-down*, c'est l'objet de ce travail de thèse. D'autres contraintes notamment via les observations du fond diffus gamma peuvent cependant être apportées aux modèles *top-down*, nous les présenterons au chapitre 3 dans lequel nous rentrerons spécifiquement dans le sujet des modèles *top-down*.

CHAPITRE 2

L'OBSERVATOIRE PIERRE AUGER

L'observatoire Pierre Auger a été conçu en 1991 dans le but d'éclairer la dernière partie du spectre des rayons cosmiques à 10^{18} eV et au-delà. À cette époque, quelques événements d'énergie supérieure à 10^{20} eV avaient été déjà été observés (entre 1959 et 1963 par l'expérience Volcano Ranch, puis en 1991 par Fly's Eye avec un événement à 3.2×10^{20} eV). Peu après, la découverte d'autres événements d'énergie $E > 2 \times 10^{20}$ eV, a été anoncée par l'expérience AGASA. Comme nous l'avons vu au chapitre précédent, l'origine de rayons cosmiques à ces énergies peine à être expliquée.

Pour lever le voile sur l'énigme des rayons cosmiques, l'observatoire Pierre Auger doit faire face au défi de taille que représente la faiblesse du flux des rayons cosmiques. L'obseravtoire Pierre Auger est conçu pour utiliser les deux techniques "classiques" de détection de gerbes atmosphériques :

– La détection par des "télescopes" de la lumière de fluorescence réémise par le diazote de l'atmosphère lors du passage de la gerbe de particules chargées. Cette technique donne accès au développement longitudinal de la gerbe atmosphérique.
– La détection du passage du front de gerbe au niveau du sol par un réseau de stations qui donne accès au profil latéral de la gerbe atmosphérique.

La possibilité de détecter des événements en hybride, soit enregistrés simultanément par les deux voies de détection, est unique pour un détecteur de cette taille. La détection hybride est apparue d'autant plus indispensable que les deux expériences HiRes et AGASA utilisant, pour l'une la fluorescence et pour l'autre la détection de surface, sont en désaccord sur la fin du spectre des rayons cosmiques.

L'observatoire Pierre Auger devrait, à terme, être constitué de deux sites : l'un dans l'hémisphère sud à Malargüe dans la Pampa argentine, l'autre dans l'hémisphère nord dans le Colorado. Le site sud est quasiment achevé et devrait être complet dans le courant de l'année 2007. Le site nord pourra démarrer sa construction d'ici les prochaines années. De nombreuses discussions autour de sa conception sont actuellement menées. Il se pourrait qu'elle soit légèrement différente de celle du site sud. La présence d'un site dans chaque hémisphère permettra de doubler naturellement la statistique accumulée (étant donnés les flux attendus à 10^{20} eV, la surface des sites est telle qu'on s'attend à observer environ 30 événements à ces énergies par an et par site soit 60 en tout). Par ailleurs il sera alors possible d'observer la totalité du ciel, et donc de pouvoir voir l'intégralité des sources astrophysiques potentiellement intéressantes pour l'accélération de RCUHE.

Le site sud de l'observatoire Pierre Auger a été construit dans la pampa argentine à une altitude

moyenne de 1400 m soit sous une épaisseur de 880 g/cm^2 d'atmosphère. Ce choix nous permet donc précisément d'être proche de l'altitude à laquelle les gerbes issues de rayons cosmiques de la gamme d'énergie qui nous intéresse atteignent leur maximum de développement (en tout cas pour les gerbes hadroniques). Ce choix permet donc d'être proche du maximum de développement des gerbes dans la gamme d'énergie que nous voulons étudier. Par ailleurs, les conditions météo du site de Malargüe sont bonnes et la pollution lumineuse du site suffisament faible pour permettre la détection des gerbes par fluorescence.

Le détecteur de surface sera constitué, lorsqu'il sera totalement terminé, d'un réseau de 1600 détecteurs espacés de 1500 m et répartis selon un maillage triangulaire. Il couvrira une surface de 3000 km^2 (voir fig.2.1). Sur les bords de ce réseau de détecteurs de surface sont placés 4$\times$6 téléscopes de fluorescence. Leur ouverture angulaire de 30° en élévation et 30° en azimuth par téléscope (soit 180° pour un "œil" complet) leur ouvre une zone de détection qui coïncide avec celle du détecteur de surface. Par conséquent, pour un petit nombre d'événements (10% environ), les gerbes atmospériques pourront être détectées à la fois par le détecteur de surface et les téléscopes de fluorescence. Cette double détection est très intéressante. En effet, les deux techniques de détection n'ont pas les mêmes sources d'erreurs systématiques. Aussi, l'utilisation des événements hybrides permet d'effectuer des études sur les erreurs de reconstruction angulaire (la résolution angulaire sur un événement hybride étant meilleure qu'avec le détecteur de surface seul). Ils permettent également d'étudier les différentes sources d'erreurs systématiques sur la chaîne de reconstruction en énergie. Par ailleurs, les événements hybrides nous permettront d'avoir une plus grande quantité d'information afin de pouvoir déterminer la nature du rayon cosmique primaire et pouvoir espérer par là effectuer des tests des modèles d'interaction hadroniques utilisés dans nos simulations. L'observation d'une gerbe avec le détecteur de fluorescence permet en particulier d'avoir directment accès à la profondeur du maximum de développement de la gerbe (X_{max}) qui est un paramètre essentiel de la gerbe et permet de remonter au rayon cosmique primaire. Avec les evénements hybrides, on peut ainsi espérer (avec beaucoup de statistique) calibrer une mesure indirecte de X_{max} avec le détecteur de surface.

Aujourd'hui le détecteur Auger est opérationnel à 60% environ pour son détecteur de surface et 75% pour ses télescopes de fluorescence. Il prend des données exploitables pour les analyses de physique depuis Janvier 2004. Les premiers résultats de la collaboration Auger ont pu être publiés à l'ICRC2005 sur la base de ces données.

2.1 LE DÉTECTEUR DE FLUORESCENCE DE L'OBSERVATOIRE PIERRE AUGER

Lorsque les électrons et les positrons de la gerbe traversent l'atmosphère, ils excitent les molécules de diazote de l'atmosphère qui réémettent ensuite de la lumière de fluorescence de façon isotrope (les longueurs d'onde correspondantes sont comprises entre 300 et 400 nm). En détectant la lumière émise à différentes altitudes on peut retrouver la direction de la gerbe et d'autres quantités d'importance comme la profondeur du maximum de développement de la gerbe (X_{max}) ainsi que le nombre de particules chargées à ce maximum (N_{max}). Ces indications vont nous permettre de reconstruire énergie et direction d'arrivée du rayon cosmique primaire et nous donnera des informations sur la nature de ce dernier.

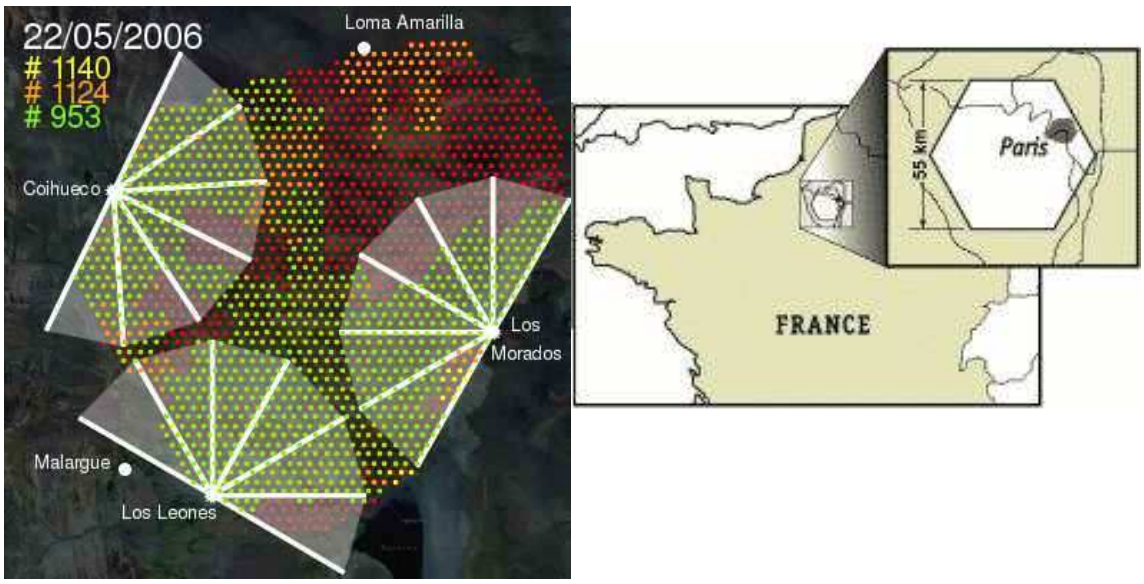


FIG. 2.1: Etat actuel du déploiement du site sud de l'observatoire Pierre Auger. Les emplacements prévus de toutes les cuves sont indiqués en rouge. Les cuves jaunes sont installées et les oranges remplies d'eau. Les cuves vertes sont opérationnelles. Trois sites de fluorescence sur 4 sont installés. Sur la partie de droite un schéma nous permet de rendre compte du gigantisme du détecteur de surface d'Auger qui couvre une surface équivalente à la moitié de la Seine-et-Marne !

2.1.1 DESCRIPTION

On peut voir sur la figure 2.1 les emplacements des différents détecteurs de fluorescence. Chacun est divisé en 6 baies ouvrant sur un téléscope proprement dit (voir fig. 2.2). L'optique de ce téléscope est une optique de Schmidt comprenant un miroir sphérique 3.4 m de rayon avec un anneau de correction à l'entrée (qui augmente l'ouverture effective) et un filtre UV dont la fenetre de transmission correspond à $290 < \lambda < 410$ nm. Le miroir réfléchit la lumière collectée vers une caméra constituée de 440 PMT hexagonaux ayant chacun une ouverture angulaire de $1.5^{\circ} \times 1.5^{\circ}$.

FIG. 2.2: Site de détection de Los Leones et un des téléscopes, on peut voir ici le miroir ainsi que la caméra

2.1.2 DÉTECTION ET RECONSTRUCTION

Lors du passage d'une gerbe, les détecteurs récoltent non seulement la lumière de fluorescence mais également la lumière Čerenkov (directe et diffusée par les aérosols par diffusions Rayleigh et Mie). Contrairement aux télescopes observant le rayonnement γ (comme H.E.S.S.) pour lesquels la lumière Čerenkov constitue la signal permettant la selection, elle est un signal parasite qu'il convient de soustraire dans le cas du détecteur de fluorescence d'Auger. La figure 2.3 montre les différentes contributions lumineuses enregistrées pour un événement. Le signal collecté par les pixels de la caméra est échantillonné par l'électronique *front-end* puis soumis aux différents triggers.

Tous les événements de plus de 10^{19} eV tombant sur le site d'Auger sont enregistrés par au moins un des détecteurs. 60% d'entre eux pourront même être vus en *stéréo*, c'est à dire par 2 sites de détection à la fois (ou plus). Les événements attendus au dessus de la coupure GZK, arrivant sur le réseau seront toujours vus par 2 téléscopes au moins [Bellido et al., 2005].

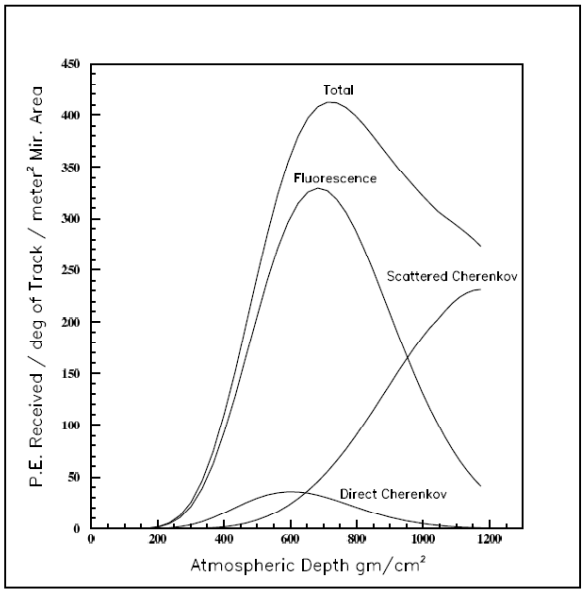


FIG. 2.3: Contamination de la lumière de fluorescence reçue par la lumière Čerenkov (tiré de [Auger coll., 1997])

RECONSTRUCTION GÉOMÉTRIQUE

Afin de déterminer la direction d'arrivée d'une gerbe, nous avons besoin de déterminer deux angles. Dans le cas du détecteur de fluorescence, on définit deux angles, naturellement reliés à la géometrie du détecteur et de la gerbe. On reconstruit tout d'abord le plan que l'on appelle SDP (*shower to detector plane*) qui est défini par la direction de la gerbe dans le ciel et la position du détecteur. L'angle que fait ce plan avec l'horizon est assez facilement déterminé avec les observations d'un seul téléscope à fluorescence puisque l'on observe directement ce plan via l'inclinaison de la trace des pixels allumés lors du passage de la gerbe (voir fig.2.4 en haut). Cet angle est donc déterminé avec une excellente précision (au demi degré près), même avec un seul détecteur de

fluorescence.

Le second angle ψ est beaucoup plus délicat à déterminer puis qu'il s'agit de l'angle de la gerbe dans ce plan SDP. Tous les angles possibles au sein du SDP donnant la même trace sur le détecteur, on ne peut les différencier que via les temps relatifs de déclenchement des différents pixels qui donnent la projection de la vitesse de propagation de la gerbe dans le plan perpendiculaire à la ligne de visée. Puisque l'on sait que la gerbe se propage à la vitesse de la lumière, on peut en déduire l'angle de la gerbe ψ dans le SDP. Pour ce faire, on ajuste les temps de réponse des pixels t_i et de l'angle correspondant à l'élévation de leur angle de visée θ_i en minimisant :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N} \frac{(t_i(\xi_{i,mes}) - t_{i,mes})^2}{{\sigma_i}^2} \tag{2.1}$$

où $t_{i,mes}$ est le temps d'arrivée de la lumière mesuré au pixel i, σ_i correspond à l'incertitude sur la détermination du temps (elle est prise comme dépendant de l'intensité enregistrée dans le pixel) et $x_{i,mes}$ l'élévation mesurée. Le temps $t_i(\xi_i)$ correspondant à cette élévation est donné par :

$$t_i = t_0 + \frac{R_p}{c} \tan \frac{\theta_i}{2} \tag{2.2}$$

R_p est le paramètre d'impact de la gerbe par rapport au télescope, t_0 correspond au temps de passage de la gerbe au plus proche du téléscope (voir fig. 2.4 à droite).

Cependant, pour les traces courtes, soit d'une taille angulaire inférieure à 20°, on peut avoir des imprécisions allant jusqu'à plusieurs degrés, du fait d'une dégénérescence entre ψ et R_p. Pour les traces plus longues, une courbure apparait, ce qui permet de lever la dégénérescence.

Si l'on a la chance d'observer une gerbe en *stéréo*, la précision sur la direction est bien meilleure puisque l'on dispose alors de deux SDP dont l'intersection donne la direction d'arrivée de la gerbe directement. Par ailleurs, les événements qui déclencheront au minimum une station en coïncidence avec le détecteur de surface (les fameux événements hybrides) sont également mieux reconstruits car la position de la station du détecteur de surface touchée donne une information précieuse sur le point d'impact de la gerbe, permettant une bonne détermination de l'angle ψ. La résolution angulaire qui peut alors être atteinte avec ces événements hybrides varie entre 1.5 et 0.2 degrés avec une moyenne de 0.6 degrés [Collaboration Auger, 2005a].

RECONSTRUCTION EN ÉNERGIE

Une fois la géométrie de la gerbe déterminée, on peut reconstruire l'énergie du rayon cosmique primaire. L'intensité du signal enregistré dans chaque PMT permet après correction des effets de l'instrument et des effets de transmission de la lumière dans l'atmosphère de remonter au nombre de particules électromagnétiques de la gerbe. Le nombre de particules nous permet alors de remonter à l'énergie du rayon cosmique primaire.

Les sources majeures d'incertitude dans cette étape de la reconstruction sont liées tout d'abord à la valeur de l'efficacité de production de fluorescence qui est encore sujette à de larges incertitudes, mais également à la soustraction de la lumière Čerenkov (directe et diffusée) et à la prise en compte de la transmission du signal lumineux (rappelons ce qui a été montré à le figure 2.3). Notons que l'on doit également être en mesure de connaître l'état de l'atmosphère de manière très

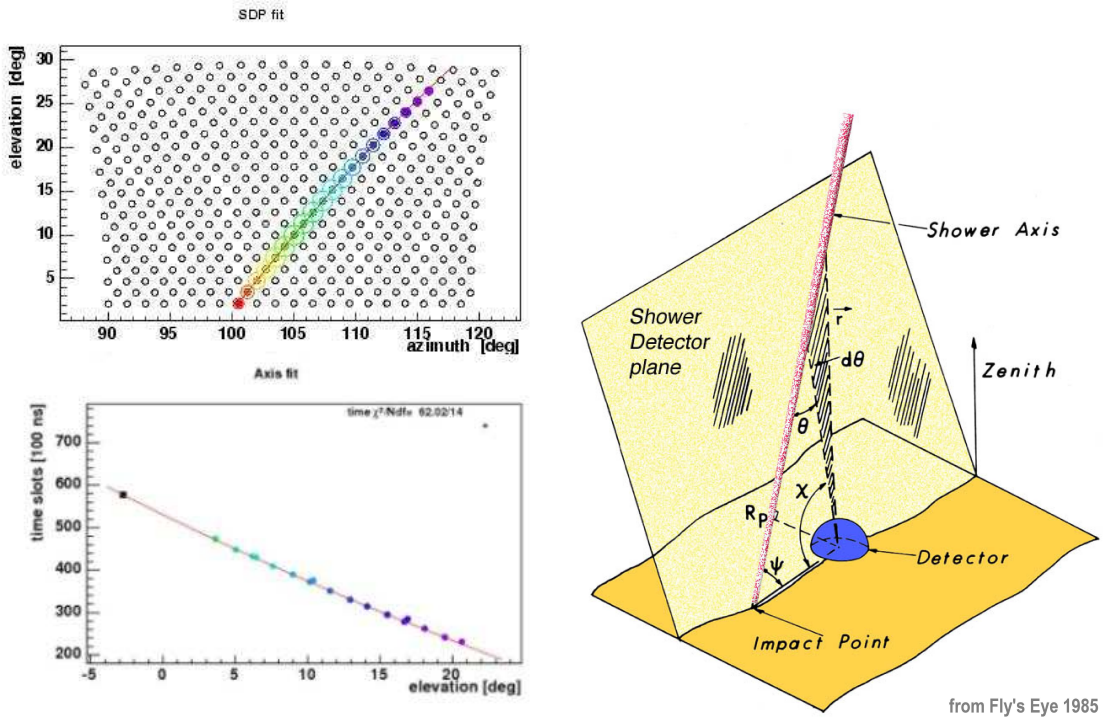


FIG. 2.4: *À gauche :* Trace enregistrée sur le site de Coiheco pour le passage d'un événement (en haut). Elle correspond à la projection du SDP sur la caméra. Les couleurs correspondent au temps d'arrivée sur les pixels. Ajustement pour la reconstruction de la direction d'arrivée de la gerbe en fonction de l'élévation pour ce même événement (en bas). *À droite :* Reconstruction géométrique pour le détecteur de fluorescence

précise (météo, quantité d'aérosols) pour soustraire ces effets. L'atténuation atmosphérique notamment est mesurée par un tir LIDAR[1] à chaque fois qu'un événement de haute énergie est enregistré.

En décomposant le signal enregistré dans les pixels de la caméra en canaux de 100 ns et en corrigeant les effets que nous venons de citer, on obtient, pour un modèle d'atmosphère donné, le profil longitudinal de la gerbe, soit le nombre de particules électromagnétiques en fonction de l'épaisseur d'atmosphère traversée, X (voir fig. 2.5).

Ce profil est ensuite ajusté par une fonction de Gaisser-Hillas (qui reproduit bien l'évolution du nombre de particules électromagnétiques en fonction du développement de la gerbe) :

$$N_e(X) = N_{max} \left(\frac{X - X_0}{X_{max} - X_0} \right)^{\frac{X_{max} - X_0}{\lambda}} e^{\frac{X_{max} - X}{\lambda}} \tag{2.3}$$

où X_{max} est la profondeur au maximum de développement de la gerbe, N_{max} le nombre de particules au développement de la gerbe, X_0 un paramètre caractérisant la largeur du profil, λ un paramètre de développement de la gerbe, typiquement de l'ordre de 70 g/cm^2. L'énergie électro-

[1]Le LIDAR (Light Detection And Ranging) a un principe de fonctionnement semblable au radar à la différence qu'il utilise un laser pour sonder l'atmosphère. L'atténuation atmosphérique peut alors être évaluée en étudiant la rétrodiffusion de la lumière du laser par les molécules de l'air (diffusion Rayleigh) et des aérosols (diffiusion Mie).

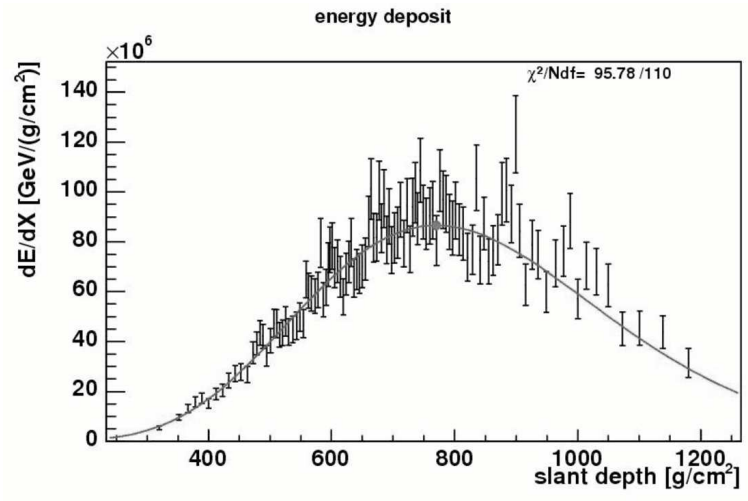


FIG. 2.5: Pour événement de la figure 2.4, vu du site de Coihueco, profil de la lumière reçue en fonction du temps une fois corrigée des divers effets discutés dans le texte. Le point rouge indique le X_{max} déterminé à 769 g/cm^2

magnétique est alors obtenue suivant :

$$E_{em} = \frac{E_c}{\lambda_r} \int N_e(X) dX \tag{2.4}$$

où E_c/λ_r est le rapport entre l'énergie critique des électrons et leur longueur de radiation. Pour remonter à l'énergie du rayon cosmique primaire, il faut ensuite corriger l'énergie non détectée correspondant à ce qui est emporté par les muons et les neutrinos. C'est une autre source d'incertitude sur la reconstruction en énergie des gerbes détectées par fluorescence puisque cette quantité doit être déterminée à l'aide de simulations Monte-Carlo. Toutefois, ces corrections sont faibles (de l'ordre de 5% pour un proton, 15% pour une gerbe de fer et de l'ordre de 1% pour une gerbe de photon), ce qui vaut à la détection par fluorescence la réputation d'une reconstruction quasi calorimétrique de l'énergie et surtout presque indépendante des extrapolations sur les sections efficaces hadroniques des premières interactions format la gerbe dans l'atmosphère sur lesquelles repose beaucoup plus l'estimation de l'énergie avec le détecteur de surface. La résolution en énergie du détecteur de fluorescence d'Auger est à l'heure actuelle de l'ordre de 25% au global [Collaboration Auger, 2005e]. De prochaines études permettront sans doute d'améliorer significativement cette résolution (amélioration de la précision de la calibration de 12 à 8% et de la précision sur le rendement de fluorescence qui est actuellement de l'ordre de 12%).

2.2 LE DÉTECTEUR DE SURFACE DE L'OBSERVATOIRE PIERRE AUGER

Le détecteur de surface d'Auger va pouvoir enregistrer le passage d'échantillons du front de gerbe à l'aide de 1600 stations de détection autonomes qui communiquent les résulats de leur acquisition par radio. L'autonomie énergétique des stations est assurée par des panneaux solaires chargeant des batteries pendant la journée et la communication entre les stations se fait via une antenne radio située sur chaque station. La disposition de ces détecteurs distants les uns des autres de 1500 m a été choisie de façon à assurer une détection de la totalité des événements qui ont une énergie

supérieure à $10^{18.5}$ eV.

FIG. 2.6: Une station du détecteur de surface d'Auger bien entourée.

2.2.1 CONCEPTION D'UNE STATION DE DÉTECTION

Les détecteurs du réseau de surface de l'observatoire Pierre Auger sont des cuves d'eau d'une hauteur de 1.5 m environ pour 1.8 m de rayon (fig. 2.6). L'intérieur des stations est tapissé d'un sac réfléchissant (le tyvek) avant d'être rempli d'eau purifiée jusqu'à une hauteur de 1.2 m. Les propriétés de l'eau devront rester stable pour toute la durée de l'expérience notamment pour que la longueur d'atténuation de la lumière reste inchangée, ce qui modifierait notre calibration. D'où la nécessité d'une purification très poussée pour éviter toute prolifération bactérienne.

Les particules chargées du front de gerbe (essentiellement constitué d'électrons, de positrons, de photons et des muons au niveau du sol) en traversant cette hauteur d'eau émettent un signal de lumière Čerenkov qui après réflexion sur les parois de la cuve est détecté par 3 photomultiplicateurs (PM) ayant chacun une photocathode de 23 cm de diamètre environ pour maximiser la collection de la lumière (voir fig.2.7).

Les photons de la gerbe sont détectés plus indirectement : en traversant l'eau ils vont créer une paire e^+e^- ou interagir par effet Compton avec les électrons du milieu. Les particules chargées résultantes pourront alors être détectées par effet Čerenkov si leur énergie est suffisante.

Le signal enregistré par les photomultiplicateurs est ensuite converti en signaux électroniques par la carte front-end et convertis en signaux digitaux par des convertisseurs analogiques-numériques rapides (FADC *Flash Analog to Digital Converter*) à une fréquence de 40 MHz soit des intervalles de temps de 25 ns. L'amplitude du signal est codée sur 10 bits (soit 1024 canaux). On enregistre simultanément les signaux de l'anode (*bas gain*) et de la dynode (*haut gain*) qui est amplifié d'un facteur 32 par rapport au bas gain. Les deux signaux sont utilisés pour fournir une gamme dy-

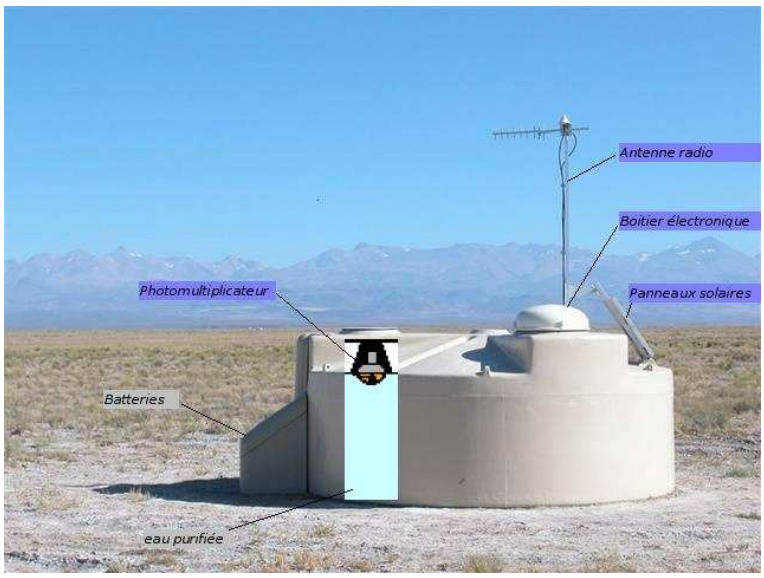


FIG. 2.7: Une station du détecteur de surface. Elle est totalement indépendante grâce à ses panneaux solaires et transmet les signaux qu'elle a enregistré par radio au bâtiment central.

namique qui permet de récolter avec une bonne précision l'information provenant des stations proches du cœur de gerbe (avec un flux de particules de près de 1000 particules/μs) et celle provenant des stations éloignées (flux de particules de l'ordre de 1/μs)

2.2.2 CALIBRATION

Les signaux sont enregistrés par les FADC en unités de canaux (sur 10 bits, soit 1024 canaux correspondant à une gamme de 0 à 2V). Afin de pouvoir utiliser les données enregistrées par une cuve, on doit calibrer les signaux des PMT afin de pouvoir les ramener à des quantités physiques. En effet, la chaîne d'aquisition est complexe et il faut prendre en compte tous les paramètres du détecteur comme la quantité et la qualité de l'eau, la réflectivité du Tyvek, le rendement des PMTs, leurs gains etc.

Les muons constituent, aux petits angles, la majorité des particules du flux atmosphérique tout venant (c'est à dire n'appartenant pas aux gerbes qui nous intéressent). Par ailleurs, les muons arrivant au sol sont relativistes, ce qui a pour conséquence qu'un muon vertical déposera toujours la même quantité d'énergie, qui est alors directement proportionnelle à la lumière Čerenkov produite et donc à la hauteur d'eau traversée[2]. Les muons fournissent donc la quantité physique idéale pour calibrer notre détecteur. L'unité de mesure qui sera choisie pour les signaux enregistrés par les cuves Auger sera donc le VEM (*Vertical Equivalent Muon*), signal laissé par un muon vertical traversant la cuve en son centre (soit 1.2 m d'eau).

La conversion des canaux de FADC en VEM doit donc être faite au travers d'une étape de calibration qui permettra de remettre les signaux enregistrés par toutes les cuves dans un système de référence commun. Une procédure automatique a été mise en place pour la calibration qui

[2]Ce n'est pas le cas pour les particules électromagnétiques qui sont rapidement absorbées dans l'eau.

est lancée toutes les minutes et utilise les muons isolés pour retrouver les facteurs de calibration (voir [Aglietta et al., 2005] ainsi que [Bertou et al., 2006]). On reconstruit alors des histogrammes comme celui de la figure 2.8 qui permettent de retrouver la valeur moyenne du VEM. Le signal enregistré par l'électronique peut donc correctement être retranscrit en VEM avant d'être utilisé pour la reconstruction de la gerbe.

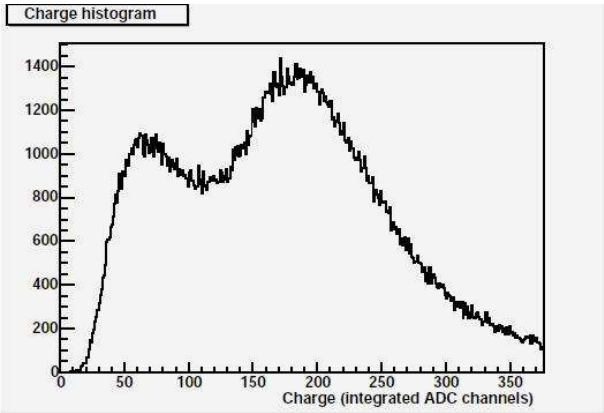


FIG. 2.8: Charge enregistrée par une station déclenchée par une coïncidence sur les 3 PMT à un niveau de 5 canaux au dessus de la ligne de base. Le premier pic est dû au flux atmophérique basse énergie, les particules électromagnétiques entre autres, alors que le deuxième pic est dû au passage des muons verticaux. On utilise le 2e pic pour la calibration (tiré de [Aglietta et al., 2005]). Ici, un VEM correspond donc à environ 200 canaux d'ADC.

2.2.3 DÉCLENCHEMENT

Lorsqu'un événement est enregistré par une cuve, celle-ci doit décider si elle garde ces informations et ensuite si elle envoie ces informations à l'ordinateur central pour qu'elles soient traitées. Pour cela, une station locale présente plusieurs niveaux de déclenchement (que nous appellerons pas la suite par l'anglicisme *trigger*). La procédure de déclenchement de l'observatoire Pierre Auger est décrite avec précision dans [Allard et al., 2005a]. Nous en donnerons ici un rapide survol afin de comprendre les critères de sélections pour assurer la bonne reconstruction des événements.

Le premier niveau de trigger à lieu au niveau de la carte front-end. Après analyse des signaux gardés dans la mémoire tampon de la carte, celle-ci décidera du premier déclenchement. Elle pourra le faire sous deux critères différents :

– Le trigger seuil (ou *threshold*). Il est activé si les 3 PMT ont enregistré simultanément un signal supérieur à 1.75 VEM. Dans ce cas le temps de trigger correspond au premier intervalle en temps de 25 ns dépassant ce seuil.
– Le trigger ToT (pour *Time over Threshold*). Il est activé si au moins 2 PMT d'une station présentent des traces dont l'amplitude dépasse 0.2 VEM sur au moins 13 intervalles de temps dans une fenêtre de 0.3 μs. Le temps de trigger est alors donné par le 12e intervalle qui dépasse le seuil.

Les deux algorithmes précédents ont été ajustés de façon à atteindre un taux de déclenchement T1 par station d'environ 100 Hz. Ce premier passage de trigger décide de l'enregistrement des données : 748 intervalles de temps dont 245 avant le temps de déclenchement sont mis en mémoire. Avant d'envoyer cette information au bâtiment central, un deuxième niveau de déclenchement doit cependant être passé. Celui-ci est fait au niveau du processeur de la station locale :

– Tous les trigger T1 ToT passent automatiquement le trigger T2.
– Un trigger T1 seuil deviendra T2 si le signal de chacun des trois photomultiplicateurs dépasse le seuil de 3.2 VEM (en coïncidence).

Lorsque le trigger T2 est passé, la station envoie un signal au bâtiment central contenant l'identifiant de la station , le temps d'enregistrement ainsi que le type de déclenchement. C'est au tour du CDAS (*Central Data Acquisition System*) de décider si l'événement sera ou non enregistré sur les disques de stockage de données. En effet, les signaux passant le T2 peuvent, bien sûr, être dus à une gerbe atmosphérique mais également, ce qui est le cas la plupart du temps, à des particules isolées ou à des gerbes de basse énergie. Afin de sélectionner uniquement les signaux provenant de RCUHE et de ne garder que ceux là, le trigger central teste plusieurs configurations dans le temps et l'espace à partir des informations envoyées par les stations. Ces tests ont pour but d'identifier des corrélations de déclenchement qui ne peuvent qu'être liées au passage d'une gerbe atmosphérique.

Ajoutons qu'en plus de ces considérations géométriques, des conditions temporelles sont appliquées. Le temps de déclenchement des T2 doit être compatible avec le passage d'un front de gerbe plan et horizontal se déplaçant à la vitesse de la lumière. En termes de temps, cela signifie que des stations appartenant à 2 couronnes consécutives (voir fig.2.9) doivent se déclencher dans un intervalle de 5μs (ie. 1500 m parcourus à la vitesse de la lumière). Une tolérance de 6μs étant ajoutée pour des raisons de hardware. On recherche donc pour les stations entourant une station qui a envoyé un T2 choisie comme centrale une coïncidence temporelle dans une fenêtre de plus ou moins $(6+n\times 5)$ μs autour du temps de cette station centrale, n étant le numéro de la couronne autour de cette station.

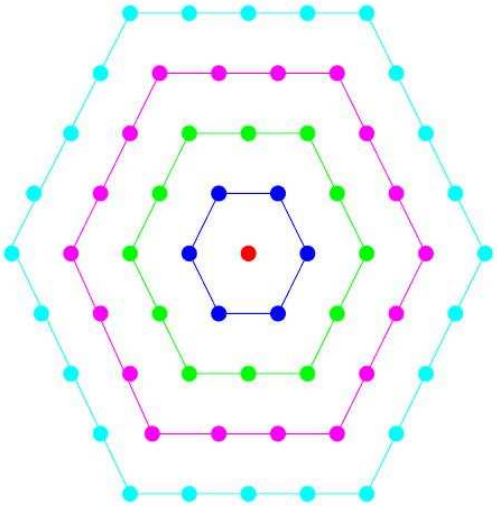


FIG. 2.9: Schéma de la répartition hexagonale des cuves voisines autour d'une station donnée (tiré de [Dagoret-Campagne, 2004]).

Il existe un autre type de trigger T3 totalement différent qui est déclenché pour une acquisition hybride. Ce type de trigger est en fait déclenché par un trigger de niveau T3 enregistré par un (ou plusieurs) téléscope(s) de fluorescence et dans ce cas, on évalue la position spatio-temporelle du point d'impact et soumet une requête au CDAS qui cherche alors un événement sur le réseau.

Pour chaque T3, les données concernant l'événement mais également les données de monitoring,

de calibration, position et temps GPS sont conservées. Les données sont ensuite analysées pour passer 2 autres niveaux de trigger *offline*. Le trigger T4 vérifie la compatibilité en temps des T3. Il y a deux sortes de T4 :

– Les 3 ToT. Ce trigger concerne les événements ayant touché au minimum 3 cuves voisines ayant enregistré chacune un trigger de type ToT. Il existe plusieurs configurations possibles pour ce type de trigger : en triangle (isocèle ou équilatéral) ou en ligne. Ce dernier type permet de sélectionner en particulier les gerbes horizontales.
– Les 4C1. Concerne les événements possédant au minimum 3 cuves compatibles en temps (T1 seuil ou ToT) dans la première couronne autour d'une cuve centrale.

Un dernier niveau de trigger appelé T5 peut être requis donnant alors des critères de qualité pour l'événement. Il permet d'assurer que le cœur de la gerbe est tombé à l'intérieur du réseau. Dans ce but, ne sont qualifiés de T5 que les événements dont la station qui a reçu le signal le plus fort est entouré de 6 stations actives, c'est-à-dire capables de prendre des données même si elles n'ont rien enregistré pour le passage de cet événement. Ce trigger permet de rejeter les événement touchant les bords du réseau ainsi que les "trous" liés à une station manquante ou hors d'état de prendre des données ce qui pourrait mener à une mauvaise reconstruction de l'événement.

Cette chaîne de triggers permet de réduire le taux de déclenchement par station de 3 kHz (essentiellement dû à des muons) à 3 événements par jour et par station, correspondant à des événements réels, ce qui correspond à un facteur de rejection de 10^8.

2.3 RECONSTRUCTION POUR LE DÉTECTEUR DE SURFACE

Lorsqu'un événement touche le réseau de surface de l'observatoire, les stations nous fournissent des informations qui vont nous permettre de reconstruire les quantités relatives au rayon cosmique primaire : énergie, direction d'arrivée principalement. Nous pourrons également reconstruire des informations relatives à la nature de ce primaire, via des quantités dont nous détaillerons l'utilisation aux chapitres 4 et 5. Pour plus de clarté nous séparons ci-dessous la reconstruction géométrique de la reconstruction en énergie. En pratique, les dernières étapes de la reconstruction géométrique et de la reconstruction en énergie (tout du moins en ce qui concerne l'ajustement de la fonction latérale de distribution du signal) sont en fait effectuées simultanément.

2.3.1 RECONSTRUCTION GÉOMÉTRIQUE

La première étape de reconstruction de la gerbe va être de déterminer les paramètres géométriques de la gerbe, à savoir le point d'impact du cœur et la direction de l'axe.

La première estimation de la position du cœur de la gerbe est donnée en prenant le centre de gravité des stations ayant donné un signal en pondérant celles-ci par la racine carrée du signal enregistré. On peut ensuite en déduire une première estimation de l'angle zénithal θ du rayon cosmique primaire et de son angle azimutal ϕ en supposant un front de gerbe plan se déplaçant à la vitesse de la lumière. Pour cela on ajuste $u = \sin\theta\cos\phi$ et $v = \sin\theta\sin\phi$ sur les temps de début de signal t_i mesurés dans les stations placées en x_i, y_i par :

$$ct_i = cT_0 - (ux_i + vy_i) \tag{2.5}$$

où c est la vitesse de la lumière et T_0 le temps auquel le cœur de gerbe atteint le sol. Toutefois l'approximation d'un front de gerbe plan est grossière et ne correspond pas à un cas réaliste, car

en général la zone de production des particules appartenant au front de gerbe n'est pas située à une distance suffisament grande pour que nous puissions nous contenter de cette approche (elle deviendra toutefois de "moins en moins fausse" lorsque nous considérons les gerbes plus inclinées). Aussi, en reconstruisant le front de gerbe uniquement en faisant cette approximation plane, on fait une erreur systématique sur la direction d'arrivée du rayon cosmique primaire (voir fig.2.10). Nous devons donc nous intéresser à la courbure du front de gerbe, ce qui est fait lors le la deuxième étape de la reconstruction géométrique.

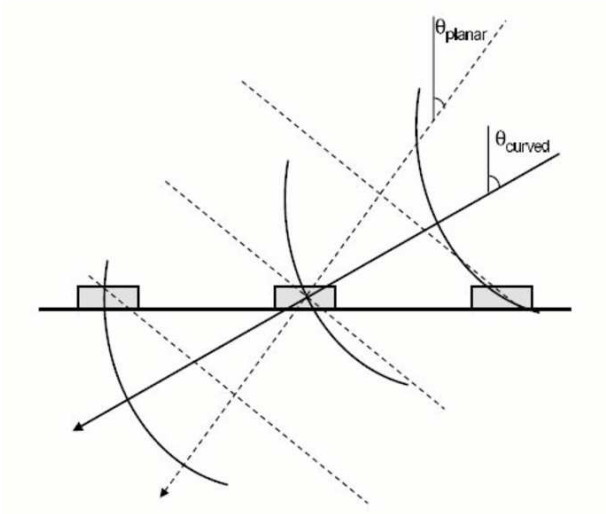


FIG. 2.10: La reconstruction de la direction de la gerbe en utilisant un front plan mènerait à une erreur systématique sur la direction de l'axe de la gerbe (tiré de [Armengaud et al., 2003]).

Lors de cette deuxième étape, on essaie d'ajuster cette fois un front de gerbe courbe possédant un rayon de courbure fixe R. Les vecteurs directeurs trouvés à l'étape précédente sont injectés en entrée de cette étape. Dans ce cas nous ajustons alors les temps de début de signal enregistrés dans les stations en ajoutant un écart attendu au front plan valant $d^2/2R$ où d correspond à la distance au cœur de gerbe. Pour permettre l'ajustement d'un front courbe toutefois, on ne ne peut considérer que les événements possèdant au minimum 4 stations (la reconstruction d'un front de gerbe plan n'en requiert que 3).
Cette amélioration ne corrige cependant que partiellement l'erreur systématique sur la reconstruction de la direction. Elle améliore fortement la résolution angulaire mais il reste un biais sur les valeurs des angles reconstruits. En effet, entre le moment où la gerbe touche la première station de l'événement et le moment où elle atteint la dernière, elle continue à développer. Par conséquent, la courbure du front de gerbe en amont (premières gerbes touchées) sera plus forte que la courbure du front de gerbe en aval. Si on ne tient pas compte de cette évolution du front de gerbe, l'axe de la gerbe sera légèrement décalé, conduisant à une erreur systématique sur la position du cœur de la gerbe et sur la valeur des angles θ et ϕ. On prendra donc pour cette troisième et dernière étape de la reconstruction géométrique de la gerbe un rayon de courbure variable $R(u, v, x, y, z)$ qui sera donc différent pour chaque station i de position x_i, y_i, z_i [Armengaud et al., 2003], soit :

$$R(x, y, z) = R_0 - \vec{r}.\vec{k} = R_0 - (x - x_c)u - (y - y_c)v - (z - z_c)w \tag{2.6}$$

où R_0 est le rayon de courbure du front pris au cœur de la gerbe. L'ajustement sera alors fait en

minimisant un χ^2 pris comme :

$$\chi^2 = \sum_i^N \frac{1}{{\sigma_i}^2} \times \left(cT_{0,i} - cT_0 - (u(x_i - x_c) + v(y_i - y_c) + w(z_i - z_c)) + \frac{{d_i}^2(u,v)}{2R(x,y,z,u,v)} \right)^2 \tag{2.7}$$

où T_0 est le temps correspondant à l'impact de l'axe de la gerbe, $T_{0,i}$ le temps de début de signal dans chaque station i, d_i la distance de cette station au cœur de la gerbe (très simplement ${d_i}^2 = (x_i - x_c)^2 + (y_i - y_c)^2 + (z_i - z_c)^2 - (u(x_i - x_c) + v(y_i - y_c) + w(z_i - z_c))^2$).
Le résultat de cette dernière étape est plus précis et c'est sur cette étape que les optimisations de la reconstruction angulaire sont principalement recherchées. La pondération de cet ajustement utilise une fonction σ_i définie usuellement dans la reconstruction par :

$${\sigma_i}^2(d) = {\sigma_0}^2 \times (1 + (d/d_c)^4) \tag{2.8}$$

La construction de cette pondération est explicitée dans [Billoir, 2002c]. σ_0 est l'erreur relative à la discrétisation de l'horloge (intervalles de 25 ns, soit $\sigma_0 = 25/\sqrt{12}$). d_c est la distance critique pour laquelle l'erreur sur la position du front peut être modélisée par $d_c \simeq \sigma_0(700/\sqrt{\cos\theta})$ m.

La valeur de la courbure de l'événement dont nous parlerons abondamment dans la suite de ce document correspond alors à la valeur de la courbure du front de gerbe prise au niveau du point d'impact du cœur de la gerbe au cours de cette étape.

ETUDES SUR LA PONDÉRATION DE LA RECONSTRUCTION ANGULAIRE DU SD AUGER

Il est possible de rechercher une optimisation de cette pondération afin de prendre en compte au mieux le plus grand nombre de stations possibles. En effet, si l'on est capable de pondérer correctement les informations provenant de la totalité des stations touchées par un événement, nous auront une meilleure contrainte de l'ajustement de χ^2 présenté ci-dessus ce qui permet d'améliorer la résolution angulaire du détecteur de surface d'Auger. La pondération choisie ici, telle que ${\sigma_i}^2 - {\sigma_0}^2 \propto d^4 cos^2\theta$ est déterminée empiriquement sur des simulations et permet déjà d'obtenir une bonne résolution angulaire. Nous avons essayé d'établir une nouvelle paramétrisation pour cette pondération en tentant de tenir compte du fait que plus le signal enregistré dans une station donnée est fort, plus le temps de début de signal est défini précisément. Or, c'est bien sûr cette incertitude sur le temps de début de signal que nous devons traduire pour une bonne pondération de la minimisation du χ^2 de l'équation 2.7.

Nous avons pour cela construit un modèle décrivant l'évolution de la variance sur le temps de début de signal comme une fonction linéraire en log-log du signal déposé dans les cuves. Alors pour la station i entrant dans l'équation 2.7 :

$${\sigma_i}^2(t_i) = {\sigma_0}^2 + (10^a \times S_i^b)^2 \tag{2.9}$$

où S_i est la valeur du signal intégré enregistré par la station i. Nous avons construit des tables de paramètres a et b pour différentes énergies (5 intervalles réguliers pris entre 10^{18} eV et 10^{20} eV) et différents angles (8 intervalles réguliers pris entre 0 et 60°). Ces paramètres ont été déterminés à partir de simulations de gerbes de protons (AIRES). On utilise alors ces tables pour faire un premier ajustement de la direction d'arrivée et de l'énergie (avec une valeur initiale prise naïvement à partir des trois stations de plus fort signal). Le résultat de ce premier ajustement permet de choisir de nouvelles valeurs de a et b dans les tables et on ajuste ainsi itérativement la valeur

de la variance utilisée pour le temps de début de signal dans les stations. La figure 2.11 montre le résultat de comparaisons pour la résolution angulaire obtenue avec un modèle de variance fixe, le modèle analytique de l'équation 2.8 et ce modèle fonction du signal enregistré dans la station. De façon évidente, une pondération constante est à éviter. Les différences existant entre la fonction analytique de la distance au cœur de gerbe et cette autre paramétrisation en fonction du signal apparaissent toutefois modérées en regard de la complexité accrue de l'implémentation.

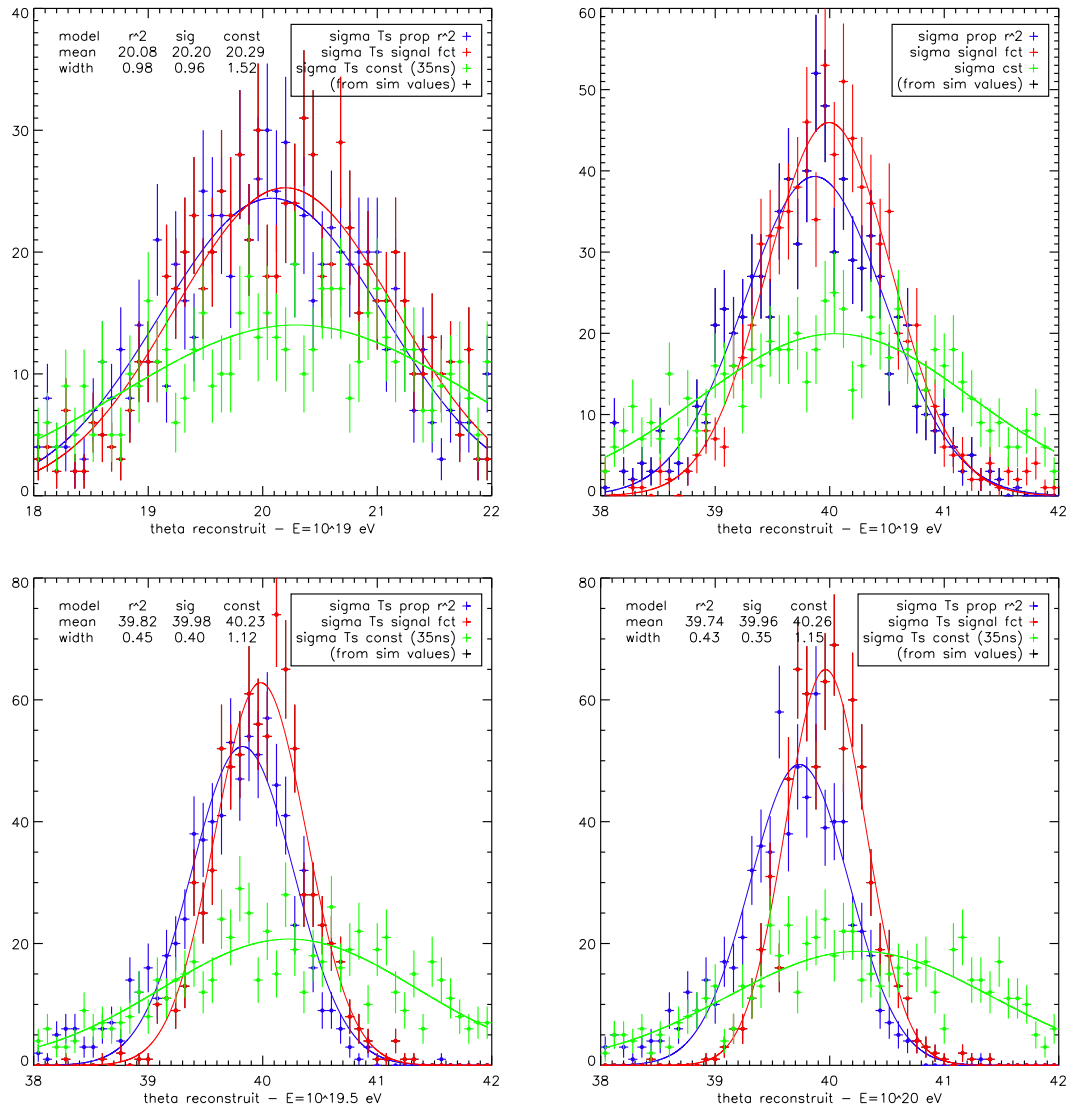


FIG. 2.11: Test sur des gerbes simulées pour la reconstruction angulaire de la gerbe avec 3 modèles de variance différents (constante, fonction définie par l'équation 2.8 et celle définie par l'équation 2.9), pour des inclinaisons de gerbe (θ= 20 et 40°)et des énergies différentes (E= $10^{19}, 5 \times 10^{19} et 10^{20}$ eV).

Par ailleurs, nous avons mené d'autres tests utilisant les doublets de stations du détecteur de surface. Les doublets de stations sont comme leur nom l'indique des paires de stations distantes l'une de l'autre de 11 m uniquement. Le réseau de surface d'Auger ne possède que deux doublets de stations Dia-Noche et Moulin-Rouge. L'intérêt de ces doublets dans le cadre de cette étude est

que nous pouvons supposer qu'à 11 m de distance, l'épaisseur du front de gerbe ne change pas de façon significative. Nous pouvons simplement évaluer l'incertitude sur le temps de passage de ce front en prenant la différence des temps de début de signal enregistrés dans les deux cuves. On peut ainsi tester les modèles de variance que nous avons établis sur les simulations en nous appuyant sur des données réelles. Ce test est essentiel, nos simulations de détecteur demeurant encore limitées et pouvant donc nous fournir des modélisations non optimales. On calcule alors :

$$X = \frac{\Delta t_{corr}}{\sqrt{2}\sigma} \tag{2.10}$$

pour un ensemble d'événements enregistrés par les doublets de stations. Δt_{corr} correspond à la différence en temps entre les signaux enregistrés dans le deux stations corrigée de la durée nécessaire à la propagation du front de gerbe de l'une à l'autre des stations, soit $\sin\theta(\cos\phi\Delta(x) + \sin\phi\Delta(y))/c$, où $\Delta(x)$ et $\Delta(y)$ sont les différences entre les coordonnées x et y des stations d'un doublet. L'histogramme de cette quantité X doit être centré sur 0 et être de largeur 1 si le modèle de variance choisi correspond à l'estimation mesurée $\Delta t_{corr}/\sqrt{2}$. Les résultats de ce test sont montrés sur la figure 2.12 pour des données prises entre Mai 2004 et Janvier 2005 (environ 1000 événements utilisables). Il semble donc qu'estimer les poids en fonction du signal dans les cuves comme nous l'avons fait conduit à une surestimation de la variance sur le temps de départ du signal puisque la largeur de l'histogramme de la figure 2.12 est inférieure à 1. Ce choix de paramétrisation reposant sur les simulations ne semblait donc pas adapté à ce type d'optimisation, les autres choix proposés ne passent pas non plus le crible de de test. Il paraît alors clair qu'une autre approche construisant un modèle de variance en se basant sur les données réelles serait préférable. Par exemple, une mesure directe de l'incertitude sur la détermination du temps de début de trace venant des doublets de stations serait idéale. Toutefois, à l'époque où nous avons effectué cette étude, la statistique des données doublets était encore insuffisante pour permettre la construction d'un modèle de variance. D'autres études ont depuis été menées pour l'optimisation de la reconstruction angulaire du détecteur de surface d'Auger via cette optimisation de la pondération de la dernière étape de reconstruction, notamment celle présentée dans [Collaboration Auger, 2005a] qui utilise des arguments basés sur la longueur de la trace de FADC. Cette publication, qui donne les performances de l'observatoire Pierre Auger en matière de reconstruction angulaire conclut à une résolution pour le détecteur de surface variant d'environ 2.2 deg. pour les événements formés de trois cuves (ajustement d'un front plan) à mieux que 1 deg. pour les plus énergétiques.

2.3.2 RECONSTRUCTION EN ÉNERGIE

La reconstruction en énergie du détecteur de surface est elle aussi basée sur plusieurs étapes d'ajustement de la fonction de distribution latérale de signal déposé par la gerbe au niveau du sol. De nombreuses études ont été menées pour déterminer la meilleure forme analytique à utiliser pour l'ajustement de la fonction latérale de distribution du signal (LDF) (voir notamment [Billoir, 2000; Billoir, 2004]). Nous n'insisterons pas sur ces développements et sur les choix effectués pour les modèles de LDF pour ne retenir que leur résultat. On peut choisir comme modèle mathématique pour la LDF une fonction du type (tiré de [Billoir, 2004]) :

$$\ln(S(d)) = \ln(S(1000)) + \ln\left(\frac{d}{1000}\right)(\beta + \gamma\ln\left(\frac{d}{1000}\right)) \tag{2.11}$$

Ce qui revient à une loi de puissance qui devient "plus courbée" aux grandes distances, d, du cœur de gerbe. β et γ dépendent de l'énergie et de la profondeur du maximum de développement de la gerbe (X_{max}) (voir par exemple [Billoir, 2004; Da Silva, 2004; Allard, 2004] pour des études à ce

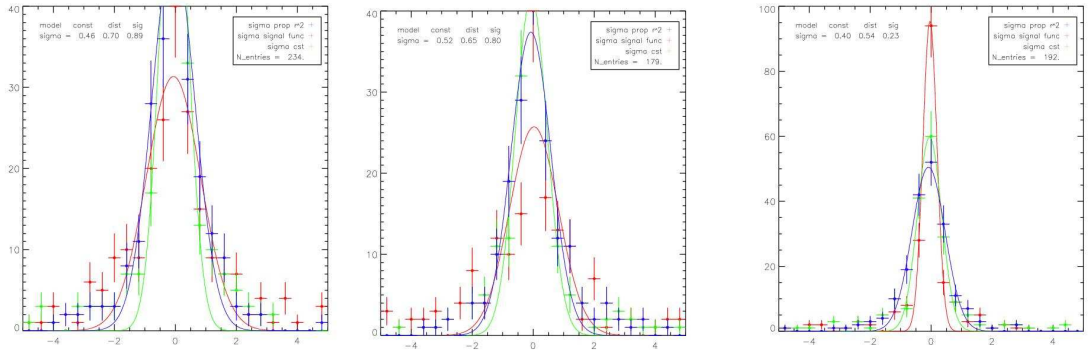


FIG. 2.12: Test sur les données ennregistrées par les doublets pour différents modèles de variance (constante, fonction définie par l'équation 2.8 et celle définie par l'équation 2.9). Les intervalles en énergie choisis sont tels qu'ils contiennent un nombre similaire d'événements. (de gauche à droite : $10^{18} < E < 10^{18.2}$, $10^{18.2} < E < 10^{18.5}$, $10^{18.5} < E < 10^{19.5}$)

sujet). La précision de l'ajustement de la LDF (donc sur la valeur de l'énergie du rayon cosmique primaire) augmente avec le nombre de stations et donc avec l'énergie de la gerbe. Cet ajustement va nous permettre de connaître la valeur du signal enregistré à d=1000 m, noté $S(1000)$ (mesuré en VEM).

Cette quantité est importante car elle nous fournit un bon estimateur de l'énergie du rayon cosmique primaire à partir du signal enregistré par le détecteur de surface. En effet, sur un détecteur de surface ayant la configuration géométrique de l'observatoire Pierre Auger, la distance de 1000 m est la distance à laquelle nous attendons le moins d'incertitudes sur la valeur du signal (c'est à dire la distance à laquelle notre évaluation de la densité de particules est la meilleure et le moins dépendante de notre choix de paramétrisation pour la LDF). Cette propriété provient simplement de considérations géométriques sur la distance existant entre les différentes stations du réseau et a été soulevée depuis de nombreuses années [Hillas et al., 1971]. L'énergie du rayon cosmique primaire est ensuite exprimée comme une fonction de $S(1000)$. La précision obtenue pour la reconstruction du cœur de la gerbe est essentielle pour cet ajustement puisque nous cherchons à ajuster une fonction rendant compte de la valeur du signal intégré dans une station en fonction de la distance de celle-ci au cœur de gerbe. Pour effectuer cette conversion, nous pouvons adopter plusieurs approches.

RECONSTRUCTION BASÉE SUR LES SIMULATIONS

La première méthode de reconstruction de l'énergie, qui constitue l'approche classique pour la reconstruction de l'énergie à partir des réseaux de détecteurs de surface, consiste à se baser sur des simulations de gerbe (notamment des protons) pour construire une modélisation pour le convertisseur en énergie. C'est ce qui est fait dans [Billoir, 2002a] par exemple. La modélisation semi-analytique qui est alors adoptée pour la reconstruction en E correspond à :

$$S(1000) = f(\cos\theta)E^{0.95} \tag{2.12}$$

où $S(1000)$ est donné en VEM et E en EeV. $f(cos\theta)$ est une fonction de l'inclinaison de la gerbe qui est obtenue de façon empirique lors de ces études. Elle traduit l'atténuation des particules

observées au niveau du sol lorsque la gerbe devient de plus en plus inclinée et donc traverse de plus en plus de matière. La reconstruction de l'énergie par ce biais (même si nous modifions l'approche que nous avons du convertisseur $S(1000) \rightarrow E$) est inévitable si nous ne possédons qu'un détecteur de surface. Elle peut cependant paraître critiquable, car étant basée sur des simulations, la construction des paramètres de $S(1000) = f(E, \theta)$ repose sur les extrapolations très fortes des sections efficaces d'interaction hadroniques. C'est une source majeure d'incertitudes pour la reconstruction en énergie. Par ailleurs, cette reconstruction repose sur une hypothèse concernant la nature du rayon cosmique primaire puisque la fonction semi analytique utilisée ici ne sera valable que pour le développement de gerbes de protons. En incluant des informations sur les développement de la gerbe lors de l'application du convertisseur $S(1000) \rightarrow E$, nous pourrons nous affranchir de ce problème à condition de pouvoir reconstruire le maximum de développement de la gerbe à partir du réseau de surface [Billoir, 2004]. C'est une approche tendant à utiliser cette information sur le développement de la gerbe que nous développerons afin de pouvoir reconstruire de façon non biaisée l'énergie des gerbes issues de photons, comme nous le discuterons en détails au chapitre 6.

MÉTHODE CIC-HYBRIDE

Une autre approche consiste à utiliser les événements hybrides enregistrés par le détecteur Auger pour calibrer la reconstruction en énergie. Nous la nommerons dans la suite reconstruction *CIC-Hybride* (pour *Constant Intensity Curve*). C'est ce qui a été proposé pour la publication du premier spectre officiel de l'expérience Auger lors de la conférence ICRC2005 [Collaboration Auger, 2005d].

L'idée de base de cette méthode est que le spectre des rayons cosmiques doit être le même à tous les angles zénithaux, ce qui revient à dire que la distribution en angle zénithal doit être purement géométrique au delà de l'énergie de saturation de l'acceptance du détecteur (aux alentours de $10^{18.5}\ eV$). On doit donc avoir une distribution des angles zénithaux suivant $\sin\theta\cos\theta$ (voir le chapitre 8 pour une explication de cette forme), ou encore une distribution uniforme en $\sin^2\theta$ au delà de $10^{18.5}\ eV$. Ce n'est pas le cas avec une détermination de l'énergie comme présentée ci-dessus basée sur les simulations qui semble mal reproduire l'atténuation de $S(1000)$ en fonction de l'angle zénithal (due à l'atténuation du nombre de particules de la gerbe avec l'épaisseur d'atmosphère traversée).

On construit donc les courbes d'atténuation de $S(1000)$ en fonction de l'angle zénithal à partir des données en mesurant le nombre d'événements au dela d'un certain $S(1000)$ en fonction de l'angle zénithal. La forme de ces courbes est essentiellement indépendante de la coupure choisie sur $S(1000)$ (ce point demeure cependant encore discuté, pour les plus hautes énergies, le maximum de la gerbe est tellement profond, voir sous le sol, que les choses pourraient être modifiées alors que la statistiques à ces énergies est insuffisante pour pouvoir tester cette hypothèse). Notons ici que la distribution en angle zénithal des données est très peu affectée par la présence d'une anisotropie, même de très grande amplitude [Collaboration Auger, 2005c], supposer que le flux de rayon cosmiques est indépendant de l'angle zénithal est donc parfaitement raisonnable. On normalise cette courbe d'atténuation à la valeur du $S(1000)$ mesurée à 38° qui correspond à l'angle médian de la distribution de rayons cosmiques mesurée. On a alors une courbe donnant $S(1000)/S_{38}(1000) = f(\cos^2\theta)$.

On peut ensuite trouver la relation entre $S_{38}(1000)$ et l'énergie à partir des événement hybrides détectés par l'observatoire Pierre Auger. C'est ce qui est montré sur la courbe 2.13. Les événements hybrides utilisés ici sont sélectionnés pour la qualité de leur reconstruction (trace observée suffisament longue pour permettre un ajustement correct du maximum de développement de la gerbe notamment). Cette courbe donne la calibration de l'énergie à partir des valeurs de $S_{38}(1000)$.

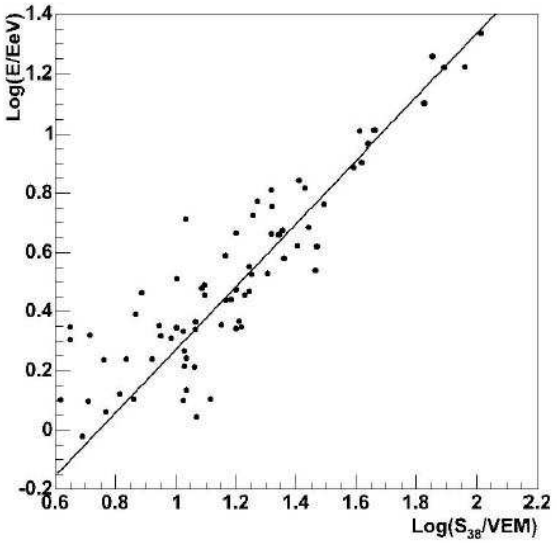


FIG. 2.13: Energie reconstruite par le détecteur de fluorescence en fonction de $S_{38}(1000)$. Evénements pris entre le 1er Janvier 2004 et le 5 Juin 2005 (tiré de [Collaboration Auger, 2005d]).

En appliquant ces deux étapes, on peut alors reconstruire l'énergie de tous les événements reconstruits par le détecteur de surface via cette calibration hybride. En calculant l'exposition du détecteur Auger [], on peut alors dériver le spectre des rayons cosmiques tel qu'il a été présenté à l'ICRC2005 (voir fig.2.14).

Bien sûr, cette méthode de calibration repose sur les mêmes sources d'incertitudes que la reconstruction de l'énergie des gerbes observées par fluorescence, notamment l'efficacité de production de fluorescence par l'atmosphère, soit une incertitude de l'ordre de 25% sur la détermination de l'énergie. Si on ajoute à cela l'incertitude provenant de la détermination de la conversion correspondant à la figure 2.13, on obtient une erreur systématique sur l'énergie allant de 30% à 3 EeV à 50% à 100 EeV. Cette approche est cependant moins dépendante des simulations de gerbes que la calibration Monte-Carlo et nous pouvons espérer réduire les erreurs systématiques sur la mesure de l'énergie des gerbes observées par fluorescence. La comparaison de ces deux calibrations nous permettra même peut-être, si la calibration hybride devient plus précise, de contraindre les extrapolations des sections efficaces hadroniques qui posent problème pour la calibration Monte-Carlo. Remarquons toutefois un dernier point : il paraît naturel que tout spectre de la figure 2.14 dérivé de cette calibration hybride soit plus proche de celui obtenu par une expérience mesurant la fluorescence de l'atmosphère (comme HiRes) qu'une expérience se basant sur un réseau de détecteurs de surface (comme AGASA) qui repose sur une calibration purement Monte-Carlo. L'observation d'un spectre ressemblant à celui d'HiRes pour les événements d'Auger reconstruits avec cette calibration est donc naturelle. Le spectre observé sur la figure fig. 2.14 ne permet donc pas à l'heure

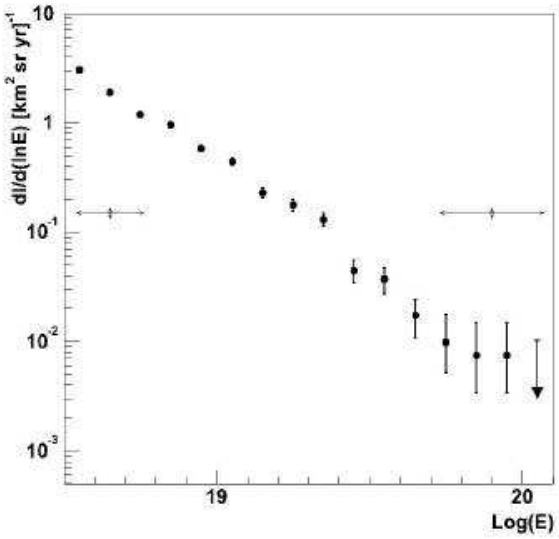


FIG. 2.14: Spectre en énergie (c'est à dire intensité différentielle en fonction de l'énergie) des événements détectés par le détecteur de surface d'Auger entre le 1er Janvier 2004 et le 5 Juin 2005. Les erreurs statistiques à 95% de niveau de confiance sont indiquées sur les points eux mêmes et les erreurs systématiques sur la reconstruction ene énergie sont indiquées par les doubles flèches. L'exposition du détecteur Auger à ce moment était déjà 7% plus grande que celle d'AGASA. (tiré de [Collaboration Auger, 2005d]).

actuelle à Auger de résoudre le désaccord existant entre ces deux techniques de détection. Par ailleurs, notons que les incertitudes systématiques visibles sur cette figure ne nous permettent en aucun cas d'affirmer ou d'infirmer la présence d'une coupure GZK. Les efforts actuellement en cours pour améliorer notre calibration en énergie sont donc essentiels à la résolution de ce problème. Nous pouvons d'ailleurs espérer que les incertitudes entourant la reconstruction en énergie via les observations par fluorescence soient prochainement significativement réduites.

Par ailleurs, nous devrons essayer d'atteindre une meilleure maîtrise de nos simulations de gerbes hadroniques, en y intégrant aux basses énergies les données des dernières expériences sur accélérateurs. Les résultats de l'expérience RHIC par exemple sembleraient indiquer que le nombre de muons produit est plus important que celui qui est actuellement donné par des simulations telles que nous les connaissons aujourd'hui à ces énergies. Les extrapolations restent très fortes pour atteindre les énergies d'Auger, mais peut être tiendrons nous ici une piste pour expliquer cet énorme désaccord. Les études visant à évaluer la part muonique des gerbes atmosphériques aux énergies d'Auger pourront également nous permettre de vérifier la validité des modèles utilisés dans nos simulations.

CHAPITRE 3

LES MODÈLES *top-down* ET LEURS SIGNATURES

Pour faire suite à la courte introduction que nous en avons donné au premier chapitre, nous allons nous pencher ici plus spécifiquement sur les modèles *top-down*. Cette famille de modèles regroupe l'ensemble des processus de production des RCUHE par la désintégration de particules X ultra-massives[1], afin de pouvoir expliquer notamment la présence de rayons cosmiques à des énergies supérieures à la coupure GZK. Tout en les présentant, nous allons nous intéresser à la viabilité de ces modèles. Des contraintes expérimentales autres que la recherche de photons d'ultra haute énergie peuvent en effet être imposées sur les différents modèles *top-down* apportant déjà de sévères restrictions.

Le point commun important des différents modèles *top-down* et celui qui nous intéressera ici est qu'ils sont tous responsables de la production d'une forte fraction de photons aux plus hautes énergies (entre 2-3 [Aloisio et al., 2004] et 10 fois [Kalashev et al., 2002b] plus de photons que de protons suivant les modèles de QCD choisis pour la fonction de fragmentation). En effet, quels que soient les modèles choisis pour expliquer la désintégration des particules X, nous retrouvons les mêmes particules filles :

$$X \rightarrow \text{quarks, leptons} \rightarrow \pi,\, p,\, n\ ,\ \text{leptons} \rightarrow \gamma, \nu, e, p, n, \mu \tag{3.1}$$

Parmi celles-là nous pourrons observer les particules stables puisqu'elles parcourent éventuellement de grandes distances avant de nous parvenir : neutrinos, les photons et les protons. En effet, bien que le mécanisme de désintégration lui-même soit inconnu, l'hadronisation qui s'en suit reste modélisable. On peut donc calculer le flux de nucléons, photons, neutrinos et leptons attendu "à la source". La prise en compte de la supersymétrie étudiée dans [Aloisio et al., 2004] lors de la cascade QCD n'apporte que de légères corrections, avec la présence de squarks et de sleptons dans les premières étapes. Dans le cas le plus défavorable des calculs présentés dans [Aloisio et al., 2004] et quel que soit le modèle considéré (défauts topologiques ou matière noire ultra lourde), on attend une domination des photons (c'est-à-dire leur fraction devient $\gtrsim 50\%$) pour $E \gtrsim (7-8)10^{19}$ eV.

[1] le terme particule X est générique pour les différents modèles *top-down*. Il représente simplement une particule ultra-massive capable de se désintégrer en donnant naissance à des RCUHE. Dans le cadre des modèles de défauts topologiques, elles sont produites lors de la désintégration du défaut. Pour les modèles de SHDM, bien qu'on ne parle pas dee mêmes particules, on applique ce terme directement à la particule relique ultra-massive.

3.1 PRODUCTION DE RCUHE PAR DÉSINTÉGRATION DE DÉFAUTS TOPOLOGIQUES

La figure 3.1 résume brièvement l'histoire de notre Univers dans le cadre du modèle du *Big Bang*. Au tout début de cette histoire, plusieurs transitions de phase pourraient avoir laissé des signatures observables dans notre Univers actuel :

– *La transition GUT* (théories de grande unification) $E \simeq 10^{15}$ GeV. Au-dessus de ces températures, toutes les interactions (excepté la gravité) avaient une intensité égale et contenaient autant de matière que d'antimatière. Cette symétrie est brisée par le mécanisme de Higgs, passant ainsi du groupe de grande unification G à $SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$. Cette transition de phase aurait généré l'asymétrie matière-antimatière ;
– *La transition électrofaible* $E \simeq 300$ GeV. À ces énergies, le mécanisme de Higgs brise encore la symétrie du groupe $SU(2) \otimes U(1)$ distinguant ainsi les interactions électromagnétique et faible ;
– *La transition quark-hadron* $E \simeq 0.2$ GeV. À cette température, les quarks qui étaient jusqu'ici libres s'hadronisent. Deux autres événements associés à cette transition sont la brisure de la symétrie chirale en QCD et l'acquisition de la masse de l'axion, s'il existe.

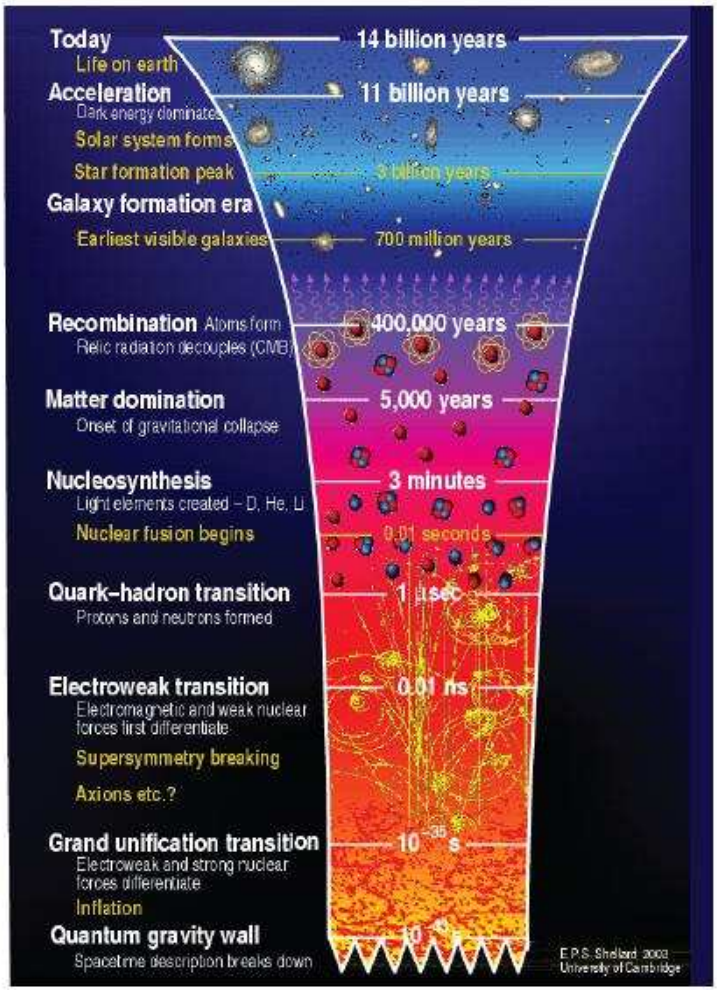


FIG. 3.1: Histoire de l'univers dans le cadre des théories de *Big Bang*. Voir texte.

Les brisures de symétrie intervenant dans les transitions de phase de l'Univers primordial envisagées dans les théories de grande unification sont responsables de la formation de ce qu'on appelle des défauts topologiques. On peut appréhender ce qu'est un défaut topologique par analogie avec la matière condensée. On peut les observer dans un aimant par exemple. Lorsque la température tombe en dessous de la température de Curie, la magnétisation se met en place spontanément partout dans le matériau. Mais les orientations sont prises aléatoirement à ce moment et peuvent donc être différentes suivant les zones du matériau. Les transitions entre deux zones ayant pris des orientations différentes sont alors des défauts topologiques de type "mur de domaine".

En cosmologie, la formation des défauts topologiques a lieu de façon analogue. Nous expliquerons ici leur formation de façon simplifiée et en quelques phrases dans le cas simpliste d'un champ scalaire réel ϕ (pour approfondir le sujet le lecteur pourra se référer à [Vilenkin and Shellard, 1994]). La forme du potentiel, $V(\phi)$ dépend de la température. Notamment lorsque la température tombe au-dessous d'une température critique T_c, il peut prendre une forme telle que sa valeur en $\phi = 0$ ne soit pas son minimum absolu (potentiel de Higgs), représenté sur la figure 3.2. Le champ de Higgs peut alors prendre deux valeurs différentes notées ϕ^+ et ϕ^- sur la figure 3.2, qui correspondent toutes deux à l'état fondamental. Dans des régions de l'espace qui ne sont pas en relation causale, le choix de l'un des minima de potentiel est pris aléatoirement, comme dans le matériau paramagnétique passant en dessous de la température de Curie. Alors, comme nous le montrons sur la figure 3.3 lorsque l'horizon s'étend et que ces différentes régions ayant pris un minimum différent entrent en relation causale, on doit passer par une ligne sur laquelle $\phi = 0$ (car le champ ϕ est continu) mais qui n'est pas l'état fondamental[2], cette ligne représente le cœur du défaut topologique (dans le cas présenté ici, c'est un défaut de type "mur de domaine"). En trois dimensions, nous pourrons rencontrer des configurations ayant d'autres formes en augmentant la dimension n de la symétrie brisée : on retrouvera les murs pour $n = 1$, les cordes pour $n = 2$, les monopoles pour $n = 3$ ou les textures pour $n = 4$.

La densité d'énergie qui est "piégée" dans le défaut topologique représente sa masse (ou plus exactement masse linéique pour une corde, masse surfacique pour un mur etc.). Elle est fixée par la température T_c à laquelle la symétrie est brisée et dépend de la dimension de cette dernière. (c'est-à-dire si le défaut est une corde, un monopole, un mur de domaine...). Les défauts topologiques qui pourraient être responsables de la production des RCUHE seraient produits lors de la brisure de symétrie GUT, leur masse pourrait alors atteindre $\simeq 10^{15}$ GeV.

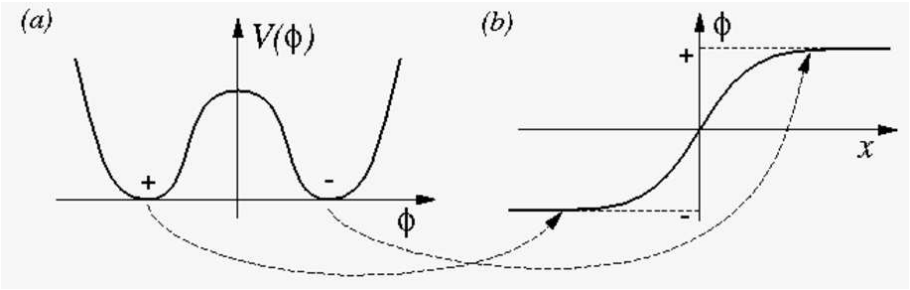


FIG. 3.2: Exemple de potentiel permettant d'expliquer la formation des défauts topologiques type "mur de domaine". Il existe deux valeurs possibles de ϕ pour lesquelles on peut être dans l'état fondamental.

[2]C'est ce qu'on appelle le mécanisme de Kibble pour la formation des défauts topologiques [Kibble, 1976].

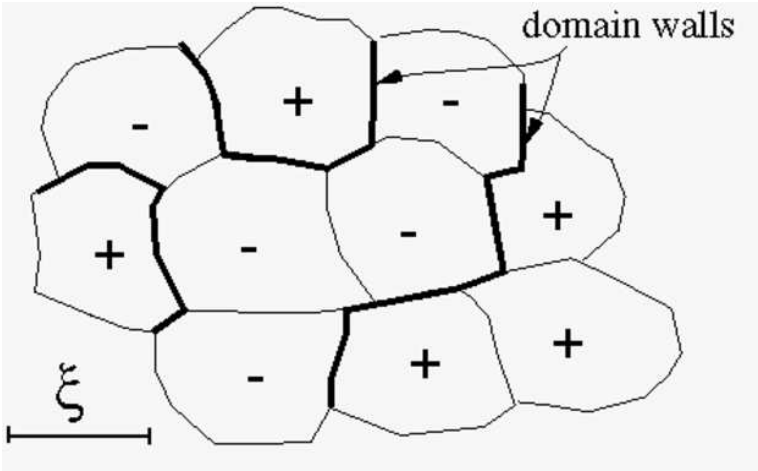


FIG. 3.3: Formation des défauts topologiques type “mur de domaine” par le mécanisme de Kibble. ξ donne la longueur de corrélation (des zones de l’espace séparées d’une distance supérieure à ξ peuvent prendre des valeurs de ϕ. différentes)

Certains mécanismes peuvent permettre à ces défauts topologiques de s’effondrer ou s’annihiler formant alors une particule X, de masse M_X dont la désintégration donne lieu à la production de nucléons, neutrinos et photons ayant une énergie pouvant aller jusqu’à $\simeq M_X$ (voir [Bhattarcharjee and Sigl, 2000] et les références qu’il contient à ce sujet). Divers types de défauts topologiques ont d’ailleurs été proposés comme source possible de RCUHE : les cordes, les cordes superconductrices, les monopolonia (état lié monopole/anti-monopole) ou des défauts topologiques hybrides commes les *necklaces* etc, pour les plus connus. La contrainte la plus forte qui va s’appliquer en premier lieu à ces modèles sera la production du flux nécessaire à l’observation des RCUHE.

Il semblerait en effet que les modèles de cordes cosmiques (supraconductrices ou non) ne soient pas capables de produire le flux de RCUHE que nous observons quel que soit le processus invoqué pour la production de la particule X [Berezinsky et al., 1998].

Les états liés monopole/anti-monopole peuvent effectivement s’annihiler pour produire des particules d’ultra haute énergie [Bhattacharjee and Sigl, 1995]. Toutefois, la densité des monopoles doit être ajustée pour pouvoir expliquer le flux de rayons cosmiques observé [Berezinsky et al., 1998]. En effet, lors de leur production les monopoles sont produits avec une densité beaucoup trop forte. Pour expliquer le flux des rayons cosmiques observé, il faudrait qu’ils soient exactement dilués par l’inflation à la densité *ad hoc*, ce qui est très critiquable.

De tous les défauts topologiques que nous avons énumérés, il semblerait que les *necklaces* [Berezinsky and Vilenkin, 1997] soient les plus aptes à produire les RCUHE. Les *necklaces* sont des défauts topologiques résultant d’une double brisure de symétrc’est-à-dire Il sont constitués d’une paire monopole/anti-monopole reliés par 2 cordes, comme des perles enfilées sur un collier. La masse par unité de longueur de la corde et la masse des monopoles sont déterminées par les échelles auxquelles les brisures de symétrie se produisent. La distance typique de séparation entre les “perles” de ce collier décroît au cours du temps. Le *necklace* se désintègre donc lorsque les monopoles et anti-monopoles piégés sur celui-ci s’annihilent, produisant alors des Higgs lourds et des bosons de jauge. Ces derniers sont les particules X dont nous avons déjà parlé.

On considère en général que la distribution des défauts topologiques est uniforme dans l'univers (et c'est ce qui est considéré dans la section 3.2 et pour l'établissement du spectre). Notons toutefois que pour certaines de leurs configurations, la vitesse typique des *necklace* peut devenir suffisamment faible pour que ceux-ci soient piégés par interaction gravitationnelle dans le super amas local. Cela conduit donc à une augmentation de la densité de ces défauts topologiques qui est particulièrement intéressante en ce qui concerne la production de RCUHE. Dans ce cas, ils peuvent donc être produits dans un environnement très proche, ce qui tendrait à nous libérer des problèmes d'atténuation lors de la propagation.

3.1.1 UTILISATION DES *necklaces* POUR LE SPECTRE DES RCUHE

Le taux de production des particules X, estimé dans [Berezinsky and Vilenkin, 1997] et le spectre observé des particules peut ensuite être dérivé en tenant compte de l'atténuation des flux de particules lors de leur propagation. Nous utiliserons une estimation récente de ces flux effectuée dans [Gelimini et al., 2005] et présentée sur la figure 3.4 pour deux rapports photons/nucléons (noté dans la suite γ/N) différents à la production[3]. Cette estimation est obtenue en prenant une masse $m_X = 2 \times 10^{13}$ GeV. L'estimation choisie pour le fond diffus radio est tirée de [Protheroe and Biermann, 1996]. Celui-ci a naturellement un fort impact sur le flux de photons d'ultra haute énergie observé et également sur les γ observables au GeV, puisqu'il est responsable de la cascade électromagnétique des photons d'ultra haute énergie au cours de leur propagation. Nous discuterons de la contrepartie en γ à la section 3.2 ci-dessous.

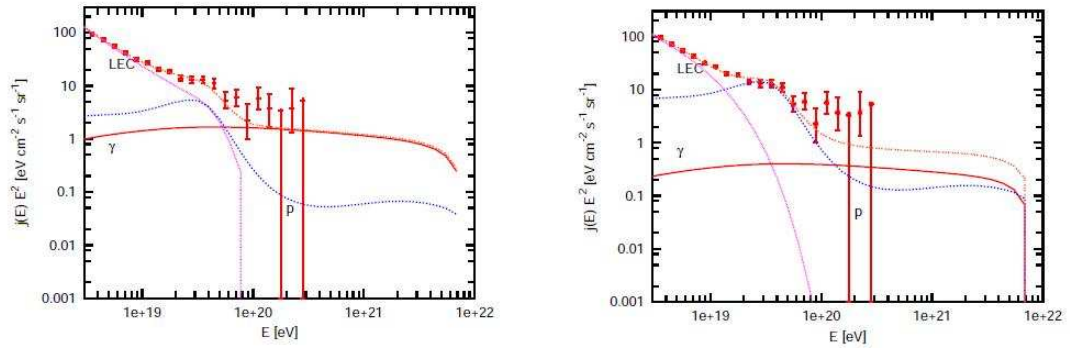


FIG. 3.4: Ajustement des flux de protons (en bleu) et photons (en rouge, trait plein) attendus pour la désintégration de *necklaces* sur les données d'AGASA pour deux modèles de fragmentation différents. La composante basses énergies (LEC, en trait plein rose) est due aux sources astrophysiques et a été ajoutée pour permettre l'ajustement (tiré de [Gelimini et al., 2005]). *À gauche :* On prend un rapport photons/nucléons égal à 10 lors de la production dans un modèle de fragmentation présenté dans [Kalashev et al., 2002b]. *À droite :* Le rapport photons/nucléons pris à 3 selon [Aloisio et al., 2004]. Ce sont ces modèles qui sont utilisés pour le calcul des fractions de photons intégrées présentées au chapitre 7 en comparaison de nos résultats.

Quelle que soit l'hypothèse choisie pour le rapport γ/N, pour la désintégration des *necklace*, qui, rappelons-le, sont les défauts topologiques les plus favorables à la production de RCUHE, l'accord

[3]le rapport pion sur nucléon lors de l'hadronisation a récemment été réestimé dans [Aloisio et al., 2004], ce qui donne un rapport γ/N plus faible d'un facteur 3 environ

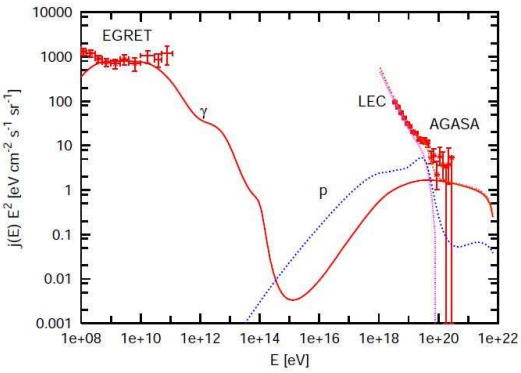
avec les données d'AGASA est assez marginal. On obtient un flux trop faible pour les photons au-delà de 10^{20} eV pour les deux cas présentés sur la figure 3.4. Dans le cas où on choisirait une estimation plus faible pour le fond diffus radio [Alexander et al., 1969], le nombre de photons aux plus hautes énergies se trouverait augmenté, améliorant la qualité de l'ajustement. Toutefois dans ce cas, le nombre d'événements attendus encore au-delà du spectre d'AGASA dans les estimations de [Gelimini et al., 2005] est trop grand (de l'ordre de 10 événements).

3.2 Importance du fond diffus radio et contraintes posées par l'observation du fond diffus EGRET

Lorsqu'ils se propagent, les photons interagissent avec les rayonnements diffus de notre Univers, ce dont nous avons discuté à la section 1.4.1. Aux énergies comprises entre 10^{18} et 10^{20} eV, l'atténuation des photons se fera principalement par production de paires sur le fond diffus radio (voir figure 1.14), les électrons (et positrons) interagiront ensuite par diffusion inverse Compton sur les photons du fond considéré (voir également [Bhattarcharjee and Sigl, 2000] ainsi que [Semikoz and Sigl, 2004]).

Le fond diffus radio a donc une importance majeure dans l'estimation du flux de rayons cosmiques observé. Or celui-ci est assez mal connu malheureusement, car il est difficile d'en séparer les composantes galactiques et extragalactiques. Nous considérons pricipalement ici deux estimations de ce fond, celle effectuée par l'expérience RAE [Alexander et al., 1969] et celle donnée plus récemment par [Protheroe and Biermann, 1996] basée sur l'observation des radio galaxies. L'estimation que nous obtiendrons pour les fractions attendues de photons d'ultra haute énergie utilise cette dernière, qui donne une valeur plus élevée du fond diffus radio et donc une fraction de photons attendue plus faible. De nombreuses incertitudes demeurent toutefois à ce sujet. Espérons que des expériences comme LOFAR [de Bruin et al.,] nous permettront de préciser cette question.

Si l'énergie dans le centre de masse $s \gg {m_e}^2$ lors de la production de paires (limite de Klein-Nishina), l'une des deux particules produites (soit l'électron, soit le positron) porte la quasi totalité de l'énergie du photon de départ. Dans cette même limite, cet électron (ou ce positron) diffuse ensuite de manière inélastique sur un photon du fond de rayonnement (par diffusion inverse Compton). En deux étapes, nous obtenons donc un autre photon d'ultra haute énergie qui peut être la source d'un nouveau cycle production de paire+diffusion inverse Compton. Par conséquent, il y a génération de cascades électromagnétiques lors de la propagation d'un flux de photons d'ultra haute énergie. Il en résulte notamment en fin de cascade une émission gamma diffuse à plus basses énergies. Les observations du fond diffus γ effectuées par l'expérience EGRET [Sreekumar et al., 1998; Strong et al., 2004] vont donc nous permettre de contraindre la propagation des photons d'ultra haute énergie extragalactiques produits par la désintégration des défauts topologiques (voir fig. 3.5 et 3.6).
À eux seuls et dans ce cadre, les résultats d'EGRET contraignent indirectement la fraction de photons d'ultra haute énergie. Une proportion de photons plus importante aux plus hautes énergies améliorerait l'accord observé avec l'excès d'AGASA. Or, dans le cas de la figure 3.5 qui serait le plus favorable à cet ajustement puisque $\gamma/N = 10$ lors de la désintégration des particules X, nous atteignons déjà la limite observée par EGRET. Nous ne pouvons donc pas espérer augmenter encore la proportion de photons d'ultra haute énergie sans dépasser cette limite. Or, même dans ce cas, l'ajustement de l'excès d'AGASA reste médiocre. Par conséquent, les résultats EGRET défavorisent indirectement l'explication de cet excès par la présence de défauts topologiques. Dans



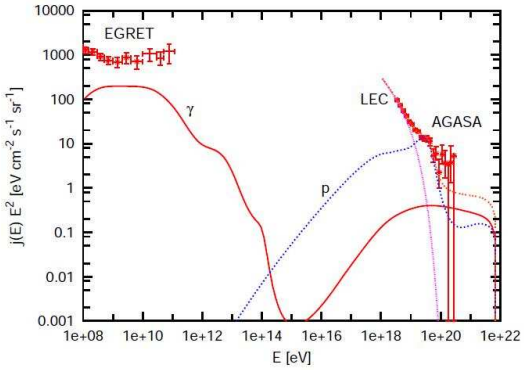


FIG. 3.5: *À gauche :* Résultats des mêmes calculs que pour la figure 3.4 mais en s'intéressant cette fois à la gamme en énergie observable par EGRET $\gamma/N = 10$ dans ce cas.

FIG. 3.6: *À droite :* idem pour $\gamma/N = 3$. Tirés de [Gelimini et al., 2005].

quelques années, les résultats de l'expérience GLAST, dont la résolution nous permettra de tester si les résultats vus par EGRET sont réellement une émission diffuse ou si l'émission est partiellement due à des sources ponctuelles, nous permettra d'améliorer encore cette contrainte.

3.3 *Wimpzillas*, LES RCUHE PRODUITS PAR DE LA MATIÈRE NOIRE SUPERLOURDE ?

La matière noire ultra lourde (*superheavy dark matter* ou SHDM) est un autre aspect très intéressant reliant le rayonnement cosmique et la cosmologie. L'hypothèse de la présence de particules ultra-massives interagissant faiblement avec le reste de l'Univers avait été tout d'abord suggérée pour expliquer la présence possible d'événements au-delà de la coupure GZK [Berezinsky et al., 1997], [Kuzmin and Rubakov, 1998]. Elle a ensuite été développée dans l'optique d'apporter de nouveaux candidats à la matière noire (voir par exemple [Kolb et al., 1998]). Notre univers est en effet composé à 22% de matière noire, dont nous ne connaissons pas la composition. Les modèles de SHDM, comme leur nom l'indique, proposent donc une familles de particules très massives ($m \gtrsim 10^{13}$ GeV) et interagissant uniquement de façon faible ou gravitationnelle avec le reste de la matière. C'est d'ailleurs pour cela qu'on les a surnommées *wimpzillas*[4]. Ce sont directement ces particules, qui prendront ici le titre de particules X et qui pourraient produire les RCUHE par désintégration ou par annihilation.

La production de ces particules ultra-massives a lieu à la fin de la période d'inflation. Si elle avait lieu plus tôt, la densité de ces particules X ne serait pas suffisante pour rendre compte des effets liés à la présence de matière noire. Les mécanismes eux-mêmes sont assez complexes et plusieurs voies peuvent être choisies (pour une revue voir par exemple [Kuzmin and Tkachev, 1999]).

Ces particules X doivent avoir un temps de vie fini, mais très long (de l'ordre de l'âge de l'Univers) afin de pouvoir expliquer les phénomènes observés (comme la production de rayons cos-

[4]de *wimps :weak interacting massive particles*, mais avec une masse bien plus imposante que ce que nous appelons habituellement les wimps (qui elles auraient une masse m $\simeq$100 TeV), d'où le suffixe monstrueux.

miques d'ultra haute énergie), si leur abondance est imposée par les mécanismes de production. L'ajustement final pour le temps de vie de la particule se fait donc à partir des flux observés pour les UHECR, ce qui peut paraître assez inconfortable, la relation entre flux et taux de désintégration n'étant pas directe (il faut prendre en compte l'hadronisation lors de la désintégration et la propagation des rayons cosmiques produits). Une autre hypothèse, si les particules X se révélaient parfaitement stables, serait de produire les rayons cosmiques d'ultra haute énergie par annihilation. Cette hypothèse est assez défavorable car les sections efficaces d'interaction pour l'annihilation XX sont sévèrement limitées par unitarité. Toutefois, si la densité était suffisante [Dick et al., 2005] ou si les particules X étaient produites par paires en un état lié, comme supposé dans [Dubrovich et al., 2004], cette possibilité resterait envisageable.

Les signatures principales pour la présence de matière noire ultra-lourde peuvent être données par l'observation des RCUHE :

– Nous l'avons déjà précisé, la désintégration ou l'annihilation des particules X produit une majorité de photons et de neutrinos aux énergies ultra hautes.
– La SHDM telle qu'elle est modélisée peut fait partie du halo galactique de matière noire, menant à une surdensité locale de l'ordre de 2×10^5 par rapport à la densité moyenne attendue [Aloisio et al., 2006]. Cette particularité est essentielle, puisque nous ne sommes donc pas soumis aux problèmes "d'horizons" des RCUHE.
– De plus la position du Soleil dans notre galaxie fait que nous attendons un flux anisotropique de RCUHE lié à la désintégration de la matière noire ultra-lourde [Dubovsky and Tinyakov, 1998].

3.3.1 SIGNATURES SUR LES ANISOTROPIES

La position du système solaire est décentrée dans le halo de matière noire galactique (si on suppose celui-ci sphérique). Par conséquent, si la présence des RCUHE est due à une composante de SHDM qui suit la distribution spatiale de matière noire, la présence d'une anisotropie dans le flux des RCUHE est garantie simplement parce que la quantité de matière noire du halo sur la ligne de visée allant vers le centre galactique et plus importante que la quantité que nous rencontrerons vers l'anti-centre galactique ([Dubovsky and Tinyakov, 1998] et plus récemment [Dick et al., 2005]). Bien sûr, une anisotropie vers le centre galactique pourrait être liée à une activité astrophysique, mais un excès d'événements serait un argument en faveur des SHDM. Si les caractéristiques de ces événements sont proches (comme un développement tardif par exemple), cela pourrait constituer un argument fort. Les simulations numériques effectuées dans [Medina Tanco and Watson, 1999], prévoient dans le cadre de modèles de matière noire donnant les excès les moins marqués, un excès à 3σ par rapport à ce qui serait attendu pour une distribution isotrope pour les événements d'énergie supérieure à 10^{19} eV après 3 années de prise de données pour le réseau complet d'Auger. Précisons que les résultats d'AGASA et SUGAR qui ont été présentés au chapitre 1 section 1.5.2 ne montrent qu'un accord assez marginal avec les modèles de matière noire ultra lourde [Kim and Tinyakov, 2004]. Par ailleurs les résultats de l'expérience Auger que nous présentons dans cette même section ne confirment pas la présence d'une anisotropie au centre galactique (avec une statistique encore faible cependant). D'autres études recherchant des anisotropies du rayonnement cosmique d'ultra haute énergie vers le centre galactique en ajoutant des critères tendant à sélectionner des gerbes de photon ont également été menées dans le cadre de ce travail de thèse. Nous présentons ces résultats au chapitre 8.

La mise en évidence d'anisotropies provenant de concentrations localisées de matière noire, ce qui est le cas des objets comme la galaxie d'Andromède ou l'amas de la Vierge (qui sont visibles

depuis l'hémisphère nord) pourrait également constituer un argument en faveur des modèles de SHDM. Dans cette optique, nous pouvons tenter de rechercher des excès locaux d'événement ayant des caractéristiques proches d'événements "photons"[5] dans le flux des rayons cosmiques (sans toutefois avoir de candidat précis pour un aggrégat de matière noire). Là encore, nous renverrons le lecteur aux résultats d'Auger pour la recherche aveugle de sources de rayons cosmiques présentée au chapitre 1 ainsi qu'au chapitre 8 dans lequel nous avons fait une recherche aveugle de sources en ajoutant des critères issus de la sélection des gerbes de photons.

3.3.2 LES *wimpzillas* ET LE SPECTRE DES RCUHE

Dans [Gelimini et al., 2005], on suppose une composante de matière noire ultra-lourde ($m_X = 2 \times 10^{12}$ GeV) pour reproduire le spectre des données AGASA. Les fonctions de fragmentation sont prises telles que données dans [Aloisio et al., 2004], en moyennant sur tous les canaux de désintégration possible et en prenant en compte les canaux supersymétriques. Le rapport γ/N alors obtenu est d'environ 2. On ne cherche ici qu'à ajuster la partie du spectre d'AGASA dépassant 10^{20} eV (on utilise également pour permettre l'ajustement une composante basse énergie supposée produite par des sources astrophysiques pour les énergies inférieures à $\simeq 10^{20}$ eV. Pour la modéliser, on prend une loi de puissance en dessous de ce seuil). L'accord dans ce cas pour l'ajustement de l'excès d'AGASA est bon et le nombre d'événements prévus après la fin des mesures d'AGASA (3 pour être exact) est acceptable.

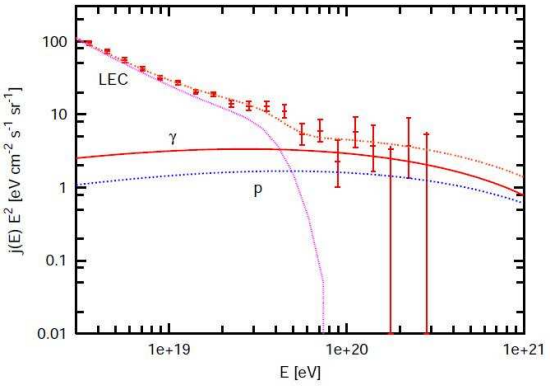


FIG. 3.7: Ajustement des flux de protons (en bleu) et photons (en rouge, trait plein) attendus pour la désintégration de SHDM sur les données d'AGASA pour deux modèles de fragmentation différents. La composante basses énergies (LEC, en trait plein rose) est due aux sources astrophysiques et a été ajoutée pour permettre l'ajustement (tiré de [Gelimini et al., 2005]). Ce sont ces modèles qui sont utilisés pour le calcul des fractions de photons intégrées présentées au chapitre 7 en comparaison de nos résultats.

Là encore, la prédiction la plus robuste de ce modèle reste la fraction de photons attendue aux plus hautes énergies qui dans ce cadre est estimée entre 10 et 20 % pour des énergies supérieures à 10^{19} eV. Ce sont les fractions de photons tirées de ces calculs sur lesquelles nous nous appuierons au chapitre 7 pour les comparer à nos résultats.

[5] Voir la discussion sur l'identification des gerbes atmosphériques liées à des photons d'ultra haute énergie au chapitre suivant.

3.4 AUTRES VOIES DE PRODUCTION DE PHOTONS D'ULTRA HAUTE ÉNERGIE

Hormis les modèles *top-down*, d'autres phénomènes peuvent être responsables de l'observation de photons d'ultra haute énergie. D'une part, s'il existe un flux de neutrinos ultra énergétiques, nous pourrions rencontrer des *Z-bursts*, que nous avons présentés au chapitre 1, conduisant à l'observation d'une fraction significative de photons. Par ailleurs, si les processus *bottom-up* permettent d'expliquer l'ensemble du spectre des rayons cosmiques, nous attendons une certaine proportion de photons résultant de la photoproduction de pions effectuée par les protons lors de leur propagation. Même en cas de confirmation de la présence d'une coupure GZK, nous pouvons estimer une fraction de photons provenant de la propagation de rayons cosmiques chargés qui donne de fait une limite inférieure sur la fraction de photons observable.

3.4.1 LE CAS PARTICULIER DU MODÈLE DES *Z-bursts*

Nous avons évoqué le modèle particulier des *Z-bursts* [Weiler, 1999] au chapitre 1 pour répondre aux problèmes de propagation des RCUHE. Ce modèle propose en effet que les RCUHE soient des neutrinos d'ultra haute énergie qui pourraient donc nous provenir de distances beaucoup plus grandes que l'horizon GZK des rayons cosmiques chargés. S'ils sont libérés des interactions avec le CMB toutefois, les neutrinos UHE peuvent interagir avec les neutrinos reliques. Ce fond relique de neutrino dans lequel nous baignons est totalement analogue au CMB pour les photons : le CMB tire son origine de l'époque à laquelle l'Univers est devenu transparent aux photons. De manière analogue aux photons mais beaucoup plus tôt (lorsque la densité d'énergie moyenne était $\simeq 1$ MeV et l'univers agé de 1s seulement), les neutrinos se sont découplés de la matière. Les neutrinos reliques provenant de ce découplage ont aujourd'hui un spectre thermique avec $T_\nu \simeq 1.95$ K soit de l'ordre de 10^{-4} eV. Ils n'ont encore jamais été observés.

Les hadrons et photons d'ultra haute énergie ne sont pas sensibles au fond diffus de neutrino (le libre parcours moyen dans ce cas est plus long que la taille de l'Univers. Voir [Bhattarcharjee and Sigl, 2000]). Par contre les neutrinos d'ultra haute énergie ($E \simeq 10^{21}$ eV à la résonance) vont pouvoir s'annihiler avec un neutrino de ce fond relique pour donner un boson Z^0 :

$$\nu + \bar{\nu} \rightarrow Z^0 \tag{3.2}$$

Ce boson Z^0 se désintègre ensuite en un groupe de particules très collimaté (ce qui est dû au très fort boost de Lorentz), ce qu'on appelle effectivement le $Z - burst$. Si celui-ci se produit dans la sphère GZK et qu'il pointe vers nous, ce processus peut être responsable de la détection d'événements super-GZK.

Le Z^0 se désintègre via un processus hadronique dans environ 70% des cas [Eidelman et al., 2004]. Les produits de désintégration sont alors majoritairement des pions, dont des π^0 . Ces derniers se désintégrant en 2 photons, ce modèle va donc pouvoir être responsable d'une forte fraction de photons aux plus hautes énergies, et ce quel que soit le mode de production originel (*bottom-up* ou *top-down*) des neutrinos d'ultra haute énergie.

La figure 3.8 donne le flux des différentes particules attendu pour tenter de reproduire l'excès d'événements d'AGASA en supposant viable le modèle des *Z-bursts*. Ici encore, les cascades électromagnétiques produites lors de la propagation des photons une fois produits par le *Z-burst* va donner une contrepartie γ dans la gamme d'énergie contrainte par les observations du fond

diffus EGRET ($10^8 - 10^{12}$ eV). Si le flux de photons d'ultra haute énergie à la production est choisi de manière telle que la limite donnée par EGRET est saturée, on obtient l'ajustement de la figure 3.8, qui est assez médiocre. Même en supposant un fond diffus radio plus faible et donc une contrepartie en γ moins importante, ce qui n'est pas montré ici, le résultat reste difficilement acceptable (il existerait alors un trop grand nombre d'événements au-delà de la fin du spectre d'AGASA).

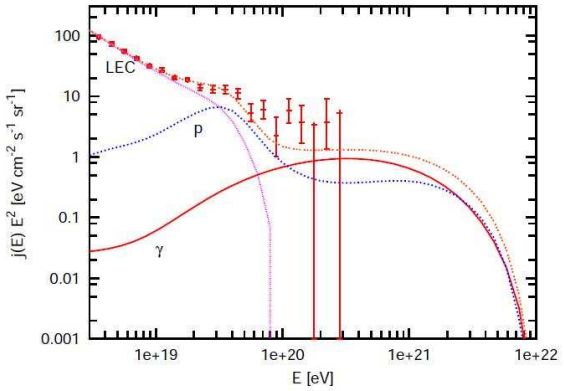


FIG. 3.8: Ajustement des flux de protons (en bleu) et photons (en rouge, trait plein) attendus pour le modèle des *Z-bursts* sur les données d'AGASA pour deux modèles de fragmentation différents. La composante basses énergies (LEC, en trait plein rose) est due aux sources astrophysiques et a été ajoutée pour permettre l'ajustement (tiré de [Gelimini et al., 2005]). Ce sont ces modèles qui sont utilisés pour le calcul des fractions de photons intégrées qui sont montrées au chapitre 7 en comparaison de nos résultats.

Ce modèle demeure une curiosité et est, à l'heure où nous écrivons ces lignes, assez fortement défavorisé pour plusieurs raisons. Tout d'abord, il paraît difficile de produire des neutrinos de 10^{21} eV dans des objets astrophysiques [Kalashev et al., 2002a], aussi nous devons alors faire reposer la production de neutrinos d'ultra haute énergie sur les modèles *top-down* que nous avons présentés précédemment. De plus, si nous supposons qu'à la source non seulement des neutrinos mais également des photons ont pu être produits (ce qui est le cas pour les modèles *top-down* et *bottom-up*), la contrepartie en γ au GeV serait plus forte, dépassant alors fortement les limites imposées par l'expérience EGRET [Semikoz and Sigl, 2004]. Les expériences visant à observer les neutrinos d'ultra haute énergie apportent une contrainte supplémentaire : les résultats récents de l'expérience ANITA-lite [Barwick et al., 2006] semblent indiquer que les *Z-burst* pourraient au plus contribuer à environ 10% du spectre des RCUHE. Cette estimation relâche bien sûr les contraintes précédentes qui sont établies lorsque les neutrinos d'ultra haute énergie sont invoqués pour expliquer la totalité de la fin du spectre des RCUHE. Mais ces résultats relèguent tout de même le modèle des *Z-burst* à la marge même des hypothèses exotiques auxquelles nous pouvons penser pour expliquer la présence de rayons cosmiques au-delà de la coupure GZK.

3.4.2 PROPAGATION DE PROTONS ET PRÉSENCE DE "PHOTONS GZK"

Même si les RCUHE sont produits par des sources astrophysiques et que ce sont des protons, nous attendons un flux de photons d'ultra haute énergie provenant de la photoproduction de pions par ces derniers lors de leur propagation. À supposer que les RCUHE observés par AGASA soient dûs à des protons par exemple, le flux de photons peut devenir non négligeable (fraction de l'ordre de 8% pour des énergies supérieures à 10^{19} eV). L'estimation correcte de ces flux de photons requiert

d'autres hypothèses que celles que nous avons faites jusqu'à présent, puisque nous dépendons ici de la propagation de protons d'ultra haute énergie. Or la propagation des rayons cosmiques chargés est dépendante de la valeur des champs magnétiques extra-galactiques à propos de laquelle les incertitudes restent très grandes. Nous renverrons le lecteur à [Bhattarcharjee and Sigl, 2000], ainsi qu'à [Gelimini et al., 2005] pour de plus amples développements.

Dans l'hypothèse où la présence d'une coupure GZK était confirmée, on peut évaluer la fraction minimale de photons qui puisse être attendue. Ces photons de haute énergie sont liés à la propagation de protons UHE dans la sphère GZK. Ce cas ne repose alors sur aucune hypothèse exotique. On normalise sur un spectre montrant une coupure GZK (le spectre d'HiRes). La fraction de photon qu'on peut en extraire constitue donc, dans l'hypothèse qui est faite pour la valeur des champs magnétiques extra-galactiques, une fraction minimale garantie de photons que nous devrions pouvoir détecter même si la coupure GZK est mise en évidence et qu'aucun modèle *top-down*n'est à mettre en cause. Elle est toutefois très faible : inférieure à 0.5% pour les énergies supérieures à $10^{19.2}$ eV, par exemple.

CONCLUSION

D'un point de vue général, les contraintes s'appliquant sur les modèles *top-down* sont donc déjà assez sévères. Il faut tout d'abord proposer un modèle qui puisse produire un flux visible de rayons cosmiques, mais dont le taux de désintégration ne soit pas trop grand car sinon il ne resterait plus de ces particules reliques aujourd'hui[6]. Il faut donc ajuster le rapport densité/temps de vie des particules afin d'être compatibles avec le flux des rayons cosmiques observés. Certains modèles, que nous avons présentés ici, peuvent remplir ce cahier des charges mais ils sont également soumis à des contraintes expérimentales assez fortes :

- les observations du fond diffus γ limitent la quantité de photons qui ont pu former une cascade électromagnétique lors de leur propagation sur de longues distances. Elle limite par conséquent de façon indirecte la quantité de photons pouvant exister au-delà de 10^{20} eV, modulo les hypothèses sur le fond diffus radio nécessaires à la génération et l'évolution de la cascade.
- la recherche d'anisotropies vers le centre galactique peut également apporter une information très contraignante si les particules ultra-massives invoquées ci-dessus suivent le profil de matière noire.

Les observations effectuées jusqu'à présent tendraient à défavoriser ces modèles de façon indirecte.

Les contraintes portant sur la fraction de photons d'ultra haute énergie permettent d'apporter un argument plus général contre les modèles *top-down*, puisque, si nous cherchons à expliquer un spectre de rayons cosmiques comme celui d'AGASA *tous* ces modèles prévoient une fraction de photons importante au-delà de 10^{18} eV, devenant majoritaire au-delà de 10^{20} eV.

NB :Si la présence d'une coupure GZK se confirmait, les fractions de photons attendues pour les mêmes modèles exotiques seraient bien plus faibles (de l'ordre du pourcent à 10^{19} eV). De même, les autres contraintes expérimentales que nous avons évoquées au cours de ce chapitre n'auraient pas de prise. Mais si nous observions la coupure GZK (baisse brutale du flux au-delà de 7×10^{19}

[6]sauf à supposer une très forte densité de particules reliques à très grand redshift, ce qui est exclu par les observations du CMB qui est très uniforme.

eV), l'extrêmité du spectre pourrait être expliquée par des hadrons uniquement, sans faire appel à des photons.

Plusieurs expériences ont déjà publié des limites supérieures sur la fraction de photons d'ultra haute énergie (AGASA [Shinozaki et al., 2002; Risse et al., 2005], Fly's Eye [Homola et al., 2004],Yakutsk et AGASA [Rubtsov et al., 2006], Haverah-Park [Ave et al., 2002] et Auger en utilisant une sélection d'événements hybrides [collaboration Auger, 2006]). Elles sont en accord pour donner des limites supérieures assez basses sur cette fraction (la plus basse d'entre elle est donnée par l'analyse des événemenst hybrides d'Auger à 16% [collaboration Auger, 2006]). Nous établirons au chapitre 7 de cette thèse de nouvelles évaluations de limites supérieures en utilisant les événements du détecteur de surface d'Auger, permettant ainsi d'imposer une contrainte forte sur la fraction de photons d'ultra haute énergie.

CHAPITRE 4

SIGNATURES ATTENDUES POUR UN PHOTON D'ULTRA HAUTE ÉNERGIE

4.1 QU'EST CE QU'UNE GERBE ATMOSPHÉRIQUE ?

Lorsqu'ils arrivent dans l'atmosphère terrestre, les rayons cosmiques interagissent avec les noyaux des molécules qu'ils rencontrent donnant alors une cascade de particules secondaires. Les gerbes atmosphériques étant notre seul moyen de recueillir des informations sur les rayons cosmiques d'ultra haute énergie, leur étude et la compréhension des différents phénomènes liés à leur développement est essentielle. Afin de rester dans la ligne du travail abordé dans la suite de ce document, nous choisirons ici volontairement de ne donner que les quelques points essentiels permettant de comprendre le développement d'une gerbe atmosphérique. Nous concentrerons ensuite notre approche sur les phénomènes responsables de signatures spécifiques pour des gerbes issues de photons.

Les gerbes de hadrons et les gerbes de photons ont en effet un comportement assez différent qui nous permet de pouvoir espérer les différencier. Une fois soulignées ces différences intrinsèques, nous dresserons la liste des observables avec lesquelles nous pourrons travailler pour tenter d'identifier des primaires photons avec le détecteur de surface d'Auger. Les premières études à ce sujet ont été publiées dans [Bertou et al., 2000].

4.2 DÉVELOPPEMENT D'UNE GERBE ATMOSPHÉRIQUE ISSUE D'UN HADRON

L'étude des gerbes de hadrons est loin d'être simple. En effet, les fluctuations existant d'une gerbe à une autre sont importantes. Si nous ne possèdons pas de modèles semi-analytiques nous permettant d'appréhender le comportement des gerbes hadroniques, nous disposons toutefois de codes de simulation efficaces comme CORSIKA ou AIRES qui nous permettent de reproduire le comportement de ces gerbes hadroniques. Toutefois de nombreuses incertitudes demeurent. La plus grande d'entre elles est sans doute l'utilisation de très lointaines extrapolations pour les sections efficaces hadroniques. Elles doivent être estimées aux énergies d'Auger à partir de points de mesures se situant pour les plus hauts à environ 2 TeV dans le centre de masse. À 10^{20} eV, un proton entrant en collision avec un autre nucléon dans l'atmosphère correspond plutôt à une énergie dans le centre de masse de 450 TeV. La conclusion de nombreuses études à ce sujet comme [Heck et al., 2003] ou plus récemment [Tahir et al., 2005] reste très prudente. Même après les prochaines campagnes

de mesure attendues avec le LHC qui permettront d'avoir des points de mesure à des énergies sensiblement plus élevées que celles dont nous disposons aujourd'hui, l'extrapolation restera importante, la question des sections efficaces hadroniques est et restera problématique.

Une gerbe engendrée par un proton peut être vue comme la superposition de deux types de gerbes (cf. fig.4.1). Tout d'abord une gerbe hadronique (comprenant principalement des pions), qui engendre une multitude de gerbes électromagnétiques démarrant à différentes altitudes via la désintégration des π^0 en $\gamma\gamma$. La gerbe électromagnétique est alimentée par la gerbe hadronique jusqu'à ce que les pions chargés aient une énergie suffisament basse pour se désintégrer en muons et en neutrinos emmenant ainsi une partie de l'énergie de la gerbe hadronique. À l'issue du développement 90% de l'énergie initiale est transférée dans la partie électromagnétique de la gerbe. Au niveau du sol, le front de gerbe comporte donc des électrons et des photons ainsi que des muons.

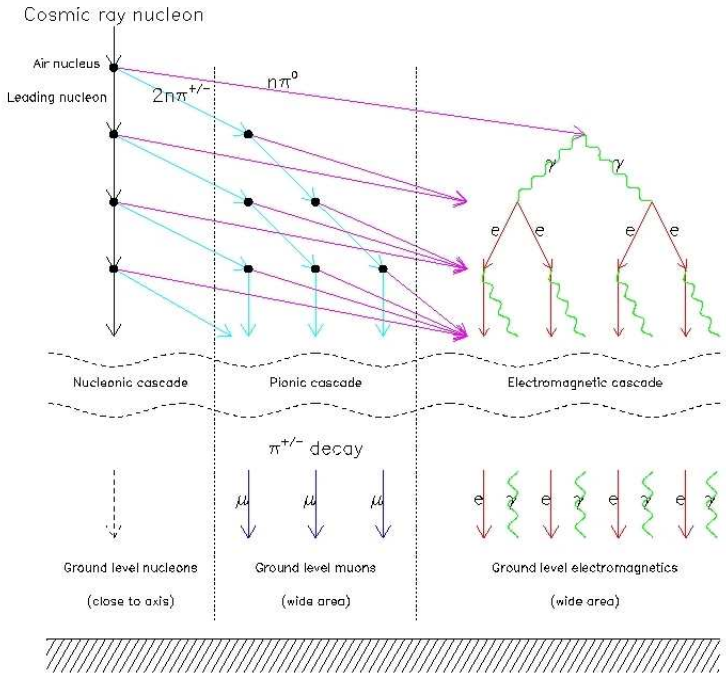


FIG. 4.1: Schéma (très simplifié) du développement d'une gerbe engendrée par un hadron. La cascade de particules se divise en deux parties : la partie hadronique ($\pi^{\pm}, \pi^0$) et la partie électromagnétique qui est alimentée par la désintégration des π^0 issus de la gerbe hadronique.

La grande inelasticité et la multiplicité des interactions hadroniques aux énergies de l'ordre de 10^{18} eV aboutissent à un développement plus rapide de la gerbe hadronique que celui d'une gerbe électromagnétique : il y a dans ce cas une répartition de l'énergie plus rapide sur un plus grand nombre de particules. C'est donc sur les premières interactions, essentiellement hadroniques, que vont jouer pour beaucoup les fluctuations visibles de gerbe à gerbe pour les gerbes engendrées par des hadrons.
Par ailleurs, le développement rapide de la partie hadronique de la gerbe va aboutir à un taux d'élongation[1] faible en comparaison avec une gerbe de photon qui est, elle, quasi purement élec-

[1]Le taux d'élongation est défini comme la variation de la profondeur du maximum de développement de la gerbe en fonction de l'énergie.

tromagnétique (cf. fig.4.2). C'est à dire que les gerbes issues de photons auront toujours un développement plus tardif que les gerbes issues de protons, ne serait–ce qu'en raison des premières étapes du développement de la gerbe. Cette tendance sera très fortement renforcée aux énergies de l'ordre de l'EeV du fait de l'effet LPM qui abaisse les sections efficaces mises en jeu lors des premières étapes de développement de la gerbe (cf. plus bas).

Nous avons jusqu'ici, parlé de hadrons en expliquant implicitement le développement d'une gerbe issue d'un proton qui est le plus simple. Pour les gerbes engendrées par des noyaux plus lourds de masse atomique A, on peut concevoir le développement comme la superposition de A gerbes de de protons engendrées avec une énergie E/A. Par conséquent, l'énergie de départ de chaque "sous-gerbe" étant moindre, le développement d'une gerbe issue d'un noyau lourd sera d'autant plus rapide et le taux d'élongation attendu plus faible. Précisons toutefois ici que même si ces considérations reposant sur de la simple logique sont valables, les incertitudes entourant les section efficaces hadroniques ne nous permettent pas de relier directement les mesures de taux d'élongation à la composition du flux des rayons cosmiques d'ultra haute énergie. Concernant la composante muonique du front de gerbe, les processus mous responsables de la production de muons sont comparativement plus nombreux que pour une gerbe de proton de même énergie initiale. Ainsi, les gerbes issues de noyaux auront une composante muonique encore plus forte que les gerbes de protons (pour une gerbe de fer par exemple, environ 80% de plus qu'une gerbe de proton de même énergie).

De notre point de vue, pour l'identification de primaires photons, nous pourrons donc en comparant des gerbes de photons simplement à des gerbes de protons trouver les variables discriminantes permettant de signer la présence de photons d'ultra haute énergie. Nous ne développerons donc pas plus le sujet des gerbes issues de noyaux, mais garderons à l'esprit que si nous pouvons discrimier une gerbe de photon d'une gerbe de proton, nous pourrions à plus forte raison encore le faire entre une gerbe de photon et une gerbe de noyau lourd.

4.3 DÉVELOPPEMENT D'UNE GERBE ATMOSPHÉRIQUE ISSUE D'UN PHOTON

Le comportement d'une gerbe produite par un photon est a priori beaucoup plus simple que celui d'une gerbe hadronique puisque les processus hadroniques y jouent un rôle relativement réduit (la section efficace de photoproduction de hadron est de l'ordre du millième de la section efficace de production de paire). De plus les fluctuations dans le développement de la gerbe sont plus faibles tant que celle-ci n'est pas soumise à l'effet LPM. Aux énergies d'Auger, nous aurons toujours à considérer l'effet LPM. Toutefois, dans un but pédagogique, nous allons tout d'abord expliquer le développement d'une gerbe de photon qui ne subit pas cet effet avant de nous pencher en détails sur les modifications qu'elle subit lorsqu'elle y est soumise.

Les processus intervenant dans le développement des gerbes électromagnétiques sont :
- Le bremsstrahlung : en passant dans le champ d'un noyau, les particules émettent un photon.
- La création de paire qui a lieu également lorsqu'un photon passe dans le champ électrique d'un noyau. Ces deux processus sont décrits par l'équation de Bethe-Heitler [Bethe and Heitler, 1934]
- La photoproduction (et l'électroproduction) de hadrons qui vont être responsables de la (faible) proportion de muons que nous pourrons trouver dans une gerbe engendrée par un photon.

Ce à quoi il faut ajouter aux énergies d'Auger l'effet Landau-Pommeranchuk-Migdal (LPM) et la conversion dans le champ magnétique terrestre que nous traitons à part ci-dessous car ils nous permettront de signer clairement la présence de photons d'ultra haute énergie (en plus de la faible composante muonique).

Le développement des gerbes électromagnétiques est très bien compris en ce qui concerne les parties qui ne sont pas liées à la production de hadrons. Nous pouvons même nous inspirer des analyses semi-analytiques telles qu'elles étaient menées dans les années 1940 par B.Rossi [Rossi, 1952] ou W.Heitler [Heitler, 1966] qui donnent une compréhension très intuitive et satisfaisante en très bon accord avec les simulations numériques dont nous disposons maintenant. On peut imaginer la gerbe grandissant en une séquence de générations, le nombre de particules électromagnétiques doublant à chacune d'entre elles (un photon produit une paire ou un électron/positron rayonne). Cette croissance continue jusqu'à ce que les particules atteignent une énergie critique (de l'ordre de 80 MeV) en dessous de laquelle elle perdent leur énergie en ionisant la matière les entourant sur une distance plus courte que celle nécessaire à une génération (longueur de radiation). La gerbe va par conséquent atteindre un maximum avant de s'éteindre. Des traitements rigoureux basés sur ces modèles permettent de connaître le taux d'élongation attendu pour des gerbes purement électromagnétiques, de l'ordre de 85 g/cm^2/décade qui est plus grand que ce qui est attendu pour des gerbes alimentées par des interactions hadroniques. Nous pouvons vérifier cette particularité sur la figure 4.2 pour les énergies inférieures à 10^{18} eV au-delà desquelles l'effet LPM devra être considéré.
Par conséquent, si nous nous intéressons aux gerbes atmosphériques d'un strict point de vue de la discrimination, nous pourrons nous appuyer sur le fait que les gerbes engendrées par des photons ont un développement plus tardif (effet qui est tout de même faible à des énergies inférieures au seuil LPM) et ne comportent qu'une très faible composante muonique.

Nous devrons toutefois être prudents à ce sujet puisqu'encore une fois nous sommes limités sur ce point par l'extrapolation des sections efficaces de photoproduction de pions. Si ces dernières étaient beaucoup plus élevées que ce que nous utilisons actuellement, la discrimination entre photons et hadrons serait beaucoup moins marquée. Les études menées dans [Risse et al., 2001] ou celles que nous avons pu mettre en œuvre permettent toutefois de rester optimistes d'un point de vue de l'impact d'une modification des sections efficaces de photoproduction sur le pouvoir de discrimination entre photons et hadrons. Nous y accorderons une place particulière dans l'étude des erreurs systématiques sur les résultats que nous pourrons fournir dans cette thèse (cf. section 7.3).

Les principes de base du développement d'une gerbe issue de photon étant posés ici, nous allons nous pencher maintenant sur deux autres effets caractéristiques des gerbes de photons. Ils fournissent des signatures très nettes directement sur le développement de la gerbe aux énergies accessibles par le détecteur Auger et ce sont en fait ces deux effets que nous exploiterons principalement : l'effet Landau-Pommeranchuk-Migdal ainsi que l'effet de conversion dans le champ magnétique terrestre qui intervient aux énergies supérieures à $10^{19.5}$ eV.

4.4 EFFET LANDAU-POMMERANCHUK-MIGDAL

Pour le résumer en une phrase, l'effet Landau-Pommeranchuk-Migdal est lié au fait qu'aux énergies ultra hautes (supérieures à environ 10^{18} eV), un photon peut interagir avec le champ de plu-

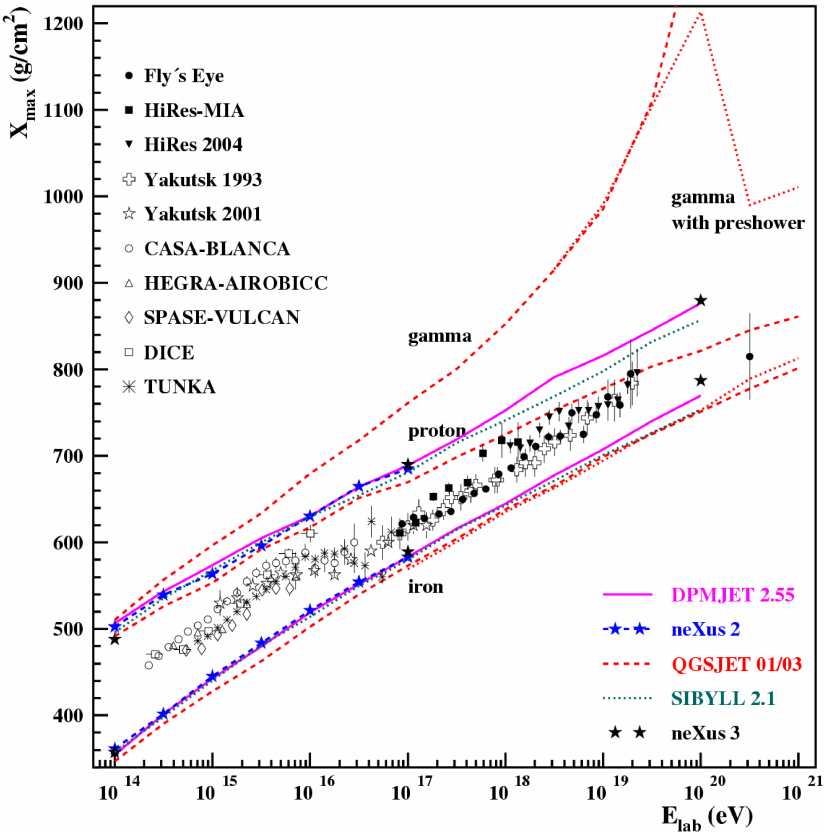


FIG. 4.2: Taux d'élongation attendu pour différents rayons cosmiques primaires comparé aux point expérimentaux de plusieurs expériences. On notera que le taux d'élongation des gerbes de photons est différent de celui des gerbes hadronique dans tous les cas. Aux énergies d'Auger, l'effet LPM les rend radicalement différentes. Aux plus hautes énergies, la conversion dans le champ géomagnétique entraîne une chute brutale du taux d'élongation.

sieurs atomes à la fois et non un seul comme c'est le cas à plus basses énergies. Cela se traduit par une réduction de la section efficace de Bethe-Heitler pour le bremsstrahlung et la production de paire, ce qui freine considérablement les premières étapes du développement de la gerbe électromagnétique et est responsable de grandes fluctuations sur celui-ci.

L'effet LPM a été prédit par Landau et Pomeranchuk [Landau and Pomeranchuk, 1953] puis étudié 3 ans plus tard en mécanique quantique par Migdal ([Migdal, 1956], pour des cibles d'épaisseur infinie). Il a été mesuré en laboratoire, notamment en 2004 à SLAC [Klein, 2004], montrant notamment un bon accord entre la théorie de Migdal et les données expérimentales et a permis de nombreux travaux théoriques permettant de transposer les études de Migdal au cas des cibles de taille finie. Il intervient lorsque une particule ultra-relativiste émet des photons synchrotrons de basse énergie dans la matière (ou qu'il y a création de paires). Si les impulsions des deux particules chargées mises en jeu lors de ce processus (e+, e- dans le cas d'une création de paire, e$\pm$ initial et final dans le cas du bremsstrahlung) deviennent ultra-relativistes, le transfert d'impulsion longitudinal $q_{||}$ devient très faible et inversement la distance d sur laquelle le processus de radiation se produit est très longue. Si le milieu a une densité suffisante, alors plusieurs atomes pourront être rencontrés sur la distance d. La perturbation coulombienne liée à la présence du champ des autres atomes va alors être responsable de la baisse de section efficace pour ces processus.

Nous ne redonnerons pas ici toutes les équations gouvernant ce processus mais garderons à l'esprit la description qualitative de cet effet. Nous devrons surtout comprendre l'impact que cela aura sur les quantités que nous pourrons mesurer pour les gerbes atmosphériques. En ce qui concerne la mise en équations, hormis les papiers originaux, le lecteur intéressé pourra se référer à [Baier and Katkov, 1998] qui en reprend un traitement complet et également [Cillis et al., 1999] qui est particulièrement intéressant dans notre cas puisqu'il aborde l'effet LPM dans l'optique de l'appliquer aux gerbes atmosphériques. Par ailleurs, d'autres développement que la théorie de Migdal visant à améliorer l'accord théorie/expérience sont développés dans cet article très récent.

L'effet devient non négligeable pour des énergies de l'ordre de $E_{LPM} = \frac{\alpha m_e^6 X_0}{8\pi} = 3.8 X_0$TeV, où X_0 est la longueur de radiation (en cm) dans le matériau considéré. Il peut donc être étudié avec précision à "basses" énergies dans la matière dense (par exemple, il devient conséquent à partir de 100 TeV dans le plomb. Dans l'air il devient significatif au delà d'environ 2.2 10^8 GeV). Aussi, si l'effet LPM pour les rayons cosmiques qui se développent dans l'atmosphère n'intervient que pour les énergies les plus hautes nous pourrons parfaitement transposer les études qui ont été faites en milieu dense au phénomène rencontré pour les rayons cosmiques. Cet effet est donc aujourd'hui très bien maîtrisé et pris en compte dans les codes de simulations numériques que nous utilisons.

L'impact de l'effet LPM est rendu parfaitement compréhensible au vu de la figure 4.2. Elle présente les taux d'élongation attendus pour la simulation de différents types de rayons cosmiques, dont des photons. Pour des énergies comprises entre 10^{18} eV (où l'effet LPM commence à devenir important) et inférieures à $10^{19.5}$ eV (où il est modulé par la présence d'un autre phénomène : la conversion des photons dans le champ géomagnétique comme nous le présentons plus bas), plus la gerbe est énergétique, plus son développement est profond illustrant l'impact de la baisse des sections efficaces de Bethe Heitler sur le développement de gerbes issues de photons.

4.5 SIGNATURES D'UNE GERBE DE PHOTON NON CONVERTIE POUR NOTRE DÉTECTEUR DE SURFACE

Aux énergies d'Auger l'effet LPM va être d'importance pour les premières étapes du développement des gerbes issues de primaires photons entre 10^{18} eV et environ $10^{19.5}$ eV où la conversion deviendra importante. La réduction des sections efficaces de Bethe-Heitler va conduire à un développement moyen très tardif des gerbes de photons d'ultra haute énergie ainsi qu'à de grandes fluctuations sur le développement de la gerbe. Elles auront un X_{max} très profond (de l'ordre de 1000g.cm^{-2} à 10^{19} eV, voir la figure 4.5) qui sera caractéristique. C'est sur ce point que se basent toutes les études faites par fluorescence pour la recherche de photons d'ultra haute énergie.
Comme nous pouvons le voir sur la figure 4.4, pour le détecteur de surface d'Auger, l'aspect pris par une gerbe de photon est très différent de celui pris par une gerbe de proton. Cela est dû :
– au développement tardif de la gerbe.
– à la forte proportion électromagnétique du front de gerbe.
La distribution latérale du signal est corrélée à la profondeur de développement de la gerbe. Plus la gerbe est active[2] longtemps, plus les diffusion multiples des particules électromagnétiques qui

[2]ie. les particules de la cascade sont encore suffisament énergétiques pour en produire de nouvelles via les interactions avec l'atmosphère

sont responsables du développement latéral de la gerbe sont nombreuses. Aussi, une gerbe de photon qui "démarre" plus tard sera plus compacte au niveau du sol. C'est ce qui est responsable de la *forte pente de la distribution latérale de signal*. Ce développement tardif sera également responsable d'un *front de gerbe fortement courbé et plus parabolique que sphérique*.
En comparaison pour les gerbes issues de hadron, le cœur est actif pendant une plus longue période car la gerbe amorce son développement plus tôt et plus rapidement. Le front d'une gerbe de proton touchera donc un plus grand nombre de stations qu'une gerbe de photon ayant les mêmes caractéristiques en énergie et en inclinaison, rien que du fait d'un développement longitudinal différent (voir fig. 4.4, comparant 2 gerbes simulées, l'une issue de proton, l'autre issue de photon. Le cadre de droite est une représentation du réseau et les stations touchées apparaissent en vert.).
Par ailleurs, il s'ajoute un effet lié à la production de muons dans les gerbes d'origine hadronique. Les muons ultra relativistes ne subissent que très peu de diffusion. Leur propagation suit en première approximation la géométrie d'une sphère centrée sur leur point de production et qui grandit à la vitesse de la lumière. Les muons seront les premières particules touchant les stations au sol. Comme ce sont ces premières particules qui définissent la courbure du front de gerbe, le front apparaîtra alors comme moins courbé et plus sphérique pour une gerbe hadronique que dans le cas d'une gerbe photon.

La structure en temps du front de gerbe sera également très différente. Les muons, contrairement aux particules de la partie électromagnétique, ne subissent pas de diffusions multiples, ils arrivent donc au sol avec une distribution temporelle beaucoup moins large que ces dernières. En arrivant en temps, ils sont responsables d'un signal un peu plus court que celui enregistré quand le front est constitué en quasitotalité par des particules électromagnétiques. (on peut voir une illustration de cet effet sur la figure 4.4 sur la partie de gauche pour les traces de FADC des deux stations qui y sont représentées).
Nous pourrons donc essayer d'utiliser la structure en temps du front de gerbe pour distinguer un proton d'un photon. À une distance donnée du cœur de gerbe, les gerbes issues de photon devraient avoir des signaux enregistrés dans les stations du réseau beaucoup plus longs et avec une amplitude moins forte.
Ainsi, nous pourrons essayer de discriminer des gerbes de photons de gerbes de hadrons avec les variables reconstruites par le détecteur de surface en utilisant les variables suivantes :

- *la courbure du front de gerbe*, ce qui est assez intuitif lorsque nous cherchons à distinguer une gerbe se développant plus tardivement que les autres
- la structure temporelle du temps enregistré dans les stations du réseau de surface : *temps de montée du signal dans les stations*, *temps de descente du signal dans les stations* et également un *"paramètre de forme du signal"* permettant de caractériser le temps mis pour enregistrer une certaine proportion du signal intégré total.
- la *composante muonique de la gerbe*. Les gerbes de photons contenant beaucoup moins de muons que des gerbes de hadrons, une évaluation de la composante muonique d'une gerbe est prometteuse. Ce n'est pas une mesure directe pour un réseau de détecteurs Čerenkov, nous devrons étudier les traces de signal enregistrées pour essayer d'évaluer la composante muonique de la gerbe. Des expériences comme KASKADE ou AGASA possèdent des compteurs de muons, mais leur utilisation ne serait pas envisageable à l'échelle d'Auger pour des raisons techniques et financières.
- La *pente de la distribution latérale de signal* pourrait également être exploitée. En effet, on attend de celle-ci qu'elle soit plus forte pour les photons que pour les hadrons. Cependant, les fluctuations sur la mesure de cette dernière sont grandes, ce qui pourrait nous amener beaucoup de faux candidats, et le pouvoir discriminant s'est révélé moins fort que nous pouvions

l'escompter dans le cadre de cette chaîne de reconstruction.
Nous allons expliquer au chapitre 5 comment ces différentes variables sont précisément définies, la sélection que nous en ferons et le traitement que nous leur appliquerons pour en extraire l'information relative au rayon cosmique primaire.
Nous expliquerons également comment nous les combinerons entre elles pour construire une variable discriminante que nous utiliserons pour établir une limite supérieure sur la fraction de photons d'ultra haute énergie.

4.6 EFFET DE CONVERSION DANS LE CHAMP GÉOMAGNÉTIQUE

Nous avons choisi de traiter l'effet de conversion dans un deuxième temps car il s'ajoute encore à l'effet LPM pour les énergies les plus élevées. Par ailleurs, il fournit des possibilités de signature pour les gerbes de photons tout à fait différentes de celles que nous venons d'évoquer (voir à la fin de ce chapitre et chap.8).

À des énergies supérieures à 5.10^{19} eV, nous devrons en effet considérer une autre particularité intervenant dans le développement des gerbes issues de photons d'ultra haute énergie et qui modulera l'impact de l'effet LPM. Lorsqu'ils entrent dans la magnétosphère à ces énergies, les photons peuvent interagir avec le champ magnétique terrestre de façon analogue à ce que nous connaissons bien dans un champ coulombien, créant alors une paire e+e- [MacBreen and Lambert, 1981]. Cette paire e+e- produit de nombreux photons par bremsstrahlung qui pourront à leur tour être responsables de la production de nouvelles paires. Il y a donc création d'une gerbe électromagnétique avant même l'entrée dans l'atmosphère (ce qu'on appelle une *pré-gerbe*), ce qui est schématisé sur la figure 4.6. La probabilité de conversion et donc de la formation de cette pré-gerbe dépend de l'énergie du photon incident E et de la valeur de la composante transversale du champ magnétique par rapport à la direction de propagation du photon $B_\perp$.

La probabilité de conversion de photons dans un champ magnétique est détaillée dans [Erber, 1966]. Pour un photon d'énergie $E = h\nu$ interagissant avec un champ magnétique de composante transverse $B_\perp$, l'efficacité du processus de conversion est donnée par le paramètre χ tel que :

$$\chi = \frac{1}{2}\frac{h\nu}{mc^2}\frac{B_\perp}{B_\perp^{cr}} \tag{4.1}$$

où mc^2 est la masse de l'électron au repos, $B_\perp^{cr} = m^2c^2/e\hbar = 4.41 \times 10^9$ T. Notons que, lorsque $\chi \ll 1$ la probabilité de conversion est négligeable. La longueur d'atténuation d'un photon est alors donnée par :

$$L(\chi) = 2 \times \frac{\bar{\lambda}_c}{\alpha}\frac{B_\perp^{cr}}{B_\perp T(\chi)} \tag{4.2}$$

avec $\alpha = 1/137$ constante de structure fine, $\bar{\lambda}_c = \hbar/m_e c$ la longueur d'onde Compton réduite de l'électron et $T(\chi)$ une fonction impliquant des fonctions de Bessel modifiées : $T(\chi) \simeq 0.16/\chi(K_{1/3}(2/3\chi))^2$. On retrouve alors la probabilité P de conversion d'un photon à une distance r de la surface de la Terre en intégrant probabilité de conversion par unité de longueur $\beta(\chi) = 1/L(\chi)$ sur le parcours effectué par le photon. On peut alors évaluer l'intégrale numériquement en connaissant les différentes valeurs prises par le champ magnétique transverse à la direction de propagation du photon.
Les gerbes qui se convertissent peuvent ensuite développer une pré-gerbe. Ce phénomène est à l'heure actuelle disponible pour les simulations de gerbe que ce soit pour les générateurs AIRES [Badagnani and Sciutto, 2005] ou CORSIKA [Homola et al., 2002]. Nous pouvons alors étudier le

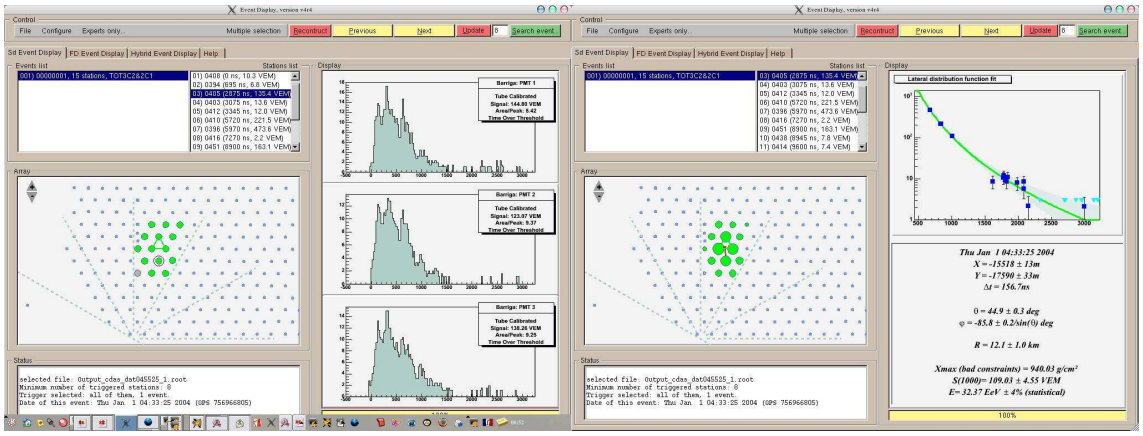


FIG. 4.3: Visualisation avec l'*event display* du signal laissé au sol par une gerbe de proton simulée d'énergie $10^{19.5}$ eV inclinée de 45˚. *premier cadre :* Sur la gauche, on peut voir une représentation du réseau de surface. Les stations touchées apparaissent en vert. Les trois graphes représentés à droite sont les traces de FADC enregistrées par une des stations choisie à environ 1000m du cœur. *deuxième cadre :*À gauche on retrouve une représentation du réseau. Sur ce graphe plus la station est touchée avec un fort signal, plus sa taille est importante. Les paramètres reconstruits avec le reconstruction CDAS (Central Data Acquisition System) apparaissent en bas à droite. En haut à droite, la courbe verte donne la fonction de distribution latérale de signal.

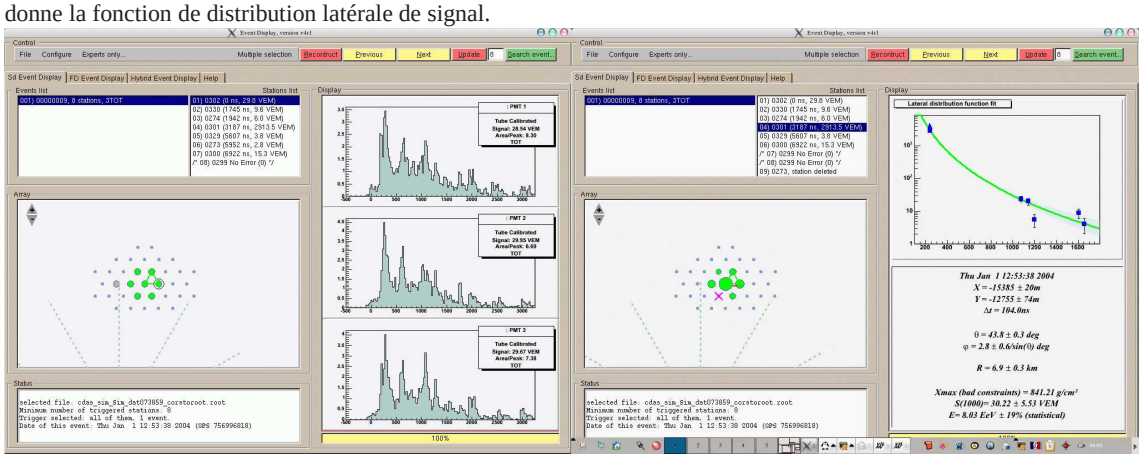


FIG. 4.4: Visualisation avec l'*event display* du signal laissé au sol par une gerbe de photon simulée d'énergie $10^{19.5}$ eV inclinée de 45˚ (photon non converti). On remarquera par comparaison avec la gerbe de proton que le nombre de stations touchées par la gerbe est plus faible. La pente de la fonction de distribution latérale de signal est plus forte (tout à droite). On remarquera que la reconstruction standard d'Auger (dont les résultats apparaissent en bas à droite) ne permet pas de reconstruire correctement l'énergie de cette gerbe engendrée par un photon. La station dont les traces de FADC sont représentées à gauche a également été choisie à environ 1000m du cœur pour nous permettre une comparaison avec la station choisie ci-dessus pour la gerbe de proton. Les traces de FADC observées dans cette station apparaissent plus larges que dans le cas de la gerbe proton pour des caractéristiques et une distance au cœur similaires, ce qui sera exploité via le temps de montée du signal et le paramètre de forme (voir chap. 5)

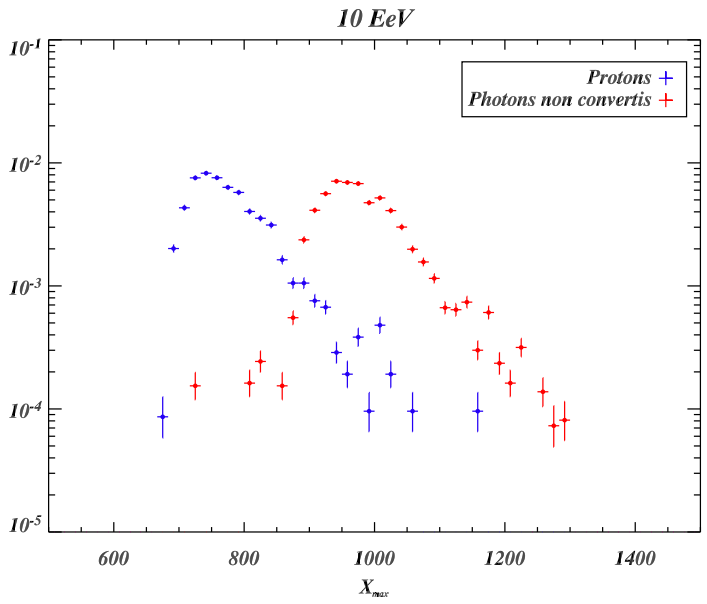


FIG. 4.5: Distribution du maximum de développement (en g/cm^2)de gerbes simulées proton en bleu et photon en rouge pour une énergie de 10^{19} eV (AIRES). L'effet Landau-Pommeranchuk-Migdal déjà présent à cette énergie conduit à un maximum de développement beaucoup plus tardif en moyenne pour des photons.

comportement des gerbes de photons convertis en comparaison avec celui de gerbes de photons non convertis. La conversion aboutit à l'entrée dans l'atmosphère d'un groupe de particules élétromagnétiques qui se répartissent l'énergie du photon initial. Le nombre de particules produites dans la prégerbe dépendra de l'intensité du champ magnétique transverse $B_\perp$ et de l'énergie du photons initial, ce qui conduit à une plus haute altitude pour la première conversion. La figure 4.7 donne une répartition de l'énergie entre les particules de la prégerbe pour des gerbes de 10^{20}eV arrivant perpendiculairement au champ magnétique terrestre au niveua de Malargüe. Comme les particules de la prégerbe entrent dans l'atmosphère en portant individuellement une énergie beaucoup plus basse que le photon initial, elles subissent l'effet Landau-Pommeranchuk-Migdal de façon beaucoup moins marquée que celui-ci ne l'aurait subi en entrant dans l'atmosphère. De ce fait, les gerebes de photons convertis ont un développement beaucoup moins profond que les gerbes de photons non convertis. Le maximum de développement des photons convertis se rapproche donc de celui des protons (fig.4.8).

Par conséquent, puisqu'en moyenne elles atteignent leur maximum de développement avant de toucher le sol (comme c'est le cas pour les gerbes hadroniques). l'énergie des gerbes de photons convertis sera correctement reconstruite avec les algorithmes standards d'Auger, contrairement aux photons non convertis dont l'énergie sera sous estimée d'un facteur 4 environ du fait de leur développement plus tardif (cf. section 6.6). Dans un intervalle en énergie (*reconstruite de manière standard*) donné, une partie des gerbes non convertis sont donc soit perdues pour des raisons d'acceptance, soit perdues car reconstruites à une énergie plus faible.

Notons qu'aux plus "basses" énergies (entre $10^{18.5}$ et $10^{19.5}$ eV), ces différences de développement impliquent une saturation de l'efficacité de détection plus rapide pour les gerbes de photons convertis que pour les photons non convertis. Toutefois, la probabilité de conversion restant très

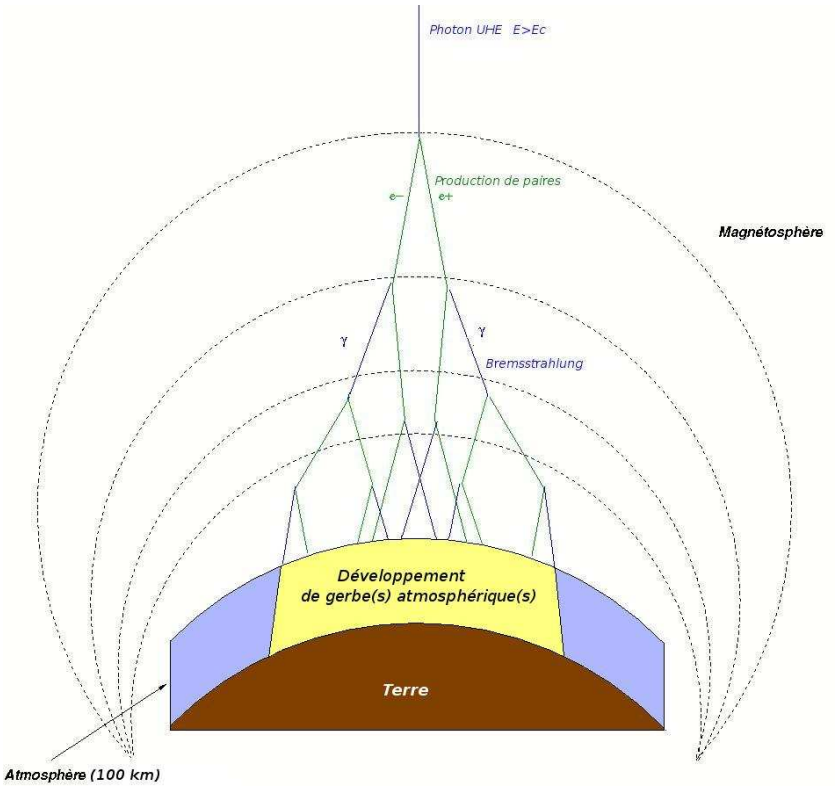


FIG. 4.6: Schéma de principe de l'interaction d'un photon ultra haute énergie avec le champ magnétique terrestre. Cette interaction aboutit à la formation d'une cascade *avant l'entrée dans l'atmosphère*. Ce phénomène aboutit à l'entrée dans l'atmosphère de N particules se répartissant l'énergie du photon initial et qui développeront donc une superposition de N gerbes dans l'atmosphère

faible sur cette gamme d'énergies, nous ne pouvons que difficilement mettre à profit cette particularité pour la recherche de photons à l'heure actuelle.

Par contre, en utilisant le fait qu'au dessus de $10^{19.5}$ eV à efficacités comparables nous perdons les photons non convertis dans *la chaîne de reconstruction standard* à cause de leur mauvaise reconstruction en énergie, nous allons pouvoir nous appuyer sur l'effet de conversion pour rechercher une signature de la présence de photons d'ultra haute énergie, à des énergies supérieures à $10^{19.5}$ eV.

N.B. : Nous parlons ici de l'étude d'une autre signature que celle recherchée pour l'établissement de la limite supérieure sur la fraction de photons. Pour son établissement qui sera expliqué aux chapitres suivants, la chaîne de reconstruction utilisée est totalement différente puisqu'adaptée à la reconstruction de gerbes de photons non convertis (cf. section 6.6). Ce sont cette fois les photons convertis que nous "perdons" a priori. L'effet de conversion et la perte potentielle de candidats qu'il implique dans ce cadre est alors traité comme une correction à appliquer sur l'établissement de cette limite supérieure et son impact sera évalué à la section 7.3.

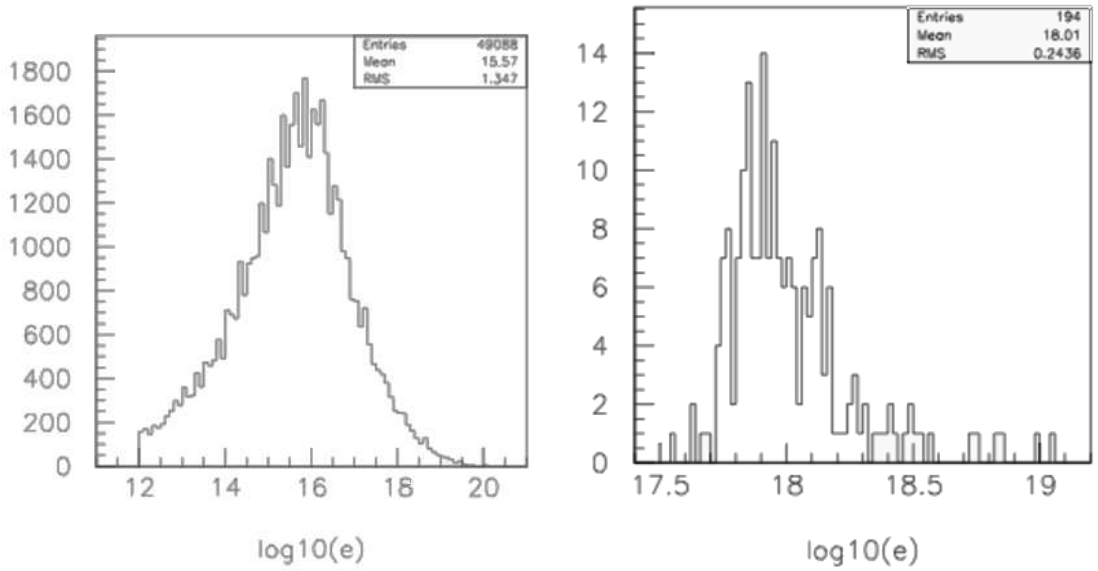


FIG. 4.7: Exemple de distribution des énergies des photons (*à gauche*) et des électrons (*à droite*) dans 100 prégerbes issues de photons de 10^{20}eV, arrivant à Marlargüe de façon perpendiculaire au champ magnétique local. (tiré de [Homola et al., 2002])

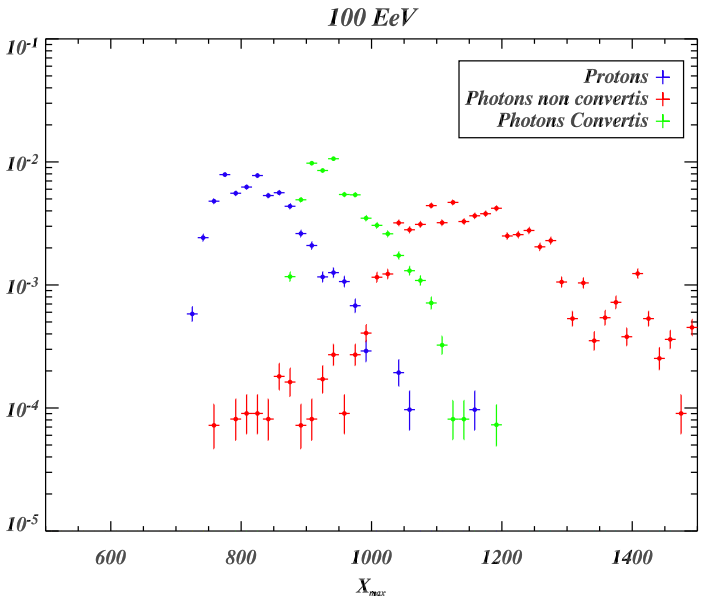


FIG. 4.8: Distribution du maximum de développement (en g/cm^2) de gerbes simulées de protons en bleu, de photons non convertis en rouge et de photons convertis en vert pour une énergie de 10^{20} eV (AIRES). L'effet de conversion devient non négligeable à 10^{20} eV. La distribution des maxima de développement des gerbes de photons convertis qui a été ajoutée ici en vert, illustre un rapprochement du comportement des gerbes issues de protons.

4.7 SIGNATURE SUR LES DIRECTIONS D'ARRIVÉE DES PHOTONS

Afin d'expliquer l'effet attendu, plaçons nous dans l'hypothèse où l'ensemble des rayons cosmiques à des énergies supérieures à 5.10^{19} eV sont des photons.

Dans le cas où le photon se convertit dans le champ géomagnétique, le développement de la gerbe est plus proche de celui d'une gerbe de proton. Il existe donc des différences substancielles pour la détection et la reconstruction de gerbes de photons convertis et de gerbes de photons non convertis. Comme nous pourrons le voir au chapitre 8 ou nous reprendrons ces arguments et cette étude de manière plus précise. Dans un premier temps, dans ce chapitre, nous reprenons simplement l'étude proposée dans [Maurin, 2005] qui recherche une asymétrie nord/sud sur le nombre d'événements détectés au delà du seuil de conversion. Cette méthode repose sur l'hypothèse selon laquelle les gerbes de photons convertis ont une énergie mieux reconstruite que celle des photons non convertis (qui est sous-estimée d'un facteur 4 en moyenne, comme nous l'expliquerons au chapitre 6). Par conséquent, au-delà d'un certain seuil en énergie, on attend un excès de photons convertis par rapport aux non convertis.

Le champ magnétique terrestre, au niveau du site sud d'Auger, possède une inclinaison de 35 deg. par rapport à l'horizontale (et une intensité de l'ordre de 25 μT). Cette inclinaison va être responsable d'une anisotropie sur les probabilité de conversion pour les rayons cosmiques vus par la détecteur de surface d'Auger. En effet, si nous rappelons l'équation 4.1, les photons arrivant avec une orientation parallèle à l'orientation du champ terrestre ne vont pas se convertir, il existe donc un cône dans lequel la probabilité de conversion sera faible a priori. Mais comme nous pouvons le voir sur la schéma ci-dessous (fig. 4.9), une moitié du cône ne pourra pas être observée. D'un point de vue du détecteur donc, il y aura une anisotropie sur les probabilités de conversion. Elle pourra alors se traduire par une anisotropie sur la direction d'arrivée en coordonnées locales des événements aux énergies supérieures à $10^{19.5}$ eV pour les raisons que nous énoncions plus haut (si ces événements toutefois sont des photons).

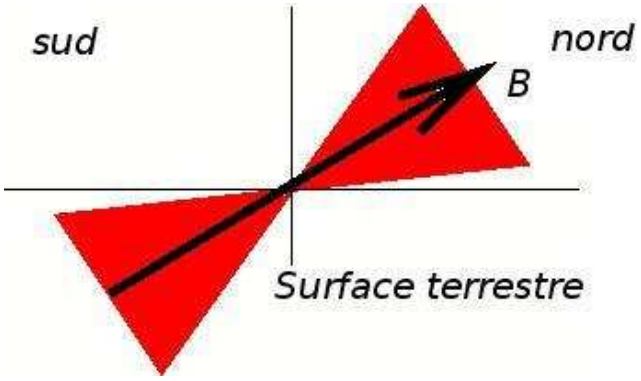


FIG. 4.9: Schéma simpliste expliquant les anisotropies visibles sur la probabilité de conversion pour un détecteur de surface. La conversion étant moins forte le long du champ magnétique (soit de moins en moins forte à l'intérieur du cône rouge) et un détecteur de surface ne pouvant observer que la partie supérieure du cône, nous attendons une anisotropie sur les probabilités de conversion.

Nous pouvons clairement voir cette anisotropie sur les cartes de probabilité de conversion de photons sur la figure 4.10. Ces cartes ont été calculées en assimilant le champ magnétique terrestre à un dipôle. L'approximation dipôlaire est tout à fait satisfaisante en première approche et nous permet de plus d'effectuer un calcul analytique. Toutefois, pour plus de précision, il pourrait être utile de reprendre ce calcul avec les bases de données de l'International Geomagnetic Reference Field (IGRF) qui tabulent entièrement les valeurs prises par le champ géomagnétique et de tirer ces cartes par une intégration pas à pas.

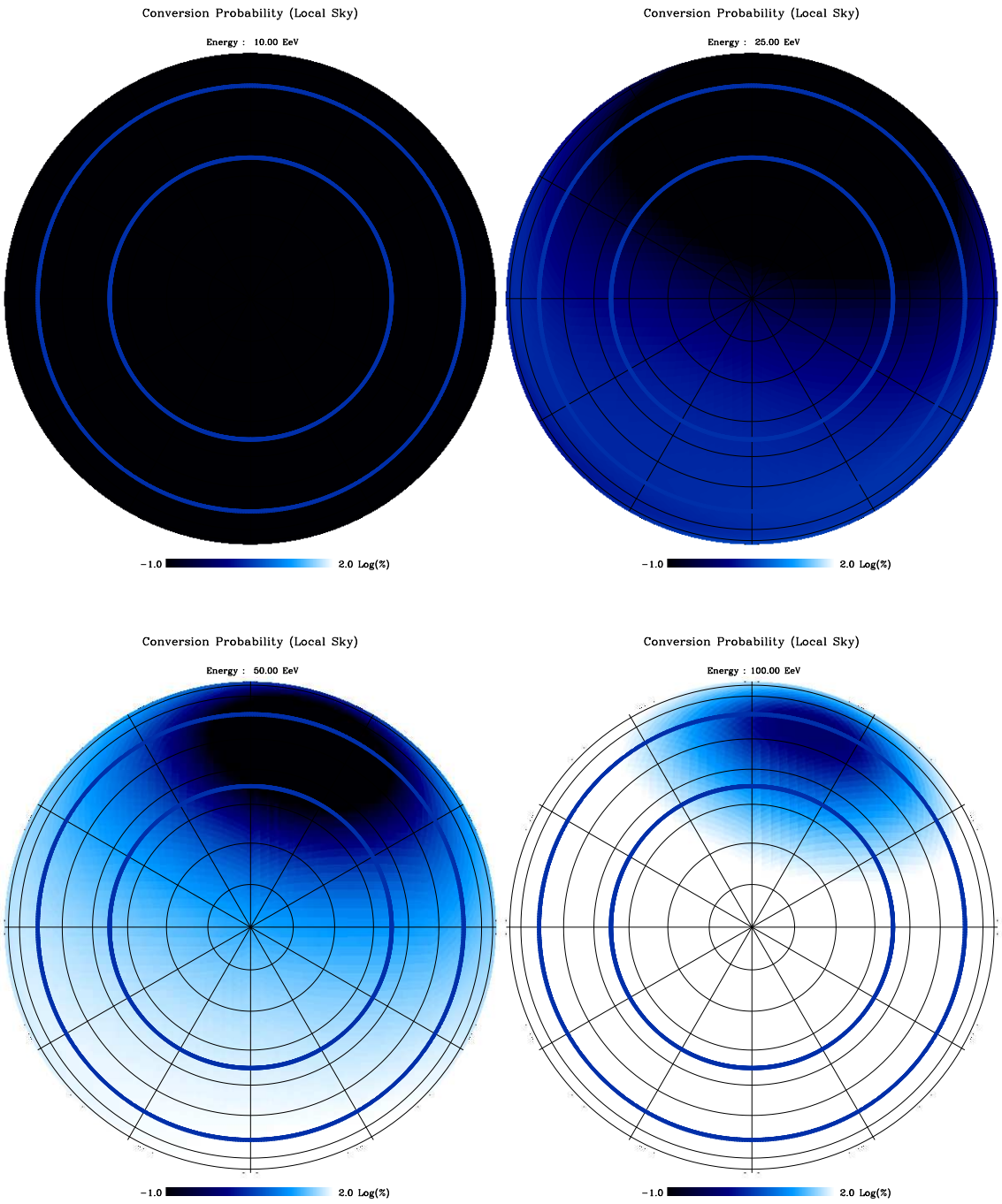


FIG. 4.10: Carte de probabilité de conversion des photons d'ultra haute énergie pour E_γ= 10EeV, 25EeV, 50EeV et 100EeV sur le site de Malargüe (Latitude : -35.22°, longitude : -69.28°). Le champ magnétique terrestre est simulé en prenant simplement un dipôle. La zone délimitée en gras représente la zone en θ (35-60°) sur laquelle nous effectuerons notre analyse pour l'établissement de la limite supérieure sur la fraction de photons d'ultra haute énergie. *NB. pour la lecture de ces graphes : le nord est en haut, sud en bas, ouest à gauche et est à droite. Le point central correspond à θ=0, les bords à θ=90 (horizon)*

Ainsi, par exemple, pour le site d'Auger, notre raisonnement simplifié nous pousse à attendre un excès d'événements en provenance du sud si les événements de plus haute énergie (compris entre 50 et 100 EeV) sont des photons et si nous négligeons l'inversion possible de signature sur E.

4.8 Recherche d'une anisotropie nord sud dans le flux des rayons cosmiques d'énergie ultra haute

Nous pouvons rechercher cette signature pour les plus hautes énergies simplement en séparant les évenements enregistrés par l'expérience Auger entre janvier 2004 et mars 2006 de façon à avoir les événements provenant du nord du ciel d'une part et les événements provenant du sud du ciel d'autre part. Nous ne prendrons dans cette analyse que les événements ayant un angle zénithal inférieur à 60 deg (soit 14 événements au delà de 5.10^{19} eV). Le résultat, donné à la figure 4.11, ne permet pas de distinguer d'anisotropie significative entre nord et sud (5 evt provenant du nord, 9 du sud, les intervalles de confiance poissoniens à 68% CL sur ces nombres sont indiqués sur la figure 4.11). Une autre étude similaire avait été menée dans [Maurin, 2005] avec un lot de données moins important. Elle semblait montrer une légère anisotropie pour les événements provenant du sud, toutefois pas de manière statistiquement significative. Avec l'accumulation d'événements dont nous disposons à présent, nous ne confirmons pas cette observation, et tendrions plutôt à conclure à l'absence de signature liée à la conversion de photons dans le champ géomagnétique.

Ce résultat peut être comparé avec les résultats obtenus avec les données d'AGASA que nous reprenons ici. La configuration du champ géomagnétique dans l'hémisphère nord nous permet d'attendre une anisotropie inverse, à savoir une accumulation d'événements plus grande au nord. L'intensité du champ magnétique est également différente (B= 47μT). Il est donc très intéressant de mener la même étude sur les événements publiés d'AGASA au-delà de 4×10^{19} eV [Hayashida et al., 2000]. Les spectres intégrés nord et sud sont montrés sur la figure 4.12. Aucune asymétrie significative ne peut être observée.
Il semblerait, que ni dans le cas d'Auger, ni dans le cas d'AGASA cet effet d'anisotropie lié à la conversion de photons dans le champ magnétique terrestre ne soit observé sur le nombre d'événements si nous recherchons simplement une asymétrie nord/sud. Nous verrons au chapitre 8 qu'une recherche simple d'asymétrie nord/sud ne donne pas le pouvoir suffisant pour mettre en évidence une signature liée à la conversion. Le comportement des gerbes de photons est tel qu'une différence entre nord et sud ne peut que difficilement ressortir. Nous verrons en effet au chapitre 8 que la signature de l'effet de conversion dont nous parlions un peu plus haut (c'est-à-dire détection privilégiée des photons convertis dans un intervalle en énergie donné), s'inverse pour les angles zénithaux les plus grands. Lorsque la gerbe est très inclinée, ce sont les gerbes converties qui voient leur énergie plus sous-estiméé que les gerbes non converties pour des raisons de développement et d'atténuation de la gerbe qui seront détaillées au chapitre 8. Nous ferons dans ce chapitre une analyse à deux dimensions qui tiendra également compte de l'angle zénithal.

Un autre type d'analyse plus raffiné consisterait chercher à combiner des informations sur le développement de gerbes observées et des informations sur la distribution des événements en coordonnées locales (azimuth-angle zénithal) et donc leur probabilité de conversion. Un tel traitement a été proposée dans [Bertou et al., 2000], visant à confirmer d'éventuels candidats photons par leur accumulation dans les zones de non conversion. C'est à dire que dans la configuration du site sud d'Auger, nous chercherions un excès d'événements présentant les caractéristiques de développe-

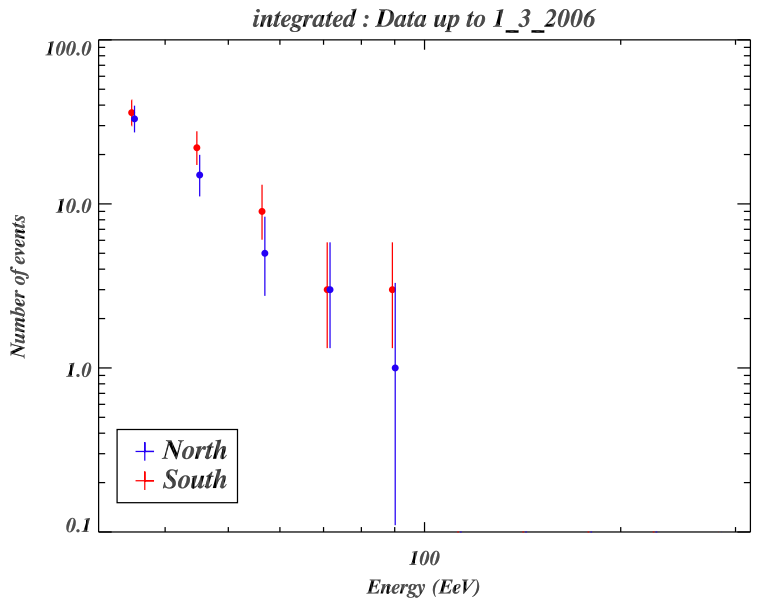


FIG. 4.11: Comparaison des spectres intégrés pour les événements enregistrés par le détecteur de surface d'Auger ($\theta < 60^{\circ}$) (janvier 2004-mars 2006) provenant du nord (en bleu) et du sud (en rouge). Les barres d'erreur indiquées correspondent aux intervalles poissoniens à 68% de niveau de confiance sur le nombre d'événements mesuré. La reconstruction en énergie repose sur la calibration CIC-Hybride [Collaboration Auger, 2005d]. Aucune anisotropie significative ne peut être observée.

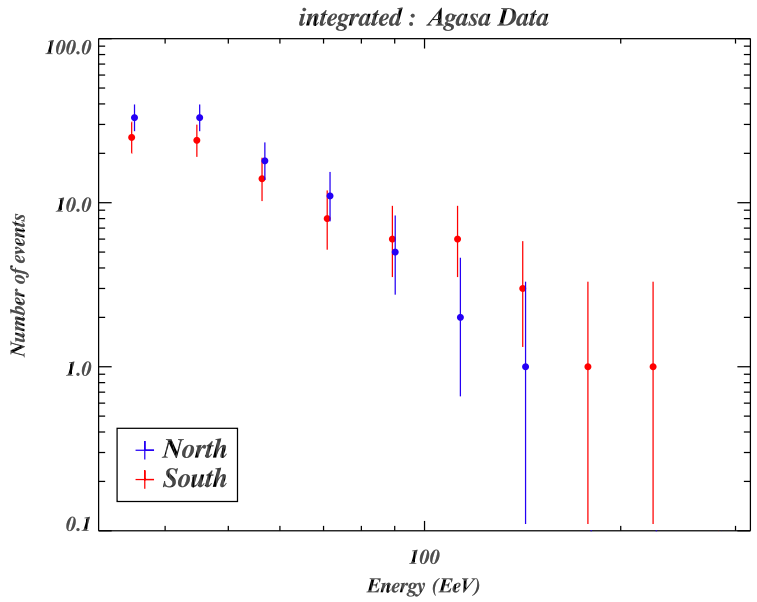


FIG. 4.12: Comparaison des spectres intégrés pour les événements AGASA ($\theta < 45^{\circ}$). Données extraites de [Bednarek, 2002]. Les barres d'erreur indiquées correspondent aux intervalles poissoniens à 68% de niveau de confiance sur le nombre d'événements mesuré. Pour les plus hautes énergies, les événements proviennent en majorité du sud. Cette accumulation est trop faible pour être statistiquement significative.

ment d'une gerbe de photon non converti et provenant du nord (direction du champ magnétique en coordonnées locales). Il serait très intéressant dans le futur d'Auger de poursuivre cette étude et de comparer les probabilités de détection de gerbes profondes entre le site sud d'Auger et le site Nord, dans le Colorado, qui a une configuration de champ magnétique totalement différente (102 W, 37.7 N, B= 53μT). Elle nous permettrait de faire une vérification indépendante de ce que nous aurons fourni avec le site sud d'Auger. Récemment, l'éventualité d'utiliser la complémentarité des deux sites pour tester certains scénarios de distribution de matière noire ultra lourde a même été évoquée [Homola et al., 2006].

CHAPITRE 5

RECHERCHE DE PHOTONS AVEC L'OBSERVATOIRE PIERRE AUGER

Le développement très tardif des gerbes issues de photons ainsi que leur faible teneur en muons les distingue très fortement des gerbes de protons. Il est donc possible de rechercher des gerbes de photons parmi une population hadronique majoritaire avec un instrument tel qu'Auger :

– d'une part en s'appuyant sur l'observation de leur développement longitudinal, technique utilisée par l'analyse hybride présentée au chapitre précédent ;

– d'autre part, par les caractéristiques enregistrées par détection au sol. Nous avons montré au chapitre 4 par des études phénoménologiques qu'il était possible d'utiliser les informations recueillies par le détecteur de surface à cet effet.

Au cours de ce chapitre, nous présenterons les premières étapes de notre analyse, à savoir la définition de variables discriminantes à partir du détecteur de surface d'Auger, leur choix ainsi que les optimisations pour la reconstruction. Nous nous intéresserons également ici aux particularités du détecteur de surface d'Auger dans le cadre de la recherche de photons d'ultra haute énergie. L'analyse statistique à proprement parler ainsi que les résultats seront présentés au chapitre suivant.

NB : Afin d'illustrer notre propos, nous utiliserons ici pour les gerbes hadroniques uniquement des simulations de protons dans notre exposé. Ce n'est en aucun cas une hypothèse de notre part concernant la composition de la majorité des rayons cosmiques aux énergies les plus hautes. Ce choix de représentation correspond au cas le plus "défavorable" pouvant être observé. En effet, notre discrimination se base sur les caractères de développement et la composition du front de gerbe, comme nous l'avons expliqué au chapitre 4. Or, toutes les gerbes issues de noyaux ont en moyenne un développement plus précoce et une proportion en muons plus importante que celles d'une gerbe de proton. Aussi le fait de comparer des gerbes de photons simulées uniquement à des gerbes de protons nous donne un point de vue conservatif. Notons que pour tout ce qui concernera l'établissement de la limite à proprement dire, ce dont nous parlerons au chapitre suivant, nous ne nous appuierons jamais sur des simulations de protons. Nous comparerons directement les données prises par l'observatoire Auger à des simulations de photons, ce qui comme nous le repréciserons nous permetrra d'être indépendants de toute hypothèse concernant la composition "tout venant" des rayons cosmiques d'ultra haute énergie.

5.1 CONSTRUCTION DE VARIABLES D'ANALYSE POUR LE DÉTECTEUR DE SURFACE

Afin de pouvoir établir les bases de notre analyse, il convient de définir les variables reconstruites avec le détecteur de surface que nous utiliserons ainsi que le traitement que nous leur appliquerons afin de pouvoir les utiliser pour la discrimination hadrons/photons. Pour cela après avoir donné un aperçu général de la chaîne de construction des variables, nous nous consacrerons successivement à chacune des quantités apportant potentiellement une information sur la nature du rayon cosmique primaire. Ensuite, nous expliquerons les choix effectués pour les variables d'analyse, à la lumière notamment des contraintes de notre traitement statistique. Nous présenterons également comment ces différentes variables seront combinées entre elles pour permettre les développements présentés au chapitre 7.

5.1.1 PRINCIPE GÉNÉRIQUE DE CONSTRUCTION DES VARIABLES DISCRIMINANTES ET QUANTITÉS UTILES À LEUR SÉLECTION

DE LA VARIABLE BRUTE À LA VARIABLE DISCRIMINANTE

Les différentes variables discriminantes que nous présentons ci-dessous sont construites à partir de variables "brutes" que nous mesurons à partir du détecteur de surface au cours de la reconstruction des événements. Elles subissent ensuite toutes le même traitement pour passer de la variable mesurée à un ensemble de variables discriminantes construites à partir de ces variables. Nous nommerons toutes ces variables discriminantes 金 , (se prononçant "kin"[1]), les variables d'or. Les différentes variables discriminantes 金 que nous aurons construites à partir des variables mesurées pourront ensuite être utilisées pour être combinées comme présenté dans la section 5.2 ou directement pour l'analyse présentée au chapitre 7.

Toutes les variables dont nous parlons ci-dessous étant corrélées au développement de la gerbe, elles sont dépendantes de ce que nous appelerons "l'âge de la gerbe". Nous définirons l'âge d'une gerbe comme $X_{sol} - X_{max}$ où X_{sol} correspond à l'épaisseur d'atmosphère traversée par la gerbe pour atteindre le sol. Ainsi, si X_0 est l'épaisseur standard de l'atmosphère prise verticalement au dessus d'un point de la surface terrestre ($\simeq 870$ g.cm^{-2}), $X_{sol} = X_0/cos\theta$ du fait de l'inclinaison de la gerbe. L'âge d'une gerbe détectée au sol dépend de la nature et de l'énergie du rayon cosmique primaire et l'inclinaison de la gerbe. Aussi, pour pouvoir utiliser nos variables dans l'optique de la discrimination proton/photon nous devons nous affranchir des effets en E et θ pour ne garder de cet effet d'âge que ce qui nous rend sensible aux différences liées à la nature du rayon cosmique primaire : concernant la dépendance en θ, elle est évidente et explicite dans la définition de l'âge. Par ailleurs, si nous nous rappelons simplement qu'un rayon cosmique de grande énergie produit une gerbe qui atteint son maximum de développement plus profondément dans l'atmosphère qu'un autre de nature identique mais d'énergie plus faible, nous pouvons comprendre aisément que la deuxième quantité à laquelle nous devrons prêter attention lorsque nous voulons corriger l'âge de la gerbe pour accéder aux effets liés à la nature du rayon cosmique primaire va être l'énergie reconstruite.

Nous déterminons donc la variation de la variable brute en fonction de l'angle zénithal, d'une part, ainsi que de l'énergie reconstruite d'autre part (cf. figures 5.2, 5.8, 5.11, 5.13. Les deux effets ont été représentés indépendamment pour plus de clarté). Nous pouvons alors ajuster une fonction F

[1] signifiant or (métallique) ou doré en japonais

qui rendra compte de ces variations. La seule supposition que nous ferons ici sera de construire F comme le produit d'un polynôme en E et d'un autre en θ, ce qui nous donne la forme :

$$F(E,\theta) = Pol(\log E, n_E) \times Pol(\cos\theta, n_\theta) \tag{5.1}$$

où les polynômes sont de degré n_E=1 et n_θ=2. Nous effectuons cet ajustement sur les variables reconstruites pour les *simulations de photons* comme nous le montrons sur les figures listées ci-dessus. La variable issue des simulations ainsi que la variable construite à partir des données sont ensuite divisées par la loi trouvée. Le résultat sera donc de moyenne 1 constante pour les photons et de moyenne différente de 1 pour les données. Le choix de s'appuyer sur les photons est parfaitement motivé par la suite de la chaîne d'analyse, notamment parce que, ce faisant, nous nous rendons indépendants de la distribution angulaire et du spectre en énergie des photons d'ultra haute énergie (qui sont a priori inconnus) pour l'établissement de notre résultat . Nous reparlerons plus en détail de ces deux points au chapitre 7. Notons toutefois déjà ici brièvement que les variations en E et θ des variables provenant des données seront potentiellement différentes de celles observées pour les photons simulés. Nous aurons donc des variations résultantes sur les variables issues des données après division par la loi 5.1. Par conséquent, les variables discriminantes construites pour les données vont encore dépendre de E et de θ. Notre pouvoir discriminant entre hadrons et photons dépend donc encore légèrement de la zone (E,θ) dans laquelle nous nous placerons. Cet effet n'a pas d'impact sur notre analyse puisque pour un événement réel, 金 est calculée avec l'angle et l'énergie reconstruits pour ce dernier. La comparaison de la position de chaque événement pris individuellement à la distribution des photons, qui sera utilisée au chapitre 7 pour l'établissement de la limite supérieure sur la fraction de photons intègre cette information.
Nous nommerons finalement 金 le logarithme de la variable décorrélée obtenue. Ce passage par le logarithme est simplement choisi car celui ci a un comportement plus gaussien. Son utilisation permettra donc un traitement plus simple des variables discriminantes 金 résultantes dans la suite de l'analyse.
Nous pouvons simplement résumer ces opérations menant à la construction de la variable discriminante 金 par l'équation :

$$金_v = \log\left(\frac{v}{F(E,\theta)}\right) \tag{5.2}$$

Avec F définie ci-dessus à l'équation 5.1 et v nommant de manière générique une variable brute que nous aurons à traiter (courbure du front, temps de montée ou de descente du signal ou facteur de forme). Les histogrammes de 金 pour les photons simulés ainsi que pour les données pour les différentes variables v sont montrés sur les figures 5.3, 5.9, 5.12, 5.14 dans les parties précisant les spécificités de reconstruction correspondantes à chacune de ces variables. Ce sont ces variables discriminantes 金 que nous suivrons ensuite lorsque nous combinerons des variables ou que nous nous appliquerons la suite de la chaîne d'analyse pour l'extraction d'une limite supérieure.

QUANTITÉS VISANT À L'ÉVALUATION DE LA QUALITÉ D'UNE VARIABLE

Afin de pouvoir choisir les variables discriminantes les plus adaptées à l'analyse statistique et à ses contraintes, nous évaluerons deux quantités sur lesquelles nous pourrons nous appuyer. Tout d'abord, afin de quantifier le pouvoir de séparation moyen existant entre l'ensemble des données et des simulations de photons pour chacune des variables 金 , nous utiliserons un *facteur de mérite* f. Cette quantité donne l'écart moyen entre deux distributions d'une quantité construite, ici, pour les données et un jeu de photons simulés en tenant compte des largeurs de ces dernières. Pour le calculer, on renormalise l'écart mesuré entre les moyennes des distributions par la somme quadratique de leurs largeurs. Dans le cas par exemple où nous comparons deux distributions obtenues

pour une variable discriminante Φ , l'une pour les données, l'autre pour des gerbes de photons simulées, le facteur de mérite est donné par l'expression :

$$f = \frac{|\langle \Phi_{data} \rangle - \langle \Phi_{\gamma} \rangle|}{\sqrt{{\sigma_{data}}^2 + {\sigma_{\gamma}}^2}} \tag{5.3}$$

Le pouvoir discriminant moyen d'une variable ne sera toutefois pas la seule quantité sur laquelle nous devrons nous baser pour fonder une analyse optimale. Nous aurons également à considérer l'impact de l'utilisation de chacune des variables sur l'ensemble statistique auquel nous avons accès. En effet, si par exemple une variable nécessite un grand nombre de stations pour être reconstruite correctement, l'acceptance aux photons de notre détecteur sera grandement diminuée en ajoutant ces critères de qualité. De façon logique, si le nombre d'événements sur lequel nous nous basons est plus faible, la limite établie sur le flux de photons d'ultra haute énergie est moins contraignante pour une période de prise de données fixée. Pour certains intervalles d'énergie (les plus bas), l'établissement d'une limite supérieure au flux de photons d'ultra haute énergie deviendra même impossible. (voir à ce sujet la section 6.2). Aussi, une variable ayant un facteur de mérite relativement modeste et menant à une forte réduction de la statistique utilisable devra par exemple être mise à l'écart.

Cet impact sur l'acceptance globale du détecteur peut être quantifié très simplement en considèrant une *efficacité* e définie comme le rapport du nombre d'événements pour lequel la variable est correctement reconstruite et du nombre total d'événements passant les critères de déclenchement classiques (dans notre cas, ce sont des événements passant les conditions de trigger T5).

$$e = \frac{N_{evt}^{cut}}{N_{evt}^{tot}} \tag{5.4}$$

La sélection des variables discriminantes les plus adaptées à l'analyse que nous proposons ici réside donc en la recherche d'un optimum entre le pouvoir séparateur entre données tout venant et photons pour une quantité donnée et les contraintes posées par sa bonne reconstruction.

Pour chacune des quantités reconstruites présentant un intérêt pour l'identification du rayon cosmique primaire, nous associerons donc une variable discriminante Φ construite comme nous l'expliquions à la section précédente. Nous calculerons alors le facteur de mérite ainsi que l'efficacité relatives à chacune de ces variables discriminantes. Le détail de ces reconstructions est donné au cours des parties suivantes.

5.1.2 COURBURE DU FRONT DE GERBE

RECONSTRUCTION DE LA COURBURE DU FRONT DE GERBE

La reconstruction géométrique de la gerbe repose sur 3 étapes de fit que nous avons décrit au chapitre 2. La dernière étape, rappelons-le, repose sur l'ajustement d'un front de gerbe dont la courbure est variable selon la station concernée mais avec un centre de courbure fixe. Les principes géométriques de cette étape de la reconstruction sont rappelés sur la figure 5.1. En fin de reconstruction la grandeur que nous définirons comme la courbure associée à l'événement correspond à la valeur de la courbure prise par le front à la position de l'impact du cœur de la gerbe.

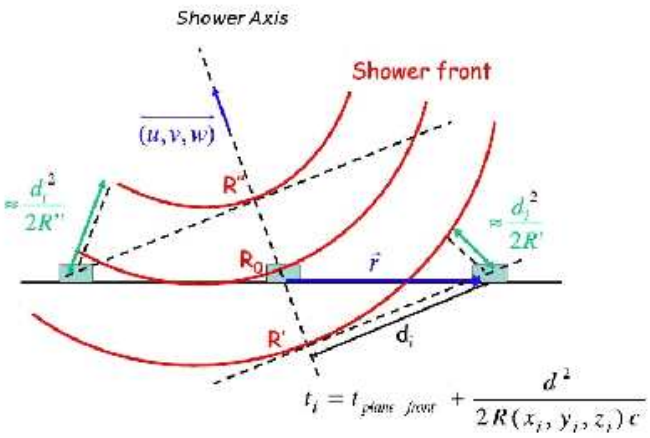


FIG. 5.1: Définition géométrique de la reconstruction de la courbure du front avec ajustement de courbure variable. La variable "courbure du front" définie pour un événement est définie comme la valeur prise par la courbure au point d'impact du cœur de la gerbe

Comme nous l'avons discuté au chapitre 4, nous pouvons espérer de la courbure qu'elle nous permette de discriminer les gerbes hadroniques des gerbes issues de photons du fait de leur développement tardif. Nous recherchons en tant que candidats photons des fronts de gerbe particulièrement courbés, correspondant à ces développements profonds.

Sur la figure 5.2 sont représentées l'ensemble des données ainsi que les simulations photons pour la courbure "brute" issue de notre reconstruction. Nous construisons alors la variable Φ_{curv} selon la méthode expliquée au cours de la section 5.1.1. Les distributions des Φ_{curv} pour les données, les simulations de protons et les simulations de photons sont données sur la figure 5.3.

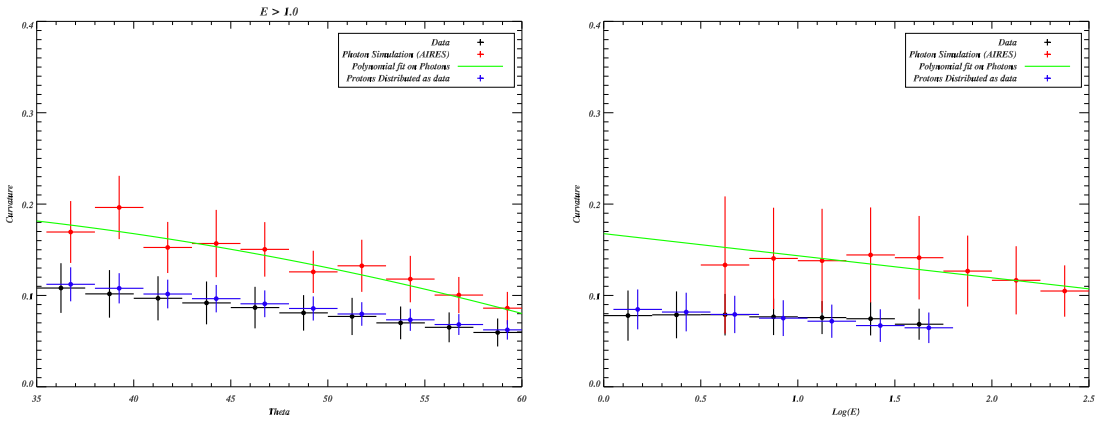


FIG. 5.2: Evolution de la courbure de gerbes simulées photons (en rouge), proton (en bleu) et des données (en noir) en fonction de θ, l'angle zénithal de la gerbe (*à gauche*) et en fonction de l'énergie (*à droite*).

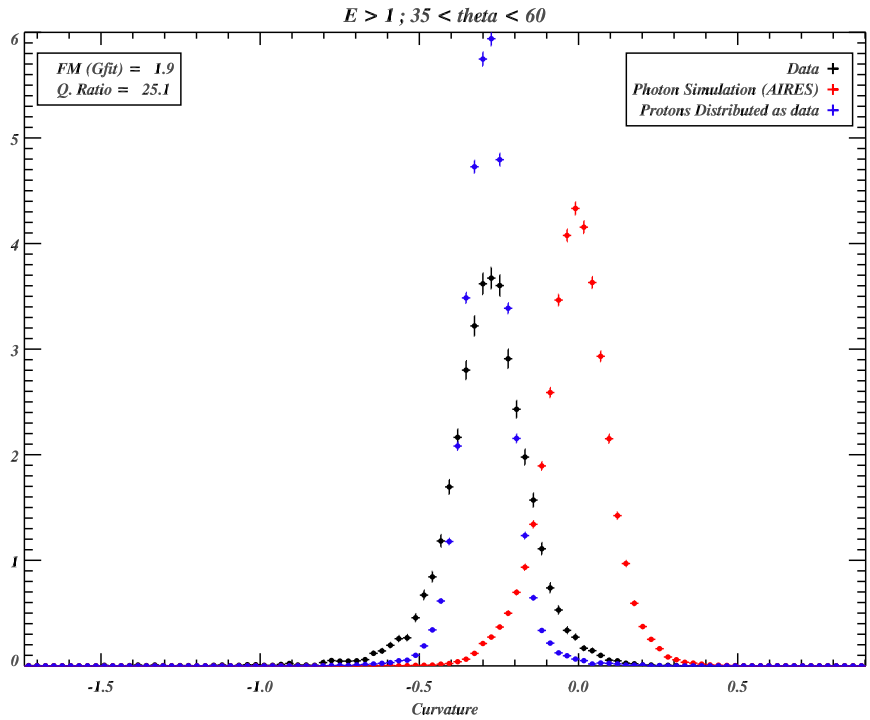


FIG. 5.3: Comparaison des distributions de $\hat{\Delta}_{curv}$ pour des photons simulés (en rouge), les protons simulés (en bleu) (AIRES+EasySim) et les données passant les critères de qualité pour la reconstruction de cette variable. $E_{CIChyb} > 1$ EeV et $35° < \theta < 60°$. Les coupures angulaires ont été choisies pour des raisons d'acceptance motivées au paragraphe 6.2

POUVOIR DISCRIMINANT MOYEN DE LA COURBURE DU FRONT DE GERBE POUR LA RECHERCHE DE PHOTONS ET IMPACT DE L'UTILISATION DE CETTE VARIABLE SUR LA STATISTIQUE ACCESSIBLE À L'ANALYSE

La figure 5.3 montre un pouvoir discriminant exploitable entre hadrons et photons comme nous l'attendions du point de vue de la phénoménologie des gerbes. Le calcul du facteur de mérite entre les distributions de $\hat{\Delta}_{curv}$ pour les données et les simulations de photons donne $f = 1.9$, ce qui est tout à fait encourageant.

Etant donnés les paramètres libres dans la dernière étape de la chaine de reconstruction géométrique, la reconstruction correcte de la courbure du front de gerbe requiert au minimum 4 stations. Pour éviter certains problèmes de convergence du fit, nous demanderons même une station supplémentaire soit 5 stations. En effet, dans le cas par exemple où les stations entrant dans l'événement sont cocycliques dans le plan du front de gerbe, nous rencontrons une dégénérescence pour l'ajustement du front courbe (cf. [Billoir, 2002c]). La requête d'une station supplémentaire pour la reconstruction réduit grandement le nombre de cas sujet à ce type de dégénérescence et aboutit dans tous les cas à une meilleure reconstruction.
Toutefois, cette exigeance réduit de façon drastique la statistique des événements auxquels nous avons accès, ce qui sera priori un désavantage pour l'utilisation de $\hat{\Delta}_{curv}$. Ainsi, dans l'hypothèse où nous imposons 5 stations pour la reconstruction des événements, l'efficacité $e = 25\%$. Ce facteur est relativement faible et constitue un point négatif certain dans l'appréciation de la courbure lors du choix de nos variables d'analyse si nous souhaitons utiliser la plus large gamme d'énergie

possible.

Nous devrons par ailleurs considérer les possibles problèmes de reconstruction pouvant mener à l'existence de queues de distribution non gaussiennes sur la quantité $\hat{\Delta}_{curv}$. La présence éventuelle d'un fond hadronique gênerait en effet la mise en place d'une limite supérieure, d'autant qu'il nous est impossible à l'heure actuelle de l'évaluer avec nos simulations de détecteur. Dans ce cas précis, nous devons par exemple nous assurer que le passage du front de gerbe est correctement évalué. Nous reprendrons cette discussion pour l'ensemble des variables à la section 6.4. Toutefois, notons déjà ici que la courbure sera particulièrement sujette à ce type de grandes fluctuations, ce qui demandera une étude pour l'amélioration de sa reconstruction.

5.1.3 VARIABLES LIÉES À LA FORME DU SIGNAL ENREGISTRÉ DANS LES CUVES DU RÉSEAU DE SURFACE

DÉFINITION D'UNE VARIABLE BASÉE SUR LE TEMPS DE MONTÉE DU SIGNAL DANS LES CUVES POUR UN ÉVÉNEMENT

Dans une cuve du réseau de surface d'Auger, le temps de montée du signal, M_{stat}, peut être défini comme l'intervalle en temps au cours duquel le signal intégré passe de 10% à 50% soit $M_{stat} = t_{50} - t_{10}$, comme nous pouvons le voir sur la figure 5.4.

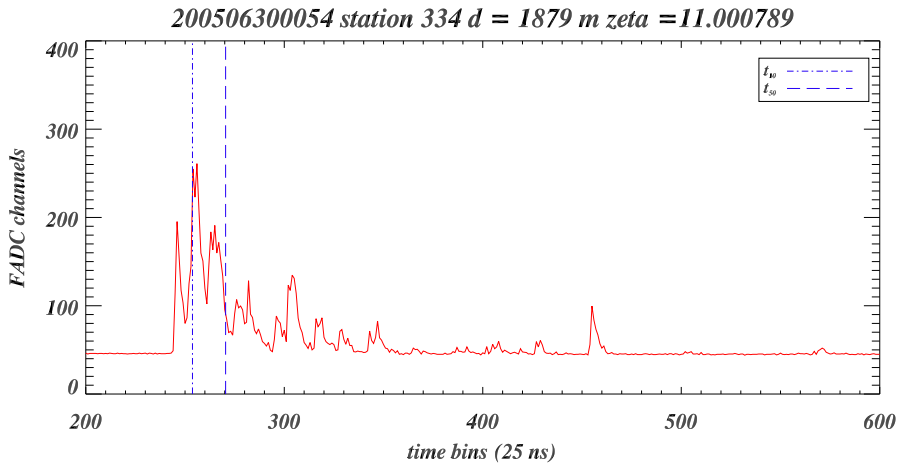


FIG. 5.4: exemple sur une station de la définition du temps de montée du signal

À partir de ces valeurs, il nous faut alors définir une variable globale basée sur cette quantité qui sera attribuée à l'événement. Pour cela, nous nous baserons sur les M_{stat} mesurés dans les stations comprises entre 300 et 2500 m du cœur de la gerbe, comme nous le montrons sur la figure 5.5.

La prise en compte de la distance au cœur de la gerbe est essentielle lors de la définition pour l'événement d'une variable reposant sur les temps de montée des signaux. (ce sera également le cas pour les autres variables basées sur la forme du signal enregistré dans les stations). Il faut en effet prendre en compte la variation naturelle d'étalement du signal attendue lorsque nous nous éloignons du cœur de la gerbe. Cette variation provient du fait que pour les stations se trouvant loin du cœur, l'épaisseur du front de gerbe augmente (ie. la distribution des temps d'arrivée des particules est plus large) et le nombre de particules diminue de par l'atténuation de la composante

électromagnétique des particules du front. Par conséquent, le signal enregistré par nos détecteurs est plus fragmenté et plus long.

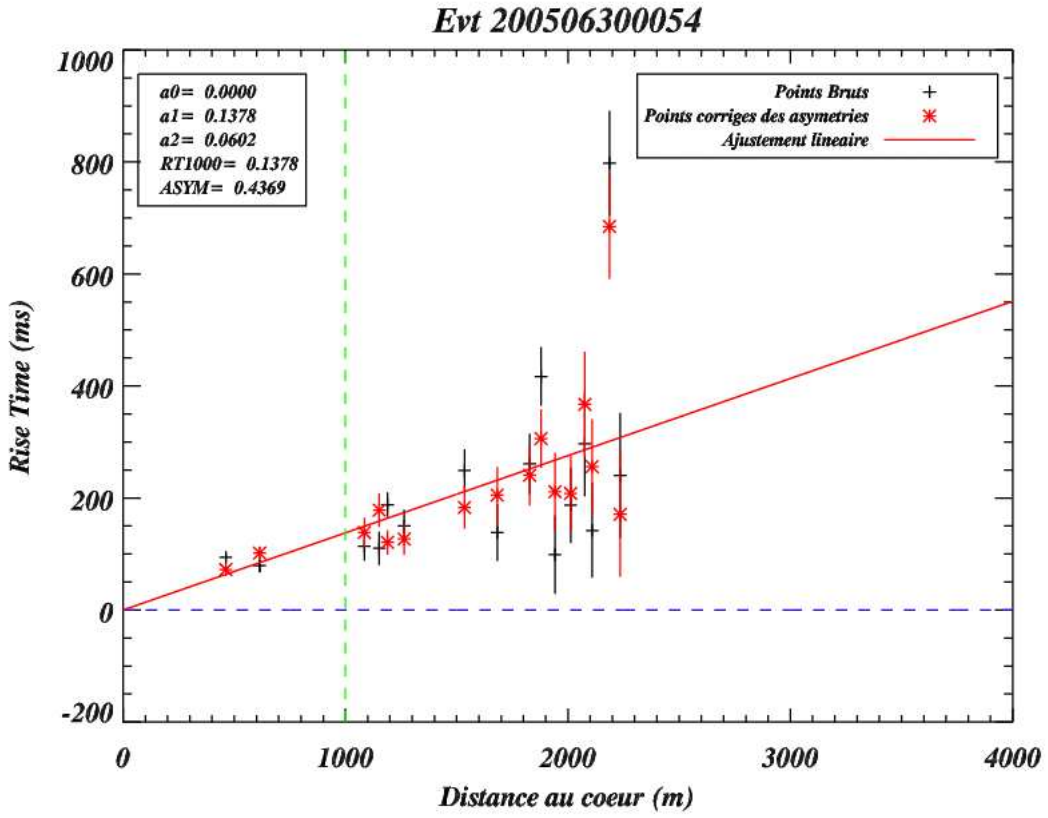


FIG. 5.5: On ajuste sur les M_{stat} une fois corrigés des effets d'asymétrie une fonction linéaire f(d). Cette fonction est interpolée à 1000m pour prendre la valeur définie comme M_{evt}

Avant de pouvoir extraire une valeur définie pour l'événement par ajustement sur ces points, nous devons également considérer un effet d'asymétrie sur les valeurs de M_{stat} mesurées. Cet effet est relativement complexe. Pour le comprendre, le lecteur pourra se référer notamment à [Bertou, 2001] qui en explique le principe plus longuement, ainsi qu'à [Da Silva, 2004]. La présence d'une asymétrie sur la valeur du signal intégré est relativement facile à comprendre pour des gerbes présentant des angles zénithaux modérés (comme c'est le cas ici). C'est un effet quasi purement géométrique à relier simplement au flux de particules de la gerbe traversant une cuve donnée, ce qui est illustré à la figure 5.6.

En ce qui concerne les asymétries sur le temps de montée du signal, un autre aspect de cet effet est à ajouter, car nous nous intéressons ici à la distribution des temps d'arrivée des particules dans une cuve donnée et non plus uniquement à la valeur intégrée du signal. Comme souligné dans [Da Silva, 2004] au cours d'une étude portant sur les asymétries observables sur le signal intégré dans le cas idéal de cuves sphériques, si la composante muonique de la gerbe n'est pratiquement pas affectée par un parcours plus long dans l'atmosphère entre amont et aval de la gerbe, la composante électromagnétique, elle, est sensible à cette distance de parcours supplémentaire. Elle subit un léger effet d'atténuation qui commence à être sensible aux grands angles. Si, pour des angles modérés, cet effet est négligeable par rapport à l'effet de projection de la surface de collection

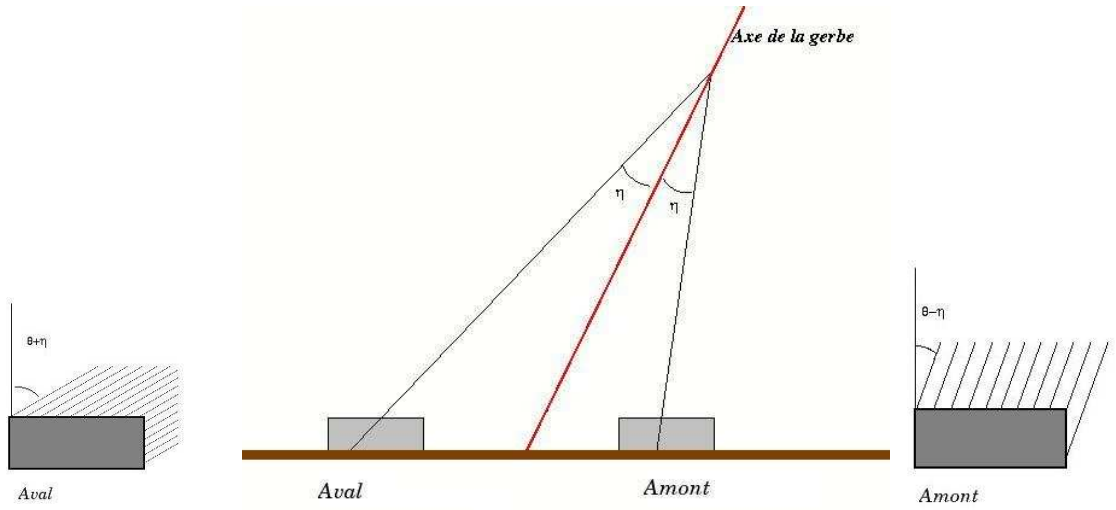


FIG. 5.6: Effet d'asymétrie sur le signal intégré. Les particules s'écartent en moyenne d'un angle η de l'axe de la gerbe. Ainsi, la surface de collection des particules est différente si la station considérée est en amont ou en aval de la gerbe ($S_{coll} = S_{top}cos\alpha + S_{lat}sin\alpha$ où $\alpha = \theta \pm \eta$ suivant que la station se trouve en amont où en aval de la gerbe).

de la cuve en ce qui concerne la valeur du signal intégré, il aura néanmoins une influence sur le temps de montée du signal. En effet, la composante muonique a alors tendance à dominer sur la composante électromagnétique atténuée donnant des temps de montée du signal plus courts. Par ailleurs, un deuxième effet s'ajoute. Les chemins susceptibles d'être suivis par les γ, e^+, e^- sont plus nombreux dans le cas d'une interception en amont qu'en aval de la gerbe, aboutissant là encore à un raccourcissement du temps de montée en aval.
Par conséquent, comme nous le résumons grossièrement sur la figure 5.7 qui propose simplement un exemple de deux traces de FADC d'un même événement, nous attendons un temps de montée M_{stat} plus long en aval de la gerbe qu'en amont.
Pour tenir compte de cet effet d'asymétrie, nous effectuons un ajustement sur les M_{stat} en fonction de la distance au cœur de gerbe en suivant une modélisation donnée par :

$$M_{stat} = \alpha.r.(1 + \beta cos(\zeta)) \tag{5.5}$$

où α et β sont les paramètres que nous cherchons à ajuster, r la distance de la station au cœur de la gerbe, et ζ son angle azimutal projeté sur le plan de la gerbe.

Précisons que lors de l'ajustement, le M_{stat} de chaque station est pondéré par le signal intégré enregistré par cette dernière, prenant ainsi en compte les fluctuations sur la mesure du signal dans chacune de ces stations. En effet, plus le signal intégré total sera faible (pour cette gamme en énergie et theta en comparaison de ceux accessibles pour les autres variabless) plus les mesures de temps de montée du signal seront sensibles au bruit correspondant au passage de muons isolés par exemple. Il faudra donc donner plus de poids aux stations ayant un fort signal dans la construction de la variable pour l'événement. Cette dernière est alors définie comme étant la valeur attendue à 1000 m de distance du cœur de la gerbe (pour $\zeta = 90^\circ$ si nous reprenons l'équation 5.5 à 1000 m). Cette variable sera appelée par la suite M_{evt}. Les variations de M_{evt} avec l'angle zénithal d'une part et l'énergie d'autre part sont représentées sur la figure 5.8.

Nous construisons à partir de la variable définie pour l'événement M_{evt} une variable discriminante $\overset{\triangle}{\underset{\triangle}{M}}$ en décorrélant de ces deux effets et en prenant le logarithme de la quantité obtenue comme

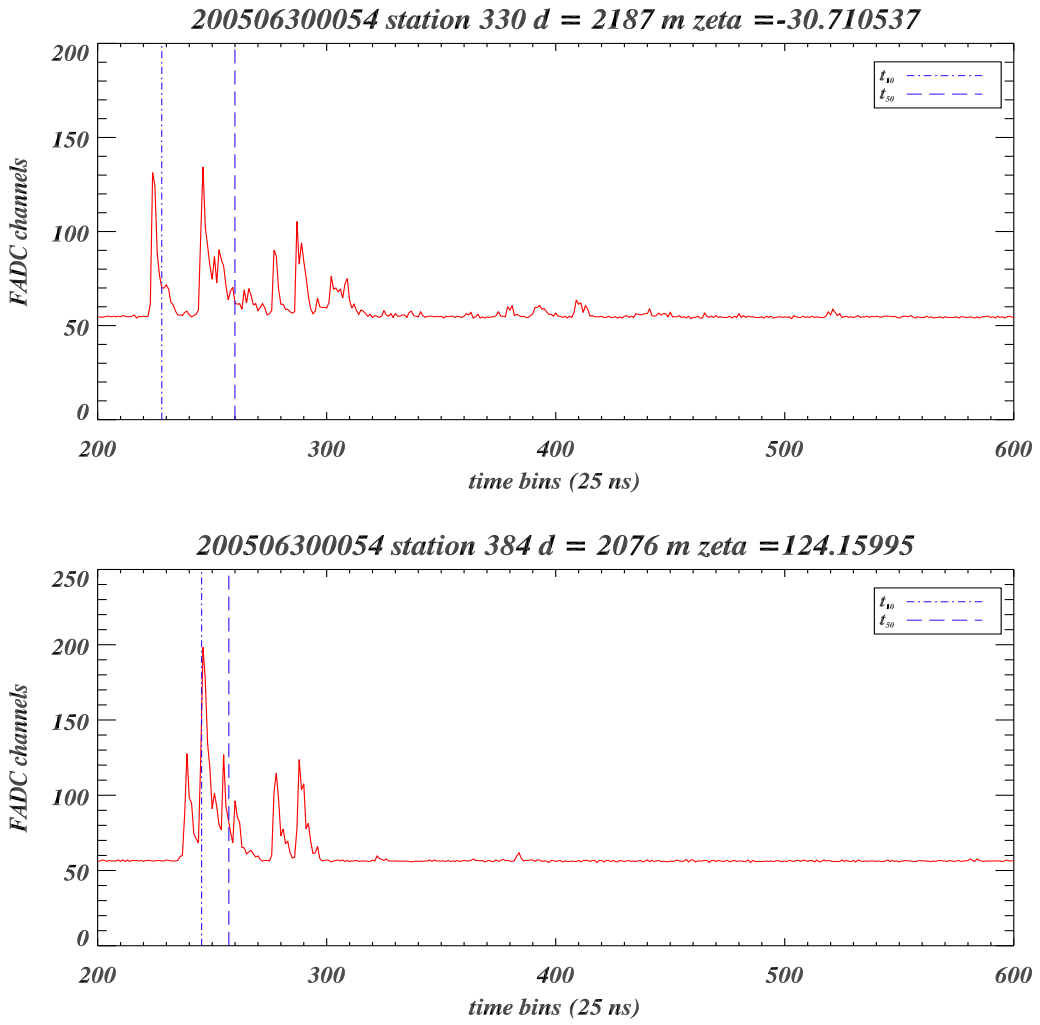


FIG. 5.7: pour l'événement 200506300054 deux stations se trouvant à des distances comparables du cœur illustrent les effets d'asymétrie sur le temps de montée du signal. La station 330 (en haut) est en amont de la gerbe et la station 384 en bas est en aval (traces non calibrées). Les corrections pour cet effet correspondent au passage des marques noires aux marques rouges sur la figure 5.4. On pourra retrouver les 2 stations représentées ici sur cette autre figure correspondant à l'événement en s'appuyant sur leurs distances au cœur de gerbe données ici.

détaillé à la section 5.1.1.
Les histogrammes obtenus pour $\hat{\Delta}_M$ pour les données, les simulations de protons et les simulations de photons sont représentés sur la figure 5.9.

POUVOIR DISCRIMINANT DU TEMPS DE MONTÉE DU SIGNAL POUR L'ANALYSE PHOTON

Cette variable possède également au vu de la figure 5.9 un potentiel de discrimination entre photons et protons simulés tout à fait intéressant, comme nous l'attendions de par les considérations empiriques dont nous faisions part au chapitre précédent. Le facteur de mérite entre données et photons pour cette variable seule peut ici être estimé à $f = 1.8$.
La reconstruction correcte de cette variable requiert uniquement 3 stations au minimum pour être effectuée (exigence correspondant en fait à la reconstruction du cœur de la gerbe. Il n'y a pas

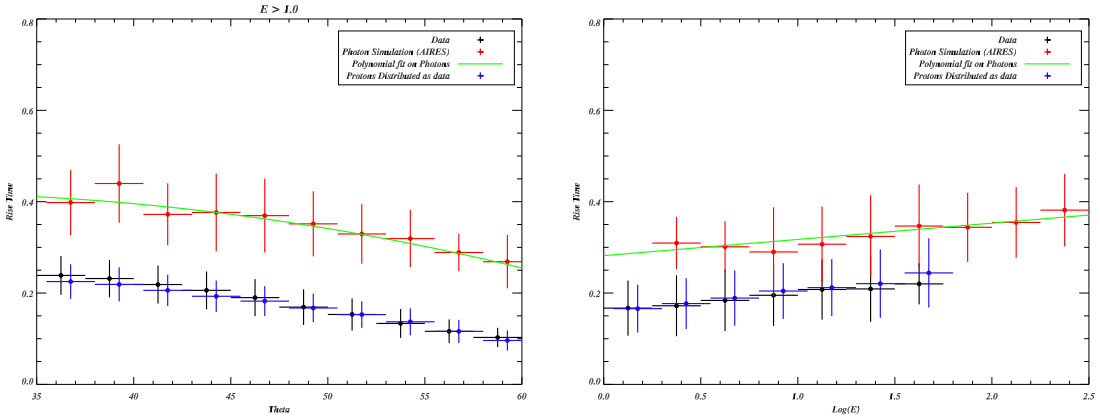


FIG. 5.8: Evolution de M_{evt} pour des événements réels, des gerbes simulées photons (en rouge) et proton (en bleu) en fonction de θ, l'angle zénithal de la gerbe (*à gauche*) et du logarithme de l'énergie (*à droite*).

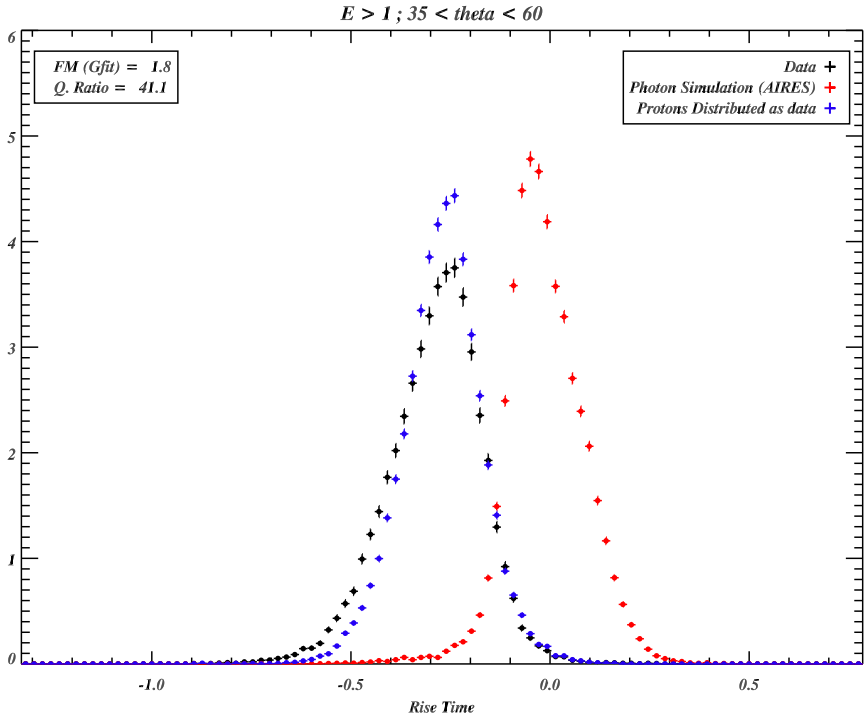


FIG. 5.9: Comparaison des distributions de $\overset{\triangle}{\Sigma}_M$ pour des photons simulés (en rouge), des protons simulés (en bleu) (AIRES+EasySim) et les données passant les critères de qualité pour la reconstruction de cette variable. $E_{CIChyb} > 1$ EeV et $35° < \theta < 60°$.

de minimum requis explicitement pour la reconstruction de M_{evt}). Pour des raisons de qualité de reconstruction de cette variable et des autres paramètres de la gerbe toutefois, nous ne sélectionnons que les événements touchant 4 stations et plus. Par conséquent, l'efficacité atteinte pour l'utilisation des données lorsque nous choisissons cette variable est de $e = 41\%$.

TEMPS DE DESCENTE DU SIGNAL DANS LES CUVES

La construction de $\hat{\mathbb{A}}_D$ suit exactement la même démarche que la reconstruction de $\hat{\mathbb{A}}_M$ à partir d'une variable définie pour la station $D_{stat} = t_{90} - t_{50}$ soit l'intervalle de temps au cours duquel le signal intégré passe de 50 à 90%, ce qui est illustré par la figure 5.10.

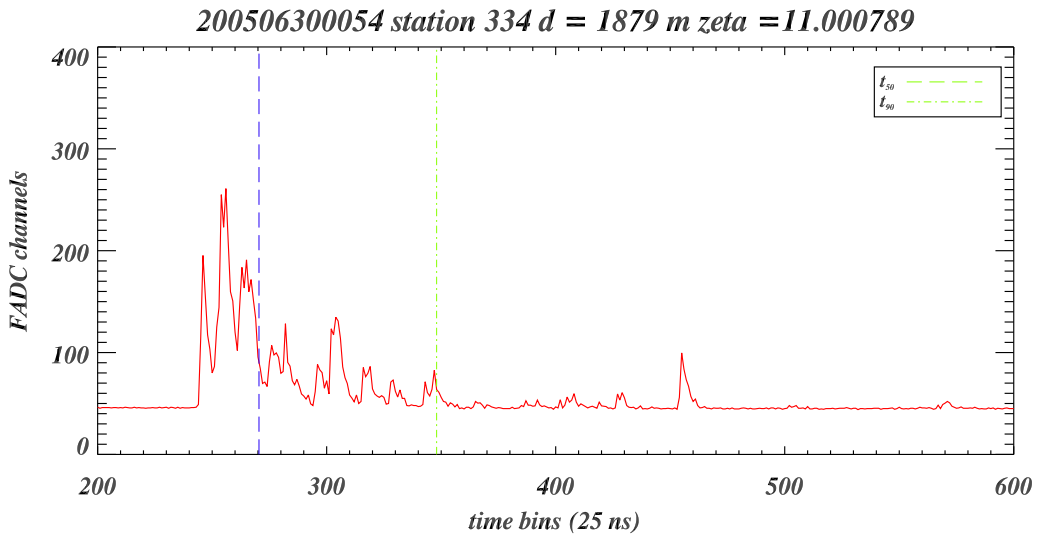


FIG. 5.10: Exemple sur une station de la définition du temps de descente du signal

On obtient tout d'abord une variable pour l'événement D_{evt} qui dépend encore une fois de l'énergie et de l'inclinaison de la gerbe, via son âge, comme nous le montrons sur la figure 5.11.

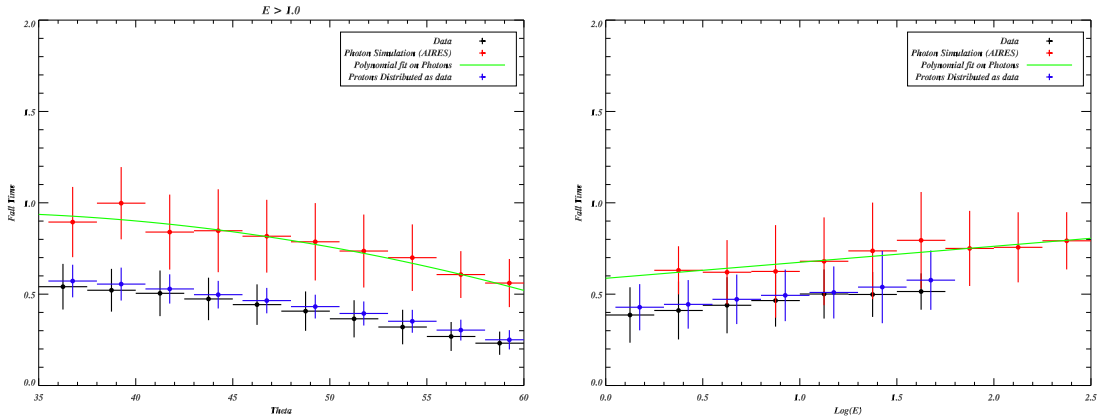


FIG. 5.11: Evolution de D_{evt} pour les événements réels, des gerbes simulées photons (en rouge) et protons (en bleu) en fonction de θ, l'angle zénithal de la gerbe (*à gauche*) et du logarithme de l'énergie (*à droite*).

On peut ainsi définir une variable $\hat{\mathbb{A}}_D$ (cf. fig. 5.12) pour l'événement, dont nous pouvons également définir le pouvoir discriminant $f = 1.5$. La discrimination obtenue sur le temps de descente du signal est donc moins forte que celle provenant du temps de montée ou de la courbure. La reconstruction de $\hat{\mathbb{A}}_D$ repose exactement sur les mêmes conditions que la reconstruction de $\hat{\mathbb{A}}_M$.

De ce fait, l'efficacité e de ces deux variables (ainsi que du paramètre de forme du signal, comme nous le verrons ci-dessous) est identique. Ici encore, $e = 41\%$

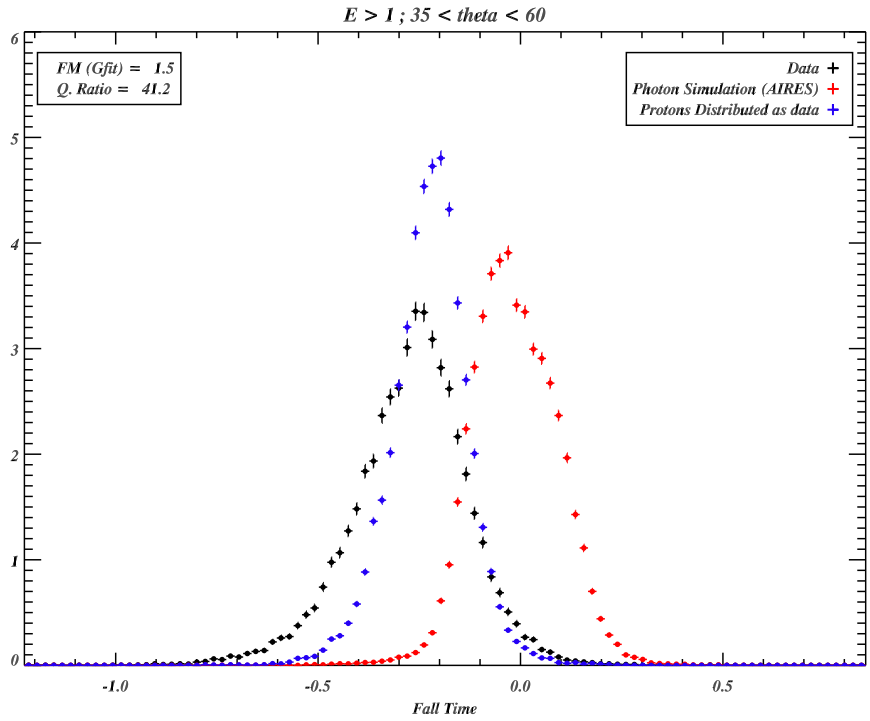


FIG. 5.12: Comparaison des distributions de $\hat{\Delta}_{ft}$ pour des photons simulés (en rouge), des protons simulés (en bleu) (AIRES+EasySim) et les données passant les critères de qualité pour la reconstruction de cette variable. $E_{CIChyb} > 1$ EeV et $35° < \theta < 60°$.

PARAMÈTRE DE FORME DU SIGNAL

Nous utilisons ici une variable définie par J.W. Cronin [Cronin, 2003]. Le choix du paramètre de forme de la trace FADC pour la discrimination de gerbes issues de photons est motivé par les mêmes considérations empiriques que les deux variables précédentes.

La définition choisie pour le paramètre de forme dans une station repose sur la valeur du signal enregistrée jusqu'à un certain temps, t_{lim}, qui dépend de la distance cette station au cœur de la gerbe (une fois encore pour tenir compte de l'effet de dilution du signal avec l'augmentation de la distance au cœur de gerbe).

$$F_{stat} = \frac{S_{lim}}{S_{tot}} \tag{5.6}$$

où S_{tot} représente la valeur totale du signal intégré et S_{lim} représente la valeur du signal intégré enregistré entre le début du signal et le temps limite t_{lim} défini comme

$$t_{lim} = \frac{600 \times d}{1000\text{m}} \text{ns} \tag{5.7}$$

d étant une fois encore la distance de la station considérée au cœur de la gerbe.
Le paramètre de forme mesuré sur une station va également nous permettre de caractériser si le signal enregistré donne une trace compacte, ce qui est signe de la présence d'une composante

muonique. Pour un photon par exemple nous rechercehrons des traces peu compactes et donc de petits paramètres de forme. L'information recherchée ici est donc comparable à celle que nous obtenons par le temps de montée du signal. Toutefois, la construction de cette variable est plus subtile que celle du temps de montée car on prend ici en compte pour la mesure dans chaque station l'étalement naturel attendu le signal lorsqu'on s'éloigne du cœur de la gerbe.
Selon les mêmes principes que ceux expliqués pour le temps de montée du signal, on ajuste l'évolution F_{stat} en fonction de la distance au point d'impact de la gerbe en tenant compte des effets d'asymétrie et on définit une variable pour l'événement par interpolation à 1000m. Les variations de F_{evt} en fonction de l'angle zénithal et de l'énergie de la gerbe pour les données et des simulations protons et photons sont données sur la figure 5.13.

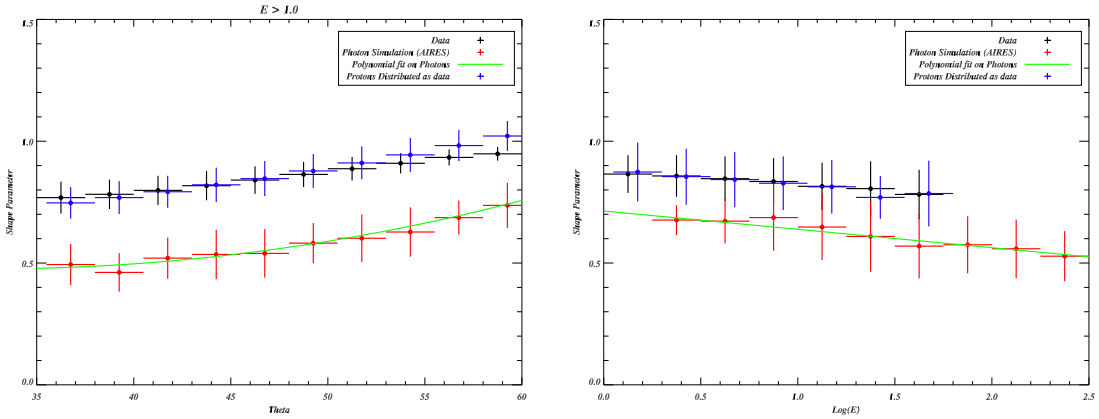


FIG. 5.13: Evolution du paramètre de forme des événements réels, des gerbes simulées photons (en rouge) et protons (en bleu) en fonction de θ, l'angle zénithal de la gerbe (*à gauche*) et du logarithme de l'énergie (*à droite*).

Nous pouvons alors évaluer le pouvoir discriminant d'une variable construite à partir du paramètre de forme du signal, $\hat{F}_F$. Les distributions comparées pour des simulations de protons et de photons sont représentées sur la figure 5.14. Celui ci est fort ($f = 1.6$). De surcroît, l'efficacité e est assez bonne ($e = 41\%$) tout comme pour le temps de montée du signal, les conditions de reconstruction du paramètre de forme sont identiques à celles de la reconstruction de l'événement lui même.

5.1.4 EVALUATION DE LA FRACTION DU SIGNAL LIÉE AUX MUONS

Le réseau de détecteurs de l'observatoire Pierre Auger ne permet pas, comme nous l'avons souligné plusieurs fois, d'avoir une mesure directe de la composante muonique de la gerbe comme peut le faire l'expérience AGASA. En effet, dans une station, toute particule chargée laisse un signal et notre détecteur n'est pas conçu pour pouvoir discriminer un type de particule en particulier : le signal Čerenkov résultant du passage d'une particule chargée ne signe pas sa nature. Sur la trace de FADC le signal laissé par un muon unique traversant la cuve est un pulse montant très rapidement et décroissant de façon exponentielle avec une constante de temps de 70 ns (liée à la propagation de la lumière Čerenkov et sa réflection sur les parois de la cuve). Une particule de la composante électromagnétique laisse également un signal court. Elle développe une cascade individuelle (comme elle le ferait dans un calorimètre) en entrant dans la cuve. Ce sont alors les particules chargées de cette cascade qui laissent un signal Čerenkov global de quelques nanosecondes de largeur (cela apparait comme discret pour notre détecteur qui possède des pas en temps de 25ns). Toutefois, lorsque nous observons le passage d'un front de gerbe, la composante électromagné-

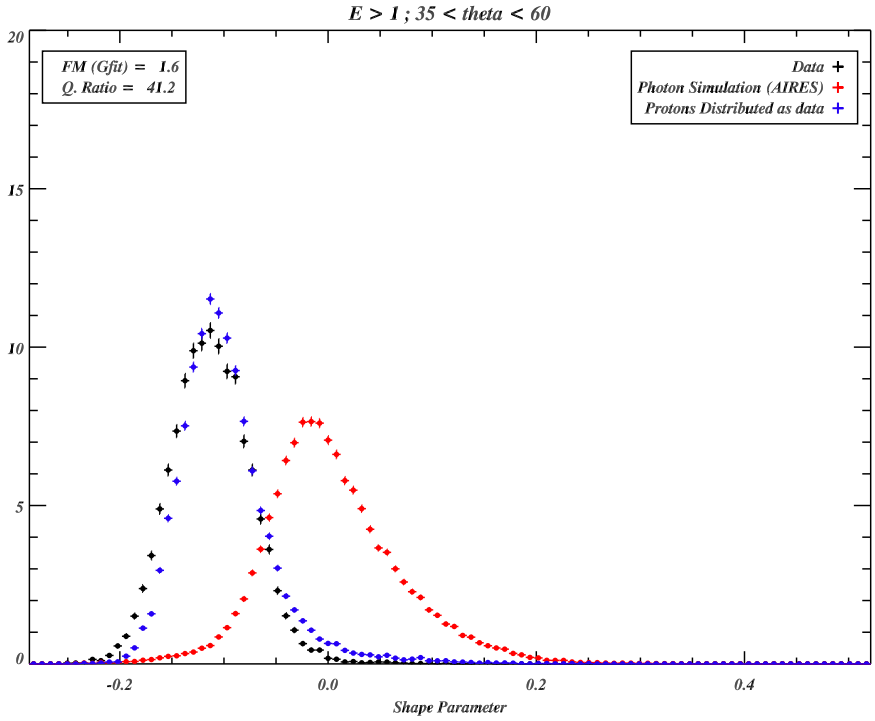


FIG. 5.14: Comparaison des distributions de $\hat{\Delta}_{sp}$ pour des photons simulés (AIRES+EasySim) en rouge, les protons simulés (AIRES+EasySim) en bleu et les données passant les critères de qualité pour la reconstruction de cette variable. Mêmes coupures en énergies et en angle : $E_{CIChyb} > 1$ EeV et $35° < \theta < 60°$.

tique arrive avec une densité plus forte que la composante muonique (pour les stations proches du cœur. Loin du cœur la composante électromagnétique est atténuée et il ne reste que la composante muonique). Par ailleurs la moyenne de la distribution en énergie des particules électromagnétique est plus basse que celle de la distribution en énergie des muons. Aussi, nous pourrons rechercher les muons dans notre signal comme des pics ressortant d'un fond formé par le gros des particules électromagnétiques superposées. Ce n'est pas une définition totalement sans équivoque, car nous pourrions prendre une particule très énergétique de la partie électromagnétique de la gerbe pour un muon. C'est une des raisons pour lesquelles nous ne pouvons espérer compter directement les muons. Ce que nous construirons sera plutôt une tentative d'évaluation du caractère muonique d'une gerbe, pour cela tout en étant conscients de cette limitation, nous associerons le comptage de muons au comptage de pics de forte amplitude présents dans la trace. Il suffirait donc a priori si les traces étaient une succession *bien discrétisée* de muons de déconvoluer les traces de FADC de cette exponentielle et de compter les pics de Dirac correpondants. C'est le principe de l'évaluation de la composante muonique. Toutefois la mise en place est plus compliquée.

– D'une part, la densité de particules est telle près du cœur de la gerbe que le signal enregistré dans les stations les plus proches du cœur (souvent saturé même) ne permet pas d'isoler correctement les particules. Nous avons une sommation de traces qui même après passage par un filtre forment un continuum que nous ne pouvons pas exploiter par comptage.
– Par ailleurs, les muons sont beaucoup moins nombreux que les particules électromagnétiques, ils se superposent donc avec un fond important, et il est par conséquent difficile de distinguer et de caractériser clairement le signal laissé par un muon.
– D'autre part, pour les stations très éloignées du cœur de la gerbe, le passage d'un muon est une

condition sine qua non pour déclencher l'acquisition étant donné la faiblesse du signal intégré. Aussi d'un point de vue du comptage des muons, ces stations extrêmes sont totalement biaisées par le déclenchement. Il est donc dangereux de s'appuyer sur ces dernières pour évaluer des variables relatives à l'événement.

Malgré ces difficultés nous pouvons tenter de donner une estimation de la composante muonique d'une gerbe atmosphérique qui nous servira dans le cadre précis de ce travail à l'identification du rayon cosmique primaire.

CONSTRUCTION DE LA VARIABLE REFLÉTANT LA COMPOSITION MUONIQUE DU FRONT DE GERBE POUR UN ÉVÉNEMENT

FILTRAGE DES TRACES

Avant d'élaborer une variable pour l'événement il convient de définir tout d'abord ce que nous allons observer dans les stations du réseau qui auront été touchées par la gerbe. Comme nous l'expliquions plus haut, le principe ici est de déconvoluer les traces de la constante de temps liée à l'acquisition par une cuve du signal laissé par un muon afin de comptabiliser les pics correpondant à leur passage. On détermine par là la partie de signal liée aux muons de la gerbe. L'algorithme de filtrage présenté dans la note [Billoir, 2002b] permet de déconvoluer la trace de FADC (nous prenons pour noyau de convolution une exponentielle décroissante $e^{-\delta/\tau}$ avec $\tau \simeq 70$ ns ou δ est le pas en temps de notre acquisition soit 25ns). Un exemple de trace avant et après filtrage est donné sur la figure 5.15.

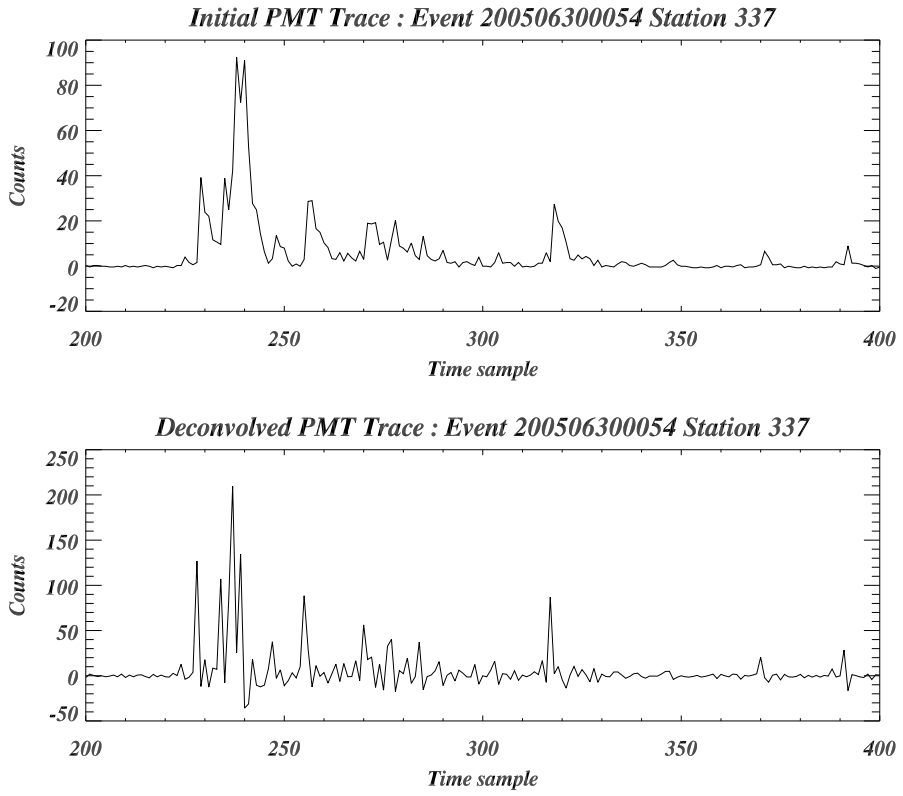


FIG. 5.15: Exemple de déconvolution d'une trace FADC afin d'identifier les structures (pics) signant le passage de muons.

DÉTERMINATION DU RAPPORT SIGNAL MUON SUR SIGNAL POUR UNE STATION

La trace filtrée est ensuite lue depuis le temps de départ du signal et jusqu'à 2.5μs après cet instant en recherchant les pics isolés définis sur deux intervalles de temps se détachant significativement du piedestal les entourant. Cela peut être écrit très simplement sous la forme :
Avec au pas k :

$$\begin{aligned} S_{k,pic} &= A'_k + A'_{k+1} \\ S_{k,bsl} &= A'_{k-1} + A'_{k+2} \end{aligned} \tag{5.8}$$

Où les A' sont les amplitudes des pics après filtrage. On identifie alors un pic si :

$$S_{k,pic} > 3S_{k,bsl} \text{ et } S_{k,pic} > 0.3 \text{ VEM} \tag{5.9}$$

L'unité choisie pour la mesure de signal est, nous le rappelons, le VEM (Vertical Equivalent Muon) qui correspond au signal enregistré pour un muon vertical traversant une cuve du réseau Auger.
L'amplitude d'un pic est alors définie comme $A = A_i + A_{i-1} - (A_i + A_{i+2})$. Une fois la détection effectuée, la somme des amplitudes des pics est définie comme S_μ.

La valeur de S_μ augmente en fonction de la distance au cœur et de l'inclinaison de la gerbe (atténuation de la partie électromagnétique de la gerbe). Si cette variable est capable de reproduire correctement le contenu en muons du front de gerbe, nous nous attendons à ce qu'elle prenne une valeur plus faible pour une gerbe de photon que pour une gerbe de proton.

CONSTRUCTION DE LA VARIABLE RELATIVE À L'ÉVÉNEMENT

La construction de la variable relative à l'événement doit tenir compte des problèmes de superposition et de biais de trigger évoqués au début de cette section. Pour ce faire, nous ne pouvons considérer les stations que dans une zone limitée en distance par rapport au cœur de la gerbe. Il est évident que cette "zone utile" va varier avec l'énergie et l'inclinaison de la gerbe. Nous ne pouvons donc pas le définir de façon fixe et choisirons plutôt de travailler sur un intervalle Δd = 800m pris autour d'une distance d moyenne définie empiriquement comme :

$$\langle d \rangle = 470{+}500\, log(S(1000)) \text{ pour } \theta = 35^\circ \text{ et } \langle d \rangle = 1000{+}500\, log(S(1000)) \text{ pour } \theta = 60^\circ \tag{5.10}$$

On interpole linéairement en fonction de $1/\cos\theta$ entre ces valeurs pour les autres angles.
Ensuite, à partir des stations sur lesquelles nous pouvons évaluer un S_μ dans cette zone utile (dont le nombre est donné ci-dessous par $N_{stat,ok}$), nous pouvons définir empiriquement S_μ^{evt} tel que :

$$S_\mu^{evt} = \frac{1}{N_{stat,ok}} \sum_{d-d_{min}}^{d_{max}} S_\mu(d) \times \left(\frac{d}{1000}\right)^3 \tag{5.11}$$

Où le terme en $\frac{d}{1000}$ a pour but de prendre en compte la variation naturelle de S_μ en fonction de la distance au cœur de la gerbe.

Cette quantité S_μ^{evt} doit également être recorrigée en tenant compte de l'énergie et de l'inclinaison θ de la gerbe. En effet, pour une gerbe ayant une énergie plus forte (et donc un signal à 1000m, S(1000) plus grand), le nombre de muons pouvant être dénombré sera plus grand toutes choses égales par ailleurs. De même, l'angle zénithal de la gerbe a une incidence sur le comptage des muons, ces derniers étant plus aisés à isoler pour les gerbes plus inclinées. Nous établissons alors

une paramétrisation supplémentaire valable pour l'ensemble des gerbes en nous appuyant sur des simulations de protons, comme nous pouvons le voir sur la figure 5.16[2].

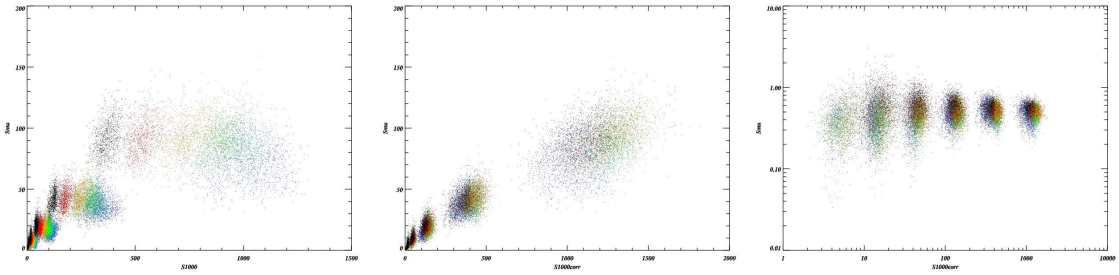


FIG. 5.16: S_μ^{evt} en fonction de S(1000) pour différents angles zénithaux, (*à gauche*) corrigé de cet effet en angle zénithal (*au milieu*), puis de l'effet en S(1000) (*à droite*) pour des simulations de protons.

La variable discriminante associée à la quantité de muons X_μ^{evt} peut alors s'écrire :

$$X_\mu^{evt} = S_\mu^{evt} \times \left(\frac{S(1000)}{(\cos\theta)^{1.5}} \right)^{0.75} \tag{5.12}$$

Elle nous fournit une variable brute X_μ^{evt} qui permet d'avoir un aperçu de la teneur muonique d'une gerbe. Les histogrammes de cette variable pour des simulations de photons, des simulations de protons apparaissent sur la figure 5.17.
La séparation entre protons et photons ne semble pas suffisante au vu des histogrammes de la figure 5.17 pour pouvoir espérer utiliser cette variable. Il est probable que notre évaluation de la composante muonique ne soit pas suffisament précise pour pouvoir rendre compte des différences attendues entre des gerbes de hadrons et des gerbes de photons. Nous n'avons donc pas poursuivi plus avant l'utilisation de cette variable.

Le détecteur de surface d'Auger sud s'il est très sensible au passage de la composante muonique (notamment grâce à la conception de son déclenchement) ne permet pas une bonne évaluation quantitative de cette composante, même si nous pouvions raisonnablement espérer en cette voie. En effet, il semblerait que nous soyons difficilement capables d'extraire une quantité d'information suffisante pour permettre l'identification du rayon cosmique primaire. Bien sûr, il va sans dire que l'installation de compteurs de muons résoudrait directement ce problème. Nous pourrions, par exemple, avoir une évaluation directe de la densité muonique via des scintillateurs enterrés sous les stations de tout (dans l'idéal) ou au moins d'une partie du réseau du détecteur de surface (ce qui est plus réaliste). Cette amélioration pourrait être discutée pour le site Sud d'Auger pour une très petite zone de détecteur mais ne sera pas effectuée dans un avenir proche.

Un autre moyen sans doute d'améliorer nos performances en ce domaine (en utilisant les mêmes techniques que celles dont nous disposons à l'heure actuelle) serait peut-être d'augmenter notre résolution en temps à l'intérieur des traces FADC, soit augmenter la fréquence d'acquisition du signal pour passer à 100MHz. Ainsi, nous pourrions utiliser des zones du réseau touchées par la gerbe qui nous apparaissent à l'heure actuelle comme un continuum de traces et améliorer grandement nos capacités d'évaluation de la composante muonique.

[2]Nous utilisons des simulations produites pour un ensemble d'angles discrets (0,25,36,45, 53 et 60 degrés). Chaque angle est représenté par une couleur différente sur cette série de graphes.

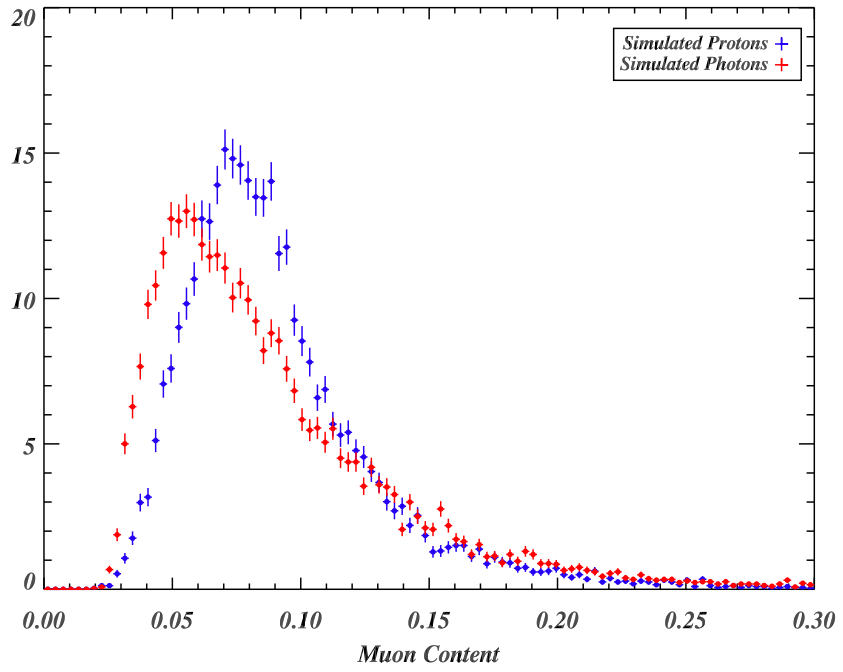


FIG. 5.17: Comparaison des distributions de X_{μ}^{evt} pour des photons simulés (AIRES+EasySim), des protons simulés.

5.2 COMBINAISON DE PLUSIEURS VARIABLES DISCRIMINANTES : PRINCIPE D'UNE ANALYSE EN COMPOSANTES PRINCIPALES

Variable	$\mathcal{A}_{curv}$	$\mathcal{A}_{rt}$	$\mathcal{A}_{shape}$	$\mathcal{A}_{ft}$
Facteur de mérite	1.9	1.8	1.6	1.5
efficacité (%)	25	41	41	41

TAB. 5.1: Résumé des facteurs de mérite existant entre les distributions de photons et données pour les différentes variables d'analyse $\mathcal{A}$ prises individuellement. L'efficacité donne la proportion de données passant les critères de qualité inhérents à la reconstruction d'une variable en particulier. Ces quantités sont évaluées pour des populations ayant une énergie supérieure à 1 EeV et un angle zénithal compris entre 35 et 60°

La table 5.1 récapitule les performances moyennes des différentes variables $\mathcal{A}$ utilisées séparément. Nous disposons donc de quatre variables qui ont un pouvoir discriminant suffisament fort pour être exploitées dans le cadre de la recherche de photons d'ultra haute énergie. Notre intérêt serait d'exploiter simultanément ces différentes variables afin d'établir la meilleure approche possible des effets liés à la composition du rayon cosmique primaire, augmentant encore notre pouvoir discriminant moyen.

La combinaison de variables nous offre en outre la possibilité de réduire les queues de distribution des données sur les variables d'analyse. En effet, les "accidents" de reconstruction sur des gerbes hadroniques qui les rendraient très proche du comportement d'une gerbe issue de photons pour

une des quantités, ne seront pas nécessairement rencontrés pour une autre quantité[3].

L'utilisation d'une combinaison de tout ou partie de ces quatre variables semble donc de façon évidente, préférable à l'utilisation d'une seule des quantités permettant pour plusieurs raisons l'établissement de la meilleure limite possible sur la fraction de photons d'ultra haute énergie avec le détecteur de surface. Nous combinerons donc les variables d'analyse au travers d'une analyse en composantes principales comme décrit ci-dessous.

5.2.1 PRINCIPE DE L'ANALYSE EN COMPOSANTES PRINCIPALES

L'idée centrale de l'analyse en composantes principales est de réduire la dimensionnalité d'un ensemble de données corrélées entre elles tout en conservant un maximum d'information sur la variation contenue dans l'échantillon. En effet, ce que propose ici l'analyse en composantes principales est de transformer l'ensemble de nos variables en un nouvel ensemble (*les composantes principales*) tel que ces dernières soient décorrélées entre elles et qu'elles soient ordonnées de façon à ce que les premières (dans notre cas ce sera même *la* première) contienne un maximum de l'information présente au départ sur *toutes* les variables.

Nous ne donnerons ici qu'une description succinte des différentes étapes conduisant à l'établissement de ce nouvel ensemble de variables. Pour plus de précisions à ce sujet, on pourra consulter [Joliffe, 2002] ainsi que [Idl, 2002] qui présente précisément la procédure que nous avons utilisé. L'utilisation de la base des vecteurs propres de la matrice de covariance nous permettra de nous placer dans un nouveau système d'axes qui sera tel que nous exploiterons au mieux l'orientation principale du "nuage" à N dimensions de nos variables en suivant la tendance donnée par la corrélation de ces dernières, effectuant ainsi une "rotation" des axes par rapport auxquels nous décrivons nos variables. La valeur propre trouvée quantifie la part de la covariance décrite par l'orientation donnée par le vecteur propre correspondant. Nous pourrons ainsi ordonner les vecteurs propres dans l'ordre donné par les valeurs propres qui classe ainsi les tendances observées dans les données de la plus forte à la moins forte. Ainsi, si la première valeur propre est très supérieure aux suivantes, nous pourrons ne garder que la composante principale qui correspond à la projection des données dans l'espace déterminé par le premier vecteur propre.

Très simplement si nous nous appuyons sur un exemple mettant en jeu deux variables uniquement, cette rotation est illustrée sur la figure 5.18 au paragraphe suivant lors du passage du système de variables X_0 et X_1 aux X_0^{new} et X_1^{new}.

Dans le cas général, la matrice de covariance d'un ensemble de variables est simplement donnée par :

$$\mathcal{C} = \begin{pmatrix} var(X_1, X_1) & cov(X_1, X_2) & \dots & cov(X_1, X_N) \\ cov(X_2, X_1) & var(X_2, X_2) & \dots & cov(X_2, X_N) \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ cov(x_N, x_1) & \dots & \dots & cov(x_N, x_N) \end{pmatrix} \tag{5.13}$$

avec bien sûr pour un échantillon de n réalisations d'une variable X :

$$var(X) = \frac{\sum_{i=1}^{n}(X_i - \bar{X})(X_i - \bar{X})}{n-1} \tag{5.14}$$

[3] La réduction du bruit hadronique sur l'établissement de la limite sur la fraction de photons d'ultra haute énergie est cruciale, comme nous le discuterons au chapitre 7. Nous aurons dans tous les cas par ailleurs une démarche visant à améliorer la reconstruction des quantités brutes fournies par le détecteur. Elle est présentée à la section 6.4.

et si nous recherchons la covariance entre X et X :

$$cov(X,Y) = \frac{\sum_{i=1}^{n}(X_i - \bar{X})(Y_i - \bar{Y})}{n-1} \tag{5.15}$$

Une fois que les vecteurs propres de la matrice de covariance ont été déterminés, il suffit de reprojeter les variables de départ dans chacun des sous-espaces définis par les vecteurs propres. L'ordonnancement sur les valeurs propres de la matrice de covariance, permet de classer les vecteurs propres de la matrice de covariance par ordre d'importance. Ainsi, les variables transformées contiendront une partie de moins en moins grande de l'information sur la corrélation des variables de départ en suivant cet ordonnancement et sont décoréllées par construction. Les variables contenant la plus grande quantité d'information relative à la corrélation des données de départ (valeurs propres les plus fortes) seront appelées les composantes principales.

Dans le cas de l'exemple donné sur la figure 5.18, nous aurons donc une matrice 2×2. La valeur propre correspondant au premier vecteur X_0^{new} sera très grande devant la seconde correspondant au vecteur X_1^{new}. Nous pourrions donc ici choisir de projeter nos données sur l'axe X_0^{new}, ce qui nous donnerait une très bonne description du problème tout en réduisant sa dimensionnalité et en exploitant la corrélation des données.

Dans le cadre de notre chaîne d'analyse, cette méthode nous permettra de construire une variable à partir de 2, 3 ou 4 des grandeurs reconstruites par le détecteur de surface. Nous pourrons alors effectuer une analyse unidimensionnelle en utilisant la composante principale. Les figures illustrant le resultat de ces combinaisons sont données sur :
- La figure 5.19 pour la combinaison de $\hat{\mathfrak{L}}_{curv}$, $\hat{\mathfrak{L}}_M$
- La figure 5.20 pour $\hat{\mathfrak{L}}_{curv}$, $\hat{\mathfrak{L}}_M$, $\hat{\mathfrak{L}}_F$ et
- La figure 5.21 pour l'ensemble des 4 variables.

5.2.2 APPLICATION AUX VARIABLES D'ANALYSE UTILISÉES POUR LA RECHERCHE DE PHOTONS : CONSTRUCTION D'UNE VARIABLE DISCRIMINANTE

L'utilisation de l'analyse en composantes principales va nous permettre de combiner plusieurs variables du détecteur de surface en maximisant la covariance entre les différentes variables construites pour un échantillon composé de photons *et* de protons simulés. Rappelons qu'en choisissant de se placer selon l'orientation qui maximise la covariance, nous optimisons également de façon évidente la séparation entre protons et photons et donc obtiendrons un meilleur pouvoir discriminant par l'utilisation de plusieurs variables combinées que par l'utilisation d'une seule d'entre elles, ce qui peut être observé par comparaison des histogrammes de la figure 5.19. Par ailleurs la réduction de la dimensionalité du problème à une seule composante comportant la quasi totalité de l'information (comme nous le montre la figure 5.21) va nous permettre d'effectuer de façon simple la chaîne d'analyse proposée pour l'extraction de la limite supérieure sur la fraction de photons UHE.

Pour construire une variable combinée, nous utiliserons une analyse en composantes principales avec en entrée les différentes variables $\hat{\mathfrak{L}}$ (($\hat{\mathfrak{L}}_{curv}, \hat{\mathfrak{L}}_M, \hat{\mathfrak{L}}_D, \hat{\mathfrak{L}}_F$) provenant de la reconstruction que nous choisirons d'introduire dans la chaîne d'analyse.
Deux écueils doivent être évités lors de l'utilisation de l'analyse en composantes principales. En effet, du fait de sa construction, la rotation effectuée va dépendre de façon évidente de la statistique entrant dans les échantillons de protons et photons utilisés. Pour éviter cela, nous prenons garde à utiliser *le même nombre de protons et de photons simulés* en entrée de notre chaîne d'analyse.

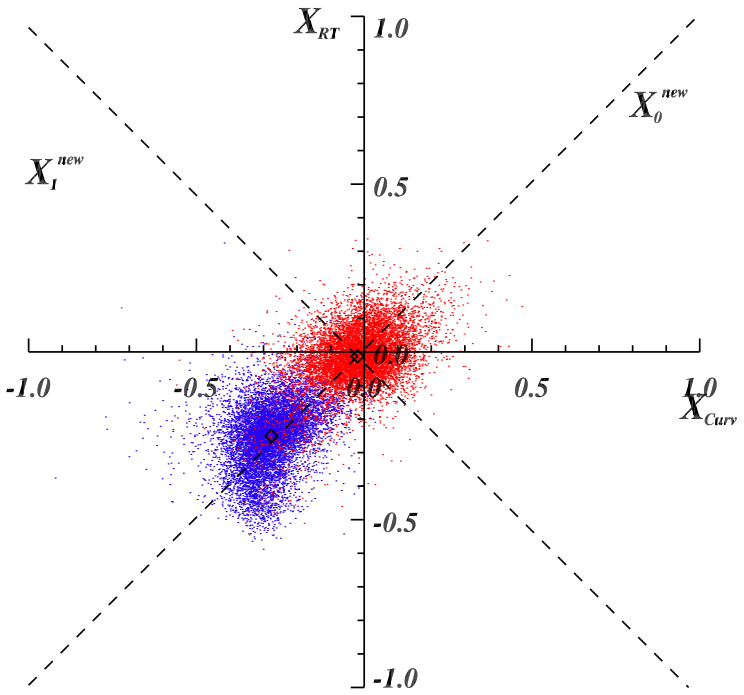


FIG. 5.18: Populations de protons (en bleu) et photons (en rouge) dans le plan défini par $\hat{\Delta}_{curv}$ et $\hat{\Delta}_M$. De nouveaux axes de représentation peuvent être choisis par analyse en composantes principales, reprenant les directions de corrélation principales de l'ensemble des points. Ils sont indiqués ici (label "new")

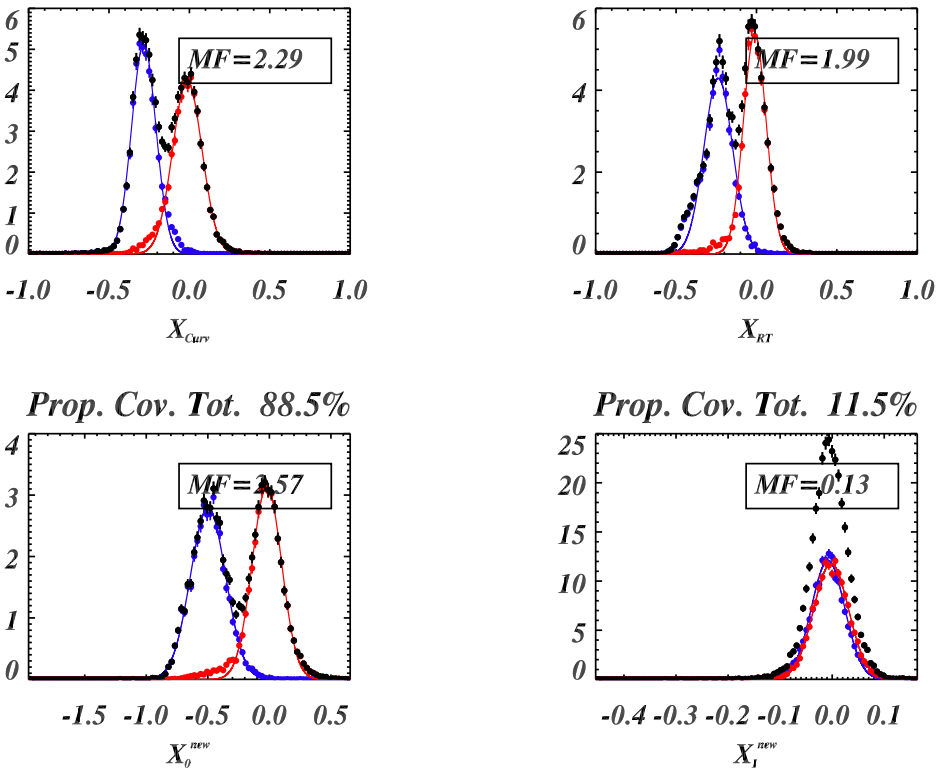


FIG. 5.19: *En haut :* histogramme des variables discriminantes liées à la courbure (X_{curv}) et au temps de montée du signal (X_M). *En bas :* histogramme des variables de sortie de PCA (on se place selon X_0^{new} et X_1^{new} indiqués sur la figure 5.18)

Par ailleurs, mais cela n'est pas notre cas ici, l'analyse en composante principale est relativement sensible à la dispersion des variables. En effet, si selon l'axe X_0 par exemple, les populations de photons et/ou de protons étaient très dispersées (par rapport à la séparation de ces populations selon traxe passant par le centre des distributions), le résultat obtenu de cette manière serait totalement biaisé. L'utilisation de l'analyse en composante principale est donc adaptée ici car nos distributions ne sont pas pathologiques. Toutefois il convient de garder un regard critique sur l'utilisation de cette méthode dans le cadre général.

5.2.3 Synthèse et choix des variables d'analyse

Nous commenterons ici les 3 exemples choisis pour l'utilisation de 2, 3 ou 4 des variables (respectivement représentés sur les figures 5.19, 5.20, 5.21). Les tables ci-dessous reprennent, pour la première, les facteurs de mérite mesurés pour les variables individuelles dans la configuration de coupures adoptées après les études d'acceptance du détecteur (cf. section 6.2). La seconde donne les résultats obtenus pour les 3 exemples de combinaison choisis.

Les coupures utilisées ici sont celles qui seront prises pour l'établissement de la limite supérieure sur la fraction de photons. Les coupures en angle zénithal sont les mêmes que celles adoptées à la section précédente ($35 < \theta < 60$). Par contre nous requerrons une énergie minimale plus haute : E > $10^{18.8}$ eV. Les valeurs sont donc naturellement différentes des exemples présentés plus haut. Par ailleurs, nous indiquons sur la première table l'efficacité associée aux différentes variables individuelles dans le cadre où nous choisissons de nous placer dans cette zone en énergie et en angle zénithal. De façon évidente, comme nous nous intéressons à des énergies plus grandes que lors de nos tests généraux, les efficacités de reconstruction des différentes variables deviennent ici très comparables.

Variable	$\hat{\Phi}_{curv}$	$\hat{\Phi}_M$	$\hat{\Phi}_F$	$\hat{\Phi}_D$
Facteur de mérite	2.1	2.0	1.6	1.6
efficacité (%)	56	56	56	56

Combinaison de variables	$\hat{\Phi}_{curv}$+$\hat{\Phi}_M$	$\hat{\Phi}_{curv}$+$\hat{\Phi}_M$+$\hat{\Phi}_F$	$\hat{\Phi}_{curv}$+$\hat{\Phi}_M$+$\hat{\Phi}_F$+$\hat{\Phi}_D$
Facteur de mérite pour $\hat{\Phi}_{PCA0}$	2.6	2.7	2.4

L'ajout de $\hat{\Phi}_F$ à la combinaison $\hat{\Phi}_{curv}$, $\hat{\Phi}_M$ nous permet d'augmenter le facteur de mérite existant entre données et photons simulés si nous comparons les figures 5.19 et 5.20. Les variables $\hat{\Phi}_M$ et $\hat{\Phi}_F$ si elles sont naturellement très corrélées étant donnée leur construction ne véhiculent donc pas une information exactement redondante. Elles nous permettent un gain sur la discrimination hadrons/photons lorsque nous les associons.

L'ajout du temps de descente du signal ($\hat{\Phi}_D$) à la combinaison $\hat{\Phi}_{curv}$;$\hat{\Phi}_M$;$\hat{\Phi}_F$ qui est illustrée lorsque nous passons de 5.20 à 5.21 se traduit par une légère perte sur le facteur de mérite. Il est toutefois difficile d'interprêter cette dégradation de façon directe.

Pour conclure, sur la zone (E, θ) les efficacités de reconstruction des différentes variables étant très comparables, nous nous baserons uniquement sur le facteur de mérite mesuré pour les distributions de $\hat{\Phi}_{PCA0}$ entre données et photons. Nous choisirons donc la combinaison des trois variables $\hat{\Phi}_{curv}$; $\hat{\Phi}_M$; $\hat{\Phi}_F$ pour nous permettre d'établir une limite supérieure sur la fraction de photons d'ultra haute énergie dans la suite de l'analyse présentée au chapitre 7.

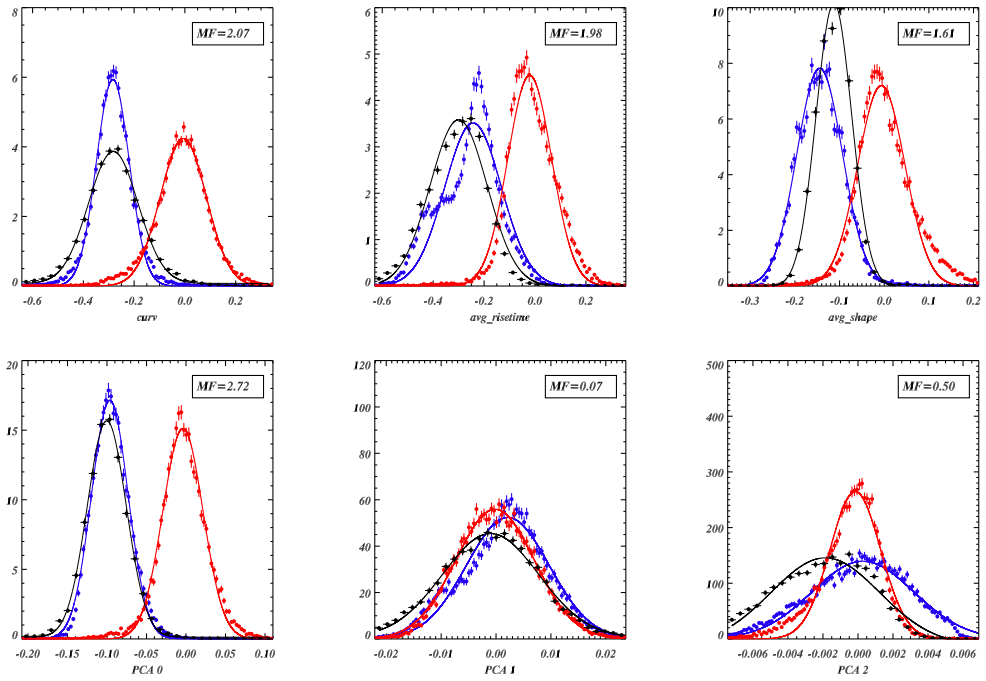


FIG. 5.20: *En haut :* histogrammes pour des protons simulés (en bleu), des photons (en rouge) et les données (en noir) de 3 variables discriminantes ($\hat{\Delta}_{curv}$, $\hat{\Delta}_M$, $\hat{\Delta}_F$). Les facteurs de mérite indiqués sont calculés entre les distributions des données réelles et de photons simulés pour la zone (E, θ) choisie par étude de l'acceptance (E > $10^{18.8}$ eV et $35 < \theta < 60^{\circ}$). *En bas :* Résultats obtenus avec ces mêmes simulations pour la projection selon les 3 composantes principales. La grande majorité de l'information pour la discrimination proton/photon est contenue sur la première composante, pour la variable $\hat{\Delta}_{PCA0}$. La combinaison de ces variables permet une augmentation sensible du facteur discriminant entre données et photons pour $\hat{\Delta}_{PCA0}$ par rapport à n'importe laquelle des variables prise de façon individuelle.

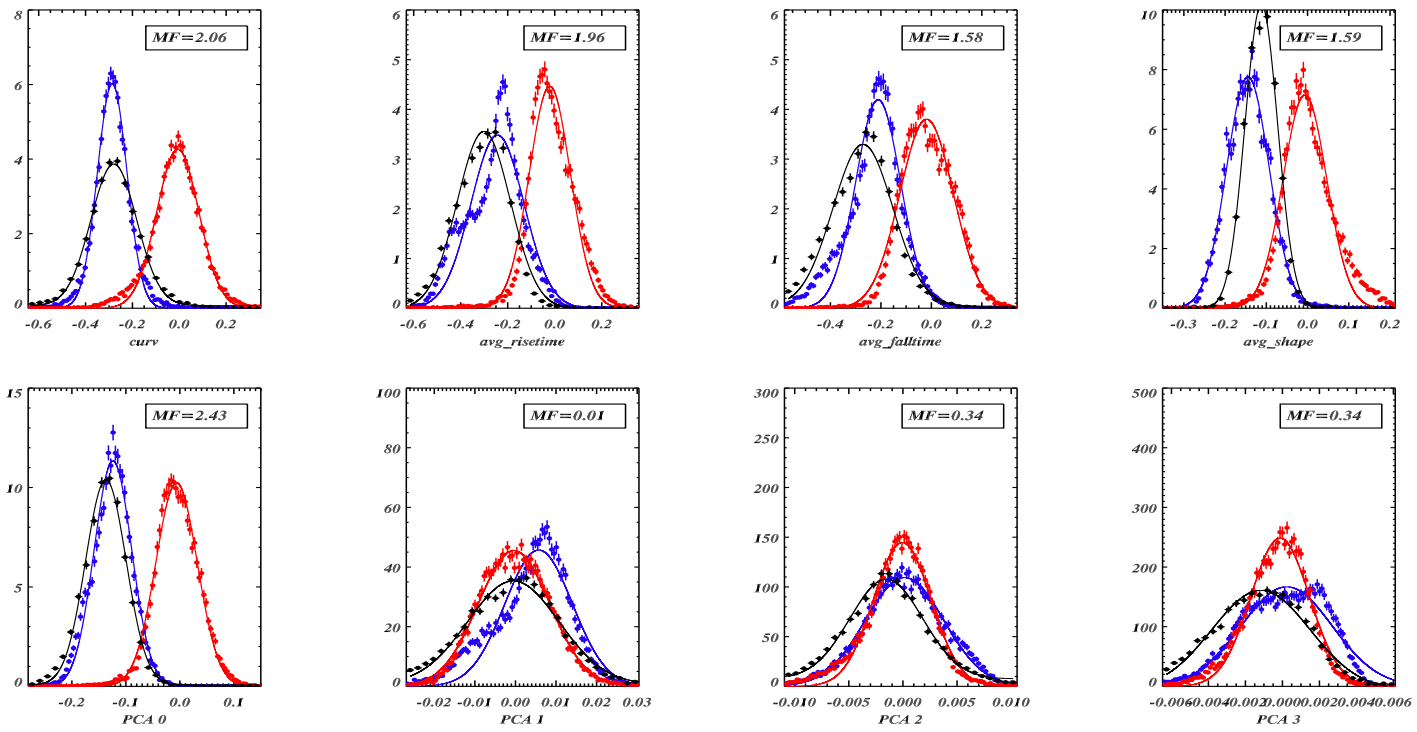


FIG. 5.21: *En haut :* histogrammes pour des protons simulés (en bleu), des photons (en rouge) et les données (en noir) des 4 variables discriminantes ($\hat{\Xi}_{curv}$, $\hat{\Xi}_M$, $\hat{\Xi}_D$,$\hat{\Xi}_F$). Les facteurs de mérite indiqués sont calculés entre les distributions des données réelles et de photons simulés pour la zone (E, θ) choisie par étude de l'acceptance (E > $10^{18.8}$ eV et $35 < \theta < 60^{\circ}$). *En bas :* Résultats obtenus avec ces mêmes simulations pour la projection selon les 4 composantes principales. La grande majorité de l'information pour la discrimination proton/photon est contenue sur la première composante, pour la variable $\hat{\Xi}_{PCA0}$. La combinaison de ces variables permet une augmentation sensible du facteur discriminant entre données et photons pour $\hat{\Xi}_{PCA0}$ par rapport à n'importe laquelle des variables prise de façon individuelle.

CHAPITRE 6

SPÉCIFICITÉS DE LA RECONSTRUCTION DES GERBES PHOTONIQUES DANS LE CADRE DE L'UTILISATION DU DÉTECTEUR DE SURFACE D'AUGER

Naïvement, il est très facile de concevoir le problème posé par la reconstruction des gerbes initiées par des photons : comme nous pouvons le voir sur la figure 4.4, "l'empreinte" au sol d'une gerbe de photon sera nettement réduite par rapport à celle d'une gerbe de proton de mêmes caractéristiques initiales. La réponse du détecteur aux gerbes de photons est donc naturellement différente. La conception du détecteur a été efectuée pour idée principale la détection de hadrons au-delà de $10^{18.5}$eV. Pour les énergies les plus basses les cuves vont donc être trop espacées pour permettre une efficacité de détection totale des photons. Par ailleurs, les choix effectués pour la chaîne de reconstruction que je qualifierai souvent ici de "classique" (c'est-à-dire faite dans l'hypothèse de la détection de gerbes hadroniques) pourront mener à une mauvaise reconstruction des gerbes de photons. Concernant l'évaluation de l'énergie du rayon cosmique primaire par exemple, nous devrons mettre en place une reconstruction spécifique de façon à estimer l'énergie de façon juste dans l'hypothèse où celui-ci est un photon.

Nous avons choisi de rassembler ici les particularités de reconstruction qui ont été développées en plus de la reconstruction des variables d'analyse afin de pouvoir établir de façon correcte une limite supérieure sur la fraction de photons d'ultra haute énergie. Nous présenterons donc tout d'abord les études d'acceptance pour le détecteur de surface d'Auger, puis les études concernant la reconstruction en énergie des gerbes photon. Enfin, nous présenterons également les travaux effectués dans le but d'améliorer la qualité de reconstruction des variables discriminantes 金 présentées au chapitre précédent. Ces études permettront notamment la réduction du bruit de fond hadronique rencontré lorsque nous cherchons à établir notre résultat.

6.1 ACCEPTANCE DU DÉTECTEUR DE SURFACE D'AUGER AUX GERBES ISSUES DE PROTONS

L'acceptance du détecteur de surface de l'observatoire Pierre Auger pour les événements courants (hadroniques) est saturée à $10^{18.5}$ eV. C'est à dire que 100% des gerbes hadroniques d'énergie supérieure ou égale à $10^{18.5}$ eV qui traversent le réseau de surface sont détectées, quelle que soit leur inclinaison. On peut également dire alors que la surface effective de détection du réseau est de 100% si nous exprimons cela d'un point de vue de l'exposition. La détermination de l'exposition du détecteur de surface peut être calculée directement à partir des données, ce qui est développé dans [Allard et al., 2005b]. Pour des raisons de cohérence, nous ne donnerons ici qu'une carte donnant l'efficacité de reconstruction de gerbes de protons (avec les critères de qualité que nous exigeons pour l'analyse) simulées en fonction de l'énergie et de l'inclinaison de la gerbe (fig.6.1) pour simplifier la comparaison avec les études menées sur les photons.

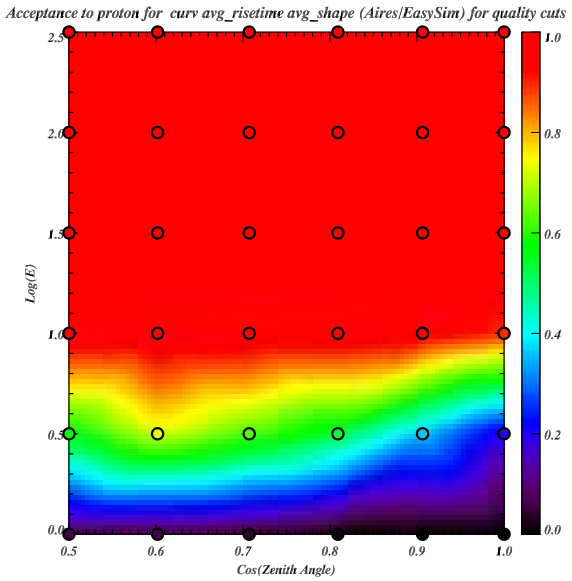


FIG. 6.1: Acceptance du détecteur de surface d'Auger pour des gerbes de protons dans le cadre où nous exigeons 5 stations déclenchées ainsi qu'une reconstruction correcte du temps de montée du signal, de la courbure et du paramètre de forme

Nous ne considérerons jamais les plus basses énergies (inférieures à $10^{18.5}$ eV) pour la recherche de photons notre détecteur ne permettant pas une reconstruction fiable des gerbes issues de photons d'énergie aussi faible comme nous allons le montrer maintenant.

Notre acceptance effective aux protons sera naturellement affectée par les coupures de qualité que nous pouvons imposer lors de la sélection des événements. Toutefois, si nous ne cherchons qu'à évaluer le nombre de rayons cosmiques tout venant détectés dans une certaine gamme d'énergie, comme nous le ferons pour l'établissement de la limite supérieure sur la fraction de photons d'ultra haute énergie, nous n'effectuerons pas de coupures de qualité. Nous pourrons donc nous servir du fait que nous ne perdons aucun événement du spectre des hadrons lors de la détection.

Par contre, ce n'est pas le cas pour les gerbes de photons dont les particularités abaissent notablement la sensibilité de notre détecteur. Nous aurons donc à évaluer la sensibilité de ce dernier

aux gerbes de photons, en ajoutant par ailleurs les contraintes liées à la bonne reconstruction des variables discriminantes $\hat{\Delta}_{curv}$, $\hat{\Delta}_M$ et $\hat{\Delta}_F$.

6.2 ACCEPTANCE DU DETECTEUR AUGER POUR LES GERBES ISSUES DE PHOTON

L'efficacité de détection du réseau de surface d'Auger à des gerbes de photons peut être évaluée à l'aide de simulations. Nous utilisons pour cela un jeu de photons simulés sans conversion avec le générateur AIRES puis EasySim pour la simulation détecteur. Nous avons commencé par une étude sans poser aucun critère de qualité sur la reconstruction de ces événements. Pour cela nous avons évalué le taux de déclenchement produit par ces gerbes simulées à divers angles et énergies. Le résultat est donné par la figure 6.2. La sensibilité du détecteur de surface d'Auger pour des gerbes de photons est donc moins bonne qu'aux protons aux plus basses énergies et pour les gerbes quasi verticales, qui sont insuffisament développées et déclenchent donc l'acquisition plus difficilement.

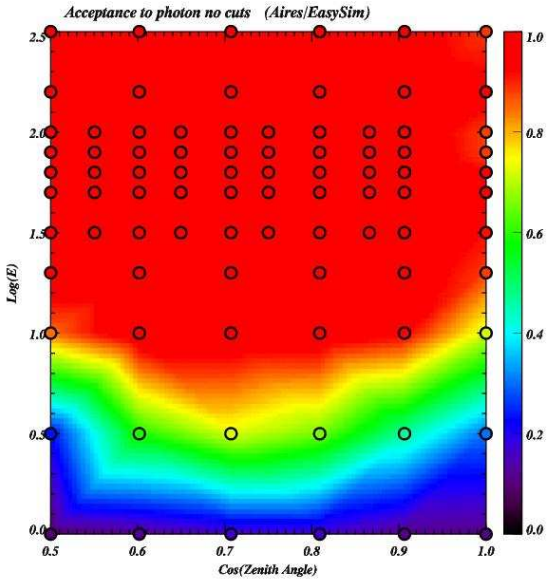


FIG. 6.2: Efficacité de détection brute des gerbes photon non converties pour le détecteur de surface d'Auger. (Chaine de simulation : Aires+EasySim). Le lissage de la carte est calculé par interpolation entre les nœuds en E (donné en EeV) et $\cos\theta$ pour lesquels nous possédons des simulations (représentés par des points).

Cette carte a été réalisée sans tenir compte du phénomène de conversion des photons dans le champ magnétique terrestre. En effet, la probabilité de conversion de photons dans le champ géomagnétique pour la configuration de Malargüe ne devient importante que pour des énergies supérieures à $10^{19.7}$ eV. Or, nous sommes à l'heure actuelle limités par la faible accumulation des données du détecteur de surface d'Auger dans cette gamme d'énergie et ne pouvons fonder une analyse portant sur la fraction de photons d'ultra haute énergie.
Dans un deuxième temps, nous pouvons requérir certains critères de qualité sur les événements photon simulés lorsque ceux-ci ont pu déclencher le détecteur, ce qui conduira à une acceptance effective qui est celle que nous devons considérer lors des parties ultérieures de l'analyse. Par

exemple, nous pouvons demander que ceux-ci déclenchent au moins 4 stations, ce qui améliore grandement la qualité de la reconstruction de la gerbe en général (énergie et reconstruction de la géométrie de l'événement) ainsi que celle des variables discriminantes dépendant de la forme du signal en particulier. Dans le cas où nous choisissons d'utiliser la courbure, nous devons demander cette fois 5 stations au minimum pour assurer une reconstruction optimale du front de gerbe et donc de cette quantité. La carte en (E, θ) de l'acceptance obtenue dans ces conditions pour des photons est représentée sur la figure 6.3. La carte d'acceptance 6.3 correspond donc directement à la sensibilité que possède notre détecteur à des gerbes de protons (à gauche) et photons (à droite), de façon à ce que les quantités reconstruites soient de qualité suffisante pour permettre la discrimination hadron/photon et permettre l'établissement d'une limite supérieure.

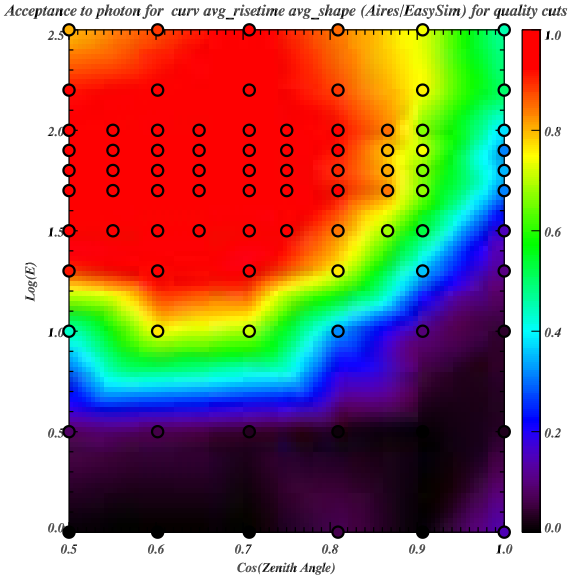


FIG. 6.3: Acceptance du détecteur de surface d'Auger pour des gerbes de photons dans le cadre où nous exigeons 5 stations déclenchées ainsi qu'une reconstruction correcte du temps de montée du signal, de la courbure et du paramètre de forme

En nous appuyant sur les cartes 6.3 et 6.2, nous pouvons donc choisir une zone (θ, E) sur laquelle la sensibilité de notre détecteur est suffisante pour pouvoir espérer la détection de photons.

Nous choisirons pour la suite de l'analyse de ne nous intéresser qu'à des gerbes d'énergie supérieure à $10^{18.8}$ eV et dont l'angle azimutal est supérieur à 35°, soit $\cos\theta < 0.82$. L'efficacité de détection n'étant pas totale pour la zone choisie, nous devrons en tenir compte lors de l'établissement de la limite supérieure sur la fraction de photons par un facteur correctif. Nous l'établirons en utilisant de nouveau cette carte, comme nous l'expliquerons au chapitre 7.

6.3 LES SPÉCIFICITES DE LA RECONSTRUCTION EN ÉNERGIE D'UN PHOTON UHE POUR LE DÉTECTEUR DE SURFACE

La reconstruction en énergie du rayon cosmique primaire avec un réseau de détecteur de surface comme celui d'Auger se base sur la mesure de la distribution latérale du signal. Plus précisément,

on peut se baser sur le signal enregistré par le détecteur à une distance donnée du cœur afin de paramétriser l'évaluation de l'énergie de la gerbe atmosphérique. Pour la configuration du réseau d'Auger, on a pu montrer que la distance optimale pour effectuer cette paramétrisation se trouve être à 1000m du cœur de la gerbe. C'est à cette distance que les fluctuations du signal enregistré par le réseau de surface d'Auger sont minimales lorsque nous passons d'une gerbe à une autre. Ainsi, nous pouvons paramétriser la reconstruction de l'énergie à partir du $S(1000)$ de la gerbe. Ce dernier est déterminé en prenant la valeur à 1000m de la distribution latérale de signal qui est obtenue par ajustement des signaux enregistrés par les stations touchées par la gerbe en fonction de leur distance au cœur.

La paramétrisation permettant de reconstruire l'énergie de la gerbe peut alors être choisie de plusieurs façons dans le cas d'Auger :

- En utilisant des simulations de gerbes et de détecteur pour établir la relation $S(1000) \rightarrow$ E, ce qui est fait de façon usuelle pour les réseaux de surface (on utilisera alors éventuellement une évaluation du signal à une autre distance que 1000m. Ce choix dépendant éminemment de la géométrie du détecteur). Bien évidemment, cette méthode est très sensible à la qualité de la simulation et de la modélisation des gerbes et donc notamment aux extrapolations des sections efficaces hadroniques aux énergies d'Auger.
- En utilisant les événements hybrides pour la calibration en énergie. C'est le choix qui a été pris pour la présentation des premiers résultats d'Auger lors de la conférence ICRC 2005. [Collaboration Auger, 2005d] et présenté au chapitre 2.

Dans le cas de la reconstruction en énergie de gerbes photons, nous reposons nécessairement sur l'utilisation de simulations. Il paraît donc justifié de se demander si la méthode de calibration classique basée sur les simulations de protons est adaptable dans ce cas. Par ailleurs lorsque nous considèrerons les événements tout venant, nous utiliserons la reconstruction en énergie basée sur les événements hybrides.

6.3.1 Un bref résumé de la reconstruction en énergie "classique" calibrée sur un ensemble de simulations pour le détecteur de surface d'Auger

Reprenons ici brièvement le principe de reconstruction en énergie "classique" présenté au chapitre 2 lorsque la calibration se base sur l'utilisation de simulations. Le détail d'une étude menant à l'établissement d'une paramétrisation pour la reconstruction de E basée sur des simulations de protons est présentée dans [Billoir, 2002a].
Dans le cas d'une chaîne de simulations AIRES+EasySim, nous pouvons rechercher une fonction liant l'énergie à $S(1000)$. De façon évidente, nous pouvons nous attendre à ce que cette relation soit dépendante également de l'inclinaison de la gerbe, puisque le signal déposé par le front de gerbe dépend directement de l'épaisseur d'atmosphère traversée. Aussi, dans le cas général, le $S(1000)$ estimé pour une gerbe inclinée sera moins grand que celui mesuré pour une gerbe verticale de même énergie initiale.

Les figures 6.5 confirment que dans le cas des protons nous pouvons trouver une fonction de ($S(1000)$,θ) nous permettant de reconstruire l'énergie de la gerbe. De plus, nous pouvons voir la relation entre E et $S(1000)$ empiriquement comme une loi de puissance, telle que celle-ci soit indépendante de $\cos\theta$. Ainsi on aura dans le cas des protons :

$$E = f(\cos\theta) \times S(1000)^{-0.95} \tag{6.1}$$

Où $S(1000)$ est donné en VEM et E en EeV. On peut alors trouver une forme analytique pour $f(\cos\theta)$ en utilisant un Monte Carlo, comme par exemple dans [Billoir, 2002a] qui donnait une première approche de ce travail. La puissance de la loi reliant $S(1000)$ à E est principalement ce qui nous a intéressé ici, la fonction $f(\cos\theta)$ absorbant simplement l'effet lié à l'inclinaison de la gerbe. Le développement des gerbes protons est donc tel que le front de gerbe qui est enregistré au sol permet une reconstruction juste de l'énergie.

6.3.2 Le problème de la reconstruction en énergie des photons

Les différences de composition et de développement d'une gerbe de hadron comparée à une gerbe de photon rendent, non seulement les facteurs de conversion, mais surtout les choix méthodologiques que nous venons de présenter inadaptés à la reconstruction de l'énergie de gerbes photoniques.

L'estimation correcte de l'énergie d'une gerbe photon est d'une importance cruciale pour pouvoir évaluer la fraction de photons sur le flux de rayons cosmiques ultra hautes énergies. En effet, nous devons pouvoir être capables de comparer les gerbes de photons aux gerbes de hadrons sur un intervalle en énergie *commun* donné. La mise en place d'une évaluation juste de l'énergie des gerbes photons constitue d'ailleurs sans doute le point le plus délicat de l'analyse dans le cadre de l'utilisation du détecteur de surface.

Si nous abordons la reconstruction d'une gerbe photon naïvement en utilisant la reconstruction classique présentée à la section 6.3.1, comme montré sur la figure 6.6, nous aboutissons en moyenne à une sous estimation d'un facteur 4 de l'énergie du rayon cosmique primaire (cf. fig. 6.7).

La multiplication directe par un facteur 4 de l'énergie obtenue dans le cadre "classique" ne donne pas de résultats satisfaisants, comme nous pouvons le voir sur la figure 6.7. En effet, la résolution en énergie reste de l'ordre de 34% et la distribution des différences relatives entre E_{vraie} et E_{rec} est très peu gaussienne. Nous devons donc nous pencher de façon plus approfondie sur la mise en place d'une reconstruction spécifique aux gerbes issues de photons afin de pouvoir reconstruire correctement l'énergie d'un candidat photon et donc pouvoir établir correctement des informations concernant la fraction de photons d'ultra haute énergie à une énergie donnée.

6.3.3 Traitement a l'aide d'une technique de déconvolution

Principe

Dans un premier temps, nous avons tenté de résoudre ce problème sans reposer sur une reconstruction spécifique. Pour ce faire nous avons tenté de déconvoluer les énergies reconstruites pour pouvoir retrouver des énergies vraies photon connues. Cette méthode est largement utilisée en physique des hautes énergies afin de corriger des distortions induites par divers effets du détecteur sur une mesure [Unger, 2005], [Hoecker and Kartvelishvili, 1996]. Elle repose sur la construction de matrices de passage permettant d'aller des énergies reconstruites aux énergies vraies en se basant sur des simulations. Nous pouvons écrire ce passage sous la forme :

$$\begin{pmatrix} N(E^0_{rec}) \\ N(E^1_{rec}) \\ \vdots \\ N(E^{N-1}_{rec}) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} F_{0,0} & F_{1,0} & \cdots & F_{N-1,0} \\ F_{0,1} & F_{1,1} & \cdots & F_{N-1,1} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ F_{0,N-1} & F_{1,N-1} & \cdots & F_{N-1,N-1} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} N(E^0_{true}) \\ N(E^1_{true}) \\ \vdots \\ N(E^{N-1}_{true}) \end{pmatrix} \tag{6.2}$$

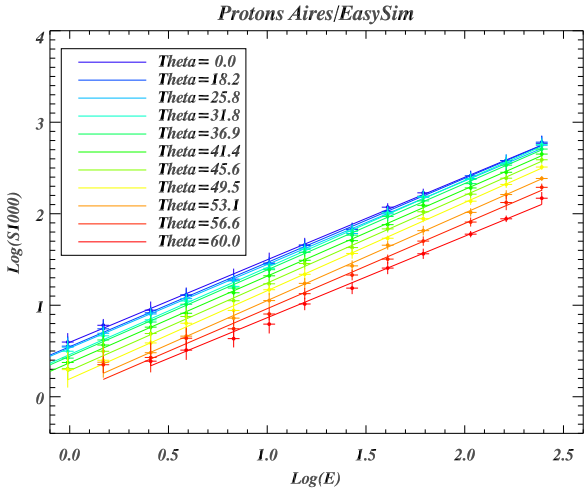


FIG. 6.4: Les pentes des différentes droites représentées ici pour des simulations de protons donnent la puissance α apparaissant dans le convertisseur $S(1000), \theta \rightarrow E$. Dans ce cas α est constante et égale à 0.95. E est pris en EeV

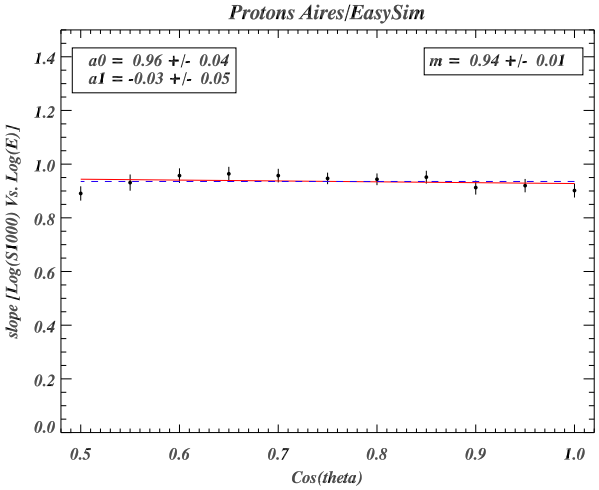


FIG. 6.5: Les pentes calculées ci-dessus sont observées en fonction de $cos\theta$ pour des gerbes simulées protons. Nous obtenons un résultat plat en $\cos\theta$. Le convertisseur $S(1000), \theta \rightarrow E$ peut donc être construit avec une puissance constante $\alpha = 0.95$.

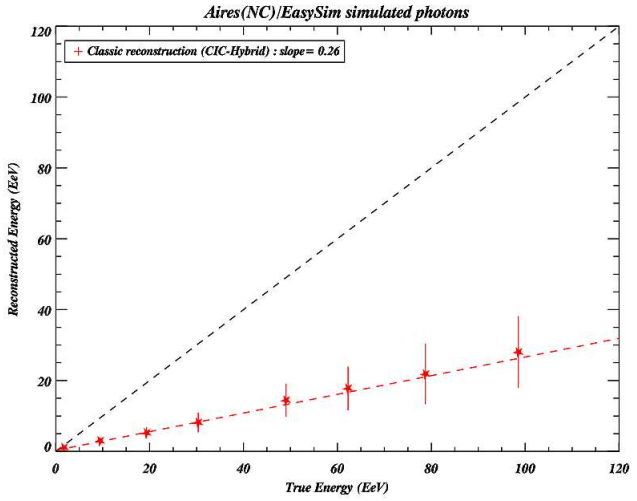


FIG. 6.6: Comparaison de l'énergie vraie et de l'énergie reconstruite en utilisant la méthode de reconstruction établie pour le tout venant des événements d'Auger. Nous sous-estimons dans ce cas la valeur de l'énergie du primaire d'un facteur 4 en moyenne.

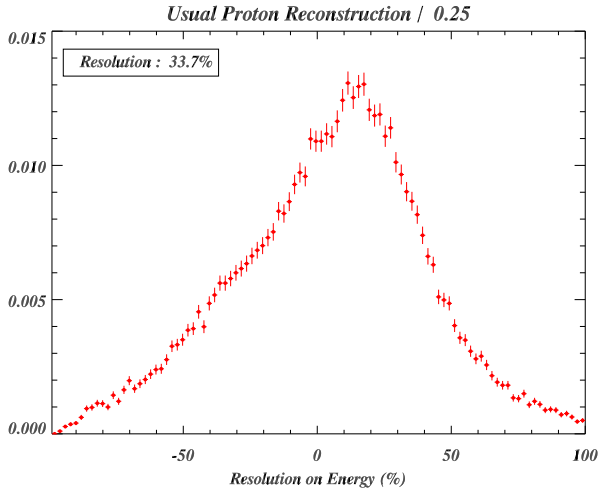


FIG. 6.7: Différence relative entre énergies vraies et énergies reconstruites pour des simulations de photons en utilisant la méthode de reconstruction établie pour le tout venant des événements d'Auger multipliée par 4.

Où $N(E^i_{rec})$ est le nombre d'événements reconstruits avec l'énergie E^i_{rec} et $F_{i,j}$ est la fraction de photons dans l'intervalle correspondand à E^i_{true} qui sont reconstruits dans l'intervalle correspondant à E^0_{rec}. La première colonne de la matrice $F_{0,j}$ représente donc l'histogramme des énergies reconstruites pour les photons simulés dont l'énergie vraie est E^0_{true} etc. Nous pouvons réécrire :

$$\vec{N}_{rec} = \mathcal{F} \cdot \vec{N}_{true} \tag{6.3}$$

Par conséquent, si nous pouvons inverser cette matrice de passage $\mathcal{F}$, les énergies vraies des gerbes de photons peuvent être obtenues directement :

$$\vec{N}_{true} = \mathcal{F}^{-1} \cdot \vec{N}_{rec} \tag{6.4}$$

Cette méthode est donc très simple à mettre en place si la matrice de passage n'est pas singulière. Malheureusement celle-ci possède dans la plupart des cas un déterminant très proche de 0 et les techniques d'inversion usuelles ne sont pas suffisantes pour permettre la résolution du problème. Toutefois l'utilisation d'une décomposition en valeurs singulières (SVD) (voir [Press et al., 2002] pour plus d'explications à ce sujet) permet d'inverser la matrice $\mathcal{F}$ dans un sous-espace où cette dernière sera inversible.
La technique de décomposition en valeurs singulières repose sur le fait que toute matrice peut être décomposée de la façon suivante :

$$\mathcal{F} = U \cdot [\mathrm{diag}(w_j)] \cdot V^T \tag{6.5}$$

où U et V sont des matrices orthogonales et $\mathrm{diag}(w_j)$ est une matrice diagonale dont les éléments diagonaux sont les w_j. Les w_j sont les valeurs singulières associées à la matrice $\mathcal{F}$. ces termes sont positifs ou nuls. U et V étant orthogonales, leurs inverses sont égales à leurs transposées. Par conséquent l'inverse de $\mathcal{F}$ peut s'écrire :

$$\mathcal{F}^{-1} = V \cdot [\mathrm{diag}(1/w_j)] \cdot U^T \tag{6.6}$$

Cette inversion est bien sûr impossible dans le cas où l'un des w_j est nul (ou très proche de 0 pour des raisons numériques). Toutefois l'inversion reste possible dans un sous-espace de l'espace de départ en "condamnant" le vecteur correspondant à la valeur de w_j posant problème. On remplace alors arbitrairement $1/w_j$ par 0 lorsque w_j tend vers 0.
Aussi nous pourrons toujours inverser la matrice $\mathcal{F}$, bien que le prix à payer soit parfois d'abandonner certaines dimensions.

Toy model POUR LE TEST DE CETTE MÉTHODE

GÉNÉRATION

1000 événements sont simulés avec un spectre en énergie (vrai) en $1/E^2$ entre $\log(E) = -3$ et $\log(E) = 4$. À chaque événement avec une énergie $E_{true}(i)$ est alors associé une énergie reconstruite $E_{rec}(i)$ qui est tiré sur une gaussienne de moyenne $\log(E_{true}(i) - 0.6)$ et de largeur sigma 0.5. Notons que ces valeurs n'ont pas de signification particulière, nous ne faisons ici qu'un *toy model* afin de savoir si nous pouvons utiliser cette méthode. Nous choisissons alors 10 intervalles en énergie pour $\log(E)$ compris entre -2 et 3 sur les énergies vraies. La matrice de mélange des énergies, $\mathcal{F}$, est quant à elle obtenue directement en utilisant la distribution gaussienne pour E_{rec} telle que définie plus haut : nous obtenons la fraction de photons provenant d'un intervalle d'énergie vraie i reconstruite dans un autre intervalle j. La matrice $\mathcal{F}$, son inverse pour une inversion selon la méthode de Gauss-Jordan et son inverse par SVD sont représentées sur la figure 6.8. Comme nous pouvons le remarquer sur la deuxième de ces figures, la matrice $\mathcal{F}$ est non inversible par la méthode de Gauss-Jordan. En effet, une des valeurs singulières vaut 1.2×10^{-13} (les autres valent entre 0.48 et 1). En isolant cette valeur singulière (remplacement de l'inverse de la valeur singulière posant problème par 0) et en travaillant dans le sous espace restant, l'inverse obtenu par SVD est tout à fait satisfaisant.

DÉCONVOLUTION DU SPECTRE SIMULÉ

Les histogrammes obtenus pour les énergies reconstruites et les énergies vraies sont visibles sur la figure 6.9 pour 100 itérations de la procédure. Les valeurs déconvoluées des énergies reconstruites à l'aide de la matrice inverse SVD ci-dessus sont également indiquées. Le résultat de ce test est

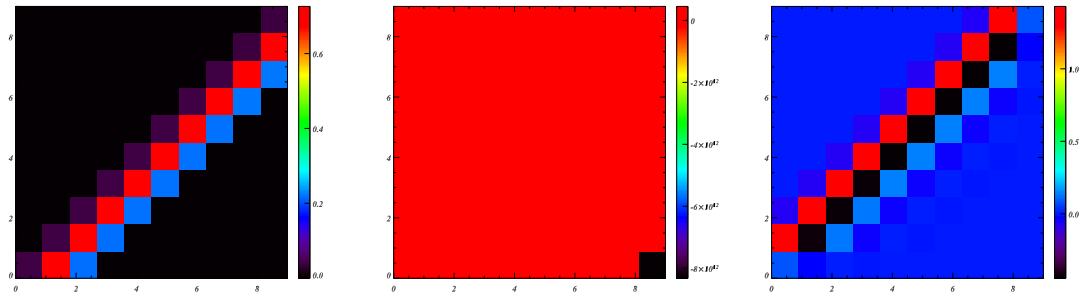


FIG. 6.8: De gauche à droite : Matrice de mélange des énergies, son inverse par Gauss-Jordan et son inverse SVD obtenu en isolant la plus petite des valeurs singulières.

assez encourageant dans le sens où les valeurs de l'histogramme corrigé sont très proches des valeurs vraies données en entrée de ce test. Le premier intervalle n'a bien sûr pas de sens puisqu'il correspond à la dimension "sacrifiée" pour l'inversion de matrice SVD.

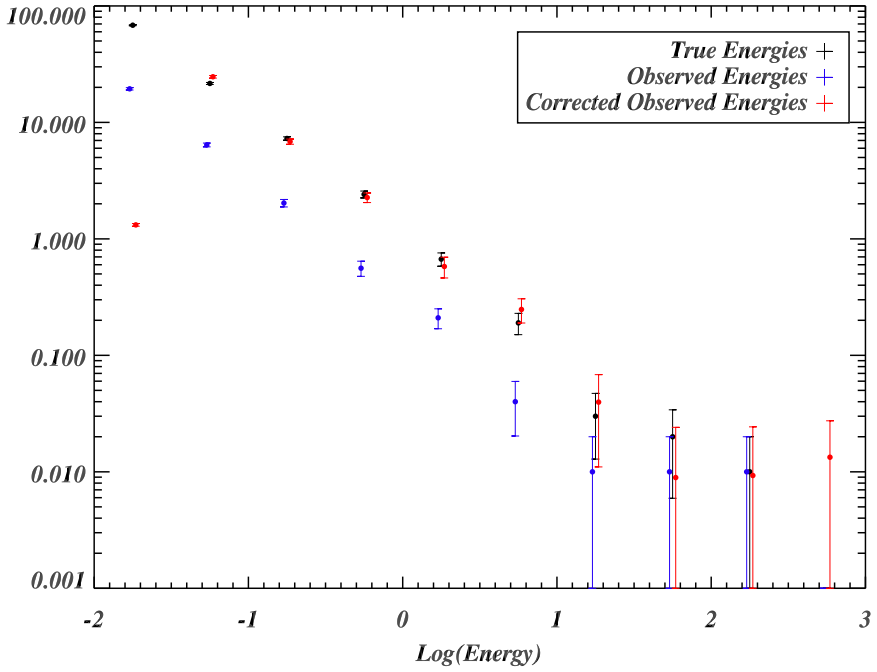


FIG. 6.9: Résultats du toy Monte-Carlo. À part dans la premier intervalle d'énergie, les énergies mesurées puis corrigées (en rouge) s'accordent très bien aux énergies vraies (en noir). Les énergies non corrigées sont clairement sous estimées.

CRITIQUE ET CONCLUSION

Le principe de cette méthode serait donc naïvement applicable. Cependant, de nombreuses critiques doivent être prises en compte dans le cadre où nous l'appliquerions à de potentiels candidats

photons.

Tout d'abord, la stabilité de la méthode impose une taille minimale pour les intervalles en énergie reconstruite. En effet, dans le cas de grandes migrations entre intervalles et pour des statistiques peu importantes, ce qui est notre cas pour les distorsions en énergie, cette méthode est connue pour donner des résultats relativement insatisfaisants. Une solution envisageable est de choisir une taille d'intervalle plus large afin de rendre la matrice de mélange plus diagonale. Ce point n'est pas nécessairement redhibitoire pour notre analyse, puisqu'une taille minimale pour les intervalles en énergie est imposée par la résolution en énergie "classique" d'Auger (évaluée par Monte Carlo à l'aide de simulation de gerbes hadroniques).
Par ailleurs, et c'est un point subjectif, il était assez insatisfaisant de reposer entièrement sur une méthode basée sur des simulations sans se pencher plus avant sur les causes de cette mésestimation en énergie. Une compréhension plus profonde de la gerbe d'un point de vue phénoménologique est en effet beaucoup plus intéressante et l'intégration de ces connaissances dans le but de comprendre comment utiliser notre détecteur en vue de la recherche de photons est bien plus séduisant. Par ailleurs, en utilisant une reconstruction spécifique pour les photons, nous sommes à même de connaître notre résolution sur l'énergie de ces derniers et d'évaluer de façon claire son impact sur les résultats.

6.3.4 Mise en place d'une reconstruction en énergie spécifique aux photons

La seconde solution, comme nous l'évoquions ci-dessus est donc de recourir à une reconstruction spécifique pour les gerbes de photons. Cette méthode est différente par le principe de celle qui est à l'heure actuelle utilisée pour la reconstruction de l'énergie des gerbes de hadrons et prend en compte notamment le stade de développement de la gerbe au cours de la procédure. En effet, comme nous allons l'expliquer tout d'abord, du fait du développement très tardif des gerbes de photons aux énergies d'Auger, la méthode de conversion $S_{1000} \rightarrow E$ proposée à la section 6.3.1 est inadaptée dans le cas des photons.

Construire un convertisseur $S_{1000} \rightarrow E$ de façon analogue aux gerbes hadroniques ?

On pourrait penser que pour assurer la bonne reconstruction de l'énergie des photons, il nous suffit de construire, en utilisant cette fois des simulations de photons, un convertisseur $S_{1000} \rightarrow E$ de façon totalement analogue à ce qui a été décrit dans la section 6.3.1. Il n'en est rien. En effet dans le cas des gerbes de hadrons, rappelons-le, l'idée sous-jacente est que la dépendance en énergie prise en compte par le convertisseur est une loi de puissance, E^{α} à laquelle nous pouvons factoriser une fonction de l'angle zénithal qui soit, elle, indépendante de E.

Si nous reprenons naïvement la démarche que nous utilisions pour retrouver le convertisseur $S_{1000} \rightarrow E$ dans le cas des protons, on voit clairement sur la figure 6.10 que la pente dépend fortement de l'angle zénithal, et qu'il est donc peu avisé de faire une telle séparation de variables dans le cas des gerbes de photons. Cette modification de comportement repose sur des raisons phénoménologiques que nous développons ci-dessous. Nous ne pouvons pas trouver de loi telle que $E = S(1000)^{\alpha} \times f(\theta)$ avec α constante (ce que nous observons sur la figure 6.11). En effet, dans ce cas, il serait préférable de garder une forme telle que :

$$E = S(1000)^{\alpha} \times f(\theta, E) \tag{6.7}$$

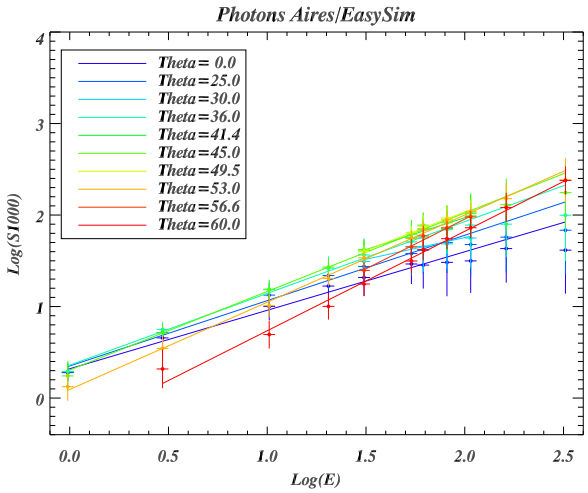


FIG. 6.10: Les pentes des différentes droites représentées ici pour des simulations de photons et donnent la puissance α apparaissant dans le convertisseur $S_{1000} \rightarrow E$. (E est pris en EeV)

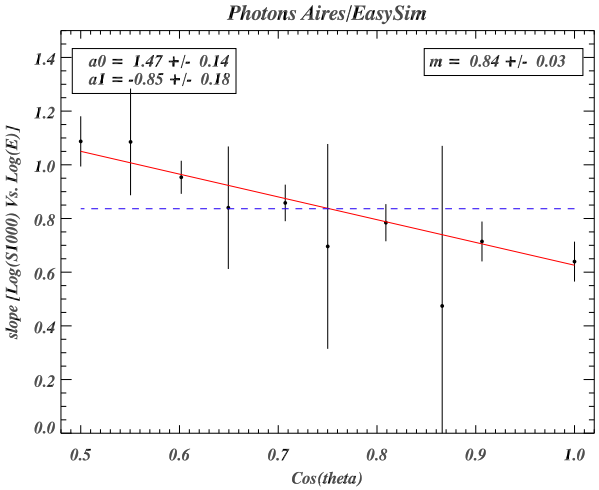


FIG. 6.11: Les pentes calculées ci-dessus sont observées en fonction de $cos\theta$ pour les photons. Il ne semble pas exister pour les photons de puissance α constante nous permettant de construire un convertisseur $S_{1000} \rightarrow E$., contrairement au cas des protons, où ce convertisseur peut être construit avec $\alpha = -0.95$.

L'utilisation d'une puissance α dépendante de $\cos\theta$ donne une solution empirique au problème, ce qui peut être modélisé simplement comme nous pouvons le voir sur la figure 6.11. Cependant, il reste toujours préférable d'adopter une solution en se basant sur le comportament de la gerbe elle-même, ce qui peut être atteint et est particulièrement clair ici.

D'un point de vue phénoménologique, cette limitation peut être comprise du fait du développement plus tardif des gerbes issues de photons. Les gerbes de proton atteignent leur maximum en moyenne à 750g.cm^{-2} (à 10^{19} eV) elles sont donc presque toujours totalement développées lorsqu'elles atteignent le sol (soit une épaisseur d'atmosphère de 870 g.cm^{-2}). Par conséquent, la majorité des particules produites par la gerbe fera partie du front qui sera intercepté par le réseau de surface. En moyenne, une gerbe de photons n'aura pas atteint son développement maximum au niveau du sol (pour donner un ordre de grandeur à la même énergie, le X_{max} moyen est à

1000g.cm^{-2}). Par conséquent, le nombre de particules détectées au niveau du sol pour une gerbe de photon sera en moyenne inférieur à celui enregistré pour une gerbe de proton, du simple fait de son développement. Aussi, à partir des signaux qui seront enregistrés par les stations du réseau de surface d'Auger, la reconstruction en énergie telle que présentée dans 6.3.1 (qui est conçue dans l'optique de reconstruire l'énergie de gerbes d'origine hadronique) aboutira à une énergie sous estimée pour une gerbe de photons.
Une gerbe verticale traversant moins de matière qu'une gerbe inclinée, cette perte en énergie est d'autant plus forte que l'angle zénithal est faible. Ce qui explique l'impossibilité de séparer θ et E dans l'équation 6.7 ou vu sous un autre angle, la variabilité de α si nous choisissons de forcer cette séparation de variables.

UNIVERSALITÉ DES GERBES ISSUES DE PHOTONS

L'idée de l'universalité des gerbes atmosphérique a depuis longtemps été soulevée, notamment dans [Billoir, 2004] et déjà dans [Billoir, 2000]. Elle sous-entend notamment que toute quantité pouvant être corrélée au développement de la gerbe (ou plutôt au maximum de développement de la gerbe, X_{max}), la relation existant entre cette quantité et X_{max} sera *la même pour toutes les gerbes issues du même rayon cosmique primaire*.

Les caractéristiques d'une gerbe telle que nous pouvons l'observer avec le réseau de surface dépendent principalement de son stade de développement lorsqu'elle atteint le sol. Le développement de la gerbe est principalement conditionné par l'énergie du rayon cosmique primaire ainsi que l'épaisseur effective qu'elle traverse, soit $X_{sol} = X_0/\cos\theta$ où X_0 est l'épaisseur d'une atmosphère verticale et θ l'angle azimutal de la gerbe. Les fluctuations gerbe à gerbe ne proviennent essentiellement que des premiers stades de développement de cette dernière, traduisant les fluctuations sur les premières interactions de quelques particules. Lorsque le nombre de particules mis en jeu devient suffisamment important le développement d'une gerbe atmosphérique devient quasi déterministe. Aussi, plusieurs gerbes possèdant les mêmes conditions initiales (même rayon cosmique primaire, même énergie, même direction d'arrivée) ne vont différer dans leur stade de développement observé au sol que par une translation globale de l'ensemble des particules, reflétant un déroulement plus ou moins rapide des premières étapes de la cascade. Aussi, si une quantité mesurée par le réseau de surface du détecteur Auger peut être liée au développement de la gerbe (à E et θ donné), cette relation a valeur universelle pour toutes les gerbes issues du même type de rayon cosmique primaire.

N.B. : Le raisonnement repose sur le développement de la composante électromagnétique de la gerbe. Si nous pouvions l'isoler, nous serions d'ailleurs capables d'étendre cette conclusion, sans restriction sur la nature du primaire. Toutefois lorsque nous observons le passage d'un front de gerbe avec le détecteur de surface d'Auger, nous n'observons pas que le passage de la composante électromagnétique. Il y a également une composante muonique plus ou moins importante selon la nature du rayon cosmique primaire que nous mesurons en même temps. Par conséquent, afin de prendre en compte l'impact de proportion muonique du front de gerbe, nous n'établissons des relations d'universalité entre des rayons cosmiques de même nature uniquement.

Nous pouvons trouver une relation entre $S(1000)/E_\gamma$ et $X_{sol} - X_{max}$ valable pour des gerbes de photons comme nous pouvons l'observer sur la figure 6.12. La relation empirique peut s'écrire :

$$\frac{S(1000)}{E_\gamma} = \frac{1,4.(1+(DX-100)/1000)}{1+((DX-100)/340)^2} \quad \text{avec} \quad DX = X_{sol} - X_{max}. \tag{6.8}$$

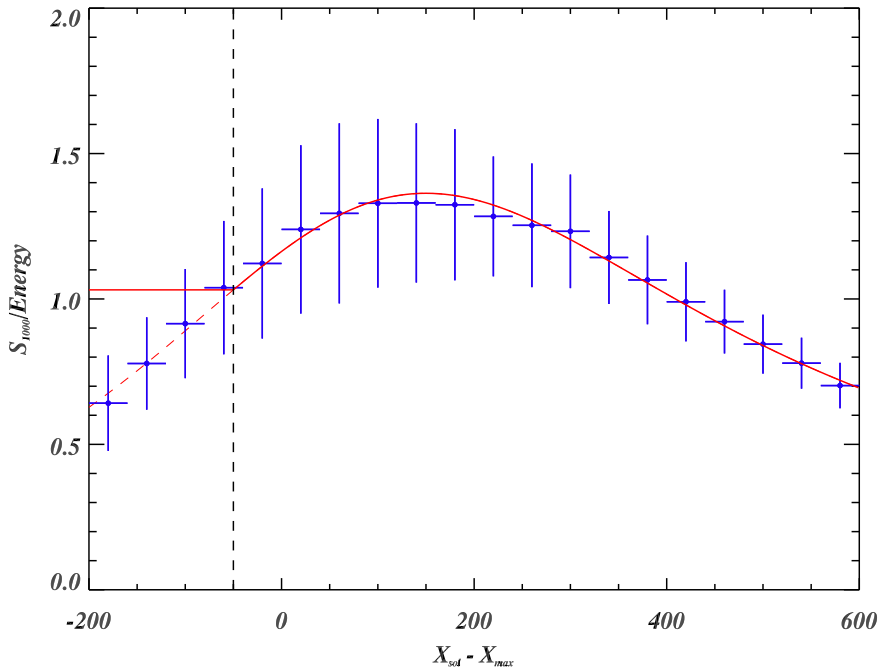


FIG. 6.12: Profil des $S(1000)/E_\gamma$ en fonction de $X_{sol} - X_{max}$. Toutes les gerbes de photon (non converties uniquement sur cette figure, mais cela reste vrai pour des gerbes converties) se placent en suivant la fonction ajustée donnée par l'expression 6.8. la courbe donnée en trait plein correspond à ce qui est effectivement utilisé lors de la reconstruction en énergie pour les photons, le rapport $S(1000)/E_\gamma$ étant fixé pour les $DX < -50$ g.cm^{-2}

Nous pouvons donc nous servir de cette fonction pour intégrer une information sur le développement de la gerbe (X_{max}) dans la reconstruction en énergie de la gerbe (relation $S(1000) \rightarrow E$). Dans un cadre idéal nous pourrons déterminer X_{max} à partir des informations enregistrées par le détecteur de surface afin de reconstruire le X_{max} de la gerbe et de l'intégrer dans la détermination de l'énergie. Nous pourrons également utiliser une procédure itérative, reposant sur une première paramétrisation X_{max}=$f(E_\gamma)$ établie grâce à un jeu de simulations. Cette solution est celle qui a été choisie dans un premier temps pour l'évaluation de l'énergie de la gerbe.

À PROPOS DES GERBES DE PHOTONS CONVERTIS

Comme expliqué au chapitre 7, les gerbes converties ne seront pas prises en compte dans notre analyse. Toutefois, il est intéressant de noter que celles-ci permettent de retrouver exactement la même relation que les gerbes de photons non convertis. En effet, une gerbe convertie aura juste un développement plus rapide du fait de l'effet de prégerbe tel qu'il est présenté au chapitre 4. L'effet de prégerbe se traduira donc par une translation systématique du développement global de la gerbe. Rappelons que dans ce cas, les premières étapes de développement se déroulant avant l'entrée dans l'atmosphère, la gerbe est donc moins sensible à l'effet LPM (les particules de la prégerbe entrent dans l'atmosphère en se trouvant sous le seuil en énergie de cet effet). Un avantage de cette

universalité de comportement concernant la reconstruction en énergie est que, si nous pouvons déterminer la valeur de X_{max} au travers des paramètres du détecteur de surface, nous pourrons reconstruire l'énergie d'une gerbe de photon indépendemmant du fait que celle-ci soit convertie ou non. Si nous reprenons le graphe 6.12, en ajoutant cette fois des gerbes issues de photons convertis, ces dernières se placent exactement sur la même courbe, comme nous pouvons le voir sur la figure 6.13.

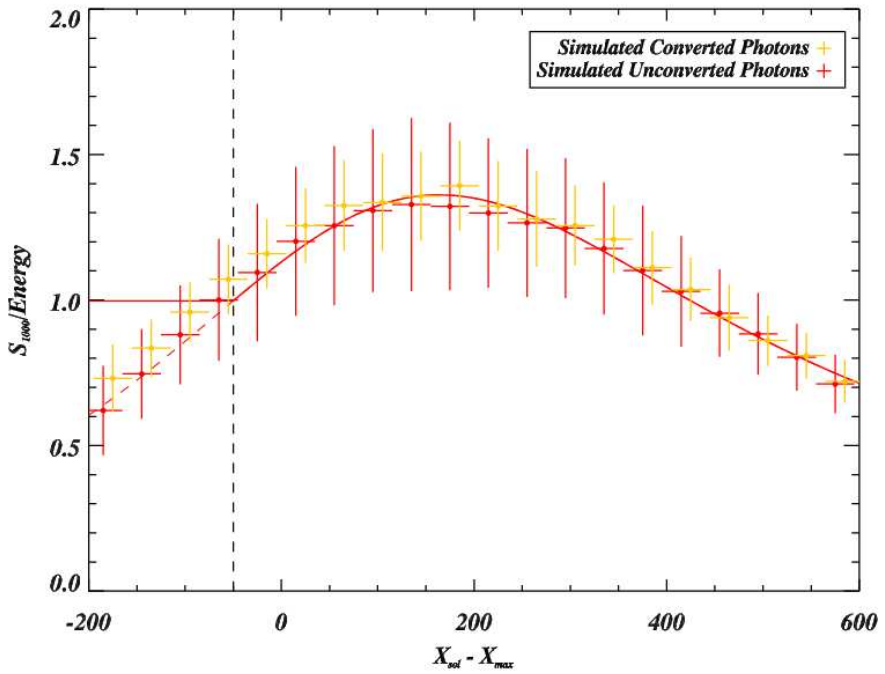


FIG. 6.13: Profil des $S(1000)/E_\gamma$ en fonction de $X_{sol} - X_{max}$ pour des gerbes de photons non converties (en rouge) et converties (en orange). La relation est universelle entre gerbes converties et non converties, ce qui est remarquable et montre que seule une translation globale dans le développement de la gerbe intervient lorsque nous avons à faire à des photons convertis.

La seule limitation nous empêchant à l'heure actuelle de considèrer les photons convertis dans notre analyse est que nous n'avons pas pu établir de paramétrisation du X_{max} à partir des paramètres du détecteur de surface en nous appuyant sur les données. Par conséquent, nous ne sommes pas capables de reconstruire correctement leur énergie et ils seront "perdus" pour l'analyse. La probabilité de conversion des photons devra donc, étant donné ce choix, entrer en ligne de compte pour le calcul des efficacités de détection des photons d'ultra haute énergie si elle n'est pas négligeable. Or, dans la gamme d'énergie sur laquelle nous pourrons établir la limite supérieure sur la fraction de photons d'ultra haute énergie, la probabilité de conversion est, de fait, négligeable. Nous traiterons donc l'impact de cette perte d'efficacité de détection comme un effet systématique sur le résultat établi (cf. section 7.3.2).

MISE EN PLACE DE LA RECONSTRUCTION EN ÉNERGIE

Lors de la reconstruction d'une gerbe, les premières étapes de la reconstruction (ajustement d'une LDF, détermination de $S(1000)$, partie géométrique de la reconstruction) sont les mêmes quel que

soit le rayon cosmique primaire. Pour une reconstruction spécifique permettant de déterminer de façon juste l'énergie d'un rayon cosmique primaire photon, nous pourrons tout de même déterminer une énergie E_p en utilisant la méthode proposée à la section 6.3.1. Bien qu'erronée, cette énergie E_p sera utile puisque nous nous servirons de $2E_p$ comme point de départ d'une procédure itérative pour déterminer une énergie E_γ.

Pour les gerbes de photons non convertis, nous pouvons établir à partir de simulations (AIRES + EasySim) de gerbes de photons *non convertis* une relation entre l'énergie et le développement de la gerbe, $X_{max} = 856 + 141\log(E)$ [1]. En prenant dans cette formule $E = 2E_p$, on détermine une première valeur d'initialisation de X_{max}. Cette valeur initiale de X_{max} est alors utilisée dans l'équation 6.8, connaissant $S(1000)$ et θ par ailleurs pour fournir une nouvelle estimation de E. On itère alors le processus qui converge rapidement vers une énergie E_γ qui correspond à l'énergie reconstruite pour le rayon cosmique primaire en supposant que celui-ci soit un photon.

Quelques subtilités toutefois doivent être prises en compte. Nous devons éviter les divergences en E pouvant intervenir pour le valeurs faibles de $X_{sol} - X_{max}$. En effet, comme nous pouvons le remarquer sur la figure 6.12, si nous imaginons le devenir de $S(1000)/E_\gamma$ au bout de quelques itérations, l'énergie estimée pour un photon peut diverger dans le cas où $DX = X_{sol} - X_{max}$ devient trop faible. Ces cas correpondent à des développements très profonds de certaines gerbes de photon dont le maximum de développement se trouve alors sous le sol. Pour éviter toute divergence, nous avons volontairement choisi de limiter à 1 la valeur de $S(1000)/E_\gamma$ pour les DX inférieurs à -50 g.cm^{-2}. Par ailleurs, cette borne évitera que de petites fluctuations sur l'évaluation de X_{max} ne soient d'un impact fort sur l'estimation des E_γ en entraînant des surestimations occasionnelles importantes de l'énergie. Ces surestimations aléatoires de E_γ sont à éviter le plus possible car, étant donné la forme du spectre en énergie (flux $\propto E^{-3}$ environ), elles vont polluer les intervalles de haute énergie qui contiennent peu d'événements tout venant pour l'établissement de la limite supérieure pour le flux de photons. Cela serait donc préjudiciable à la qualité du résultat que nous obtiendrons. Le revers de la médaille, bien sûr, est que l'énergie de toute une population gerbes va rester sous-estimée de façon systématique. Toutefois, cette population correspond à un ensemble de gerbes quasi verticales, ce qui est tout à fait naturel pour de si faibles valeurs de DX. Comme par ailleurs pour des raisons d'acceptance du détecteur détaillées à la section 6.2 nous ne considèrerons que les gerbes dont l'angle zenithal est supérieur à 35°, nous supprimerons de façon indépendante cette population de gerbes de notre analyse. Aussi cette borne sur DX ne pourra que renforcer la qualité du résultat obtenu en évitant les surestimations occasionnelles et les divergences de E_γ.

La résolution obtenue sur l'énergie par cette méthode de reconstruction est de l'ordre de 25% comme nous pouvons le voir sur la figure 6.14. Cette valeur est comparable à celle que nous pouvons obtenir pour la résolution de E dans le cadre d'une calibration sur simulations de l'énergie proton, présentée à la section 6.3.1. Le choix de cette méthode de reconstruction nous permettra donc de pouvoir estimer de façon juste l'énergie d'une gerbe de photons. Cela nous permettra, comme nous allons le montrer au chapitre 7, de comparer les événements considérés comme candidats au tout venant des rayons cosmiques d'ultra haute énergie et d'établir une limite supérieure sur le flux de photons ultra-haute énergie.

[1] l'utilisation de cette paramétrisation n'étant valable que pour des photons non convertis, ce choix rend impossible le traitement simultané de photons convertis et non convertis dans ce cadre

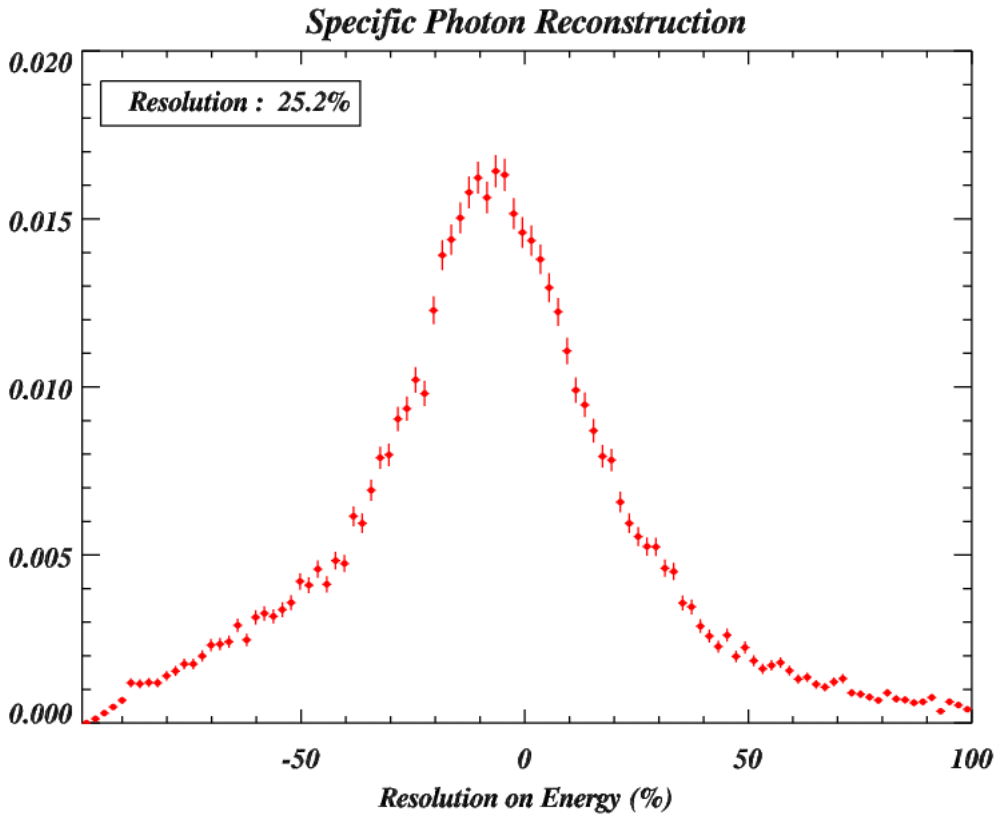


FIG. 6.14: Différence relative entre énergies vraies et énergies reconstruites ($\frac{E_{rec}-E_{vraie}}{E_{vraie}}$) pour des simulations de photons en utilisant la reconstruction spécifique aux photons utilisant les informations relatives au développement de la gerbe.

6.4 IDENTIFICATION ET RÉDUCTION DE CERTAINS BRUITS DE FOND HADRONIQUES POSSIBLES SUR L'IDENTIFICATION D'UN CANDIDAT PHOTON

À l'heure actuelle, les diverses simulations de détecteur de l'expérience Auger, si elles prennent en compte un nombre toujours plus grand d'effets relatifs à la reconstruction, ne sont pas encore en mesure de reproduire de façon exhaustive tous les comportements parfois inattendus de nos données. Pour cette raison, si nous pouvons être confiants quant à la position moyenne des distributions des variables discriminantes, il n'en est pas de même pour les queues de distribution des variables. Par conséquent, il serait dangereux de s'appuyer fortement sur nos simulations en ce qui concerne l'estimation du bruit de fond de protons pouvant affecter l'identification de candidats photons. C'est d'ailleurs pour cette raison, comme nous le développerons au chapitre 7, que nous choisirons d'évaluer une limite supérieure sur la fraction ou le flux de photons d'ultra haute énergie sans soustraction de fond, prenant ainsi volontairement une approche conservative du problème.

La distribution du X_{max} des gerbes de protons elle-même présente des queues de distributions en exponentielles décroissantes, qui par essence se reporteront sur les variables discriminantes qui

lui sont corrélées. Nous ne pourrons éviter ces effets. Par contre, d'autres sources de grandes fluctuations sur les variables discriminantes proviennent d'effets liés à la reconstruction. Ils pourront augmenter le bruit de fond hadronique sur la caractérisation d'une gerbe photon. Par conséquent, nous devons tenter de réduire ces queues de distribution en cherchant directement sur les données des comportements pathologiques et en essayant de les corriger au mieux.

Nous avons notamment cherché à améliorer la définition du temps de début et de fin des signaux enregistrés dans les stations afin d'améliorer l'image que nous donne le réseau du front de gerbe. Cet algorithme adaptatif ainsi que des considérations géométriques simples sur les événements permettent de réduire de façon importante le nombre d'accidents dans notre chaîne de reconstruction et donc de rejeter un grand nombre de faux candidats hadroniques par rapport à une reconstruction classique.

6.5 MISE EN PLACE D'UN ALGORITHME DE DÉFINITION DE DÉBUT ET DE FIN DE SIGNAL ADAPTATIF

Nous avons cherché à mettre en place une procédure de "nettoyage" des traces de FADC. Elle vise à reconnaître le signal effectivement déposé par le front de gerbe et à rejeter le signal déposé avant ou après ces limitations. Dans la chaîne de reconstruction classique, la définition des temps de début et fin de trace sont définis simplement :
Les traces qui vont être conservées lors de l'acquisition des données sont longues de 768 pas en temps de 25ns.

- Les conditions déclenchement (ie. *threshold* ou *ToT*) permettent de définir un temps de déclenchement qui est calé sur le 256e pas de temps de la trace. Le temps de fin de signal est simplement alors la fin de cette trace FADC, soit le pas 767.
- On cherche alors le temps de début de signal physique, le T_0 dont nous avons abondamment parlé au chapitre 2, dans une fenetre fixe de 120 pas avant le temps de déclenchement. Il sera défini comme le premier pas pour lequel le signal dépasse le seuil 0,2 VEM pour les 3 photomultiplicateurs de la cuve.

Nous proposons ici un algorithme recherchant un segment de signal significatif pour la définition du temps de début et de fin des traces plutôt qu'un choix fixe basé sur le passage d'un seuil. Ces nouvelles définitions auront naturellement un impact sur la reconstruction de la courbure et des variables relatives à la forme du signal enregistré. Nous verrons qu'une meilleure définition du front nous affranchit d'un effet systématique par rapport à la reconstruction "classique" qui nous permet de rejeter une source importante de bruit sur l'établissement de la limite supérieure sur le flux de photons.

6.5.1 NETTOYER LES TRACES DE FADC

Ce que nous appellerons ici le nettoyage des traces même repose sur la recherche de "segments" significatifs dans les traces de FADC pour ne conserver que ceux là. En évaluant l'importance de ces segments, nous pouvons alors redéfinir le début (et en lisant la trace à rebours la fin) de signal sur des zones où l'accumulation semble suffisament forte, c'est à dire sur des zones dont nous pouvons être sûrs que cela correspond au passage du front de gerbe.

Au cours de cette procédure, comme présenté dans la note [Billoir, 2005], nous recherchons tout d'abord les différentes zones de signal telles qu'elles soient bien séparées les unes des autres.

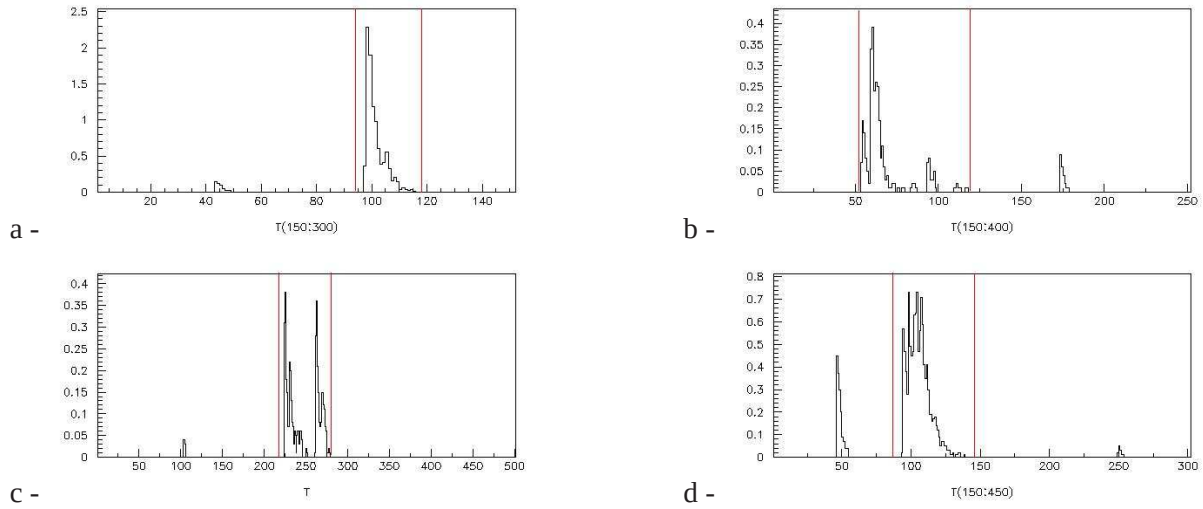


FIG. 6.15: Exemples de traces nettoyées par la procédure dans différents types de configuration. Les parties de signal se trouvant au-delà des limites indiquées en rouge sont gardées dans la procédure de reconstruction classique et seront rejetées ici.

Nous ne rentrerons pas ici en détail sur la signification du terme bien séparées, car, afin de prendre en compte le fait qu'après un fort signal nous pouvons nous attendre à avoir de petits signaux de traîne, la zone sur laquelle nous recherchons la suite d'un segment est dynamique et dépend de la valeur de ce qui aura déjà été enregistré.

Afin de donner rapidement un aperçu du travail effectué par cet algorithme, nous présentons sur les figures 6.15 plusieurs configurations pour des traces de FADC montrant les avantages de cette procédure[2] :

- la figure 6.15 - a donne un bon exemple de ce qu'est un signal segmenté simple. Sur cette trace 2 segments peuvent être identifiés. Il est évident ici que le premier segment n'est pas lié au passage d'un front de gerbe mais est certainement lié au passage d'une particule isolée. La procédure de nettoyage en identifiant le segment principal va prendre le temps de début de signal au niveau du 2e segment et non du premier, ce qui semble plus juste. Le premier segment sera rejeté.
- la figure 6.15 - b montre encore une trace où 2 segments sont identifiés. Notons que le premier segment, qui apparaît comme "haché" est tout de même reconnu comme un segment grâce à la souplesse de la procédure que nous évoquions plus haut (comme il y a une partie de signal de grande amplitude, on cherche un segment plus long). Ce segment est d'ailleurs identifié comme le segment principal. Le deuxième segment qui se trouve beaucoup plus loin de la première séquence, est certainement dû à une particule isolée. Il sera rejeté ici.
- la figure 6.15 - c souligne d'une autre manière le caractère adaptatif de la construction des segments. En effet, ici, 2 segments sont également trouvés. Le premier semble être un pic parasite. Le 2e comportant pourtant 2 pics séparés est identifié comme un segment unique et le segment principal, imposant alors les nouveaux temps de début et de fin du signal.
- la figure 6.15 - d présente un cas où deux petits segments de signal parasite peuvent être écartés par le nettoyage avant et après le segment principal. Il paraît clair ici, comme pour la figure a, que ces petits signaux sont dûs à du bruit. Leur élimination ne pourra qu'améliorer notre reconstruction.

[2]sur ces exemples, la trace montrée correspond à ce qui est gardé pour la reconstruction classique. Les nouveaux temps de début et de fin du signal définis par la procédure de nettoyage sont tracés en rouge.

Cet algorithme présente un autre avantage (indirect) lorsque nous définissons le temps de début de signal (T_0). Comme celui ci est capable de rejeter efficacement le bruit de particules isolées, nous pouvons nous permettre d'explorer la trace sur une fenêtre plus large que pour la reconstruction classique. Ainsi, nous pourrons parfois retrouver un temps de début de signal qui se trouvera avant le T_0 défini par la chaîne classique, simplement parce que celle-ci ne remontait pas assez loin. Ces cas ne représentent pas la majorité, mais ils ont une influence certaine dans la recherche de candidats photons, comme nous allons le montrer en détails ci-dessous. Nous pouvons d'ailleurs voir un exemple de ce cas sur la figure 6.19.
Ainsi, la procédure de nettoyage permet de mieux décrire le passage du front de gerbe par le réseau de surface :

- Elle permet d'éliminer efficacement le bruit lié au passage de particules isolées ;
- En conséquence nous pouvons nous permettre donc, sans craindre de dégrader l'information utilisée pour la reconstruction, rechercher un signal physique sur une très grande fenêtre en temps.

Ces deux aspects nous permettront d'atteindre une meilleure reconstruction des variables caractéristiques de la gerbe et surtout, ce qui nous intéresse ici, de la courbure, du temps de montée du signal, de son temps de descente, et du facteur de forme de la trace. On peut d'ailleurs voir sur la figure 6.16 que les premières études sur l'impact de cette procédure montrent que les queues de distribution sur le temps de montée et le temps de descente du signal sont réduites. L'étude qui suit a été menée, elle, sur la courbure et montre clairement que la réduction de ces grandeurs extrêmes correspond à un véritable gain en qualité sur la description du front.

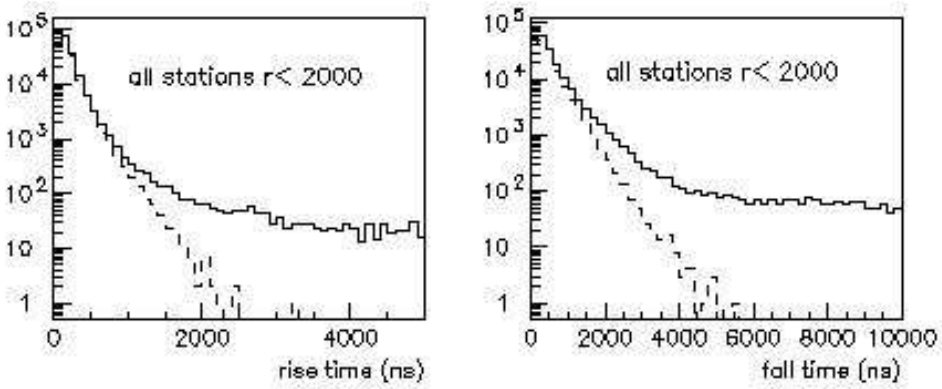


FIG. 6.16: distribution des temps de montée (à gauche) et de descente du signal (à droite) sans la procédure de nettoyage en trait plein et avec procédure de nettoyage en pointillés. On peut remarquer une nette diminution des grandes valeurs de temps de montée et temps de descente.(tiré de [Billoir, 2005])

6.5.2 INFLUENCE DE LA PROCÉDURE SUR LA DÉFINITION DU FRONT DE GERBE ET LA RECONSTRUCTION DE LA COURBURE

Nous avons cherché à évaluer l'impact de ce nettoyage sur la reconstruction du front de gerbe elle même. La reconstruction des variables liées à la forme du signal étant plus difficile à exploiter dans le cadre de ces tests, nous avons choisi de nous intéresser à la courbure du front de gerbe

pour toute cette procédure de test.

Nous ne pouvons pas nous appuyer sur des simulations qui ne reproduisent pas encore toutes les sources de bruits rencontrées sur les événements réels. Nous avons donc monté une étude purement basée sur des événements réels. Nous avons utilisé les données prises entre janvier 2004 et mars 2005 en les reconstruisant par différentes voies :

– Le programme de reconstruction développé au LPNHE et incluant le nettoyage des traces.
– Le programme de reconstruction du CDAS Herald (Central Data Acquisition System).
– Un programme de reconstruction issu du DPA (Data Processing and Acquisition) d'Auger (chaîne de reconstruction complètement indépendante du CDAS).
– Un programme de reconstruction développé au laboratoire APC (Astroparticules et Cosmologie). Il est basé sur le même code d'origine que le précédent.

Les trois derniers programmes n'incluent pas la procédure de nettoyage des traces.
Une fois défini un sous ensemble commun de données reconstruites (2967 evts), nous avons pu comparer les courbures reconstruites pour les fronts de gerbe de ces événements. Le résultat de ces comparaisons est donné sur la figure 6.17.

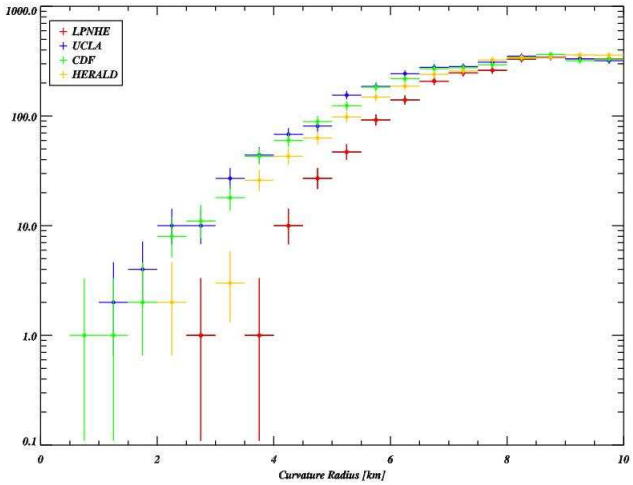


FIG. 6.17: Rayons de courbure obtenus pour les mêmes événements par différents programmes de reconstruction : LPNHE, CDAS Herald, DPA, APC. Les rayons de courbure obtenus par le LPNHE semblent systématiquement plus petits pour les fronts les plus courbes. Seul le LPNHE possède ici la procédure de nettoyage des traces.

Les fronts de gerbes tels que nous les reconstruisons (avec nettoyage) montrent systématiquement moins de fortes courbures que les autres reconstruction. Elle évite également certains accidents de reconstruction (rayons de courbure inférieurs à 4km pour les reconstructions du DPA et de l'APC) qui semblent au premier abord peu vraisemblables étant donné les fenêtres en temps sur lesquelles nous recherchons du signal dans les différentes stations du réseau et l'extension spatiale de l'événement (conditions de déclenchement). Ces événements ont été identifiés depuis comme étant dûs à une erreur sur la chaîne de reconstruction.

Par conséquent, de façon évidente, dans l'optique de la recherche de photons, les événements reconstruits par le LPNHE semblent plus éloignés du comportement d'une gerbe jeune. Inversement, les reconstructions utilisant des gerbes non nettoyées ont de nombreux événements présentant des courbures de front fortes, se rapprochant du comportement d'une gerbe photons. Cet effet est de

façon évidente à attribuer au choix de début de trace effectué, comme peut l'illustrer la figure 6.19.

D'ailleurs, si nous comparons (voir fig.6.18) les courbures reconstruites pour ce jeu d'événements avec nettoyage (noté LPNHE sur la figure) et sans nettoyage des traces (noté LPNHE 2 sur la figure), nous identifions parfaitement la source de ce désaccord systématique.

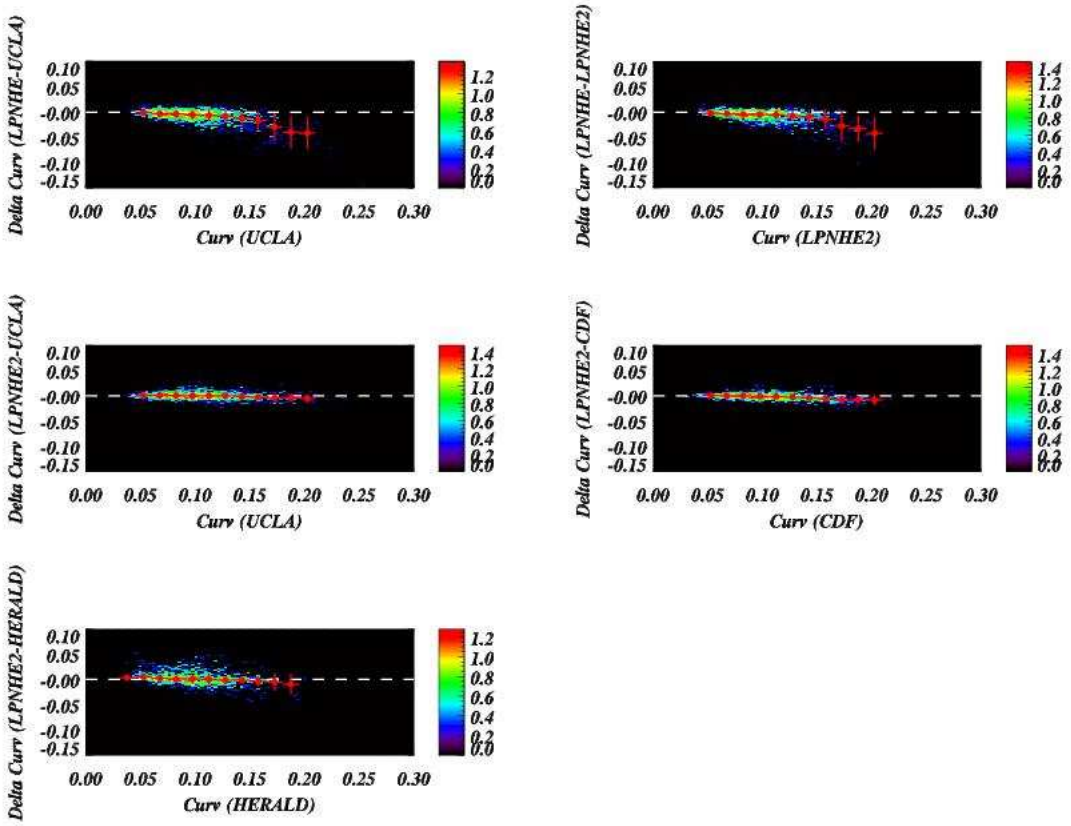


FIG. 6.18: Comparaison des courbures obtenues pour un lot d'événements réels pris sur une année pour différents programmes de reconstruction avec pour référence le programme de reconstruction du LPNHE utilisé avec et sans nettoyage des traces (nommé alors LPNHE 2). Cette procédure est bien à l'origine de l'effet systématique observé sur la figure 6.17 pour la reconstruction des courbures.

Nous avons donc cherché à vérifier de façon quantitative quel était le meilleur choix à faire pour la description de la forme du front de gerbe de façon à pouvoir l'utiliser dans la recherche de gerbes initiées par des photons. Pour ce faire, nous avons simplement comparé les χ^2 des ajustements associés à la reconstruction angulaire dans la reconstruction utilisée par le LPNHE à ceux qui seraient obtenus *avec la même chaîne de reconstruction* en prenant artificiellement les temps de début de signal comme définis pour la reconstruction classique. La distribution des χ^2 dans le cas où le nettoyage est implémenté montre de façon évidente que la description du front de gerbe est meilleure. En effet, cette distribution est moins large et comporte beaucoup moins de valeurs extrêmes que dans le cas où le nettoyage n'est pas utilisé (figure 6.20).
L'observation de ce résultat motive fortement l'utilisation de la procédure de nettoyage. Cette procédure adaptative de définition des temps de début et de fin de trace nous permet d'atteindre une plus grande qualité de reconstruction de la gerbe et des quantités qui lui sont associées. Suite à ces travaux de développement et de comparaisons systématiques, la décision a été prise d'inclure cette

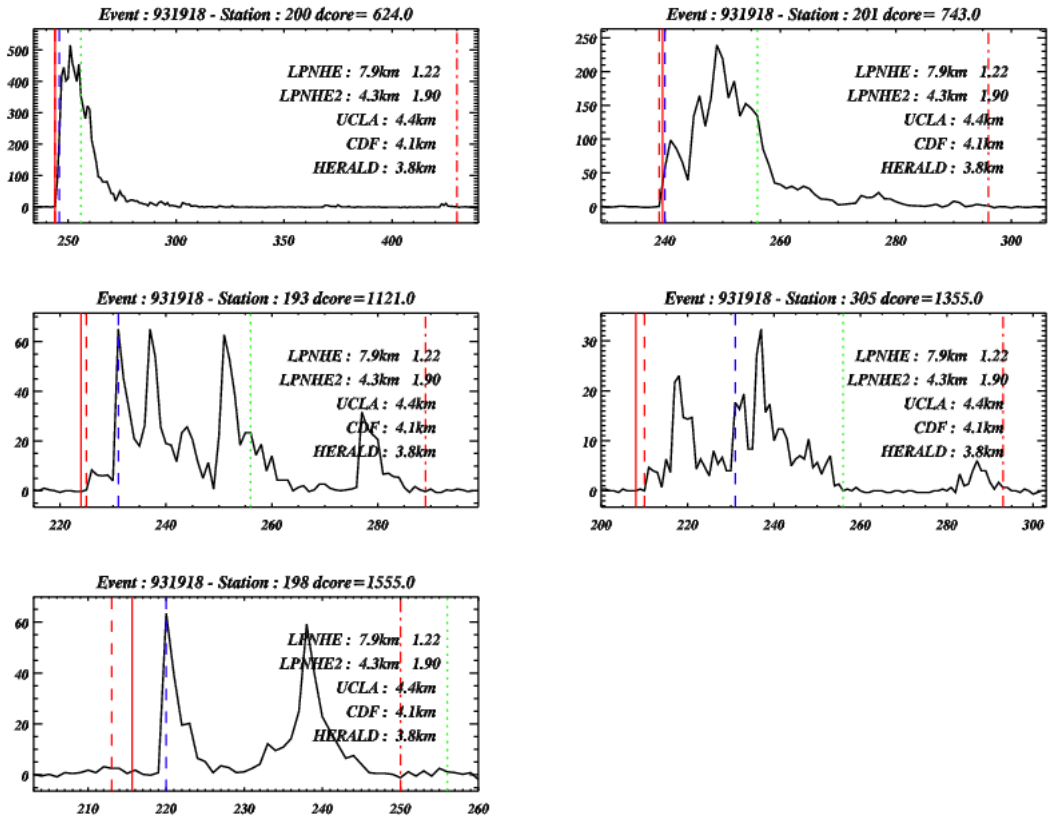


FIG. 6.19: Exemple du choix des temps de début de signal sur les traces dans chacune des stations d'un événement pour la reconstruction du LPNHE avec "nettoyage" (en rouge, tirets) et sans (en bleu, tirets). Les valeurs de χ^2 et de courbures reconstruites pour cet événement avec nettoyage et sans nettoyage sont respectivement données pour LPNHE et LPNHE2.Le trait plein rouge correspond au temps de début de signal attendu une fois le fit du front de gerbe effectué. Le trait pointillé vert représente le pas de temps numéro 256. Les valeurs données en légende reprennent les courbures reconstruites pour cet événement pour différentes chaînes.

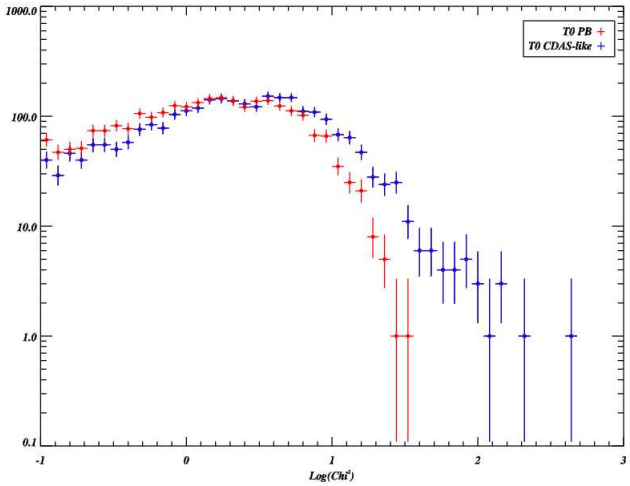


FIG. 6.20: Distributions de χ^2 obtenues dans les cadre de la reconstruction géométrique du LPNHE. Pour des traces nettoyées (en rouge) et pour le temps de début de signal choisi sans nettoyage (en bleu).

procédure adaptative dans les autres chaînes de reconstruction de la collaboration et sera donc utilisée pour les reconstructions "officielles" d'Auger.

D'un point de vue de la recherche de photons d'ultra haute énergie, l'utilisation du nettoyage des traces permet de s'affranchir d'un effet systématique générant de grandes courbures reconstruites pour des événements réels. De façon évidente cette procédure réduira également les queues de distributions sur le temps de montée du signal, le temps de descente et le facteur de forme qui auraient pu être reconstruits avec des valeurs artificiellement grandes lorsque bruitées par des muons diffus. Aussi, elle nous permet de réduire une source importante de bruit de fond hadronique rencontré lors des recherches d'identification de photons d'ultra haute énergie, d'autant plus que cette source de bruit touche les différentes variables sur lesquelles nous fondons notre étude.

CHAPITRE 7

OBTENTION D'UNE LIMITE SUPÉRIEURE SUR LE FLUX DE PHOTONS AVEC L'OBSERVATOIRE PIERRE AUGER

Nous allons maintenant présenter la méthode d'établissement de la limite supérieure se basant sur les variables discriminantes $\hat{\Phi}$ que nous avons définies au chapitre 5.

Contrairement à plusieurs analyses ayant abouti à l'établissement de limites supérieures sur des fractions de photons d'ultra haute énergie et en particulier l'analyse reposant sur les événements hybrides d'Auger [collaboration Auger, 2006], notre traitement ne s'appuie pas sur la comparaison d'une quantité mesurée pour un événement donné à un ensemble de simulations qui lui est dédié. En effet, si elle est efficace pour le traitement d'un petit nombre d'événements, cette approche devient moins adaptée pour un traitement statistique plus large comme nous avons pu le montrer dans [Roucelle et al., 2005].

La méthode que nous avons choisi se base sur la comparaison de la position de la distribution des photons simulés pour la variable discriminante, [photon group, 2005], p. 93, $\hat{\Phi}$ (distribution que nous appellerons dans tout ce chapitre $\hat{\Phi}_\gamma$) à la valeur de $\hat{\Phi}$ reconstruite pour les événements réels (qui sera notée $\hat{\Phi}_{data}$).

Rappelons les conclusions du chapitre 5 qui définissent cette variable $\hat{\Phi}$ pour un événement comme la combinaison de la courbure, du temps de montée et du facteur de forme (définis relativement à l'événement). Ces quantités sont corrigées avant leur combinaison de l'influence de l'énergie et l'inclinaison de la gerbe.

Nous choisissons alors un seuil sur les valeurs de $\hat{\Phi}$ à l'aide de la position de la distribution de $\hat{\Phi}_\gamma$. Nous pouvons ensuite compter les événements ayant une variable $\hat{\Phi}_{data}$ reconstruite au-delà de cette valeur seuil et ayant donc un comportement similaire à celui attendu dans le cas d'un primaire photon. (Ces événements tels que $\hat{\Phi}_{data} > \hat{\Phi}_\gamma^{seuil}$ seront qualifiés de candidats photons dans la suite de ce document.)

L'établissement de la limite supérieure sur la fraction de photons se base ensuite sur ce nombre.

7.1 DESCRIPTION GÉNÉRALE DE LA CHAÎNE D'ANALYSE

7.1.1 IDENTIFICATION D'ÉVÉNEMENTS CANDIDATS

Comme précisé au cours de la section 6.2, nous ne chercherons à travailler que pour des énergies supérieures à $10^{18.8}$ eV et des angles azimutaux compris entre 35 et 60° afin de ne pas se placer dans des régions du plan (E, θ) où notre détecteur n'est que très peu sensible aux gerbes issues de photons.

Nous chercherons ici à établir *la limite intégrée* (ie. pour toutes les énergies supérieures à un seuil donné) sur la fraction de photons d'ultra haute énergie, afin de pouvoir comparer notre résultat aux valeurs attendues pour les modèles théoriques présentés au chapitre 3. Les bornes inférieures des intervalles en énergie sur lesquels nous travaillerons sont espacées de $\Delta log(E/EeV)$ = 0.2. Par définition leur borne supérieure est toujours ∞.

N.B. : Les événements réels entrant dans un intervalle en énergie donné seront donc considérés successivement selon deux angles :

– au cours du traitement visant à établir le nombre de candidats, l'énergie des événements réels est reconstruite dans l'hypothèse où ces derniers sont des photons. Nous associons donc au cours de cette étape un nombre d'événements *candidats photons* et reconstruits comme tels à un intervalle en énergie.
– Pour l'établissement de la limite supérieure sur la fraction de photons dans cet intervalle, nous comparons le nombre de candidats trouvés au nombre de rayons cosmiques tout venant. L'énergie des rayons cosmiques entrant dans cet intervalle et par rapport à laquelle nous établissons cette fraction est alors construite "classiquement".

7.1.2 TRAITEMENT ABOUTISSANT À LA LIMITE SUPÉRIEURE SUR LA FRACTION DE PHOTONS À PARTIR DU NOMBRE DE CANDIDATS MESURÉ

Nous définissons la valeur de $\hat{\mathbb{L}}_{\gamma}^{seuil}$ comme étant la moyenne de la distribution de $\hat{\mathbb{L}}_{\gamma}$. Le pouvoir de séparation existant entre protons et photons pour la variable $\hat{\mathbb{L}}$ est suffisant pour nous permettre ce choix. Il nous permet par ailleurs de sélectionner les événements candidats photons sans jamais dépendre de la largeur de la distribution de $\hat{\mathbb{L}}_{\gamma}$. En effet, si nous corrigeons de la variation moyenne des variables brutes en fonction de E et θ comme précisé à la section 5.1.1, nous négligeons lors de ce traitement la variation de la largeur de ces variables. Il est donc plus sage de choisir une position $\hat{\mathbb{L}}_{\gamma}^{seuil}$ qui soit indépendante de ces possibles variations dans un premier temps.

Par construction des variables discriminantes, la valeur $\hat{\mathbb{L}}_{\gamma}^{seuil}$ est toujours 0 dans ce cas.

Les événements pour lesquels la variable $\hat{\mathbb{L}}_{data}$ est reconstruite avec une valeur telle qu'elle soit supérieure à $\hat{\mathbb{L}}_{\gamma}^{seuil}$ sont alors considérés comme candidats photons et dénombrés. Intéressons-nous maintenant au traitement statistique qui sera appliqué à ce nombre.

7.1.3 DISCUSSIONS AUTOUR DE L'ÉVALUATION DU BRUIT DE FOND SUR LA MESURE DU NOMBRE DE CANDIDATS PHOTONS

Nous choisissons ici d'établir une limite supérieure sur la fraction de photons d'ultra haute énergie. Nous ne tentons pas d'évaluer un fond sur la mesure d'une composante photonique qui nous permettraient le cas échéant d'en donner une mesure. En effet, l'évaluation d'un fond hadronique sur la mesure du nombre de candidats requiert d'avoir une simulation de détecteur très bien établie. Il faut qu'elle soit capable de rendre compte de la quasi totalité des effets qui peuvent produire un signal qui puisse être interprété comme celui laissé par une gerbe initiée par un photon. Or, l'expérience Auger ne dispose pas à l'heure actuelle dans ses outils de simulation de telles capacités. Nos simulations, si elles intègrent déjà les effets les plus courants qui sont indispensables dans le cadre général sont encore en développement. Elles n'intègrent pas par exemple la génération de particules "accidentelles" isolées pouvant bruiter les traces enregistrées lors du passage du front de gerbe. Nous pouvons donc nous appuyer de façon solide sur la moyenne des distributions obtenues pour des quantités simulées, toutefois, il serait dangereux pour la recherche de primaires exotiques comme les photons de faire reposer un résultat sur l'évaluation simulée des queues de distributions d'une variable discriminante. L'évaluation par le biais des simulations des comportements éventuellement pathologiques de la reconstruction d'une gerbe classique (ie. d'origine hadronique) requiert d'avoir identifié et de maîtriser les effets les plus fins, ce qui n'est pas encore le cas à l'heure actuelle.

Ajoutons par ailleurs que l'évaluation d'un fond hadronique effectuée de façon rigoureuse requiert que nous fassions une hypothèse sur la composition des rayons cosmiques d'ultra haute énergie tout venant, ce qui resterait encore à l'heure actuelle tout à fait arbitraire. En effet, rappelons qu'étant données les incertitudes liées aux sections efficaces hadroniques pour les simulations de gerbes nous ne pouvons pas conclure sur ce point à l'heure actuelle à partir des mesure disponibles sur les taux d'élongation aux hautes énergies. Le choix de ne pas évaluer de fond nous rendra dons indépendants de toute hypothèse en ce domaine, ce qui est un point très positif.

Nous nous mettrons donc dans la situation d'une étude la plus conservative possible. Nous considérons que *tout événement* ayant une valeur de $\hat{\Phi}_{data}$ supérieure à $\hat{\Phi}_{\gamma}^{seuil}$ est candidat.
Ce parti pris d'un point de vue statistique est l'approche la plus solide que nous puissions atteindre dans ce cas.

La reconstruction des différentes variables présentées aux chapitres 4 et 5 conduit déjà à des distributions ayant des queues non gaussiennes de par leur corrélation au maximum de développement de la gerbe qui lui même ne possède pas une distribution gaussienne comme nous pouvons le constater sur la figure 4.5. Il existe donc déjà un fond irréductible sur nos variables lié aux fluctuations sur le développement des gerbes hadroniques. Toutefois, l'effet le plus important auquel nous devrons faire face ne provient pas de ce fond lié au développement fluctuant des gerbes mais bien des erreurs possibles de reconstruction (que nous ne pouvons donc pas évaluer a priori, puisque nous ne voulons pas nous reposer sur nos simulations). Choisir de ne pas évaluer de fond hadronique sur l'établissement de notre résultat doit alors s'accompagner d'un démarche visant à améliorer de qualité de reconstruction des événements. En identifiant certaines sources de "faux candidats" et en corrigeant de manière efficace la reconstruction pour les éliminer nous pouvons alors améliorer la pureté de notre mesure. Ce point a motivé par exemple les études liées au nettoyage des traces FADC présentées à la section 6.5.
Une fois le nombre d'événements candidats mesurés au-delà de $\hat{\Phi}_{\gamma}^{seuil}$, nous devons tenir compte

des fluctuations poissonniennes sur cette mesure. Si nous considérons l'hypothèse d'une limite supérieure évaluée sans fond et prenons une distribution poissonnienne de moyenne correspondant au nombre de candidats mesurés, nous pouvons déterminer la limite supérieure à 95% de confiance sur le nombre de candidats mesurés par la procédure de Neyman (aussi appelée ceinture de Poisson)[1]. Ainsi, si notre mesure ne nous fournit aucun candidat, la limite supérieure sur ce nombre à 95% sera 3.00 etc.

Nous devons ensuite prendre en considération notre choix pour la position de $\hat{\mathcal{L}}_\gamma^{seuil}$.

$\hat{\mathcal{L}}_\gamma^{seuil}$ couperait a priori la distribution d'une population de photons dans nos événements dans les mêmes proportions qu'elle coupe la distribution de $\hat{\mathcal{L}}_\gamma$. C'est à dire que nous devons considérer la partie de la distribution de $\hat{\mathcal{L}}_\gamma$ qui se trouve en dessous de $\hat{\mathcal{L}}_\gamma^{seuil}$. Pour ce faire, nous multiplions notre résultat par $\frac{1}{f}$ où f représente la fraction de la distribution de $\hat{\mathcal{L}}_\gamma$ existant au-delà de $\hat{\mathcal{L}}_\gamma^{seuil}$. Dans notre cas précis, f=0.5 par construction puisque nous avons choisi de placer $\hat{\mathcal{L}}_\gamma^{seuil}$ à la moyenne de la distribution de $\hat{\mathcal{L}}_\gamma$.

Notons ici que nous pourrions optimiser la position de $\hat{\mathcal{L}}_\gamma^{seuil}$ de manière à maximiser le rapport signal sur fond (ce qui reviendrait à la rapprocher de la distribution des hadrons). La correction que nous effectuons ici (la multiplication par $\frac{1}{f}$) dépendrait alors de la largeur et de la forme de la distribution des photons. Or, ces dernières dépendent du spectre en énergie et de la distribution angulaire des photons puisque nous n'effectuons aucune correction sur ce point lors de la construction de $\hat{\mathcal{L}}$ (contrairement à ce qui est fait pour la valeur moyenne). Nous devrions donc formuler une hypothèse les concernant pour pouvoir établir un résultat, ce qui n'est pas souhaitable a priori. Aussi, même si notre mesure n'est pas optimale du strict point de vue statistique, nous évitons d'inclure des sources d'incertitudes systématiques à notre traitement.

7.1.4 INCLUSION DE L'EFFET D'ACCEPTANCE

Au cours de cette même étape nous pourrons inclure la correction correspondant à la sensibilité de notre détecteur aux gerbes issues de photons. Un facteur $\mathcal{A}$ est donc calculé à l'aide des cartes d'acceptance présentées à la section 6.2. Dans le cas précis d'une combinaison se basant sur des variables issues de la courbure, du temps de montée du signal et du facteur de forme des traces, nous nous basons sur l'acceptance correspondant à la carte montrée à la figure 6.3. L'évaluation de $\mathcal{A}$ pour un intervalle en énergie correspond à l'acceptance intégrée dans cet intervalle pour des angles azimutaux compris entre 35 et 60°. La distribution angulaire des photons est supposée a priori identique à celle des données. La distribution en énergie correspond également à celle des événements entrant dans l'intervalle (reconstruction en énergie photonique). De cette manière, le calcul du facteur de correction pour l'acceptance du détecteur revient à faire la moyenne des valeurs prises par les événements réels à partir la carte d'acceptance qui peut être vue sur la figure 6.3.

Cette supposition peut paraître critiquable dans la mesure où les sources de photons d'ultra haute énergie ne sont a priori pas attendues avec la même distribution que les sources de hadrons, ou avec le même spectre, comme nous le discutons aux chapitres 2 et 8. En effet, d'une part ils ne proviennent pas de phénomènes astrophysiques mais par ailleurs, étant neutres, ils se propagent sans être affectés par les champs magnétiques. Toutefois, l'effet résultant sera très faible (cf. section 7.3

[1] Les tables donnant les limites supérieures à 95% de confiance d'une variable poissonienne sans évaluation de fond sont accessibles dans la référence [Eidelman et al., 2004]

où nous avons testé cette hypothèse) et supposer une autre distribution nous rendrait dépendants d'un modèle de distribution de sources, ce qu'il est préférable d'éviter a priori.

L'exposition du détecteur à des gerbes photons étant la même que dans le cas des événements tout-venant, nous ne feront pas intervenir ce facteur tant que nous ne cherchons qu'à établir la *fraction* de photons d'ultra haute énergie. Nous ne le ferons par conséquent pas apparaître dans l'équation 7.1 (ie. il y est supposé égal à 1). En effet, lorsque nous diviserons le nombre de candidats trouvés par le nombre d'événements tout-venant entrant dans l'intervalle en énergie considéré, ce facteur d'exposition sera identique. Aussi, nous ne nous préoccuperons pas de l'exposition du détecteur tant que nous ne cherchons pas à établir une limite supérieure sur le flux de photons.
Le chiffre obtenu correspond alors à l'évaluation de la limite supérieure à 95% de niveau de confiance sur le nombre de candidats photons dans cet intervalle en énergie ΔE. Cela se résume très simplement par :

$$N_{cand}^{95CL}(\Delta E) = \frac{N_{meas,95CL}(\Delta E)}{\mathcal{A}(\Delta E) \times f} \tag{7.1}$$

où N_{meas}^{95CL} correspond à la limite supérieure à 95% de niveau de confiance sur le nombre de candidats mesurés au-delà de $\text{金}_{\gamma}^{seuil}$. f est la fraction de la distribution de 金_{γ} au dessus de de $\text{金}_{\gamma}^{seuil}$ et $\mathcal{A}(\Delta E)$ est telle que :

$$\mathcal{A}(\Delta E) = \frac{\sum_{i=1}^{N} A_i(E_i, \theta_i)}{N} \tag{7.2}$$

Dans le cas d'une limite intégrée, la borne supérieure en E est renvoyée à l'infini pour chaque intervalle.

7.1.5 Obtention d'une fraction relative aux événements tout-venant

Nous devons ensuite ramener ce chiffre au nombre d'événéments tout venant entrant dans le même intervalle d'énergie. Il nous suffit pour cela de dénombrer les événements entrant dans l'intervalle en énergie considéré pour leur reconstruction en énergie standard. Nous cherchons donc juste ici à évaluer le nombre de rayons cosmiques d'ultra haute énergie entrant dans une gamme en énergie donnée. L'acceptance du détecteur aux gerbes protons est saturée pour les énergies supérieures à $10^{18.5}$ eV ([Allard et al., 2005b]). Afin d'établir la fraction de photons d'ultra haute énergie, il ne sera alors pas nécessaire d'inclure de correction d'acceptance. L'exposition du détecteur pour les rayons cosmiques est identique quel que soit le primaire supposé comme nous le mentionnions plus haut, elle va donc se compenser entre candidats photons et rayons cosmiques tout-venant lors du calcul de la fraction de photons d'ultra haute énergie.
Ainsi, très simplement, on a :

$$\mathcal{F}(\Delta E) = \frac{N_{cand}^{95CL}(\Delta E)}{N_{evt}^{all}(\Delta E)} \tag{7.3}$$

7.2 Résultats sur la limite supérieure sur la fraction de photons

Dans l'hypothèse où nous choisissons une combinaison des variables dépendant de la courbure, du temps de montée du signal et du paramètre de forme des traces, nous pouvons donc dériver une limite supérieure sur la fraction de photons. Nous choisirons de construire une limite intégrée.

La table 7.1 donne les valeurs correspondant aux différentes étapes décrites au cours de la section précédente. Cette limite s'appuie sur des données acquises par le détecteur de surface d'Auger entre Janvier 2004 et Mars 2006.

Les résultats donnés dans cette table sont donnés graphiquement sur la figure 7.1.

	N_{cand}^{meas}	N_{cand}^{95CL}	N_{evt}^{all}	$\mathcal{A}$	N_{corr}^{95CL}	$\mathcal{F}_{\gamma} en\%$
E > $10^{18.8}$ eV	11	18.2	1760	0.55	66.1	3.8
E > 10^{19} eV	4	9.1	738	0.72	25.5	3.5
E > $10^{19.2}$ eV	0	3.	299	0.89	6.7	2.3
E > $10^{19.4}$ eV	0	3.	116	0.94	6.4	5.6
E > $10^{19.6}$ eV	0	3.	29	0.94	6.4	22.3
E > $10^{19.8}$ eV	0	3.	6	0.93	6.4	*100*
E > 10^{20} eV	0	3.	0	0.92	6.5	*100*

TAB. 7.1: Mesures et calculs intermédiares menant à l'établissement de la limite intégrée sur la fraction de photons d'ultra haute énergie. Etant donné le nombre d'événéments enregistrés par Auger à cette date, nous ne pouvons établir de limite dans les deux derniers intervalles.

La limite obtenue par ce travail est mise en regard avec de nombreuses informations tant théoriques qu'expérimentales.

Avant de nous intéresser aux implications physiques de ce résultat, ce que nous ferons plutôt à la section 7.4, nous présenterons maintenant plusieurs études tendant à établir la robustesse de celui-ci, ce qui a représenté une autre partie de ce travail de thèse.

7.3 ETUDE DES DIFFÉRENTES SOURCES D'ERREURS SYSTÉMATIQUES POUVANT AFFECTER LA POSITION DE LA LIMITE SUPÉRIEURE

Le résultat que nous venons de présenter est indéniablement très contraignant. Cependant, il convient d'analyser avec un regard critique les divers choix et hypothèses que nous avons du faire pour l'obtenir.

Tout d'abord, nous chercherons à connaître l'impact de certaines des hypothèses effectuées au cours de notre chaîne d'analyse :

– Lors du calcul d'acceptance du détecteur, nous avons supposé la distribution angulaire des photons d'ultra haute énergie identique à celle des données. Nous vérifierons ici que l'impact de cette hypothèse est très faible en comparaison de l'utilisation d'une distribution plate et d'une distribution correspondant à une anisotropie au centre galactique.
– Nous avons également supposé que sur la gamme en énergie sur laquelle nous pouvons effectivement donner un résultat (soit entre $10^{18.8}$ et $10^{19.8}$ eV), la probabilité de conversion des photons d'ultra haute énergie ayant des directions d'arrivée comprises entre 35 et 60 degrés était négligeable. Nous ne pouvons d'ailleurs pas prendre en compte les photons convertis dans notre évaluation avec les outils dont nous disposons à l'heure actuelle. En effectuant le calcul des probabilités de conversion pour les différents intervalles en énergie, nous pouvons évaluer l'impact de cette perte sur notre résultat.

Par ailleurs, comme l'ensemble des résultats pouvant être produits dans le domaine des rayons

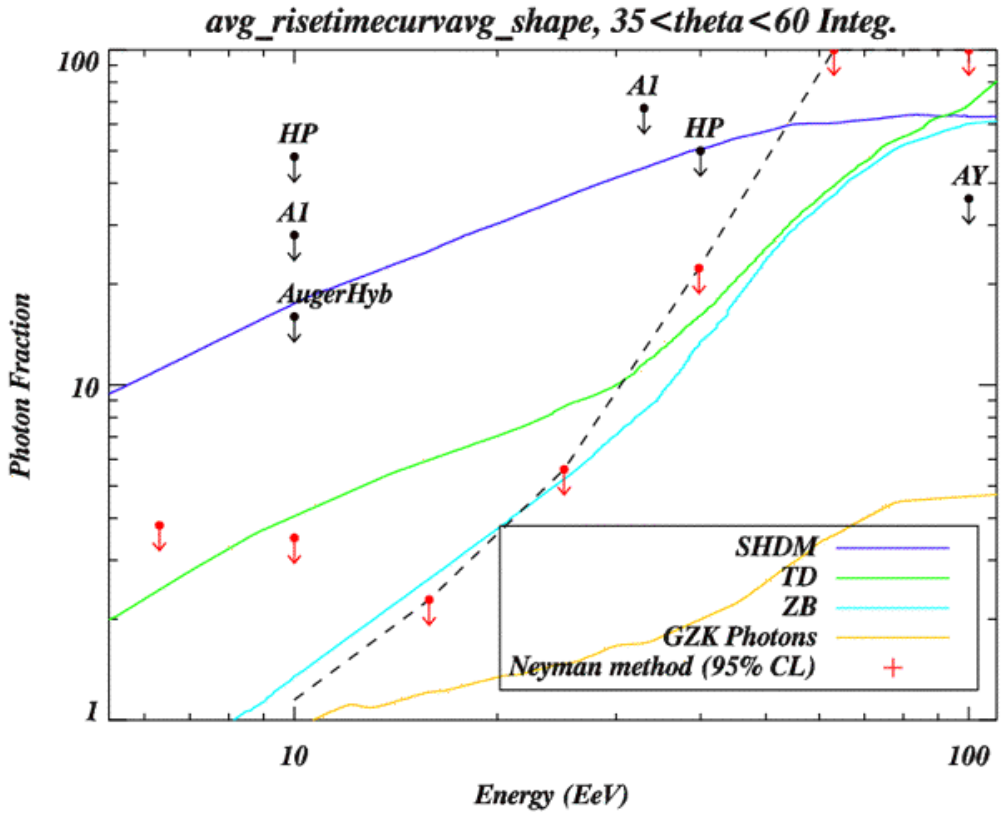


FIG. 7.1: Limite supérieure intégrée sur la fraction de photons d'ultra haute énergie obtenues avec le détecteur de surface d'Auger. Les précedents résulats donnés par les autres expériences de rayons cosmiques Haverah Park (HP) [Ave et al., 2002], AGASA (A1) [Shinozaki et al., 2002] ainsi que les dernières études combinant les données de AGASA et Yakutsk (AY) [Rubtsov et al., 2006] . Nous donnons également la limite supérieure établie avec les événements hybrides d'Auger (AugerHyb) [collaboration Auger, 2006]. Ces résultats sont mis en regarde avec les modèles théoriques pour les *top-down* tels qu'ils sont donnés dans [Gelimini et al., 2005]. Ces modèles sont normalisés sur le spectre d'AGASA, soit dans l'hypothèse d'une violation de la coupure GZK. À titre indicatif, nous donnons également en jaune le flux maximal de photons GZK attendus dans l'hypothèse d'un spectre montrant effectivement une coupure GZK, soit normalisés sur le flux de l'expérience HiRes (même source).

cosmiques d'ultra haute énergie nous reposons sur l'utilisation d'outils de simulations. Nous montrerons tout d'abord brièvement que la simulation du détecteur de surface que nous avons choisie est parfaitement compatible avec la chaine de simulation officielle de la collaboration Auger qui est développée de façon totalement indépendante. Ensuite nous chercherons à établir l'impact des extrapolations des sections efficaces hadroniques que ce soit pour les protons ou pour les photons. En effet, aussi bien la calibration que la valeur des variables discriminantes sont liées à la composante muonique de la gerbe atmosphérique dont l'importance est donnée par des choix de sections efficaces hadroniques. Pour évaluer l'impact de ces changements, nous avons eu plusieurs approches indépendantes :

- Nous avons testé les effets d'un changement de calibration en énergie pour les rayons cosmiques hadroniques. Ce problème est bien sûr récurrent en ce qui concerne les questions de spectre en énergie des rayons cosmiques. Nous montrerons ici que le résultat établi peut être considéré comme relativement robuste même vis à vis un changement en calibration de l'ordre de 25%.
- Par ailleurs, nous avons voulu connaître l'effet associé à une variation de calibration pour l'énergie reconstruite des photons.
- Nous nous sommes intéressés aux modifications entrainées par un changement de la section efficace hadronique des photons sur les variables sensibles à la composition du rayonnement cosmique du détecteur de surface. Cette source d'incertitude constitue notre limitation principale a priori.
- De façon indépendante nous avons cherché à évaluer l'impact de la modification de la position de la distribution de $\frac{\hat{E}}{E}_\gamma$ sur les valeurs estimées pour la limite supérieure sur la fraction de photons d'ultra haute énergie. Cette vérification éclairée par le point précédent nous permet de conclure quant à la robustesse de notre résultat.

7.3.1 Impact des hypothèses choisies pour le calcul de la correction d'acceptance

Pour tenir compte de l'acceptance de notre détecteur aux gerbes de photons lors de notre analyse, nous utilisons les événements réels entrant dans un intervalle comme candidats photons potentiels (ie. nous reconstruisons leur énergie dans l'hypothèse où ces derniers sont des photons). Le facteur correctif pour l'acceptance attendue dans cet intervalle en énergie est alors calculé en se basant sur les cartes d'acceptance du détecteur (présentées à la section 6.2) en utilisant les valeurs des angles zénithaux et des énergies de ces événements. Par conséquent, cela revient à supposer implicitement que la distribution angulaire des photons d'ultra haute énergie est la même que celle des données tout-venant. Cette hypothèse n'a pas lieu d'être a priori, les photons d'ultra haute énergie ayant le particularité de ne pas être produits par des sources astrophysiques. Nous avons donc voulu vérifier d'une part l'impact de cette supposition par comparaison avec l'utilisation d'une distribution angulaire plate. Le résultat de cette vérification peut être vu sur la figure 7.2, montrant que la supposition sur la forme de la distribution angulaire effectuée lors de ce calcul est vraiment d'une importance mineure vis à vis de l'établissement de la limite supérieure sur la fraction de photons. Nous sommes donc a priori peu affectés par les modèles de distribution de sources potentielles de photons d'ultra haute énergie comme la matière noire super lourde par exemple.

Afin de se compléter cette approche, nous avons voulu nous assurer de la forme attendue pour la distribution angulaire des événements dans le cas d'une anisotropie au centre galactique, ce qui serait le cas dans l'hypothèse où par exemple les photons d'ultra haute énergie étaient produits par désintégration de matière noire super lourde. Pour cela nous avons effectué une simple simulation Monte Carlo et pris l'exemple caricatural d'un flux de photon d'ultra haute énergie provenant uniquement du centre galactique (distribution gaussienne de largeur 5 degrés centrée sur le centre

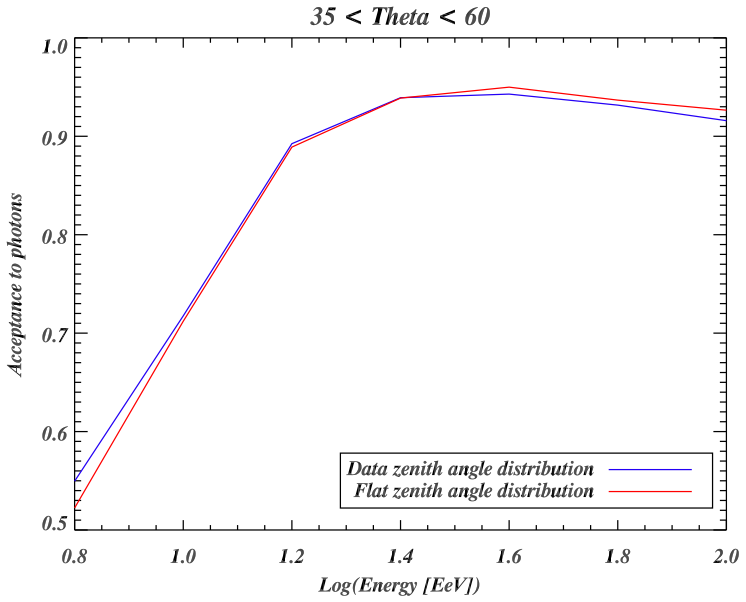


FIG. 7.2: Modification de l'acceptance du détecteur de surface d'Auger pour une distribution angulaire plate (en rouge) et la distribution angulaire de événements (en bleu). Les différences observées sont minimes.

galactique). La distribution angulaire attendue pour les événements est alors telle que sur la gamme des angles zénithaux que nous avons gardés (35-60 deg.), elle apparaît quasiment plate dans ce cas (fig.7.3). Nous montrons donc par là que notre résultat est relativement solide vis-à-vis des hypothèses sur la distribution angulaire de la production de photons (ce qui est logique, l'acceptance ne dépendant somme toute que peu de θ dans une gamme en énergie donnée.) Ce point est très intéressant car nous sommes alors libérés de toute hypothèse sur la distribution d'éventuelles sources pour l'établissement d'un résultat sur la fraction de photons d'ultra haute énergie.

7.3.2 IMPACT DE LA CONVERSION DE PHOTONS

Nous avons négligé au cours de cette étude la conversion possible des photons au-delà de $10^{19.6}$ eV. La conversion de photons dans le champ géomagnétique aboutit comme nous l'avons présenté au chapitre 4 à la formation d'une prégerbe avant même l'entrée dans l'atmosphère. Aussi, le développement des gerbes issues de photons convertis sera beaucoup plus proche d'une gerbe issue de proton. Par conséquent, lors de la recherche de candidats photons, la chaîne de reconstruction spécifique que nous utilisons pour l'énergie n'est pas adaptée, nous aboutissons à une énergie E_γ surestimée ou sous estimée suivant l'angle d'incidence de la gerbe (inversion autour de 40 degrés, comme nous le discuterons autour de la figure fig. 8.6). Par ailleurs, les caractéristiques de la gerbe de photon converti sont plus proches de celles d'une gerbe initiée par un proton, ce qui aura une incidence. La sélection des candidats que nous appliquons n'est en effet pas adaptée ici : nous ne sommes pas capables de retrouver correctement les photons convertis en utilisant le seuil sur $\hat{\Delta}$ que nous avons choisi pour les photons non convertis. Nous allons donc perdre les photons qui se convertissent dans le champ géomagnétique (ou au moins une grande partie).

Afin de faire une évaluation conservative de l'impact de la conversion de photon, nous allons maintenant supposer que nous n'avons détecté *aucun* photon converti soit $N_{cand} = N_{\bar{c}}$. Par conséquent,

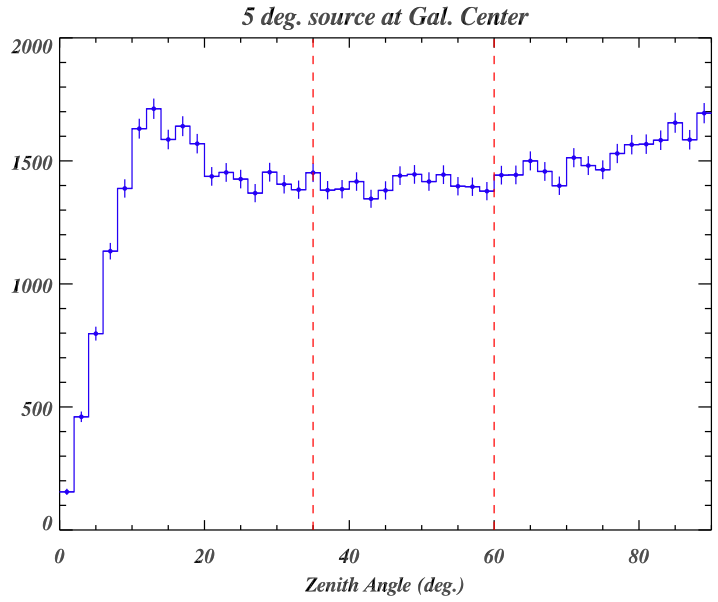


FIG. 7.3: Ditribution angulaire des événements attendue dans l'hypothèse où ceux-ci ne proviendraient que d'une anisotropie gaussienne de largeur 5 degrés située au centre galactique. Les bornes indiquées en pointillés indiquent la gamme en angle zénithal sur laquelle nous travaillons ici. Le distribution est parfaitement compatible avec une distribution plate.

si nous évaluons la probabilité de conversion, P_c, dans un intervalle en énergie, le nombre de candidats photons corrigé de la perte liée à la conversion est $N'_{cand} = N_{\bar{c}}/(1 - P_c)$ qui correspond alors au véritable nombre de photons entrant dans l'intervalle. Nous traitons ensuite N'_{cand} de la même manière qu'expliqué précédemment pour établir la fraction à la section 7.1.2.

La probabilité de conversion en fonction de l'énergie du rayon cosmique primaire (intégrée sur tous les angles azimutaux et sur les angles zénithaux entre 35 et 60°) est donnée sur la figure 7.4. Elle est évaluée en supposant que le champ magnétique terrestre est dipôlaire, comme pour les cartes données au chapitre 4. Pour évaluer P_c dans un de nos intervalles en énergies, nous devons également intégrer la fraction de photons qui se convertissent (c'est à dire la probabilité de conversion multipliée par le spectre) sur toutes les énergies supérieures à un E_0 borne inférieure de l'intervalle sur lequel nous établissons la fraction. Pour ce faire, nous devons supposer un spectre attendu pour les photons avec une pente $dN/dE \propto E^{-2.2}$, ce qui correspond à la pente pouvant être ajustée sur les données de l'expérience AGASA pour ses événements post GZK. Dans le cadre de modèles *top-down*, nous attendons d'ailleurs un spectre pour les photons ayant une pente plus proche de -2 que dans le cadre des processus d'accélération *bottom-up*. L'intégration sur l'énergie suivant ce spectre nous permet de fournir la correction à appliquer pour obtenir N'_{cand}, ce qui est donné sur la figure 7.5.

N.B. : dans l'hypothèse où nous sélectionnerions une partie de photons convertis n dans un intervalle donné en plus des photons non convertis, cette démarche reste conservative. Dans ce cas, nous observons effectivement un nombre de candidats $N_{cand} = N_{\bar{c}} + n$. Alors si nous appliquons la démarche ci dessus, le nombre de candidats corrigé de la conversion $N'_{cand} = N_{cand}/(1 - P_c) + n/(1 - P_c)$. Le nombre ne candidats photons dans l'intervalle est donc surestimé de $n/(1 - P_c)$. Par conséquent, la limite que nous évaluerions avec N'_{cand} dans ce cas est

plus élévée que la limite vraie. Nous restons donc conservatifs lorsque nous faisons l'hypothèse que nous ne détectons aucun photon converti pour calculer la correction à appliquer.

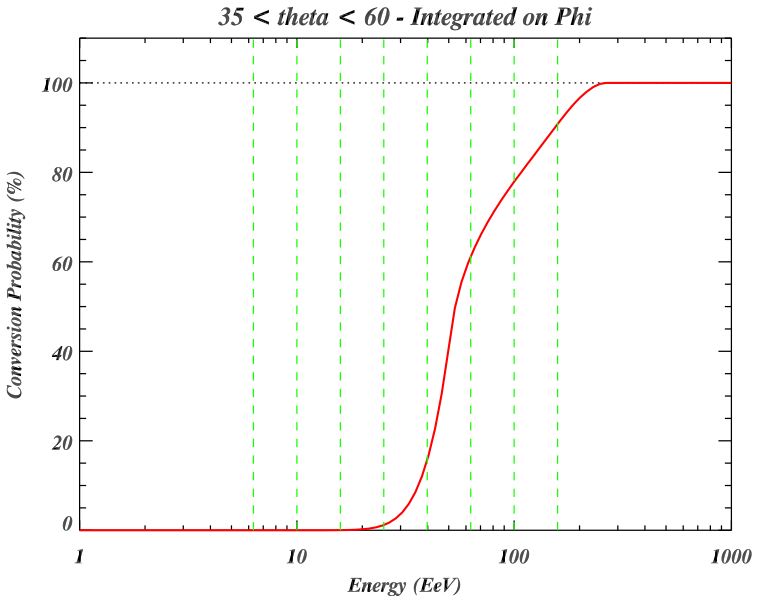


FIG. 7.4: Probabilité de conversion (intégrée sur l'angle azimutal) en fonction de l'énergie. les énergies auxquelles nous évaluons notre limite intégrée sont ici sont indiquées par des traits verticaux.

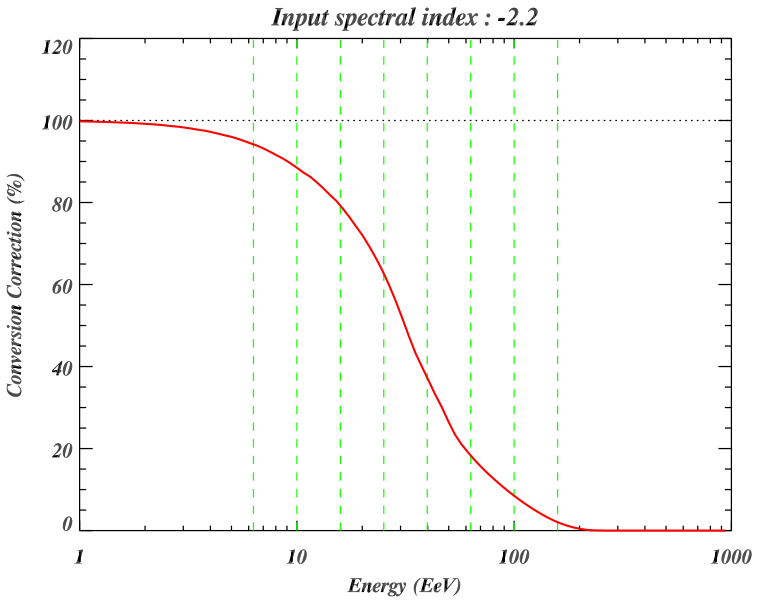


FIG. 7.5: Correction à appliquer pour évaluer le nombre de candidats photons total avec conversion. les énergies auxquelles nous évaluons notre limite intégrée sont ici sont indiquées par des traits verticaux.

Les résultats donnés sur la figure 7.6, montrent que le fait de négliger la conversion dans le champ

géomagnétique n'a que peu d'impact jusqu'à 3×10^{19} eV. L'hypothèse de négliger la conversion de photons dans le champ géomagnétique n'a donc pas d'impact sur les implications physiques de notre résultat. Toutefois, nous devons reconnaître que si nous voulons fournir un résultat totalement conservatif sur la fraction de photons d'ultra haute énergie, nous devons donner la limite obtenue dans ce cadre, c'est à dire celle qui est indiquée en bleu sur la figure 7.6.

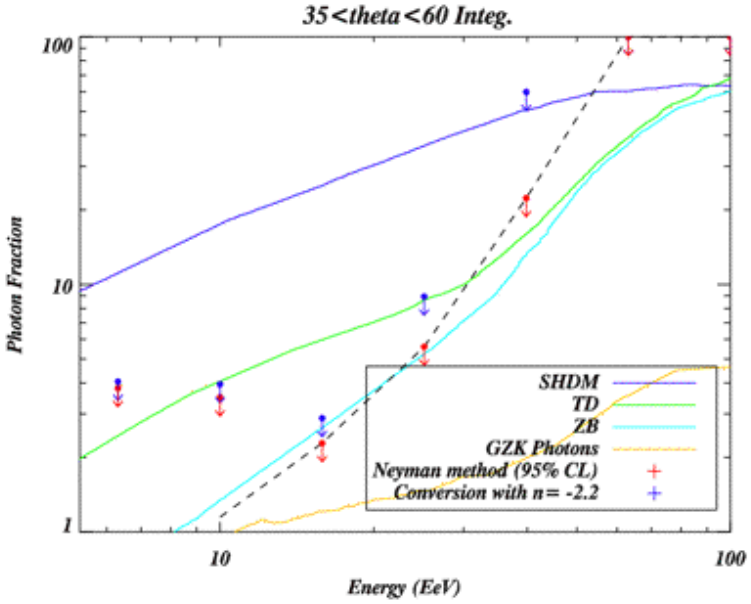


FIG. 7.6: Impact de la probabilité de conversion de photons sur l'établissement de la limite supérieure sur la fraction de photons d'ultra haute énergie(la limite est donnée en bleu) en comparaison de la limite établie dans l'hypothèse où il n'y a pas de conversion (en rouge). L'impact de la conversion est très faible dans la zone où ces résultats sont les plus contraignants.

7.3.3 ROBUSTESSE VIS À VIS DE L'ESTIMATEUR D'ÉNERGIE HADRONIQUE

La calibration en énergie qui a été choisie pour les événements tout venant correspond à la calibration avec laquelle le premier spectre d'Auger a pu être fourni. Elle se base sur l'utilisation des événements hybrides (calibration *CIC-Hybride*. Les détails concernant son établissement sont fournis dans [Collaboration Auger, 2005d]). L'utilisation de la calibration hybride revient à se replacer sur l'échelle en énergie des événements mesurés par fluorescence. Toutefois, les énergies estimées à l'aide d'une calibration basée sur des simulations de gerbes pour la détection au sol correspondent à une estimation systématiquement plus haute de 25% par rapport aux mesures effectuées à l'aide de la fluorescence. Nous ne chercherons pas ici à rentrer dans le débat entourant les incertitudes sur la reconstruction de l'énergie des rayons cosmiques par une expérience comme Auger. Nous vérifierons simplement l'impact du passage d'un type de calibration à une autre sur notre résultat.

Pour cela, si nous modifions la valeur de l'énergie reconstruite pour les protons de $\pm 25\%$ (toutes choses égales par ailleurs) nous obtenons les résultats visibles sur la figure 7.7. Ce résultat est très encourageant puisqu'il tendrait à montrer que même avec des variations de calibrations aussi fortes, notre résultat reste contraignant pour les modèles de défauts topologiques et de matière noire ultra lourde (dans l'hypothèse de leur normalisation sur le flux d'AGASA). De plus, les ca-

librations utilisées pour la détection au sol menant à un résultat plus élevé pour les énergies, le passage de la calibration hybride à une détection construite uniquement avec le détecteur de surface nous mènera à l'établissement de limites plus basses. Notre résultat est donc conservatif de ce point de vue qui constitue une des limitations principales sur les résultats entourant les rayons cosmiques d'ultra haute énergie.

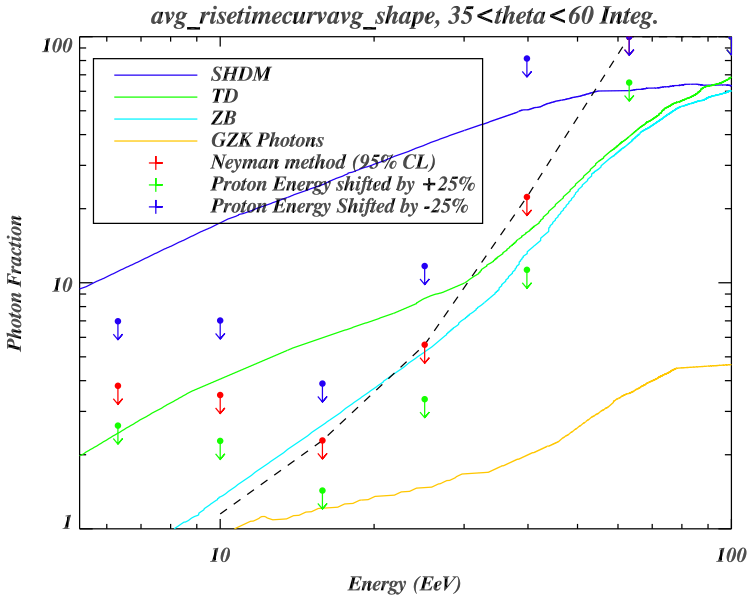


FIG. 7.7: Impact sur la limite supérieure sur la fraction de photons d'ultra haute énergie d'une modification en énergie proton de +20% en vert et -20% en bleu par rapport au résultat établi en se basant sur la calibration CIC-Hybride des événements Auger ([Collaboration Auger, 2005d]), en rouge ici. Les calibrations basées purement sur des études Monte Carlo pour la reconstruction en énergie des gerbes vues avec le détecteur de surface, sont systématiquement plus hautes que la calibration CIC-Hybride.

7.3.4 ROBUSTESSE VIS À VIS DE L'ESTIMATEUR D'ÉNERGIE PHOTON

La résolution obtenue sur la reconstruction en énergie des gerbes initiées par des photons est de l'ordre de 25% (cf. section 6.3.4). Nous pouvons, tout comme nous l'avons fait pour les rayons cosmiques tout-venant, évaluer les modifications attendues sur l'évaluation de la limite supérieure si, toutes choses égales par ailleurs encore une fois nous modifions l'évaluation de l'énergie reconstruite pour les photons de $\pm 25\%$. Le résultat de ce test apparaît sur la figure 7.8. Il apparaît que l'impact d'une telle variation est faible et ne va importer que sur les premiers intervalles. Aussi, même pour une modification aussi importante, nous garderons un résultat très contraignant pour la limite supérieure sur la fraction de photons d'ultra haute énergie.

7.3.5 CHOIX DU PROGRAMME DE SIMULATION DÉTECTEUR

Nous avons émis certaines critiques sur les simulations détecteur d'Auger, choisissant de ne pas évaluer le fond hadronique sur l'établissement de la fraction de photons d'ultra haute énergie de manière à établir le résultat le plus conservatifs possible. En contrepoint de ces critiques, il convient toutefois de vérifier que la simulation de détecteur que nous utilisons est cohérente avec les autres simulations détecteur de surface d'Auger en ce qui concerne la détermination de la

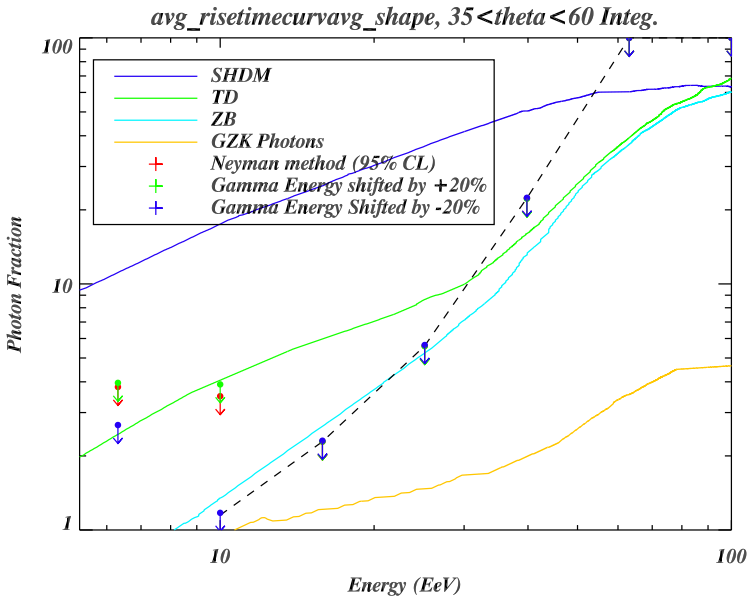


FIG. 7.8: Impact sur la limite supérieure sur la fraction de photons d'ultra haute énergie d'une modification en énergie photon de +20% en vert et -20% en bleu par rapport au résultat établi grâce à la modélisation que nous avons présenté à la section 6.3.4.

position moyenne de la variable discriminante pour les photons. Nous avons pour cela simplement comparé la position des variables reconstruites pour le détecteur de surface d'Auger (courbure, temps de montée du signal, facteur de forme et $\frac{\hat{A}}{\hat{\Phi}_\gamma}$) pour des photons simulés. Nous avons utilisé des gerbes générées par AIRES et notre chaîne de reconstruction habituelle. L'accord qui peut être observé sur la figure 7.9 entre notre programme de simulation rapide du détecteur et un second programme de simulation rapide (G4Fast) est excellent pour les 4 quantités potentiellement utilisables par l'analyse. G4Fast est plus largement utilisé dans la collaboration qu'EasySim et est développé sur la base de Géant 4. EasySim et G4Fast sont deux codes de simulation rapide développés totalement indépendamment. Aussi, cette vérification est relativement intéressante et montre que différents choix d'algorithmique mènent à des modélisations tout à fait comparables des processus physiques, tendant à montrer que la simulation du détecteur de surface d'Auger si elle n'est pas parfaite, est d'ores et déjà suffisament maîtrisée pour nous permettre de produire un résultat tel que nous le présentons ici.

7.3.6 IMPACT D'UN CHANGEMENT DE SECTIONS EFFICACES HADRONIQUES ET DE PHOTOPRODUCTION. CONSÉQUENCES SUR LES VARIABLES DISCRIMINANTES

Les résultats que nous donnons reposent sur des comparaisons aux simulations de gerbes issues de photons. Lorsque ces simulations sont effectuées, nous nous basons sur une extrapolation très lointaine des sections efficaces de photoproduction de pions (plusieurs ordres de grandeur). Les point expérimentaux que nous possédons sont à des énergies très basses par rapport à celles que nous touchons du doigt avec l'expérience Auger.

Deux cas doivent être considérés qui pourraient affecter la discrimination entre gerbes de protons

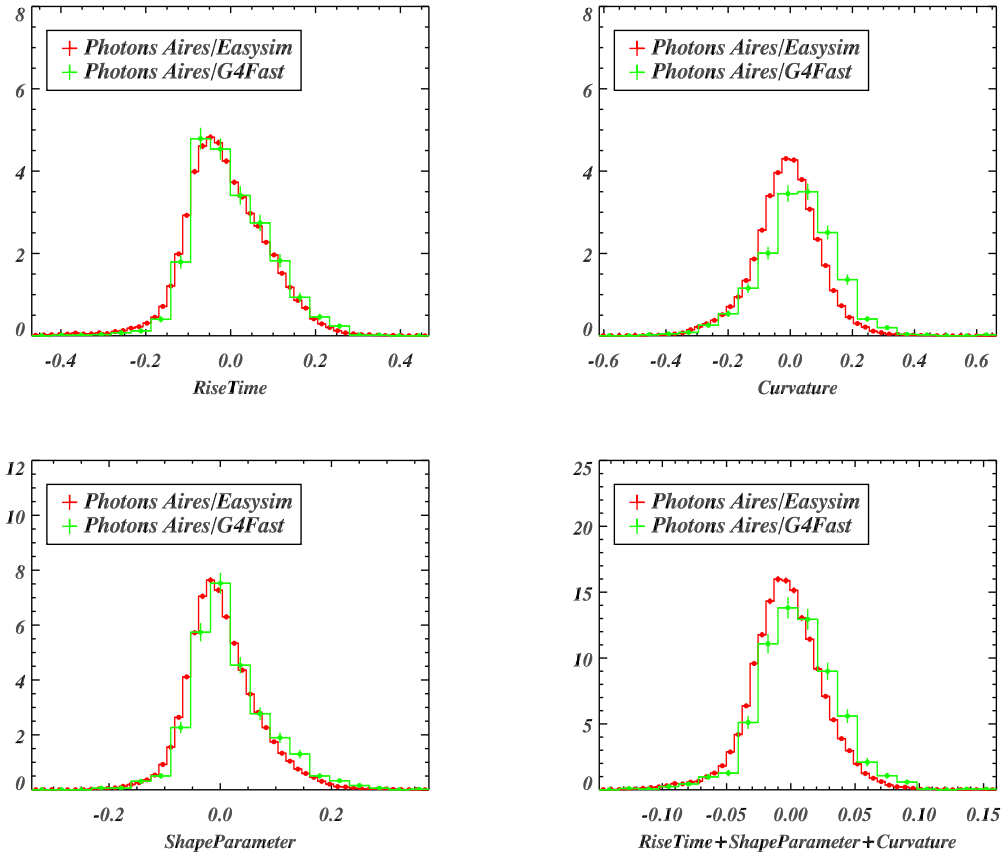


FIG. 7.9: Recocnstruction des observables utilisées pour les études de composition avec le détecteur de surface pour un ensemble de gerbes de photons non convertis générés avec AIRES et passant par la simulation détecteur EasySim (en rouge) ou G4Fast (en vert). On ne retrouve pas de différence notable sur ces variables reconstruites.

et gerbes de photons :

– "Si les protons se rapprochaient du comportement des photons" :

  c'est à dire si les futures mesures imposaient une baisse des sections efficaces hadroniques des protons et donc une baisse éventuelle du nombre de muons contenus dans les gerbes hadroniques. Dans ce cas, le résultat que nous pouvons donner ici est conservatif si nous réfléchissons à l'impact attendu sur la composition des rayons cosmiques tout venant. En effet, dans ce cas, les comparaisons entre les données observées et les simulations de gerbes hadroniques nous imposeraient une composition plus lourde, signant éventuellement d'ailleurs la présence de noyaux. Nous aboutirions donc à des limites supérieures sur la fraction de photons plus basses que celles que nous pouvons établir ici. Nous n'irons pas plus loin dans ces considérations, car nous n'appuyons pas nos résultats sur l'utilisation de simulations de gerbes hadroniques. Toutefois, il est confortable d'obtenir un résultat conservatif de ce point de vue.

– "Si les photons se rapprochent du comportement des protons" :

dans le cas d'une augmentation des sections efficaces de photoproduction de pions par contre, nous attendrions une limite supérieure plus haute liée à la baisse de la discrimination entre photons et protons.
En effet, la section efficace de photoproduction de pions a un impact tout particulier sur la composante muonique de la gerbe. Dans les gerbes issues de hadrons, la plupart des muons sont produits par la désintégration des pions et des kaons générés lors de la collision des hadrons de la gerbe avec les noyaux des atomes de l'air. Dans le cas des gerbes issues de photons, le canal principal assurant le transfert d'énergie de la partie électromagnétique à la partie hadronique de la gerbe est la photoproduction de pions. Les muons sont alors produits lors de cette seconde étape, dans une gerbe secondaire hadronique qui ont été initiée par une interaction photonucléaire. La modification des sections efficaces de photoproduction a donc une influence sur l'énergie transmise à ces gerbes hadroniques secondaires et donc sur la production de muons. Cette modification aurait aussi un impact sur la position du maximum de développement de la gerbe. En effet, en augmentant par exemple les sections efficaces de photoproduction, la gerbe de photon se développerait d'une façon plus proche d'une gerbe de proton. Elle aurait donc un maximum de développement moins profond, ce qui pourra avoir un impact sur les observables que nous utilisons et dans le pire des cas pourrait même rendre impossible la discrimination photon/proton.

Le but de cette partie est d'étudier l'impact d'une modification des sections efficaces de photoproduction sur l'établissement de la limite supérieure sur la fraction de photons d'ultra haute énergie.

Il faut donc tout d'abord tester l'impact de la modification des sections efficaces de photoproduction sur les variables discriminantes pouvant être reconstruites par le détecteur de surface et que nous utilisons pour la présenta analyse. Ce travail est présenté en détails dans [Badagnani et al., 2005]. Le principe de cette étude est tout simplement de retourner la question et de se demander de quelle quantité les sections efficaces devraient être modifiées pour que nous perdions notre pouvoir de discrimination entre protons et photons. Pour cela nous avons utilisé des gerbes de photons générées par AIRES en modifiant les sections efficaces de photoproduction de pions au dessus de 10^4 GeV suivant :

$$\sigma^m_{\gamma\pi} = \sigma_{\gamma\pi} \left(\frac{E_\gamma}{10^4\,\mathrm{GeV}} \right)^\lambda \tag{7.4}$$

où λ sera appelé le paramètre de modification. Ainsi, la section efficace augmente rapidement au dessus de 10^4 GeV en fonction de l'énergie, aboutissant par exemple à une valeur 100 fois plus élevée que celle donnée dans le recueil su PDG [Eidelman et al., 2004] pour une énergie de 10^{18} eV si nous choisissons arbitrairement un λ=0.4 (courbe rouge sur la figure 7.10). Rappelons que dans ce cas les gerbes de protons seront beaucoup moins affectées que les gerbes initiées par des photons, puisque dans le cas des protons, les photons seront des particules secondaires d'énergie moindre. Nous avons pu reconstruire pour une petite population de gerbes verticales générées avec des paramètres de modification différents les observables du détecteur de surface sur lesquelles nous nous basons pour la discrimination de photons. À titre indicatif, la valeur de lambda à adopter pour suivre les extrapolations correspondant aux modèles de pomerons durs [Donnachie and Landshoff, 2001] correspond à une valeur de $\lambda \simeq 0.2$ (courbe bleue sur la figure 7.10). Ces modèles théoriques constituent les plus fortes extrapolations existantes et sont à l'heure actuelle fortement défavorisées ([Risse et al., 2001]) même si elles ne sont pas totalement rejetées. Nous rappelons à la figure 7.10 les différents modèles hadroniques existant à l'heure actuelle. Elles aboutiraient à une augmentation du nombre de muons de l'ordre de 80% pour les gerbes de

photons.
Le résultat obtenu sur nos observables lorsque nous augmentons naïvement la valeur de λ est donné sur la figure 7.11. Les barres verticales sur ces figures représentent la dispersion du profil. On peut conclure de l'observation de cette figure que pour perdre tout pouvoir discriminant entre protons et photons, il faudrait une modification très forte des sections efficaces de photoproduction de pions. Plus forte en tout cas que les modèles théoriques existant actuellement, même les plus exotiques ([Donnachie and Landshoff, 2001]). On peut donc raisonnablement penser que même dans ce cas précis, correspondant nous le rappelons au paramètre $\lambda \simeq 0.2$, la variable $\hat{\Delta}_\gamma$ ne soit pas décalée de plus de 1σ vers les protons puique la courbure et le temps de montée du signal n'apparaissent que peu affectés.

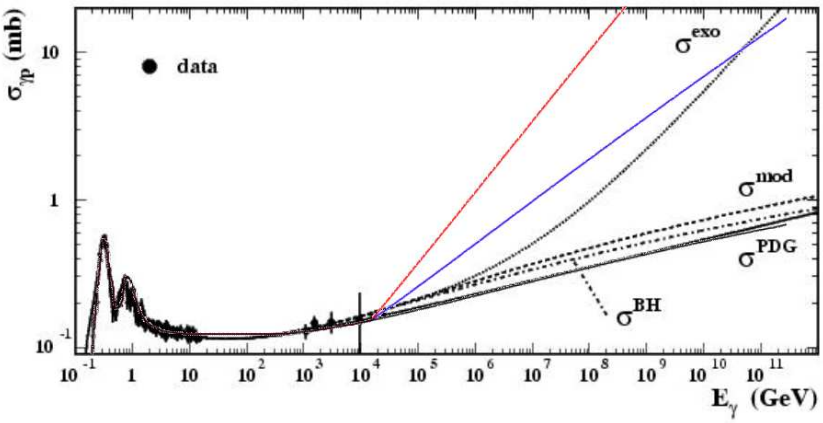


FIG. 7.10: Données et extrapolations de la section efficace de photoproduction de pions telle que donnée dans le PDG (σ^{PDG}), 3 autres modèles d'extrapolations sont donnés ici le pomeron dur (σ^{exo}), (σ^{mod}) [Bezrukov and Bugaev, 1981] et une extrapolation récente (σ^{BH}) [Block and Halzen, 2004]. Les courbes de couleur indiquent la forme prise par la section efficace lorsque nous la modifions selon l'équation 7.4. La courbe bleue correspond à λ=0.2 et la courbe rouge λ=0.4. Modifications faites depuis une figure tirée de [Risse et al., 2001].

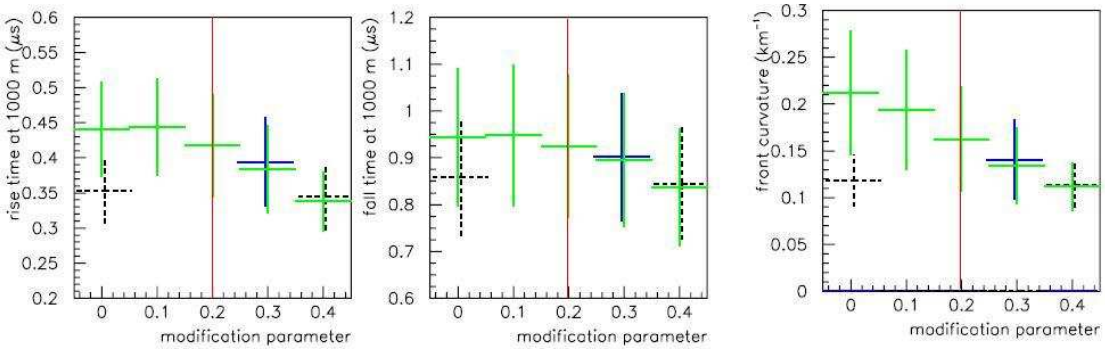


FIG. 7.11: temps de montée, temps de descente du signal et courbure pour des protons (noir, pointillé) et des photons (vert et bleu) pour différents paramètres de modification. Les points verts sont obtenus avec QGSJET. On les compare avec les résultats obtenus pour SYBILL en bleu.Tiré de [Badagnani et al., 2005]. Les extrapolations correspondant aux modèles de pomerons durs [Donnachie and Landshoff, 2001] qui sont les modèles les plus exotiques dont nous disposons pour les extrapolations de sections efficaces de photoproduction peuvent être associées à une valeur de $\lambda \simeq$ 0.2. Nous rappelons cette valeur par un trait vertical sur les différentes figures.

La production de gerbes comportant des sections efficaces modifiées était insuffisante pour nous

permettre de reproduire toute la chaîne d'analyse. Toutefois, afin de complèter cette approche nous avons analysé l'impact du décalage éventuel de $\hat{\Phi}_\gamma$ sur la limite supérieure sur la fraction de photons. Le résultat de ces modifications est donné sur la figure 7.12. Bien sûr, l'impact d'un décalage vers les protons de 1σ, rend notre résultat beaucoup moins contraignant. Ce décalage est extrême et dépasse même ce que nous attendons de la modification des sections efficaces de photoprodution dans le cadre des modèles de pomerons durs ([Donnachie and Landshoff, 2001]). Toutefois même dans ce cas qui dépasse donc nos modèles les plus exotiques, nous gardons une limite suffisament basse pour contraindre notamment les modèles de défauts topologiques.

La limite obtenue par le détecteur de surface d'Auger reste donc, même dans ce cas d'une très forte modification, une des limites les plus basses pouvant être établies sur la fraction de photons d'ultra haute énergie et permet encore d'avoir un impact sur les modèles de production *top-down* pour les rayons comsiques d'ultra haute énergie. Il semblerait donc que nous puissions garder à l'esprit que ces résultats défavorisent les modèles *top-down* malgré les incertitudes entourant les sections efficaces hadroniques et de photoproduction. Notons par ailleurs, que de récentes études théoriques concernant la valeur maximale des sections efficaces de photoproduction semblent indiquer que des valeurs dépassant d'un facteur 2 la section efficace donnée par le PDG semblent fortement défavorisées (cf. référence à une communication privée donnée dans [Risse et al., 2001]), d'autant plus que les dernières études en date ([Block and Halzen, 2004]) restent très proches des résultats du PDG. Les tests que nous avons effectués ici restent donc extrêmement pessimistes et leurs résultats restent très encourageants. Nous pourrons donc oser tirer des conclusions quant aux implications physiques de notre résultat en les considérant comme robustes à d'éventuels changements modérés des sections efficaces de photoproduction.

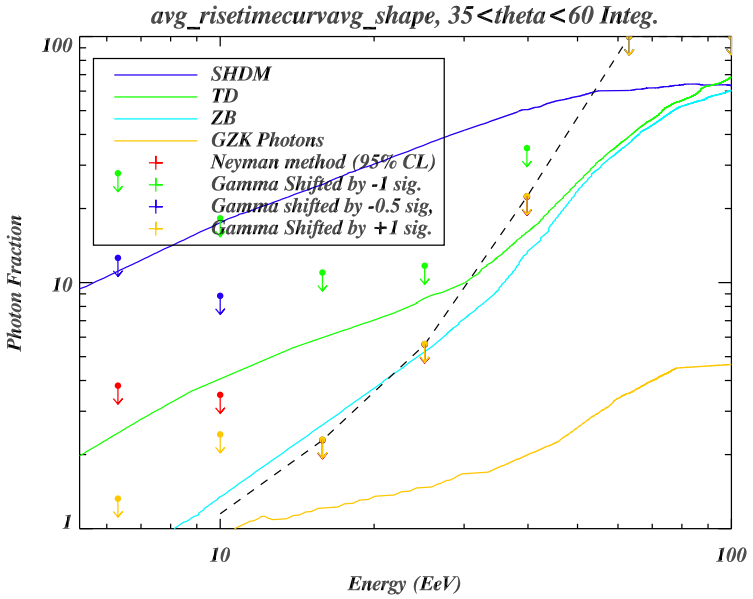


FIG. 7.12: Impact de la variation de la position médiane de $\hat{\Phi}_\gamma$ sur l'établissement de la limite supérieure sur la fraction de photons d'ultra haute énergie.

7.4 MISE EN PERSPECTIVE DE CE RÉSULTAT DANS LE CONTEXTE EXPÉRIMENTAL ACTUEL ET IMPLICATIONS PHYSIQUES

Les résultats présentés ici sont les plus contraignants qui aient été obtenus jusqu'à présent. La puissance statistique du détecteur de surface d'Auger a permis d'obtenir ce résultat avec des données prises entre Janvier 2004 et Mars 2006. Le résultat que nous obtenons est en accord et renforce les mesures effectuées précédemment avec d'autres détecteurs.

Par ailleurs, comme nous l'avons montré ci-dessus, ce résultat reste robuste à plusieurs sources d'incertitudes systématiques. Même pour une modification assez forte des sections efficaces hadroniques, ce qui est la source majeure d'inquiétudes pour les physiciens des rayons cosmiques d'ultra haute énergie, il reste contraignant pour les modèles de défauts topologiques. Cette limite supérieure sur la fraction de photons d'ultra haute énergie impose donc de nouvelles contraintes expérimentales sur les modèles théoriques que nous avons pu présenter dans le chapitre 3.

Il semblerait ressortir de cette étude que nous défavorisons l'existence de l'ensemble des modèles regroupés sous l'égide des modèles *top-down*, tout du moins dans l'hypothèse où ces derniers sont appelés à expliquer le flux des rayons cosmiques d'ultra haute énergie observé par AGASA. En effet, les fractions de photons attendues pour les modèles de défauts topologiques, de matière noire ultra-lourde et de *Z-Burst* tels que calculés dans [Gelimini et al., 2005] et auxquels nous nous comparons ici sont normalisés sur le flux mesuré par l'expérience AGASA.
Si nous reprenons la figure 7.1 en la mettant en regard avec les fractions attendues pour les mêmes modèles mais cette fois dans l'hypothèse d'une normalisation basée sur le flux de HiRes donnée également dans [Gelimini et al., 2005] (figure 7.13), nous pouvons interpréter ce résultat sous un autre angle. En effet, les fractions de photons d'ultra haute énergie attendues dans le cadre où la coupure GZK existe ne sont pas contraintes par la limite supérieure présentée ici. L'obtention de mesures aussi basses sur la fraction de photons dans les RCUHE pourrait donc être prise comme un indice indirect de la présence d'une coupure GZK dans le spectre des rayons cosmiques d'ultra haute énergie. (Encore une fois précisons que cette conclusion est tirée dans le cadre des hypothèses développées dans l'article [Gelimini et al., 2005] pour la production et la propagation des photons UHE). En effet, nous restons parfaitement compatibles avec les fractions de photons d'ultra haute énergie attendus dans la cadres d'un scénario avec coupure GZK, même dans le cadre où il existe une composante de modèles *top-down* pour la production des rayons cosmiques ultra-haute énergie, alors que nous semblons défavoriser l'existence de tels modèles pour un scénario sans coupure.

Nous préfèrerons rester prudents quant aux implications théoriques du résultat que nous avons établi ici. Les incertitudes sur l'atténuation lors de la propagation des photons d'ultra haute énergie notamment restent très fortes (interactions avec le fond diffus radio à propos duquel de nombreuses incertitudes subsistent), aussi il serait sans doute assez hasardeux de tirer de ce résultat expérimental des conclusions théoriques fermes.

Toutefois, ce résultat expérimental, d'autant plus qu'il semble robuste aux principales sources d'incertitudes systématiques existant dans la chaîne d'analyse, est sans aucun doute appelé à s'ajouter aux éléments allant contre l'existence des modèles *top-down* que nous avons présentés au chapitre 3 (contraintes liées à l'observation du fond diffus γ et à l'absence d'anisotropies).

Remarquons pour finir, sur les deux figures présentées, la fraction de photons d'ultra haute éner-

gie (très basse) liée à la présence de la coupure GZK. La fraction de photons lié à l'interaction d'un flux de protons d'ultra haute énergie avec le fond diffus cosmologique est calculé dans le cadre où cette coupure existe à 10^{20} eV, soit normalisé sur le spectre mesuré par l'expérience HiRes. Cette fraction de photons GZK est un "minimum garanti" qui sera toujours présent (attention toutefois, la forme proposée ici provient de l'interaction d'un flux de purs protons, ce qui est une supposition. Nous ne connaissons pas la composition des rayons cosmiques à ces énergies. Par ailleurs ce flux est dépendant du parcours du proton et donc du modèles choisi pour les champs magnétiques extragalactiques). Nous ne sommes à l'heure actuelle pas capables de mettre en évidence cette population de photons d'ultra haute énergie. Dans quelques années cependant, l'augmentation de la statistique et la mise au point d'une analyse prenant des voies plus sophistiquées en comparaison des choix conservatifs que nous avons effectué ici permettra peut-être de mettre en évidence ces photons d'ultra haute énergie.

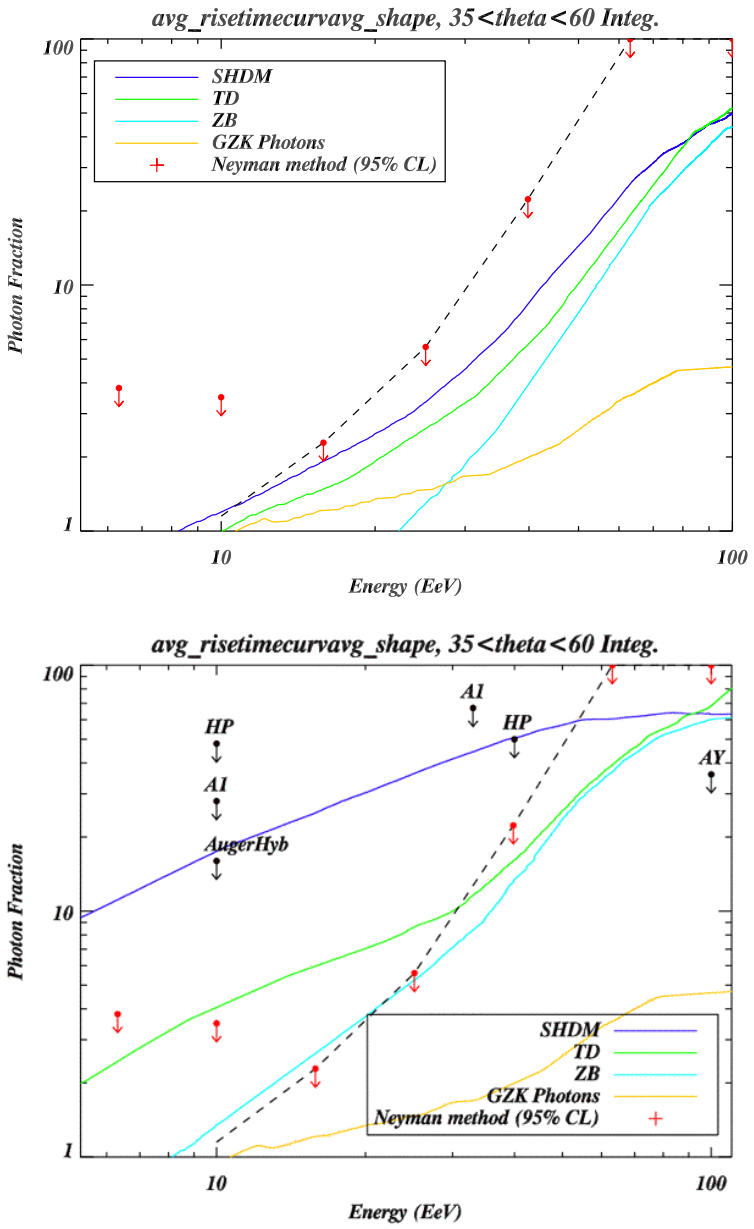


FIG. 7.13: Les modèles théoriques de la figure 7.1 (qui est reprise ici sur la figure du bas) sont normalisés sur le flux mesuré par l'expérience AGASA. La figure du haut de page redonne les mêmes résultats mais les normalisations des modèles théoriques sont cette fois faites sur le flux mesuré par HiRes, qui, contrairement à AGASA attend une coupure dans le spectre des rayons cosmiques d'ultra haute énergie. La courbe *GZK-photons* correspond à la fraction de photons GZK attendus dans le cadre d'un scénario avec coupure (que ce soit en haut ou en bas). Ces courbes théoriques sont tirées de [Gelimini et al., 2005].

CHAPITRE 8

RECHERCHE DE SOURCES ASTROPHYSIQUES EN PHOTONS UHE

8.1 PEUT ON ESPERER TROUVER DES SOURCES DE PHOTONS AUX ENERGIES D'AUGER PROVENANT D'ACCELERATEURS ASTROPHYSIQUES ?

Contrairement aux particules chargées, les photons ne sont pas déviés par les champs magnétiques. En observant des photons d'ultra haute énergie, on pourrait donc espérer avoir directement accès aux sources des rayons cosmiques et ainsi mieux comprendre la production de particules à ces énergies extrêmes.

Nous avons vu au chapitre 1 que les photons d'ultra haute énergie ne peuvent pas se propager dans l'univers sur des distances cosmologiques en raison de leur interaction avec le fond radio. Comme pour les hadrons avec la coupure GZK, cela impose que les sources de photons d'ultra haute énergie soient très proches. De nombreuses sources de photons au TeV existent, à la fois dans notre propre galaxie, mais aussi dans notre voisinage. Les spectres en énergie des photons observés par l'expérience H.E.S.S. en provenance de la région du centre galactique, vers *Sagitarius A** [Aharonian et al., 2004] ou d'une zone étendue proche du centre de la Galaxie [Aharonian et al., 2006b] sont remarquablement plats, ce qui pourrait suggérer un pronlongement aux plus hautes énergies [Collaboration Auger, 2006]). Cela motive d'autant plus une recherche d'événements de haute énergie pouvant provenir de cette région (l'extrapolation est bien sûr immense et nous n'avons pas de motivations d'ordre théorique, mais cela suggère qu'une activité en rayonnement cosmique pourrait se poursuivre à plus hautes énergies et qu'il pourrait donc être intéressant d'observer cette zone en particulier).

Par ailleurs, comme on l'a vu au chapitre 3, certains modèles *top-down* reposent sur la désintégration de matière noire ultra-lourde. La position du système solaire n'étant pas centrale dans le halo de matière noire, nous rencontrons plus de matière noire sur la ligne de visée du centre galactique que vers l'anti centre galactique. Par conséquent, on attend une anisotropie significative vers le centre galactique dans le cadre de ces modèles [Berezinsky and Mikhailov, 1999; Medina Tanco and Watson, 1999; Dick et al., 2005]. De plus, on pourrait attendre également des *clusters* d'événements en provenance des agrégats de matière noire que représentent les galaxies ou les amas les plus proches. Ces signatures sur les directions d'arrivée, couplées à des études sur la composition représenteraient un argument fort en faveur de ces modèles.

Pour ces raisons, la recherche sur le ciel de sources de photons, c'est-à-dire la détection d'une accumulation de rayons cosmiques ayant des caractéristiques de photons dans une direction donnée du ciel est une voie extrêmement intéressante à explorer. Comme on l'a vu au chapitre 1, la recherche d'anisotropies, qu'elles soient aux grandes ou aux petites échelles, n'a pour le moment donné lieu à aucun résultat significatif. Nous proposons dans ce chapitre de rechercher des anisotropies dans les directions d'arrivée des événements ayant les caractéristiques les plus photoniques. Nous utiliserons comme critère de sélection la variable 金 introduite au chapitre 5 sur laquelle est basée notre mesure de la limite supérieure sur la fraction de photons dans le rayonnement cosmique d'ultra haute énergie.

Par ailleurs, nous avons montré au chapitre 4 que l'effet de conversion des photons dans la champ magnétique terrestre aux énergies supérieures à $10^{19.5}$ eV pouvait conduire à une signature sur les directions d'arrivée des photons en coordonnées locales. Nous utiliserons les outils de génération de carte du ciel présentés auparavant pour la recherche de source pour revenir sur cette étude, en construisant cette fois des cartes en coordonnées locales pour rechercher une signature liée à cet effet.

8.2 CARTES DU CIEL

Afin de rechercher des excès ou des deplétions dans le ciel, nous baserons notre analyse sur la comparaison d'une carte lissée des évènements d'Auger avec la *carte de couverture*, c'est-à-dire la distribution attendue dans le cas où le rayonnement cosmique est parfaitement isotrope. Nous appliquerons ici les algorithmes développés dans le cadre de la recherche d'anisotropies au sein de la collaboration Auger [Collaboration Auger, 2005c; Collaboration Auger, 2005f]. Il ne s'agit pas ici de détailler ces techniques, mais trois points méritent cependant d'être explicités afin de rendre les résultats plus facilement interprétables : la pixellisation et le lissage utilisés pour la représentation des cartes, la méthode de calcul de la carte de couverture et l'estimateur employé pour la significance des excès observés.

8.2.1 PIXELLISATION ET LISSAGE DES CARTES DU CIEL

Nous employons ici la pixellisation HEALPix [Gorski et al., 2005] qui fut initialement introduite pour l'étude des anisotropies du CMB. Cette pixellisation présente de nombreux avantages :

- Les pixels sont tous de même taille, ce qui permet d'éviter de tenir compte de leurs tailles relatives pour l'estimation des densités dans chaque direction ou lors du lissage des cartes.
- Pour une latitude donnée, ils sont régulièrement répartis en longitude, de sorte qu'une transformation en harmonique sphérique (calcul des coefficients $a_{\ell m}$ du développement sur la base des harmoniques sphériques) se fait en très peu d'opérations via l'utilisation d'une FFT (Fast Fourier Transform). On trouvera des détails sur ce point dans [Revenu, 2000; Gorski et al., 2005].
- Des outils de manipulation de cartes, d'affichage, de filtrage sont fournis avec les programmes permettant de fabriquer les cartes, de sorte que l'on peut utiliser cette pixellisation sans difficultés.

Dans notre analyse, les cartes HEALPix sont lissées à travers une fenêtre (il s'agit d'une simple convolution) afin d'améliorer le rapport signal sur bruit (au prix d'une perte en résolution spatiale).

En pratique, à moins rechercher des anisotropies aux très grandes échelles ou des structures très étendues, on obtient un résultat optimal en lissant par une fenêtre de la taille de la résolution angulaire du détecteur. Dans le cas du détecteur de surface d'Auger, la résolution angulaire varie entre environ 2.2 deg. pour les événements formés de trois cuves à mieux que 1 deg. pour les plus énergétiques [Collaboration Auger, 2005a]. Ces résolutions sont cependant estimées dans le cas de primaires hadroniques. Comme nous l'avons souligné au chapitre 5, les gerbes issues de photons ont un front moins bien défini (car plus pauvre en muons) et déclenchent moins de cuves. La résolution angulaire est donc dégradée pour les photons. On voit nettement cet effet sur la figure 8.1. Les résolutions mesurées sur cette figure sont obtenues avec des événements simulés et sont donc optimistes. Elles sous-estiment la résolution "vraie" du détecteur d'environ un facteur 1.5, les valeurs plus réalistes citées ci-dessus pour les protons étant obtenues en utilisant les événements hybrides [Collaboration Auger, 2005a]. On s'attend donc à ce que la résolution angulaire véritable varie entre 3 et 1.5 degrés pour les photons.
Dans l'analyse que nous présentons dans ce chapitre, nous utiliserons deux fenêtres de lissage différentes : une Gaussienne de $\sigma = 3$ deg. pour obtenir des cartes à la résolution angulaire attendue pour les photons et une autre de $\sigma = 10$ deg. pour rechercher des sources plus étendues, telles que ce que l'on attend en provenance du centre galactique dans le cadre des modèles *top-down*.

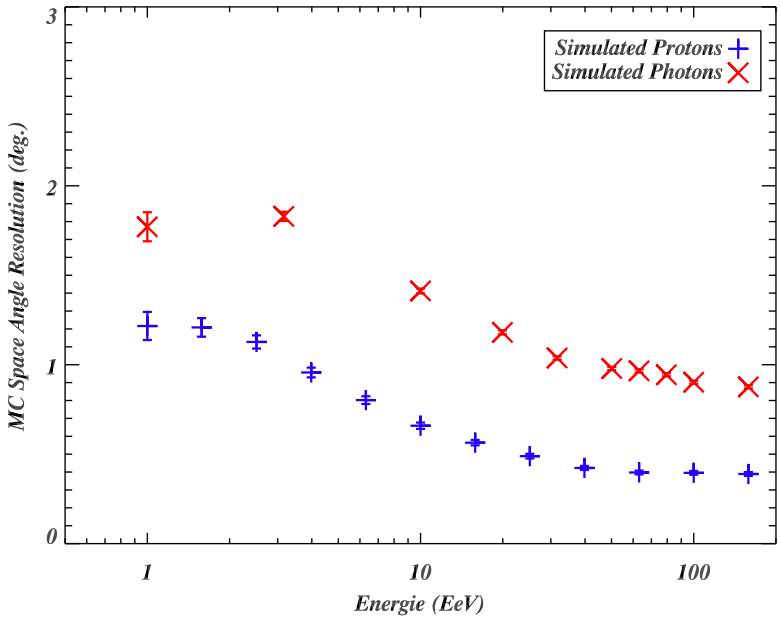


FIG. 8.1: Résolution angulaires (angle sur la voûte céleste) comparées entre protons (+ bleus) et photons (× rouges) simulés pour des gerbes prises avec θ compris entre 30 et 60°. Les résolutions indiquées proviennent de pures simulations et sont donc optimistes (d'un facteur environ 1.5).

8.2.2 ESTIMATION DE LA CARTE DE COUVERTURE

L'estimation de la carte de couverture est cruciale pour la recherche d'anisotropies puisqu'il s'agit de la référence avec laquelle on compare la carte construite avec les données pour mettre en évi-

dence d'éventuels excès.

Le détecteur d'Auger observe à chaque instant une portion du ciel avec une acceptance qui en première approximmation ne dépend pas de l'angle azimutal mais uniquement de l'angle zénithal. Au-delà de l'énergie de saturation de l'acceptance du détecteur de surface ($E > 3 \times 10^{18}$ eV), toutes les gerbes devraient déclencher le détecteur et l'acceptance zénithale du détecteur devrait devenir purement géométrique, c'est-à-dire $a[\theta] = \sin\theta\cos\theta$ (distribution uniforme en $\cos\theta$[1] modulée par $\cos\theta$ car le détecteur est plan). À plus basse énergie, l'acceptance dépend de l'angle zénithal à cause de l'atténuation des gerbes qui traversent plus d'atmosphère aux grands angles zénithaux. La zone à laquelle est sensible le détecteur de surface parcourt donc la voûte céleste avec la rotation de la terre de sorte qu'une large portion du ciel est couverte en 24 heures.

La couverture sur la voûte céleste est le temps relatif passé par le détecteur de surface dans chaque direction du ciel. Il s'agit donc du flux de rayons cosmiques attendu dans chaque direction du ciel si le rayonnement était parfaitement isotrope. On peut montrer que la présence d'anisotropies sur le ciel modifie très peu la distribution en angle zénithal des données [Collaboration Auger, 2005c] et qu'elle est donc un bon estimateur de l'acceptance zénithale. Dans l'hypothèse où l'acceptance ne dépend pas du temps, la carte de couverture est alors obtenue [Collaboration Auger, 2005c] en intégrant l'acceptance zénithale $a[\theta]$ sur une révolution de la terre de 24 heures sidérales :

$$W(\delta) = \int_0^{24\mathrm{h}} a\left[\theta(\alpha - A(\tau), \delta)\right] \mathrm{d}\tau \tag{8.1}$$

où α et δ sont l'ascension droite et la déclinaison de la direction considérée, $A(\tau)$ l'ascension droite du zénith de l'observatoire en fonction du temps sidéral. On utilise la relation entre coordonnées locales et célestes (ℓ est la latitude de l'observatoire, soit $-35.2°$ pour le site sud d'Auger) :

$$\cos\theta(\tau) = \sin\delta\sin\ell + \cos\delta\cos\ell\cos(\alpha - A(\tau)) \tag{8.2}$$

Si l'acceptance dépend du temps, une intégrale plus complexe fait intervenir les dépendances en temps que l'on doit alors modéliser par ailleurs [Collaboration Auger, 2005c]. Les modulations dues à la variabilité de l'acceptance sont faibles (de l'ordre de quelques pourcent) et n'affectent que très peu la détection de sources ponctuelles ou peu étendues mais uniquement la recherche de structures aux grandes échelles.

La figure 8.2 montre une distribution d'angles zénithaux typique et la carte de couverture correspondante, calculée dans l'hypothèse d'une acceptance indépendante du temps. On voit que la carte de couverture est loin d'être uniforme et qu'il faut donc la mesurer avec précision pour détecter des excès ou déplétions.

8.2.3 CALCUL DE LA SIGNIFICANCE DES EXCÈS

Plutôt que d'utiliser pour estimer la significance dans chaque direction la simple approximation Gaussienne :

$$S = \frac{x - < x >}{\sqrt{< x >}} \tag{8.3}$$

dont on sait qu'elle tend à surestimer les significances pour les faibles taux de comptage, on utilise l'estimateur proposé par Li & Ma [Li and Ma, 1983]. Cet estimateur est très couramment utilisé

[1] soit si N représente le nombre d'événements $\frac{dN}{d\cos\theta} = cste$, c'est-à-dire $fracdNd\theta \propto \sin\theta$

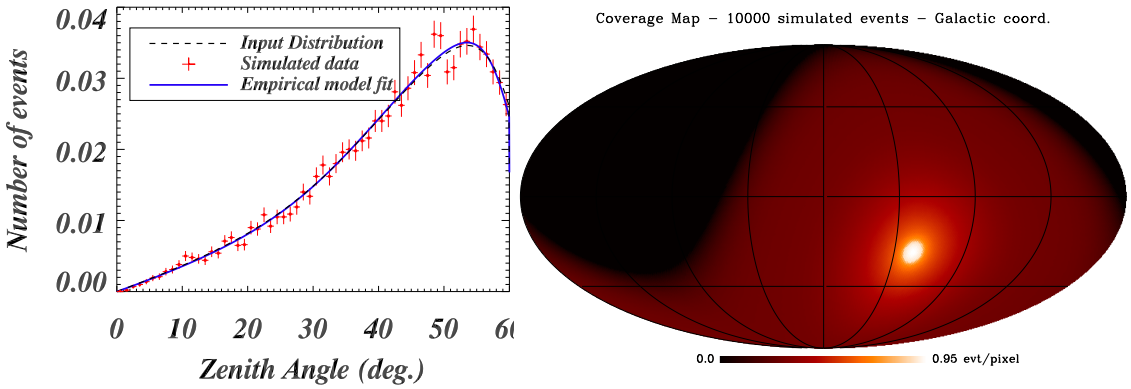


FIG. 8.2: Distribution dans angles zénithaux typique et carte de couverture correspondante. La carte est une sphère HEALPix en projection de Mollweide et en coordonnées galactique. Le centre galactique est au centre de la carte et le plan galactique est horizontal à l'équateur. Le pôle sud équatorial correspond au maximum de la carte de couverture puisque cette zone est constamment visible pour le détecteur de surface d'Auger. Les figures sont tirées de [Collaboration Auger, 2005c]

en astronomie γ et permet d'obtenir une distribution normale pour les significances, même pour des taux de comptage relativement faibles[2]. Il est basé sur le calcul d'un rapport de vraisemblance tenant compte du caractère explicitement Poissonien des variables considérées. On teste ainsi si la mesure x est compatible avec les fluctuations Poissonniennes du fond $< x >$ (ici la carte de couverture) tenant compte du fait que ce fond est lui aussi estimé via un taux de comptage sujet à des fluctuations (négligeables dans notre cas, mais pas dans le cas de comptage *off-source* de l'astronomie γ par exemple).

8.2.4 PROGRAMMES D'ANALYSE UTILISÉS

Pour toute l'étude présentée dans ce chapitre concernant la recherche d'anisotropies, nous avons utilisé les programmes développés au laboratoire dans le cadre d'Auger sous le nom de *Coverage and Anisotropy Toolkit* [Rouillé d'Orfeuil et al., 2006]. Ces programmes permettent de construire des cartes HEALPix à partir des données d'Auger, d'estimer la carte de couverture de diverses manières, de lisser les cartes en utilisant des algorithmes rapides, de calculer les significances et rechercher des excès significatifs. Cet ensemble d'outils utilise la librairie ROOT [Brun et al., 2006] du CERN ainsi que celle de HEALPix [Gorski et al., 2005].

8.3 RECHERCHE DE SOURCES DE PHOTONS UHE

Contrairement aux analyses classiques de recherche d'anisotropies qui sélectionnent des événements dans diverses gammes d'énergie pour isoler des excès sur la voûte céleste, nous faisons ici une sélection des événements dont les caractéristiques sont les plus proches de celles attendues pour des photons. Avec une telle sélection, une éventuelle source de photons apparaîtrait avec une

[2]Notons que l'on pourrait tout aussi bien calculer les significances en sommant de x à l'infini la loi de Poisson de moyenne $< x >$ dans notre cas puisque les fluctuations sur $< x >$ sont négligeables. On obtiendrait ainsi la probabilité qu'une fluctuation statistique soit plus grande que x, puis on transformerait cette probabilité en significance via une loi normale, en prenant garde à traiter correctement les déplétions. Cette procédure donne le même résultat que la significance de Li & Ma avec une excellente précision mais est beaucoup plus complexe à mettre en place en raison des difficultés numériques liées à la présence d'une factorielle dans la loi de Poisson.

plus forte significance que dans une analyse classique puisque l'on soustrait une large partie du fond hadronique tout venant. Nous utilisons pour ce faire la variable discriminante 金 présentée au chapitre 5 qui nous a permis de calculer la limite supérieure à la fraction de photons dans les rayons cosmiques ultra-énergétiques. Rappellons que cette variable est construite à partir de trois observables du détecteur de surface : courbure du front de gerbe, temps de montée du signal et paramètre de forme des traces de FADC. Cette variable 金 présente un facteur de mérite de 2.7 entre données et photons simulés. Les distributions de la variable discriminante sont montrées sur la figure 8.3 pour les photons simulés en rouge, et pour les données en noir. Les protons simulés sont aussi représentés en bleu. Le jeu de données représenté ici a été sélectionné selon les critères spécifiés au chapitre 5 : reconstruction correcte des trois observables permettant la construction de 金 , angle zénithal compris entre 35 et 60 degrés et énergie (provenant de la chaîne spécifique de reconstruction des photons) supérieure à $10^{18.8}$ eV. Nous nous trouvons donc dans une zone où l'acceptance aux photons non convertis est bonne (de l'ordre de 70% et plus).

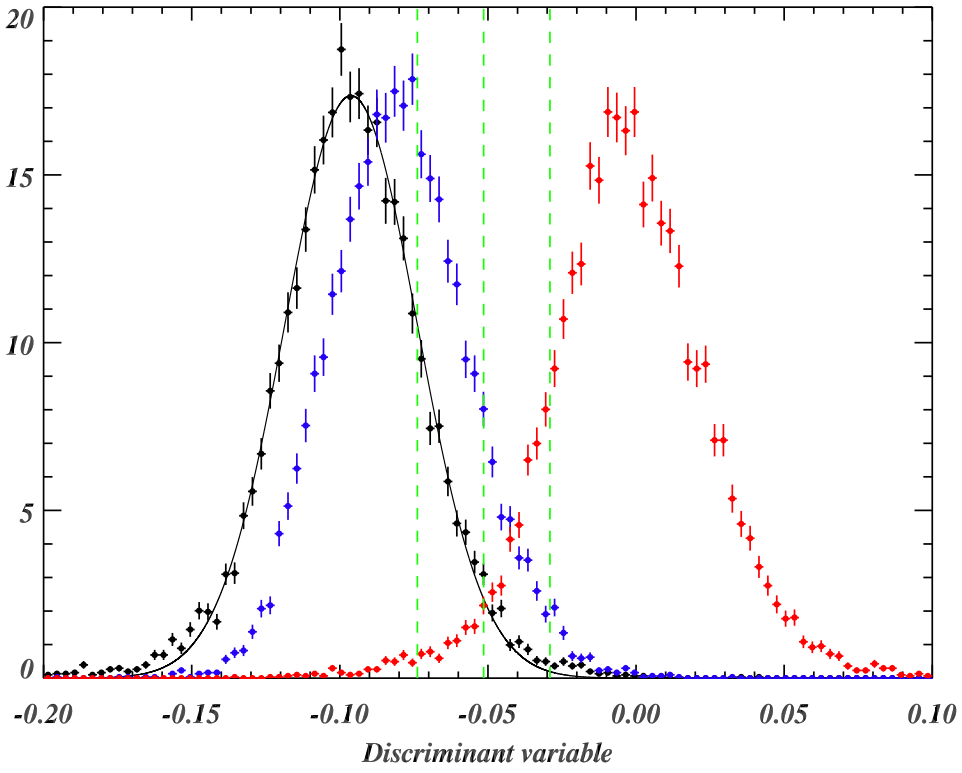
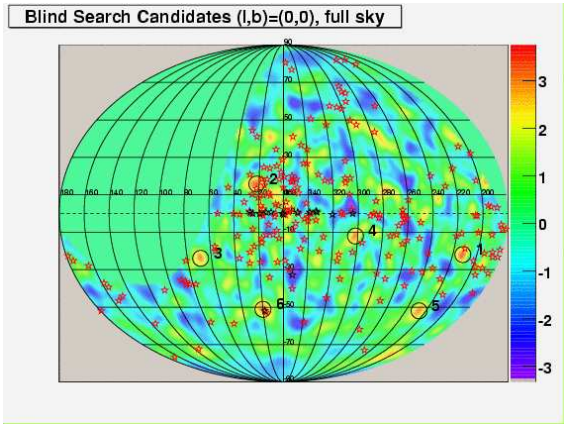
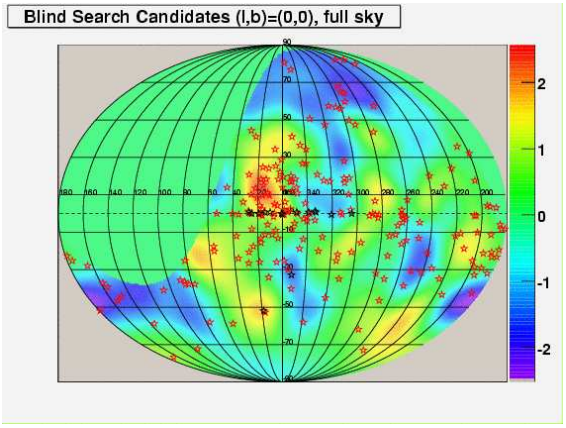


FIG. 8.3: Variable discriminante 金 pour les données en noir, pour les protons simulés en bleu et les photons simulés en rouge. La séparation entre photons et données correspond à un facteur de mérite de 2.7. On a représenté par des traits verticaux pointillés verts les coupures à 1, 2, et 3σ (par rapport à la distribution des données) sur lesquelles sont basées les recherches de sources présentées ici.

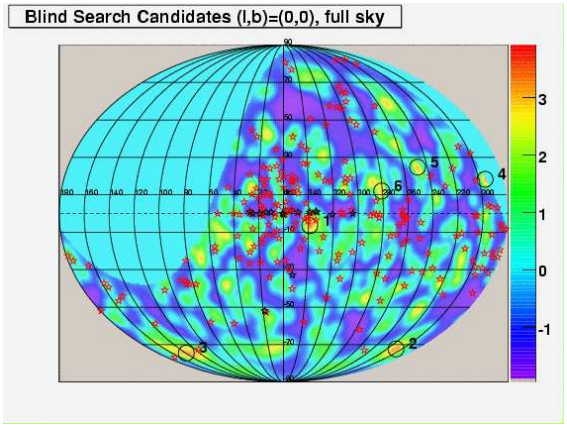
Nous sélectionnons alors les événements ayant des caractéristiques que nous qualifierons de "photoniques", en reprenant les arguments développés au chapitre 5 pour former 3 lots définis par des coupures sur la variable 金 au-delà de 1, 2 et 3σ de la distribution de 金$_{data}$. Le nombre d'événements sélectionnés dans chaque lot est indiqué dans la table 8.1. Cette sélection n'a pas vocation à



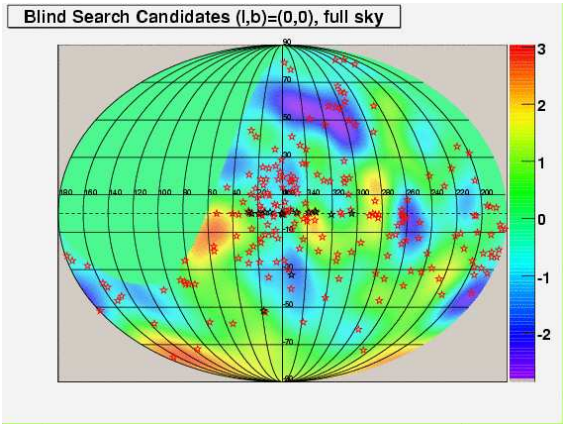
(a) $\hat{\Xi} > 1\sigma$ (1695 événements) ; lissage : 3 deg.



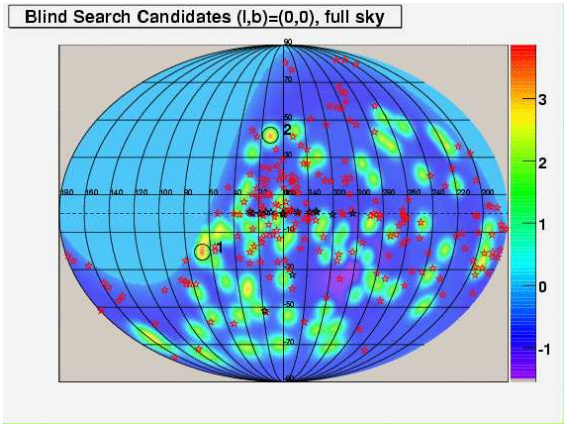
(b) $\hat{\Xi} > 1\sigma$ (1695 événements) ; lissage : 10 deg.



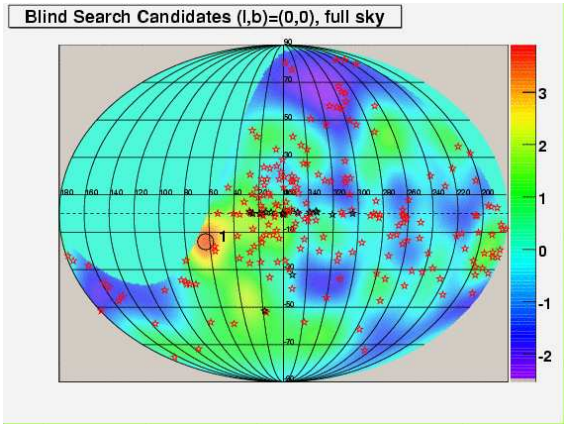
(c) $\hat{\Xi} > 2\sigma$ (365 événements) ; lissage : 3 deg.



(d) $\hat{\Xi} > 2\sigma$ (365 événements) ; lissage : 10 deg.



(e) $\hat{\Xi} > 3\sigma$ (76 événements) ; lissage : 3 deg.



(f) $\hat{\Xi} > 3\sigma$ (76 événements) ; lissage : 10 deg.

FIG. 8.4: Résultats de la recherche d'anisotropies pour les trois coupures testées sur la variable $\hat{\Xi}$ (1, 2 et 3σ par rapport à la distribution des données). Les cartes de significances sont en coordonnées galactiques, les couleurs représentent la significance en unités de σ. Les étoiles noires sont les sources γ reportées par H.E.S.S et les étoiles rouges sont les sources γ du catalogue d'EGRET. Les cercles numérotés indiquent les pixels contenant un maximum local de significance dépassant 3σ et sont ordonnés par significance decroissante.

Coupure	1σ	2σ	3σ
Φ	-0.074	-0.051	-0.029
Nombre	1695	365	76

TAB. 8.1: Valeurs de la coupure sur la variable Φ et nombre d'événements sélectionnés.

isoler des candidats photons au sens où nous l'avons utilisé au cours de chapitres précédents. Il est parfaitement normal que des hadrons se trouvent dans cette sélection, étant donné la façon dont nous l'effectuons.

Les cartes de significances obtenues sont représentées sur la figure 8.4 pour les trois lots sélectionnés et les deux tailles de fenêtre de lissage Gaussien (3 et 10 degrés). Les cartes de significances sont en coordonnées galactiques. Les couleurs représentent la significance en unités de σ. Les étoiles noires sont les sources γ reportées par H.E.S.S et les étoiles rouges sont les sources γ du catalogue d'EGRET. Les cercles numérotés indiquent les pixels contenant un maximum local de significance dépassant 3σ et sont ordonnés par significance décroissante. Aucune accumulation significative ne se détache du fond. Par ailleurs, les histogrammes de significance sont compatibles avec ce que l'on attend d'une distribution uniforme (autant de pixels au-delà de nσ que le prédit la distribution normale). Aucun des excès n'est situé vers le centre galactique. On n'observe pas de corrélation non plus avec le plan galactique (indiqué par un trait pointillé sur les figures). Nous ferons cependant trois remarques :

– La superposition entre le maximum numéroté 6 de la carte du lot coupé à 1σ lissé à 3 degrés (carte (a)) et la source HESSJ2158-302 (qui porte le nom 3EGJ2158-3023 dans le catalogue EGRET). On trouve 6.7 événements dans la direction $[\ell = 19.90, b = -51.26]$ pour 2.5 attendus, soit une significance de 3.06. La superposition de cet excès avec la source γ est une coincidence remarquable mais la significance de notre excès est trop faible pour conclure quoi que ce soit. Il sera malgré tout intéressant de regarder sur un lot de données indépendant (pris ultérieurement) pour suivre l'évolution de cet excès.
– L'excès le plus significatif de la carte du lot coupé à 2σ lissé à 3 degrés (carte (c)) se trouve très proche du plan galactique. 3.7 événements ont été observés pour un fond attendu de 0.7 événements, soit une significance de 3.56. Ici encore il faudra réobserver cette direction avec un lot de données indépendant.
– Les cartes du lot coupé à 3σ montrent toutes les deux une légère anisotropie aux grandes échelles : très peu d'événements sont obervés dans l'hémisphère nord galactique. La statistique est cependant si faible (76 événements en tout) que l'on ne peut absolument pas exclure une simple fluctuation statistique.

Cette étude conclut donc à l'absence d'excès significatif sur le ciel dans les données sélectionnées par coupure sur Φ . D'un certain sens, cette absence de sources renforce la conclusion du chapitre 7 donnant une fraction de photons très faible dans les rayons cosmiques d'ultra haute énergie, ne laissant que peu de place à l'hypothèse de sources de photons d'ultra haute énergie.

8.4 RECHERCHE DE LA SIGNATURE DE LA CONVERSION DE PHOTONS SUR LES DIRECTIONS D'ARRIVÉE DES ÉVÉNEMENTS

Rappelons le principe du phénomène de conversion des photons (exposé en détails au chapitre 4) dont la probabilité devient significative au-delà de 5×10^{19} eV : un photon interagissant avec le

champ géomagnétique se convertit en paire électron-positron ce qui crée une pré-gerbe électromagnétique avant même l'entrée dans l'atmosphère. La gerbe atmosphérique qui se développe ensuite est générée par un groupe de particules électromagnétiques ne portant qu'une partie de l'énergie du rayon cosmique initial. Ces particules se trouvent donc en moyenne sous le seuil en énergie de l'effet LPM. Par conséquent, une gerbe issue d'un photon converti ressemble davantage à une gerbe issue d'un hadron qu'une gerbe issue de photon qui, elle, subit des retards de développement importants. La probabilité de conversion est proportionnelle au champ géomagnétique transverse et est donc minimale dans la direction du champ, c'est-à-dire vers le nord et à 55 degrés d'angle zénithal dans le cas du site sud de l'observatoire Pierre Auger. On espère ainsi que, le fait que la probabilité de conversion soit asymétrique (voir les cartes de probabilité de conversion sur la figure 4.10) conduira à une asymétrie dans le flux en coordonnées locales (azimuth, angle zénithal). Pour que cette asymétrie apparaisse, il faut qu'au-delà d'une certaine énergie, seules les gerbes converties, ou seules les gerbes non converties soient conservées dans notre sélection d'événements. Deux effets vont influer sur la fait que les gerbes de photons convertis ou non passent ou pas nos critères de sélection : l'acceptance du détecteur d'une part et le biais de reconstruction en énergie d'autre part.

Nous avons présenté au chapitre 4 une analyse (inspirée de [Maurin, 2005]) recherchant une asymétrie entre les événements provenant du nord et du sud qui pourrait signer cet effet et donc mettre en évidence la présence de photons dans les rayons cosmiques d'ultra haute énergie. Nous avons vu que cette analyse ne révélait aucune asymétrie significative.

Dans cette section nous allons tout d'abord essayer d'aller plus loin que la simple recherche d'un simple effet Nord/Sud. Nous allons voir en particulier que l'évolution de l'âge des gerbes de photons convertis et non convertis en fonction de leur angle zénithal rend les choses un peu plus subtiles qu'il n'y paraît au premier abord. Nous montrerons que la signature de cet effet existe malgré tout mais qu'il y a une inversion de la signature pour des angles zénithaux de 40 degrés et que l'on attend un effet nettement plus marqué au-delà de 40 degrés d'angle zénithal. Nous montrerons ensuite qu'aucun effet d'asymétrie significatif n'est observé dans les données d'Auger au-delà de $10^{19.5}$ eV.

La probabilité de conversion ne devient significative qu'au delà de $E = 10^{19.5}$ eV, l'acceptance devrait donc être bonne à ces énergies. Les cartes d'acceptance en fonction de l'énergie et de l'angle zénithal sont présentées sur la figure 8.5. On voit que l'acceptance est saturée pour les photons convertis ou non convertis au-delà de l'énergie seuil de la conversion. On detectera donc indifféremment les gerbes de photons convertis ou non convertis.

C'est donc plutot la différence de biais de reconstruction sur l'énergie des gerbes de photons convertis et non convertis qui va nous permettre d'observer la signature de la conversion. On a représenté sur la figure 8.6 le biais sur l'énergie reconstruite pour différentes gammes d'angles zénithaux. On peut ainsi voir que deux gammes d'angles zénithaux sont à considérer :

– On remarque qu'en dessous de 40 degrés d'angle zénithal, l'énergie des gerbes de photons non convertis reconstruite avec la méthode spécifique aux photons (non convertis) est systématiquement sous estimée[3] par rapport aux gerbes converties (histogrammes orange et bleu ciel sur la figure 8.6). Dans cette gamme d'angle, au-delà d'une énergie (reconstruite) de $10^{19.5}$ eV (et si une majorité de rayons cosmiques sont des photons), on aura donc essentiellement des photons

[3]cela provient des choix effectués pour le cas des gerbes quasi verticales dans cette reconstruction afin d'éviter des divergences, nous le rappelons. Voir section 6.3.4.

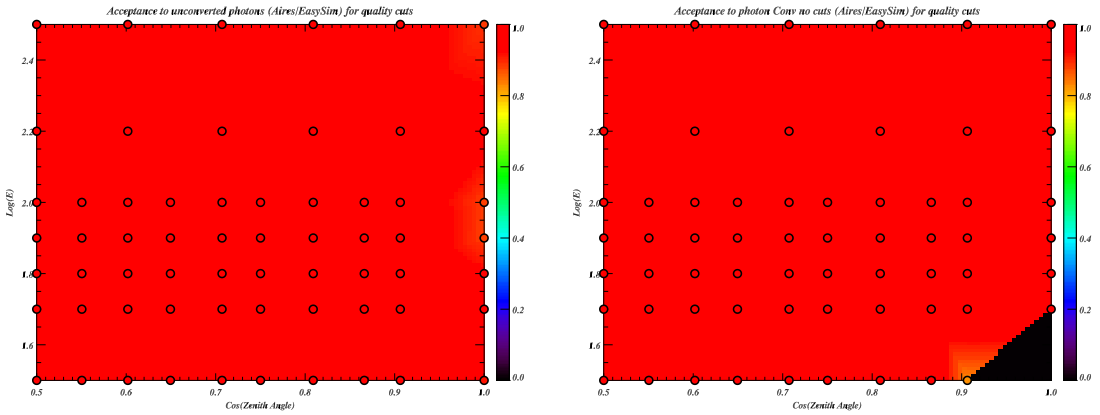


FIG. 8.5: Acceptance du détecteur aux gerbes de photons non convertis (à gauche) et convertis (à droite). en fonction de l'énergie et de l'angle zénithal. On voit que l'acceptance vaut 1 sur toute la zone d'analyse qui nous intéresse. Notons que l'on ne demande pas ici de critères de qualité spécifiques comme nous avons pu le faire au chapitre 7.

convertis, qui, au vu des cartes de probabilité de conversion proviendront majoritairement du sud (car cela maximise la composante transverse du champ géomagnétique par rapport à la direction de propagation du photon). Dans cette gamme d'angles zénithaux, nous attendons donc un excès d'événements en provenance du sud.

– au-delà de 40 degrés d'angle zénithal, l'estimation de l'energie (avec la reconstruction spécifique) est non biaisée pour les photons non convertis et nettement sous-estimée pour les convertis. Nous aurons donc majoritairement des photons non convertis au-delà du seuil de $10^{19.5}$ eV, et nous observerons donc cette fois un excès d'événements en provenance du Nord (c'est-à-dire proche de la direction du champ géomagnétique).

On voit donc qu'entre les petits angles zénithaux et les grands, il y a une inversion de l'asymétrie Nord/Sud en raison du biais sur notre estimateur de l'énergie qui dépend fortement du développement de la gerbe. Notons que l'excès vers le sud attendu pour les faibles angles zénithaux sera plus faible que celui qui est attendu vers le nord pour les grands angles zénithaux : la modulation en azimuth due à l'effet de conversion est nettement plus forte dans le second cas puisque le champ géomagnétique, à Malargüe, pointe vers un angle zénithal de 55 degrés, c'est donc à cet angle zénithal que la probabilité de conversion sera maximale (pour un azimuth diamétralement opposé au champ géomagnétique) et minimale (pour l'azimuth du champ géomagnétique). Notons par conséquent que l'approche consistant à rechercher uniquement une différence sur le nombre d'événements provenant du sud ou du nord ne permet pas de signer cet effet de conversion car l'inversion de l'effet sur la reconstruction en énergie ne peut éventuellement nous mener qu'à de très petits excès qui seraient très difficiles à mettre en évidence de façon claire. On peut par contre rechercher un effet en observant une carte du ciel en coordonnées locales, ce qui pourrait mettre en évidence une figure caractéristique.

Pour cela, des cartes de significance d'excès ou de déplétion ont été construites de manière analogue à ce qui a été présenté dans la section précédente, mais cette fois en coordonnées locales (azimuth et angle zénithal). La carte de couverture est cette fois simplement calculée à partir de l'ajustement de la distribution des angles zénithaux des événements (voir figure 8.2). Les événements ont été sélectionnés comme ayant une énergie (reconstruite dans l'hypothèse photons)

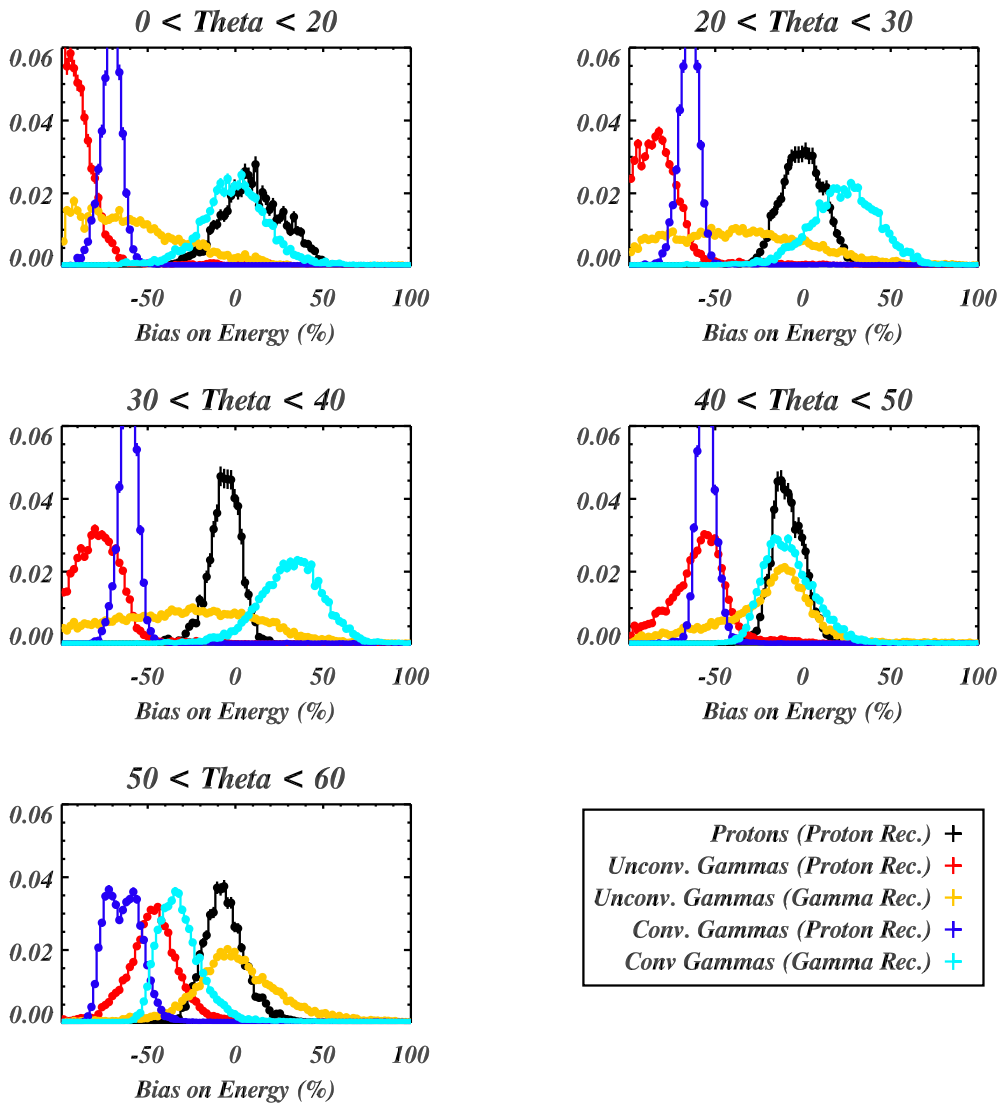
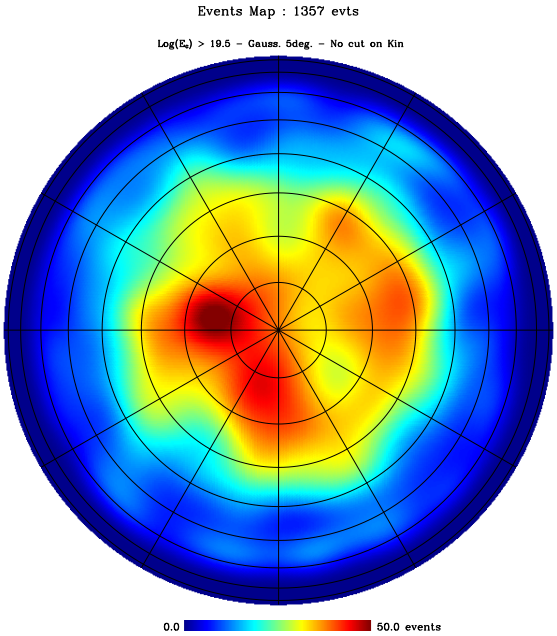


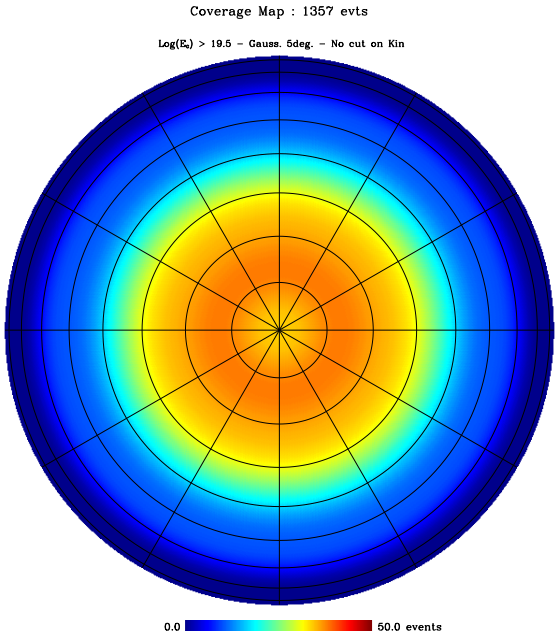
FIG. 8.6: Biais (en %) sur l'énergie reconstruite pour les gerbes de protons (en noir) et pour les gerbes de photons convertis ou non convertis selon que l'on utilise la reconstruction classique (hypothèse proton) ou la méthode spécifiquement adaptée aux photons non convertis. On remarque la très nette sous estimation de l'énergie des photons non convertis avec la reconstruction spécifique pour les petits angles zénithaux. Nous avions évoqué ce biais au chapitre 6, il est lié au fait que ces gerbes sont trop peu développées pour permettre une reconstruction correcte de leur énergie.

supérieure à 3×10^{19}eV , soit 1357 événements dans notre cas. Nous cherchons un effet à des échelles plus grandes que la résolution de l'instrument et nous utiliserons donc un lissage de 5 degrés.

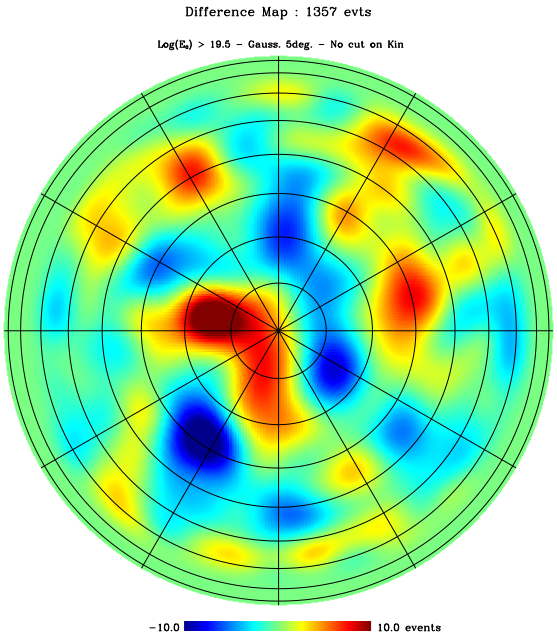
Il semblerait qu'aucun effet d'anisotropie pouvant être lié à la conversion des photons dans le champ géomagnétique ne puisse être observé de manière significative. La statistique dont nous disposons à ces énergies est cependant encore trop faible pour que nous puissions tirer une conclusion ferme de cette étude. S'il se confirme, ce résultat renforcerait de manière indépendante le résul-



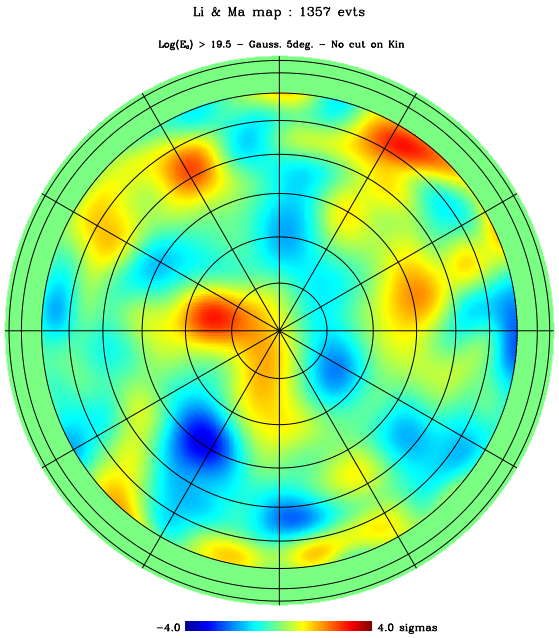
(a) Carte d'événements lissée



(b) Carte de couverture lissée



(c) Carte de différence



(d) Carte de significance

FIG. 8.7: Résultats de la recherche de la signature de la conversion des photons dans le champ géomagnétique.

tat donné au chapitre 7 selon lequel la fraction de photons dans le rayonnement cosmique d'ultra haute énergie est faible.

8.5 CONCLUSIONS

Nous avons tenté par cette recherche d'anisotropies sur le ciel de renforcer le résultat obtenu au chapitre 7 indiquant une très faible proportion de photons parmi les rayons cosmiques d'ultra haute énergie.

Pour ce faire nous avons tenté de mettre en évidence des accumulations sur la voûte céleste avec des événements sélectionnés pour leurs caractéristiques plus *photoniques* que la moyenne (développement plus tardif et faiblesse en muon de la gerbe). Aucune accumulation significative n'a pu être mise en évidence, ni aux grandes ni au petites échelles. En particulier, aucun excès en provenance du centre galactique n'a été vu. La statistique disponible est toutefois encore faible. La présence d'une anisotropie au centre galactique serait une des principales signatures des modèles *top-down* faisant appel à de la matière noire super lourde (SHDM, voir chapitre 3). La recherche d'un excès d'événements ayant un développement tardif devrait être une signature très forte de ce modèle permettant même de différencier différentes hypothèses si nous observions un excès pour les rayons cosmiques tout-venant. Le fait de retrouver cet excès pour les événements "photoniques" nous permettrait de distinguer les modèles de SHDM de production de neutrons au centre galactique par exemple ([Grasso and Maccione, 2005b]) qui auraient, eux, une origine astrophysique. Par ailleurs, si un excès était véritablement dû à la présence de photons d'ultra haute énergie, sa significance dans ce type d'analyse serait beaucoup plus forte puisque nous coupons une grande partie du fond de protons.

Nous avons aussi recherché la signature sur la direction d'arrivée des événements d'énergie ultra haute liée à la conversion d'éventuels photons. Cette signature n'est pas non plus observée mais la statistique est très modeste : il faudrait donc une très forte asymétrie pour que nous y soyons sensibles.

Les deux recherches d'anisotropies présentées dans ce chapitre tendent à confirmer l'absence (où la très faible proportion) de photons dans le rayonnement cosmique aux ultra hautes énergies, renforçant ainsi les conclusions du chapitre précédent et défavorisant de fait les modèles de type *top-down* présentés au chapitre 3.

CONCLUSION :

L'observatoire Pierre Auger dont la construction sera totalement terminée dans quelques mois commence déjà à nous donner les moyens de contraindre les modèles les plus exotiques pour la production des rayons cosmiques d'énergie ultra-haute. L'établissement d'une fraction très faible de photons d'ultra haute énergie ainsi que l'absence d'accumulations d'événements présentant potentiellement la caractéristiques de photons d'ultra haute énergie ne laissent que peu de place aux modèles *top-down* pour la production des rayons cosmiques d'énergie supérieure à 10^{20} eV. Les résultats présentés ici laissent d'autant moins ouverte la possibilité de l'existence de ces modèles que d'autres analyses totalement différentes, que ce soit aux très hautes énergies ou par l'observation du rayonnement gamma au TeV, les défavorisent également.

Rappelons toutefois que si la coupure GZK était observée, le travail que nous concluons maintenant n'aurait aucune prise sur les modèles *top-down*, tant les fractions de photons attendues dans ce cas seraient faibles. Nous pourrions d'ailleurs retourner cet argument en interprétant la limite que nous établissons au chapitre 7 non pas comme une défavorisation des modèles *top-down* mais comme un indice indirect de l'observation de la coupure GZK.

L'étudiante que je suis encore soupirerait presque "*quel dommage...*" en voyant ainsi reculer de si séduisantes idées à la frontière entre infiniment grand et infiniment petit. Mais l'abattement ne dure qu'un instant : l'observatoire Pierre Auger prend des données depuis maintenant plus de deux ans et il nous ouvre d'immenses perspectives ! Tout d'abord les avancées expérimentales qui nous permettront d'améliorer la reconstruction en énergie nous donneront sans doute les moyens, avec un peu de patience encore, de répondre de façon directe à la question existe-t-il ou non une coupure GZK dans le spectre ? A l'heure où nous écrivons ces lignes, une révision de la calibration en énergie de l'expérience AGASA a été annoncée (workshop de Vulcano 22-27 mai 2006). Par conséquent les 11 événements post-GZK qui avaient été observés par cette expérience ont été recalibrés et il ne reste alors que 5 événements au delà de la coupure GZK. Si on ajoute par ailleurs, plus modestement, les résultats que nous avons obtenus ici, il semblerait que nous nous dirigions vers une réponse positive à la question de la présence de la coupure GZK. Mais restons prudents.

Quoi qu'il en soit, l'univers des particules d'énergie extrême ne se résume pas à cette fameuse coupure. Si nous voulons parler simplement de la composition du rayonnement cosmique, il serait par exemple essentiel de chercher à distinguer la présence de noyaux dans les rayons cosmiques d'énergie supérieure à 10^{18} eV. Leur mise en évidence semble être un argument d'un grand poids, notamment pour la compréhension de la cheville du spectre des rayons cosmiques. D'un point de vue expérimental, la recherche de la composition hadronique est très subtile. Elle ne peut sans doute pas être effectuée sur la base d'événements individuels comme ce qui a été développé pour le recherche de photons. La recherche de la composition des UHECR nous emmènerait donc vers des analyses tout-à-fait innovantes, utilisant sans doute les événements hybrides d'Auger qui com-

mencent à s'accumuler.

Un autre aspect très riche qu'Auger peut nous permettre d'aborder pourrait être la mise en évidence des sources astrophysiques de RCUHE chargés. Sans parler des phénomènes de production qui restent encore totalement incompris, leur simple observation nous permettrait de tester des modèles de propagation des rayons cosmiques. Elle pourrait peut-être dans ce cas, nous permettre de donner des contraintes sur les champs magnétiques extragalactiques qui sont si mal connus. Nous pouvons donc espérer grâce à cet observatoire des avancées considérables pour l'astrophysique des hautes énergies.

Les premiers pas de l'observatoire Pierre Auger sont extrêmement prometteurs. Ils nous offrent la perspective de soulever un coin du voile qui recouvre les phénomènes d'énergie extrême et nous permettent d'espérer une quantité mais également une qualité de données jusqu'à présent inégalée dans le domaine des rayons cosmiques d'énergie supérieure à 10^{18} eV. Nous sommes dans une période très stimulante où la compréhension du comportement de notre détecteur commence à nous permettre de confronter nos résultats aux modèles existant, tout en demandant encore beaucoup de finesse et de travail pour maîtriser de mieux en mieux les effets liés à son fonctionnement. Que de pistes à explorer ! C'est plutôt à l'idée de terminer cette thèse sur le détecteur Auger maintenant, face à tant de points à comprendre et d'idées à explorer que je pense plutôt soupirer (avec raison cette fois) *"quel dommage..."*

BIBLIOGRAPHIE

Abbasi, R. U. et al. (2005). Observation of the ankle and evidence for a high-energy break in the cosmic ray spectrum. *Phys. Lett.*, B619 :271–280.

Abu-Zayyad et al. (2001). Measurement of the Cosmic-Ray Energy Spectrum and Composition from 10^{17} to $10^{18.3}$ eV Using a Hybrid Technique. *ApJ*, 557 :686–699.

Aglietta et al. (2005). Calibration of the surface array of the Pierre Auger Observatory. In *29th International Cosmic Ray Conference Pune*.

Aharonian, F. et al. (2004). Very high energy gamma rays from the direction of sagittarius a*. *Astron. Astrophys.*, 425 :L13–L17.

Aharonian, F. et al. (2006a). A detailed spectral and morphological study of the gamma-ray supernova remnant RXJ1713.7-394 with H.E.S.S. *Astronomy and Astrophysics*.

Aharonian, F. et al. (2006b). Discovery of very-high-energy gamma-rays from the galactic centre ridge. *Nature*, 439 :695–698.

Alexander, J. K., Brown, L. W., Clark, T. A., Stone, R. G., and Weber, R. R. (1969). The Spectrum of the Cosmic Radio Background Between 0.4 and 6.5 MHz. *Astrophysical Journal*, 157 :163.

Allard et al. (2005a). The trigger system of the pierre auger surface detector : efficiency and stability. In *29th International Cosmic Ray Conference Pune*.

Allard, D. (2004). *Détection des rayons cosmiques ultra-énergetiques avec l'observatoire Pierre Auger et étude de leur propagation dans le milieu extragalactique*. PhD thesis, Université Paris.

Allard, D. et al. (2005b). Aperture calculation of the Pierre Auger Detector. In *29th International Cosmic Ray Conference Pune*. for the Pierre Auger Collaboration.

Allard, D., Parizot, E., Khan, E., and Olinto, A. (2005c). UHE nuclei propagation and the interpretation of the ankle in the cosmic ray spectrum. *A&A*.

Aloisio, R., Berezinsky, V., and Kachelriess, M. (2004). Fragmentation functions in supersymmetric QCD and ultrahigh energy cosmic ray spectra produced in top-down models. *Phys. Rev. D*, 69(9) :094023.

Aloisio, R., Berezinsky, V., and Kachelriess, M. (2006). On the status of superheavy dark matter.

Amelino-Camelia, G. (2004). Planck-scale Lorentz-symmetry test theories. *ArXiv Astrophysics e-prints*.

Amelino-Camelia, G., Ellis, J., Mavromatos, N. E., Nanopoulos, D. V., and Sarkar, S. (1998). Tests of quantum gravity from observations of gamma-ray bursts. *Nature*, 393 :763–765.

Amelino-Camelia, G., Ellis, J. R., Mavromatos, N. E., and Nanopoulos, D. V. (1997). Distance measurement and wave dispersion in a liouville- string approach to quantum gravity. *Int. J. Mod. Phys.*, A12 :607–624.

Anchordoqui, L. A., Goldberg, H., and Torres, D. F. (2003). Anisotropy at the end of the cosmic ray spectrum ? *Phys. Rev. D*, 67(12) :123006.

Antoni, T. et al. (2006). Kascade Measurement of energy spectra for elemental groups of cosmic rays : Results and open problems. *Astroparticle Physics*.

Armengaud, E., Deligny, O., Lamblin, J., and Maurin, G. (2003). Fitting a variable radius of curvature. *GAP-Note Auger*, (2003-108).

Auger, P., Maze, R., and Grivet-Mayer, T. (1938a). Académie des sciences scéance du 18 Juin 1938. *C.R. Acad. Sci. Ser. 2* **206** *172*.

Auger, P., Maze, R., and Grivet-Mayer, T. (1938b). Académie des sciences scéance du 18 Juin 1938. *C.R. Acad. Sci. Ser. 2* **207** *228*.

Auger coll. (1997). Auger technical design report. http ://www.auger.org/admin/DesignReport/index.html.

Ave, M., Hinton, J. A., Vázquez, R. A., Watson, A. A., and Zas, E. (2002). Constraints on the ultrahigh-energy photon flux using inclined showers from the Haverah Park array. *Phys. Rev. D*, 65(6) :063007.

Badagnani, D., Billoir, P., and Roucelle, C. (2005). When do GAmmas look like Protons ? *GAP-Note Auger*, (GAP2005-104).

Badagnani, D. and Sciutto, S. (2005). AIRES photon shower photon production at Lyon. *GAP-Note Auger*, (GAP2005-030).

Baier, V. and Katkov, V. (1998). Theory of the Landau Pomeranchuk Migdal effect. *Phys. Rev. D*, 57(5).

Barwick, S. W. et al. (2006). Constraints on cosmic neutrino fluxes from the anita experiment. *Phys. Rev. Lett.*, 96 :171101.

Bednarek, W. (2002). Cascades in the earth's magnetosphere initiated by photons with parameters of the highest energy agasa events. *New Astron.*, 7 :471.

Bellido, J. A., Clay, R. W., Dawson, B. R., and Johnston-Hollitt, M. (2001). Southern hemisphere observations of a 10^{18} eV cosmic ray source near the direction of the Galactic Centre. *Astroparticle Physics*, 15 :167–175.

Bellido, J. A., D'Urso, D., Geenen, H., Guarino, F., Perrone, L., Petrera, S., Prado, Jr., L., and Salamida, F. (2005). Fluorescence and Hybrid Detection Aperture of the Pierre Auger Observatory.

Berezinsky, V., Blasi, P., and Vilenkin, A. (1998). Signatures of topological defects. *Phys. Rev. D*, 58(10) :103515.

Berezinsky, V., Gazizov, A., and Grigorieva, S. (2005). Dip in UHECR spectrum as a signature of proton interaction with CMB. *Phys. Lett. B*, 612 :147–153.

Berezinsky, V., Kachelrieß, M., and Vilenkin, A. (1997). Ultrahigh Energy Cosmic Rays without Greisen-Zatsepin-Kuzmin Cutoff. *Physical Review Letters*, 79 :4302–4305.

Berezinsky, V. and Mikhailov, A. A. (1999). Anisotropy of ultra high energy cosmic rays in the dark matter halo models. *Phys. Lett.*, B449 :237–239.

Berezinsky, V. and Vilenkin, A. (1997). Cosmic Necklaces and Ultrahigh Energy Cosmic Rays. *Physical Review Letters*, 79 :5202–5205.

Bergman, D. f. t. H. c. (2005). Monocular UHECR spectrum measurements from HiRes. In *29th International Cosmic Ray Conference Pune*.

Bertou, X. (2001). *L'observatoire Pierre Auger : Vers la détection de photons et neutrinos à ultra haute énergie ?* . PhD thesis, Université Paris 7.

Bertou, X., Billoir, P., and Dagoret-Campagne, S. (2000). LPM effect and pair production in the geomagnetic field : a signature of ultra-high energy photons in the Pierre Auger Observatory. *Astroparticle Physics*, 14 :121–130.

Bertou, X., Billoir, P., Deligny, O., Lachaud, C., and Letessier-Selvon, A. (2002). Tau neutrinos in the Auger Observatory : a new window to UHECR sources. *Astroparticle Physics*, 17 :183–193.

Bertou, X. et al. (2006). Calibration of the surface array of the Pierre Auger Observatory. Soumis à la publication dans Astroparticle Physics.

Bethe, H. and Heitler, W. (1934). *Proc. Roy. Soc.*, 83(A146).

Bezrukov and Bugaev (1981). Nucleon Shadowing Effects In Photon Nucleus Interaction. *Sov. J. Nucl. Phys.*, 33(635).

Bhattacharjee, P. and Sigl, G. (1995). Monopole annihilation and highest energy cosmic rays. *Phys. Rev. D*, 51 :4079–4091.

Bhattacharjee, P. and Sigl, G. (2000). Origin and propagation of extremely high energy cosmic rays. *Phys. Rept.*, 327 :109–247.

Bhattarcharjee, P. and Sigl, G. (2000). Origin and propagation of Extremely High Energy Cosmic Rays. *Physics Report*, 327(3-4) :109–247.

Biermann, P. L., Moiseenko, S., Ter-Antonyan, S., and Vasile, A. (2003). Cosmic rays from PeV to ZeV, stellar evolution, supernova physics and gamma ray bursts. astro-ph/0302201.

Billoir, P. (2000). Reconstruction of Showers with the Ground Array : Status of the Prototype Program. *GAP-Note Auger*, (2000-025).

Billoir, P. (2002a). Parametrization of the relation between primary energy and s(1000) in surface detector. *GAP-Note Auger*, (GAP2002-075).

Billoir, P. (2002b). Peak Searching in FADC traces. *GAP-Note Auger*, (GAP2002-076).

Billoir, P. (2002c). Reconstruction of first year EA events from the Surface Dectector. *GAP-Note Auger*, (GAP2002-044).

Billoir, P. (2004). Indirect Measurement of Xmax with the Surface Detector. *GAP-Note Auger*, (GAP2004-010).

Billoir, P. (2005). FADC trace cleaning in Surface Detector through a segmentation procedure. *GAP-Note Auger*, (GAP2005-074).

Blanch, O. and Billoir, P. (2005). Search for Neutrino Candidates in the Auger Data. *GAP-Note Auger*, (GAP2005-047).

Blasi, P., Epstein, R. I., and Olinto, A. V. (2000). Ultra-High-Energy Cosmic Rays from Young Neutron Star Winds. *ApJ*, 533 :L123–L126.

Block, M. and Halzen, F. (2004). Evidence for the saturation of the Froissart bound. *Phys. Rev. D*, 70(091901).

Brun, R. et al. (2006). Root, an object oriented data analysis framewok : `http ://root.cern.ch`.

Cillis, A. N., Fanchiotti, H., García Canal, C. A., and Sciutto, S. J. (1999). Influence of the LPM effect and dielectric suppression on particle air showers. *Phys. Rev. D*, 59(11) :113012.

Coleman, S. R. and Glashow, S. L. (1999). High-energy tests of lorentz invariance. *Phys. Rev.*, D59 :116008.

Collaboration Auger (2005a). Angular resolution of the surface detector of the pierre auger observatory. In *29th International Cosmic Ray Conference Pune*.

Collaboration Auger (2005b). Anisotropy studies around the galactic center at EeV energies with the Auger Data. In *29th International Cosmic Ray Conference Pune*.

Collaboration Auger (2005c). Coverage and large scale anisotropies estimation methods for the Pierre Auger observatory. In *29th International Cosmic Ray Conference Pune*.

Collaboration Auger (2005d). First estimate of the primary cosmic ray energy spectrum above 3-EeV from the Pierre Auger observatory. In *29th International Cosmic Ray Conference Pune*.

Collaboration Auger (2005e). Performance fluorescence detectors of the Pierre Auger Observatory.

Collaboration Auger (2005f). Search for localized excess fluxes in Auger sky maps and prescription results. In *29th International Cosmic Ray Conference Pune*.

collaboration Auger (2006). An upper limit to the fraction of photons in primary cosmic rays above 10^{19} eV as determined using the Pierre Auger Observatory. soumis à la publication dans Astroparticle Physics.

Collaboration Auger (2006). Anisotropy studies around the galactic center at EeV energies with the Auger Observatory. *soumis à la publication*.

Cronin, J. W. (2003). Particle discrimination using the FADC traces from the Auger Observatory surface detector. *GAP-Note Auger*, (GAP2003-076).

Da Silva, P. (2004). *A la recherche des énergies extrêmes : détection des rayons cosmiques avec l'observatoire Pierre Auger*. PhD thesis, Université Paris 6.

Dagoret-Campagne, S. (2004). Central trigger user guide and reference manual. *GAP-Note Auger*, (2004-020).

Dar, A. (2006). The origin of cosmic rays at all energies. *ArXiv Astrophysics e-prints*.

de Bruin et al. Exploring the universe with the low frequency array - A science case. http ://www.lofar.org/PDF/NL-CASE-1.0.pdf.

de Marco, D., Blasi, P., and Olinto, A. V. (2003). On the statistical significance of the GZK feature in the spectrum of ultra-high energy cosmic rays. *Astroparticle Physics*, 20 :53–65.

Deligny, O. (2003). *Observatoire Pierre Auger : analyse des gerbes inclinées, observation de neutrinos d'ultra haute énergie et signature d'une origine locale pour les rayons cosmiques chargés*. PhD thesis, Université Paris 6.

Dick, R., Hopp, K. M., and Wunderle, K. E. (2005). Ultrahigh energy cosmic rays from collisional annihilation revisited. *ArXiv Astrophysics e-prints*.

Donnachie, A. and Landshoff, P. (2001). New data and the hard pomeron. *Phys. Lett. B*, 518(63).

Drury, L. (1994). Acceleration of cosmic rays. *Contemp. Phys.*, 35(232).

Dubovsky, S. L. and Tinyakov, P. G. (1998). Galactic anisotropy as signature of cdm-related ultra-high energy cosmic rays. *JETP Lett.*, 68 :107–111.

Dubrovich, V. K., Fargion, D., and Khlopov, M. Y. (2004). Primordial bound systems of superheavy particles as the source of ultra-high energy cosmic rays. *Astropart. Phys.*, 22 :183–197.

Eidelman, S. et al. (2004). Review of Particle Physics. *Physics Letters B*, 592.

Engel, R. and Klages, H. (2004). Experimental results : an update. In *C. R. Physique 5*, pages 505–518. Elsevier.

Erber, T. (1966). High-Energy Electromagnetic Conversion Process in Intense Magnetic Fields. *Review of modern physics*, 38(4).

Evans, N. W., Ferrer, F., and Sarkar, S. (2003). Clustering of ultrahigh energy cosmic rays and their sources. *Phys. Rev. D*, 67(10) :103005.

Fixsen, D. J., Cheng, E. S., Gales, J. M., Mather, J. C.and Shafer, R. A., and Wright, E. L. (1996). The Cosmic Microwave Background Spectrum from the Full COBE FIRAS Data Set. *ApJ*.

Gaisser, T. K. (1990). *Cosmic Rays and Particle Physics*. Praxis Cambridge University Press.

Gaisser, T. K. (2001). Origin of Cosmic Radiation. In Aharonian, F. A. and Völk, H. J., editors, *American Institute of Physics Conference Series*, page 27.

Gelimini, G., Kalashev, O., and Semikoz, D. (2005). GZK Photons as ultra-high energy cosmic rays.

Gelmini, G. and Kusenko, A. (2000). Unstable Superheavy Relic Particles as a Source of Neutrinos Responsible for Ultrahigh-Energy Cosmic Rays. *Physical Review Letters*, 84 :1378–1380.

Gorbunov, D. S., Tinyakov, P. G., Tkachev, I. I., and Troitsky, S. V. (2002). Evidence for a Connection between the γ-Ray and the Highest Energy Cosmic-Ray Emissions by BL Lacertae Objects. *ApJ*, 577 :L93–L96.

Gorski, K. M. et al. (2005). Healpix – a framework for high resolution discretization, and fast analysis of data distributed on the sphere. *Astrophys. J.*, 622 :759–771.

Grasso, D. and Maccione, L. (2005a). Sgr A East as a possible high energy neutron factory in the galactic centre. *Astropart. Phys.*, 24 :273–288.

Grasso, D. and Maccione, L. (2005b). Sgr a east as a possible high energy neutron factory in the galactic centre. *Astropart. Phys.*, 24 :273–288.

Greisen, K. (1966). End to the cosmic-ray spectrum ? *Phys. Rev. Lett.*, 16(748).

Haungs, A. (2005). Investigating the second knee : The KASCADE-Grande experiment. astro-ph/0508286.

Haungs, A., Rebel, H., and Roth, M. (2003). Energy spectrum and mass composition of the high energy cosmic rays. *Rep. Prog. Phys*, 66 :1145–1206.

Hayashida, N. et al. (2000). Updated agasa event list above 4*10**19-ev.

Heck, D., Risse, M., and Knapp, J. (2003). Comparison of hadronic interaction models at Auger energies. *Nuclear Physics B (Proc. Suppl.)*, 122 :364–367.

Heitler, W. (1966). *The quantum theory of radiation (3d edition)*. Oxford university press.

Hillas, A. M., Marsden, D. J., Hollows, J. D., and Hunter, H. W. (1971). Measurement of Primary Energy of Air Showers in the Presence of Fluctuations. In *International Cosmic Ray Conference*, page 1001.

Hoecker, A. and Kartvelishvili, V. (1996). SVD Approach to Data Unfolding. *NIM*, A372 :469.

Homola, P. et al. (2002). Discrimination of photons in UHE cosmic-ray flux : a preshower program for CORSIKA. *GAP-Note Auger*, (2002-077).

Homola, P. et al. (2004). Was the highest energy cosmic ray a photon ? *Acta Phys. Polon.*, B35 :1893.

Homola, P. et al. (2006). Photon showers : Malargue vs. Colorado. En cours. Présentation workshop analyses photons.

Hörandel, J. R. (2005). Overview on direct and indirect measurements of cosmic rays. *International Journal of Modern Physics A*.

Idl (2002). *Idl 5.6 Manual*. p485-492. Documentation portant sur les fonctions pour l'analyse en composantes principales.

Joliffe, I. (2002). *Principal Component Analysis, 2d Edition*. Springer Series in Statistics. Springer Verlag.

Kalashev, O. E., Kuzmin, V. A., Semikoz, D. V., and Sigl, G. (2002a). Ultra-high energy cosmic rays from neutrino emitting acceleration sources ? *Phys. Rev.*, D65 :103003.

Kalashev, O. E., Kuzmin, V. A., Semikoz, D. V., and Sigl, G. (2002b). Ultra-high energy neutrino fluxes and their constraints. *Phys. Rev.*, D66 :063004.

Kibble, T. W. B. (1976). Topology of cosmic domains and strings. *J. Phys.*, A9 :1387–1398.

Kim, H. B. and Tinyakov, P. (2004). Constraining superheavy dark matter model of uhecr with sugar data. *Astropart. Phys.*, 21 :535–542.

Klein, S. R. (2004). e+ e- pair production from 10-gev to 10-zev.

Kolb, E. W., Chung, D. J. H., and Riotto, A. (1998). Wimpzillas !

Kuzmin, V. A. and Rubakov, V. A. (1998). Ultrahigh-energy cosmic rays : A window on postinflationary reheating epoch of the universe ? *Phys. Atom. Nucl.*, 61 :1028–1030.

Kuzmin, V. A. and Tkachev, I. I. (1999). Ultra high energy cosmic rays and inflation relics. *Phys. Rept.*, 320 :199–221.

Lagage, P. and Cesarsky, C. (1983). The maximum energy of cosmic rays accelerated by supernova shocks. *A&A*.

Landau, L. and Pomeranchuk, I. (1953). *Dokl. Akad. Nauk.*, 92(535). en russe.

Li, T.-P. and Ma, Y.-Q. (1983). Analysis methods for results in gamma-ray astronomy. *Astrophys. J.*, 272 :317–324.

MacBreen, B. and Lambert, C. (1981). Interaction of high energy (E>510^{19} eV) photons in earth magnetic field. *Phys. Rev. D*, 24(9).

Maurin, D. and Taillet, R. (2003). Spatial Origin of Galactic Cosmic Rays in Diffusion Models : I - Standard sources in the Galactic disk . *A&A*, 402 :971.

Maurin, G. (2005). *Etude de la nature des rayons cosmiques d'ultra haute énergie à partir des premières données de l'observatoire Pierre Auger*. PhD thesis, Université Paris 7.

Medina Tanco, G. A. and Watson, A. A. (1999). Dark matter halos and the anisotropy of ultra-high energy cosmic rays. *Astroparticle Physics*, 12 :25–34.

Migdal, A. (1956). *Phys. Rept.*, 103(1811).

Ostrowski, M. (2002). Mechanisms and sites of ultra high energy cosmic ray origin. *Astroparticle Physics*, 18 :229–236.

Ostrowski, M. (2004). Acceleration Mechanism 1 : shock acceleration. In *C. R. Physique 5*, pages 423–429. Elsevier.

Parizot, E. (2005). *Rayons cosmiques et rayonnements du cosmos* . Thèse d'habilitation à diriger des recherches Université Paris 7.

Parizot, E., Marcowith, A., van der Swaluw, E., Bykov, A. M., and Tatischeff, V. (2004). Superbubbles and energetic particles in the Galaxy. I. Collective effects of particle acceleration. *Astronomy and Astrophysics*, 424 :747–760.

Penzias, A. and Wilson, R. (1965). A Measurement of Excess Antenna Temperature at 4080 Mc/s. *Astrophysical Journal*, 142 :419.

photon group, A. (2005). Photon activities within Auger : A collection of current results and ideas. *GAP-Note Auger*, (2005-096).

Press, W. H. et al. (2002). *Numerical Recipes in C++*. Cambridge University Press.

Protheroe, R. J. and Biermann, P. L. (1996). A new estimate of the extragalactic radio background and implications for ultra-high-energy gamma-ray propagation. *Astroparticle Physics*, 6 :45–54.

Ptuskin, V. (2005). Supernova Remnants as cosmic accelerators. In *Neutrino and explosive events in the universe*, volume 209 of *NATO science series*, pages 131–141. Springer.

Revenu, B. (2000). *Anisotropies et polarisation du rayonnement fossile : méthodes de détection et traitement de données* . PhD thesis, Université Paris 7.

Risse, M. et al. (2001). Photon air showers at ultra-high energy and the photonuclear cross-section. *Czechoslovak Journal of Physics*, 51(0).

Risse, M., Homola, P., Engel, R., Góra, D., Heck, D., Pękala, J., Wilczyńska, B., and Wilczyński, H. (2005). Upper Limit on the Photon Fraction in Highest-Energy Cosmic Rays from AGASA Data. *Physical Review Letters*, 95(17) :171102.

Rossi, B. (1952). *High energy particles*. Prentice-Hall.

Roucelle, C., Hamilton, J.-C., and Billoir, P. (2005). Statistical methods for photon upper limit évaluations. *GAP-Note Auger*, (2005-077).

Rouillé d'Orfeuil, B., Hamilton, J.-C., Medina, M.-C., and Revenu, B. (2006). Coverage and anisotropy toolkit : `http ://apcauger.in2p3.fr/Protected/Toolkit/`.

Rubtsov, G. I. et al. (2006). Upper limit on the ultra-high-energy photon flux from agasa and yakutsk data.

Sato, H. and Tati, T. (1972). Hot Universe, Cosmic Rays of Ultrahigh Energy and Absolute Reference System. *Progress of Theoretical Physics*, 47 :1788–1790.

Semikoz, D. V. and Sigl, G. (2004). Ultra-high energy neutrino fluxes : New constraints and implications. *JCAP*, 0404 :003.

Shinozaki, K. et al. (2002). Upper Limit on Gamma-Ray Flux above 10^{19} eV Estimated by the Akeno Giant Air Shower Array Experiment. *ApJ*, 571 :L117–L120.

Shinozaki, K. f. t. A. c. (2006). AGASA Results. *Nuclear Physics B*, 151 :3–10.

Sreekumar, P. et al. (1998). Egret observations of the extragalactic gamma ray emission. *Astrophys. J.*, 494 :523–534.

Stecker, F. W. and Scully, S. T. (2005). Lorentz invariance violation and the spectrum and source power of ultrahigh energy cosmic rays. *Astroparticle Physics*, 23 :203–209.

Strong, A. W., Moskalenko, I. V., and Reimer, O. (2004). A new determination of the extragalactic diffuse gamma-ray background from egret data. *Astrophys. J.*, 613 :956–961.

Tahir, S. et al. (2005). Total cross-section at cosmic ray energies. In *29th International Cosmic Ray Conference Pune*.

Taillet, R. and Maurin, D. (2003). Spatial Origin of Galactic Cosmic Rays in Diffusion Models : II - Exotic Primary Cosmic Rays. *A&A*, 404 :949–958.

Takeda, M. et al. (1999a). Small-Scale Anisotropy of Cosmic Rays above 10ˆ19 eV Observed with the Akeno Giant Air Shower Array. *ApJ*, 522 :225–237.

Takeda, M. et al. (1999b). Small-Scale Anisotropy of Cosmic Rays above 10ˆ19 eV Observed with the Akeno Giant Air Shower Array. *ApJ*, 522 :225–237.

The High Resolution Fly's Eye Collaboration (2005). Search for Point-Like Sources of Cosmic Rays with Energies above 10ˆ18.5 eV in the HiRes-I Monocular Data-Set. *ArXiv Astrophysics e-prints*.

Tinyakov, P. G. and Tkachev, I. I. (2001). Correlation function of ultra-high energy cosmic rays favors point sources. *JETP Lett.*, 74 :1–5.

Ulrich, H. et al. (2005). Composition and energy spectra of elemental groups around the knee : Results from KASCADE. In *29th International Cosmic Ray Conference Pune*.

Unger, M. (2005). private communication.

Vilenkin, A. and Shellard, E. P. S. (1994). *Cosmic strings and other topological defects*. Cambridge Monographs on Mathematical Physics, Cambridge : Cambridge University Press, |c1994.

Watson, A. (2006). The mass composition of cosmic rays above 10^{17} eV. *Nuclear Physics B (Proc. Suppl.)*, 151 :83–91.

Weiler, T. J. (1999). Cosmic-ray neutrino annihilation on relic neutrinos revisited : a mechanism for generating air showers above the Greisen-Zatsepin-Kuzmin cutoff. *Astroparticle Physics*, 11 :303–316.

Westerhoff, S. and for the High Resolution Fly's eye collaboration (2006). Searching for the origin of ultrahigh energy cosmic rays with the High Resolution Fly's eye stereo detector. *Nuclear Physics B (Proc. Suppl.)*, 151 :11–18.

Zatsepin, G. and Kuzmin, V. (1966). Upper limit of the spectrum of cosmic rays. *JEPT Lett.*, 4(18).

RÉSUMÉ :

L'une des voies explorées pour expliquer la présence de rayons cosmiques à des énergies extrêmes ($\geq 10^{20}$ eV) repose sur la désintégration de particules ultra massives reliques de l'Univers primordial ou de défauts topologiques. Ces modèles, dits *top-down*, prévoient qu'une fraction significative des rayons cosmiques les plus énergétiques soit constituée de photons. Les gerbes atmosphériques issues de photons UHE ont un développement particulier qui permet de les distinguer des gerbes d'origine hadronique avec le détecteur de surface de l'observatoire Pierre Auger. Les données qui y ont été accumulées depuis 2004 nous ont permis d'établir une limite supérieure très basse sur la fraction de photons présente parmi les RCUHE, apportant une nouvelle contrainte aux modèles top-down. Nous avons pour cela développé une reconstruction particulière pour les gerbes issues de photons puis, en comparant statistiquement les événements d'Auger avec un ensemble de simulations de gerbes photoniques nous avons cherché à isoler des candidats. Une signature liée à la conversion de photons UHE dans le champ géomagnétique, attendue sur les directions d'arrivée des rayons cosmiques d'énergie supérieures à $10^{19.5}$ eV, a par ailleurs été recherchée. Aucun effet n'a été mis en évidence. Enfin, les particules ultra massives des modèles *top-down* pourraient s'accumuler par interaction gravitationnelle en suivant le profil de la matière noire. Des directions d'arrivée privilégiées pour les événements dont le comportement s'éloigne de celui d'une gerbe hadronique ont donc également été recherchées sur le ciel de l'hémisphère sud. Aucune accumulation statistiquement significative n'a été observée.

MOTS-CLÉS :

rayons cosmiques - gerbes atmosphériques - observatoire Pierre Auger - composition des RCUHE - photons d'ultra haute énergie - modèles *top-down*

ABSTRACT :

One of the trails that may lead to the understanding of the existence of the highest energy cosmic rays ($\geq 10^{20}$ eV) relies on the decay of super heavy relics of the primordial Universe or topological defects. The remarkable common feature of these so called top-down models is the prediction that a significant fraction of the cosmic rays would be photons. The atmospheric showers triggered by high energy photons have a different development as compared to those induced by a hadronic primary. The main purpose of this dissertation is to identify photon induced showers using the surface detector of the Pierre Auger Observatory. Using the data recorded since 2004, we have established a very low upper limit on the photon fraction by developing a specific analysis for photon induced showers and comparing the Auger events with a set of simulated photon induced showers. This limit brings a new constraint on the top-down models. We have also searched for the signature of the conversion of ultra high energy photons in the geomagnetic field, potentially observable in the arrival directions of the events with energies above $10^{19.5}$ eV. No such effect has been observed. The ultra massive particles such as those expected from top-down models should cluster through gravitational attraction and follow the dark matter profiles. We have therefore also searched the southern sky for preferred directions with Auger events selected as exhibiting the most photon-like characteristics. No significant excess in any direction is found.

KEYWORDS :

Cosmic rays - extensive air showers - Pierre Auger Observatory - UHECR composition - ultra high energy photons - *top-down* models