

UNIVERSITÉ DE NANTES  
UFR SCIENCES ET TECHNIQUES

ÉCOLE DOCTORALE  
SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE L'INFORMATION ET MATÉRIAUX

Année 2008

N° attribué par la bibliothèque

--	--	--	--	--	--	--	--	--	--

# Étude de la composition des rayons cosmiques d'ultra-hautes énergies détectés par l'Observatoire Pierre Auger et analyse des processus hadroniques associés

THÈSE DE DOCTORAT

Discipline : Matière et Matériaux

Spécialité : Astroparticules

*Présentée  
et soutenue publiquement par*

**Xavier GARRIDO**

*Le 25 Septembre 2008, devant le jury composé de*

Président	Klaus	WERNER,	Professeur de l'Université de Nantes
Rapporteurs	Etienne	PARIZOT,	Professeur de l'Université de Paris VII
	Joël	CHAUVIN,	Directeur de Recherche CNRS
Examineurs	Michael	PUNCH,	Chargé de Recherche CNRS
	Marcel	URBAN,	Directeur de Recherche CNRS
Directeurs de thèse	Pascal	LAUTRIDOU,	Directeur de Recherche CNRS
	Alain	CORDIER,	Professeur de l'Université Paris XI

ED : 503 – 001







*À ma famille,  
à mes parents,  
à mon frère,  
à Luz*



# Remerciements

J'exprime toute ma reconnaissance aux directeurs des deux laboratoires SUBATECH et LAL, Jacques Martino et Guy Wormser, de m'avoir accueilli au sein de leurs établissements. À travers leur personne, je tiens également à remercier l'ensemble des membres de ces deux laboratoires. La codirection assurée par Pascal Lautridou et Alain Cordier a, dans ce contexte, permis la réalisation de cette thèse dans les meilleures conditions.

Je dois par ailleurs beaucoup aux personnes qui ont, plus qu'un simple encadrement, participé à mon intégration au sein de cette expérience qu'est l'Observatoire Pierre Auger. Je tiens à remercier tout particulièrement mes collègues du LAL, Delphine, Sylvie, Balázs, Jean-Noël, René, Jean-Eric qui ont facilité par leurs expertises et leur qualité humaine, mon adaptation.

Dans ce florilège de personnalités, celle de Marcel a sans aucun doute été la plus singulière. Je ne peux que lui rendre hommage à travers ces quelques lignes pour la patience avec laquelle il a su m'orienter au gré des difficultés et ouvrir mon esprit aux rouages de la Physique au delà des *a priori* partisans et avec toute l'humilité qui le caractérise. Pour ces trois années passées, je le remercie très sincèrement.

Je ne peux oublier mes camarades déjà docteurs ou toujours thésards, Mathieu, Christophe, Iro, Mathieu (de nouveau), Jérémie, Nathalie ainsi que Thomas qui a été, au delà de l'initiation aux simulations MC circulaire celui avec qui j'ai passé les moments les plus "intenses" de cette thèse. Je remercie, par ailleurs, Richard, Arnaud, Benoît, Didier, Patrick, Didier (de nouveau) pour m'avoir extirpé de l'obscurité rafraichissante des salles de conférence de Malarguë et m'avoir plongé dans la chaleur étouffante de la pampa argentine.

Je remercie les membres de mon jury pour leur implication dans l'examen de cette thèse, et tout particulièrement Klaus Werner, qui en a assumé la présidence, ainsi que mes deux rapporteurs, Etienne qui a toujours manifesté de l'enthousiasme et de l'intérêt pour mon travail de même que Joël, commis d'office à cette tâche parfois ingrate, qui ont tout deux lu, corrigé et finalement commenté ce document. Je souhaite aussi remercier les membres de la collaboration Pierre Auger, français comme étrangers, pour les discussions, les conseils ainsi que l'aide apportée au cours de ces trois années et pendant la rédaction de cette thèse.

Enfin, je souhaite adresser ici mes plus sincères remerciements à toutes celles et à tous ceux qui m'ont accompagné au cours de ce travail de thèse. Scientifiques, proches, amis, tous m'ont permis, par leurs conseils avisés, leur réconfort, leur sympathie, d'arriver au terme de ce long parcours.





# Table des matières

<b>Avant-propos</b>	<b>1</b>
<b>1 Introduction</b>	<b>3</b>
1.1 Historique de l'étude des rayons cosmiques . . . . .	3
1.2 Les rayons cosmiques d'ultra-hautes énergies . . . . .	5
1.2.1 Développement des gerbes atmosphériques . . . . .	5
1.2.2 Méthodes expérimentales . . . . .	11
1.2.3 Résultats majeurs antérieurs à l'Observatoire Pierre Auger . . . . .	12
<b>2 L'Observatoire Pierre Auger</b>	<b>19</b>
2.1 Le détecteur de surface (SD) . . . . .	19
2.2 Le détecteur de fluorescence (FD) . . . . .	23
2.3 Premiers résultats de l'Observatoire Pierre Auger . . . . .	26
2.3.1 Sélection et reconstruction des événements SD . . . . .	26
2.3.2 Reconstruction géométrique et détermination de l'énergie par le détecteur de fluorescence . . . . .	31
2.3.3 Événements typiques . . . . .	34
2.3.4 Études des directions d'arrivées . . . . .	38
2.3.5 Mesure du spectre en énergie . . . . .	39
2.3.6 Neutrinos, photons et composition du rayonnement cosmique . . . . .	41
2.4 Conclusion . . . . .	43
<b>3 Mécanismes de production des rayons cosmiques</b>	<b>47</b>
3.1 Les mécanismes astrophysiques d'accélération . . . . .	47
3.2 Les sources astrophysiques . . . . .	54
3.3 Les noyaux actifs de galaxie et le rayonnement cosmique . . . . .	59
3.3.1 Zoologie des noyaux actifs de galaxie . . . . .	59
3.3.2 Sites d'émission du rayonnement cosmique dans les NAGs . . . . .	62
3.3.3 Discussion . . . . .	69
<b>4 Approche phénoménologique de la production de muons</b>	<b>75</b>
4.1 La production de muons . . . . .	75
4.2 Détermination du nombre de muons . . . . .	80
4.3 Conclusions . . . . .	90
<b>5 Identification du rayonnement cosmique : étude de la composante muonique</b>	<b>93</b>
5.1 Mesure du nombre de muons par la méthode dite des sauts . . . . .	93
5.1.1 Position du problème . . . . .	93
5.1.2 Genèse de la méthode dite des sauts . . . . .	96
5.1.3 La méthode des sauts : principes et dépendances . . . . .	97
5.1.4 La méthode des sauts : comptage des muons . . . . .	105
5.1.5 Remarques et discussions sur la méthode des sauts . . . . .	132

5.2	Étude de la composition du rayonnement cosmique . . . . .	133
5.2.1	Détermination de la distribution latérale du nombre de muons . . . . .	133
5.2.2	Analyse des données de l'Observatoire Pierre Auger . . . . .	139
5.3	Conclusions . . . . .	147
<b>6</b>	<b>Mesure de la section efficace proton-air</b> . . . . .	<b>151</b>
6.1	Description des différentes méthodes d'estimation de $\sigma_{p\text{-air}}$ . . . . .	151
6.1.1	Mesure du flux de protons primaires . . . . .	151
6.1.2	Mesure <i>via</i> l'étude des gerbes atmosphériques . . . . .	153
6.1.3	Discussion de la méthode $N_\mu - N_\gamma$ et de son application aux gerbes d'ultra-haute énergie . . . . .	156
6.2	Mesure préliminaire de la section efficace proton-air à partir des événements SD . . .	158
6.2.1	Application de la méthode $N_\mu - N_\gamma$ : sélection des événements . . . . .	158
6.2.2	Application de la méthode $N_\mu - N_\gamma$ : mesure de $\sigma_{p\text{-air}}$ . . . . .	161
6.3	Interprétation des résultats : l'effet Ramsauer . . . . .	164
6.3.1	Historique de l'effet Ramsauer . . . . .	164
6.3.2	Application de l'effet Ramsauer aux interactions proton-noyau à ultra-haute énergie . . . . .	166
6.3.3	Discussion . . . . .	169
6.4	Conclusions . . . . .	171
<b>7</b>	<b>Application de la méthode des sauts : étude des signaux temporels</b> . . . . .	<b>177</b>
7.1	Structure temporelle des signaux SD . . . . .	177
7.2	Rayon de courbure du front de gerbe . . . . .	178
7.3	Autres estimateurs de la composition du rayonnement cosmique . . . . .	179
7.4	Comparaison des paramètres discriminants et étude de la composition du RCUHE . .	179
7.5	Séparation des signaux muonique et électromagnétique grâce à la méthode des sauts .	180
	<b>Conclusion</b> . . . . .	<b>189</b>
<b>A</b>	<b>Étude de la distribution des sauts sur les données de l'Observatoire Pierre Auger</b>	<b>192</b>
<b>B</b>	<b>Distribution latérale du signal muonique pour les événements <math>E \geq 57</math> EeV</b>	<b>195</b>
<b>C</b>	<b>Projet d'études des propriétés de l'eau et du Tyvek</b> . . . . .	<b>203</b>
C.1	Position du problème . . . . .	203
C.2	Description du dispositif expérimental . . . . .	204
C.2.1	Accélérateur ELYSE . . . . .	204
C.2.2	Chaîne optique et dispositif de mesure . . . . .	205
C.3	Projets d'études . . . . .	205
C.3.1	Test 1 : Émission de lumière vers l'avant . . . . .	206
C.3.2	Test 2 : Émission de lumière à grand angle . . . . .	206
C.3.3	Test 3 : Émission sous le seuil Cherenkov . . . . .	207
C.3.4	Test 4 : Mini cuve en Tyvek . . . . .	207
C.3.5	Test 5 : Illumination directe du Tyvek par une lampe au Xénon . . . . .	208
	<b>Références</b> . . . . .	<b>209</b>

# Avant-propos

L'Univers est parcouru par des particules de haute énergie dont le spectre, manifestement non thermique, s'étend jusqu'à des énergies de l'ordre de la dizaine de Joules. Ces corpuscules baptisés "rayons cosmiques" en raison d'une part de la conviction de Robert Milikan d'être en présence d'un rayonnement de nature photonique et d'autre part, de la démonstration faite par Victor Hess de leur origine "extra-terrestre", occupent une position tout à la fois centrale et singulière, à l'interface de l'astrophysique et de la physique des particules. Aux découvertes successives du positron en 1932, du muon en 1936, des pions en 1947 puis des particules étranges, est venu se greffer tout un pan des thématiques propres à l'astrophysique moderne parmi lesquelles l'étude des champs magnétiques ou encore la modélisation des sources énergétiques telles que les noyaux actifs de galaxie ou les sursauts gamma. Le rayonnement cosmique présente ainsi toutes les facettes d'un thème fédérateur comme en atteste la longévité du questionnement qui s'y rapporte et la grande vitalité expérimentale qui continue de l'accompagner. À travers les thèmes abordés — analyse de la composition et étude des processus hadroniques associés —, ce travail participe, modestement, à la réunion de ces deux disciplines.

La problématique du rayonnement cosmique, en particulier de sa composante à ultra-haute énergie ( $E \geq 10^{18}$  eV), se présente à la fois sous des aspects théoriques, phénoménologiques et observationnels. D'une part, les astrophysiciens peinent à identifier les sources et les mécanismes d'accélération capables de porter des protons ou des noyaux du milieu interstellaire à des énergies aussi extrêmes. D'autre part, l'interaction de ces astroparticules avec le fond diffus cosmologique, qui intervient lors de leur propagation dans l'Univers, devrait entraîner la suppression de leur flux au delà de  $10^{20}$  eV. Cette caractéristique du spectre en énergie connue sous le nom de coupure GZK, est étroitement liée à toute la physique spéculative qui gravite autour de l'existence même de ces rayons cosmiques d'ultra-haute énergie (RCUHE). Enfin, la rigidité de ces particules, à savoir le rapport de leur énergie sur leur charge, conjuguée à la supposée faible intensité du champ magnétique extragalactique et à la connaissance raisonnable de sa composante galactique, rendent pertinentes les tentatives de corrélation entre leurs directions d'arrivées et leurs sites de production. Cette description du cadre et des problématiques liées à l'étude des RCUHEs est ainsi l'objet du premier chapitre de cette thèse. Cette introduction permet d'évoquer les principaux résultats antérieurs à l'Observatoire Pierre Auger et de mettre en lumière les conditions expérimentales que doit nécessairement remplir ce détecteur. En effet, la principale limitation technique tient à la rareté des RCUHEs — typiquement 1 particule par  $\text{km}^2$  et par siècle à  $10^{20}$  eV — impliquant la mise en œuvre d'une surface de détection exceptionnelle pour recueillir un nombre d'événements statistiquement représentatif. Par ailleurs, l'observation des rayons cosmiques se fait au travers de l'étude des cascades de particules secondaires, conséquence du passage de ces corpuscules extrêmes au sein de l'atmosphère : les propriétés du rayon-

nement cosmique sont donc indirectement déduites de l'étude des gerbes atmosphériques. Dans ce contexte, la présentation de chacun des modes de détection, abordée au cours du Chapitre 2, est l'occasion de mettre l'accent sur le caractère hybride de cet observatoire tout en soulignant les avantages à disposer d'un tel dispositif. Les résultats préliminaires obtenus par la collaboration Pierre Auger sont également discutés, mettant en évidence le besoin d'associer les différentes "dimensions" de ce rayonnement — spectre en énergie, en masse et angulaire — dans le but de bénéficier d'une vision précise de leurs caractéristiques. La mise en perspective de ces analyses démontre, par ailleurs, tout l'intérêt d'étudier la composition des RCUHEs en l'associant aux processus hadroniques qui régissent leur interaction avec l'atmosphère terrestre.

Nous présentons ensuite, au Chapitre 3, un inventaire des sites astrophysiques possibles sources du rayonnement cosmique d'ultra-haute énergie en soulignant les limites potentielles à l'accélération de ces particules. Cet intermède "théorique" se conclue par une première étude de la distribution temporelle des événements les plus énergétiques détectés par l'Observatoire Pierre Auger.

Le quatrième chapitre est consacré à la phénoménologie de la production des muons au sein des gerbes atmosphériques. L'approche développée isole les paramètres hadroniques pertinents dans la génération de ces particules et ce afin d'anticiper les prochaines interprétations en termes de composition du rayonnement cosmique et d'analyse des mécanismes hadroniques. Les conclusions de cette démarche justifient la mise en œuvre d'une méthode d'extraction de la composante muonique des gerbes que nous présentons au cours du Chapitre 5. Le principal aspect de cette étude tient à la modélisation des signaux mesurés par le détecteur de surface de l'Observatoire Pierre Auger afin de déterminer le flux muonique événement par événement. La description résolument simple permet ainsi d'en contrôler les effets pervers et de comparer la variation énergétique du nombre de muons présent dans les données de l'Observatoire Pierre Auger, aux prédictions issues des différents modèles hadroniques. Les résultats ainsi obtenus sont discutés dans le contexte plus général de l'origine astrophysique de ces particules.

Enfin, la dernière partie de cette thèse illustre toute la capacité d'un détecteur comme l'Observatoire Pierre Auger à donner accès à des processus physiques d'ultra-haute énergie. Le Chapitre 6 s'attache ainsi à décrire la mesure de la section efficace rayon cosmique-air en utilisant les informations déduites du comptage de muons, conditions *sine qua non* à la détermination de cette quantité. Les premiers résultats obtenus, ainsi que leur interprétation, mettent en évidence les difficultés de ce type de démarche et soulignent, par ailleurs, le travail qui reste à accomplir dans ce domaine.

# Introduction

Les rayons cosmiques forment un fond astrophysique de particules non-thermiques, supposées chargées, dont les énergies observées s'étendent du MeV jusqu'à quelques  $10^{20}$  eV. La détection dès 1962 d'un rayon cosmique d'énergie supérieure à  $10^{20}$  eV par John Linsley et ses collaborateurs sur le site de Volcano Ranch [1], a soulevé de multiples questions qui défient encore la physique contemporaine. Si l'existence de rayons cosmiques à de telles énergies a été confirmée par d'autres expériences, ni les nombreux travaux théoriques, ni les quelques données expérimentales disponibles à ce jour, ne permettent de comprendre complètement l'origine et la nature de ce rayonnement hautement énergétique.

Après avoir évoqué l'historique de la découverte et de l'étude des rayons cosmiques, nous décrivons les deux principales techniques de détection des Rayons Cosmiques d'Ultra-Hautes Énergies (RCUHE) puis nous résumons les résultats des expériences antérieures à l'Observatoire Pierre Auger en soulignant les difficultés et les zones d'ombre qui persistent encore aux énergies supérieures à  $10^{18}$  eV.

## 1.1 Historique de l'étude des rayons cosmiques

C'est dans les années 1900 qu'a été mise en évidence l'existence d'un rayonnement ionisant baignant la terre, rayonnement à l'origine de la décharge des électroscopes alors utilisés en physique. En 1912, les expériences en ballon du physicien autrichien Victor Hess [2, 3], apportèrent la preuve que ce rayonnement provenait de l'espace. En effet, l'intensité des décharges augmentait avec l'altitude ce qui permit d'écarter l'hypothèse d'une source radioactive naturelle d'origine terrestre.

L'étude des rayons cosmiques prit un tournant en 1938, lorsque Pierre Auger [4] mit en évidence l'existence de particules secondaires, fruits de l'interaction entre le rayon cosmique incident et l'atmosphère terrestre. En mesurant le taux de coïncidences de plusieurs compteurs Geiger, en fonction de leur écartement au sol, Pierre Auger montra que plus les détecteurs étaient proches, plus le taux de coïncidences augmentait. Il en conclut que ces résultats étaient dus à la présence de particules secondaires, le nombre de particules et la taille de la "gerbe" augmentant avec l'énergie.

Pendant la période 1930–1950, l'étude du rayonnement cosmique permit de grandes avancées en physique des particules : découverte de l'antimatière avec le positron en 1932 [5], du muon en 1937 [6], du pion [7, 8] et des particules étranges (mésons  $K$ ) [9] en 1947. La communauté des physiciens des particules se détourna ensuite des rayons cosmiques au profit des accélérateurs qui accompagnèrent l'émergence du CERN. Ce domaine d'étude revint alors aux astrophysiciens qui voyaient en ces particules, de véritables échantillons de ma-

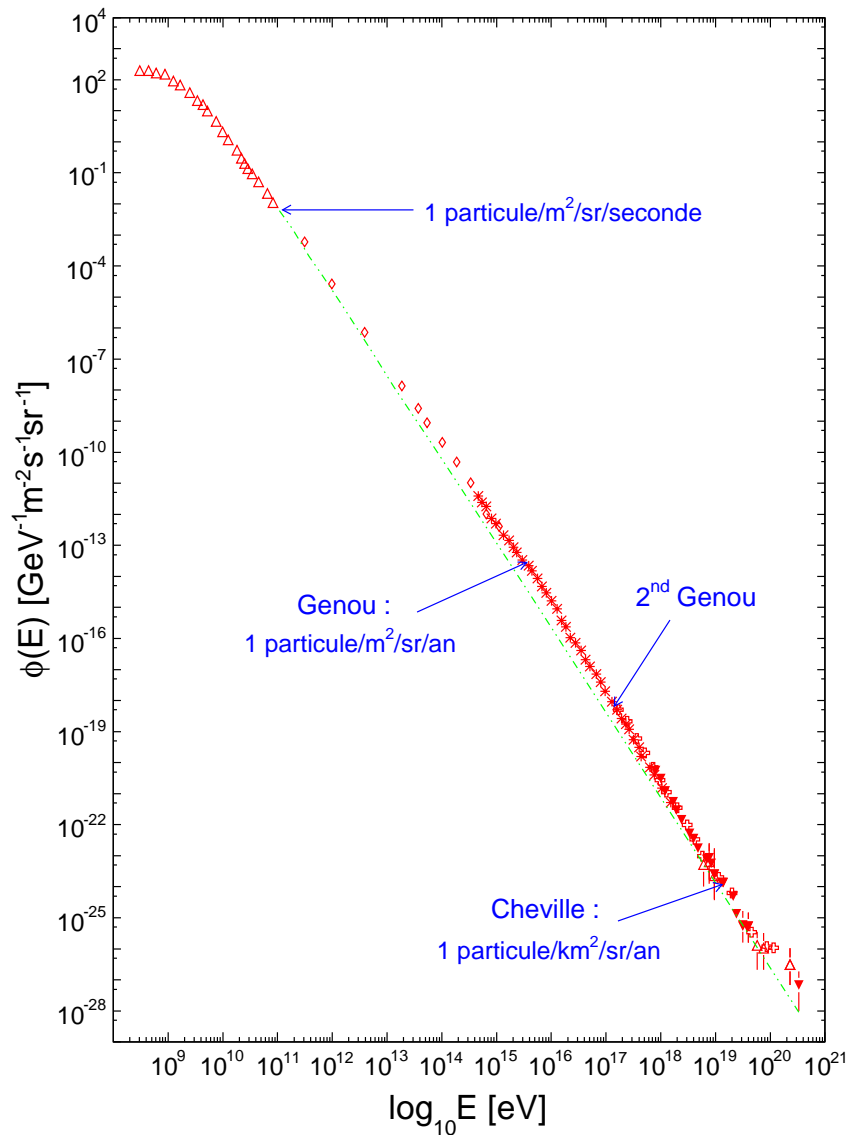


FIG. 1.1 - Spectre en énergie des rayons cosmiques.

tière extra-terrestre : les rayons cosmiques ouvraient ainsi une nouvelle fenêtre sur l'Univers dont la connaissance était jusqu'alors dominée par le photon.

L'étude du spectre en énergie, de la composition et des directions d'arrivées de ces "astroparticules" doit permettre de mieux connaître les mécanismes à l'origine de leur production ainsi que les processus gouvernant leur propagation.

Pendant les cinquantes dernières années, le flux de ces particules a été mesuré sur plus de douze ordres de grandeur en énergie (cf. FIG. 1.1). Son comportement en loi de puissance, d'indice moyen  $-2.7$ , est remarquable par sa régularité et semble témoigner d'un mécanisme universel à l'origine de l'accélération de ces particules. On note toutefois quelques brisures<sup>a</sup> :

- autour de  $5 \times 10^{15}$  eV, on observe un durcissement du spectre appelé "genou". Il est communément admis que pour la partie basse énergie du spectre jusqu'au genou, la production des rayons cosmiques pourrait être induite par les restes de supernovae

<sup>a</sup>le décrochement à basse énergie, *i.e.*  $E \lesssim 10$  GeV, est interprété par les effets de modulation solaire qui induisent des variations significatives du champ magnétique terrestre.

galactiques<sup>b</sup>. En considérant que l'énergie maximale accessible dans l'onde de choc générée par une supernova est proportionnelle à la charge du noyau soit  $E_{\text{knee}} \left(\frac{A}{Z}X\right) = Z \times E_{\text{knee}}(\text{proton})$ , le genou s'expliquerait alors par les coupures successives en énergie des noyaux de charges croissantes. Les résultats expérimentaux de KASCADE [12] semblent confirmer ce scénario,

- vers  $10^{17}$  eV, on distingue un "second genou", interprété comme étant la fin de l'accélération des noyaux de fer par les supernovae,
- un redressement du spectre vers  $3 \times 10^{18}$  eV appelé la "cheville" qui constituerait la région de transition entre les rayons cosmiques galactiques et extragalactiques. Une telle structure s'explique naturellement comme le passage d'une composante galactique dominant à basse énergie à une autre composante, caractérisée par un spectre moins pentu, qui finirait par l'emporter au delà de l'énergie particulière où les flux des deux spectres se rejoignent.

Les explications avancées, dans ce manuscrit, sont celles le plus communément admises pour interpréter les différentes brisures du spectre. D'autres *scenarii* ont été proposés. D. Kazanas & A. Nicolaidis [13, 14] voient ainsi, dans la structure du genou, les signes d'une nouvelle physique, au delà du modèle standard, se caractérisant par l'ouverture d'un canal d'interaction inconnu *via* lequel une partie de l'énergie initiale du rayon cosmique serait "dissimulée" à nos instruments de mesure. L'énergie manquante, par exemple par la production de graviton, conduirait à sous-estimer l'énergie totale et générerait la cassure, le dit "genou", dans le spectre des rayons cosmiques. Par ailleurs, les résultats des modèles d'accélération et de propagation des rayons cosmiques, et leurs incidences sur la structure du spectre peuvent, suivant les auteurs, être interprétés de diverses manières [15, 16]. Nous verrons notamment, que l'hypothèse faite par Berezhinsky *et al.* [15] sur l'origine de la "cheville", n'invoque nullement une transition galactique/extragalactique (*cf.* Paragraphe §1.2.3, page 12).

Ainsi, en dépit de décennies de recherches et d'études approfondies, les phénomènes à l'origine de l'émission des rayons cosmiques demeurent mal compris et/ou méconnus. La situation à ultra-haute énergie, c'est-à-dire au delà de la cheville, est quant à elle très confuse tant sur le plan expérimental que théorique.

## 1.2 Les rayons cosmiques d'ultra-hautes énergies

Nous nous intéressons à présent aux énergies extrêmes c'est-à-dire supérieures à  $10^{18-19}$  eV, domaine pour lequel l'unité d'énergie adaptée est l'exa-électronvolt :  $1 \text{ EeV} = 10^{18} \text{ eV}$ . À ces énergies, le flux devient si faible, typiquement 1 particule par kilomètre carré et par an, que l'étude de ces particules nécessite des surfaces de détection très importantes afin d'accumuler un nombre d'événements statistiquement représentatif. Dans ce chapitre, nous abordons les caractéristiques des gerbes atmosphériques, fruits de l'interaction du rayon cosmique incident avec l'atmosphère, puis nous évoquons les principales méthodes expérimentales de détection des RCUHÉs. Une synthèse, non exhaustive, des résultats antérieurs à l'Observatoire Pierre Auger est également présentée.

### 1.2.1 Développement des gerbes atmosphériques

L'interaction d'un rayon cosmique avec l'atmosphère terrestre induit un enchaînement de réactions secondaires et la production d'un nombre considérable de particules. Ce phé-

---

<sup>b</sup> ce scénario est, en partie, remis en cause par les travaux [10, 11] dans la mesure où ceux-ci tendent à montrer que les restes de supernovae ne sont capables d'accélérer des protons que jusqu'à  $10^{13-14}$  eV soit un ordre de grandeur en deçà du genou.

nomène, mis en évidence dès 1938 par Pierre Auger, est communément appelé une gerbe atmosphérique. Lorsque le rayon cosmique incident ou primaire est suffisamment énergétique, la gerbe peut alors être détectée grâce aux particules arrivant jusqu'au sol ou *via* la lumière de fluorescence émise par l'azote moléculaire de l'atmosphère au passage des particules chargées de la gerbe. Le nombre de particules au sol et l'émission de fluorescence sont d'autant plus conséquents que l'énergie du primaire est élevée. Dans ce paragraphe, nous décrivons les principales propriétés des gerbes atmosphériques, en soulignant les caractéristiques propres à chaque mode de détection.

Afin de rendre compte du développement longitudinal de la gerbe, nous introduisons la grandeur  $X$  ou profondeur atmosphérique caractérisant la quantité de matière traversée par une particule. Cette distance parcourue s'exprime alors comme l'intégrale de la colonne de densité d'air le long de la trajectoire et a pour unité le  $\text{g}/\text{cm}^2$ .

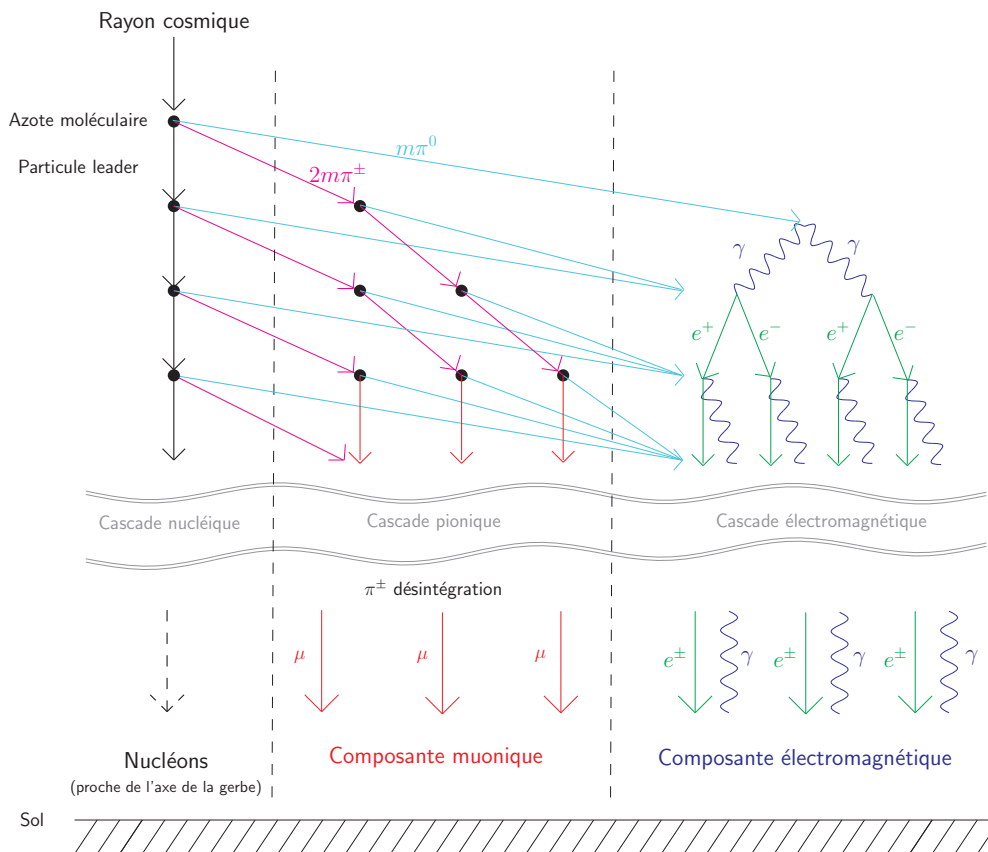


FIG. 1.2 - Développement d'une gerbe atmosphérique.

### Développement longitudinal

Considérons un rayon cosmique de nature hadronique pénétrant dans l'atmosphère : la première interaction a lieu, typiquement, à une altitude de 25 kilomètres et marque le début du développement de la gerbe. Les produits issus de l'interaction rayon cosmique/air sont principalement des pions ( $\pi^\pm$ ,  $\pi^0$ ), des kaons ( $K^\pm$ ,  $K^0$ ) et divers fragments nucléaires (cf. FIG. 1.2). On distingue alors trois composantes de la gerbe :

- la **composante nucléaire** qui se développe le long de l'axe défini par le rayon cosmique incident et qui constitue le cœur hadronique de la gerbe,



- **la composante électromagnétique** résultant de la désintégration des pions neutres en une paire de photons qui initient, par la suite, une cascade électromagnétique alimentée par la création de paire  $e^+e^-$  et par la création de photons bremsstrahlung,
- **la composante muonique** fruit de la désintégration des pions chargés qui intervient à une profondeur telle que la longueur de désintégration de ces particules devient alors plus courte que leur longueur d'interaction avec les composants de l'atmosphère.

Les kaons contribuent, par la variété de leurs canaux de désintégration, à la fois à la composante muonique et à la composante électromagnétique de la gerbe.

Un proton de 10 EeV produit ainsi quelques  $6 \times 10^9$  particules chargées au maximum de développement de la gerbe (cf. FIG. 1.3). Au delà de cette profondeur,  $X_{\max}$ , la composante électromagnétique est progressivement absorbée par l'atmosphère. Les particules électromagnétiques qui parviennent jusqu'au sol ont, par conséquent, des énergies moyennes d'une dizaine de MeV pour les électrons/positrons et de quelques MeV pour les photons. Le maximum de production des muons, à savoir le lieu de désintégration des pions chargés, intervient à des altitudes voisines de 6 kilomètres. Au sol, le spectre en énergie de ces particules est alors dominé par des muons de 1 GeV (cf. FIG. 5.5, page 98).

La lumière de fluorescence émise par les molécules d'azote du fait de leur excitation par les particules chargées, principalement électrons/positrons, permet de reconstruire le profil longitudinal de la composante électromagnétique. L'énergie de la gerbe se déduit alors en intégrant les pertes énergétiques par ionisation, *i.e.* le taux de dissipation de l'énergie en fonction de la profondeur d'atmosphère  $X$ , soit l'expression suivante

$$E = \left. \frac{dE}{dX} \right|_{e^\pm} \times \int_{X_{\text{sol}}}^{\infty} N_e(X) dX \quad (1.1)$$

où  $dE/dX$  pour des électrons/positrons est égal à  $2.2 \text{ MeV/g/cm}^2$  [17] et où  $N_e(X)$  est le nombre de particules chargées à la profondeur  $X$ . La détermination de l'énergie, par des dispositifs expérimentaux de type télescopes de fluorescence, est par conséquent considérée comme une mesure "calorimétrique" et dépend peu des modèles de développement de gerbes atmosphériques. La formule (1.1) sous-entend néanmoins une connaissance *a priori* de la forme complète du profil longitudinal au delà de l'intervalle de mesure. De même, l'énergie non détectable, *i.e.* emportée par les muons et les neutrinos, implique des corrections de l'ordre de quelques dizaines de pourcents.

La position du maximum de la gerbe  $X_{\max}$ , varie, en première approximation, proportionnellement à la longueur de première interaction rayon cosmique-air  $\lambda_{\text{RC-air}}$ . Les travaux de Ranchon & Urban [18] démontrent que ce sont principalement les pions neutres de la première interaction qui façonnent le profil longitudinal de la gerbe (effet Matriochka). En conséquence, la profondeur du maximum de la gerbe dépend à la fois de l'énergie du primaire et de la multiplicité totale  $m(E)$  de la première interaction suivant la relation

$$X_{\max} \simeq \lambda_{\text{RC-air}} + X_0 \times \ln \left( \frac{E}{m(E) \times E_c} \right) \quad (1.2)$$

où  $X_0$  est la longueur de radiation dans l'air et  $E_c$  est l'énergie critique qui correspond au seuil au delà duquel les électrons et les positrons perdent plus d'énergie par bremsstrahlung que par ionisation. Les valeurs respectives sont de  $37 \text{ g/cm}^2$  [19] et  $84 \text{ MeV}$  [20]. Pour tenter de comprendre qualitativement cette relation, on considère une gerbe purement électromagnétique dont la valeur de  $X_{\max} - \lambda_{\text{RC-air}}$  est alors égale à  $X_0 \times \ln(E/E_c)$  (modèle de Heitler [21]). Une gerbe initiée par un hadron va créer, lors de la première interaction,  $m$  pions neutres soit  $2m$  gerbes électromagnétiques d'énergies respectives  $E/2m$ . La valeur de

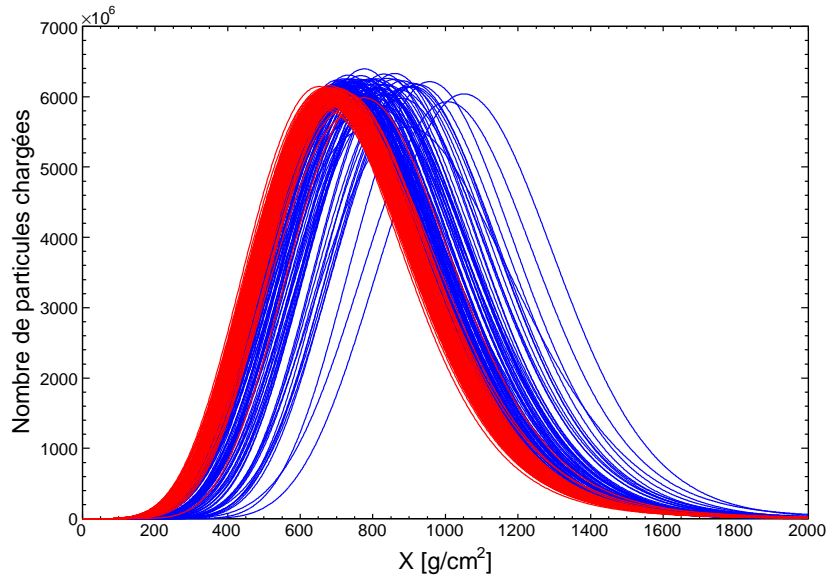


FIG. 1.3 - Simulations du profil longitudinal de 100 gerbes atmosphériques initiées par des protons (courbes bleues) et des noyaux de fer (courbes rouges) à  $10^{19}$  eV.

$X_{\max}$  est alors proportionnelle à  $X_0 \times \ln(E/m(E)E_c)$ .

Pour rendre compte de la nature du primaire, J. Linsley [22] introduisit le taux d'élongation  $dX_{\max}/d \log_{10} E$  c'est-à-dire la variation de  $X_{\max}$  par décade d'énergie. Dans le cas de gerbes purement électromagnétiques, cette quantité est alors égale à  $2.3X_0$  soit  $84 \text{ g/cm}^2/\text{décade}$ . Pour des gerbes initiées par des hadrons, le taux d'élongation est moindre du fait de l'augmentation de la multiplicité avec l'énergie. À partir de l'expression (1.2), on déduit le taux d'élongation pour des noyaux

$$\frac{dX_{\max}}{d \log_{10} E} = X_0 \log 10 \times \left( 1 - E_c \frac{dm(E)}{d \log_{10} E} \right) \quad (1.3)$$

Les prédictions, faites par les modèles théoriques et confirmées en accélérateurs à basse énergie, rapportent une variation en loi de puissance de la multiplicité avec l'énergie. En choisissant un comportement général où  $m(E) \propto E^{0.222}$ , le taux d'élongation est alors de l'ordre de  $60 \text{ g/cm}^2/\text{décade}$ .

La relation (1.3) permet par ailleurs d'estimer la différence entre le maximum de développement d'une gerbe issue d'un proton et celle initiée par un noyau lourd. En effet, une gerbe générée par un noyau de  $A$  nucléons se comporte, en première approximation, comme une gerbe produite par  $A$  nucléons chacun d'énergie  $E/A$ . Par conséquent, la valeur de  $X_{\max}$  pour un proton excède de  $60 \text{ g/cm}^2 \times \log_{10} A$  celle d'un noyau constitué de  $A$  nucléons. La différence est ainsi de l'ordre de  $100 \text{ g/cm}^2$  entre un proton et un noyau de fer. De même, les fluctuations sont moindres dans le cas d'une gerbe de fer étant donné son "comportement moyen" par rapport aux gerbes de protons (cf. FIG. 1.3). La profondeur du maximum de la gerbe, comme les fluctuations sur le développement longitudinal, sont donc susceptibles de fournir des informations relatives à la nature du rayonnement cosmique.

### Développement latéral

Un réseau de détecteur au sol est sensible à la densité de particules en fonction de la distance à l'axe de la gerbe défini par la direction du rayon cosmique primaire. La majorité des

particules sont produites très proches de l'axe de la gerbe : 80% des particules sont ainsi comprises dans un rayon de 100 mètres autour de l'axe<sup>c</sup>. Les distributions latérales moyennes pour 100 gerbes de proton et de fer sont présentées Figure 1.4. Les composantes principales sont d'une part les particules électromagnétiques, photons et électrons/positrons, et d'autre part les muons ; les particules hadroniques sont quant à elles négligeables au delà d'une centaine de mètres de l'axe de la gerbe. Les résultats présentés Figure 1.4 sont des estimations faites par simulations et, bien que d'un point de vue quantitatif ces valeurs dépendent des modèles choisis, le comportement global de chaque composante reste néanmoins valable.

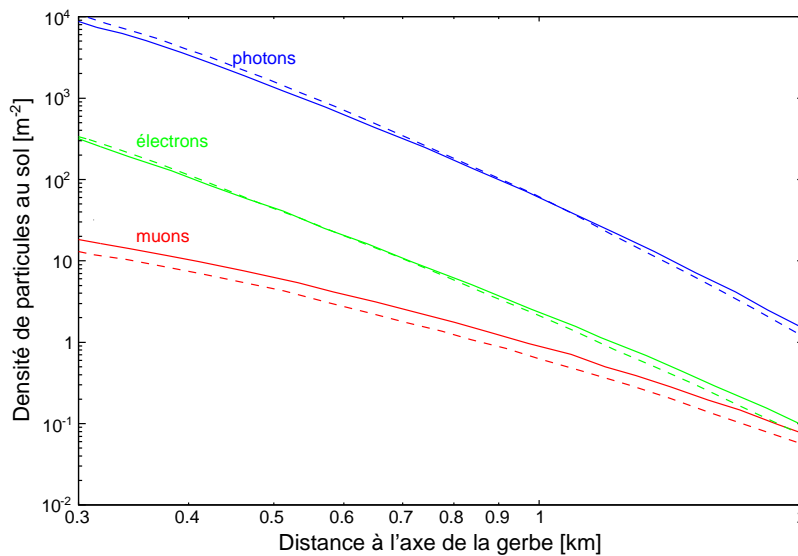


FIG. 1.4 - Simulations du développement latéral des particules de la gerbe. Les densités de particules sont données dans le plan perpendiculaire à l'axe de la gerbe pour des protons (courbes en tirets) et des noyaux de fer (courbes pleines) à  $10^{19}$  eV et  $30^\circ$  d'angle zénithal.

La densité de particules électromagnétiques est sensiblement la même entre noyaux de fer et protons. Comme nous l'avons souligné dans le paragraphe précédent, les gerbes initiées par des noyaux lourds se développent plus haut dans l'atmosphère impliquant une dispersion plus importante des particules au sol et, par conséquent, une distribution latérale plus "évasée". Toutefois, la distance à parcourir depuis le lieu de production des particules jusqu'au sol étant alors elle-même plus importante, l'atténuation est plus conséquente. La conjugaison des deux effets se compensant, la densité de particules électromagnétiques diffère peu entre noyaux de fer et protons. À grande distance de l'axe de la gerbe, la composante électromagnétique diminue fortement en raison de l'absorption dans l'atmosphère des particules de plus basses énergies.

La quantité de muons arrivant au sol varie suivant la nature du primaire. De même que pour le maximum de développement de la gerbe, la différence de production de muons entre un noyau atomique et un proton peut s'évaluer en considérant le modèle de superposition où un noyau de  $A$  nucléons génère alors  $A$  gerbes hadroniques chacune d'énergie  $E/A$ . Par ailleurs, le nombre total de muons augmente moins rapidement que l'énergie,  $N_\mu \propto E^\beta$  où  $\beta$  est typiquement  $0.92^d$ . Le rapport de production muonique entre un noyau  $A$

<sup>c</sup>cette distance typique est déduite du rayon de Molière qui représente la déflexion moyenne d'un électron à l'énergie critique  $E_c$  pour laquelle la perte d'énergie par bremsstrahlung est égale à celle par ionisation.

<sup>d</sup>un calcul détaillé de l'évolution du nombre de muons avec l'énergie est présenté dans le Chapitre 4.2, page 80.

et un proton devient

$$\frac{N_{\mu}^A}{N_{\mu}^P} = A \times \frac{(E/A)^{\beta}}{E^{\beta}} = A^{1-\beta} \quad (1.4)$$

Un noyau de fer produit 40% plus de muons qu'un proton. Le nombre de muons constitue donc un discriminant puissant pour l'identification du rayonnement cosmique.

La distribution latérale mesurée dépend de la nature des détecteurs au sol. Les scintillateurs rendent compte du développement latéral des particules chargées de la gerbe, principalement électrons/positrons et à un degré moindre muons, tandis qu'une cuve à effet Cerenkov est aussi sensible aux photons. Dans les deux cas, la détermination de l'énergie de la gerbe est obtenue en évaluant le signal à une distance optimale  $r_{\text{opt}}$  telle que les fluctuations gerbe à gerbe soient minimales. La calibration de ce signal en terme d'énergie est ensuite déterminée à partir de simulations. La dépendance vis-à-vis des modèles de développement de gerbes est alors grande et les erreurs systématiques sont conséquentes.

### La simulation des gerbes atmosphériques

Les quantités mesurables d'une gerbe atmosphérique (énergie,  $X_{\text{max}}$ , profils longitudinal et latéral, densités muonique et électromagnétique) dépendent autant de la nature du rayonnement primaire que de la physique hadronique régissant chaque interaction. Étant donné que l'énergie disponible pour l'interaction rayon cosmique-air est largement supérieure à celle atteinte par les accélérateurs de particules<sup>e</sup>, un modèle théorique est indispensable pour prédire la multiplicité et l'inélasticité des réactions ainsi que la section efficace totale d'interaction à de telles énergies. En outre, l'incidence des effets nucléaires sur les prédictions peut être importante, en particulier, si le rayonnement incident est constitué de noyaux lourds. Plusieurs modèles théoriques issus de calculs de QCD (*Quantum Chromo Dynamics*) sont utilisés par la communauté des RCUHEs parmi lesquels QGSJET [23, 24], SIBYLL [25] ou plus récemment EPOS [26]. Les prédictions faites par ces modèles diffèrent sensiblement en raison, notamment, de l'extrapolation à ultra-haute énergie de la section efficace proton-air (cf. FIG. 1.5). La mesure de cette quantité par les expériences de RCUHEs, pour lesquelles nous discuterons les méthodes de détermination au cours du Chapitre 6, page 151, est à même de contraindre les modèles hadroniques.

La valeur de  $X_{\text{max}}$  est relativement peu sensible au choix du modèle hadronique (cf. FIG. 1.9). Comme nous l'avons souligné précédemment, l'évolution de la profondeur du maximum de la gerbe est à la fois guidée par la variation de la section efficace rayon cosmique-air et par la multiplicité totale. L'évolution de ces quantités en fonction de l'énergie peut, suivant les modèles, avoir des effets compensatoires : une multiplicité plus importante compensant une section efficace plus faible. En revanche, la distribution latérale des particules, notamment à grande distance de l'axe de la gerbe, est fortement dépendante des modèles adoptés. La production de muons par la désintégration des pions chargés ayant lieu à des énergies de quelques dizaines de GeV, les prédictions à basse énergie sont également cruciales. La modélisation des interactions à ces énergies est ainsi limitée par nos connaissances des processus physiques à faible  $x_F$  (Feynman- $x$  : fraction d'impulsion longitudinale). Les travaux de Drescher *et al.* [27] montrent notamment que, pour une simulation de gerbe utilisant QGSJET, les rapports entre distribution latérale de particules évoluent notablement suivant le modèle choisi à basse énergie (en l'occurrence GHEISHA [28], FLUKA [29] et UrQMD [30]). Les futures expériences menées indépendamment à Fermilab

---

<sup>e</sup>les interactions proton-proton au futur collisionneur LHC (*Large Hadron Collider*) se feront à 14 TeV dans le centre de masse soit l'équivalent de  $10^{17}$  eV sur cible fixe et donc un ordre de grandeur en deçà du seuil en énergie de l'Observatoire Pierre Auger.

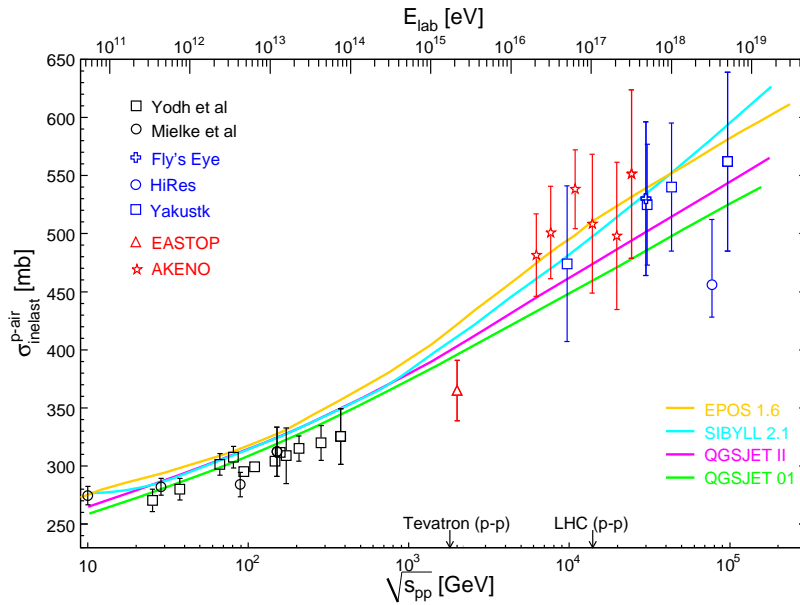


FIG. 1.5 - Évolution de la section efficace proton-air en fonction de l'énergie pour différents modèles hadroniques et différentes mesures expérimentales. Les références sont précisées au Chapitre 6, page 163.

(expérience MIPP [31]) et au LHC [32] permettront d'explorer la région à faible  $x_F$ .

De même, le traitement des baryons, basé sur les résultats obtenus au RHIC (*Relativistic Heavy Ion Collider*) sur les effets de saturation en partons [33], n'a été que récemment incorporé à la simulation de gerbe atmosphérique. La prise en compte de tels effets modifie sensiblement la distribution latérale des particules en particulier la densité de muons au sol (modèle EPOS [26]).

À l'incertitude des modèles hadroniques, il faut ajouter les effets systématiques induits par les programmes de simulation dont le but est de suivre la propagation des particules dans l'atmosphère. Les principaux programmes utilisés à ce jour sont AIRES [34] (*AIR shower Extended Simulations*) et CORSIKA [35] (*COsmic Ray Simulations for KAscade*) pour le développement latéral des gerbes, ainsi que CONEX [36] pour le développement longitudinal. La production de particules étant telle qu'il est impossible de suivre individuellement chacune d'entre elles au cours de leur propagation (une seule gerbe de  $10^{20}$  eV serait simulée en un mois sur un ordinateur courant), des algorithmes de sélection sont appliqués pour réduire le temps de calcul. Le principe, dénommé "*thinning*", consiste en ne conserver qu'une partie des particules secondaires de la gerbe, dont l'énergie est inférieure à un seuil défini par l'utilisateur, en leur attribuant un poids statistique inversement proportionnel à leur énergie. La conséquence des procédures de *thinning/unthinning* est une perte d'information relative aux fluctuations de la gerbe d'autant plus importante lorsque l'on s'intéresse à la répartition au sol des particules.

## 1.2.2 Méthodes expérimentales

Les propriétés des RCUHEs sont mesurées indirectement *via* les gerbes de particules qu'ils génèrent au cours de leur passage dans l'atmosphère. On distingue essentiellement deux types de mesures :

- celles associées à **des détecteurs de particules** : scintillateurs, cuves d'eau utilisant l'effet Cherenkov, détecteurs de muons, placés au sol sous la forme d'un réseau. Ces dé-

tecteurs échantillonnent la distribution latérale des particules secondaires de la gerbe parvenant au niveau du sol,

- celles mettant en œuvre **des télescopes** qui mesurent la lumière de fluorescence émise par l'azote moléculaire de l'air excité par les particules chargées de la cascade. Ces détecteurs déterminent le profil longitudinal des particules secondaires chargées au cours de leur évolution dans l'atmosphère.

La première technique a été implémentée sur de nombreuses expériences telles que Volcano Ranch [37], SUGAR [38], Haverah Park [39], Yakutsk [40] et AGASA [41]. Les avantages majeurs de ce type de mesure sont un fonctionnement continu du système de détection et une meilleure détermination de l'acceptance, à savoir la surface couverte par le réseau de détecteurs. En revanche, la détermination de l'énergie des RCUHEs dépend des prédictions, encore incertaines, faites par différents modèles hadroniques.

La seconde technique développée par Fly's Eye [42], puis utilisée par son successeur HiRes [43], détermine l'énergie de manière "calorimétrique" en s'appuyant sur l'isotropie du flux de fluorescence. Ce flux est proportionnel à l'énergie déposée dans l'atmosphère par la gerbe. Cette technique est donc moins dépendante des modèles hadroniques et des hypothèses sur la composition des RCUHEs. Cependant, elle nécessite une bonne connaissance des propriétés de l'atmosphère. L'acceptance est quant à elle difficile à calculer (la détermination du champ de vue des télescopes est complexe) et la prise de données n'est effective que pendant les nuits sans lune et sans nuages soit, selon le site d'observation concerné, quelques 10% du temps.

Enfin, un troisième type de mesure, basée sur l'émission radio des gerbes, est actuellement mise en œuvre au sein d'expériences telles que CODALEMA [44, 45] ou LOPES [46].

### 1.2.3 Résultats majeurs antérieurs à l'Observatoire Pierre Auger

Nous résumons à présent les principaux résultats, acquis par les expériences précédentes, concernant le spectre en énergie, la recherche d'anisotropies et la composition du rayonnement cosmique d'ultra-haute énergie. Les études sur les RCUHEs ont toutes, à l'exception de l'expérience SUGAR, été menées par des observatoires situés dans l'hémisphère Nord.

#### Le spectre en énergie

La structure du spectre en énergie au delà de l'exa-électronvolt est particulièrement floue comme le souligne la Figure 1.6. Si les écarts entre expériences, en deçà de  $10^{18.5}$  eV, sont vraisemblablement dus aux différentes méthodes de calibration en énergie et si les incertitudes sont en partie induites par le faible flux de particules attendu, la fin du spectre *i.e.*  $E \geq 10^{19.5}$  eV est sujette à controverse. Les résultats obtenus par le détecteur AGASA [47] semblent démontrer une relative continuité du flux en énergie des rayons cosmiques contrairement à ceux de l'expérience HiRes [48] qui mettent en évidence une rupture notable confirmant ainsi la prédiction établie par Greisen [49] et, de manière indépendante, par Zatsepin et Kuz'min [50]. En effet, peu de temps après la découverte du fond diffus cosmologique (CMB : *Cosmic Microwave Background*) en 1965 par Penzias et Wilson [51], les trois physiciens calculèrent les pertes énergétiques subies par un proton au cours de sa propagation dans le milieu intergalactique. En considérant les principales interactions des protons  $p$  avec les

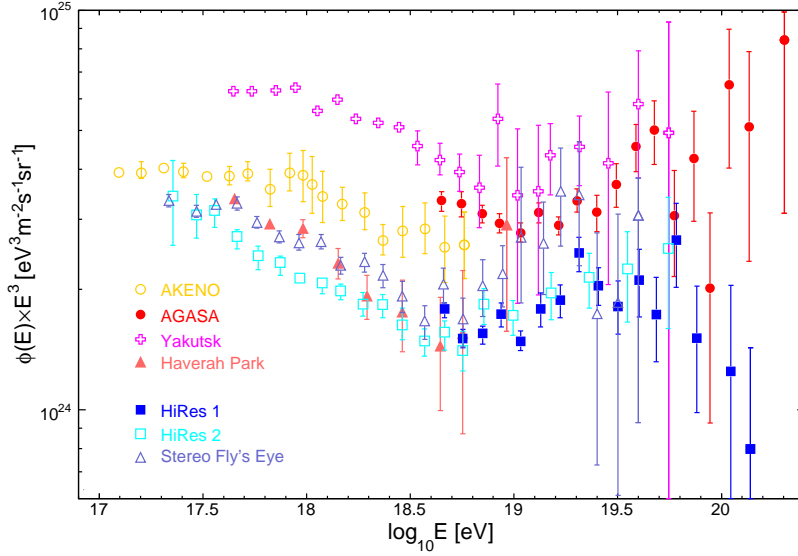
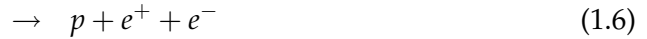
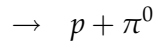


FIG. 1.6 - Spectre redressé des rayons cosmiques donnant le flux différentiel multiplié par  $E^3$ . Les expériences représentées par des couleurs bleutées disposent de télescopes de fluorescence alors que les points aux dégradés rougeâtres sont relatifs aux détecteurs de surface. Les corrections annoncées par AGASA [55] et Yakutsk [56] ne sont pas reportées sur cette figure.

photons du CMB  $\gamma_{2.7K}$ ,



les pertes énergétiques résultantes de la photoproduction de pions — Éq. (1.5) — sont de l'ordre de 15% par interaction ; le libre parcours moyen  $\lambda$  est typiquement le mégaparsec<sup>f</sup>. Ainsi, l'énergie moyenne d'un proton diminue de façon significative au cours de sa propagation dans l'Univers comme le montre la Figure 1.7. Un proton avec une énergie initiale de  $10^{22}$  eV voit son énergie réduite à  $10^{20}$  eV après avoir parcouru 100 Mpc. Une diminution nette du flux appelée coupure GZK est alors attendue au seuil de la réaction de photoproduction de pions *i.e.*  $10^{19.6}$  eV<sup>g</sup>. La position exacte de cette coupure GZK peut varier sensiblement suivant que les sources considérées sont ou non uniformément réparties dans l'Univers. En particulier, la forme du spectre au delà du seuil GZK permet, en théorie, d'évaluer la répartition des sources et de mettre en exergue une éventuelle surabondance locale [45, 54]. Le <sup>h</sup> effet induit par les interactions avec le rayonnement fossile est la présence d'une "bosse", en amont de la coupure GZK. Cette "bosse GZK" résulte de l'accumulation des protons d'énergie supérieure et qui ne peuvent être "évacués" aussi rapidement vers de plus basses énergies, l'inélasticité de la réaction restant constante ( $\sim 15\%$ ). C'est donc la variation avec l'énergie du taux de pertes qui confère au spectre observé sa structure particulière.

<sup>f</sup>1 pc = 1 parsec = 3.26 années lumières =  $30.856 \times 10^{12}$  km.

<sup>g</sup>dans l'hypothèse où les RCUHEs sont des noyaux, la photodésintégration par interaction avec les photons du CMB et le fond infrarouge, devient importante dans la région  $5 \times 10^{19} - 2 \times 10^{20}$  eV. La longueur de perte d'énergie, *i.e.* le rapport entre le libre parcours moyen et l'inélasticité de la réaction, est typiquement de 100 Mpc pour un noyau de fer de 100 EeV [52]. Le rayonnement gamma est quant à lui fortement atténué en raison, principalement, des interactions avec le fond radio  $\gamma + \gamma_{\text{radio}} \rightarrow e^+ + e^-$  [53].

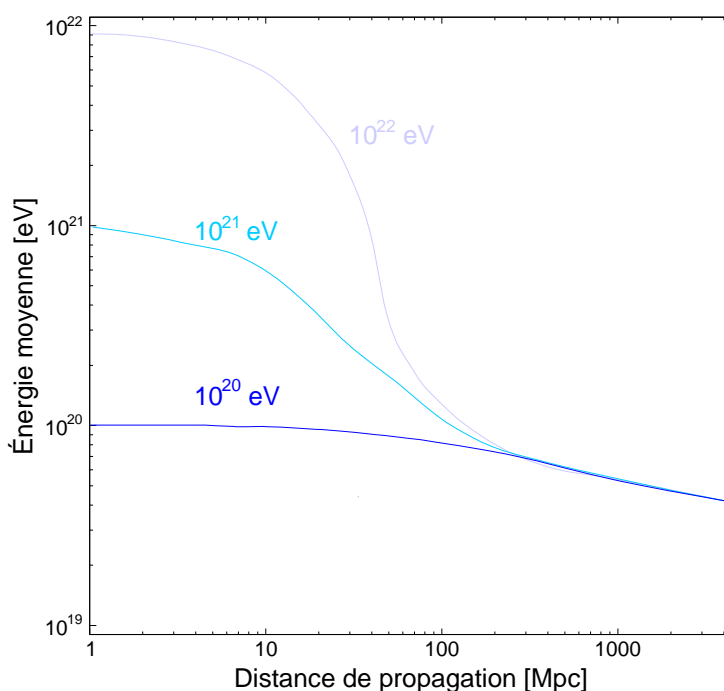


FIG. 1.7 - Énergie moyenne des protons en fonction de leur distance à la source.

Hormis la coupure GZK, les spectres présentés Figure 1.6 semblent tous souligner un adoucissement de la pente du spectre, relativement à un indice spectral de -3, dont la position varie sensiblement suivant les expériences. Les résultats d'HiRes positionnent cette singularité, la "cheville", à une énergie de  $10^{18.7}$  eV tandis qu'AGASA note un changement de pente vers  $10^{19}$  eV. Si une transition galactique/extragalactique peut rendre compte d'une telle structure, les processus de création de paires électroniques par des protons interagissant avec le rayonnement fossile — Éq. (1.6) — sont aussi susceptibles de modéliser cette région du spectre. Les pertes énergétiques, bien que très faibles (typiquement 0.1%), et le seuil en énergie de la réaction proche de l'exa-electronvolt, reproduisent les spectres de Akeno/AGASA et d'HiRes. Ce modèle nécessite néanmoins de ne considérer que des protons et implique, par ailleurs, des spectres d'émission à la source plus durs [57].

Si l'existence ou non de la coupure GZK, symbolisée par le désaccord entre les résultats d'HiRes et d'AGASA, est une des questions fondamentales à laquelle l'Observatoire Pierre Auger doit répondre, il est bon de rappeler que les erreurs systématiques de chaque expérience sont de l'ordre de 20%. Une diminution de l'acceptance d'HiRes ou une mauvaise calibration en énergie d'AGASA rendraient leurs mesures compatibles indépendamment de la problématique GZK<sup>h</sup>. Récemment, une révision du spectre, issu des données AGASA, a été présentée lors de la conférence RICAP en Juin 2007 [55]. Parmi les 11 événements d'énergie supérieure à 100 EeV de l'analyse précédente [47], seulement 5 ou 6 subsistent. Les modifications majeures sont relatives aux modèles de développement des gerbes, notamment les corrections induites par l'atténuation de la gerbe à grand angle zénithal. Cette révision bien que préliminaire met l'accent sur la forte dépendance liant les expériences dites au sol, aux simulations de gerbes atmosphériques et souligne ainsi l'intérêt de disposer d'un observatoire couplant les deux techniques de détection.

<sup>h</sup>des travaux, tenant compte des larges fluctuations relatives aux pertes d'énergie lors des interactions rayon cosmique/CMB, tendent à démontrer qu'aucune des expériences, HiRes et AGASA, n'a la "puissance" statistique pour confirmer ou non l'existence d'une coupure GZK [58].



### Anisotropies et directions d'arrivées

La distribution sur le ciel des directions d'arrivées des RCUHEs permet en théorie d'isoler les sources potentielles d'émission. Les rayons cosmiques d'énergie supérieure à 10 EeV sont, compte tenu de la connaissance que nous avons des champs magnétiques galactiques et extragalactiques, suffisamment "rigides" pour ne pas subir de déviations importantes<sup>1</sup>. De plus, les interactions avec le rayonnement fossile ont pour conséquence que l'horizon des RCUHEs, c'est-à-dire la distance depuis laquelle nous parvenons ces particules, est d'autant plus réduit que l'énergie est importante : plus les rayons cosmiques sont énergétiques, plus leurs sources potentielles sont proches. Le flux de particules d'énergie supérieure à  $10^{20}$  eV ne concerne ainsi que les sources comprises dans une sphère d'une centaine de mégaparsec de rayon.

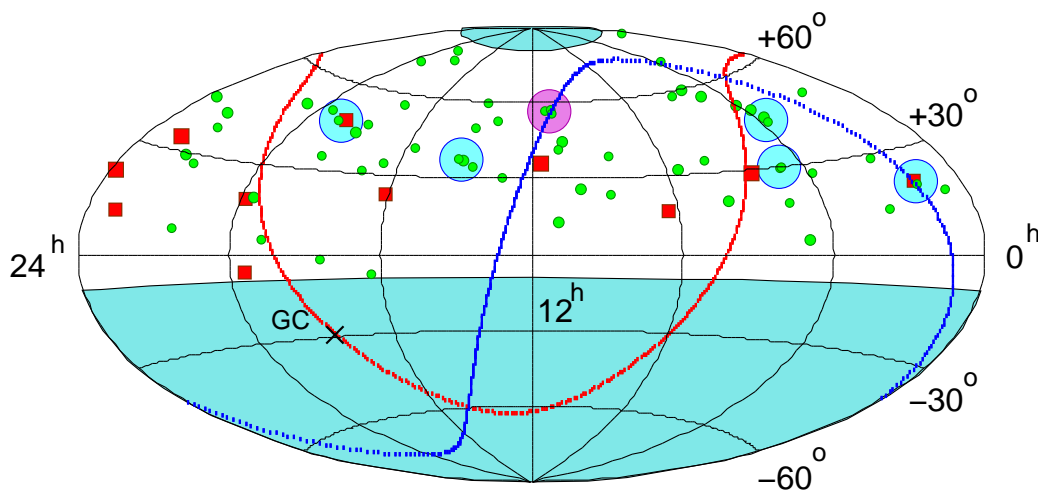


FIG. 1.8 - Carte des événements AGASA de plus haute énergie. Disques verts :  $40 \leq E \leq 100$  EeV ; Carrés rouges :  $E \geq 100$  EeV. Les cercles symbolisent les multiplets (triplet en mauve) et les lignes rouge et bleue représentent respectivement les plans galactique et super-galactique

Les résultats des expériences AGASA et HiRes ont souvent fait l'objet d'annonces d'anisotropies ou de corrélation avec des sources astrophysiques. En particulier, AGASA [59, 60] a détecté plusieurs *cluster* à savoir une accumulation d'événements dans une direction privilégiée (cf. FIG. 1.8). Ainsi, cinq doublets et un triplet situé dans le plan supergalactique ont été mis en évidence dans des cercles de diamètre  $2.5^\circ$  et pour des événements d'énergie supérieure à 40 EeV. Un certain nombre d'études statistiques ont été menées pour estimer la significativité réelle d'une telle annonce. La difficulté réside dans la prise en compte de facteurs de pénalité statistique associés aux "essais" réalisés pour optimiser les seuils et ainsi, maximiser la significativité. Suivant les auteurs [61, 62], la probabilité d'avoir un tel triplet varie de quelques  $10^{-5}$  à  $10^{-2}$  : cette accumulation d'événements ne peut donc être considérée comme un signal certain. En outre, les directions d'arrivées de ces multiplets ne semblent pas corrélées avec la présence d'objets astrophysiques connus. La collaboration HiRes a, quant à elle, publié une fonction d'autocorrélation, *i.e.* le nombre de paires en fonction de leur séparation angulaire, ne laissant apparaître aucune structure [63, 64]. De même, en ne conservant que les événements d'énergie supérieure à 40 EeV, les données HiRes tendent à

<sup>1</sup>un proton de 100 EeV subit, dans l'hypothèse où les déflexions par le champ magnétique extragalactique sont négligeables, une déviation moyenne inférieure à  $1.5^\circ$  sur une distance de 100 Mpc et pour un champ magnétique galactique typique de l'ordre du micro Gauss. On définit, par ailleurs, la rigidité  $R$  d'une particule comme le rapport entre son énergie  $E$  et sa charge  $Z$  :  $R = E/Ze$ .

diminuer la significativité du triplet d'AGASA [65]. Cependant ce type d'étude peut sembler contestable tant les échelles en énergie des deux expériences sont différentes (*cf.* FIG. 1.6).

Les corrélations entre les directions d'arrivées des RCUHEs et des sources astrophysiques ont souvent été proposées (*cf.* D. S. Gorbunov & S. V. Troitsky [66] pour une revue détaillée). Les analyses reposent presque toujours sur la même logique : il s'agit d'étudier les paires formées entre, d'une part, un lot de données de RCUHEs et, d'autre part, une liste de sources astrophysiques, sur une échelle angulaire libre ou fixe. La significativité statistique de ces paires est ensuite comparée à des distributions aléatoires de directions d'arrivées de RCUHEs. Le problème majeur d'une telle approche tient à la définition des coupures appliquées à la fois au jeu de données RCUHE (choix de l'énergie et de la séparation angulaire différents en fonction des expériences) et aux catalogues de sources. Parmi les annonces de corrélation, les noyaux actifs de galaxies et notamment une sous-classe constituée des BL Lacs<sup>1</sup> ont souvent été mises à l'honneur [67, 68]. La collaboration HiRes a confirmé la corrélation avec les BL Lacs, à partir des données stéréo, pour un seuil en énergie de 10 EeV [69]. La probabilité d'une telle configuration a été estimée de l'ordre de 0.5%. Par ailleurs, la résolution angulaire étant voisine de un degré dans le cas d'événements stéréo, il a été émis comme hypothèse que les RCUHEs responsables de cette corrélation étaient neutres (des particules chargées seraient trop défléchies au cours de leur propagation pour satisfaire une telle corrélation).

Enfin, dans la gamme d'énergie 0.8–2 EeV, AGASA [70] a mesuré un excès d'événements de  $4.5\sigma$  en provenance du centre galactique. Cependant, l'anisotropie observée se situe dans une région en bord d'acceptance, là où la couverture est très faible. Une des explications avancées, au delà du fait que cet excès justifierait une composition galactique en deçà de l'exa-électronvolt, est l'hypothèse selon laquelle ces rayons cosmiques seraient des neutrons dont la longueur de désintégration ( $\sim 10$  kpc) rendrait alors possible une détection terrestre. Suite aux résultats d'AGASA, les données de la seule expérience de RCUHEs dans l'hémisphère Sud, SUGAR, ont été réanalysées [71]. Un excès de seulement 2 écarts type, compatible avec une source ponctuelle, a alors été observé à  $7^\circ$  du centre galactique. La difficulté d'une telle étude est que l'amplitude attendue d'un excès galactique, *i.e.* avec le centre, le plan ou le halo, est relativement faible ( $\sim 1\%$ ). Les déflexions par le champ magnétique galactique sont encore importantes à  $10^{18}$  eV, d'autant plus si les rayons cosmiques à ces énergies sont des noyaux lourds (*cf.* paragraphe ci-après).

En résumé, les études des directions d'arrivées des rayons cosmiques sont globalement compatibles avec une distribution isotrope et ce malgré les nombreuses annonces d'anisotropie. La difficulté à estimer correctement les pénalités statistiques à appliquer ou la faible amplitude attendue des excès comme dans le cas du centre galactique, sont autant d'entraves à l'annonce crédible de corrélations. L'Observatoire Pierre Auger est à même de tester ces excès avec une statistique incomparable. Dans le cas du *cluster* observé par AGASA, il faudra néanmoins attendre la construction du site Auger Nord, au Colorado, ou l'expérience *Telescope Array* pour pouvoir confirmer ou non l'existence d'une source astrophysique non identifiée jusqu'à présent.

---

<sup>1</sup>Les BL Lacs, ou BL Lacertæ, sont des noyaux actifs de galaxie situés à distance cosmologique dont le spectre est caractérisé par l'absence de raies importantes, laissant supposer une faible densité du milieu environnant. Les pertes énergétiques par collisions lors de l'accélération des RCUHEs dans ces objets seraient, de ce fait, limitées. En outre, l'orientation des jets est colinéaire à la ligne selon laquelle ces corps sont observés, ce qui faciliterait également l'accélération de particules énergétiques (*cf.* Chapitre 3).

### Composition des RCUHEs

Si les résultats obtenus par AGASA sur la forme du spectre à ultra-haute énergie ont fragilisé l'hypothèse GZK, ils ont aussi alimenté le débat sur l'origine de ces particules. On distingue ainsi deux types de modèles de production des RCUHEs :

- **les modèles "bottom-up"**, sur lesquels nous reviendrons au cours du Chapitre 3, invoquent l'existence de sites astrophysiques actifs (noyaux actifs de galaxie, sursauts gamma) qui accélèrent des particules chargées au sein de structures magnétisées,
- **les modèles "top-down"** regroupent des mécanismes de production plus exotiques pour lesquels les RCUHEs seraient alors la résultante de la désintégration de particules supermassives ( $m_X \gtrsim 10^{20}$  eV).

Bien que l'émergence des modèles "top-down" ait coïncidé avec la publication des résultats d'AGASA [47] et l'absence de coupure GZK, des raisons théoriques soutiennent ces *scenarii*. En effet, les modèles "bottom-up" appliqués aux objets astrophysiques les plus violents connus peinent à accélérer des protons jusqu'à quelques  $10^{20}$  eV (*cf.* Chapitre 3). En outre, l'idée qu'une "nouvelle physique" apparaisse à des énergies supérieures au TeV est souvent avancée.

Il a été suggéré que les RCUHEs résulteraient de la désintégration ou de l'annihilation collisionnelle de particules reliques de l'Univers primordial, de masse  $m > 10^{20}$  eV et dont la durée de vie serait alors comparable à l'âge de l'Univers. La matière noire supermassive (*Super Heavy Dark Matter*), les défauts topologiques qui sont des produits génériques de la brisure de symétrie dans le cadre des théories de grande unification ou la désintégration de bosons Z à l'intérieur de l'horizon GZK (modèle "*Z-burst*") sont autant de mécanismes pouvant expliquer la production de rayons cosmiques au delà de  $10$  EeV<sup>k</sup>. Ces modèles, bien qu'extrêmement spéculatifs et par conséquent sujets à de fortes variations d'un auteur à l'autre, se rejoignent néanmoins autour de quelques points fondamentaux :

1. **Nature des RCUHEs** : Malgré les incertitudes relatives aux modes de désintégration des particules supermassives, les quarks générés se combinent plus facilement en mésons qu'en baryons. Par conséquent, la composition serait dominée par des photons et des neutrinos issus de la désintégration des pions.
2. **Spectre des RCUHEs** : Les spectres prédits sont plus durs que le spectre observé :  $dN/dE \propto E^{-1.9}$  typiquement. En conséquence, ces mécanismes ne pourraient prédire le flux qu'au delà des énergies GZK. Un ajustement fin des paramètres est ainsi nécessaire pour connecter les spectres sub-GZK et super-GZK. Ce problème est l'un des principaux handicaps pour ces modèles.
3. **Anisotropies des RCUHEs** : Pour contourner l'effet GZK, les *scenarii* fondés sur l'existence de matière noire superlourde prédisent une accumulation des sources dans le halo galactique [73].

En outre, la production de photons à des énergies de  $10^{20}$  eV implique un fond diffus de photons secondaires, à des énergies comprises entre le GeV et le TeV, qui résulte des gerbes électromagnétiques produites lors de la propagation des photons UHE. Les résultats du satellite EGRET [74] sur la mesure du fond diffus extragalactique contraignent les prédictions théoriques issues de ces modèles. En particulier, le modèle "*Z-burst*" est pratiquement exclu sous ces conditions.

Les résultats sur la composition, dont la mesure de la fraction de photons présents dans le flux de rayons cosmiques, constituent en soi, un moyen de favoriser ou de rejeter les différents modèles de production de ces particules. La nature des RCUHEs est déterminée

---

<sup>k</sup>*cf.* M. Kachelriess [72] pour une revue détaillée des modèles "top-down".

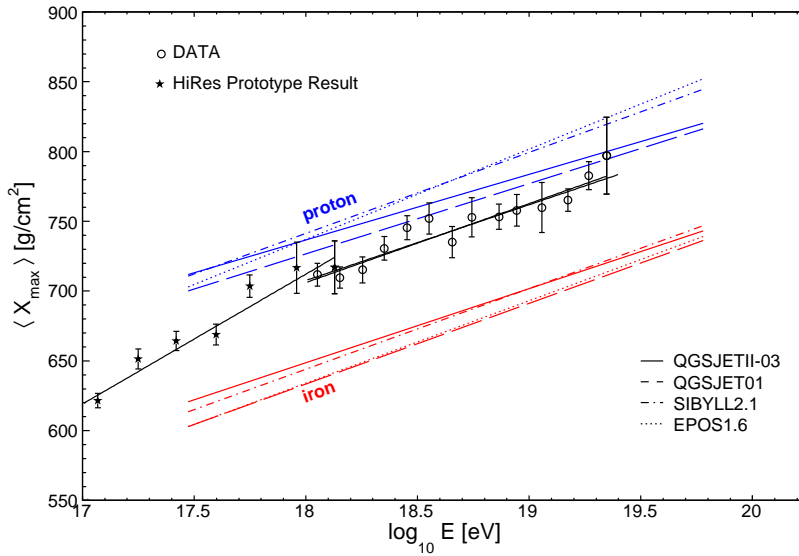


FIG. 1.9 - Évolution de la profondeur du maximum de la gerbe  $X_{\max}$  en fonction de l'énergie, mesurée par l'expérience HiRes [75]. Ces points ne sont pas corrigés de la révision apportée par P. Sokolsky [76].

indirectement par l'étude des caractéristiques des gerbes, notamment la profondeur d'atmosphère correspondant au maximum de particules chargées  $X_{\max}$ , ou la proportion de muons dans la gerbe. Nous reviendrons plus en détails au cours du Chapitre 7 sur l'ensemble des paramètres susceptibles de caractériser la nature du rayonnement cosmique et sur leurs efficacités respectives. Néanmoins, l'expérience Fly's Eye, grâce à la mesure de  $X_{\max}$ , et AGASA en étudiant la composante muonique des gerbes ont livré des résultats compatibles avec une composition majoritairement hadronique. AGASA [77] a ainsi déterminé une limite supérieure sur la fraction de photons au delà de 10 EeV égale à un tiers tandis que Fly's Eye [78] puis HiRes [79, 75] notent une transition d'une composition lourde (type fer) vers une composition légère (type proton) dans la région 0.1–10 EeV (cf. FIG. 1.9). Cet allègement laisserait supposer que la cheville représente alors le passage d'une origine galactique des RCUHEs dont les noyaux de fer sont les derniers vestiges, à une origine extragalactique dominée par les protons. Toutefois, les incertitudes systématiques sont importantes et les prédictions théoriques apportées par les modèles hadroniques encore très incertaines.

Ce tour d'horizon historique des différents aspects, théoriques et expérimentaux, de l'étude du rayonnement cosmique d'ultra-haute énergie, montre qu'il n'existe pas aujourd'hui de consensus sur l'origine de ces particules de même que sur leurs caractéristiques intrinsèques. La problématique GZK, l'étude des directions d'arrivées et la détermination de la composition sont autant de paramètres indépendants qui conduisent, dans leur analyse conjointe, à caractériser ce flux de particules. L'Observatoire Pierre Auger est à même de tester les différentes hypothèses théoriques avec une statistique inégalée et en couplant, de surcroît, la finesse d'un détecteur de fluorescence à la puissance statistique d'un réseau au sol. Les résultats obtenus par la collaboration Pierre Auger, auxquels nous consacrons une partie du prochain chapitre, sont déterminants et doivent lever un coin du voile sur la nature de ces particules d'ultra-haute énergie.

# L'Observatoire Pierre Auger

L'Observatoire Pierre Auger [80] a été conçu au début des années 90 et sa construction a commencé courant 2001. Constitué de deux parties distinctes, d'une part les stations de surface — dispositif comparable à l'expérience AGASA — et d'autre part les détecteurs de fluorescence — technique utilisée par HiRes — il est ainsi le premier détecteur hybride. Le couplage de ces deux mesures indépendantes permet d'augmenter la précision des reconstructions géométriques et d'intercalibrer les deux détecteurs, afin notamment de mieux comprendre les écarts apparents entre les résultats d'HiRes [81] et d'AGASA [82]. Grâce à ses dimensions exceptionnelles, il est attendu quelques 3000 événements par an au delà de  $10^{19}$  eV et une vingtaine au-dessus de  $10^{20}$  eV<sup>a</sup>. La construction du site Sud en Argentine, près de la ville de Malargüe (province de Mendoza), s'est achevée au premier semestre 2008. L'Observatoire Pierre Auger compte ainsi 1600 stations de surface et quatre détecteurs de fluorescence couvrant une surface totale de 3000 km<sup>2</sup> (cf. FIG. 2.1).

Dans ce chapitre, nous présentons en détails les deux types de détecteurs mis en place en Argentine et nous abordons les premiers résultats obtenus par la collaboration Pierre Auger, notamment la mesure du spectre en énergie et l'étude des directions d'arrivées des RCUHEs.

## 2.1 Le détecteur de surface (SD)

### Description du détecteur

Le détecteur de surface est constitué d'un réseau de capteurs positionnés suivant un maillage triangulaire de 1.5 km de côté. Chaque élément du détecteur, ou station, est composé d'une cuve cylindrique de 1.8 m de rayon et de 1.2 m de hauteur, tapissée de Tyvek<sup>b</sup> et remplie d'eau pure [83, 84]. Les particules secondaires chargées ( $e^\pm$ , muons) traversant cette

---

<sup>a</sup>ces valeurs sont données dans l'hypothèse où le flux prédit par AGASA [82] est exact.

<sup>b</sup>le Tyvek, mis au point par Dupont de Nemours en 1955, est un matériau non-tissé, constitué de fines fibres de polyéthylène pur déposées aléatoirement en couches. Cette texture, couramment utilisé dans le domaine médical (emballages et protection de matériels) ou dans la construction (toitures ...), présente, entre autres propriétés, de diffuser efficacement la lumière incidente : la fraction de réflexion spéculaire est ainsi inférieure à  $\sim 10\%$ .

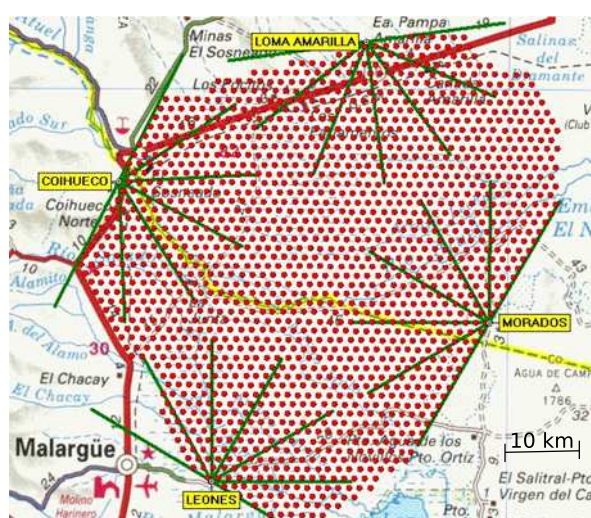


FIG. 2.1 - Plan du site sud. Les points rouges représentent les cuves à effet Cherenkov et les lignes vertes délimitent les champs de vu des télescopes.

cuve, vont émettre de la lumière par effet Cherenkov<sup>c</sup> qui, après réflexion diffuse sur le Tyvek, est collectée par trois photomultiplicateurs (PMTs) (cf. FIG. 2.2). De même, les photons gamma de la gerbe peuvent être détectés dans l'eau *via* les électrons/positrons issus des processus de création de paires ou d'effet Compton. L'avantage des cuves Cherenkov réside donc dans leur capacité à détecter à la fois les composantes électromagnétique et muonique de la gerbe.

En outre, la forme cylindrique, comparée aux scintillateurs plats, confère une grande efficacité de détection des gerbes inclinées<sup>d</sup>. Il en résulte que la fraction de ciel couverte par l'Observatoire Pierre Auger est plus importante que celle des expériences précédentes : l'intervalle en déclinaison s'étend de  $-90^\circ$  à  $+25^\circ$ .

Compte tenu des distances mises en jeu dans ce réseau, chaque station est autonome et dispose donc d'une alimentation composée d'un panneau solaire et d'une batterie. Les données enregistrées sont communiquées au CDAS (*Central Data Acquisition System*) par voie hertzienne. Enfin, chaque station possède un récepteur GPS qui permet de dater les événements avec précision et un ordinateur local effectuant un prétraitement des données.

### Signaux et calibration des cuves

Pour un même événement, les signaux observés dans les cuves diffèrent sensiblement suivant que la cuve considérée est plus ou moins éloignée de l'axe de la gerbe. En effet, le nombre de particules, et donc l'intensité du signal, décroît avec la distance à l'axe de la gerbe. De même, la structure temporelle varie : les particules loin de l'axe subissent plus de diffusion et sont, par conséquent, davantage dispersées (cf. FIG. 2.2).

Afin de couvrir la plage en amplitude des signaux, chaque photomultiplicateur possède deux sorties : la première sur l'anode (bas gain) et la seconde sur la dernière dynode (haut gain). Le rapport d'amplification entre les deux gains est voisin de 32. Les signaux

<sup>c</sup>une particule chargée se déplaçant dans un milieu d'indice de réfraction  $n$  avec une vitesse  $v$  supérieure à la vitesse de la lumière dans ce milieu  $c/n$ , émet un rayonnement électromagnétique dit Cherenkov, qui se matérialise sous la forme d'un cône de lumière émis vers l'avant, dans le sens de propagation de la particule. Les seuils en énergie cinétique, définis par la relation  $\beta = v/c \geq 1/n_{\text{eau}}$ , sont respectivement de 55 MeV pour les muons et 0.27 MeV pour les électrons. L'angle du cône d'émission  $\theta_C$  est tel que  $\cos \theta_C = 1/\beta n$  : dans l'eau,  $\theta_C$  vaut  $41^\circ$ .

<sup>d</sup>par opposition aux gerbes dites verticales dont les angles zénithaux sont inférieurs à  $60^\circ$ .

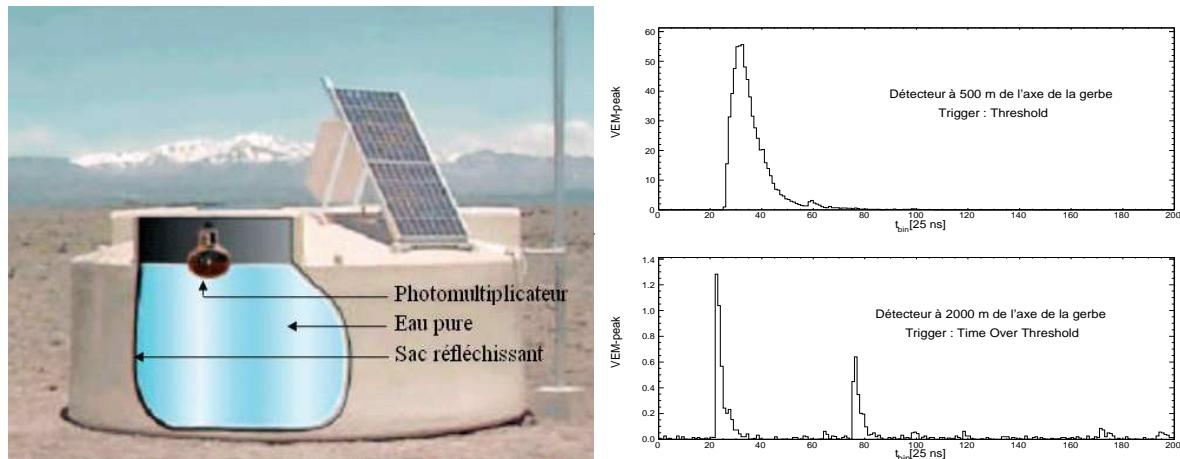


FIG. 2.2 - Coupe d'une cuve à effet Cherenkov (figure de gauche) et structure temporelle des signaux pour 2 cuves situées à 500 m et 2000 m perpendiculairement à l'axe de la gerbe (figure de droite).

des photomultiplicateurs sont ensuite numérisés par des convertisseurs analogiques/numériques rapides (FADC : *Flash Analog-to-Digital Converter*) à une fréquence d'échantillonnage de 40 MHz. Une mémoire tampon d'une durée de  $19 \mu\text{s}$  enregistre continûment ces signaux.

L'unité de référence pour l'analyse des signaux est le Vertical Equivalent Muon (VEM) qui correspond au signal "déposé" par un muon en incidence verticale traversant le centre de la cuve [85]. La détermination de cette valeur, pour le haut gain, s'effectue en mesurant les signaux intégrés (c'est-à-dire la charge des PMTs) générés par les particules du fond atmosphérique notamment les muons. Ces derniers induisent un signal, proportionnel à la quantité d'eau traversée, qui est donc constant pour les muons verticaux. La présence de ces particules se manifeste par un pic dans la distribution des signaux intégrés, définissant ainsi la valeur du VEM en terme de coups ADC (*cf.* FIG. 2.3).

Cette méthode de calibration a l'avantage de prendre en compte de façon globale, tous les paramètres dont peut dépendre la calibration — qualité de l'eau, du Tyvek, collection et gain de la dynode — lesquels varient d'une cuve à l'autre et peuvent évoluer au cours du temps. Cependant, elle ne permet pas de calibrer le bas gain, les signaux étant alors trop faibles. La valeur du bas gain est obtenue en supposant la linéarité des photomultiplicateurs et en divisant le haut gain par 32.

☞ *L'électronique mise en place sur les stations de surface est une donnée importante, en particulier pour la méthode de comptage de muons développée au cours de cette thèse. En amont du système de numérisation du signal, des amplificateurs, placés sur la carte Front-End [86], sont chargés d'intensifier le signal issu de la dernière dynode du PMT. Leurs caractéristiques intrinsèques relèvent à la fois de leur fréquence d'échantillonnage ainsi que de la valeur maximale de variation temporelle de la tension de sortie (communément appelé le slew rate). Les amplificateurs AD 8011 [87] utilisés par les cuves ont ainsi une fréquence de 400 MHz et un slew rate de  $3.5 \text{ kV}/\mu\text{s}$ . Ces systèmes sont donc capables de supporter des fronts de montée (ou de descente) de  $3.5 \text{ V}$  par nanoseconde. Sachant qu'un muon correspond à une tension de  $50 \text{ mV}$ , l'amplificateur n'est, par conséquent, saturé que dans la mesure où  $\sim 70$  muons pénètrent dans la cuve en une même fraction de nanoseconde. En revanche, les convertisseurs ADC 10 bit limitent la dynamique en tension supportée si bien que le nombre de muons mesurables en un bin de 25 nanosecondes, chute à 20 pour le haut gain et peut monter jusqu'à 32 fois plus pour le bas gain.*

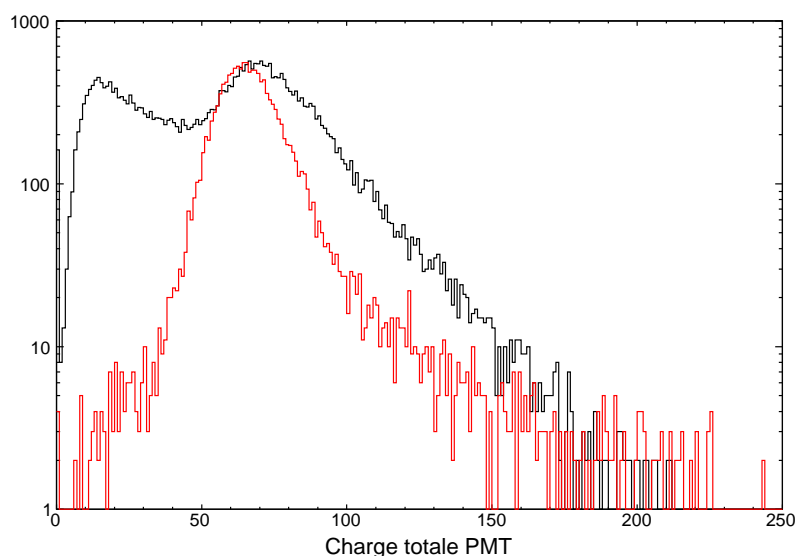


FIG. 2.3 - Histogramme des signaux intégrés sur la somme des PMTs associés aux particules du flux atmosphérique. Sur la courbe noire, le premier pic représente la contribution des particules électromagnétiques alors que le second pic est relatif aux muons atmosphériques. La courbe rouge correspond aux signaux, délivrés par les muons, en coïncidence avec un scintillateur placé sous la cuve; la valeur moyenne détermine ainsi le rapport de conversion ADC→VEM.

### Niveaux de déclenchement du détecteur de surface

Différents niveaux de déclenchement, ou *triggers*, sont établis afin de discriminer correctement — cohérence temporelle et spatiale — les événements "gerbe". Le premier seuil de déclenchement T1 est géré, au niveau de la cuve, par la carte FADC. Deux types de T1 sont définis :

- le *ToT* (*Time-over-Threshold*) correspond à 13 *bins* au-dessus de 0.2 VEM, compris dans une fenêtre de 120 *bins* ADC consécutifs et en coïncidence de 2 PMTs. Il s'agit d'un *trigger* efficace pour détecter des signaux faibles et étalés temporellement, typiques de ceux générés à grande distance du cœur de la gerbe (FIG. 2.2). Le taux de *ToT* est de l'ordre de 1.6 Hz pour chaque station ce qui correspond à la détection de deux muons dans une fenêtre de 3  $\mu$ s.
- le *Threshold* est la coïncidence temporelle de 3 PMTs dont les signaux sont supérieurs à 1.75 VEM. Ce *trigger* est surtout utile pour la détection de gerbes horizontales ou pour les cuves proches de l'axe de la gerbe dont les signaux sont peu étalés en temps. Le taux de *Threshold* est de l'ordre de 100 Hz.

Un second niveau de déclenchement, T2, est appliqué afin de réduire la quantité de données envoyées au CDAS. Un T2 est soit un *ToT* soit un *Threshold* avec une valeur seuil de 3.2 VEM. Le taux nominal de T2 par station est de l'ordre de 20 Hz. Enfin, le CDAS déclenche un troisième et dernier seuil dès lors que les cuves ont émis des *triggers* compatibles en temps et position géographique. Ainsi, la configuration à *3ToT* où trois cuves forment un triangle équilatéral ou isocèle sur le réseau est, dans 90% des cas, un événement physique [88, 89]. La fréquence des *3ToT* est d'un événement par jour et par triangle équilatéral. Une fois le troisième niveau franchi, le CDAS envoie une requête à toutes les stations impliquées pour collecter leurs données et former ainsi un événement Auger. La mesure précise de ces niveaux de déclenchement, notamment le marquage en temps, est importante pour la détection des événements hybrides.



## 2.2 Le détecteur de fluorescence (FD)

### Émission et transmission de la lumière de fluorescence

La lumière de fluorescence est majoritairement produite par l'azote moléculaire qui, excité par les particules chargées de la gerbe (électrons/positrons), revient à son état fondamental en émettant un rayonnement UV. Les longueurs d'ondes correspondantes sont comprises entre 300 et 400 nm et l'émission est isotrope.

On suppose généralement que la quantité de lumière émise est proportionnelle à l'énergie déposée par les particules chargées de la gerbe. En considérant cette énergie déposée elle-même proportionnelle au nombre de particules chargées, la mesure du nombre de photons de fluorescence émis en fonction de la profondeur d'atmosphère traversée permet de déterminer le profil longitudinal de la gerbe en terme de nombre de particules chargées. Ces mesures doivent être corrigées en tenant compte de la propagation de la lumière dans l'atmosphère, en particulier la diffusion Rayleigh et la diffusion de Mie, ainsi que du bruit de fond lié à l'émission Cherenkov produite par les particules secondaires de la gerbe.

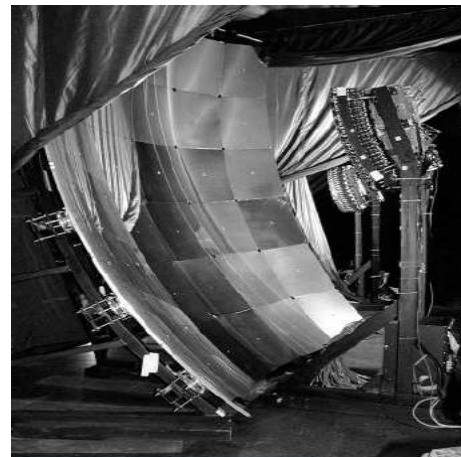
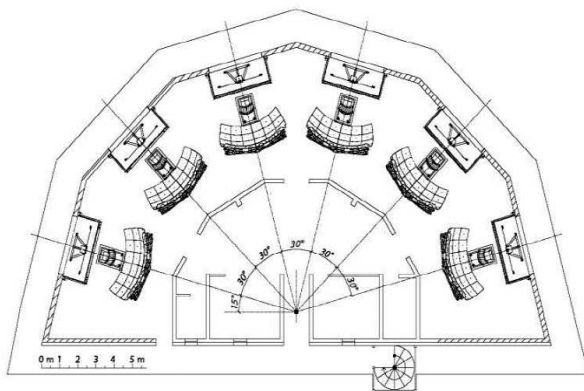


FIG. 2.4 - Vue du dessus d'un "œil de mouche" à gauche et photo d'un télescope muni de sa caméra à droite.

### Description du détecteur

Le détecteur de fluorescence est constitué de quatre ensembles de six télescopes ("œil de mouche") indépendants, situés aux sommets de collines entourant le détecteur de surface (FIG. 2.1). Les caractéristiques de chaque télescope sont les suivantes :

- un diaphragme de 1.1 mètre de rayon auquel est adjoint un filtre UV (290–410 nm) afin de réduire le bruit de fond du ciel, et une lentille correctrice chargée d'augmenter la surface de collection de la lumière,
- un miroir sphérique de 3.4 mètres de rayon formant avec la lentille, une optique de Schmidt qui assure un éclairage uniforme et une netteté des images sur un large champ de  $30^\circ \times 30^\circ$ . Les six télescopes couvrent ainsi  $180^\circ$  en azimut et  $30^\circ$  en élévation (FIG. 2.4),
- au foyer du dispositif optique, une caméra composée de 440 photomultiplicateurs (PMT) ; chaque pixel ainsi formé a une ouverture circulaire de  $1.5^\circ$  de diamètre.

## Calibration du détecteur

Plusieurs sources d'incertitudes conditionnent la précision des mesures d'énergie. Les deux principales sont la fraction d'énergie électromagnétique déposée dans l'air à l'origine du rayonnement de fluorescence (*Fluorescence Yield*) et la méthode de reconstruction des paramètres de la gerbe (cf. Paragraphe §2.3.2). Les erreurs systématiques induites sont respectivement 14% et 10%. Les corrections liées à l'énergie emportée par les muons et neutrinos de haute énergie sont quant à elle de l'ordre de 10% [90]. Les autres sources d'incertitudes proviennent principalement de la calibration de l'efficacité absolue des télescopes et de la contamination par la lumière Cherenkov. La calibration doit donc tenir compte, non seulement de l'étalonnage du système optique et électronique des télescopes, mais aussi de l'atmosphère dont les propriétés influencent le développement de la gerbe ainsi que l'émission et la transmission de la lumière de fluorescence. Afin de prendre en compte ces contraintes, différentes techniques de calibration ont été mises en place.

### → Calibration atmosphérique :

L'élément principal de la calibration atmosphérique est le CLF : *Central Laser Facility* [91]. Situé au centre du détecteur de surface, il regroupe différents dispositifs dont :

- un LIDAR (*Light Detection And Ranging*) qui permet de mesurer la concentration en aérosols dans l'air à l'aide de la lumière rétrodiffusée par l'atmosphère,
- un système de tirs lasers (laser YAG émettant à 355 nm, longueur d'onde d'émission de fluorescence du diazote) qui permettent d'effectuer une calibration relative des yeux de mouches, de mesurer la longueur d'atténuation horizontale de l'atmosphère et de déterminer l'efficacité des *triggers*. En outre, pour certains tirs lasers, une fraction de la lumière est injectée dans une station SD afin de vérifier la synchronisation FD/SD essentielle à la reconstruction hybride : le décalage temporel entre les horloges du SD et du FD est typiquement de l'ordre de 100 ns,
- une station météorologique qui enregistre toutes les 5 minutes la température, la pression, le taux d'humidité ainsi que la vitesse et la direction du vent.

Chaque œil de mouche dispose également de sa propre station météo ainsi que de caméras infrarouges permettant la détection panoramique des nuages et leur localisation par triangulation. Cette méthode sélectionne, à chaque instant, les pixels dont le champ de vue est sans nuage.

Enfin, des campagnes de radiosondages, à l'aide de ballons-sondes, sont réalisées afin de connaître le profil en température et en pression de l'atmosphère. La connaissance de ces profils permet essentiellement de valider ou de modifier les modèles d'atmosphère utilisés dans la reconstruction des événements [92]. Les incertitudes induites par la dépendance du spectre de fluorescence avec la pression (1%), l'humidité (5%) et la température (5%) sont ainsi prises en compte.

### → Calibration des télescopes :

La calibration absolue du système optique (filtre, miroir, PMT, ADC) donne la relation entre le nombre de coups ADC et le nombre de photons au diaphragme. Elle est déterminée à l'aide d'une source de lumière homogène et d'intensité parfaitement connue : un tambour réfléchissant de 2.5 mètres de diamètre, illuminé en son centre par une source Xénon, est placé à l'extérieur du bâtiment afin d'éclairer uniformément l'ouverture du télescope. La comparaison entre l'intensité du tambour et les signaux des PMTs permet de calibrer ces derniers avec une précision de l'ordre de 12% [93].

Finalement, des mesures relatives sont effectuées toutes les nuits d'opération. Le principe de cet étalonnage consiste à déplacer, en trois zones différentes à l'intérieur du télescope, une source lumineuse au Xénon afin d'estimer la stabilité des PMTs et la réflectivité des miroirs [94].

### Signaux et niveaux de déclenchement dans une caméra

La lecture de chaque caméra se fait individuellement par un système d'acquisition dédié. Les signaux des PMTs sont échantillonnés à la fréquence de 10 MHz. La durée du signal pour un pixel dépend de la géométrie de la gerbe. Ainsi, une gerbe verticale à 30 km du détecteur (portée des télescopes) met environ  $50 \mu\text{s}$  pour parcourir le champ de vision de la caméra. Le temps limite retenu de  $100 \mu\text{s}$  pour la durée de la mémoire tampon correspond à une gerbe horizontale parcourant les 30 km le long de la ligne de visée d'un pixel. Le bruit des pixels est d'environ 2.7 photoélectrons/100 ns et est essentiellement dû au fond lumineux du ciel, les fluctuations électroniques ne représentant que 20 % du bruit total [95].

De même que pour le détecteur de surface, trois niveaux de déclenchement sont définis [95] :

- le premier niveau T1 est un déclenchement à seuil au niveau des PMTs et est établi relativement au bruit de fond du ciel. La valeur du seuil est variable, de telle sorte que le taux de T1 soit compris entre 100 et 200 Hz,
- le second niveau T2 recherche des formes spatiales remarquables constituées par les T1 de cinq pixels voisins dans une caméra (108 structures sont prédéfinies cf. FIG. 2.5). Un T2 est détecté chaque seconde par une caméra,
- le T3 recherche les coïncidences temporelles entre les T2 de plusieurs caméras. Un maximum d'événements sont rejetés, notamment les phénomènes type "éclair", afin d'atteindre un taux de 0.02 Hz [96].

Les T3 sont ensuite envoyés au CDAS, qui demande alors aux cuves de retourner leurs T2 en coïncidence temporelle. La difficulté technique réside dans le fait que les T3 FD ne doivent pas arriver trop tard ou trop tôt car les cuves ne conservent leurs données que pendant un temps limité (10 secondes). Par ailleurs, le taux de T3 FD ne doit pas être trop élevé afin de ne pas saturer le CDAS en requêtes T2.

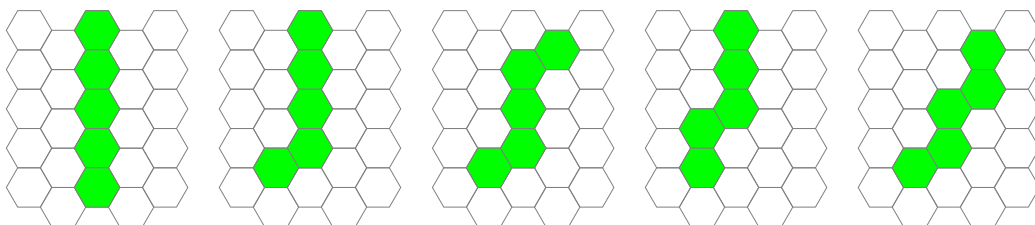


FIG. 2.5 - 5 exemples de configuration requise par un *trigger* de niveau 2.

En pratique, tous les événements FD sont hybrides, c'est-à-dire détectés simultanément par le détecteur de surface. On distingue alors deux types d'événements hybrides : les "*golden hybrids*" qui ont déclenché un T3 indépendamment par le SD et les hybrides simples qui sont des événements d'énergie faible ( $E < 1 \text{ EeV}$ ) ou bien tombés en bordure de réseau et qui ont déclenché un T2 par une ou deux stations de surface.

## 2.3 Premiers résultats de l'Observatoire Pierre Auger

Si la construction de l'observatoire a débuté en 2001, la prise de données n'a été effective qu'à partir de 2004 et le site n'est réellement entré en phase d'acquisition de données qu'un an plus tard. Malgré une construction inachevée, certains résultats ont néanmoins été obtenus très rapidement et ce grâce aux dimensions exceptionnelles de l'observatoire.

Dans ce paragraphe, nous décrivons la reconstruction des événements à savoir la détermination de la géométrie de la gerbe ainsi que la mesure de l'énergie. Nous présentons ensuite les premiers résultats obtenus par la collaboration Pierre Auger en particulier la mesure du spectre en énergie et l'étude des directions d'arrivées des RCUHEs. Nous discutons finalement des implications de ces résultats en relation, notamment, avec l'étude de la composition du rayonnement cosmique.

### 2.3.1 Sélection et reconstruction des événements SD

En complément des différents niveaux de déclenchement mis en place au niveau des cuves, une sélection "offline" est implémentée afin de ne conserver que les événements dits "physiques". Une configuration *3ToT* (cf. Paragraphe §2.1) ou *4C1*, *i.e.* 4 cuves *ToT* ou *Threshold* situées dans la première couronne entourant la station centrale (cf. FIG. 2.6), correspond, ainsi, au quatrième niveau de trigger T4.

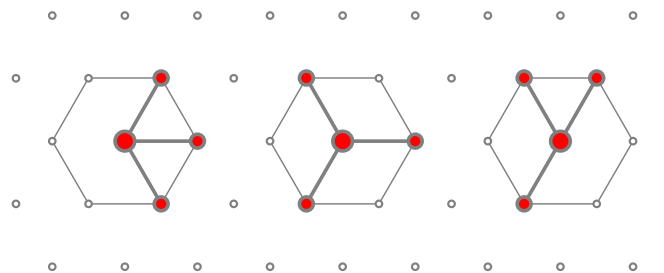


FIG. 2.6 - Les trois configurations minimales de niveau de déclenchement 4C1. La station centrale est définie comme la cuve ayant le signal le plus intense.

La structure du réseau a, par ailleurs, considérablement évolué pendant l'installation des détecteurs de surface. Aussi, pour assurer une bonne qualité de reconstruction et pour pallier les éventuelles pannes de cuves situées au cœur du réseau, un cinquième et dernier niveau de déclenchement est défini. Le T5 (dit "strict") requiert ainsi que la station centrale soit entourée de 6 stations actives c'est-à-dire en fonctionnement, mais non nécessairement *triggées* [97]. Les événements situés au bord du réseau sont de ce fait exclus de l'analyse. Néanmoins, un T5 plus "lache" a été appliqué, en particulier pour les études des directions d'arrivées (cf. Paragraphe §2.3.4). Ce dernier exige seulement 5 cuves en fonctionnement autour de la station centrale et que le cœur reconstruit de la gerbe soit entouré de 3 stations actives (cf. FIG. 2.7).

⇒ L'utilisation de niveaux de déclenchement différents selon les études menées entraîne une certaine confusion quant au calcul de l'acceptance du détecteur. Si l'estimation, dans le cas du T5 strict, consiste en compter les hexagones actifs en chaque instant, les effets de bords du réseau ainsi que les cuves en panne conduisent à exclure plus d'événements. L'acceptance associée à l'étude du spectre en énergie est ainsi égale à  $7000 \text{ km}^2 \text{ sr an}$  alors que celle issue de l'analyse des directions d'arrivées est voisine de  $9000 \text{ km}^2 \text{ sr an}$ . La différence s'explique néanmoins par la structure éminemment variable du détecteur au cours des premières années d'acquisition. La construction à présent achevée, l'écart tend naturellement à s'atténuer dès lors que la géométrie du réseau est fixe.

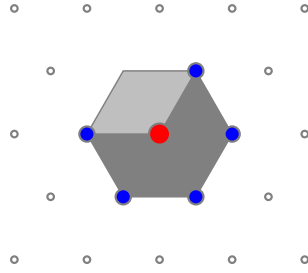


FIG. 2.7 - Définition du *trigger* T5 "relâché". La station centrale (disque rouge) est entourée par 5 stations actives (disques bleus). La station située au coin supérieur gauche est manquante (panne ou station non-installée). L'événement est accepté dans l'hypothèse où le cœur reconstruit est alors situé dans un triangle de 3 stations actives (région grise foncée).

### → Reconstruction géométrique

Après sélection des stations, un événement SD est constitué essentiellement d'une série de temps de déclenchement  $t_i$  dans les cuves de coordonnées  $\vec{x}_i = (x_i, y_i, z_i)^e$ . Pour reconstruire la direction d'arrivée de la gerbe, nous pouvons, en première approximation, supposer que le front de gerbe est plan (cf. FIG. 2.8).

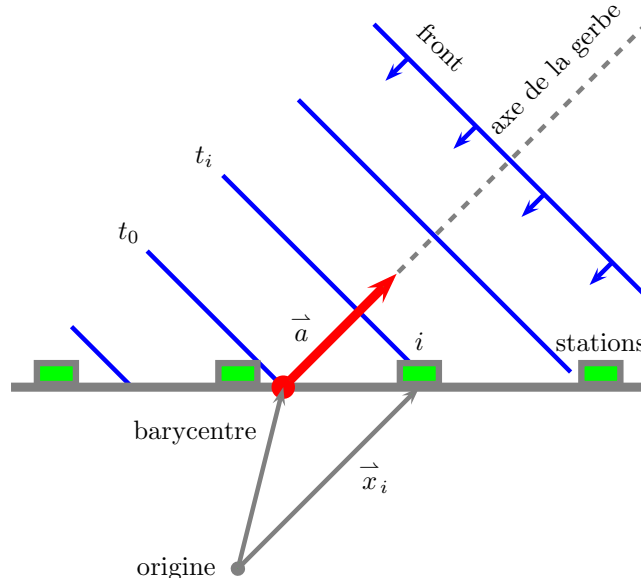


FIG. 2.8 - Géométrie du front de gerbe.

En notant  $\vec{a} = (u, v, w)$  le vecteur unitaire colinéaire à l'axe de la gerbe et en considérant que la vitesse de déplacement du front est voisine de celle de la lumière  $c$ , le temps nécessaire à la propagation du front jusqu'à la station  $i$  devient

$$ct_i(\vec{x}_i) = ct_0 - (\vec{x}(t) - \vec{b})\vec{a} \quad (2.1)$$

où  $\vec{b}$  est le barycentre des cuves. Dans l'hypothèse où la position des cuves est connue avec une précision infinie et que, par conséquent, la seule source d'erreurs relève de l'incertitude

<sup>e</sup>nous adoptons, dans un souci d'uniformité, la syntaxe utilisée par *Offline*, le programme officiel de reconstruction de la collaboration Pierre Auger [98]. Nous notons, à cet égard, que la majorité des figures présentées dans ce chapitre sont issues de la documentation officielle [99].

$\sigma_{t_i}$  des temps d'arrivées, la fonction  $\chi^2$  à minimiser s'écrit

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(ct_i - ct_0 + x_i u + y_i v + z_i w)^2}{\sigma_{t_i}^2} \quad (2.2)$$

Le problème est néanmoins non-linéaire du fait que  $u^2 + v^2 + w^2 = 1$ . Une solution approchée est obtenue dans la mesure où l'altitude  $z_i$  des stations est négligeable devant  $x_i, y_i$ . Par ailleurs, la minimisation échoue dès lors qu'il existe une dépendance linéaire entre stations (par exemple, les trois stations sont alignées). La probabilité d'une telle configuration diminue d'autant plus que le nombre de stations pour un événement donné, augmente.

Cependant, le front de gerbe a une courbure non nulle, dont la valeur est reliée à l'altitude de production des particules. Un modèle plus réaliste consiste donc à ajouter un terme "parabolique" à l'ajustement (2.1) décrivant la courbure du front de gerbe au voisinage du point d'impact, *i.e.*  $\rho \ll R_c$ . L'équation (2.1) devient

$$ct_i(\vec{x}_i) = ct_0 - \vec{a} \cdot \vec{x}_i + \frac{\rho(\vec{x})^2}{2R_c} \quad (2.3)$$

où  $\rho(\vec{x})^2 = (\vec{a} \times \vec{x})^2 = x^2 - (\vec{a} \cdot \vec{x})^2$  est la distance perpendiculairement à l'axe de la gerbe.

Si le nombre de stations touchées est supérieur à quatre, une minimisation tri-dimensionnelle ( $z_i \neq 0$ ) de la fonction

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(c(t_i - t_0) - |R_c \vec{a} - \vec{x}_i|)^2}{\sigma_{t_i}^2} \quad (2.4)$$

est alors calculée (*cf.* D. Veberič & M. Roth [99]).

L'incertitude sur le temps d'arrivée  $\sigma_{t_i}$  est particulièrement importante dans l'expression du  $\chi^2$  et peut modifier, de façon significative, l'estimation précise de la direction d'arrivée. Plusieurs modèles visant à décrire l'évolution de  $\sigma_{t_i}$  ont été proposés [100–103]. De manière générale, la résolution angulaire du détecteur de surface augmente de pair avec le nombre de cuves touchées, soit avec l'angle zénithal pour  $E$  fixée soit avec l'énergie pour  $\theta$  fixe [101]. Par ailleurs, l'estimation de la résolution angulaire est également évaluée en comparant, pour les événements hybrides, les directions d'arrivées reconstruites indépendamment par le FD et le SD. Les valeurs typiques sont voisines de  $2.2^\circ$  pour les événements à 3 cuves ( $E \gtrsim 1$  EeV), de  $1.8^\circ$  pour 4 cuves et  $1.6^\circ$  pour 5 cuves.

### → Détermination de la distribution latérale et de l'énergie

Dans le cas du détecteur de surface, l'énergie se déduit de l'ajustement du profil latéral de la gerbe. La distribution latérale du signal est ainsi modélisée par la LDF (*Lateral Distribution Function*) de telle sorte que le signal  $S(r)$  peut s'exprimer sous la forme suivante

$$S(r) = S(1000 \text{ m}) f_{\text{LDF}}(r) \quad (2.5)$$

où  $f_{\text{LDF}}(r)$  est une fonction de la distance  $r$ , perpendiculaire à l'axe de la gerbe, telle que  $f_{\text{LDF}}(1000 \text{ m}) = 1$ . Les incertitudes sur la mesure du signal [104–106] sont données par

$$\sigma_S(\theta) = (0.32 + 0.42 \sec \theta) \sqrt{S} \quad (2.6)$$

Diverses paramétrisations peuvent être envisagées à travers la fonction  $f_{\text{LDF}}(r)$  [107, 108]. Néanmoins, la description la plus appropriée relève du formalisme initialement dé-

veloppé par Nishimura, Kamata et Greisen (NKG) [109, 110] où la distribution latérale du signal évolue en loi de puissance selon

$$f_{\text{LDF}}(r) = \left( \frac{r}{r_{1000}} \right)^{\beta} \left( \frac{r + r_{700}}{r_{1000} + r_{700}} \right)^{\beta + \gamma}, \quad (2.7)$$

où  $r_{700} = 700$  m et  $r_{1000} = 1000$  m.

Par l'intermédiaire de la distance  $r$  entre l'axe de la gerbe et les stations, la normalisation,  $S(1000)$ , de la LDF dépend du point d'impact et de la direction de la gerbe. Afin de déterminer ces paramètres, le programme de reconstruction procède par itérations en considérant comme point d'impact initial, le barycentre des stations touchées pondérées par la racine carrée de leur signal. La position du cœur est affinée lors de l'ajustement de la LDF et ce jusqu'à ce que le processus converge. Les paramètres  $\beta$  et  $\gamma$  sont alors fixés, au cours de la procédure itérative, suivant

$$\begin{aligned} \beta(\theta) &= -3.35 - 0.125 \log S_{1000} \\ &\quad + (1.33 - 0.0324 \log S_{1000}) \sec \theta \\ &\quad + (-0.191 - 0.00573 \log S_{1000}) \sec^2 \theta \\ \gamma &= 0 \end{aligned}$$

La reconstruction de la LDF est par conséquent obtenue avec seulement trois paramètres libres :  $S(1000)$  et le cœur de la gerbe défini par ses coordonnées  $x_c$  et  $y_c$ . Par ailleurs, la valeur estimée de  $S(1000)$  est relativement indépendante de la position exacte du cœur de la gerbe de même que de la forme de la LDF (cf. FIG. 2.9). Cette propriété s'explique, en partie, par la géométrie du réseau et l'espacement entre cuves (cf. FIG. 2.9 encadrée), mais aussi, par le fait que le développement longitudinal à 1000 m de l'axe de la gerbe est alors maximum pour des énergies voisines de 10 EeV, impliquant des fluctuations gerbe à gerbe minimales. L'incertitude finale sur  $S(1000)$  est estimée en réitérant la reconstruction pour  $\beta$  variant de  $\pm 3\%$ .

En outre, l'ajustement tient compte des effets inhérents au traitement des cuves (stations silencieuses n'ayant pas déclenchées de T2, stations saturées, effets d'asymétrie amont-aval, ...).

À la fin de la procédure de reconstruction, chaque événement dispose essentiellement des paramètres géométriques : position du cœur  $(x_c, y_c)$ , angles zénithal  $\theta$  et azimutal  $\phi$ , et d'un estimateur de la taille de la gerbe  $S(1000)$  dépendant de l'énergie, de l'angle zénithal et de la nature du primaire. Toute la difficulté réside, à présent, dans la possibilité à convertir cette quantité en unité d'énergie du primaire. Grâce au caractère hybride de l'Observatoire Pierre Auger, deux stratégies complémentaires peuvent être utilisées :

- **dans le cadre d'une analyse "pure SD"**, la relation  $S(1000) - E$  s'obtient en supposant un type de primaire (essentiellement proton ou fer) puis en ayant recours à des simulations de gerbes et du détecteur de surface. Le comportement se présente alors sous la forme

$$S(1000) \sim f(\sec \theta) \times E^{0.95}$$

L'inconvénient majeur d'une telle approche relève des effets systématiques incontrôlés, inhérents aux incertitudes sur les modèles de gerbes atmosphériques. Les biais introduits par la simulation du détecteur sont également non-négligeables.

- **dans le cadre d'une analyse "hybride"**, la relation entre  $S(1000)$  et l'angle zénithal  $\theta$  est établie de façon empirique en supposant, explicitement, que les dépendances en  $\theta$  et  $E$  sont alors factorisables. Dans l'hypothèse où le flux  $J$  de rayons cosmiques est

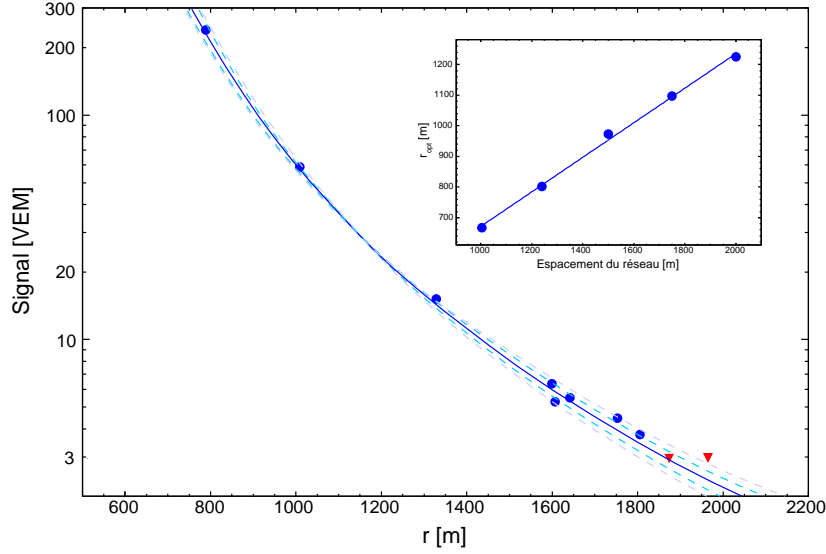


FIG. 2.9 - Détermination de différentes LDF pour un événement Auger SD (d'après Réf. [107]). Les points bleus correspondent aux signaux des différentes cuves, les triangles rouges indiquant les stations silencieuses (voir texte). La figure encadrée présente, en fonction de l'espacement entre les détecteurs de surface, la distance optimale  $r_{\text{opt}}$  c'est-à-dire celle minimisant les fluctuations gerbe à gerbe.

isotrope, le nombre d'événements  $N$  devient

$$\frac{dJ}{d(\cos \theta)} = \frac{d}{d\theta} \left( \frac{1}{A_{\text{eff}}} \frac{d^3 N}{dt dE d\Omega} \right) = 0 \quad \text{et} \quad \frac{dJ}{d\phi} = 0 \quad (2.8)$$

où  $A_{\text{eff}} = A \cos \theta$  est l'aire du détecteur vu par la gerbe. Dans la mesure où l'acceptance du détecteur est saturée, *i.e.*  $E > 3 \text{ EeV}$ , l'équation (2.8) s'écrit

$$\frac{dN}{dE d(\cos^2 \theta)} = \text{const.} \quad (2.9)$$

soit, en intégrant au delà d'une énergie  $E_0$

$$\left. \frac{dN}{d(\cos^2 \theta)} \right|_{E \geq E_0} = \text{const.} \quad (2.10)$$

Aussi, pour un nombre d'événements  $N_0$  par unité de  $\cos^2 \theta$  fixe, nous pouvons déterminer, à partir des données Auger, la fonction empirique  $S_{\text{CIC}}(1000 \text{ m})(\theta)$  telle que l'on ait, pour chaque  $\theta$ , un nombre constant d'événements dont le  $S(1000 \text{ m})$  soit supérieur à cette fonction :

$$N \{ S(1000 \text{ m})(\theta) > S_{\text{CIC}}(1000 \text{ m})(\theta) \} = N_0$$

La fonction  $S_{\text{CIC}}(1000 \text{ m})(\theta)$ , baptisée courbe de CIC pour *Constant Intensity Cut* et introduite par les travaux d'Hersil *et al.* [111], corrige ainsi les effets d'atténuation du signal par l'atmosphère terrestre (*cf.* FIG. 2.10). Par ailleurs, la courbe CIC est normalisée à  $38^\circ$ , c'est-à-dire l'angle zénithal pour lequel le nombre d'événements est maximum, afin de réduire les biais introduits par la procédure CIC.

En appliquant les hypothèses précédentes, le paramètre  $S_{38^\circ}(1000 \text{ m})$  déduit, pour



chaque événement, de l'expression

$$S_{38^\circ}(1000 \text{ m}) = \frac{S(1000 \text{ m})}{S_{\text{CIC}}(1000 \text{ m})(\theta)} \quad (2.11)$$

ne dépend plus que de l'énergie du primaire. L'ultime étape consiste donc à relier cet estimateur à l'énergie totale de la gerbe.

La nature "hybride" de l'Observatoire Pierre Auger trouve alors tout son intérêt. En effet, si l'on considère que la reconstruction en énergie par le détecteur FD est fiable, la relation  $S_{38^\circ} = f(E_{FD})$  est alors établie grâce aux événements *golden* hybrides. L'estimation de l'énergie pour l'ensemble des données SD est obtenue indépendamment des simulations et s'affranchit ainsi, des effets indésirables liés à la modélisation des gerbes atmosphériques.

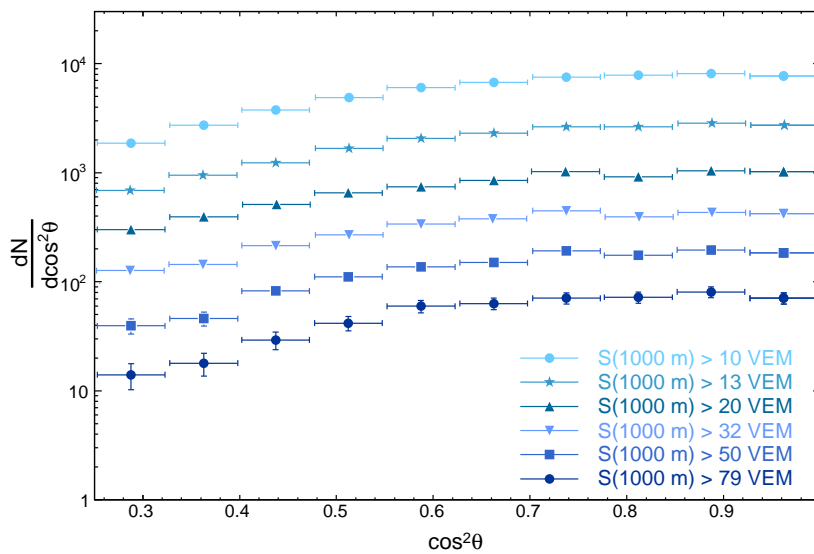


FIG. 2.10 - Évolution du nombre d'événements en fonction de l'angle zénithal et pour différentes valeurs seuils de  $S(1000 \text{ m})$  (d'après I. Maris [112]). L'intensité, à savoir  $dN/d\cos^2\theta$ , diminue lorsque l'inclinaison de la gerbe est plus prononcée. La procédure CIC corrige ainsi les effets d'atténuation de l'atmosphère afin que le nombre d'événements soit constant en fonction de  $\cos^2\theta$ .

En revanche, cette méthode hérite naturellement des erreurs systématiques relatives à la mesure de l'énergie par le détecteur de fluorescence (voir ci-après). De même, cette approche repose explicitement sur la factorisation de  $S(1000 \text{ m})(E, \theta)$ , *i.e.* sur le fait que la courbe CIC ne dépend pas de l'énergie primaire. Cette hypothèse est partiellement fautive étant donné que le développement longitudinal des gerbes évolue avec l'énergie de même qu'avec la nature du primaire. Les modifications induites par un changement de composition ainsi que la dépendance de  $S_{\text{CIC}}(1000 \text{ m})(\theta)$  avec l'énergie sont étudiées par I. Maris [112].

### 2.3.2 Reconstruction géométrique et détermination de l'énergie par le détecteur de fluorescence

Un des objectifs de la reconstruction hybride est l'estimation précise de l'énergie afin d'étalonner le détecteur de surface et de bénéficier, ainsi, de la puissance statistique du réseau au sol [113]. Par ailleurs, par "reconstruction hybride", nous entendons la reconstruction FD à laquelle s'ajoute l'information temporelle délivrée par au moins une station de surface.

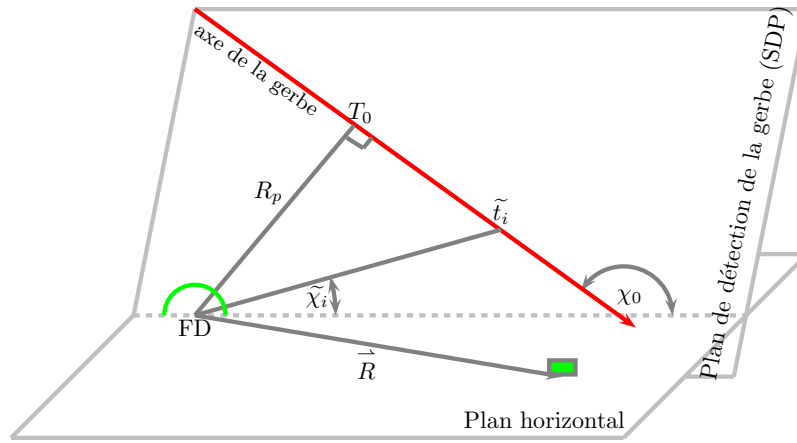


FIG. 2.11 - Paramètres géométriques de la gerbe pour la reconstruction hybride.

### → Reconstruction géométrique

Après une sélection rigoureuse des pixels touchés afin de ne conserver que les coïncidences temporelles pertinentes (cf. Paragraphe §2.2), la reconstruction de la direction d'arrivée de la gerbe procède en deux étapes. Dans un premier temps, le plan de détection de la gerbe (SDP : *Shower Detector Plane*) est déduit de l'ajustement linéaire des pixels de la caméra (cf. FIG. 2.11). Les temps d'arrivées des signaux  $\tilde{t}_i$ , projetés sur le plan de détection SDP, permettent ensuite, d'estimer les angles d'élévation  $\tilde{\chi}_i$  de chaque pixels et de reconstruire les paramètres caractéristiques de la gerbe. La distance  $R_p$  entre le foyer de l'œil et l'axe de la gerbe, le temps  $T_0$  correspondant ainsi que l'angle  $\chi_0$  entre le plan du sol et la direction d'arrivée du rayon cosmique se déduisent de la minimisation de<sup>f</sup>

$$\chi^2 = \sum_i \left( \frac{t_i - \tilde{t}_i}{\sigma_{\tilde{t}_i}} \right)^2 \quad (2.12)$$

où  $t_i$  s'exprime selon

$$t_i = T_0 + \frac{R_p}{c} \tan \left( \frac{\chi_0 - \tilde{\chi}_i}{2} \right) \quad (2.13)$$

La résolution angulaire est néanmoins limitée du fait de la corrélation entre variables. L'incertitude résultante sur  $\chi_0$  est typiquement de l'ordre de  $10^\circ$ . La dégénérescence est toutefois levée dès lors qu'au moins une cuve fournit une information temporelle complémentaire. En supposant un front de gerbe plan, le temps de déclenchement de la cuve devient

$$\tilde{t}_i = T_0 + \frac{1}{c} \vec{R} \cdot \vec{n} \quad (2.14)$$

où  $\vec{R}$  est la position de la station au sol par rapport à l'œil du détecteur FD et  $\vec{n}$  est la direction de la gerbe.

La précision de la reconstruction s'en trouve nettement améliorée car les temps supplémentaires délivrés par la, ou les cuves, sont plus tardifs que ceux du FD, et permettent ainsi d'avoir un "bras de levier" significatif dans l'ajustement de la position de la gerbe en fonction du temps. La résolution angulaire est ainsi, inférieure ou de l'ordre du degré. Par ailleurs, le temps fourni par une seule cuve suffit : on obtient ainsi des événements hybrides

<sup>f</sup>les détails de la procédure sont présentés dans Baltrusaitis *et al.* [42].

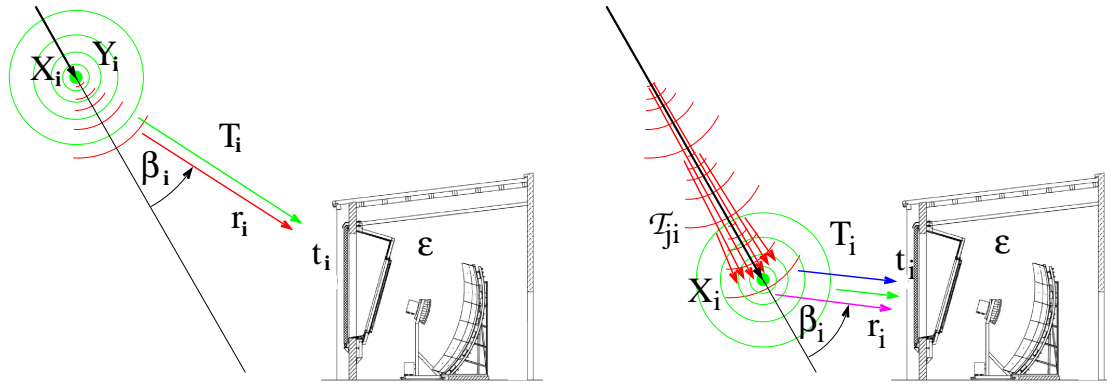


FIG. 2.12 - Illustration du flux UV mesuré par un détecteur FD [113, 120]. Vert : émission fluorescente isotrope — rouge : émission Cherenkov directe — bleu : émission Cherenkov détectée après diffusion Rayleigh — magenta : émission Cherenkov détectée après diffusion de Mie.

pour des énergies inférieures au seuil de détection du réseau de surface seul ( $E > 3 \text{ EeV}$ ). La principale difficulté technique réside cependant dans la synchronisation des temps de déclenchement des cuves SD par rapport aux signaux mesurés par le FD [114].

#### → Profil longitudinal et mesure de l'énergie

En utilisant la calibration absolue des pixels des caméras et en connaissant la géométrie de la gerbe, l'intensité du signal est convertie en nombre de photons UV détectés au foyer de la caméra [42, 115, 116]. La lumière de fluorescence étant émise de façon isotrope par les molécules d'azote et étant, de plus, directement proportionnelle à l'énergie déposée par la gerbe, le nombre de photons UV généré se déduit de

$$N_{\gamma}^f = Y_i^f dE/dX_i \quad (2.15)$$

où  $dE/dX_i$  et  $Y_i^f$  correspondent respectivement à l'énergie déposée à la profondeur  $X_i$  et au rendement de fluorescence [117–119]. En raison des processus de diffusion de Rayleigh et Mie<sup>§</sup>, seule une fraction,  $T_i$ , des photons est "interceptée" par le détecteur (cf. FIG. 2.12).

Par ailleurs, la lumière de fluorescence est contaminée par l'émission Cherenkov induite par les particules chargées (principalement électrons/positrons) de la gerbe. Suivant l'origine de l'émission, nous distinguons deux contributions (cf. FIG. 2.12) :

- **l'émission Cherenkov directe**, émise par les électrons/positrons de la gerbe. L'angle d'ouverture du cône d'émission Cherenkov étant voisin de  $3^\circ$ , l'incidence est d'autant plus importante pour les gerbes inclinées se dirigeant vers le télescope,
- **l'émission Cherenkov indirecte** due à la diffusion par l'atmosphère de la lumière Cherenkov directe. Cette émission indirecte constitue une pollution importante, particulièrement dans les régions denses de l'atmosphère, soit à grand  $X$ , et ce indépendamment de la direction de la gerbe.

Après soustraction de l'émission Cherenkov, l'énergie électromagnétique de la gerbe est déduite de la somme des pertes énergétiques  $dE/dX_i$ , liée, d'autre part, au nombre d'électrons  $N_e(X_i)$  via

$$dE/dX_i = N_e(X_i) \int_0^{\infty} f_e(E, X_i) dE/dX_e(E, X_i) dE \quad (2.16)$$

<sup>§</sup>la diffusion Rayleigh est relative aux interactions entre photons et particules dont la taille est très inférieure à la longueur d'onde considérée. Par opposition, la diffusion de Mie s'applique aux diffusions de photons sur des structures dont la taille typique est de l'ordre de dix fois la longueur d'onde du photon (aérosols par exemple).

où  $dE/dX_e(E, X_i)$  correspond à la perte d'énergie d'un électron d'énergie  $E$ . En outre, la fonction  $f_e(E, X_i)$  qui représente le spectre en énergie des électrons, est universelle et ne dépend pas, par conséquent, de la nature et de l'énergie du primaire [121, 122]. De plus, étant donné que les pertes  $dE/dX_e(E, X_i)$  sont faiblement liées à la densité locale, l'équation (2.16) se réduit à

$$dE/dX_i = N_e(X_i) \alpha_i \quad (2.17)$$

où la variable  $\alpha_i$  est relative à l'énergie moyenne déposée par électron en fonction de l'âge de la gerbe  $s_i = 3/(1 + 2X_{\max}/X_i)$  [123].

L'énergie électromagnétique de la gerbe est finalement obtenue suivant

$$E_{\text{em}} = \int_0^{\infty} f_{\text{GH}}(X) dX \quad (2.18)$$

où  $f_{\text{GH}}(X)$  correspond à la fonction de Gaisser-Hillas définie par

$$f_{\text{GH}}(X) = dE/dX_{\max} \cdot \left( \frac{X - X_0}{X_{\max} - X_0} \right)^{(X_{\max} - X_0)/\lambda} \exp \left( -\frac{X_{\max} - X}{\lambda} \right) \quad (2.19)$$

où  $X_0$  dépend de la longueur de première interaction et où  $\lambda$  est une longueur d'atténuation. L'énergie totale est estimée en corrigeant la fraction d'énergie "invisible" (neutrinos, énergie des muons)

$$E_{\text{tot}} = g_{\text{inv.}} E_{\text{em}} \quad (2.20)$$

En raison de la dépendance en énergie de la probabilité de désintégration des mésons, le facteur  $g_{\text{inv.}}$ , déterminé à partir de simulation de gerbes, dépend, en conséquence, de l'énergie [124] et est soumis, d'autre part, aux fluctuations gerbe à gerbe [125].

Les biais inhérents à la reconstruction, *i.e.* l'ajustement du profil de Gaisser-Hillas et la détermination du cœur de la gerbe, de même que les incertitudes induites par la correction de l'énergie invisible sont les principales sources d'erreurs statistiques. La résolution en énergie, déduite des événements stéréo, est ainsi voisine de 9 – 10%. Cependant, si les simulations de gerbes n'interviennent qu'au travers de l'estimation de l'énergie manquante  $g_{\text{inv.}}$ , conférant au FD un avantage majeur sur le détecteur de surface, les effets systématiques propres à la mesure de fluorescence sont néanmoins nombreux : rendement de fluorescence (14%), conditions atmosphériques (5%), calibration des caméras (10%).

### 2.3.3 Événements typiques

La Figure 2.14 présente les résultats de la reconstruction de l'événement 4880772 détecté au cours du mois de Mai 2008<sup>h</sup>. La gerbe atmosphériques a été, chose rare, observée simultanément par trois sites de fluorescence : Los Morados (magenta), Loma Amarilla (rouge) et Coihueco (vert) (Figure a). Nous ne présentons, par la suite, que la reconstruction opérée sur le détecteur Los Morados.

Pour cet événement, treize stations de surface ont été touchées par le pied de la gerbe de telle sorte que le front de gerbe (Figure e) ainsi que la LDF (Figure g) ont été correctement reconstruits. L'événement n'a cependant pas franchi les critères de sélection du T5 strict étant donné qu'une cuve, autour de la station centrale, fait défaut.

La Figure b) présente l'ensemble des pixels d'une caméra où le code de couleur est relatif au temps d'arrivées des signaux : bleu pour les premiers signaux à rouge pour les

<sup>h</sup>les différentes figures ont été réalisées avec le programme ADST (*Advanced Data Summary Tree*) qui permet la sauvegarde et la visualisation des événements Auger [126]. Une partie des événements détectés par l'Observatoire Pierre Auger, peut être, par ailleurs, visualisée à l'adresse suivante : <http://apcpaox.in2p3.fr/ED>.

dernières informations recueillies. La reconstruction géométrique déduite (Figure d) souligne tout l'intérêt d'un détecteur hybride puisque le point noir correspond à l'information temporelle dérivée de la cuve centrale. La géométrie finale, établie sur une dynamique temporelle plus large, est par conséquent, mieux contrainte. Les valeurs reconstruites entre le détecteur de surface et les données de fluorescence sont en parfait accord étant entendu que le point d'impact est, dans ce cas présent, idéalement estimé grâce au données SD

$$(\theta, \phi) = (65.55 \pm 0.14, 178.24 \pm 0.17)_{SD} / (66.2 \pm 0.6, 178.5 \pm 0.9)_{LM}$$

Le développement longitudinal, obtenu après soustraction du rayonnement Cherenkov "parasite" (Figure c), est ajusté par une fonction de Gaisser-Hillas (Figure f). La profondeur du maximum de la gerbe est ainsi évaluée à  $783 \pm 36 \text{ g/cm}^2$ . La mesure de l'énergie électromagnétique est finalement déduite de l'intégration du profil longitudinal.

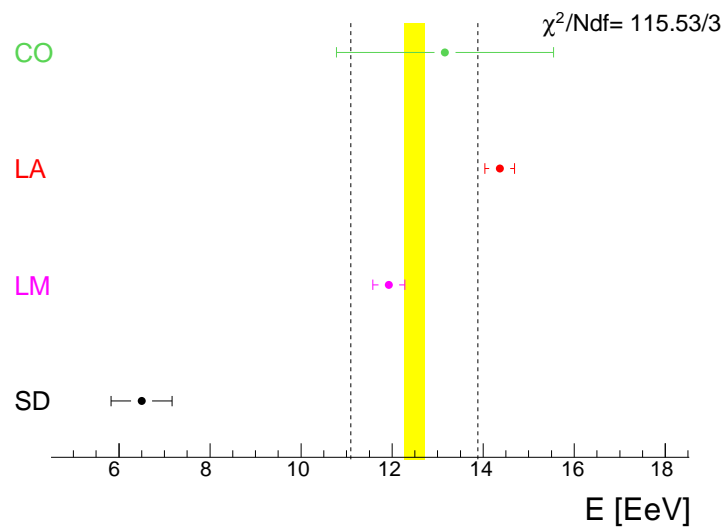


FIG. 2.13 - Estimation de l'énergie. Les intitulés à gauche correspondent aux différents détecteurs (CO : Coihueco, LA : Loma Amarilla, LM : Los Morados, SD : Surface Detector).

Si l'estimation de l'énergie est compatible pour les trois détecteurs FD, la détermination, dans le cas du réseau de surface, est significativement plus faible comme le montre la Figure 2.13. Cet exemple souligne le fait que le traitement des gerbes inclinées ( $\theta > 60^\circ$ ) relève d'une approche différente de celle des gerbes dites verticales. Pour ces événements inclinés, les effets d'asymétrie dus aux stations en amont et en aval de l'axe de la gerbe de même que l'incidence du champ géomagnétique sont tels que la détermination de l'énergie est obtenue *via* des cartes de densités de muons et non plus au travers du paramètre  $S(1000 \text{ m})$ . Une description de l'analyse des gerbes inclinées est présentée dans D. Newton *et al.* [127] & P. Facal *et al.* [128].

La Figure 2.15 montre deux autres exemples de reconstruction hybride pour des événements d'énergie estimées de  $4.76 \pm 0.28 \times 10^{18} \text{ eV}$  (haut) et  $6.23 \pm 0.23 \times 10^{19} \text{ eV}$  (bas).

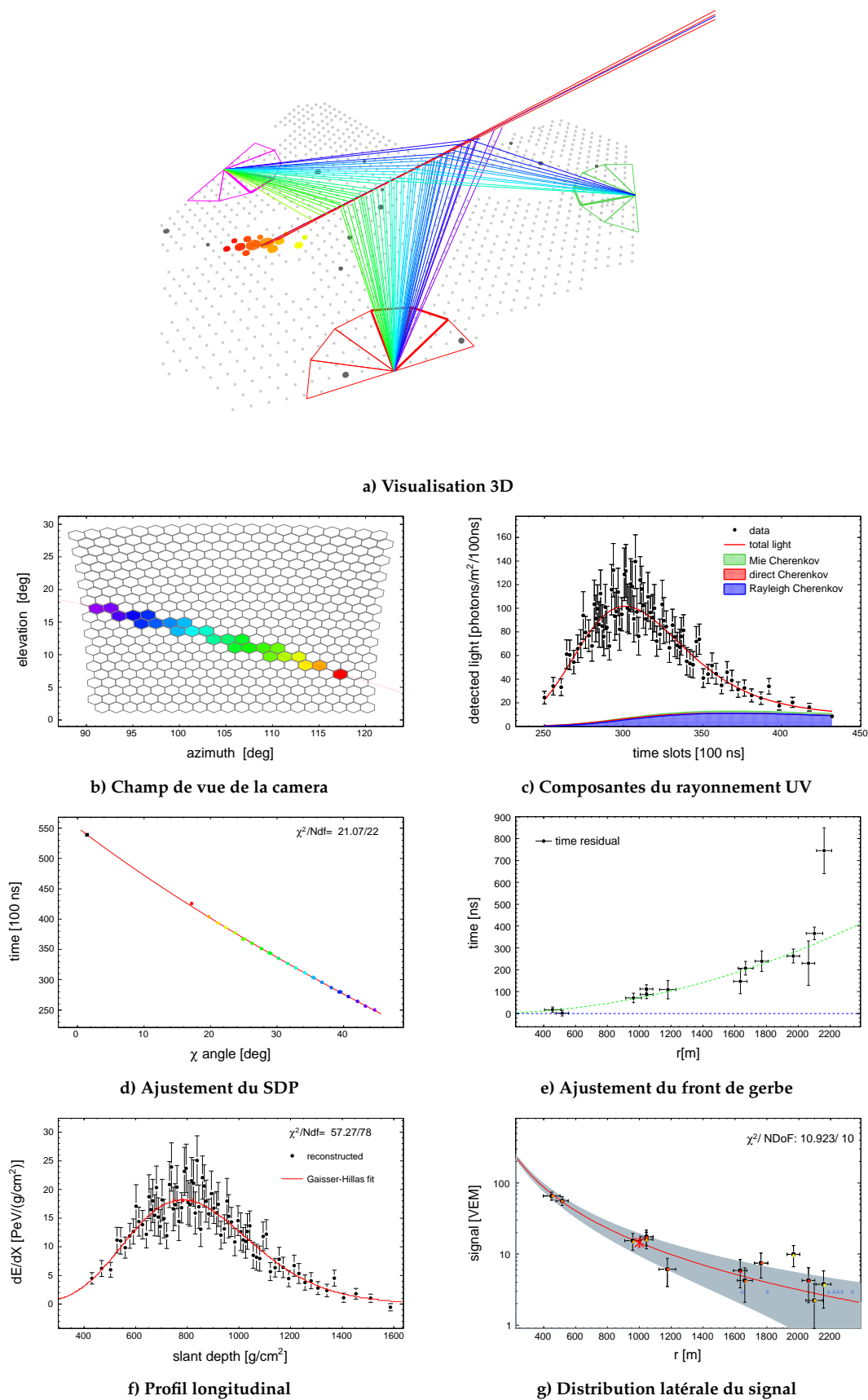


FIG. 2.14 - Reconstruction par le Offline [98] d'un événement *golden* hybride (id 4880772). Les données FD sont extraites de la reconstruction par le détecteur "Los Morados" (détecteur magenta sur la Figure a).

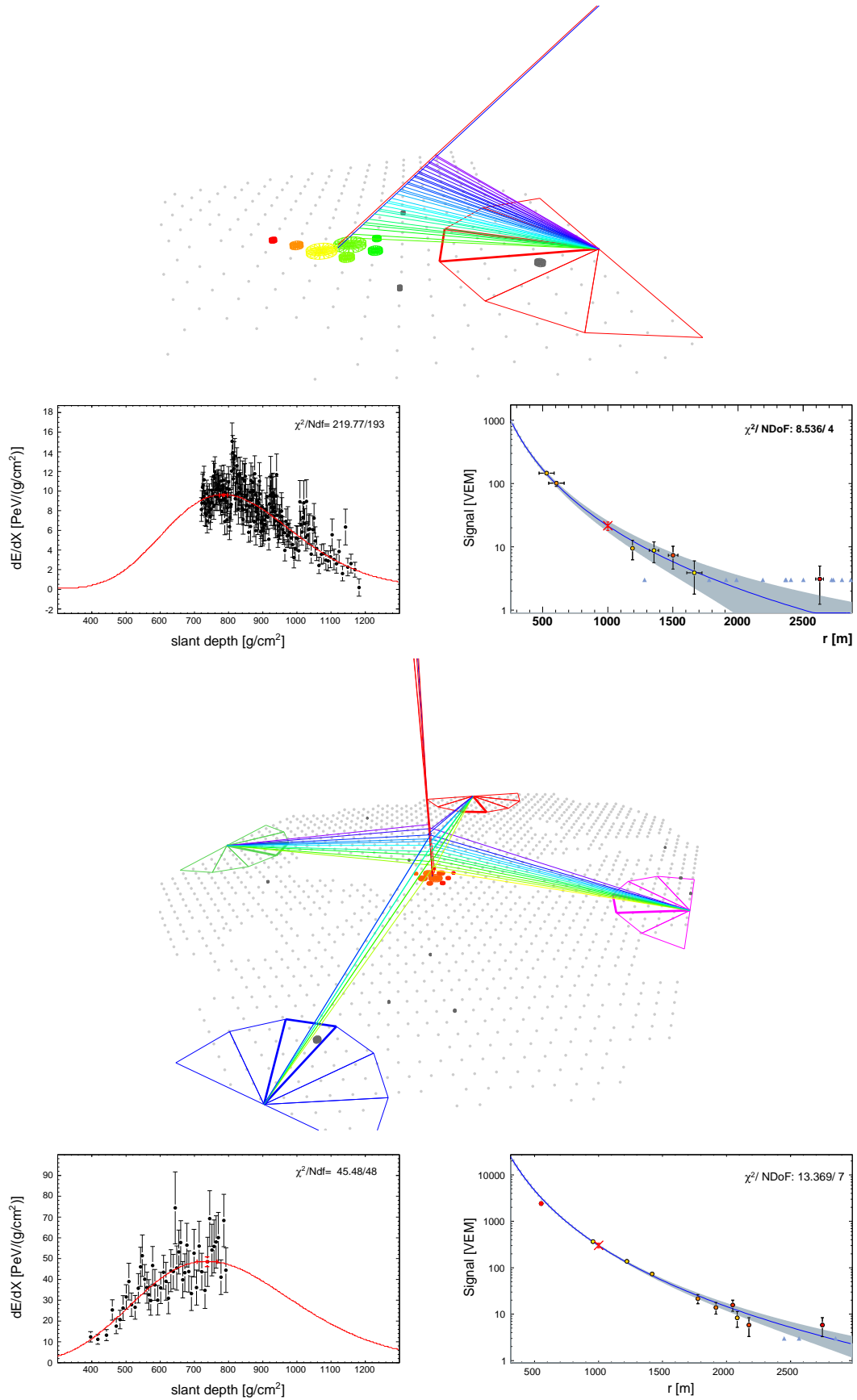


FIG. 2.15 - Reconstruction par le Offline [98] de trois événements *golden* hybrides (en haut : id 4886352, en bas : id 4665675). On note sur ces deux exemples l'importance de l'extrapolation du profil longitudinal au delà de la zone fiducielle.

### 2.3.4 Études des directions d'arrivées

La collaboration Pierre Auger a récemment publié l'observation d'une corrélation entre les directions d'arrivées des événements les plus énergétiques et la position de noyaux actifs de galaxie proches issus du catalogue Véron-Cetty & Véron [129]. Si, par le passé, plusieurs annonces d'accumulation d'événements dans une direction privilégiée ont été signalées (cf. Paragraphe §1.2.3), aucune n'a été confirmée sur un jeu de données indépendant. Afin de s'affranchir des pénalités statistiques inhérentes à la recherche *a posteriori* d'anisotropies, l'analyse exposée dans [130, 131] a procédé en deux étapes :

1. dans un premier temps, un *scan* "exploratoire" a mis en évidence un excès significatif pour des paramètres optimisés,
2. les conditions, établies au cours de la première phase, ont été ensuite évaluées sur un second jeu de données indépendant.

Ainsi, la corrélation s'avère optimale pour les rayons cosmiques d'énergie supérieure à 57 EeV et les NAGs localisés à moins de  $\sim 71$  Mpc : à cette énergie, 20 événements sur 27 sont situés à moins de  $3.1^\circ$  de la position des NAGs (cf. FIG. 2.16). La probabilité qu'une telle association soit réalisée par un flux isotrope est estimée à  $P \sim 10^{-5}$ .

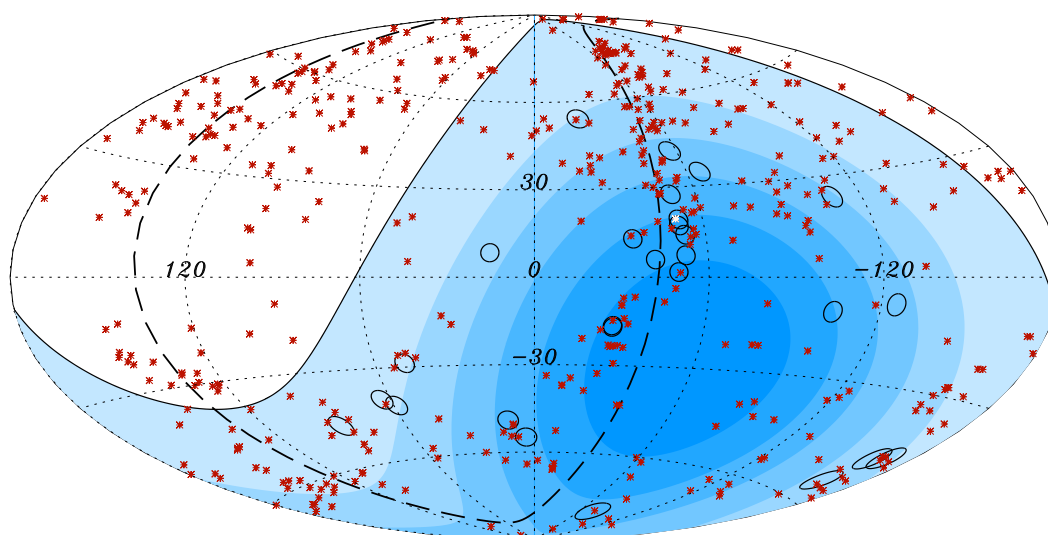


FIG. 2.16 - Sphère céleste en coordonnées galactiques selon la projection Aitoff [132] (d'après Réf. [131]). Les cercles de  $3.1^\circ$  représentent les directions d'arrivées des 27 événements de plus haute énergie détectés par l'Observatoire Pierre Auger. Les positions des 472 NAGs (318 dans le champ de vue de l'observatoire) localisés à moins de  $z \leq 0.018$  ( $D \leq 75$  Mpc) issus de la 12<sup>ème</sup> édition du catalogue Véron-Cetty & Véron [129] sont indiquées par des astérisques rouges. La ligne noire est relative aux bords du champ de vue (angles zénithaux inférieurs à  $60^\circ$ ), le dégradé de couleurs indiquant l'exposition relative de l'observatoire. La ligne en tirets correspond au plan supergalactique et Centaurus A est désignée par un point blanc.

L'anisotropie mise en évidence<sup>i</sup> confirme vraisemblablement l'origine extragalactique des rayons cosmiques en raison, d'une part, de leur proximité avec le plan supergalactique et, d'autre part, car aucun modèle "galactique" y compris ceux postulant un halo aux frontières indéfinies, ne peuvent soutenir une telle évidence.

<sup>i</sup>indépendamment du catalogue et de la distribution des sources, l'anisotropie est corroborée par la fonction d'autocorrélation [131], c'est-à-dire le nombre de paires séparées d'un angle  $\alpha$ , établie sur les 27 événements. Cette analyse indique un excès significatif pour les faibles séparations angulaires confirmé par des études indépendantes [133].



Les paramètres de la corrélation —  $E \geq 57 \text{ EeV}$ ,  $\psi = 3.1^\circ$ ,  $z_{\text{max}} \leq 0.018$  — sont également porteurs d'informations fondamentales dans la compréhension de l'origine de ces particules. En particulier, l'énergie à laquelle se manifeste l'anisotropie correspond, comme nous le verrons au prochain paragraphe, au domaine énergétique où le flux de rayons cosmiques diminue de 50% par rapport à une extrapolation en  $E^{-3}$ . De plus, les sources potentielles du rayonnement cosmique d'ultra-haute énergie sont situées à l'intérieur de l'horizon GZK. Ainsi, l'anisotropie associée à la mesure du spectre tend à confirmer l'existence de la coupure GZK.

En outre, la corrélation est d'autant plus significative que les événements situés dans le plan galactique sont exclus de l'étude. La densité de poussières dans cette région implique nécessairement que le catalogue Véron-Cetty & Véron [129] est incomplet. D'autre part, les déflexions par le champ magnétique galactique sont sensiblement plus importantes. Ainsi, sur les 7 événements non-corrélés, 5 sont situés à moins de  $12^\circ$  du plan galactique. Par ailleurs, dans l'hypothèse où les sources du rayonnement cosmique sont effectivement les noyaux actifs de galaxie<sup>l</sup>, les déviations angulaires permettraient alors d'évaluer précisément l'intensité du champ magnétique galactique sous réserve de connaître, dans le même temps, la nature des particules. Aussi, l'estimation des champs magnétiques régnant au sein de notre Galaxie, de même que ceux opérant dans le milieu intergalactique, est indissociable des études liées à la nature des particules.

En complément de l'analyse publiée dans le magazine Science [130], l'Observatoire Pierre Auger a rejeté catégoriquement un excès significatif d'événements en provenance du centre Galactique [134] infirmant les résultats des expériences AGASA [70] et SUGAR [71]. Parallèlement, la collaboration Pierre Auger a également exclu les annonces antérieures [67–69] de corrélation avec les objets de la classe BL Lacs pour des rayons cosmiques d'énergie supérieure à 10 EeV [135].

### 2.3.5 Mesure du spectre en énergie

La collaboration Pierre Auger a publié une mise à jour du spectre mesuré [136] et présenté à l'occasion de l'ICRC 2007 [137]. Comme nous l'avons souligné au cours du paragraphe §2.3.1, l'atout majeur d'un détecteur hybride réside dans sa capacité à calibrer en énergie le réseau de surface par le détecteur de fluorescence et ainsi de s'affranchir, dans une certaine mesure, des dépendances vis-à-vis des simulateurs Monte-Carlo. En utilisant la méthode CIC, l'estimateur de chaque événement SD,  $S_{38^\circ}(1000 \text{ m})$ , indépendant de l'angle zénithal, est converti en unité d'énergie  $E_{\text{FD}}$ . La relation  $S_{38^\circ}(1000 \text{ m}) - E_{\text{FD}}$  est établie sur 661 événements hybrides ayant satisfaits à la fois aux critères de sélection SD ainsi qu'à l'ensemble des coupures de qualité requises par le détecteur de fluorescence [137]. L'ajustement

$$E_{\text{FD}} = A \cdot S_{38^\circ}^B \quad (2.21)$$

où

$$\begin{aligned} A &= (1.49 \pm 0.06 \text{ (stat)} \pm 0.12 \text{ (syst)}) \times 10^{17} \text{ eV} \\ B &= 1.08 \pm 0.01 \text{ (stat)} \pm 0.04 \text{ (syst)} \end{aligned}$$

met en évidence la dépendance quasi-linéaire entre  $S_{38^\circ}(1000 \text{ m})$  et  $E_{\text{FD}}$ . La résolution en énergie est typiquement de 19% soit du même ordre de grandeur que la somme quadratique

---

<sup>l</sup>l'étude [131] démontre que les sources sont issues de la distribution de matière locale, vraisemblablement proches des NAGs, mais l'analyse n'identifie par formellement les noyaux actifs de galaxie comme sources du rayonnement cosmique. En particulier, il est concevable que seule une fraction d'objets, inclus dans le catalogue Véron-Cetty & Véron [129], participe activement à la production de ces particules.

des incertitudes statistiques propres à  $S_{38^\circ}$  (1000 m) et  $E_{FD}$ . Les erreurs systématiques sont quant à elles voisines de 22% et sont principalement dominées par la calibration absolue de l'énergie FD (en particulier, par la détermination du rendement de fluorescence).

Le spectre en énergie, basé sur  $\sim 20\,000$  événements, est présenté sur la Figure 2.17. L'acceptance saturée, *i.e.* au delà de 3 EeV, est égale à  $7000\text{ km}^2\text{ sr an}$  (3% d'incertitude) soit l'équivalent de quatre fois l'exposition intégrée d'AGASA [47] et de deux fois celle d'HiRes I [138]. Ainsi, avec une statistique sans égale, les résultats de l'Observatoire Pierre Auger excluent, avec une significativité de  $6\sigma$ , l'hypothèse selon laquelle une unique loi de puissance  $J \propto E^{-\gamma}$ , d'indice  $\gamma = 2.69$ , reproduit le comportement des données au delà de  $4 \times 10^{18}$  eV. Par ailleurs, l'évolution du flux semble également mettre en évidence un changement de pente, relativement à un flux  $\propto E^{-2.69}$ , dans la région supposée de la cheville, *i.e.*  $4 \times 10^{18}$  eV (*cf.* FIG. 2.17 bas). La comparaison avec le spectre mesuré par la collaboration HiRes [138] souligne, d'autre part, des différences notables concernant la normalisation du flux en deçà de  $2.5 \times 10^{19}$  eV. Les raisons du désaccord restent, à ce stade de l'analyse, inconnues.

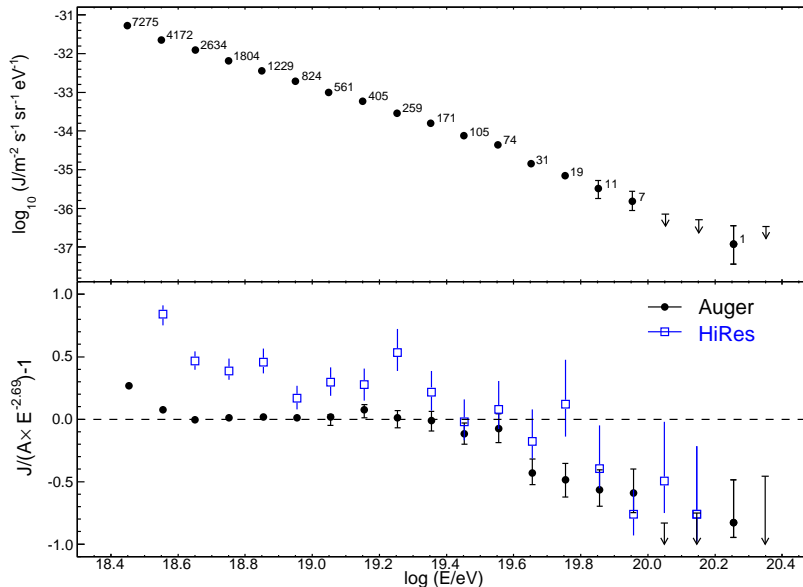


FIG. 2.17 - Spectre du rayonnement cosmique mesuré par l'Observatoire Pierre Auger. Figure du haut : Flux différentiel  $J$  en fonction de l'énergie. Un tableau complet des valeurs peut être consulté à la référence suivante [139]. Figure du bas : La différence, relativement à un flux  $\propto E^{-2.69}$ , est comparée aux résultats de l'expérience HiRes I [138].

Le spectre mesuré dans l'hémisphère sud par la collaboration Pierre Auger confirme, indépendamment des possibles effets systématiques, une rupture significative du flux au delà de quelques  $4 \times 10^{19}$  eV. Toutefois, cette structure à elle seule ne justifie pas l'existence de la coupure GZK : elle pourrait n'être que la "pâle imitation" du spectre d'émission du rayonnement cosmique et reflèterait en conséquence les limites des mécanismes d'accélération. En revanche, en postulant l'absence de coupure GZK, les études relatives aux directions d'arrivées devraient nécessairement observer une isotropie du flux, attendu que la propagation de ces particules ne serait alors point entravée. Or, l'anisotropie révélée par l'analyse [130, 131] indique clairement que la distribution des directions d'arrivées n'est pas homogène. De plus, si les NAGs proches, *i.e.*  $z \leq 0.017$  soit  $D < 75$  Mpc, sont effectivement les sources du RCUHE alors le spectre mesuré par l'Observatoire Pierre Auger scellerait définitivement l'existence de l'effet GZK.

Au regard des difficultés liées aux méthodes de calibration et aux éventuels biais instru-

mentaux induits, il est remarquable de souligner le relativement bon accord entre les flux mesurés respectivement par HiRes et Auger. Ainsi, ces deux observatoires, situés de part et d'autre de l'équateur et "contemplant" par conséquent des cieux si différents, semblent observer la même évolution énergétique du spectre. Si la révision apportée par la collaboration AGASA confirme la diminution d'énergie annoncée lors de la conférence RICAP [55], les trois spectres mesurés soutiendraient l'hypothèse théorique établie plus de 40 ans plus tôt par Greisen, Zatsepin et Kuz'min. Ce serait par ailleurs, la validation des prédictions de la relativité restreinte à des énergies qui resteront encore longtemps inaccessibles aux accélérateurs de particules.

Avant de consacrer l'essentiel des prochains chapitres de cette thèse à l'étude de la composition du rayonnement cosmique, il convient d'apporter quelques précisions sur la forme du spectre à ultra-haute énergie et ses implications. En particulier, il est vraisemblable que la problématique GZK ne sera définitivement tranchée que dans la mesure où nous serons aptes à mesurer le spectre, au mieux pour des sources identifiées, au pire pour différentes régions du ciel. La construction d'un observatoire aux dimensions exceptionnelles, terrestre ou spatial, s'imposera naturellement à la communauté scientifique. Par ailleurs, s'il est clairement établi l'existence d'une diminution drastique du flux vers  $10^{20}$  eV, nous n'en serons pas quittes de la question de la coupure GZK. En effet, c'est à tort que l'on parle généralement de la coupure GZK alors que suivant la distribution des sources, l'intensité et la structure des champs magnétiques, le spectre et la composition au niveau des sources ... l'extrémité du spectre évolue sensiblement. Aussi, il s'agira pour les études présentes mais surtout futures d'identifier quelle "coupure GZK" confère au spectre sa structure si singulière, c'est-à-dire d'évaluer quels paramètres influencent significativement la forme du spectre au delà de  $10^{19.5}$  eV.

### 2.3.6 Neutrinos, photons et composition du rayonnement cosmique

Comme nous l'avons souligné en introduction, l'étude de la composition du RCUHE permet de distinguer les modèles théoriques de production ainsi que d'inférer la problématique de la transition galactique/extragalactique. Le modèle de Berezhinsky *et al.* [15] implique ainsi que la transition ait lieu en deçà de la cheville, requérant au delà, une composition dominée par les protons afin que les processus de production de paires reproduisent alors le spectre dans le domaine  $E \sim 10^{18}$  eV (*cf.* Paragraphe §1.2.3). *A contrario*, la cheville constitue, traditionnellement, la région préposée à la transition galactique/extragalactique. Selon ce scénario, il est alors attendu un changement de composition de lourd vers léger traduisant le fait que les particules légères s'échappent plus rapidement de la Galaxie que les noyaux lourds.

La détermination de la nature du rayonnement cosmique est nécessairement indirecte impliquant l'utilisation systématique de simulations de gerbes : la dépendance vis-à-vis des modèles hadroniques est, en conséquence, particulièrement sensible. Une des observables dédiées à l'étude de la composition est la position du maximum de la gerbe  $X_{\max}$ . La collaboration Pierre Auger et l'expérience HiRes ont présenté de nouveaux résultats à l'occasion de l'ICRC 2007 [140, 141]. La Figure 2.18 montre ainsi que l'accord entre expériences est remarquable jusqu'à  $3 \times 10^{18}$  eV mais est sensiblement différent à plus haute énergie.

L'évolution en énergie souligne, en revanche, un allègement de la composition bien qu'au delà de  $2 \times 10^{19}$  eV, les données de l'Observatoire Pierre Auger semblent indiquer un revirement. En parallèle, les modèles invoquant la cheville comme le siège de la transition galactique/extragalactique [57] de même que les prédictions issues de Berezhinsky *et al.* [15] ne semblent pas en mesure de reproduire la variation en énergie de  $X_{\max}$ . Aussi, il règne aujourd'hui un flou scientifique quant à la nature précise du rayonnement cosmique

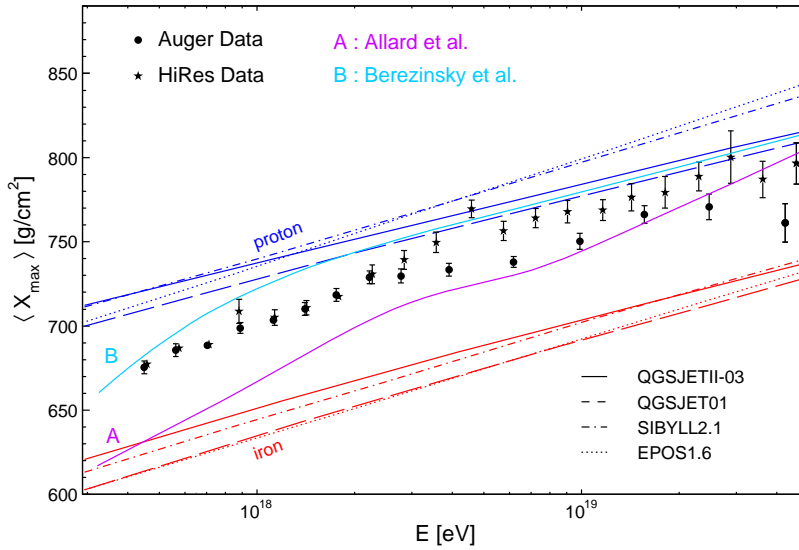
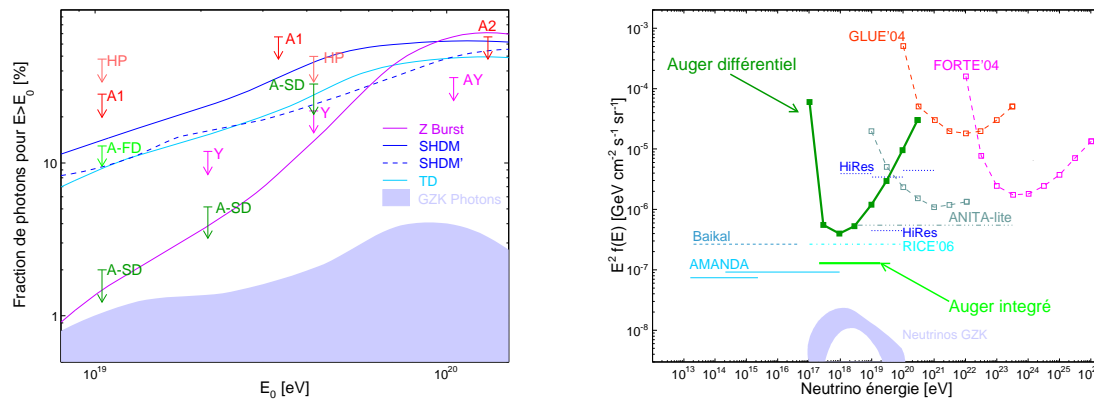


FIG. 2.18 - Variation de la profondeur du maximum de la gerbe  $X_{\max}$  en fonction de l'énergie (d'après Réf. [140]). Les prédictions pour des protons et des noyaux de fer sont présentées pour différents modèles hadroniques. Les résultats de propagation de RCUHE correspondent respectivement à Berezinsky *et al.* [15] et Allard *et al.* [57].

symbolisé, entre autres, par le changement brusque de composition qui semble s'opérer vers  $2 \times 10^{19}$  eV. Nous reviendrons, au cours de la conclusion et de manière plus concrète dans la suite de ce manuscrit, sur la question de la composition en mettant en perspective les résultats obtenus sur le spectre et les directions d'arrivées.

Bien que la nature précise du rayonnement cosmique ne soit pas établie, la contribution des photons UHE au flux total de rayons cosmiques semble négligeable. D'un point de vue expérimental, les photons primaires sont plus facilement discernables étant donné qu'ils pénètrent plus profondément dans l'atmosphère. Ce faisant, la profondeur du maximum de la gerbe ainsi que la structure temporelle des signaux mesurés au sol est différente des protons et des noyaux. En outre, le développement de la gerbe atmosphérique étant dominé par la composante électromagnétique, l'influence des modèles hadroniques est limitée. Jusqu'à présent, seules des limites sur le flux de ces particules ont été déterminées. La Figure 2.19 présente ainsi une compilation des résultats obtenus sur la fraction de photons. La limite la plus contraignante est posée par les résultats de l'Observatoire Pierre Auger [142] : au delà de  $10^{19}$  eV, moins de 2% du rayonnement cosmique est attribué à des photons d'ultra-haute énergie. Les scénarios "top-down", notamment ceux reposant sur l'existence de défauts topologiques (noté TD sur la Figure 2.19) ou de matière noire supermassive (noté SHDM sur la Figure 2.19) semblent définitivement écartés. Enfin, l'Observatoire Pierre Auger devrait, dans les prochaines années, observer les premiers photons GZK, fruits des interactions entre le rayonnement cosmique et les photons du fond diffus cosmologique :  $p + \gamma_{2.7K} \rightarrow p + \pi^0 \rightarrow p + \gamma_{GZK} \gamma_{GZK}$ .

La détection de neutrinos cosmiques d'ultra-haute énergie constitue toujours un défi expérimental en raison de leur faible probabilité d'interaction. Tous les modèles théoriques prédisent la production de neutrinos, résultant de la désintégration des pions et des kaons, soit au cours de la propagation des RCUHEs soit lors de leurs accélérations. De manière similaire aux photons GZK, il est ainsi attendu un flux de neutrinos GZK communément appelés neutrinos cosmogéniques [143, 144]. La technique de détection utilisée par l'Observatoire Pierre Auger est détaillée dans Réf. [145] et les résultats des limites supérieures sont



**FIG. 2.19 - Résultats de l'Observatoire Pierre Auger.** Figure de gauche : Limites supérieures (95% C.L.) à la fraction de photons mesurée par l'Observatoire Pierre Auger (cf. Réf. [142]) et les références attenantes). Figure de droite : Limites à 90% de niveau de confiance pour le flux diffus de  $\nu_\tau$  mesuré par l'Observatoire Pierre Auger (cf. Réf. [145]) et les références attenantes). Les limites à 90%, issues des autres expériences, sont converties pour une seule saveur de neutrino en supposant un rapport 1 : 1 : 1 entre chaque saveur. Deux formats différents sont utilisés : différentiel (carrés) et intégré (lignes constantes). La zone grisée correspond au domaine prédit pour les neutrinos GZK [143, 144].

présentés sur la Figure 2.19. La détection de premiers neutrinos GZK devrait se dérouler au cours des prochaines années d'exploitation de l'observatoire.

## 2.4 Conclusion

Grâce à la combinaison d'un réseau de 1600 cuves à effet Cherenkov associé à 24 télescopes de fluorescence, l'Observatoire Pierre Auger peut observer simultanément le développement longitudinal et latéral des gerbes atmosphériques. Le couplage de ces deux techniques permet d'affiner les reconstructions géométriques, d'intercaler les détecteurs et d'évaluer, en conséquence, les éventuels biais inhérents à chaque mode de détection. L'acceptance actuelle est voisine de  $9000 \text{ km}^2 \text{ sr an}$  (cf. FIG. 2.20) faisant de cet instrument le plus grand détecteur de rayons cosmiques jamais construit. Aussi, les résultats obtenus par la collaboration Pierre Auger contribuent activement à la compréhension de l'origine et de la nature du rayonnement cosmique d'ultra-haute énergie.

La mesure du spectre a ainsi révélé une rupture significative du flux de rayons cosmiques au delà de quelques  $4 \times 10^{19} \text{ eV}$ . Ce résultat couplé à la mise en évidence de l'anisotropie pour les particules d'énergie supérieure à  $57 \text{ EeV}$  tend naturellement à confirmer l'existence de la coupure GZK. Toutefois, comme nous l'avons souligné dans les paragraphes précédents, il n'existe pas nécessairement de lien de causalité entre la diminution brusque du flux et l'atténuation induite par l'effet GZK. Au delà de la "simple" problématique GZK, il est raisonnable de penser que la structure terminale du spectre nous apportera des informations essentielles tant sur la distribution des sources que sur la nature du rayonnement cosmique (voir en particulier Allard *et al.* [146]).

En parallèle, des progrès relatifs à la mesure du rendement de fluorescence sont nécessaires afin de diminuer autant que possible les 25% d'erreurs systématiques sur l'estimation de l'énergie FD. Les efforts menés en ce sens [147] fourniront à l'ensemble des détecteurs de fluorescence, un jeu commun de paramètres réduisant les écarts apparents entre expériences. La question de l'échelle en énergie est des plus cruciales tant les dépendances vis-à-vis de cette variable sont grandes. Ainsi, une diminution de l'ordre de 17% de l'énergie

(soit la différence entre les données Auger et les résultats d'HiRes) dégrade de trois ordres de grandeur la significativité de la corrélation avec les NAGs. En conséquence, la confrontation avec les données d'HiRes et d'AGASA doit nécessairement se faire pour des échelles en énergie communes soit des seuils respectifs de 67 EeV et de 85 EeV. En tenant compte des valeurs proposées dans le Tableau 2.1, le nombre d'événements obtenu par HiRes est d'environ 16 (HiRes I & II) et chute à seulement 5 pour des événements stéréo. Or, comme nous l'avons souligné précédemment, la reconstruction géométrique effectuée en FD pur n'est pas suffisamment précise de telle sorte que seuls les événements stéréo peuvent être raisonnablement mis à profit pour une comparaison. On s'étonnera alors des 13 événements utilisés par la collaboration HiRes [148] afin d'éprouver la corrélation publiée par l'Observatoire Pierre Auger.

Enfin, l'incertitude sur la composition du rayonnement cosmique n'est toujours pas levée. S'il semble établi que ces particules sont majoritairement de nature hadronique, il règne une certaine confusion quant à leur masse précise. La variation du  $X_{\max}$  indique un changement significatif d'une composition légère vers une composition plus lourde dans la région  $E \sim 2 \times 10^{19}$  eV. Dans le même temps, la distance depuis laquelle ces particules nous proviendraient serait, au regard des paramètres de la corrélation, voisine de 71 Mpc. Or, pour des protons d'énergie supérieure à 57 EeV, l'horizon GZK est typiquement de l'ordre de 200 Mpc [149], laissant supposer que les 27 événements seraient, en moyenne, plus lourds que de simples protons. Toutefois ces résultats se heurtent à la valeur de la séparation angulaire  $\psi = 3.1^\circ$  et à son interprétation classique<sup>k</sup>. En effet, dans l'hypothèse où l'estimation des champs magnétiques, principalement galactiques, est raisonnable, l'écart angulaire entre les directions d'arrivées et la position supposée des sources est vraisemblablement incompatible avec une composition dominée par des éléments lourds. Aussi, nous pouvons imaginer trois issues éventuelles à ces résultats contradictoires :

- **la corrélation avec les NAGs n'existe pas** : seule la statistique et l'accumulation d'événements nous permettra éventuellement de confirmer ou de rejeter cette hypothèse,
- **la corrélation est vérifiée et les particules primaires sont des noyaux lourds** : la détermination des champs magnétiques galactiques, voir extragalactiques, serait alors surestimée induisant des déviations angulaires trop importantes en contradiction avec les résultats de la corrélation,
- **la corrélation est vérifiée et les particules primaires sont des protons** : dans cette hypothèse, les prédictions dérivées des simulations de gerbes atmosphériques seraient inexactes et la modélisation des processus hadroniques serait donc erronée.

La dernière hypothèse est corroborée par des études récentes menées au sein de la collaboration Pierre Auger semblant indiquer des différences notables entre données et simulations. L'estimation du nombre de muons ainsi que la mesure de la section efficace rayon cosmique-air ont ainsi mis en évidence des comportements inattendus [151–153]. Dans les prochains chapitres, nous évaluerons, au travers de l'étude de la composante muonique des gerbes, dans quelle mesure un changement de la physique hadronique peut rendre compte des contradictions soulevées par la corrélation avec les NAGs.

---

<sup>k</sup>les travaux de T. Wibig & A. W. Wolfendale [150], basés sur les données de l'Observatoire Pierre Auger [130, 131], interprètent différemment les résultats de la corrélation. Selon les auteurs, la distribution des directions d'arrivées semblent mettre en évidence trois sites d'accélération. En évaluant la séparation angulaire  $\psi$  entre chaque rayons cosmiques et la position moyenne du site vraisemblablement à l'origine de l'accélération, ces derniers démontrent alors que la distribution des déviation  $\psi$  est compatible, en moyenne, avec une composante lourde (type CNO) du rayonnement.

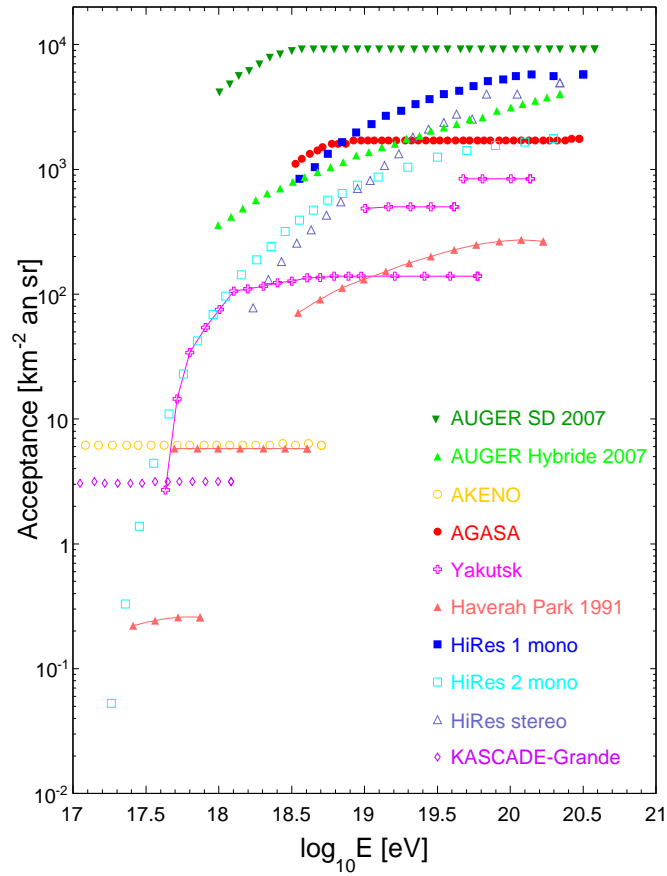


FIG. 2.20 - Acceptance estimée pour différentes expériences d'étude du rayonnement cosmique (d'après K-H. Kampert [154]).

Expérience	Statut	km <sup>2</sup> sr yr @ 50 EeV	# événements		basé sur Réf.
			> 10 EeV	> 50 EeV	
Haverah Park	1962-1987	~ 245	106	10	[39]
Yakutsk	1974-présent	~ 900	171	6	[155, 156]
AGASA	1993-2005	1620	886	46	[157]
HiRes I mono	1997-2006	~ 4500	561	31	[138, 158, 159]
HiRes II mono	1999-2006	~ 1500	179	12	[138, 158]
HiRes stéréo	1999-2006	~ 2400	270	11	[160, 161]
Auger	2004-présent	~ 7000	1644	38	[137]
Telescope Array	2007-présent	860 × an			[162, 163]

TAB. 2.1 - Acceptance et nombre approximatif d'événements pour différentes expériences (d'après K-H. Kampert [154]).





# Mécanismes de production des rayons cosmiques

Les résultats obtenus par l'Observatoire Pierre Auger, à savoir la mesure de la fraction de photons et la mise en évidence de l'anisotropie des sources de rayons cosmiques à ultra-haute énergie, écartent vraisemblablement les modèles "*top-down*". Ces résultats n'excluent cependant pas qu'une faible fraction du rayonnement cosmique résulte de la désintégration de particules super-massives mais semblent confirmer, en revanche, la dominance des modèles dits "accélérateurs". Par ailleurs, la production de rayons cosmiques à des énergies supérieures à l'exa-électronvolt limite le champ possible des sources à l'origine de l'accélération de ces particules. Dans ce chapitre, nous abordons, du point de vue théorique, les mécanismes communs d'accélération puis nous présentons les différents objets astrophysiques envisagées dans le cadre de ces modèles. Nous évoquons plus longuement les noyaux actifs de galaxie (NAG) en soulignant notamment les limites théoriques à l'accélération de particules au delà de l'EeV.

## 3.1 Les mécanismes astrophysiques d'accélération

L'accélération des rayons cosmiques à ultra-haute énergie fait appel, essentiellement, à deux mécanismes : l'accélération par un champ électrique stationnaire ou l'accélération statistique dans un plasma magnétisé.

Le premier des processus, qui intervient vraisemblablement dans la magnétosphère des pulsars (*cf.* Paragraphe §3.2), n'est pas favorisé en raison, notamment, des pertes synchrotrons importantes subies par les particules au cours du processus d'accélération. De plus, le spectre en énergie des particules ainsi générées n'est pas en loi de puissance, contrairement à celui du rayonnement cosmique.

Le modèle le plus abouti décrivant l'interaction entre une particule chargée et un champ magnétique est basé sur un scénario proposé par Enrico Fermi en 1949. L'idée est la suivante : les rayons cosmiques chargés diffusent sur des nuages de gaz magnétisés en mouvement de telle sorte que si le nuage s'approche de la particule, celle-ci est accélérée après son "rebond" tandis qu'elle sera décélérée si, au contraire, le nuage s'éloigne. L'approche originale de Fermi constitue ainsi le socle de nombreuses déclinaisons, en particulier, l'accélération diffusive par onde de choc qui est assurément la version la plus séduisante.

Avant d'exposer, dans ses grandes lignes, les fondements de la théorie de Fermi, nous attirons l'attention du lecteur sur quelques remarques préliminaires qui permettront d'éclairer les discussions ultérieures.

En premier lieu, la seule force agissant efficacement à l'accélération de particules chargées est la force de Lorentz  $F = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$ . Les particules énergétiques neutres — neutrons, photons ou neutrinos — sont donc nécessairement des particules secondaires, fruits de l'interaction de protons ou de noyaux énergétiques avec le milieu ambiant. Par ailleurs, le champ électrique rencontré dans le milieu interstellaire est en moyenne nul,  $\langle E \rangle = 0$ , attendu que le gaz ionisé qui constitue les milieux chauds est presque parfaitement conducteur et globalement neutre. Aussi, des champs électriques durables ne se rencontrent que dans des environnements propices à leur stabilité tels que les étoiles à neutrons ou les trous noirs accrétants<sup>a</sup>. Entendu que la force magnétique ne travaille pas

$$\mathbf{F} \cdot \mathbf{v} = q(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \cdot \mathbf{v} = 0$$

les zones magnétisées fournissent de l'énergie aux particules chargées *via* les variations temporelles du champ magnétique qui génèrent, en conséquence, un champ électrique transitoire. Les ondes magnéto-hydrodynamiques, en particulier les ondes d'Alfvén<sup>b</sup>, rencontrées dans les plasmas interstellaires de même que dans les jets de radio-galaxies sont, par définition, des variations locales et oscillantes du champ magnétique et constituent donc l'ingrédient principal des versions modernes du mécanisme de Fermi.

### Les mécanismes de Fermi

Au travers de ce paragraphe, nous abordons les mécanismes de Fermi qui sont, comme nous l'avons déjà souligné, les processus les plus efficaces pour accélérer des particules chargées. Les lignes qui vont suivre n'ont pas la prétention de livrer une revue exhaustive des subtilités inhérentes à chaque situation astrophysique. Aussi le lecteur intéressé pourra se reporter aux ouvrages spécialisés parmi lesquelles G. Pelletier [164], E. Parizot [165] ou plus récemment F. M. Rieger *et al.* [166].

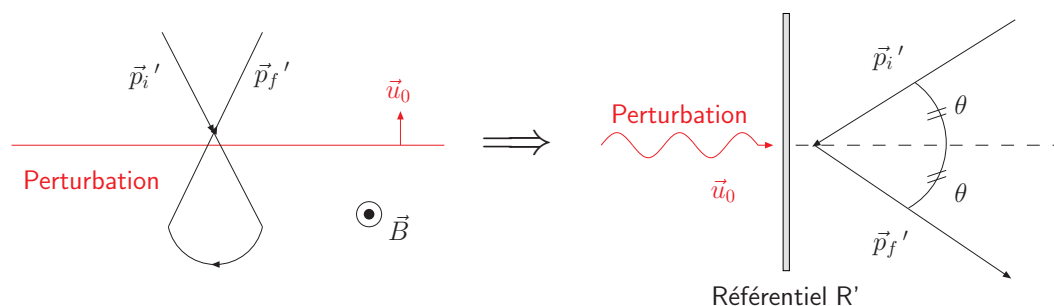


FIG. 3.1 - Schéma du processus d'accélération de Fermi (d'après [167]).

La situation peut être modélisée de la manière suivante : une particule chargée rencontre un nuage magnétisé (ou une perturbation magnétique) avec un angle d'incidence  $\theta$  par rap-

<sup>a</sup>on notera à cet égard, qu'il peut sembler paradoxal que des environnements aux conditions si tumultueuses puissent être le lieu de champs électriques pérennes.

<sup>b</sup>dans un plasma conducteur, les lignes de champ magnétique se meuvent avec les éléments du fluide ; en effet, dans le repère local lié au fluide, le champ électrique doit rester nul afin d'assurer une conductivité infinie. Les lignes de champ magnétique, "gelées" dans le fluide, confèrent ainsi une certaine rigidité au milieu. Les ondes transverses qui en émanent sont appelées "ondes d'Alfvén". La présence de particules de haute énergie dans le milieu est, d'autre part, génératrice d'ondes d'Alfvén, superposant, au champ magnétique initial, des perturbations à différentes échelles : ces irrégularités magnétiques jouent le rôle de "centres diffuseurs" pour les particules chargées.

port au mouvement du nuage (cf. FIG. 3.1). Dans le référentiel  $R'$  de la perturbation, la particule est défléchiée en conservant la norme de sa quantité de mouvement ( $\mathbf{p}_i \cdot \mathbf{u}_0 = -\mathbf{p}_f \cdot \mathbf{u}_0$ ). Dans le référentiel d'un observateur immobile, la transformation de Lorentz donne pour l'énergie cinétique avant et après déflexion (cas non-relativiste) :

$$\begin{cases} \epsilon_i &= \epsilon'_i + \mathbf{u}_0 \cdot \mathbf{p}_i \\ \epsilon_f &= \epsilon'_f - \mathbf{u}_0 \cdot \mathbf{p}_i \end{cases}$$

soit un gain en énergie  $\Delta\epsilon = -2\mathbf{u}_0 \cdot \mathbf{p}_i$ . Ainsi, si l'angle d'incidence  $\theta$  est inférieur à  $90^\circ$ , la particule est accélérée. Deux catégories d'accélération de Fermi émergent de cette considération :

- la particule subit en réalité de multiples déflexions. Si les perturbations rencontrées sont distribuées de manière anisotrope comme par exemple lors de l'explosion d'une supernovæ, le gain d'énergie moyen est non nul

$$\langle \Delta\epsilon \rangle = -2\mathbf{p}_i \cdot \langle \mathbf{u}_0 \rangle \neq 0$$

Ce type de configuration est appelé **processus de Fermi du premier ordre**.

- la particule se propage dans un milieu isotrope. Le gain moyen en énergie est négligeable (on peut le considérer comme nul au premier ordre en  $u_0/c$ ) néanmoins l'écart quadratique évolue alors suivant

$$\langle \Delta^2\epsilon \rangle = 4p_i^2 u_0^2 \cdot \langle \cos^2 \theta \rangle \geq 0$$

La population de particules conserve son énergie cinétique moyenne mais la distribution en énergie "s'étale" alors vers les hautes énergies. Ce type de phénomène est appelé **processus de Fermi du second ordre**.

Les situations astrophysiques rencontrées dans les deux cas sont différentes. Les processus du premier ordre regroupent les phénomènes astrophysiques violents : explosion de supernovæ, jets de radio-galaxies, sursauts gamma alors que l'accélération du second ordre est propre aux interactions à l'intérieur d'un nuage de matière ionisée en mouvement dans le milieu interstellaire. En outre, l'accélération du second ordre souffre, dans sa version originale, de limitations rédhibitoires. En effet, la vitesse typique des nuages dans le milieu interstellaire est de l'ordre de quelques dizaines de kilomètres par seconde soit un facteur  $\beta_{\text{nuages}}$  voisin de  $10^{-4}$ . Le calcul montre alors que le gain en énergie, proportionnel à  $\beta_{\text{nuages}}^2$  (d'où la dénomination du second ordre), est de  $10^{-8}$  par collision. En tenant compte de la distance entre nuages, typiquement quelques parsecs, il faudrait alors 1 milliard d'années aux rayons cosmiques pour tripler leur énergie initiale ! En passant outre le problème de l'injection de particules à suffisamment haute énergie pour endiguer les pertes par interactions coulombiennes<sup>c</sup>, le modèle initial de Fermi ne peut rendre compte de l'origine du rayonnement cosmique d'ultra-haute énergie. Toutefois, il n'en constitue pas moins un mécanisme inévitable dans le milieu interstellaire qui peut donner lieu à la réaccélération de particules (initialement accélérées par un processus tiers) lors de leur propagation dans la Galaxie. Les versions modernes, faisant appel à la notion de "centres diffuseurs" *i.e.* aux inhomogénéités du champ magnétique véhiculées par des ondes plasmas, en lieu et place des nuages

---

<sup>c</sup>E. Fermi lui-même avait souligné les limites de son modèle et notamment celle de l'injection de particules énergétiques. Il avait proposé qu'un mécanisme indépendant tel que les *flares* solaires, injecte préalablement des particules à suffisamment haute énergie afin que les pertes coulombiennes n'entravent pas le processus d'accélération.

magnétiques, sont abordées par E. Parizot [165]. Si le temps entre deux collisions est en pratique beaucoup plus court que celui obtenu dans le formalisme original, l'échappement des particules ainsi que les pertes d'énergie limitent encore l'efficacité d'un tel processus.

Les processus d'accélération par onde de choc, qui sont la déclinaison la plus répandue des mécanismes du premier ordre, restent donc, en théorie, le seul recours à la production de particules au delà de l'exa-électronvolt. Cette approche prit un tournant décisif dans les années 1977-78, lorsque plusieurs auteurs développèrent les bases de ce modèle (cf. G. Pelletier [164] et les références attenantes). Les conditions *sine qua non* à l'accélération diffusive par onde de choc sont les suivantes :

- **un plasma thermique** en mouvement supersonique est à l'origine d'un choc adiabatique,
- **le champ magnétique**, gelé dans le plasma, s'exprime sous la forme de la somme d'une composante régulière  $\mathbf{B}_0$  et d'une composante turbulente  $\delta\mathbf{B}$ ,
- **une population de particules suprathermiques**, transportée par le plasma, subit alors de multiples diffusions élastiques sur les irrégularités du champ magnétique.

Les chocs ou ondes de choc sont des phénomènes courants dans les milieux matériels. Elles découlent du déplacement supersonique, *i.e.* à vitesse supérieure à celle du son, d'un corps dans un environnement donné. Un front, au travers duquel les grandeurs physiques varient brutalement sur de très courtes échelles, se forme par accumulation d'atomes ne pouvant évacuer l'excès de pression. Les milieux amont et aval situés de part et d'autre du front (cf. FIG. 3.2) ont alors des mouvements respectivement supersonique  $u_1 > c_{\text{son},1}$  et subsonique  $u_2 < c_{\text{son},2}$  (où les indices 1 et 2 définissent respectivement les milieux amont et aval et où  $c_{\text{son},i}$  est la vitesse du son dans chacune de ces régions).

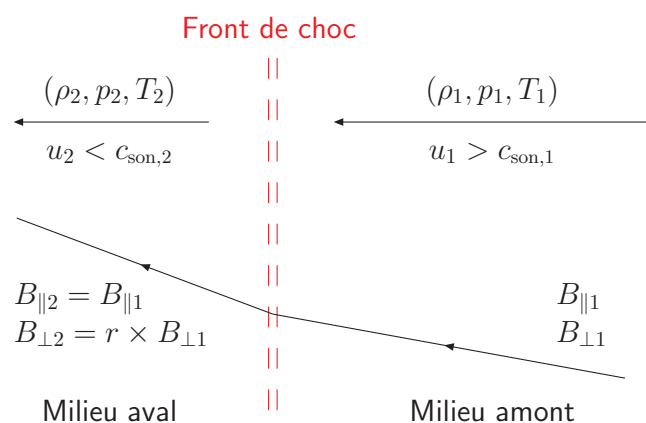


FIG. 3.2 - Schéma d'une onde de choc se propageant dans un milieu (d'après Réf. [165]). Le référentiel est celui du front de choc. Les grandeurs physiques subissent des discontinuités à travers la surface du choc et peuvent s'exprimer en fonction du seul paramètre de compression  $r$ .

Dans l'hypothèse d'un flux stationnaire et d'un front plan (écoulement perpendiculaire au choc), les quantités propres à chaque milieu obéissent ainsi aux lois de conservation de la masse (3.1), de l'impulsion (3.2) et de l'énergie (3.3) conduisant aux relations de passage

de Rankine-Hugoniot :

$$\rho_1 u_1 = \rho_2 u_2 \quad (3.1)$$

$$\rho_1 u_1^2 + P_1 = \rho_2 u_2^2 + P_2 \quad (3.2)$$

$$\rho_1 u_1 \left( \frac{1}{2} u_1^2 + h_1 \right) = \rho_2 u_2 \left( \frac{1}{2} u_2^2 + h_2 \right) \quad (3.3)$$

où  $\rho$  est la densité,  $P$  la pression et  $h$  l'enthalpie de chaque milieu. En définissant le rapport de compression  $r$  comme le *ratio* des vitesses du milieu aval sur le milieu amont ( $r = u_1/u_2$ ), et en écrivant l'enthalpie d'un gaz parfait en fonction du rapport des chaleurs spécifiques  $\gamma = C_p/C_v$ , nous obtenons la relation

$$r = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1 + 2/\mathcal{M}^2}$$

où  $\mathcal{M} = u_1/c_{\text{son},1}$  est le nombre de Mach du choc. Sous l'hypothèse d'un choc fort ( $\mathcal{M} \gg 1$ ), le rapport de compression tend vers  $(\gamma + 1)/(\gamma - 1)$  :  $r$  est alors égal à 4 pour un plasma choqué non relativiste ( $\gamma = 5/3$ ) et croît jusqu'à 7 dans le cas relativiste ( $\gamma = 4/3$ ).

Le rapport de compression joue un rôle central dans le mécanisme d'accélération par onde de choc, déterminant à lui seul la pente du spectre des particules accélérées. En effet, le calcul montre (voir par exemple R. J. Protheroe & R. W. Clay [168]) que le spectre différentiel varie selon

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-x} \quad \text{où} \quad x = \frac{r+2}{r-1}$$

Le spectre des particules accélérées ne dépend donc que du rapport de compression qui, dans la mesure où le choc est fort, est indépendant de la vitesse du milieu amont. Par conséquent, la distribution en énergie des particules est en réalité universelle, ne résultant d'aucune propriété intrinsèque au plasma choqué. On notera à cet égard que, pour un choc fort non relativiste,  $r$  est égal à 4 de sorte que le spectre produit est inversement proportionnel au carré de l'énergie soit très proche du spectre observé dans la plupart des sources astrophysiques non thermiques et compatible, par ailleurs, avec le spectre mesuré du rayonnement cosmique.

En outre, le gain moyen en énergie à chaque déflexion par les inhomogénéités magnétiques rencontrées de part et d'autre du choc, s'exprime par

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{4r-1}{3r} \times \beta_{\text{choc}}$$

où  $\beta_{\text{choc}}$  est égal à  $u_1/c$ . Le processus d'accélération par onde de choc est donc un mécanisme de Fermi du premier ordre.

Il est remarquable de noter qu'au delà de la simplicité du formalisme d'accélération par onde de choc, ce dernier se soustrait naturellement aux limitations du mécanisme de Fermi du second ordre. Les raisons reposent presque essentiellement sur le fait que l'accélération est du premier ordre, soit en  $\beta_{\text{choc}}$  et non en  $\beta_{\text{nuages}}^2$ . La vitesse du choc est, en outre, notablement supérieure à celle des nuages magnétiques rencontrés dans le milieu interstellaire : lors d'une explosion de supernova, la vitesse de l'*ejecta* est, ainsi, de plusieurs milliers de km/s. Enfin, l'échelle temporelle entre deux "collisions" se trouve réduite à quelques jours sachant que la distance typique de confinement des particules dépend des vitesses amont/aval de même que des coefficients de diffusion  $\kappa$  dans chacun des milieux. Ainsi, le régime de diffusion est, comme nous le verrons dans le cas des noyaux actifs de galaxie, une donnée majeure dans l'évaluation du temps d'accélération octroyant ou non, à un milieu donné, la

capacité à accélérer des particules jusqu'à quelques centaines d'exa-électronvolts.

### Comparaison et discussion des mécanismes de Fermi du premier et du second ordre

Le mécanisme d'accélération par onde de choc donne souvent l'impression d'une supériorité de principe du processus de Fermi du premier ordre sur celui du second ordre. Or, il existe des environnements où, du fait de l'absence de chocs, seul le mécanisme du second ordre contribue à l'accélération de particules chargées. De manière générale, l'efficacité de chacun des processus s'évalue en fonction des temps d'accélération nécessaires pour chaque configuration. La comparaison des temps d'accélération  $t_{\text{FI}}$  et  $t_{\text{FII}}$  conduit à la relation

$$\frac{t_{\text{FI}}}{t_{\text{FII}}} = \left( \frac{\beta_A}{\beta_{\text{choc}}} \right)^2$$

où  $\beta_A$  et  $\beta_{\text{choc}}$  sont respectivement la vitesse des "centres diffuseurs", *i.e.* des inhomogénéités magnétiques véhiculées par les ondes d'Alfvén, et la vitesse du choc pour les mécanismes du premier ordre. Ainsi, si l'accélération du premier ordre est plus efficace que l'accélération du second ordre (dans sa version moderne), c'est uniquement dans la mesure où la vitesse du choc est supérieure à la vitesse d'Alfvén. Aussi, lorsque la pression magnétique en aval est comparable à la pression cinétique, la vitesse d'Alfvén, la vitesse du son et la vitesse du plasma en aval  $u_2$  sont alors du même ordre de grandeur. Les efficacités respectives des processus de Fermi I et II deviennent comparables en raison de la diminution de la fréquence des cycles amont-aval-amont dans le choc relativement à la fréquence de diffusion.

Enfin, il va de soi que la distinction entre mécanismes du premier et du second ordre, qui repose sur un développement en puissance de  $\Delta v/c$ , perd son sens lorsque les écarts de vitesse dans le milieu considéré sont proches de la vitesse de la lumière comme au voisinage des chocs relativistes. C'est dans ce domaine que nombre de questions théoriques demeurent ouvertes et que les progrès les plus importants restent à faire (dynamique non linéaire dans les plasmas relativistes, calcul de la probabilité d'échappement des particules, distinction des populations thermiques et non thermiques, développement de simulations Monte-Carlo,...).

### Quelles origines pour quelles énergies ?

Le formalisme développé à l'origine par E. Fermi explique ainsi l'accélération de particules chargées par des structures magnétisées. En un site d'accélération donné, la limite supérieure à l'énergie maximale atteinte se déduit alors de l'équation (3.4). Celle-ci relève du critère de Hillas et traduit le fait qu'un rayon cosmique ne peut rester confiné dans une zone magnétisée que si son rayon de Larmor  $r_L = E/qBc$  (régime relativiste) reste inférieur à la taille typique  $L$  de la zone accélératrice

$$\left( \frac{E}{1 \text{ EeV}} \right) \leq Z \left( \frac{B}{1 \mu\text{G}} \right) \left( \frac{L}{1 \text{ kpc}} \right) \quad (3.4)$$

où  $Z$  est la charge du rayon cosmique.

Dans le cas d'accélérateurs présentant des mouvements relativistes caractérisés par leur facteur de Lorentz  $\Gamma$ , la valeur limite citée ci-dessus correspond à l'énergie dans le référentiel de l'objet. L'énergie maximale ramenée au référentiel galactique est alors multipliée par le facteur  $\Gamma$  de l'environnement.

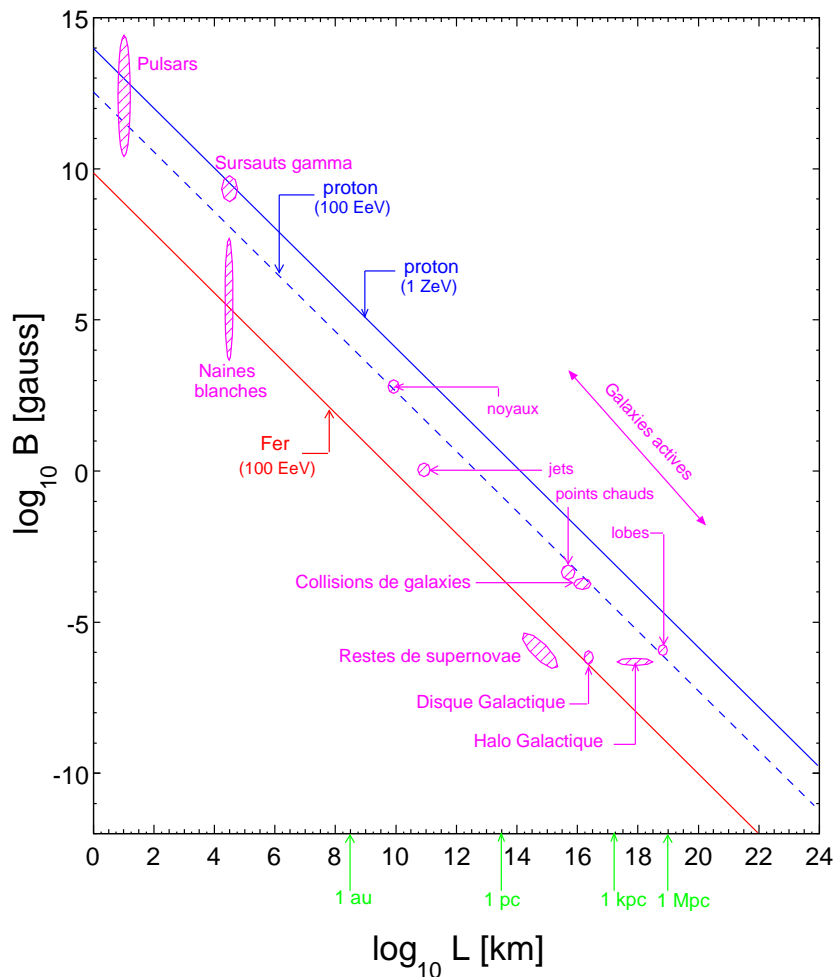


FIG. 3.3 - Diagramme de Hillas [169] de différents objets compacts. Les axes correspondent respectivement au logarithme décimal du champ magnétique  $B$  et à la taille caractéristique de l'objet  $L$ .

Le diagramme de Hillas [169] donne dans un plan  $B - L$ , les énergies générées par différents objets astrophysiques (cf. FIG. 3.3). Ce diagramme n'est qu'indicatif car il n'intègre pas les pertes d'énergies subies par les particules au cours du mécanisme d'accélération. Ainsi, il convient de noter que dans certains cas, en fonction des conditions de densité et de température propres à chaque système et étant donné les diverses valeurs de champ magnétique, les pertes énergétiques deviennent dominantes. La formule (3.4) ne donne donc qu'un ordre de grandeur de l'énergie accessible dans un site astrophysique. En outre, il est souvent difficile de fournir une prédiction de cette énergie maximale avec une précision meilleure qu'un ordre de grandeur. Les connaissances sur les caractéristiques d'un objet donné sont bien souvent limitées. En particulier, la mesure expérimentale du champ magnétique est symptomatique des difficultés rencontrées par l'astronomie moderne. En parallèle, il subsiste des incertitudes théoriques importantes sur les mécanismes d'accélération : le temps d'accélération, pour un choc relativiste, est ainsi mal connu alors que la comparaison de ce dernier avec le temps de perte d'énergie ou la durée de vie du choc, contrôle généralement l'énergie maximale accessible. Enfin, la notion de confinement repose sur la diffusion de particules dans un champ magnétique, qui est en soi un domaine de recherches intensives.

Le critère de Hillas montre donc qu'il existe une variété d'objets pouvant *a priori* accélérer des particules à des énergies voisines de  $10^{20}$  eV avec une incertitude d'un ordre de grandeur. Pour chaque site, des études approfondies tenant compte des mécanismes de pertes d'énergie et de l'échappement des rayons cosmiques de la région accélératrice sont alors nécessaires pour affiner l'estimation de l'énergie maximale d'accélération. Parmi les candidats idéals (cf. TAB. 3.1), les étoiles à neutrons en rotation (pulsars), les points chauds et les jets relativistes de radio galaxies ainsi que les sursauts gamma sont autant de sources plausibles du rayonnement cosmique UHE. Avant de présenter ces différents sites, en attachant une attention toute particulière aux galaxies actives, il est important de souligner qu'au delà de leur rareté, ces sources sont toutes, à l'exception des pulsars, d'origine extragalactique. Les effets relatifs à la propagation des particules dans le milieu intergalactique (atténuation GZK, photo-désintégration des noyaux ...) sont donc, plus que jamais, à prendre en considération.

Objets	$B$ [ $\mu$ G]	$L$ [kpc]	$\Gamma$	$E_{\max}$ [eV]	Principales pertes
<b>Restes SN</b>	1	$10^{-2}$	1	$10^{16}$	limitation temporelle
<b>NAG</b>					
- Cœur	$10^9$	$10^{-7}$	1	$10^{20}$	synch. & pertes $p - \gamma$
- Jets relativistes	$10^6$	$10^{-4}$	10	$10^{21}$	pertes $p - \gamma$
- Points chauds	$10^2$	1	1	$10^{20}$	synch. & pertes $p - \gamma$
- Lobes radio	1	$10^3$	1	$10^{21}$	
<b>Sursauts gamma</b>	$10^9$	$10^{-8}$	$10^3$	$10^{22}$	synch. & échappement
<b>Vent de pulsar</b>	10	$10^{-6}$	$10^6$	$10^{18}$	synchrotron
<b>Structures cosmo.</b>	$10^{-1}$	$10^4$	1	$10^{21}$	champ magnétique ?

TAB. 3.1 - Limite théorique à l'accélération de protons dans différents objets compacts. La dernière colonne référence les principales "pertes" énergétiques encourues par des protons. L'accélération dans les restes de supernovæ est particulièrement efficace au début de la phase d'expansion de Sedov limitant temporellement (et spatialement) la durée d'accélération. Dans le cas des structures à grande échelle, le champ magnétique est relativement délicat à estimer. Une valeur voisine du micro-Gauss est toutefois raisonnable [170].

## 3.2 Les sources astrophysiques

### Les pulsars

Le mécanisme le plus naturel pour accélérer une particule chargée est l'utilisation d'un champ électrique. Cependant, pour accélérer des particules de nombre atomique  $Z$  jusqu'à des énergies de  $10^{20}$  eV, les champs électrostatiques requis doivent correspondre à une différence de potentiel de  $\frac{10^{20}}{Z}$  Volts. Peu d'objets astrophysiques à l'exception des pulsars qui sont des étoiles à neutrons en rotation, présentent de tels champs.

En effet, pour une pulsation angulaire typique de 70 rad/s, le champ magnétique  $B$  à la surface de l'étoile est de l'ordre de  $10^9$  Tesla. L'amplitude du champ électrique induit est alors donnée par :  $\epsilon = \Omega L B$  soit  $7 \cdot 10^{14}$  V/m pour un rayon typique de pulsar de 10 km. L'énergie maximale acquise par une particule de charge  $Ze$  dans un tel champ est donc :  $E_{\max} = ZeL\epsilon \simeq 10^{19}$  eV pour un proton.

Cependant, il faut tenir compte des pertes énergétiques, principalement par émission synchrotron, subies lors de l'accélération. Ainsi, une charge  $Q$  de masse  $m$  émet lors d'une



accélération de nature relativiste, une puissance  $P$  de la forme

$$P = \frac{2}{3} \frac{Q^2}{4\pi\epsilon_0 c^3} \frac{1}{m^2} \left( \frac{dp_\mu}{d\tau} \right)^2$$

Pour une particule relativiste ( $\beta \sim 1$ ),  $\frac{dp}{d\tau} = \gamma\omega p$ ,  $\omega = \frac{c\beta}{L}$  et  $p = \gamma m\beta c$ , on obtient finalement

$$P \simeq \frac{2}{3} \frac{Q^2 c}{4\pi\epsilon_0} \frac{\gamma^4}{L^2}$$

Pour que les pertes deviennent négligeables devant le gain en énergie acquis durant une pulsation  $\omega$ , il faut que la dimension caractéristique  $L$  de la zone accélératrice soit

$$\left( \frac{L}{1 \text{ pc}} \right) \gtrsim \left( \frac{E}{100 \text{ EeV}} \right)^3$$

La taille requise pour accélérer des particules jusqu'à  $10^{20}$  eV est donc d'au moins un parsec, ce qui exclut les étoiles à neutrons.

Une autre approche propose qu'une fraction non négligeable de l'énergie de décélération de l'étoile à neutrons soit transférée à des noyaux de fer extirpés de la surface de l'étoile. Si cette condition est réalisée, l'accélération jusqu'à des énergies  $E \sim 10^{21} (Z/26)$  eV devient envisageable. Ce modèle requiert néanmoins que la période de rotation soit suffisamment lente, *i.e.* voisine de  $10^{-3}$  secondes, et que le champ magnétique soit, dans le même temps, excessivement grand  $B \sim 10^{13}$  Gauss. De tels objets n'ont jamais été observés jusqu'à présent. Toutefois, si une fraction, supérieure à  $10^{-6}$ , de la population des très jeunes étoiles à neutrons remplit ces conditions alors ces objets suffiraient à expliquer le flux de rayons cosmiques à ultra-haute énergie (pour une revue détaillée *cf.* B. Rudak [171] et les références attenantes).

Toutefois, si les étoiles à neutrons sont à l'origine du flux de rayons cosmiques observé, celles présentes dans notre Galaxie doivent avoir un rôle prépondérant. Par conséquent, ces modèles prédisent une forte anisotropie en direction du plan galactique. Les résultats de la collaboration Pierre Auger excluent vraisemblablement une origine galactique au delà de 1 EeV (dans la limite où notre connaissance du champ magnétique galactique est réaliste). Dans l'hypothèse où les rayons cosmiques seraient majoritairement des protons, les pulsars ne pourrait alors pas expliquer le flux observé dans la région d'ultra-haute énergie.

### Les sursauts gamma (*Gamma Ray Burst, GRB*)

La compréhension des sursauts gamma s'est spectaculairement améliorée ces dernières années avec la découverte de contreparties X, optique et radio, permettant de les situer dans des galaxies à des distances cosmologiques ( $z \sim 0.3 - 4.5$ ). Un sursaut gamma est un court (de quelques millisecondes à plusieurs centaines de secondes) mais très intense *burst* de rayons gamma (typiquement entre 100 keV et 1 MeV). Les premières détections furent obtenues par les satellites militaires VELA à la fin des années 60 [172] : environ 500 sources furent ainsi mises en évidence. L'apparente isotropie d'alors fut attribuée à une sensibilité insuffisante des instruments d'époque tandis que la majorité des modèles associaient les sursauts gamma à de possibles étoiles à neutrons d'origine galactique.

Les données de l'instrument BATSE, lancé au début des années 90 à bord du satellite *Compton Gamma-Ray Observatory*, révolutionnèrent la vision et la compréhension de ces objets. L'un des résultats les plus remarquables, au delà des 3000 GRB détectés, est que la distribution sur le ciel de ces sources est parfaitement isotrope, confirmant l'origine extra-

galactique des sursauts gamma [173]. En 1997, le satellite Beppo-SAX observa, dans le domaine des rayons X, l'émission rémanente qui intervient quelques heures après le *burst* de photons gamma [174]. La précision des mesures permet, par la suite, la mise en évidence de contreparties optique et radio.

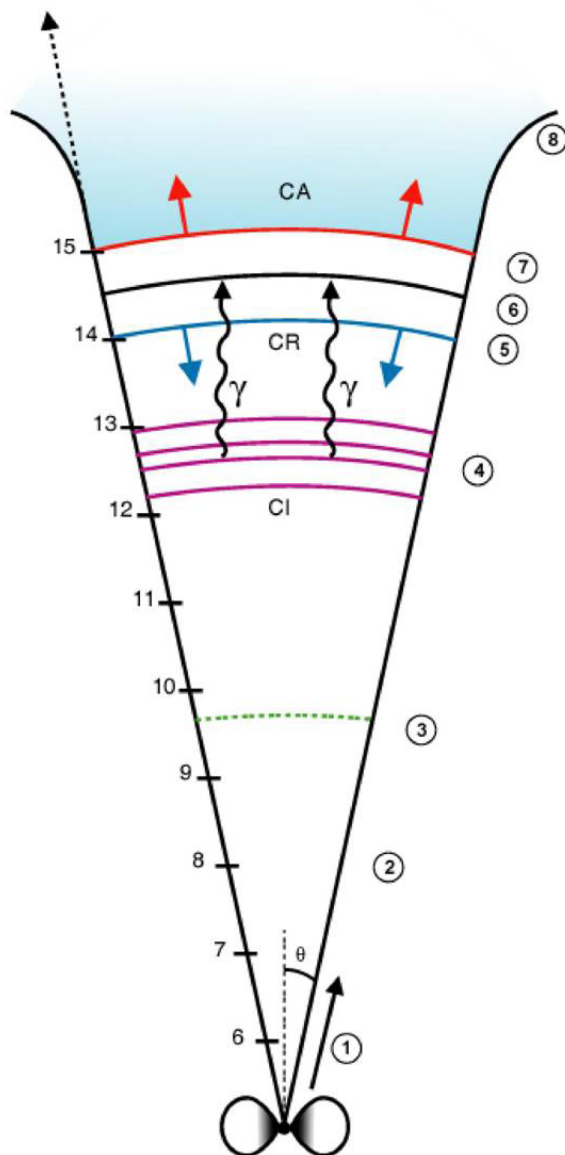


FIG. 3.4 - Vue schématique du scénario en trois étapes proposé pour les sursauts gamma (d'après Réf. [175]). Le logarithme de la distance typique (en mètres) est indiqué sur le côté. ① Phase d'accélération : l'énergie présente (énergie thermique, énergie magnétique, ...) est convertie en énergie cinétique, portée par les baryons. L'*ejecta* devient ultra-relativiste. ② Fin de l'accélération : le facteur de Lorentz final est de l'ordre de 100 voir plus. ③ À grande distance, l'*ejecta* devient transparent. Si de l'énergie interne résiduelle est encore présente, elle est alors rayonnée (émission photosphérique, quasi-thermique). ④ Les chocs internes : ces ondes de choc se forment en raison des inhomogénéités initiales de la distribution du facteur de Lorentz. Elles se propagent dans l'*ejecta* relativiste et la matière choquée produit le sursaut gamma proprement dit. ⑤ Le choc en retour : ce choc se forme lorsque la décélération par le milieu extérieur devient importante. Il conduit généralement au flash optique. ⑥ Discontinuité de contact séparant l'*ejecta* relativiste du milieu extérieur. ⑦ Le choc avant : cette onde de choc initialement ultra-relativiste se propage dans le milieu extérieur produisant l'émission rémanente observée quelques heures après le *burst* de photons gamma. ⑧ Lorsque le facteur de Lorentz a suffisamment diminué, l'expansion latérale du jet devient conséquente. Suivant l'énergie cinétique de l'*ejecta* et la densité du milieu extérieur, les phases de chocs internes ⑤, choc en retour ⑥ et choc externe ⑦ peuvent être chronologiquement séparées ou, au contraire, se superposer.

Si, au début des années 90, le nombre de modèles visant à décrire la formation et l'origine de l'émission des GRBs avoisinait la centaine [176], les mesures précises de distances permirent d'écarter la majorité d'entre eux. Ces sources résulteraient de l'expansion d'un vent relativiste de facteur de Lorentz  $\Gamma$  compris entre 100 et 1000. Ce modèle, dit de la "boule de feu" et originellement introduit par B. Paczyński [177] et J. Goodman [178], décompose les sursauts gamma en trois structures distinctes (cf. FIG. 3.4) :

- le **moteur central** résultant de la coalescence d'un système binaire de deux objets compacts (deux étoiles à neutrons ou une étoile à neutrons et un trou noir) ou de l'effondrement d'une étoile massive en trou noir (hypernova). Le premier scénario, bien que nettement plus spéculatif, semble privilégier des sursauts gamma courts ( $t_{\text{var}} \sim 100$  ms) tandis que la seconde hypothèse est associée aux sursauts gamma longs ( $t_{\text{var}} \sim 10$  s).

L'énergie libérée lors de ce processus est alors transmise à un *ejecta* de matière hautement relativiste,

- à des distances comprises entre  $10^8$  et  $10^{10}$  km du noyau central<sup>d</sup>, l'*ejecta* de matière devient transparent et une partie de l'énergie cinétique est alors rayonnée. Divers mécanismes ont été proposés dont le plus abouti est le **modèle des chocs internes** [179]. Le postulat de base est que le vent relativiste, émis par le cœur du sursaut gamma, n'est pas homogène et les couches qui le constituent entrent en collision les unes avec les autres du fait de facteurs de Lorentz sensiblement différents. La flambée de photons gamma résulte alors de l'émission synchrotron et Compton inverse d'électrons relativistes,
- à des distances de l'ordre de  $10^{11}$  à  $10^{16}$  km du cœur, la décélération du vent par le milieu interstellaire devient importante. Dans l'hypothèse où l'énergie cinétique de l'*ejecta* est encore élevée, un choc violent apparaît [180]. Les électrons accélérés en aval du **choc externe** sont à l'origine de l'émission remanente observée à différentes longueurs d'onde. Accompagnant le choc avant, un choc en retour se propage dans l'*ejecta* relativiste conduisant vraisemblablement au flash optique observé pour certains GRBs [181].

Bien que le mécanisme à l'origine du vent relativiste soit encore mal compris, le modèle des chocs internes a, aujourd'hui, les faveurs des spécialistes du domaine car il reproduit particulièrement bien les propriétés spectrales et temporelles des sursauts gamma observés par BATSE.

Par ailleurs, il semble que ce soient ces mêmes mouvements internes qui présentent les conditions optimales à l'accélération de rayons cosmiques UHE. En effet, le traitement des mécanismes de Fermi dans des régimes dits ultra-relativistes, c'est-à-dire pour lesquels les facteurs de Lorentz sont très supérieurs à 1, montre que le gain en énergie lors de la première traversée du choc est proportionnel à  $\Gamma_{\text{choc}}^2$  puis de l'ordre de 2 pour les cycles suivants. Le temps d'accélération dans de tels environnements se trouve ainsi considérablement réduit ( $t_{\text{acc}} \propto \Gamma_{\text{choc}}^{-2}$ ), conférant aux vents des sursauts gamma, l'aptitude à accélérer des particules jusqu'à  $10^{20}$  eV voir au delà<sup>e</sup> [182]. Cependant, cette estimation dépend très fortement des hypothèses relatives à l'évolution du champ magnétique en fonction de la distance au cœur et reste donc sujette à débat (cf. Réf. [183, 184] par exemple).

Les sursauts gamma sont, par conséquent, des candidats sérieux pour la production de particules d'ultra-haute énergie. En outre, il semble que le taux de GRBs détectés dans l'Univers local, *i.e.* dans la sphère GZK ( $R_{\text{GZK}} \sim 100$  Mpc), permettent d'expliquer le taux d'événements mesuré pour des énergies voisines de  $10^{20}$  eV. Cette hypothèse repose, essentiellement, sur l'existence de champs magnétiques extragalactiques suffisamment intenses<sup>f</sup> pour retarder l'arrivée et donc la détection, de particules chargées d'ultra-haute énergie [185].

<sup>d</sup>soit l'équivalent de 1 à 100 fois la distance Terre-Soleil (unité au).

<sup>e</sup>la comparaison de l'échelle temporelle relative aux pertes d'énergie (principalement par effet synchrotron) et du temps nécessaire à l'échappement de la particule de la zone choquée montre que l'énergie maximale accessible peut s'écrire

$$\left( \frac{E}{100 \text{ EeV}} \right) \lesssim 2.5 \times f^{-2/3} \left( \frac{\Gamma}{100} \right)^{4/3} \left( \frac{t_{\text{var}}}{1 \text{ s}} \right)^{1/3}$$

où  $f$  est un facteur, sans unité, dépendant du régime de turbulence ( $f \sim 1$ ). Dans le cas idéal de sursauts gamma longs ( $t_{\text{var}} \geq 1$  s) où règnent un champ magnétique intense ( $B \sim 10^4$  G), un proton peut être accéléré jusqu'à  $3 \times 10^{20}$  eV.

<sup>f</sup>l'intensité du champ magnétique extragalactique est contrainte par la non-détection de rotation Faraday dans le milieu intergalactique. On obtient ainsi une limite supérieure pour une longueur de cohérence  $\lambda$  du champ magnétique  $B$  :  $B\sqrt{\lambda} \lesssim 10^{-8} \text{ G Mpc}^{1/2}$ .

### Les restes de supernovæ

Les explosions de supernovæ génèrent une coquille de matière dont l'expansion au sein du milieu interstellaire (MIS) est propice à la formation d'un choc. Le mécanisme de Fermi du premier ordre est alors privilégié pour accélérer des protons jusqu'à des énergies de l'ordre de  $10^{15}$  eV. D'un point de vue théorique, la physique des SNRs est relativement bien comprise de telle sorte que ces sources pourraient constituer l'essentiel du rayonnement cosmique de "basse énergie" *i.e.* de quelques GeV jusqu'à la région du genou. Le bilan énergétique des supernovæ et leur taux d'occurrence permettent de rendre compte du flux de rayons cosmiques mesuré, pourvu qu'une fraction d'environ 10% de l'énergie résiduelle d'une supernova soit convertie sous forme de rayons cosmiques.

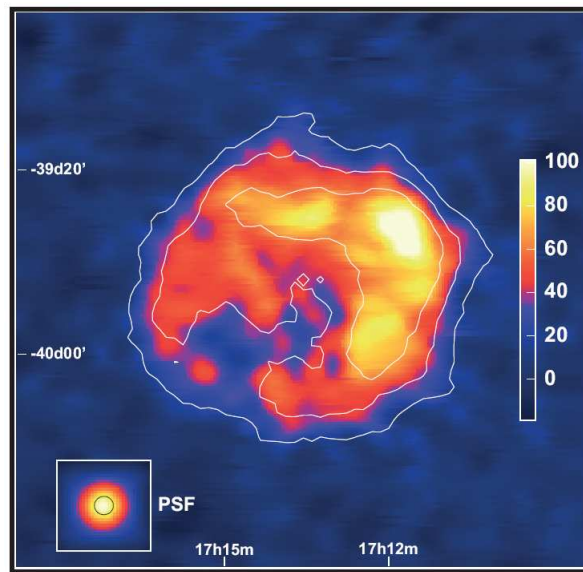


FIG. 3.5 - Image en rayons  $\gamma$ , dans le domaine 300 GeV-40 TeV, du reste de supernova RX J1713.7-3946 [186]. L'échelle linéaire de couleur est en unité d'excès relativement au fond gamma du ciel. Les contours blancs indiquent la significativité de l'émission gamma à respectivement 5, 10 et  $15\sigma$ . L'article de Aharonian *et al.* [186] souligne que l'origine de l'émission  $\gamma$  de RX J1713.7-3946 est vraisemblablement due à la désintégration de pions neutres consécutive aux interactions  $p-p$ , sans toutefois exclure d'éventuels processus d'émission Compton inverse par des électrons UHE.

Par ailleurs, l'estimation de l'énergie maximale acquise par des protons a longtemps été contrainte par la non-observation de rayonnement gamma dans la région du TeV. Cette émission, résultant de l'interaction des protons accélérés avec la matière environnante

$$p_{\text{CR}} + p_{\text{MIS}} \rightarrow \pi^0 \rightarrow \gamma_{\text{TeV}}$$

n'avait, avant l'expérience HESS, jamais été détectée. Or, l'absence de contrepartie gamma implique que l'énergie des protons  $p_{\text{CR}}$  est nécessairement inférieure à quelques  $10^{14}$  eV, donc en-dessous du genou du spectre. Les superbules, qui associent un grand nombre de supernovæ et s'étendent sur toute l'épaisseur de la Galaxie, offrent alors, une solution alternative permettant de combler le fossé énergétique entre l'énergie maximale supposée des SNRs et le genou du spectre.

Toutefois, les résultats obtenus par l'expérience HESS ont mis en évidence, pour au moins deux supernovæ galactiques, l'émission de rayonnement gamma au delà de 10 TeV (*cf.* FIG. 3.5). Ainsi, l'observation récente d'une émission multi-TeV provenant de la coquille, et non du cœur, de la supernova RX J1713.7-3946 [186], semblerait indiquer que des particules chargées sont accélérées jusqu'à  $\sim 100$  TeV dans les chocs de SNRs.

## Discussion

Le nombre de sources potentiellement accélératrices de particules chargées se restreint donc à quelques objets astrophysiques. Les différentes structures rencontrées dans les noyaux actifs de galaxie sont, comme nous le verrons dans le prochain paragraphe, des candidats sérieux à la production de particules énergétiques au même titre que les sursauts gamma, tandis que les supernovæ reproduisent, de manière satisfaisante, le spectre à basse énergie. Toutefois, la revue précédente ne doit pas donner le sentiment que tout a été fait et, de surcroît, que tout est parfaitement compris. Au contraire, les résultats de l'Observatoire Pierre Auger soulèvent nombre de problèmes théoriques auxquels la présente introduction ne peut naturellement pas répondre. On retiendra néanmoins que la démarche intellectuelle obéit, quelque soit l'environnement traité, à des règles immuables. En particulier, l'énergie maximale est estimée en comparant les temps caractéristiques des différents processus mis en jeu :

- **le temps d'accélération**  $t_{\text{acc}}(E)$  d'une particule dépend certes du mécanisme d'accélération impliqué mais, plus généralement, des vitesses des plasmas des milieux amont et aval ainsi que des coefficients de diffusion dans chacune de ces régions,
- **le temps d'échappement**  $t_{\text{ech}}(E)$  nécessaire à la particule pour "s'extirper" de la région choquée relève de la géométrie et des dimensions du choc ainsi que des coefficients de diffusion,
- **le temps de pertes d'énergie**  $t_{\text{pertes}}(E)$  dues aux interactions avec la matière et le rayonnement ambiant. La photoproduction de pion induite par les collisions  $p - \gamma$  ainsi que le rayonnement synchrotron dans des régions où règne un fort champ magnétique sont les principales pertes subies par les particules chargées.

La valeur maximale de l'énergie  $E_{\text{max}}$  accessible dans un environnement donné s'obtient alors par la relation

$$t_{\text{acc}}(E_{\text{max}}) \simeq \min \{ t_{\text{ech}}(E_{\text{max}}), t_{\text{pertes}}(E_{\text{max}}) \}$$

Selon les conditions rencontrées dans un site donné, le temps d'échappement ou de pertes d'énergies minimise alors l'énergie maximale acquise (*cf.* TAB. 3.1).

## 3.3 Les noyaux actifs de galaxie et le rayonnement cosmique

Les premiers résultats obtenus par l'Observatoire Pierre Auger semblent privilégier une origine extragalactique pour les rayons cosmiques d'énergie supérieure à 60 EeV [130]. La corrélation souligne, en outre, que les noyaux actifs de galaxie (NAG) semblent être des candidats sérieux à l'accélération de particules chargées.

Dans les paragraphes suivants, nous revenons sur les différentes classes de NAG ainsi que sur les grandeurs observationnelles qui les caractérisent. Nous décrivons les sites potentiels de production de particules énergétiques de même que les différents mécanismes d'accélération y opérant. Nous évaluons enfin les potentialités de ces objets en discutant des conditions sous lesquelles le rayonnement cosmique d'ultra-haute énergie peut être émis.

Ces quelques lignes sont adaptées du cours dispensé à l'occasion de l'école de Goutelas par A. Marcowith [187].

### 3.3.1 Zoologie des noyaux actifs de galaxie

Les noyaux actifs de galaxie sont des sources compactes de luminosités typiques  $\sim 10^{41-48}$  erg/s<sup>8</sup> se formant dans l'environnement d'objets denses situés en leur centre. Bien que la nature de ces objets reste inconnue, les trous noirs supermassifs ( $M_{\text{TN}} \simeq 10^{6-10} M_{\odot}$  où  $M_{\odot}$  est la masse du soleil) s'avèrent être des candidats privilégiés. Les trous noirs, de par l'importante énergie gravitationnelle qu'ils génèrent, entraînent la matière de la galaxie hôte par l'intermédiaire d'un disque d'accrétion. Le moment angulaire de la matière en rotation est évacué vers l'extérieur du disque formant des jets de matières dont les dimensions atteignent plusieurs kiloparsecs. La possibilité d'accélérer des protons ou des noyaux lourds en différents points — le disque, les jets ou les points chauds que constituent la zone d'interaction entre les jets et le milieu intergalactique — confère aux NAG, le statut de sources potentielles du rayonnement cosmiques d'ultra-haute énergie. Les NAGs ne représentent néanmoins, qu'une faible fraction  $\sim 10\%$  de l'ensemble des galaxies [188].

Historiquement, les NAGs ont été détectés par les grands observatoires radio. On distingue ainsi deux classes d'objets suivant l'intensité de l'émission dans ce domaine de longueur d'onde : les sources radio faibles et les sources radio fortes. Les premières qui constituent la majorité des NAGs (90%), possèdent un spectre électromagnétique dominé par des composantes thermiques. L'essentiel de leur énergie est émise dans l'ultra-violet, vraisemblablement par un disque d'accrétion. Les galaxies de Seyfert sont caractéristiques de cette classe d'objets et en constituent la majeure partie. Les sources radio fortes sont essentiellement non-thermiques. Elles possèdent des spectres radio plats (avec un flux  $F_{\nu}$  proportionnel à  $\nu^{\alpha}$  où  $\alpha$  varie de -1 à 0.5) tandis que leur spectre électromagnétique s'étend du domaine radio jusqu'aux rayons gammas les plus extrêmes. Ces objets possèdent en outre des jets de matière dont une fraction non négligeable sont relativistes. Les galaxies de Fanaroff-Riley, les BL Lacs ainsi que les blazars et quasar-radio sont les principaux constituants de cette classe de NAG.

Par ailleurs, B. L. Fanaroff & J. M. Riley [189] ont mis en évidence une distribution bimodale dans la puissance radio émise par les galaxies éponymes. Ils distinguent ainsi deux catégories d'objets suivant le rapport entre les distances des deux points les plus brillants de part et d'autre du noyau central et la taille totale de la source. Les radio galaxies Fanaroff-Riley I (FRI) se caractérisent par une diminution de la luminosité radio du cœur vers les lobes (galaxie de type "*edge-darkened*"). Ces sources sont des émetteurs radio plus faibles ( $L_{\text{radio}} \leq 10^{42}$  erg/s) et présentent deux jets asymétriques dont la structure est turbulente. On observe, en outre, des mouvements relativistes à l'échelle du parsec qui deviennent sub-relativistes à plus grande échelle ( $\sim$  kpc). Centaurus A, la plus proche des galaxies actives (cf. FIG. 3.6), et Messier 87 (M87) sont les objets les plus connus. Par opposition, les objets de type Fanaroff-Riley II (FRII) sont de puissantes sources radio ( $L_{\text{radio}} > 10^{42}$  erg/s) qui présentent une structure de jet collimaté. Ces objets "*edge-brightened*" ont un champ magnétique apparent parallèle aux jets contrairement aux galaxies FRI pour lesquelles le champ magnétique est perpendiculaire. L'échelle sur laquelle les mouvements relativistes ont lieu est typiquement du kiloparsecs voir du méga-parsec. Ces galaxies FRII présentent enfin un seul jet de même que des points chauds et des lobes radio très brillants qui tracent la zone d'interaction des jets avec le milieu intergalactique. La source de ce type la plus connue est Cygnus A.

Finalement, l'étude détaillée des galaxies actives a permis l'émergence d'un paradigme décrivant les différents types de NAG à travers un nombre restreint de données observationnelles [188] :

---

<sup>8</sup>L'étude des NAG étant l'apanage de la communauté astrophysique, les grandeurs utilisées sont exprimées en unité CGS. 1 erg est ainsi équivalent à  $10^{-7}$  Joules.

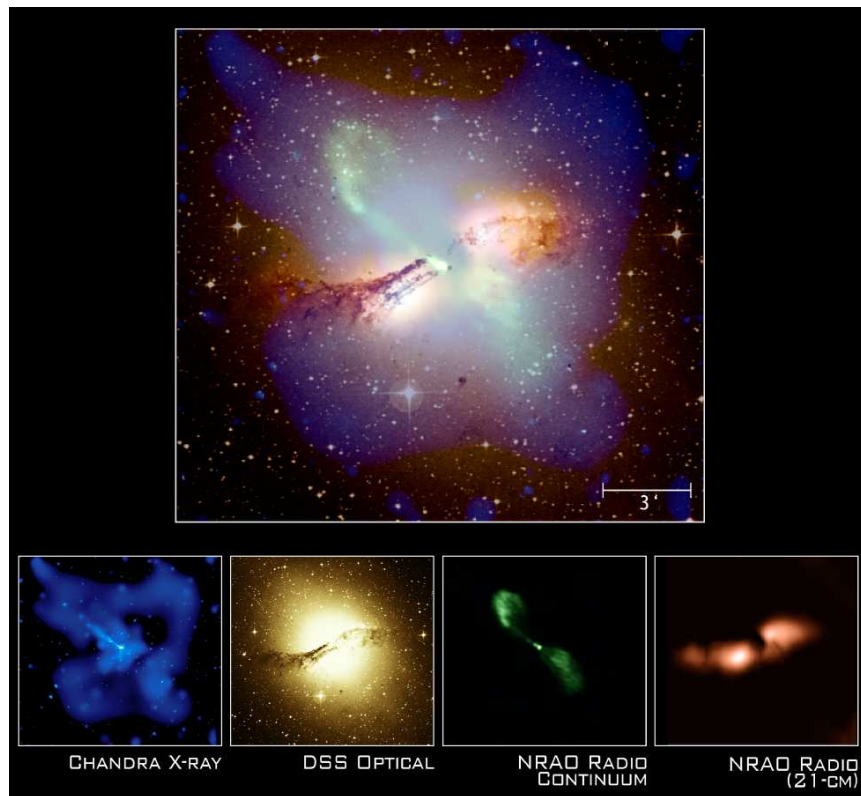


FIG. 3.6 - Observation de Centaurus A dans différents domaines de longueurs d'onde (image du haut) : rayon X et visible (satellite Chandra) ainsi que radio (National Radio Astronomy Observatory). Chaque domaine est présenté indépendamment pour chacune des quatre images du bas. L'image X montre clairement deux structures en arc constitué de gaz chauffé à plusieurs millions de degrés et entourant les jets de matière issu du trou noir supermassif (3<sup>ème</sup> image : émission radio continue). Sur la même échelle angulaire, l'observation dans le domaine optique révèle que Centaurus A est une galaxie géante elliptique traversée en son centre par une large bande de poussière (Crédits : X-ray : NASA/CXC/M. Karovska *et al.* ; Radio 21-cm image : NRAO/AUI/NSF/J. Van Gorkom/Schminovich *et al.* ; Radio continuum image : NRAO/AUI/NSF/J. Condon *et al.* ; Optical : Digitized Sky Survey U.K. Schmidt Image/STScI).

- **un trou noir supermassif** de masse comprise entre  $10^6$  et  $10^{10} M_{\odot}$ ,
- **un disque d'accrétion et une couronne** chauffés par des processus magnétiques et/ou visqueux et rayonnant du domaine visible jusqu'au rayons X-mous,
- du gaz à grande vitesse appelé communément la *broad-line region* (BLR),
- du gaz à plus faible vitesse formant la *narrow-line region* (NLR),
- **un tore de gaz et de poussières** masquant, dans certaines directions, la BLR,
- **un jet relativiste**, formé à moins de  $\sim 100$  rayons de Schwarzschild<sup>h</sup> du trou noir central et s'étendant jusqu'à quelques dizaines de kiloparsecs voire, dans certains cas, jusqu'au mégaparsec.

Les principales différences entre NAG restent, néanmoins, relatives à l'orientation du disque et du jet par rapport à la ligne de visée. Ainsi, pour les sources radio faibles, les galaxies de Seyfert de type II sont vues de profil à la différence des Seyfert I. Pour les sources radio fortes, les FRI et les BL Lacs sont considérés comme des sources identiques, les FRI

<sup>h</sup>le rayon de Schwarzschild est défini comme le rayon critique prévu par la géométrie de Schwarzschild, en deçà duquel rien ne peut s'échapper : si une étoile ou tout autre objet atteint un rayon égal ou inférieur à son rayon de Schwarzschild (qui dépend de sa masse), alors elle devient un trou noir, et tout objet s'approchant à une distance de celui-ci inférieure au rayon de Schwarzschild ne pourra s'en échapper. Sa valeur  $R_S$ , exprimé en kilomètres, est déduite de l'expression  $R_S = \frac{2GM}{c^2} \simeq 3 \times \frac{M}{M_{\odot}}$ .

étant observées à des angles supérieurs à  $40^\circ$ , de même que les FR II et les quasars radio. Ces derniers sont donc des objets bien plus puissants que les BL Lacs, mais l'ensemble des galaxies de ces deux classes ont un de leur jet orienté dans une direction proche de la ligne de visée.

	Sources radio faibles	Sources radio fortes
Objets vus perpendiculairement à l'axe de rotation du disque d'accrétion	Seyfert de type 2 Galaxie LINER ( <i>Low-Ionization Nuclear Emission Region</i> ) Galaxie NLXG ( <i>Narrow Line X-ray Galaxy</i> ) QSO ( <i>Quasi-Stellar Object</i> ) de type 2 ?	Fanaroff-Riley I et II Galaxie NLRG ( <i>Narrow Line Radio Galaxy</i> ) Quasar de type 2 ?
Objets vus parallèlement à l'axe de rotation du disque d'accrétion	Seyfert de type 1 QSO de type 1	Blazar (BL Lac, <i>Optically Violently Variable quasar &amp; High-Polarization Quasar</i> ) Galaxie BLRG ( <i>Broad Line Radio Galaxy</i> ) Quasar de type 1

**TAB. 3.2 - Classification des différents type de noyaux actifs de galaxie selon l'intensité de l'émission radio et l'orientation du disque d'accrétion.** La séparation entre galaxies de Seyfert 1 et 2 est relative à la largeur des raies d'émission : le spectre des galaxies de Seyfert 1 présente à la fois des raies d'hydrogène larges et des raies fines pour les éléments plus lourds tandis que les galaxies de Seyfert 2 ont un spectre dominé par des raies fines. Les objets QSO (*Quasi Stellar Object*) sont généralement considérés comme les équivalents radio faible des quasars. Le type des quasars/QSO est, pour les mêmes raisons que celui des Seyfert, relatif à la largeur des raies d'émission.

Il est finalement assez difficile de tracer les contours précis des objets constituant la famille des noyaux actifs de galaxie. S'il semble qu'il y ait un commun accord sur les grandeurs fondamentales qui caractérisent ces astres, l'orientation des jets et du disque confèrent vraisemblablement des propriétés différentes à des objets semblables. Enfin, nous attirons l'attention du lecteur sur le fait que ces quelques lignes ne sauraient rendre pleinement compte des détails ainsi que de la variété d'observables (raies d'émission et d'absorption, polarisation, effets relativistes ...) qui complètent le schéma d'unification des NAGs (cf. TAB. 3.2).

### 3.3.2 Sites d'émission du rayonnement cosmique dans les NAGs

L'observation multi-longueurs d'ondes des NAGs a mis en évidence plusieurs sites d'émission : le disque d'accrétion, produisant l'essentiel du rayonnement thermique, les jets aux petites échelles (inférieures au parsec) et les structures aux grandes échelles (jets et points chauds). Les deux derniers sont spécifiques aux sources radio fortes bien que les sources radio faibles présentent des vents aux petites échelles. Avant d'exposer les mécanismes qui sont vraisemblablement à l'origine de l'accélération de particules chargées, il est utile de retenir un certain nombre de grandeurs associées à ces sites et pertinentes dans le cadre de cette présentation.

Dans le disque d'accrétion, la grandeur de référence est la luminosité d'Eddington pour laquelle les forces gravitationnelles et radiatives s'exerçant sur un proton s'équilibrent. La



valeur de  $L_{\text{edd}}$ , exprimée en erg/s, est directement reliée à la masse du trou noir  $M_{\text{TN}}$  suivant

$$\frac{GM_{\text{TN}}m_p}{r^2} = \frac{L_{\text{edd}} \times \sigma_T}{4\pi r^2 c} \implies L_{\text{edd}} \simeq 10^{38} \times \frac{M_{\text{TN}}}{M_{\odot}}$$

où  $\sigma_T = 6.65 \times 10^{-25} \text{ cm}^2$  est la section efficace de diffusion Thomson. En considérant un trou noir de taille typique  $\sim R_S$ , le champ magnétique d'équipartition, pour lequel la densité d'énergie magnétique est comparable à la densité d'énergie thermique, s'écrit alors

$$\frac{B^2}{2\mu_0} = \frac{L_{\text{NAG}}}{4\pi R_S^2 c} \implies B_{\text{edd}} \sim 3 \times 10^8 \sqrt{\frac{M_{\odot}}{M_{\text{TN}}}}$$

où  $B_{\text{edd}}$  est exprimé en Gauss. La densité de matière est de l'ordre de  $n_p \sim 10^9 \text{ cm}^{-3}$  définissant ainsi la vitesse d'Alfvén  $V_a$ , pour un trou noir de  $10^8$  masses solaires,

$$V_a = \frac{B}{(4\pi\rho)^{1/2}} \implies \frac{V_a}{c} \simeq 7.3 \times \left(\frac{B}{1 \text{ G}}\right) \left(\frac{n_p}{1 \text{ cm}^{-3}}\right)^{-1/2} \simeq 0.2$$

Dans les jets, le champ magnétique décroît avec la distance au cœur du fait de la conservation du flux magnétique. L'expression du champ s'écrit alors  $B = B(\text{disque})(z/R_S)^\xi$  où  $\xi$  est compris entre 1 et 2 selon que le champ soit toroïdal ou azimuthal. Dans le cas idéal d'une configuration purement toroïdal, l'ordre de grandeur du produit  $B \times L$ , où  $L$  est la taille typique du jet, devient

$$B \times L \simeq 0.1 \times \sqrt{\frac{M_{\text{TN}}}{10^8 M_{\odot}}} \text{ Gauss pc}$$

Dans ces conditions et en utilisant l'équation (3.4), l'énergie maximale accessible dans de tels environnements est ainsi voisine de  $Z \times 10^{20} \text{ eV}$ . Par ailleurs, la densité dans les jets grandes échelles est de l'ordre de  $10^{-2}$  à  $10^{-5} \text{ cm}^{-3}$  [190].

Dans les points chauds, le champ magnétique déduit de l'hypothèse d'équipartition avec l'énergie des électrons à l'origine du rayonnement synchrotron, est compris entre  $10^{-3}$  et  $10^{-4}$  Gauss. La densité en proton thermique est estimée à  $10^{-2} \text{ cm}^{-3}$  [190] impliquant des vitesses d'Alfvén  $V_a/c \simeq 7 \times 10^{-3}$  (cf. TAB. 3.3).

Site	$B$ [Gauss]	$n_{\text{th.}}$ [ $\text{cm}^{-3}$ ]	$V_a/c$
Disque	$10^3$	$10^9$	0.2
Jets [pc]	0.1 – 10	$10^{-5/-2}$	$10^{-2} - 1$
Jets [kpc]	$10^{-3/-4}$	$10^{-5/-2}$	$10^{-2} - 0.2$
Points chauds [Mpc]	$10^{-3/-4}$	$10^{-3/-2}$	$7 \times 10^{-3} - 7 \times 10^{-2}$

TAB. 3.3 - Paramètres typiques de sources radio fortes pour une masse et un rayon de trou noir de respectivement  $10^8$  masses solaires et 100 rayons de Schwarzschild (d'après Réf. [187]).

Le produit  $B \times L$  de chacune de ces régions peut donc, au travers de l'équation (3.4), permettre à des protons d'être accélérés jusqu'à des énergies voisines de  $10^{20} \text{ eV}$ . Il est intéressant de noter que la condition de confinement peut se réécrire sous la forme d'une limite sur la luminosité bolométrique  $L_{\text{NAG}}$ , *i.e.* intégrée sur l'ensemble du spectre électromagnétique, des noyaux actifs de galaxie. Sous l'hypothèse d'équipartition entre la densité

d'énergie magnétique et la densité d'énergie rayonnée, l'équation (3.4) devient alors

$$\begin{aligned} \frac{B^2}{2\mu_0} = \frac{L_{\text{NAG}}}{4\pi R_5^2 c} &\implies E_{\text{max}} \lesssim Z \left( \frac{2L_{\text{NAG}}}{c} \right)^{1/2} \\ &\implies \left( \frac{E}{1 \text{ EeV}} \right) \lesssim 25 \times Z \left( \frac{L_{\text{NAG}}}{10^{46} \text{ erg.s}^{-1}} \right)^{1/2} \end{aligned} \quad (3.5)$$

Pour produire des protons à 100 EeV, la luminosité intrinsèque des NAGs doit donc être de l'ordre de  $2 \times 10^{47} \text{ erg.s}^{-1}$ . Toutefois, l'accélération dans les jets bénéficie vraisemblablement de l'effet de "boost" de Lorentz dû au changement du référentiel comobile vers le référentiel galactique. Pour des jets de facteur de Lorentz  $\Gamma_w \sim 10$ , la luminosité bolométrique nécessaire à la production de particules  $E \sim 100 \text{ EeV}$  est alors voisine de quelques  $10^{45} \text{ erg.s}^{-1}$ .

⇒ L'analyse récente menée par Zaw et al. [191] tente de caractériser les objets du catalogue Véron-Cetty & Véron [129] à l'origine du rayonnement cosmique en fonction de leur luminosité intrinsèque (voir également Moskalenko et al. [192]). Parmi les 21 événements sur 27 corrélés à moins de  $\psi \leq 3.2^\circ$ , 14 noyaux actifs de galaxie sont ainsi isolés tandis que 7 galaxies présentent des propriétés relevant, vraisemblablement, des galaxies starburst. Ces galaxies "à sursauts d'étoiles" qui génèrent une luminosité exceptionnelle s'expliquant par la formation intensive d'étoiles, sont naturellement exclues de l'étude de par la difficulté à séparer l'émission lumineuse du disque d'accrétion de celle résultant de la formation d'étoiles<sup>1</sup>. L'étude démontre que les NAGs en corrélation avec les événements d'énergie supérieure à 57 EeV, sont des sources de relativement faible luminosité, i.e.  $5 \times 10^{42} - 1 \times 10^{46} \text{ erg.s}^{-1}$ , ne pouvant pas, en théorie, satisfaire à l'inégalité (3.5). Les modèles basés sur des perturbations ponctuelles du disque d'accrétion conduisant à une augmentation substantielle de la luminosité de ces astres [193] seraient, au regard des résultats [191] et selon les auteurs, privilégiés. Cette étude souligne, par ailleurs, que les objets constituant l'amas de Virgo de même que les sources présentes dans l'hémisphère nord, sont en moyenne, moins lumineuses que les NAGs corrélés. Ces résultats pourraient alors expliquer, en partie, l'absence d'événements en provenance du "cluster" de Virgo ainsi que la non-observation de corrélation publiée par la collaboration HiRes [148].

### Mécanismes d'accélération

Plusieurs mécanismes d'accélération ont été invoqués afin d'expliquer la production de particules relativistes dans les NAGs : accélération par ondes de choc, simple ou double, par reconnexion magnétique, par accélération stochastique due à des ondes hydromagnétiques ou bien par discontinuités tangentielles. À travers ces quelques lignes, nous évoquons les idées générales relatives aux mécanismes dominants de rayonnement cosmique. Ce chapitre n'a pas vocation à décrire le détail et les subtilités inhérentes à chaque modèle, mais aborde, en revanche, les régimes et les conditions qui favorisent l'émission d'ultra-haute énergie. En particulier, les processus de Fermi ayant déjà été abordés, nous discutons, pour ces mécanismes, des lois d'échelles qui déterminent les limites hautes et basses sur les énergies maximales des rayons cosmiques. Nous terminons en décrivant la capacité de chaque site à accélérer des particules jusqu'à  $10^{20} \text{ eV}$  en soulignant les limites théoriques sous-jacentes.

---

<sup>1</sup>dans l'éventualité où ces objets seraient à l'origine du rayonnement cosmique d'ultra-haute énergie, les sursauts gamma, dont la formation serait favorisée en raison de la forte densité d'étoiles massives créées dans ces régions, seraient alors des sources potentielles.

## → Mécanismes de Fermi

Les processus d'accélération de Fermi du premier comme du deuxième ordre sont présents dès lors que se forment des ondes de choc. On les retrouve donc à la fois dans le disque d'accrétion comme dans les points chauds où leur rendement est particulièrement efficace. On distingue alors deux régimes selon le type de transport des rayons cosmiques rencontré :

- **le régime de Bohm**, le plus efficace pour l'accélération, est tel que le libre parcours moyen de la particule est de l'ordre de son rayon de Larmor. Le coefficient de diffusion est alors proportionnel à l'énergie de la particule :  $D_{\parallel} \propto E$  (dans l'hypothèse où le champ magnétique est perpendiculaire au front du choc). Le temps d'accélération pour le mécanisme de Fermi I,  $t_{\text{FI}}$ , est égale à

$$t_{\text{FI}} \simeq \frac{\nu_S}{r-1} \left( \frac{c}{u_{\text{aval}}} \right)^2$$

où  $\nu_S$  est la fréquence de diffusion angulaire et où  $r = u_{\text{amont}}/u_{\text{aval}}$  est le rapport de compression du choc,  $u_{\text{amont}}/u_{\text{aval}}$  désignant respectivement les vitesses en amont et en aval du choc. Le mécanisme du second ordre a, quant à lui, un temps d'accélération plus court, évoluant suivant

$$t_{\text{FII}} \simeq \frac{1}{\nu_S} \left( \frac{c}{V_a} \right)^2$$

où  $V_a$  est la vitesse d'Alfvén précédemment définie. Le rapport des temps d'accélération est ainsi proportionnel à

$$\frac{t_{\text{FI}}}{t_{\text{FII}}} = \frac{1}{r-1} \left( \frac{V_a}{u_{\text{aval}}} \right)^2$$

On note, à cet égard, que si le rapport est certes inférieur à un, le temps de Fermi I représente une fraction non négligeable du temps de Fermi II comme le rappelle le Tableau 3.3,

- **le régime résultant d'une turbulence isotrope i.e. de type Kolmogorov** implique que le coefficient de diffusion évolue moins rapidement avec l'énergie :  $D_{\parallel} \propto E^{1/3}$ . Les caractéristiques de ce milieu imposent que le libre parcours moyen  $\ell$  de particules plongées dans un champ magnétique turbulent, s'exprime selon

$$\ell = r_L \frac{B^2/8\pi}{S(k)k}$$

où  $r_L$  est le rayon de Larmor de la particule,  $B$  est le champ magnétique et  $S(k)$  est la densité d'énergie magnétique par unité de nombre d'onde  $k$  : pour une turbulence magnétique de type Kolmogorov,  $S(k) \propto k^{-5/3}$  [194].

Le régime de Bohm est un type de transport bien particulier et il n'existe, en outre, aucun indice théorique tendant à privilégier cette loi d'échelle dans les NAGs. Aussi, la configuration relative à une turbulence de Kolmogorov étant moins efficace, ces deux types de transport sont généralement utilisés afin de fournir des limites hautes et basses sur les énergies maximales des rayons cosmiques.

### → Discontinuités tangentielles

Les zones externes des jets voient la vitesse du fluide varier sur une échelle  $d_{\perp}$ . Si l'énergie d'une particule est telle que son libre parcours moyen  $\ell \geq d_{\perp}$  alors la particule pourra acquérir de l'énergie au cours des traversées successives de la discontinuité. Le mécanisme est d'autant plus efficace que le jet est relativiste : le gain à chaque cycle s'exprime selon

$$\frac{\Delta E}{E} = \eta(\Gamma - 1)$$

où  $\Gamma$  est le facteur de Lorentz du jet. Le facteur  $\eta$  dépend de l'anisotropie de la distribution des particules et varie typiquement comme l'inverse du facteur de Lorentz de la particule. Si le nombre de traversées peut, en théorie, être infini, le processus est cependant assujéti à la condition de confinement de la particule au sein du jet :  $r_L(E) \lesssim L_{\text{jet}}$ . Pour les jets à petites échelles pour lesquelles la valeur du champ magnétique est la plus importante, l'énergie maximale est voisine de 10 EeV.

### → Reconnexion magnétique

La reconnexion magnétique se produit dans des zones où le plasma devient résistif et où les lignes de champs magnétiques tendent à se reconnecter (phénomène accompagnant, entre autre, les éruptions solaires). Ces régions permettent la génération de champs électriques réguliers, parallèles aux champs magnétiques, qui peuvent accélérer les particules jusqu'aux hautes énergies. Ce processus est vraisemblablement à l'origine de l'émission X provenant de la surface du disque d'accrétion des NAGs. De même, ce mécanisme pourrait avoir lieu le long du jet en raison du peu de variation des indices spectraux synchrotron le long de cette structure, justifiant l'existence d'un mécanisme opérant en continu. Bien que cette hypothèse n'ait jamais été réellement vérifiée, l'énergie maximale acquise par un proton serait de l'ordre de 10 EeV et dépendrait principalement de la densité de matière dans le jet.

## Sites d'accélération dans les NAGs

Les différents mécanismes d'accélération présentés ci-dessus peuvent être simultanément à l'œuvre dans les régions que sont le disque d'accrétion, les jets et les points chauds des NAGs.

### → Disque d'accrétion

Les processus préférentiels à l'origine de l'accélération des particules sont principalement l'accélération par choc [195] ou l'accélération stochastique par ondes plasma [196] voir par reconnexion magnétique dans la couronne au dessus du disque [197].

Une étude détaillée de la production de protons relativistes dans l'environnement proche des trous noirs des NAGs est abordée par Begelman *et al.* [198]. Dans cet article, le mécanisme dominant est supposé être le processus de Fermi du premier ordre. L'énergie maximale des protons et, par analogie, des noyaux plus lourds, est fixée en équilibrant le taux de pertes radiatives et le taux d'accélération. Le champ magnétique élevé ainsi que la forte densité de photons UV et X impliquent que les pertes dépendent de l'énergie de la particule. Aussi, les pertes par collision  $p - p$  dominant pour des énergies inférieures à  $10^4$  GeV tandis que les pertes par émission synchrotron et par interaction  $p - \gamma$  deviennent prépondérantes

au delà de cette énergie. L'estimation de l'énergie maximale acquise par un proton dans un tel environnement est de l'ordre de  $10^{15-16}$  eV.

Toutefois, les travaux de R. J. Protheroe & P. Szabo [199] soulignent qu'une fraction des protons produits au cœur des NAGs pourrait éventuellement s'échapper sous forme de neutrons UHE s'affranchissant ainsi des pertes  $p - p$  et  $p - \gamma$ .

### → Jets

La nature des particules à l'origine du rayonnement haute énergie dans les jets relativistes est encore débattue. Il existe ainsi deux modèles tentant d'expliquer l'émission  $\gamma$  observée : le scénario purement leptonique dans lequel la composition des jets est dominée par des électrons et des paires électron-positron et le scénario hadronique qui suppose que l'essentiel de l'énergie est portée par une population de hadrons ultra-relativistes. La seconde catégorie, regroupée sous la dénomination de Blazar protonique, a été formalisée par K. Mannheim [200].

Dans ce modèle, le postulat de base repose sur la prise en compte d'une population de protons accélérés par les chocs relativistes se propageant dans le jet. K. Mannheim adapte le formalisme initialement développé par R. D. Blandford & A. Königl [201] en évaluant les pertes énergétiques subies par des protons (ou des noyaux lourds) et résultant, principalement, des interactions avec les photons synchrotron émis par les électrons accélérés du milieu. En équilibrant le temps d'expansion avec l'échelle temporelle de perte d'énergie, l'énergie maximale pour des protons, exprimée en terme de facteur de Lorentz, devient alors

$$\gamma_p = 6 \times 10^9 \frac{1 + a_S}{1 + 240a_S} \gamma_e$$

où  $\gamma_e$  est l'énergie maximale des électrons et où  $a_S$  est le rapport entre l'énergie des photons synchrotron et l'énergie portée par le champ magnétique ( $B \simeq 1 - 100$  Gauss suivant les configurations). Les protons ainsi accélérés produisent un rayonnement synchrotron de très haute énergie dont le spectre dépend à la fois du champ magnétique, du rapport  $\eta$  entre le nombre d'électrons et de protons, et de la "compacité" du jet relativiste. La Figure 3.7 présente le spectre émis sous les hypothèses du modèle de blazar protonique. La forme du spectre de même que la fréquence maximale dépendent des conditions régnant au sein du jet relativiste. Les photons d'énergie voisine de 10 PeV — soit  $\nu \simeq 3 \times 10^{30}$  Hz — ne peuvent pas s'échapper du milieu en raison de la production de paires électroniques qui génèrent à leur tour des photons synchrotron. Toutefois, en suivant les générations successives de particules, l'énergie des protons primaires est dégradée et les photons produits au bout de  $n$  générations ont une opacité à la production de paires inférieure à un : on dit que la cascade de paires est non-saturée. Les générations successives de particules sont à l'origine des différentes structures du spectre, en particulier le rayonnement gamma ainsi que la partie radio-IR.

Une conséquence remarquable déduite de ce modèle est que la position en énergie du second pic observé dans le spectre des NAGs est directement reliée à l'énergie maximale des protons primaires. Si ces derniers peuvent être, en théorie, produits jusqu'à 100 EeV, la densité de matière n'autorise pas leur propagation au delà du cône du jet. Aussi, la production de protons d'ultra-haute énergie pourrait résulter de la fuite de neutrons générés principalement par collisions  $p - p$ . Ces particules neutres s'échapperaient de la galaxie hôte et viendrait, après désintégration  $\beta$ , alimenter le flux de protons d'ultra haute énergie [200]. Selon cette hypothèse, le flux de neutrons ainsi généré est produit dans l'axe du jet et, par conséquent, des objets vus transversalement relativement au disque d'accrétion ne contri-

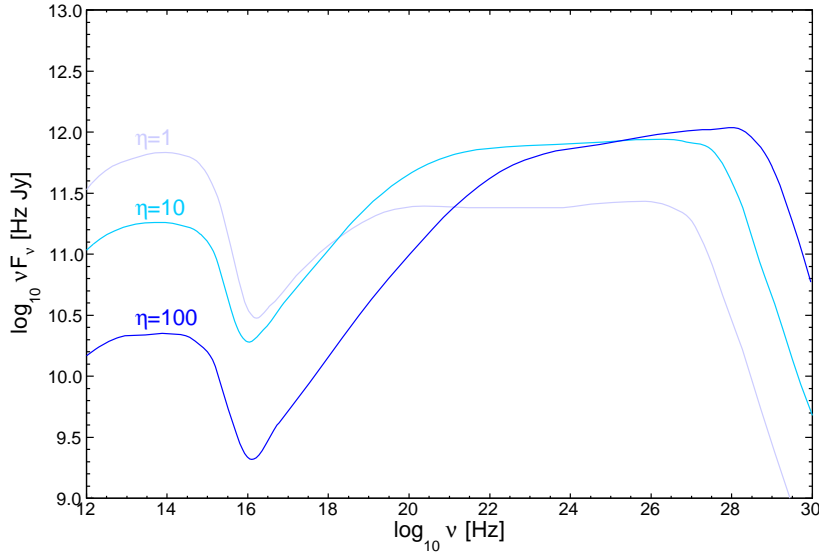


FIG. 3.7 - Variation du spectre émis dans le modèle du blazar protonique suivant différents rapports  $\eta$  du nombre d'électrons sur le nombre de protons (d'après Réf. [201]). Les conditions relatives à la réalisation de cette figure sont précisées dans Réf. [201].

bueraient pas au flux de RCUHE observé sur Terre.

### → Points chauds

Les points chauds correspondent aux zones d'interaction des jets avec le milieu intergalactique. Ces régions abritent deux chocs : un choc en retour, à savoir le choc terminal du jet, et un choc avant, en arc, qui constitue la coquille externe du jet. Par ailleurs, ces structures ne se rencontrent que pour les jets suffisamment rapides et énergétiques. Elles sont donc observées dans les galaxies FR II mais sont, en revanche, absentes des galaxies FR I.

Différentes études traitent de l'accélération d'électrons relativistes dans de telles structures (voir, entre autres, le travail pionnier de N. S. Kardashev [202] qui englobe l'essentiel des effets agissant sur la distribution des électrons). Néanmoins, le travail réalisé par J. P. Rachen & P. L. Biermann [203] constitue, à ce jour, la référence sur laquelle s'appuient nombre de publications récentes. Leur étude adapte le modèle initialement développé par P. L. Biermann et P. A. Strittmatter [194]. L'argument de base est que le spectre observé dans les points chauds, du domaine radio jusqu'aux longueurs d'ondes optiques, est vraisemblablement la résultante de l'émission synchrotron de particules accélérées *via* le mécanisme de Fermi du premier ordre. En supposant une turbulence de type Kolmogorov, les auteurs comparent le temps nécessaire à l'accélération de particules  $t_{\text{acc.}}$ , aux temps de pertes d'énergie,  $t_{\text{pertes}}$ , consécutives aux interactions avec le champ de photon et celles relatives au rayonnement synchrotron. Sous ces hypothèses, l'expression du temps caractéristique d'accélération devient

$$t_{\text{acc.}}(E_p) = \frac{20\kappa_{\parallel}}{c^2\beta_{\text{jet}}^2} \quad \text{où} \quad \kappa_{\parallel} = \frac{2c\lambda_T^{2/3}}{\pi b_T} \left(\frac{E_p}{eB}\right)^{1/3}$$

où  $\lambda_T$  et  $b_T$  sont respectivement l'échelle et le niveau de la turbulence magnétique, tandis

que le temps de perte d'énergie s'exprime par

$$t_{\text{pertes}}(E_p) = \frac{6\pi m_p^4 c^3}{\sigma_T m_e^2 B^2 (1 + A \times a_S)} \frac{1}{E_p}$$

où  $\sigma_T$  est la section efficace de diffusion Thomson et  $a_S$  est le rapport entre l'énergie des photons synchrotron et l'énergie portée par le champ magnétique (*cf.* paragraphe précédent). Le facteur  $A$ , de valeur typique  $\sim 200$ , correspond à l'intensité relative des pertes par interactions  $p - \gamma$  relativement aux pertes synchrotron. Pour une valeur de champ magnétique voisine de 0.5 mG et une échelle de turbulence proche du kiloparsec, l'énergie de coupure  $E_c$ , à savoir l'énergie maximum acquise par des protons, est alors

$$t_{\text{acc.}}(E_c) = t_{\text{pertes}}(E_c) \implies E_c \lesssim 100 \text{ EeV pour } a_S < 0.1 \text{ et } \beta_{\text{jet}} \simeq 0.3$$

Un scénario, plus optimiste encore, souligne que dans l'hypothèse où  $\lambda_T$  est de l'ordre de grandeur du rayon de giration de la particule, l'énergie maximale alors accessible approche  $10^{21}$  eV.

Ces résultats bien que prometteurs ne peuvent être considérés que comme une limite supérieure. En effet, ce calcul ne tient compte que des pertes énergétiques induites par le milieu ambiant auxquelles il faut nécessairement adjoindre les pertes liées à l'extension finie des points chauds de même que celles issues du type de transport des particules. Aussi, comme le souligne par ailleurs J. P. Rachen & P. L. Biermann [203], les pertes latérales dont le temps est contrôlé par le coefficient de diffusion transverse, limitent plus encore l'énergie maximale des protons ( $E_c \simeq 30$  EeV).

Toutefois, ces estimations sont loins d'être définitives. En particulier, le régime de turbulence, dans les points chauds, est inconnu. L'accélération peut être plus efficace dans l'éventualité où le régime de turbulence est de type Bohm. De plus, l'obliquité du choc terminal réduit significativement le temps d'accélération augmentant ainsi l'énergie maximale des protons. Dans le même esprit, la vitesse du jet, directement reliée au temps de Fermi du premier ordre, peut être une fraction non négligeable de la vitesse de la lumière favorisant la production de protons d'ultra-hautes énergies. Enfin, la présence d'une population de particules d'ultra-hautes énergies entraîne éventuellement des modifications du choc par des effets non-linéaires.

Comme le souligne A. Marcowith [187], une valeur réaliste de  $E_c$  ne pourra être obtenue que dans la mesure où les paramètres de la turbulence (indice spectral, niveau et échelle de la turbulence) au niveau du choc et dans la zone de confinement de même que la nature du choc externe (obliquité, effets non-linéaires) et de l'extension du point chaud, pourront être clairement établis. Une incertitude de deux ordres de grandeur de 1 EeV pour un modèle de choc et de turbulence à 100 EeV correspondant à la valeur de confinement maximum, est toujours débattue. Dans ces conditions, les travaux pionniers de J. P. Rachen & P. L. Biermann [203] posent les bases théoriques à des études plus approfondies. Les simulations magnéto-hydrodynamiques couplées aux équations cinétiques ainsi que la caractérisation précise des régimes régnant au sein des jets de NAGs permettront, à terme, d'appréhender l'ensemble des effets fins participant à l'accélération de particules chargées.

### 3.3.3 Discussion

Les différentes structures présentes au sein des noyaux actifs de galaxie sont, théoriquement, toutes en mesure d'accélérer des protons jusqu'à des énergies voisines de  $10^{20}$  eV. Néanmoins, l'étude détaillée des conditions régnant dans ces environnements conduit vrai-

semblablement à limiter l'énergie maximale à quelques  $10^{19}$  eV. Si l'accélération de particules chargées exige l'existence de champs magnétiques, ceux-ci induisent nécessairement des pertes synchrotron qui s'avèrent être dominantes en particulier au cœur des NAGs et dans les jets. Les points chauds constituent *a priori* l'environnement le plus favorable à l'accélération de protons. La méconnaissance des régimes s'exerçant dans ces régions de même que les incertitudes liées à la géométrie des chocs terminaux font que l'énergie maximale accessible varie typiquement de 1 EeV à 100 EeV pour les cas les plus optimistes.

Par ailleurs, il est raisonnable de penser que les noyaux plus lourds — particules  $\alpha$ , éléments CNO, noyau de fer — ne représentent qu'une faible fraction du rayonnement cosmique. Typiquement, le rapport du nombre de particules  $\alpha$  relativement aux protons présents dans le milieu interstellaire est voisin de  $1/10$  et tend vers  $1/100$  pour les noyaux lourds. Néanmoins, ces éléments jouent vraisemblablement un rôle prépondérant dans les régions en énergie où les protons voient leur potentiel limité par l'efficacité de l'accélération. Ainsi, pour une particule de charge  $Z$  et de masse  $A$ , le rayon de giration est réduit d'un facteur  $Z$  entraînant des pertes par diffusion moins importantes. En revanche, les pertes d'énergie induites par la production de particules secondaires lors d'interaction avec le fond diffus cosmologique augmentent d'un facteur  $A$  tandis que les réactions de photo-désintégration restreignent, dans le même temps, leur horizon. Les pertes énergétiques, à même facteur de Lorentz, sont ainsi plus importantes pour des noyaux lourds relativement à des protons mais le volume de confinement est lui-même plus important. L'idée générale est alors la suivante : si l'énergie maximale accessible par des protons au sein d'un environnement tels que les points chauds de NAG est limitée à quelques dizaines d'exa-électronvolt, l'observation sur Terre de particules au delà de cette énergie seuil implique nécessairement que ces particules sont des noyaux plus lourds [204].

Les récents résultats obtenus par l'Observatoire Pierre Auger sur la mesure de  $X_{\max}(E)$  de même que la variation de  $\sigma_{X_{\max}}(E)$  semblent démontrer un alourdissement de la composition du rayonnement cosmique au delà de  $\sim 20$  EeV [205]. Ces mesures issues du détecteur de fluorescence souffrent cependant d'une statistique moindre. La détermination de la composition par le détecteur de surface revêt donc un intérêt majeur dans l'interprétation et la compréhension des *scenarii* de production des rayons cosmiques. Les résultats obtenus au cours de cette thèse, auxquels nous consacrons les prochains chapitres, contribuent ainsi à restreindre le champ possible des sources et des mécanismes à l'origine de ces particules d'ultra-hautes énergies.



### ⇒ Épilogue

En guise de conclusion à ce chapitre théorique dédié à la description des sources et des mécanismes d'accélération, nous avons étudié la structure temporelle des événements issus de la corrélation avec la distribution des noyaux actifs de galaxie [130]. Si l'anisotropie directionnelle a été démontrée, la distribution des temps d'arrivées des 27 événements d'énergie supérieure à 57 EeV a été peu exploitée. Au cours de ce travail, nous avons ainsi évalué dans quelle mesure les temps d'arrivées de ces événements s'apparentaient ou non à une distribution uniforme. En outre, la morphologie du détecteur de surface a considérablement évolué depuis les premières acquisitions de données début 2004. Aussi, pour tenir compte de cette évolution, nous présentons sur la Figure 3.8b, l'acceptance du détecteur à savoir le nombre d'événements d'énergie supérieure à 3 EeV en fonction du temps. Finalement, le temps d'arrivée de chaque événement est présenté relativement à l'acceptance du détecteur. On note ainsi que sur les 27 événements, seuls 26 sont pris en compte par cette étude : le troisième événement ayant été "récupéré" a posteriori dans une période d'instabilité du CDAS [206].

Pour vérifier l'hypothèse d'uniformité des temps d'arrivées, nous avons utilisé le test statistique de Kolmogorov-Smirnov [207]. Le principe est de comparer la fonction de répartition de l'échantillon à tester, i.e. le temps d'arrivée des événements  $E > 57$  EeV, à celle issue de l'hypothèse nulle, i.e. l'uniformité des temps d'arrivées. Ce test est dit non-paramétrique car il ne suppose pas a priori la connaissance analytique de la distribution de référence.

L'hypothèse nulle  $\mathcal{H}_0$  est évaluée en calculant la distance de Kolmogorov-Smirnov  $D_{KS}$  définie comme l'écart maximal entre la fonction de répartition théorique  $F_0$  et la fonction de répartition observée  $\hat{F}$

$$D_{KS}(F_0, \hat{F}) = \sup_{i=1, \dots, n} |F_0 - \hat{F}_i|$$

où  $n$  est la taille de l'échantillon (dans notre cas,  $n = 26$ ). Sous l'hypothèse  $\mathcal{H}_0$ , nous avons, pour tout  $t \geq 0$ , la relation suivante

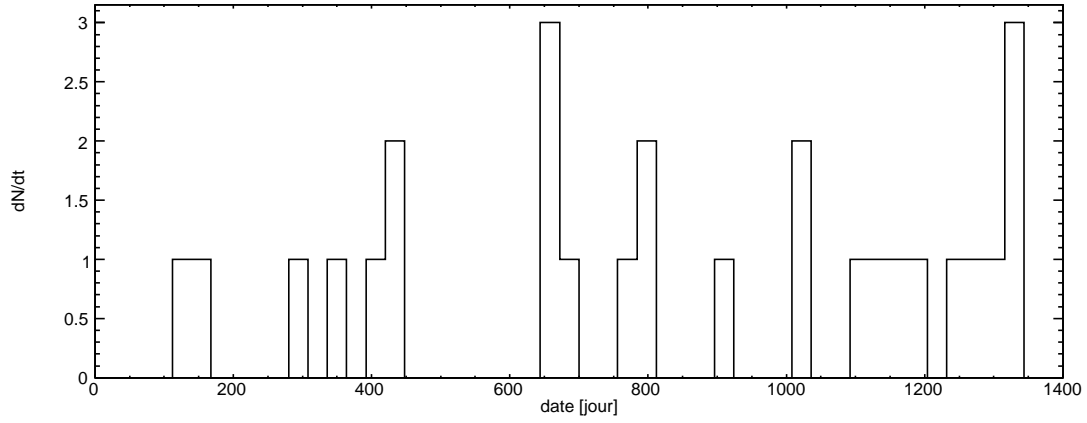
$$\lim_{n \rightarrow \infty} \mathbb{P}_{\mathcal{H}_0} [\sqrt{n} D_{KS}(F_0, \hat{F}) \leq t] = 1 - 2 \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^{k+1} \exp(-2k^2 t^2)$$

Si l'hypothèse  $\mathcal{H}_0$  est fautive,  $\sqrt{n} D_{KS}(F_0, \hat{F})$  tend vers  $+\infty$  avec  $n$ . La significativité est finalement évaluée en déduisant la  $p$ -valeur, i.e. le seuil auquel est rejeté l'hypothèse nulle compte tenu de la statistique de test, selon

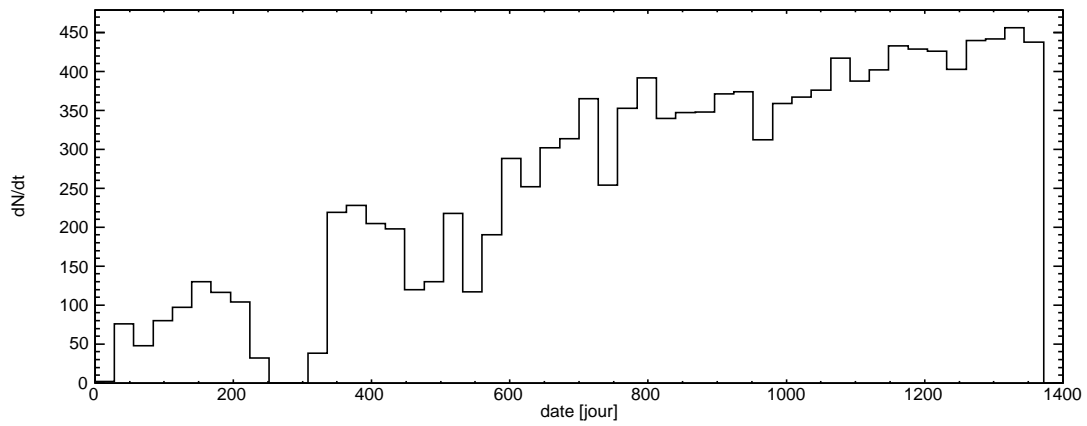
$$p(t) = 2 \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^{k+1} \exp(-2k^2 t^2)$$

La Figure 3.9 présente le résultat du test de Kolmogorov-Smirnov sur l'échantillon de 26 événements. La séparation maximale  $D_{KS}(F_0, \hat{F})$  entre la fonction de répartition  $\hat{F}$  des événements Auger (courbe noire) et la fonction de répartition  $F_0$  relative à l'hypothèse d'homogénéité des temps d'arrivées (courbe rouge) est égale à 0.097. La  $p$ -valeur est ainsi estimée à 0.967 : l'hypothèse nulle est acceptée à un niveau de confiance de  $\sim 97\%$  soit légèrement inférieure à  $2\sigma$ .

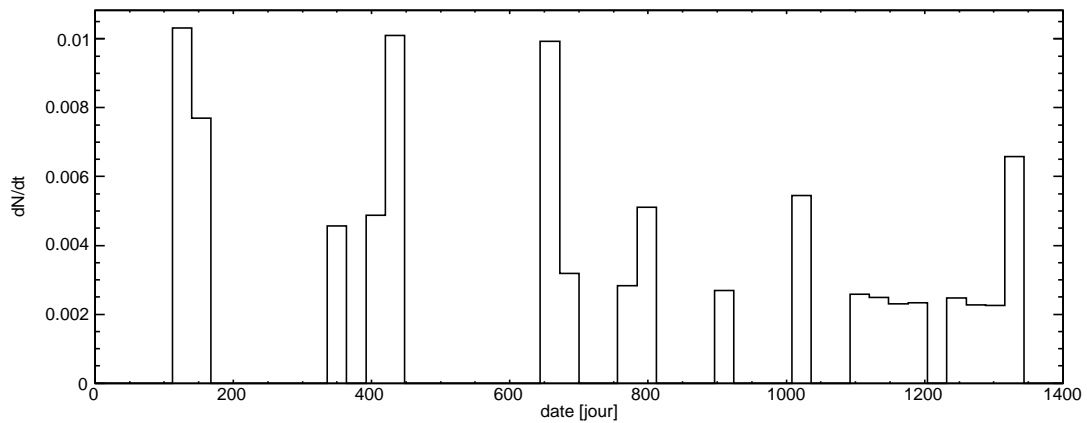
Il n'existe donc pas, a priori, de corrélation entre les temps d'arrivées des événements d'énergie supérieure à 57 EeV détectés par l'Observatoire Pierre Auger. Cependant, la significativité de l'analyse n'exclut pas totalement, une éventuelle anisotropie temporelle. L'accumulation de données permettra, à terme, d'évaluer plus précisément la distribution temporelle des événements notamment ceux provenant de régions distinctes du ciel. Les modèles basés sur l'accélération de rayons cosmiques consécutive à une activité intense d'un objet donné, modèle des "flares" de NAG [193] entre autres, pourront alors être testés via ce type d'étude.



a) Distribution temporelle des 27 événements [130]

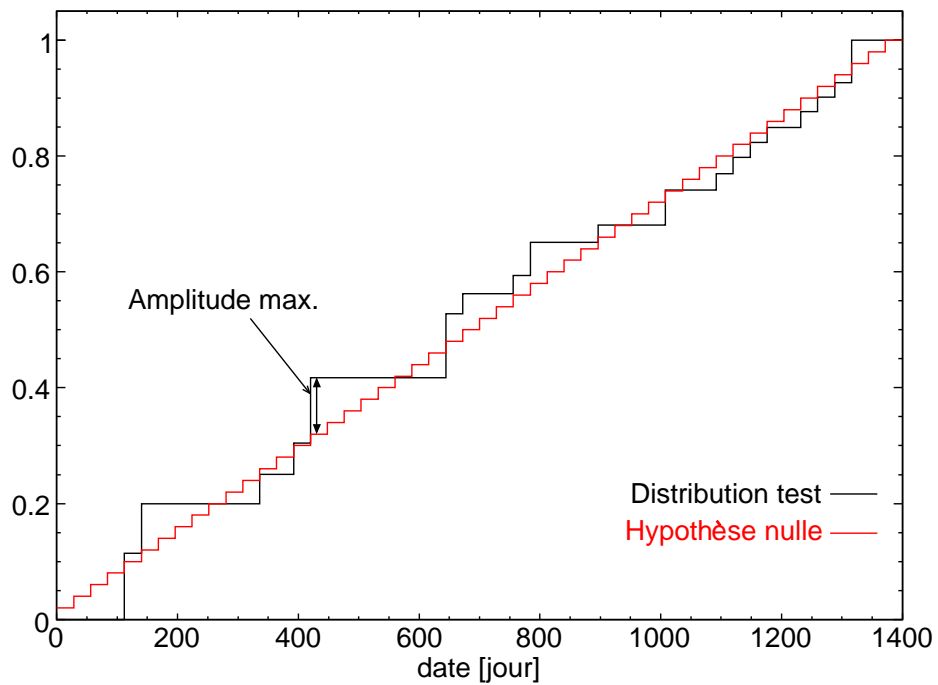


b) Évolution temporelle de l'acceptance du détecteur



c) Distribution temporelle des 27 événements relativement à l'acceptance du détecteur

FIG. 3.8 - Distributions des temps d'arrivées des 27 événements publiés dans Réf. [130]. L'unité temporelle est exprimée en jour sachant que l'origine correspond au 1<sup>er</sup> Janvier 2004.



**FIG. 3.9 - Test de Kolmogorov-Smirnov.** La courbe rouge représente l'hypothèse nulle  $\mathcal{H}_0$ , *i.e.* la distribution uniforme des temps d'arrivée, alors que la courbe noire correspond à la fonction cumulée des 26 événements d'énergie  $E > 57$  EeV. Le test évalue la séparation maximale entre les deux distributions.



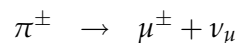
# Approche phénoménologique de la production de muons

Avant de présenter dans les détails la méthode de mesure du nombre de muons, il est nécessaire d'exposer, dans leurs grandes lignes, les idées de base de même que les grandeurs qui caractérisent la production puis le développement de la composante muonique de la gerbe. Cette approche phénoménologique est d'autant plus précieuse que la physique qui gouverne les interactions entre particules secondaires et atmosphère intervient à des énergies de quelques centaines de GeV et est, supposément, connue et maîtrisée grâce aux données des accélérateurs. Cette démarche ne constitue pas une description quantitative à laquelle seule une simulation Monte-Carlo peut donner accès, mais permet d'évaluer les dépendances entre le nombre de muons mesuré au sol et les paramètres hadroniques qui régissent le développement des gerbes atmosphériques.

Dans ce chapitre, nous développons, dans un premier temps, les bases d'un modèle analytique visant à décrire la formation puis l'évolution de la composante muonique des gerbes atmosphériques. Les prédictions obtenues par cette approche sont successivement comparées aux résultats, plus complets, de simulations Monte-Carlo. L'évolution du nombre de muons au sol est discutée au regard des paramètres hadroniques tels que la section efficace rayon cosmique-air, la multiplicité et l'inélasticité des interactions.

## 4.1 La production de muons

Les muons de la gerbe sont majoritairement produits lors de la désintégration des pions chargés



Les kaons et les photons  $\gamma$  participent également, mais dans une moindre mesure, à la formation de la composante muonique.

La longueur de désintégration  $c\tau_0$  d'un pion chargé est égale, dans son référentiel propre, à 7.8 mètres. Dans le référentiel absolu, cette quantité devient

$$L_D [\text{m}] = \gamma c\tau_0 = 56 \times E_{\pi^\pm} [\text{GeV}]$$

où  $E_{\pi^\pm}$  est l'énergie du pion exprimée en GeV.

Toutefois, cette désintégration n'a pas lieu "instantanément" contrairement à celle des

pions neutres qui déclenchent, dès leur création, une gerbe électromagnétique. Avant de se désintégrer, les pions chargés interagissent avec les composants de l'atmosphère, principalement avec l'azote moléculaire, pour générer un ensemble de particules secondaires. En moyenne, chaque interaction  $\pi^\pm$ -air produit deux tiers de pions chargés pour un tiers de pions neutres ; ces derniers rejoignant alors la composante électromagnétique de la gerbe. Le libre parcours moyen des pions chargés  $\lambda_{\pi^\pm\text{-air}}$ , exprimé en  $\text{g}/\text{cm}^2$ , s'écrit sous la forme

$$\lambda_{\pi^\pm\text{-air}} = \int_{h_f}^{h_i} \rho(h) \frac{dh}{\cos \theta} \quad (4.1)$$

où  $\rho(h)$  représente la densité d'air en fonction de l'altitude  $h$  et où  $\theta$  est l'angle zénithal. Une estimation grossière du libre parcours moyen pion-air consiste à extrapoler les mesures de section efficace proton-air obtenues à basse énergie, *i.e.* dans la région du TeV, sous l'hypothèse qu'un méson a une probabilité 2/3 fois plus faible d'interagir qu'un baryon<sup>a</sup>. Cette relation s'écrit alors

$$\lambda_{\pi^\pm\text{-air}} = \lambda_{p\text{-air}} \times \frac{s_p}{s_\pi} \simeq \lambda_{p\text{-air}} \times \frac{3}{2}$$

Pour des énergies voisines du TeV, cette quantité est typiquement de  $120 \text{ g}/\text{cm}^2$ .

Afin de comparer la longueur de désintégration  $L_D$  à la longueur d'interaction  $L_I$ , il est nécessaire d'accéder à la connaissance de  $\rho(h)$ . Plusieurs modèles décrivent, à la fois, l'évolution de la pression, de la température, de la densité et de la viscosité de l'air. Les principales différences résultent de la modélisation de l'atmosphère : l'*International Standard Atmosphere* [209] adopte une description en couches de l'atmosphère avec une distribution linéaire de la température tandis que le modèle *US Standard* [210] définit l'air comme un gaz parfait. Pour ce dernier, l'évolution de la densité d'air en fonction de l'altitude est présentée sur la Figure 4.1. On note qu'une diminution exponentielle de la densité de matière dès lors que l'altitude augmente, reproduit globalement l'évolution prédite par le modèle *US Standard*. Le profil  $\rho(h)$  peut alors s'écrire sous la forme

$$\rho(h) = \rho_0 \exp\left(-\frac{h}{h_e}\right)$$

où  $\rho_0$ , la densité de l'air au sol, est égale à  $1.2 \times 10^{-3} \text{ g}/\text{cm}^3$  et  $h_e$ , le facteur d'échelle, est typiquement de 8 kilomètres et correspond à la transition entre la troposphère et la stratosphère.

Dans l'hypothèse où  $L_I$ , la distance parcourue entre deux collisions, est négligeable devant  $h_e$ , l'équation (4.1) devient

$$\lambda_{\pi^\pm\text{-air}} = \rho(h) \times \frac{h_e}{\cos \theta} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{L_I \cos \theta}{h_e}\right) \right] \implies L_I [\text{m}] \simeq 10^3 \times \exp\left(\frac{h [\text{km}]}{8}\right) \quad (4.2)$$

Les pions chargés se désintègrent lorsque la longueur d'interaction  $L_I$  est comparable à la longueur de désintégration  $L_D$ . On peut alors estimer la variation de l'énergie moyenne de désintégration des pions en fonction de l'altitude suivant

$$L_D = L_I \implies \langle E_{\pi^\pm}^{\text{decay}} \rangle [\text{GeV}] = 20 \times \exp\left(\frac{h [\text{km}]}{8}\right) \quad (4.3)$$

Pour obtenir l'altitude de production massive des muons c'est-à-dire la région de dés-

---

<sup>a</sup>en réalité, ce rapport est moins important et tend vers 1.0 à plus haute énergie comme le démontrent les travaux de Alvarez-Muñiz *et al.* [208]. Ce résultat peut s'expliquer par l'augmentation de la mer de partons avec l'énergie indépendamment du type de particule considéré : à ultra-haute énergie, les pions se comportent comme des protons.

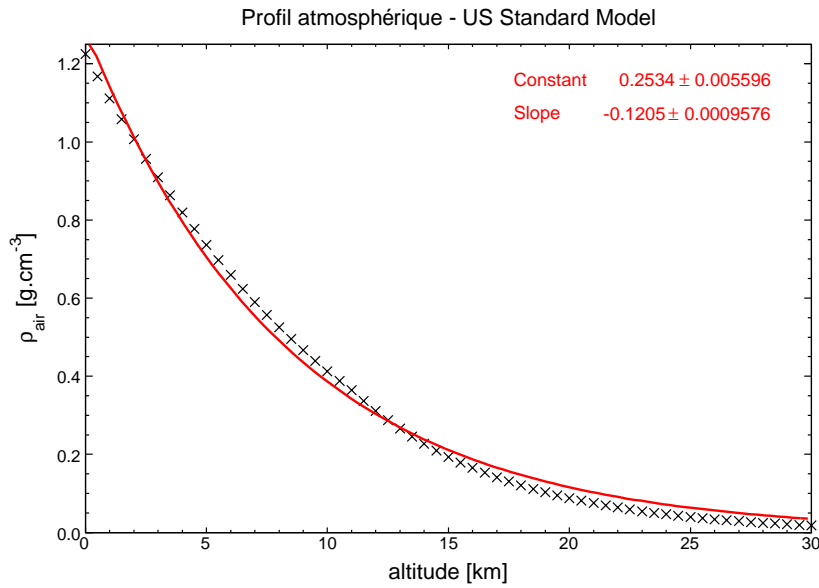


FIG. 4.1 - Densité d'air en fonction de l'altitude suivant le modèle *US Standard* [210]. La courbe rouge correspond à l'ajustement exponentiel pour les valeurs numériques précisées en encadré.

intégration des pions, il reste à évaluer l'énergie moyenne des pions produits dans la gerbe atmosphérique. À chaque interaction, l'énergie allouée aux particules secondaires est inversement proportionnelle à leur nombre. Il s'agit donc de modéliser, en fonction de l'énergie incidente, la multiplicité des interactions *i.e.* le nombre de particules secondaires créés.

Les prédictions faites par QGSJET et SIBYLL 2.1 [208], relatives à l'évolution de la multiplicité des réactions, sont présentées sur la Figure 4.2. L'extrapolation de chacun des modèles diffère notablement pour des énergies supérieures à  $10^{17}$  eV tandis que les valeurs à basse énergie sont cohérentes avec les mesures obtenues sur accélérateur. Le désaccord à ultra-haute énergie s'explique vraisemblablement par les différences de traitement de la multiplicité dans les *mini-jets* de même que par la dépendance en énergie de la section efficace inélastique<sup>b</sup>. La multiplicité obtenue par SIBYLL 2.1 augmente comme le carré du logarithme de l'énergie,  $m(E) \propto \log^2(E)$ , alors que QGSJET suggère un comportement suivant

$$m(E) = 3.1 \times E^{0.227}$$

où  $E$  est l'énergie de la particule incidente exprimée en GeV.

En adoptant cette modélisation et en l'appliquant à des gerbes verticales, nous obtenons ainsi la variation de l'énergie moyenne des pions chargés en fonction de l'altitude (*cf.* FIG. 4.3). Pour chaque énergie considérée, la longueur de première interaction a été fixée arbitrairement à  $50 \text{ g/cm}^2$  soit 24 kilomètres en relation avec les mesures réalisées par AKENO et HiRes (*cf.* FIG. 1.5, page 11). Un tel choix implique que la section efficace proton-air ne varie pas ou très peu avec l'énergie du rayon cosmique incident. Nous verrons par la suite comment cette grandeur modifie le développement de la composante muonique de la gerbe.

Sur la Figure 4.3, nous notons que l'altitude de désintégration des pions chargés se situe dans une région comprise entre 4 et 6 kilomètres au-dessus du niveau de la mer. Il est d'autant plus remarquable de souligner que cette altitude varie finalement peu au regard de la variation d'énergie de la particule primaire. De même, l'énergie moyenne de désintégration

<sup>b</sup>une discussion détaillée traitant de la relation entre les sections efficaces des *mini-jets* et la multiplicité des particules secondaires est abordée par Engel *et al.* [211].

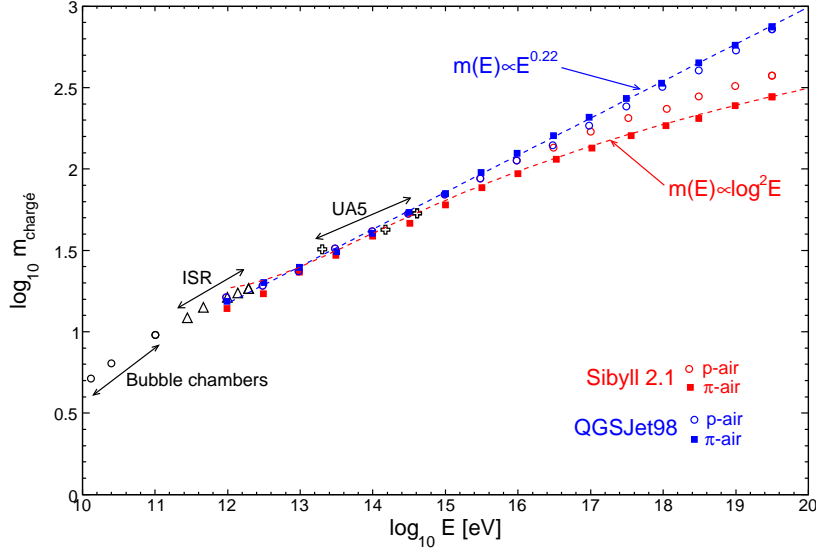


FIG. 4.2 - Évolution de la multiplicité des particules chargées dans les interactions proton-air et pion-air dans les modèles SIBYLL et QGSJet (d'après Réf. [208]). Les résultats d'expérience sur collisionneur  $p(\bar{p})-p$  sont également présentés (Bulle chambers : J. Benecke et al [212], W.M. Worsé et al [213]; ISR : A. Breakstone et al [214]; UA5 : G.J. Alner et al [215], R.E. Ansonge et al [216])

des pions est voisine de 30 GeV et est faiblement dépendante de l'énergie du primaire.

En tenant compte rigoureusement de la dépendance angulaire des expressions analytiques précédemment introduites, la Figure 4.4 présente les résultats du traitement des gerbes inclinées. Si le nombre d'interactions  $n_{\text{decay}}$  avant désintégration des pions reste globalement inchangé, l'altitude de production des muons ainsi que l'énergie de désintégration des pions augmentent avec l'angle zénithal.

Pour décrire l'évolution de ces deux grandeurs, *i.e.* l'altitude de production des muons  $h_{\text{decay}}$  et l'énergie de désintégration des pions  $E_{\pi^\pm}^{\text{decay}}$ , en fonction de l'angle zénithal  $\theta$ , nous posons l'égalité suivante

$$\lambda_{\text{p-air}} + (n_{\text{decay}} - 1) \times \lambda_{\pi^\pm\text{-air}} = \frac{10^3}{\cos \theta} \exp\left(-\frac{h_{\text{decay}}}{8}\right) \quad (4.4)$$

qui traduit la quantité d'atmosphère traversée par la gerbe avant désintégration des  $\pi^\pm$ . La multiplicité des interactions  $m(E)$  ne dépendant pas de l'angle zénithal, nous imposons, dans la suite du calcul, un nombre constant  $m(E) = N$  de particules chargées. Sous ces hypothèses, l'énergie des pions peut alors s'écrire

$$E_{\pi^\pm}^{\text{decay}} = \frac{E_0}{N^{n_{\text{decay}}}}$$

En remplaçant  $n_{\text{decay}}$  dans l'expression (4.4), nous obtenons

$$\log\left(\frac{E_{\pi^\pm}}{E_0}\right) = -\left[1 + \frac{1}{\lambda_{\pi^\pm\text{-air}}}\left(\frac{10^3}{\cos \theta} e^{-\frac{h_{\text{decay}}}{8}} - \lambda_{\text{p-air}}\right)\right] \times \log N$$



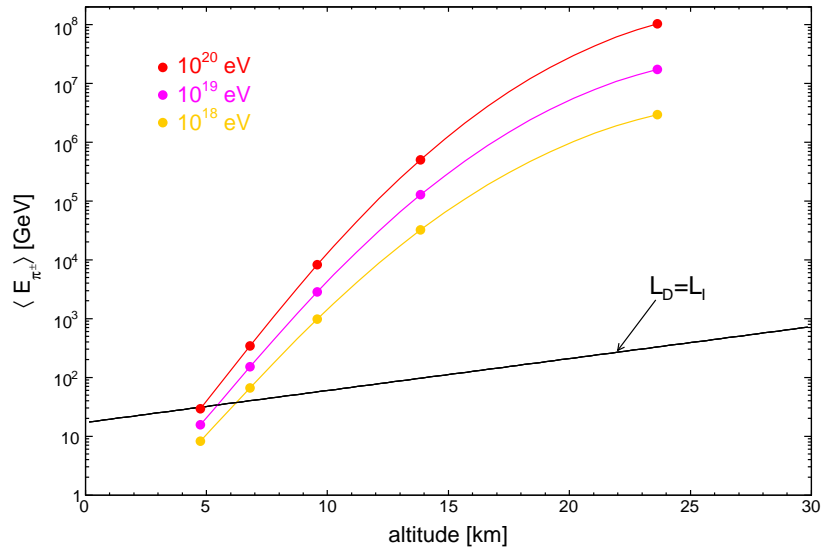


FIG. 4.3 - Évolution de l'énergie moyenne des pions chargés en fonction de l'altitude pour des gerbes verticales à différentes énergies. Chaque point correspond à une interaction soit proton-air pour le premier point soit pion-air pour les suivants. La droite noire est relative à l'équation (4.3).

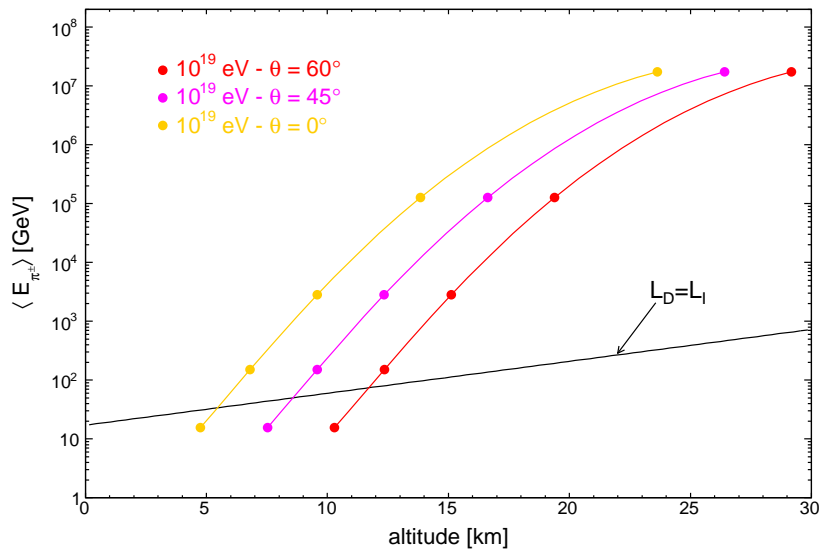


FIG. 4.4 - Évolution de l'énergie moyenne des pions chargés en fonction de l'altitude pour des gerbes de  $10^{19}$  eV et différents angles zénithaux.

Finalement, l'altitude de désintégration des pions se déduit de l'égalité (4.3)

$$\frac{h_{\text{decay}}}{8} = \log \left[ \frac{10^3}{\cos \theta} \frac{\log N}{\lambda_{\text{p-air}} \log N + \lambda_{\pi^\pm\text{-air}} \log \left( \frac{E_0}{20N} \right)} \right] \quad (4.5)$$

et l'énergie moyenne de désintégration des pions devient alors

$$\langle E_{\pi^\pm}^{\text{decay}} \rangle \simeq \frac{1}{\cos \theta} \times \frac{140 \times \log N}{\log \left( \frac{E_0}{20N} \right)} \quad (4.6)$$

où le terme  $\lambda_{\text{p-air}} \log N$  a été négligé devant  $\lambda_{\pi^\pm\text{-air}} \log \frac{E_0}{20N}$ .

On remarque ainsi que l'énergie critique en deçà de laquelle les pions chargés viennent à se désintégrer est directement proportionnelle à la sécante de l'angle zénithal. En outre, la relation (4.5) confirme l'indépendance du nombre d'interaction  $n_{\text{decay}}$  avec l'angle zénithal. La Figure 4.5 présente la variation de l'altitude de production des muons en fonction de l'angle zénithal et les résultats obtenus *via* des simulations Monte-Carlo. Ce modèle, aussi "simple" soit il, reproduit, globalement, les données simulées.

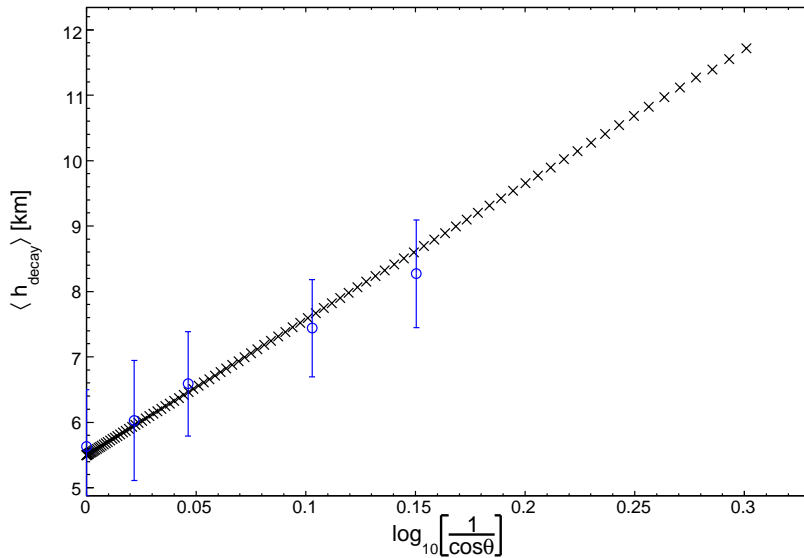


FIG. 4.5 - Évolution de l'altitude moyenne de désintégration des pions chargés en fonction de l'angle zénithal pour des gerbes de  $10^{19}$  eV. Les points bleus, obtenus via le programme de simulation CONEX [36], sont issus du modèle QGSJET. Ils correspondent à 100 gerbes de proton à  $10^{19}$  eV ; les barres d'erreur étant déduites de la variance de chaque échantillon.

Nous allons voir à présent comment ces résultats analytiques affectent la détermination du nombre de muons et comment cette quantité évolue en fonction des paramètres hadroniques tels que l'inélasticité ou la multiplicité des interactions.

## 4.2 Détermination du nombre de muons

La détermination du nombre total de muons produits dans la gerbe atmosphérique se déduit du rapport entre l'énergie totale emportée par les pions chargés et l'énergie moyenne

à laquelle ces particules se désintègrent. En considérant qu'à chaque interaction 2/3 de l'énergie incidente est ainsi offerte aux pions chargés contre 1/3 pour la composante neutre, le nombre total de muons issus de la désintégration des pions s'exprime par

$$N_{\pi^\pm}^{\text{decay}} = N_\mu(E_0) = \left(\frac{2}{3}\right)^{n_{\text{decay}}} \times \frac{E_0}{\langle E_{\pi^\pm}^{\text{decay}} \rangle}$$

où  $n_{\text{decay}}$  est le nombre total d'interaction et  $E_0$  est l'énergie de la particule primaire. Pour estimer correctement la dépendance de l'énergie moyenne de désintégration  $\langle E_{\pi^\pm}^{\text{decay}} \rangle$  en fonction de l'énergie incidente  $E_0$ , il est nécessaire d'exprimer le nombre de particules produites à chaque interaction en adoptant une modélisation décrivant l'évolution de la multiplicité avec l'énergie. En choisissant l'extrapolation obtenue par QGSJET, la multiplicité varie alors en loi de puissance de l'énergie

$$m(E) = \left(\frac{E}{\Delta}\right)^\delta$$

où  $\Delta$  est une constante de normalisation et où l'indice spectral,  $\delta$ , est alors égal à 0.227.

Après la première interaction, le nombre de particules chargées devient

$$m_1 = m(E_0) = \left(\frac{E_0}{\Delta}\right)^\delta$$

puis les  $m_1$  pions chargés engendrent  $m_2$  composants secondaires de telle sorte qu'après deux interactions le nombre total de particules produites s'exprime sous la forme

$$m_1 m_2 = m_1 m \left(\frac{E_0}{m_1}\right) = m_1 \left(\frac{E_0/m_1}{\Delta}\right)^\delta = \left(\frac{E_0}{\Delta}\right)^\delta m_1^{1-\delta} = m_1^{1+(1-\delta)}$$

De manière subséquente, le nombre de particules générées à la  $n^{\text{ième}}$  interaction s'écrit

$$m_n = m \left(\frac{E_0}{m_1 m_2 \dots m_{n-1}}\right) = \left[\frac{\frac{E_0}{m_1 m_2 \dots m_{n-1}}}{\Delta}\right]^\delta = \left[\frac{E_0}{m_1 m_2 \dots m_{n-1} \Delta}\right]^\delta \frac{1}{m_{n-1}^\delta} = \frac{m_{n-1}}{m_{n-1}^\delta} = m_{n-1}^{1-\delta}$$

$$m_n = m_{n-1}^{1-\delta} = m_{n-1}^{(1-\delta)^2} = \dots = m_1^{(1-\delta)^{n-1}}$$

et, par conséquent, après la  $n^{\text{ième}}$  interaction, le nombre total de particules est

$$m_1 m_2 \dots m_n = m_1^{1+(1-\delta)+\dots+(1-\delta)^{n-1}} = m_1^{\frac{1-(1-\delta)^n}{\delta}} = \left(\frac{E_0}{\Delta}\right)^{1-(1-\delta)^n}$$

Le nombre total d'interaction  $n_{\text{decay}}$  peut alors s'exprimer en fonction de l'énergie de désintégration  $\langle E_{\pi^\pm}^{\text{decay}} \rangle$  selon

$$\langle E_{\pi^\pm}^{\text{decay}} \rangle = \frac{E_0}{m_1 m_2 \dots m_{n_{\text{decay}}}} \implies \frac{\langle E_{\pi^\pm}^{\text{decay}} \rangle}{\Delta} = \left(\frac{E_0}{\Delta}\right)^{(1-\delta)^{n_{\text{decay}}}}$$

$$n_{\text{decay}} \log(1 - \delta) = \log \frac{\log \left( \frac{\langle E_{\pi^\pm}^{\text{decay}} \rangle}{\Delta} \right)}{\log \left( \frac{E_0}{\Delta} \right)} \implies n_{\text{decay}} = \frac{\log \left[ \frac{\log \left( \frac{E_0}{\Delta} \right)}{\log \left( \frac{\langle E_{\pi^\pm}^{\text{decay}} \rangle}{\Delta} \right)} \right]}{\log \frac{1}{1-\delta}}$$

La variation du nombre de muons  $N_\mu$  avec l'énergie de la particule primaire se déduit finalement de

$$N_\mu(E_0) = e^{n_{\text{decay}} \log(2/3)} \times \frac{E_0}{\langle E_{\pi^\pm}^{\text{decay}} \rangle} = e^{-0.4 n_{\text{decay}}} \times \frac{E_0}{\langle E_{\pi^\pm}^{\text{decay}} \rangle}$$

$$\implies N_\mu(E_0) = \left[ \frac{\log \left( \frac{\langle E_{\pi^\pm}^{\text{decay}} \rangle}{\Delta} \right)}{\log \left( \frac{E_0}{\Delta} \right)} \right]^{-0.4 / \log(1-\delta)} \times \frac{E_0}{\langle E_{\pi^\pm}^{\text{decay}} \rangle} \quad (4.7)$$

En appliquant les paramètres de QGSJET relatifs à la modélisation de la multiplicité en fonction de l'énergie et en choisissant une énergie de désintégration des pions voisine de 30 GeV, nous obtenons les résultats présentés sur la Figure 4.6.

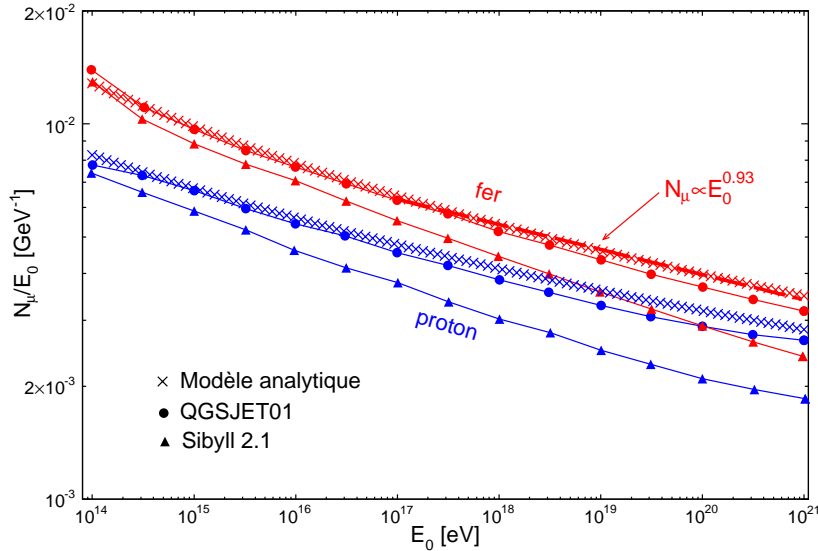


FIG. 4.6 - Variation du nombre total de muons en fonction de l'énergie du rayon cosmique pour des gerbes verticales. La variation du nombre de muons pour des noyaux de fer est obtenue en supposant qu'un noyau de  $A$  nucléons se comporte, en première approximation, comme  $A$  gerbes de proton (voir texte). Les données simulées, pour  $\theta = 0^\circ$ , sont extraites de T. Pierog [217].

Bien que la relation (4.7) entre le nombre de muons et l'énergie ne soit pas *a priori* évidente, la variation est, typiquement, en loi de puissance de l'énergie avec une pente de l'ordre de 0.93 (*cf.* FIG. 4.6). La comparaison avec les prédictions de simulations à grande échelle sont en accord bien que le modèle analytique surestime systématiquement le nombre de muons. La détermination du nombre de muons pour des noyaux de fer est obtenue en supposant qu'un noyau de  $A$  nucléons se comporte, en première approximation, comme  $A$  gerbes de proton. L'expression (4.7) est par conséquent adaptée de telle sorte que l'énergie primaire  $E_0$  est alors égale à  $E_0/A$ . La différence de production muonique entre proton et fer est ainsi voisine de 40%.

En outre, nous pouvons estimer, d'un point de vue quantitatif, l'effet d'un changement de multiplicité sur le nombre de muons produits (nous verrons par la suite les domaines en énergie où la multiplicité joue un rôle prépondérant). Ainsi, une diminution d'un facteur 2 de la multiplicité conduit à modifier la normalisation de  $m(E)$  et donc le paramètre  $\Delta$ . Nous posons alors  $\Delta' = \Delta \times 2^{1/\delta}$ . Le rapport du nombre de muon devient

$$\frac{N_\mu(m)}{N_\mu(m/2)} \Big|_{E_0 \text{ fixe}} \simeq \left[ \frac{1}{1 - \frac{1}{\delta} \frac{\log 2}{\log(\langle E_{\pi^\pm}^{\text{decay}} \rangle / \Delta)}} \right]^{-0.4 / \log(1-\delta)}$$

Soit  $\Delta = 7 \times 10^{-3} \text{ GeV}$  et  $\delta = 0.227$ , nous obtenons ainsi

$$\frac{N_\mu(m)}{N_\mu(m/2)} \Big|_{E_0 \text{ fixe}} \simeq 2$$

La diminution de la multiplicité induit donc une production muonique moins conséquente. Le fait que SIBYLL prédise moins de particules chargées dans les premiers stades du développement de la gerbe (cf. FIG. 4.2) se traduit, à terme, par une production moins importante de muons relativement à QGSJET.

#### → Dépendance vis-à-vis de la nature du primaire

Le nombre total de muons produits est sensible à la nature du rayon cosmique incident (photon  $\gamma$ , proton ou noyau lourd). Pour rappel, la différence de production muonique entre un noyau atomique, constitué de  $A$  nucléons, et un proton est proportionnelle à  $A^{1-\beta}$  où  $\beta \sim 0.93$  est l'indice spectral définissant la variation du nombre total de muons avec l'énergie. Aussi, un noyau de fer crée, en moyenne, 40% de muons de plus qu'un proton. Les photons  $\gamma$  d'ultra-haute énergie initient, quant à eux, une gerbe muonique au travers des réactions de photoproduction de pions. Typiquement, un photon a une probabilité 1/400 de se convertir en hadron sachant que le nombre de photons double pour chaque  $X_0$  parcouru. Le calcul montre alors que le rapport du nombre de muons produit par un primaire  $\gamma$  relativement à une gerbe issue d'un proton est de l'ordre de 10%. Les fluctuations gerbe à gerbe sont néanmoins importantes et peuvent, sous certaines conditions, amener des gerbes initiées par des photons  $\gamma$  à produire autant de muons qu'un proton.

La Figure 4.7 présente l'évolution de l'énergie moyenne des pions chargés en fonction de la nature de la particule primaire. Ces résultats ne tiennent pas compte des éventuels changements inhérents au traitement des noyaux lourds. En particulier, la longueur de première interaction a été fixée arbitrairement à  $50 \text{ g/cm}^2$  indépendamment de la nature du primaire. Une telle assertion peut sembler critiquable tant la différence entre la section efficace fer-air et la section efficace proton-air est importante. Nous verrons par la suite les conséquences qu'implique une variation brutale de la longueur de première interaction.

Par ailleurs, l'altitude de désintégration des pions chargés diffère dès lors que la masse de la particule primaire augmente. La Figure 4.7 montre que  $h_{\text{decay}}$  est environ un kilomètre plus haut pour un noyau de fer que pour une gerbe issue d'un proton<sup>c</sup>. Ces résultats, en accord avec les prédictions des simulations Monte-Carlo, impliquent que la distribution temporelle des muons au sol est, par conséquent, plus dispersée pour des gerbes de fer. Cette

---

<sup>c</sup>pour des gerbes de photon, l'altitude de production des muons est vraisemblablement reliée au maximum de particules électromagnétiques attendu que ce sont les photons de la gerbe qui contribuent à la formation de la composante muonique.

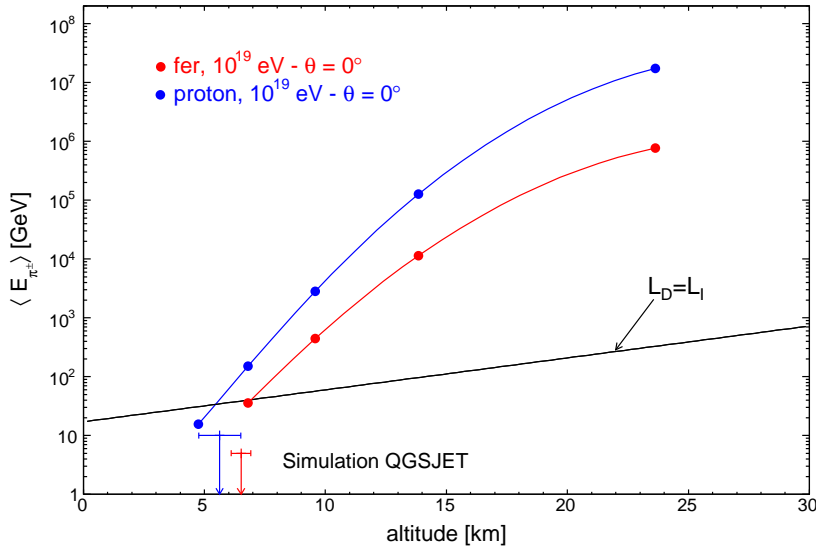


FIG. 4.7 - Évolution de l'énergie moyenne des pions chargés en fonction de l'altitude pour des gerbes verticales d'énergie  $10^{19}$  eV et différents types de primaires. La flèche bleue, respectivement rouge, correspond à l'altitude moyenne de désintégration des pions pour 100 gerbes de proton, respectivement de fer, simulées par CONEX+QGSJET.

propriété a des conséquences importantes sur la structure temporelle des signaux observés au sol et est, en partie, exploitée par les analyses des temps de montée dans les traces FADC (cf. Chapitre 7).

#### → Effet de l'angle zénithal

Comme nous l'avons souligné dans le paragraphe précédent, le nombre d'interactions ne dépend pas de l'angle zénithal  $\theta$ . En revanche, l'énergie à laquelle les pions chargés se désintègrent est inversement proportionnelle à  $\cos \theta$  (Eq. (4.6)). Ainsi, le nombre total de muons produits dans une gerbe atmosphérique diminue, en fonction de l'inclinaison de la gerbe, suivant

$$N_\mu \propto \frac{1}{\langle E_{\pi^\pm}^{\text{decay}} \rangle} \propto \cos \theta$$

La Figure 4.8 montre les résultats issus de simulation Monte-Carlo qui confirment l'évolution linéaire du nombre total de muons en fonction de  $\cos \theta$ . Par ailleurs, l'énergie des muons au sol est directement liée à l'énergie de désintégration des pions chargés<sup>d</sup>. Aussi, l'énergie moyenne des muons est inversement proportionnelle à  $\cos \theta$  ce que corrobore la Figure 4.8 encadrée.

#### → Effet de l'évolution de la multiplicité $m(E)$

Pour rendre compte d'un changement de multiplicité, considérons les extrapolations obtenues respectivement par QGSJET et SIBYLL (cf. FIG. 4.2) et appliquons les à notre modèle analytique. Nous rappelons que, jusqu'à présent, nous avons opté pour un comportement

<sup>d</sup>en cinématique relativiste, le calcul montre que le muon acquiert, en moyenne, un peu plus de 3/4 de l'énergie initiale du pion chargé. La direction du muon est, par ailleurs, colinéaire à celle du pion.

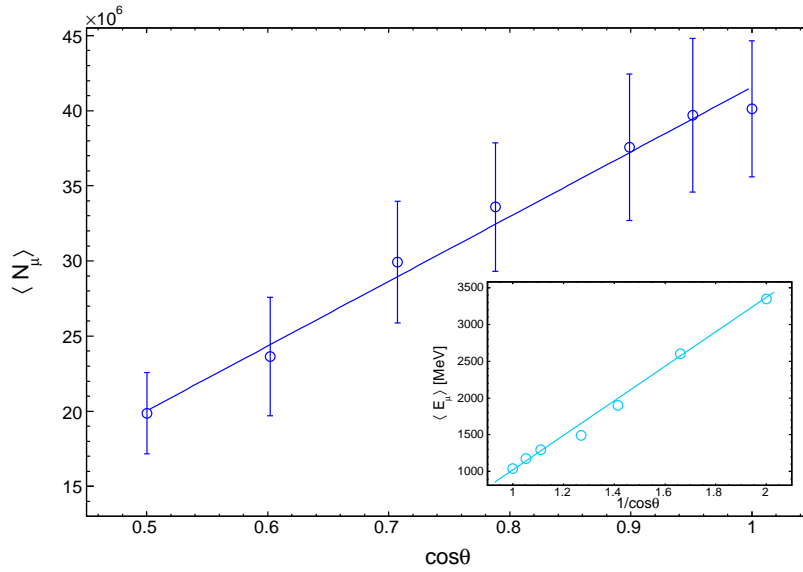


FIG. 4.8 - Nombre moyen de muons au sol en fonction de l'angle zénithal pour des gerbes de protons simulées à  $10^{19}$  eV avec le modèle QGSJET. La figure encadrée présente l'évolution de l'énergie moyenne des muons au sol en fonction de  $1/\cos\theta$ .

variant en loi de puissance de l'énergie. En choisissant une modélisation compatible avec les prédictions de SIBYLL, à savoir une évolution de  $m(E)$  suivant le logarithme carré de l'énergie, nous obtenons les résultats présentés Figure 4.9.

La différence entre chacun des modèles est minime ce qui suggère que la multiplicité dans les premiers stades du développement de la gerbe a finalement peu d'influence sur la formation de la composante muonique. Si l'écart entre l'estimation de la multiplicité entre modèles est important à ultra-haute énergie (typiquement un facteur 2), les extrapolations sont en revanche en bon accord en deçà de  $10^{14}$  eV (cf. FIG. 4.2). Par conséquent, il semble que ce soient les interactions pion-air à relativement basse énergie qui normalisent la composante muonique. Pour tenter de vérifier cette hypothèse, nous avons choisi de diminuer, systématiquement, la multiplicité de chaque interaction. Ainsi, la courbe bleue claire présentée sur la Figure 4.9 a été établie en adoptant une multiplicité deux fois plus faible que celle de QGSJET. Nous notons ainsi que le nombre d'interactions avant désintégration des pions augmente impliquant une production muonique moins importante. La diminution attendue est ainsi de l'ordre de 65%. Les conclusions de cette analyse, en accord avec les propos tenus en introduction et les travaux de Drescher *et al.* [27], sont que les modèles hadroniques qui simulent les interactions à basse énergie ont une importance fondamentale sur la production de muons. En particulier, la modélisation de la multiplicité revêt un intérêt majeur car les effets sont, typiquement, du même ordre de grandeur qu'un changement de composition du rayonnement primaire. L'augmentation de la production muonique qui peut s'interpréter, naturellement, comme le passage d'une composition légère du rayonnement cosmique vers une composition plus lourde, peut tout aussi bien s'expliquer par un accroissement de la multiplicité dans les collisions pion-air. La prise en compte des futurs résultats de l'expérience NA61 [218] au CERN, destinée, entre autres, à étudier la production de muons à des énergies voisines de 100 GeV, sera donc riche en enseignements pour la modélisation des gerbes atmosphériques.

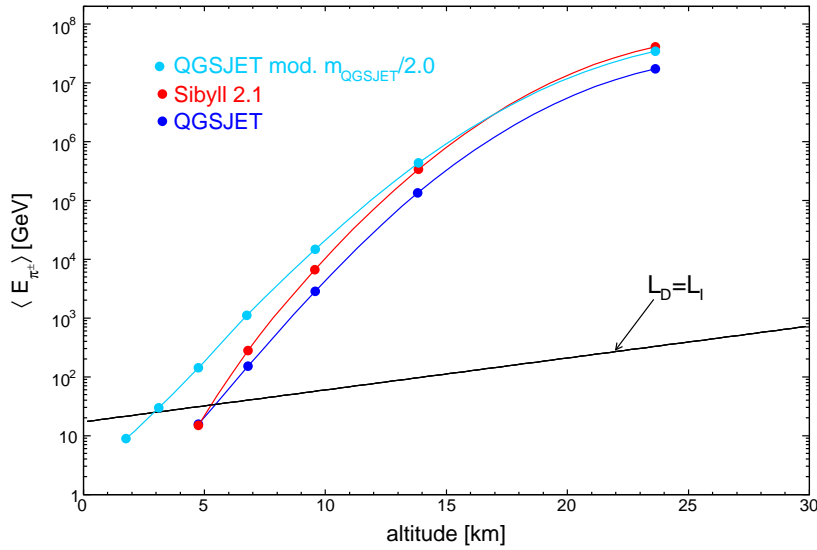


FIG. 4.9 - Évolution de l'énergie moyenne des pions chargés en fonction de l'altitude pour des gerbes verticales d'énergie  $10^{19}$  eV et différents modèles de multiplicité.

#### → Effet de l'inélasticité des interactions

Nous considérons, à présent, l'incidence de l'inélasticité  $k$  des interactions hadroniques. L'inélasticité est définie comme la fraction d'énergie portée par l'ensemble des particules secondaires : une collision élastique, pour laquelle  $k = 0$ , implique que la particule primaire ou leader conserve son énergie initiale. De manière générale, une inélasticité moyenne de 0.5 est caractéristique des interactions  $p - p$  mais augmente sensiblement dès lors qu'on considère des collisions  $p$ -noyau. En particulier, l'inélasticité moyenne des interactions  $p$ -air est voisine de 0.7 comme le montre la Figure 4.10 : la particule leader, à savoir le proton, perd en moyenne plus d'énergie en raison de la plus grande densité de nucléons rencontrés.

La particule leader va initier, au cours des différentes interactions avec l'atmosphère, des générations successives de pions à l'origine des muons de la gerbe. Comme nous l'avons vu précédemment, il semble raisonnable de supposer que le nombre de muons évolue en loi de puissance de l'énergie incidente  $E_0$ , d'indice  $\beta$ . En faisant l'hypothèse que l'inélasticité ne dépend pas de l'énergie incidente, nous obtenons :

- pour la première interaction  $(kE_0)^\beta$  muons,
- pour la deuxième interaction  $(k(1-k)E_0)^\beta$  muons,
- pour la  $n^{\text{ième}}$  interaction  $(k(1-k)^{n-1}E_0)^\beta$  muons.

Ainsi, après  $n$  interactions où  $n \gg 1$ , le nombre total de muons issus des générations successives de pions s'exprime par

$$N_\mu \propto \frac{(kE_0)^\beta}{1 - (1-k)^\beta}$$

La Figure 4.11 indique, en fonction de l'inélasticité  $k$ , l'évolution de l'écart relatif du nombre total de muons produits au nombre de muons générés dans le cas d'une première interaction totalement inélastique *i.e.*  $k = 1$ . Ce *ratio* est présenté pour différents indices spectraux  $\beta$ . La diminution de l'inélasticité des interactions induit une production de muons



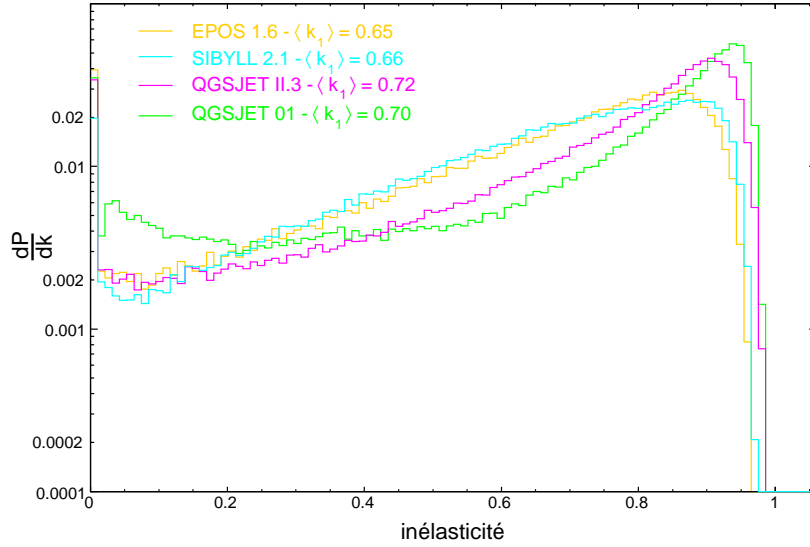


FIG. 4.10 - Distributions normalisées de l'inélasticité  $k$  de la première interaction  $p$ -air pour différents modèles hadroniques.

plus importante qui reste, néanmoins, inférieure à 20% pour des inélasticités typiques de 0.7. Toutefois, la variation est notablement différente dès lors que l'évolution du nombre de muons avec l'énergie incidente diffère. Les effets deviennent significatifs en considérant un spectre énergétique plus "mou". Aussi, l'inélasticité couplée à la modélisation de la multiplicité en fonction de l'énergie peut, sous certaines conditions, conduire à une augmentation substantielle du nombre de muons produits.

Ces résultats soulignent, en outre, que la prise en compte des particules leader, en particulier le traitement de la production de (anti)baryons, est nécessaire à la description complète et consistante du développement des gerbes atmosphériques. Ainsi, l'implémentation récente dans le modèle EPOS de la production de baryons induit, pour une énergie donnée, une augmentation de l'ordre de +40% du nombre de muons produits par rapport aux modèles hadroniques "classiques". Un tel changement s'explique, en partie, par une fréquence plus élevée des collisions baryon-air conférant aux pions chargés subséquents une plus grande énergie et impliquant, par conséquent, une production muonique plus importante.

#### → Effet du rapport de production $\pi^0/\pi^\pm$

La détermination du nombre de muons, précédemment exposée, repose essentiellement sur le postulat qu'à chaque interaction  $n$ , deux tiers de l'énergie incidente est portée par la composante chargée des pions. Il n'existe néanmoins aucun support théorique à une telle hypothèse. Aussi, nous évaluons dans quelle mesure le rapport "chargé sur neutre" modifie le nombre absolu de muons. En définissant la variable  $R$  comme le rapport du nombre de pions chargés au nombre total de pions produits, l'expression (4.7) se réécrit sous la forme suivante

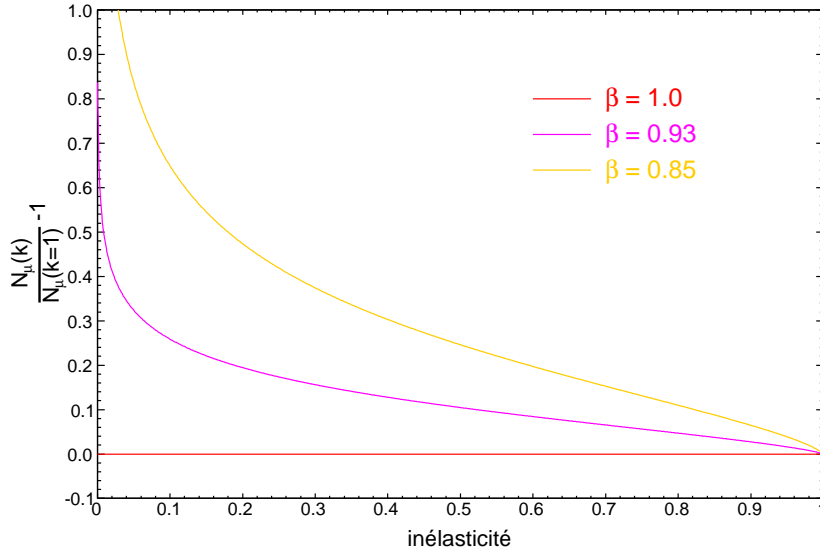


FIG. 4.11 - Évolution du nombre de muons total pour une inélasticité  $k$  fixe relativement au nombre de muons produits en ne considérant que la première génération de pions *i.e.*  $k = 1$ .

$$N_{\mu}(E_0, R) = \left[ \frac{\log \left( \frac{\langle E_{\pi^{\pm}}^{\text{decay}} \rangle}{\Delta} \right)}{\log \left( \frac{E_0}{\Delta} \right)} \right]^{-\log R / \log(1-\delta)} \times \frac{E_0}{\langle E_{\pi^{\pm}}^{\text{decay}} \rangle}$$

La Figure 4.12 présente ainsi, en fonction du rapport  $R = n_{\pi^{\pm}} / n_{\pi}^{\text{total}}$ , l'évolution de l'écart relatif du nombre total de muons produits au nombre de muons générés pour  $R = 2/3$ . Une faible variation du rapport  $R$  induit des effets considérables sur le nombre total de muons, indépendamment de l'énergie primaire  $E_0$ . Cependant, une production plus importante de pions chargés implique également une augmentation de l'indice spectral  $\beta$  défini selon  $N_{\mu} \propto E_0^{\beta}$  (cf. FIG. 4.12 encadrée).

#### → Effet de la variation de la section efficace proton-air

Nous avons finalement évalué l'influence d'un changement de la section efficace de première interaction proton-air. S'il est clair qu'une modification au niveau du libre parcours moyen pion-air a des conséquences majeures sur le développement de la composante muonique de la gerbe (cf. FIG. 4.13), les effets induits par la variation de  $\lambda_{\text{p-air}}$  sont, quant à eux, infimes (cf. FIG. 4.14). Le nombre d'interactions reste inchangé et l'altitude de désintégration des pions chargés de la gerbe varie de moins d'un kilomètre. En tenant compte des différences d'énergie de désintégration des pions, les écarts relatifs entre chaque hypothèse sont inférieurs à 10%. En conséquence, l'incidence d'un changement brusque de la probabilité d'interaction à ultra-haute énergie a, sur la composante muonique de la gerbe, un effet négligeable et vraisemblablement, non mesurable par le réseau SD de l'Observatoire Pierre Auger. Toutefois, la quasi-indépendance de la production muonique vis-à-vis de  $\sigma_{\text{p-air}}$  est, comme nous le verrons au cours du Chapitre 6, fondamentale dans la perspective de mesurer la probabilité d'interaction proton-air à ultra-haute énergie.

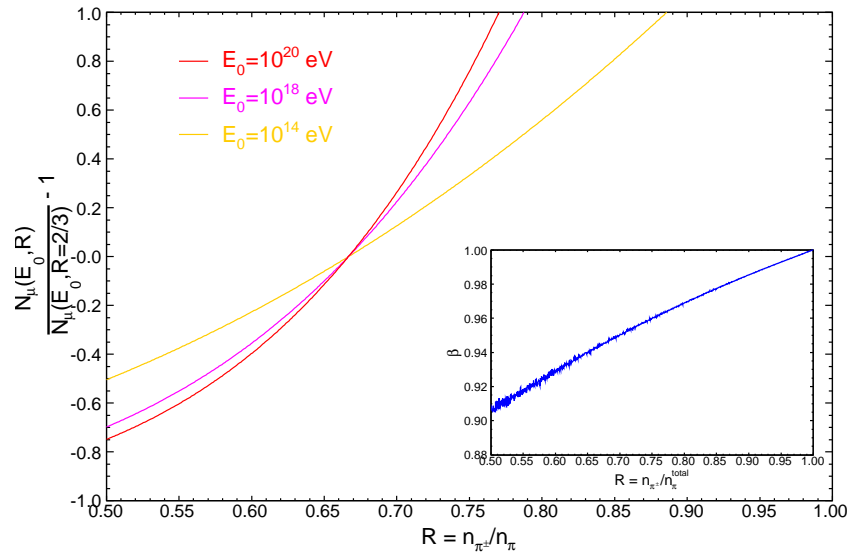


FIG. 4.12 - Incidence de la variation du rapport du nombre de pions chargés au nombre total de pions produits. La figure centrale présente l'évolution du nombre de muons total pour un rapport  $R = n_{\pi^\pm} / n_{\pi^{\text{total}}}$  fixe relativement au nombre de muons produits pour  $R = 2/3$ . Sur la figure encadrée, l'indice spectral  $\beta$  augmente significativement dès lors que la production de pions chargés devient plus importante.

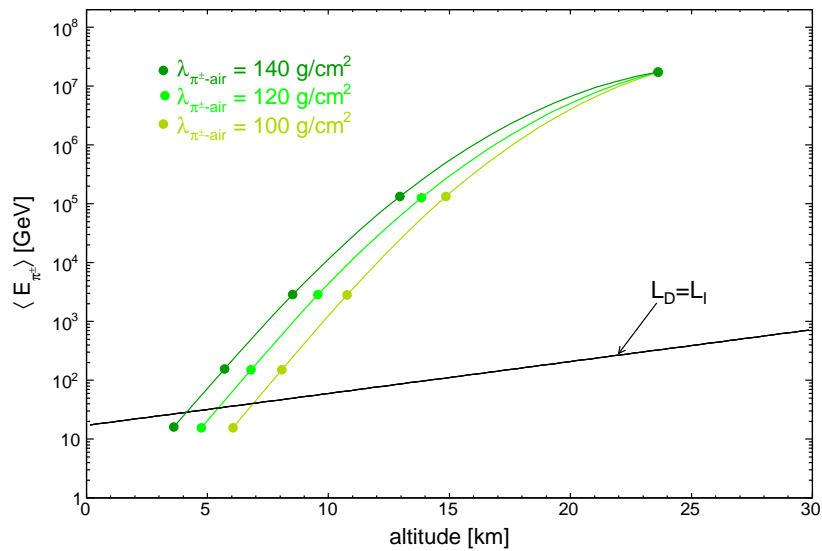


FIG. 4.13 - Évolution de l'énergie moyenne des pions chargés en fonction de l'altitude pour des gerbes verticales d'énergie  $10^{19}$  eV et différentes longueurs d'interaction  $\lambda_{\pi^\pm\text{-air}}$ .

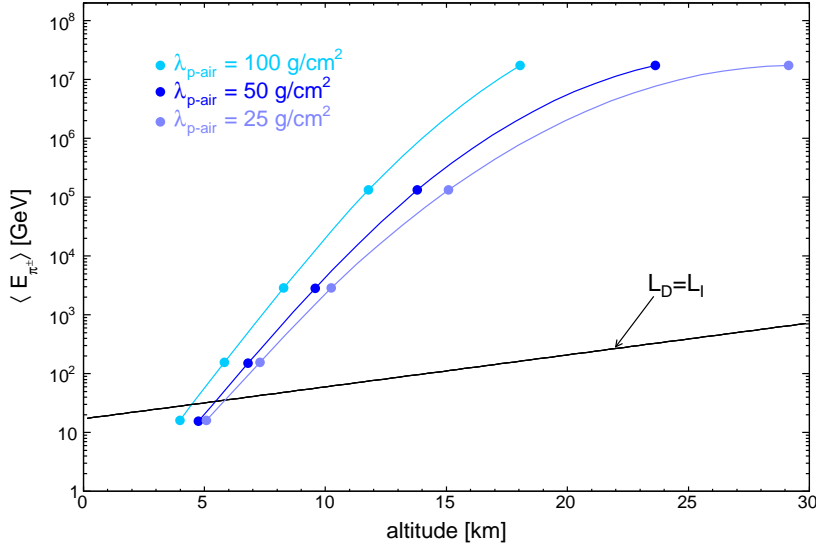


FIG. 4.14 - Évolution de l'énergie moyenne des pions chargés en fonction de l'altitude pour des gerbes verticales d'énergie  $10^{19}$  eV et différentes longueurs de première interaction  $\lambda_{p\text{-air}}$ .

### 4.3 Conclusions

La démarche entreprise, au cours de ce chapitre, a ainsi mis en évidence les grandeurs qui façonnent la composante muonique des gerbes atmosphériques. Ce modèle analytique ne permet pas, certes, d'estimer les fluctuations gerbe à gerbe mais évalue dans quelle mesure les paramètres hadroniques modifient la production de muons.

Si la section efficace rayon cosmique-air et, dans une moindre mesure, l'inélasticité des interactions ont finalement peu d'influence, la multiplicité joue un rôle prééminent. En particulier, l'estimation du nombre de particules chargées créées à relativement basse énergie ( $E \sim 100$  GeV) est cruciale dans l'estimation finale du nombre de muons. Les effets induits par une modification de la multiplicité sont ainsi comparables à un changement de la nature du rayonnement primaire (cf. TAB. 4.1). L'étude de la composition du RCUHE est, par conséquent, indissociable de l'analyse des processus hadroniques. L'implémentation prochaine, dans la simulation des gerbes cosmiques, des résultats obtenus par l'expérience NA61 [218] permettra vraisemblablement d'affiner les prédictions théoriques et, probablement, de réduire les écarts entre les différents modèles hadroniques.

En parallèle, des approches similaires ont été développées afin de décrire l'évolution de la composante électromagnétique [18, 219]. Selon les auteurs, les variations moyennes de  $\langle X_{\max} \rangle$  et de  $\sigma_{X_{\max}}$  en fonction de l'énergie se déduisent des expressions analytiques suivantes

$$\langle X_{\max} \rangle = \lambda_{\text{RC-air}} + X_0 \times \ln \left( \frac{k \times E/A}{m_1(E/A) \times E_c} \right) + \mathcal{O}(m_2, R) \quad (4.8)$$

$$\sigma_{X_{\max}} = \sqrt{\lambda_{\text{RC-air}}^2 + \frac{1}{A} \left( X_0 \times \frac{\sigma_{m_1}}{m_1} \right)^2 + \left( \frac{\sigma_E}{E} \right)^2 + \left( \frac{\sigma_k}{k} \right)^2} \quad (4.9)$$

où  $X_0 = 37 \text{ g/cm}^2$  est la longueur de radiation dans l'air et  $E_c = 80 \text{ MeV}$  est l'énergie critique. Le terme  $\mathcal{O}(m_2, R)$  regroupe des effets du second ordre dépendant de la multiplicité de la seconde interaction  $m_2$  et du rapport neutres sur chargés  $R$ .

Contrairement à la composante muonique, la formation de la composante électromagnétique est fortement conditionnée par les premiers stades de développement de la gerbe atmosphérique. En particulier, la section efficace rayon cosmique-air ainsi que la multiplicité  $m_1$  lors de la première interaction déterminent à elles seules la profondeur et la fluctuation du  $X_{\max}$ . Aussi, le signal mesuré dans les détecteurs de surface, issu du mélange subtil de particules électromagnétiques et de muons, relate l'histoire de la gerbe, depuis la première interaction rayon cosmique-air, berceau de la composante EM, jusqu'aux muons fruits des ultimes collisions pion-air. L'analyse des traces FADC, séparées selon la nature des particules, relève donc d'un intérêt majeur tant pour l'identification du rayonnement primaire que pour la compréhension des mécanismes hadroniques à ultra-haute énergie.

Paramètres hadroniques		$\langle X_{\max} \rangle$	$\sigma_{X_{\max}}$	$N_{\mu}^{\text{total}}$
Multiplicité 1 <sup>ère</sup> interaction :	$m_1$ augmente	décroit	—	—
Multiplicité $n^{\text{ième}}$ interaction :	$m_n$ augmente	—	—	<b>augmente</b>
Section efficace :	$\sigma_{\text{RC-air}}$ décroît	<b>décroit</b>	décroit	augmente
Rapport $\pi^0 / \pi^{\pm}$ :	100% neutres	—	—	<b>décroit</b>
Inélasticité $k$ :	$k$ augmente	—	—	décroit
Masse du primaire :	$A$ augmente	décroit	décroit	augmente
Énergie du primaire :	$E$ augmente	augmente	—	<b>augmente</b>

TAB. 4.1 - Évolution moyenne des quantités relatives au profils longitudinaux,  $\langle X_{\max} \rangle$  et  $\sigma_{X_{\max}}$ , et du nombre total de muons. Les tirets indiquent l'indépendance de la variable vis-à-vis du paramètre hadronique considéré tandis que les valeurs en gras soulignent une influence majeure.

Enfin, avant de présenter la méthode de comptage de muons développée durant cette thèse, il n'est pas inutile d'apporter quelques précisions sur les résultats présentés dans ce chapitre. En premier lieu, nous avons considéré le nombre total de muons produits par une gerbe atmosphérique. Or, comme nous l'avons souligné en introduction, la majorité des particules est produite à une distance de l'axe de la gerbe équivalente à un rayon de Molière (pour rappel 80% des particules sont contenues dans un cylindre de rayon  $R \sim 100$  m). Par conséquent, le nombre total de muons est une quantité inaccessible d'un point de vue expérimental (une station située à une dizaine de mètres du cœur de gerbe serait en tout état de cause inexploitable du fait de la saturation des PMTs). Si le nombre total de muons ne peut être déterminé, la distribution latérale de ce signal est néanmoins mesurable grâce à l'échantillonnage au sol réalisé par les cuves à effet Cherenkov. Aussi, l'observable pertinente pour l'étude de la composante muonique est la densité de muons mesurée à une distance donnée de l'axe de la gerbe. Le nombre total de muons affecte assurément la normalisation de la LDF muonique ; toutefois, comme nous le verrons au prochain chapitre, les dépendances de la densité  $\rho_{\mu}(r_{\text{opt}})$  ne sont pas toujours du même ordre que celles mises en évidence au cours des paragraphes précédents.



# Identification du rayonnement cosmique : étude de la composante muonique

L'analyse de la composante muonique des gerbes est fondamentale tant du point de vue de la détermination de la composition du rayonnement cosmique que pour l'étude de la physique hadronique régissant le développement des gerbes atmosphériques. En outre, les paramètres sensibles à la nature du RCUHE utilisés dans l'analyse SD — temps de montée et de descente des signaux, rayon de courbure — sont la convolution des effets induits par la composante électromagnétique et par la composante muonique de la gerbe. Aussi, il semble nécessaire de séparer autant que possible les contributions propres à chaque composante afin de s'affranchir d'éventuels effets indésirables et, par ailleurs, mal appréhendés.

Ce chapitre est consacré à la mesure du nombre de muons dans l'expérience Pierre Auger. Après une introduction didactique sur la problématique de la détermination du nombre de muons, nous exposons, en détails, la méthode dite "des sauts" dont le but est d'extraire, à partir des signaux des cuves, l'information relative à la composante muonique. Les conséquences sur la composition du rayonnement cosmique sont présentées et comparées à des études indépendantes, puis nous discutons des implications théoriques auxquelles invitent ces résultats.

## 5.1 Mesure du nombre de muons par la méthode dite des sauts

### 5.1.1 Position du problème

Le réseau de détecteurs de surface de l'Observatoire Pierre Auger est, comme nous l'avons vu précédemment, conçu pour recueillir le flux de photons Cherenkov produits, dans l'eau des cuves, par les particules ultimes de la gerbe atmosphérique. L'information utile se présente donc sous la forme d'un signal électronique, échantillonné temporellement, fruit de la conversion par les PMTs situés au sommet des cuves, des photons Cherenkov générés par les particules supra-luminiques se propageant dans l'eau.

L'approche développée au cours de cette thèse a consisté en l'étude des traces électroniques délivrées par les cuves à eau et ce afin d'isoler le signal induit par les muons. La difficulté du travail réside dans la faculté à extraire de façon pertinente, du signal total, l'information relative à la composante muonique. Pour illustrer ce propos, la Figure 5.1 présente le résultat de la simulation de la trace FADC décomposée suivant les principaux consti-

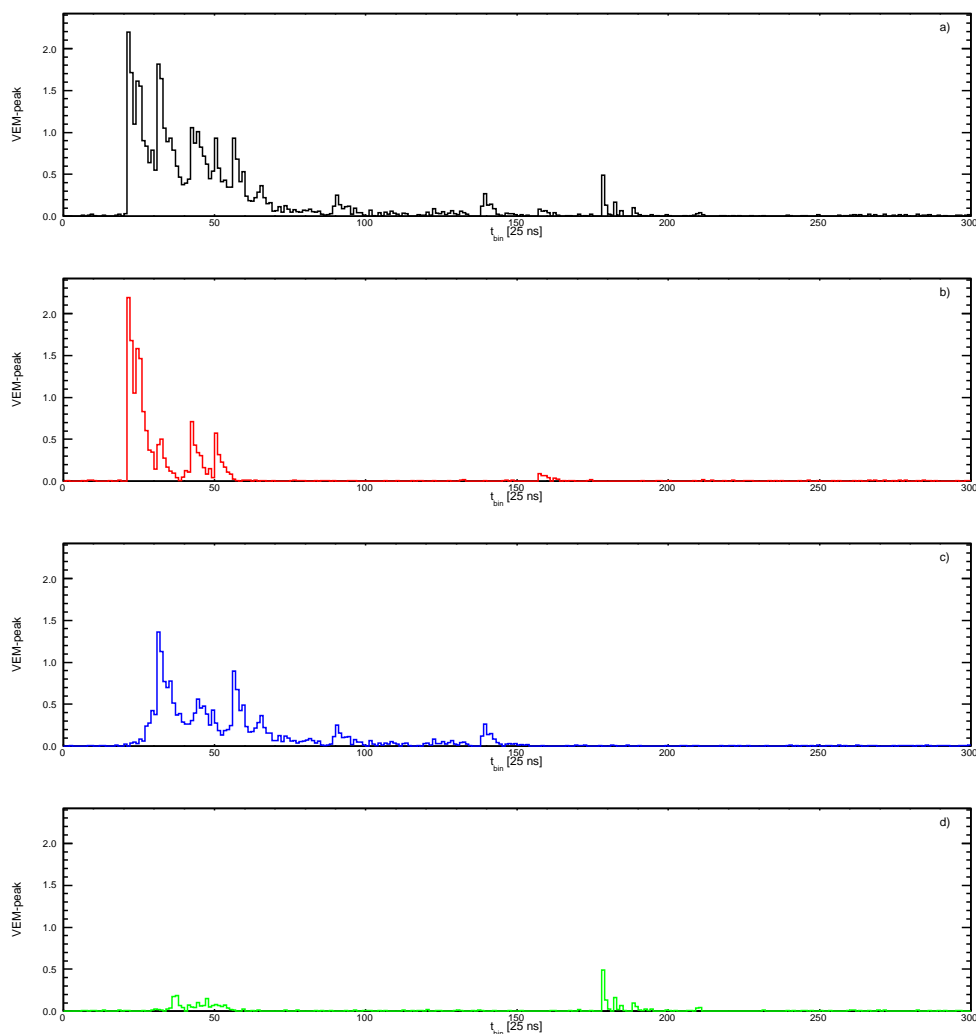
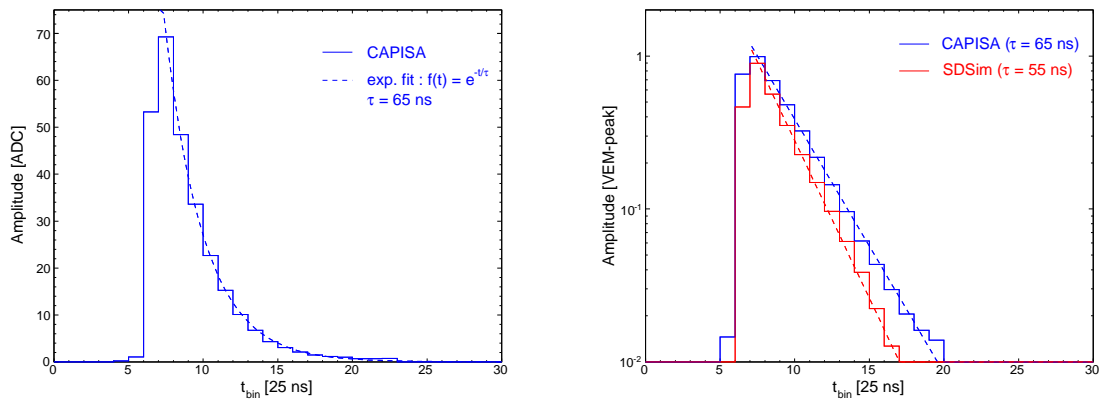


FIG. 5.1 - Trace FADC d'une cuve située à 1150 mètres de l'axe de la gerbe pour une simulation de proton à  $45^\circ$  et  $10^{19}$  eV. Le signal de chaque composant de la gerbe est présenté : a) signal total, b) signal muonique, c) signal des photons et d) signal des électrons/positrons.

tuants de la gerbe atmosphérique. Nous pouvons néanmoins constater, sur cet exemple, que les composantes muoniques et électromagnétiques (EM) présentent des caractéristiques propres en termes d'amplitude et d'étalement temporel : l'intensité Cherenkov consécutive au passage des muons dans la cuve est, en moyenne, plus élevée que celle résultant des particules EM, photons gamma et électrons/positrons. La structure du signal issu des muons fait apparaître, d'autre part, des pics isolés ; la signature délivrée par la composante EM est, quant à elle, plus évasée s'apparentant à un "fond" diffus de particules.

Un point important à souligner est que la forme temporelle du signal Cherenkov délivré par une particule est toujours la même, et ce indépendamment de sa nature. En d'autres termes, l'émission lumineuse consécutive au passage d'une particule dans l'eau, ne signe pas la nature de la particule l'ayant engendrée. Les photons Cherenkov produits sont, tout à la fois, absorbés par l'eau, diffusés par le Tyvek puis, finalement, convertis en photoélectrons par les PMTs. Par conséquent, le signal final délivré par les *Flash ADC* intègre l'ensemble de ces effets. Aussi, un muon de 1 GeV génère, par définition, un signal d'amplitude égale à 1 VEM – peak qui "s'amortit" exponentiellement sur une échelle temporelle





**FIG. 5.2 - Profil temporel moyen d'un muon vertical.** Figure de gauche : Signal, exprimé en coups ADC, mesuré sur la cuve CAPISA (d'après Réf. [221]). Figure de droite : Signal, exprimé en VEM – peak où 1 VEM – peak = 70 ADC (cf. FIG. 2.3, page 22), extrait de la simulation SDSim [222]. Les différences, en particulier pour la décroissance exponentielle, sont caractéristiques des difficultés rencontrées par les programmes de simulation du détecteur de surface. Les simulations reproduisent tant bien que mal le "muon shape" en appliquant des paramètres de réflectivité du Tyvek ou de longueur d'absorption de l'eau différents de ceux mesurés expérimentalement. Le problème est malheureusement toujours d'actualité (voir par exemple A. Creusot & D. Veberič [223, 224]).

voisine de 65 nanosecondes caractéristique de la longueur d'absorption de l'eau (cf. FIG. 5.2). Ce profil ou "muon shape" qui dépend des conditions propres à chaque station et qui tient compte, par conséquent, des disparités cuve à cuve (qualité de l'eau, réflectivité variable ...) est la base de la calibration du détecteur de surface<sup>a</sup>. Si la décroissance temporelle du signal est donc une propriété intrinsèque à la cuve, l'amplitude du signal dépend, en revanche, de la quantité de matière traversée *i.e.* la longueur parcourue par la(es) particule(s)<sup>b</sup> dans l'eau. Nous verrons dans les prochains paragraphes comment la méthode dite "des sauts" tire partie de cette propriété afin d'isoler le signal muonique de la gerbe.

Après avoir décrit, en quelques lignes, la démarche qui nous a conduit à considérer une méthode fondamentalement simple, nous développons les points suivants :

- i. dans un premier temps, nous introduisons les bases de la méthode des sauts en décrivant les dépendances vis-à-vis de cette variable "saut" pour chaque composante, muonique et électromagnétique, du signal,
- ii. le modèle analytique introduit dans la première partie est appliqué aux données Auger, puis nous discutons d'une part des conséquences inhérentes aux ajustements procédés et d'autre part, nous exposons la méthode dédiée au comptage de muons,
- iii. après avoir souligné les limites raisonnables de la méthode, nous présentons des améliorations notables, basées sur l'étude de simulations Monte-Carlo, apportées à l'estimation du nombre de muons cuve par cuve,
- iv. les résultats sont finalement présentés, commentés et comparés à des analyses indépendantes.

<sup>a</sup>on soulignera, par ailleurs, que si le signal issu d'un muon est "parfaitement" connu du point de vue expérimental, la réponse des cuves aux photons gamma de haute énergie est quant à elle inconnue. En revanche, la réponse temporelle d'électrons de quelques MeV a été étudiée par S. Ranchon & M. Urban [220].

<sup>b</sup>les photons gamma, en pénétrant dans la cuve, créent une "gerbe" de particules électromagnétiques qui, dans l'hypothèse où leur énergie est supérieure au seuil Cherenkov, contribuent au signal total délivré par la particule primaire.

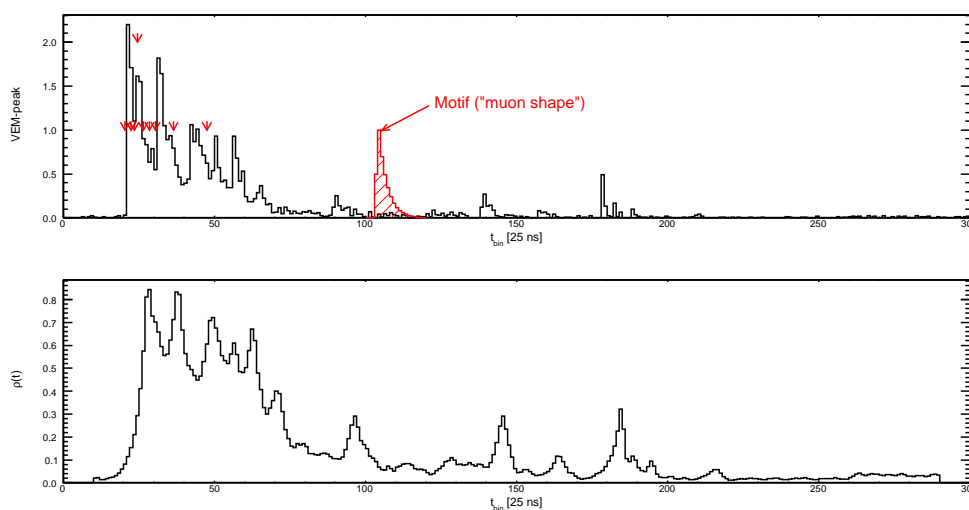


FIG. 5.3 - Résultats obtenus par reconnaissance de forme sur le signal électronique précédemment présenté (cf. FIG. 5.1). La figure du haut montre la trace FADC sur laquelle est effectuée, en chaque *bin* temporel  $t$ , le calcul du coefficient de corrélation  $\rho(t)$  (figure du bas). Le motif, caractéristique de la forme recherchée, est également présenté (courbe rouge) tandis que les temps d'arrivées des muons sont mis en évidence par les flèches rouges ; la position en ordonnée de ces-dernières étant relative au nombre de muons ayant pénétré dans la cuve.

### 5.1.2 Genèse de la méthode dite des sauts

La première approche entreprise au cours de cette thèse fut une méthode de reconnaissance de forme. Le principe consiste en l'évaluation du coefficient de corrélation  $\rho(t)$ , défini au *bin* temporel  $t$ , entre le signal total  $V(t)$  et un motif ou patron  $m(t)$  caractéristique de la forme recherchée. Dans le cas d'un signal discret, le coefficient de corrélation s'écrit

$$\rho(t) = \frac{\sum_{t'} m(t') \times V(t + t')}{\sqrt{\sum_{t'} m^2(t')} \sqrt{\sum_{t'} V^2(t + t')}}$$

où chacune des sommes est effectuée sur le domaine de variation du motif. Si la structure du signal, à l'instant  $t$ , est strictement identique au motif alors le coefficient de corrélation est maximum c'est-à-dire égal à 1. La Figure 5.3 présente les résultats obtenus en adoptant un motif de type "muon shape".

Au travers de cet exemple, nous pouvons noter que l'évolution du coefficient de corrélation révèle la présence de "pics" dont les valeurs sont voisines de un lorsque les muons franchissent la cuve. Néanmoins de telles structures sont également présentes lorsque des particules autres que muons viennent à produire un signal Cherenkov. Si le motif "muon shape" correspond effectivement à la forme recherchée, sa structure temporelle n'est pas, comme nous l'avons souligné en préambule à ce chapitre, propre à cette particule. Par conséquent, des électrons de même que le signal produit par les photons gamma lors de leur passage dans la cuve, peuvent, en théorie, délivrer des signaux compatibles avec le motif utilisé. De plus, le profil exponentiellement décroissant met en exergue, de par son caractère asymétrique, des pics isolés. En répétant l'expérience avec un filtre de type fonction créneau (cf. FIG. 5.4) dont la largeur est comparable au 65 ns de la décroissance exponentielle du "muon shape", le comportement du coefficient de corrélation est sensiblement identique.

Cette étude met ainsi en évidence, d'une part, que la reconnaissance de forme est particulièrement délicate dès lors que les formes recherchées n'ont pas de structure symétrique

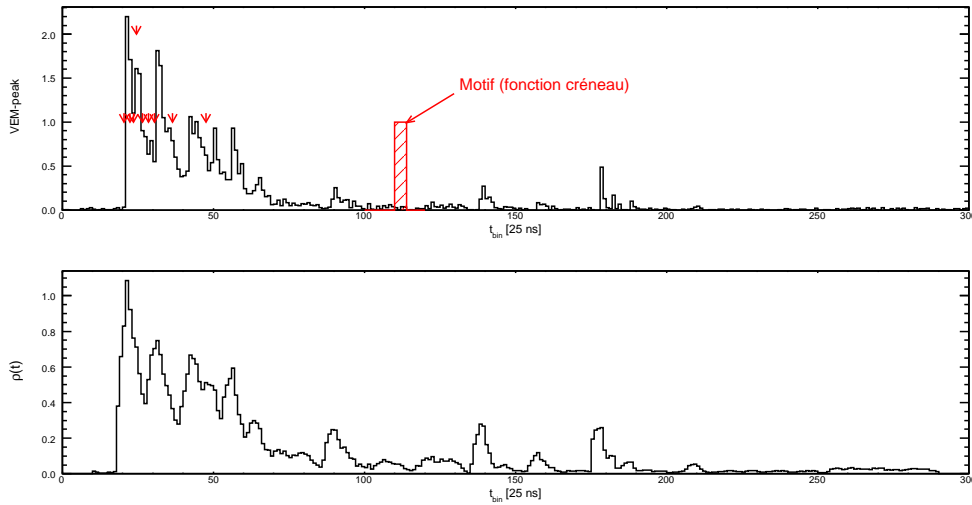


FIG. 5.4 - Résultats obtenus par reconnaissance de forme en adoptant un filtre "créneau". Les conditions de réalisation de cette étude sont identiques à celles de la Figure 5.3

et, d'autre part, que l'amplitude des variations du signal est naturellement corrélée au type de particules. Les conclusions de cette analyse nous ont donc amené à considérer la dérivée du signal électronique introduisant de la sorte la méthode des sauts.

### 5.1.3 La méthode des sauts : principes et dépendances

Si la forme temporelle est indépendante de la nature de la particule à l'origine du signal, l'intensité est fortement contrainte par l'énergie de cette particule. Ainsi, pour un muon dont l'énergie moyenne est de l'ordre du GeV (cf. FIG. 5.5), l'intensité du rayonnement Cherenkov est limitée par la longueur d'eau traversée. Par conséquent, seul l'angle d'incidence du muon dans la cuve influe sur la quantité d'énergie déposée<sup>c</sup>. Un muon en incidence verticale génère par définition 1 VEM – peak tandis qu'une pénétration sous un angle  $\theta$  augmente d'un facteur  $1 / \cos \theta$  l'amplitude du signal.

Les particules EM sont à l'origine de signaux d'amplitude moindre du fait d'une énergie moyenne par particule elle-même moins importante. Le signal EM se présente ainsi sous la forme d'un fond continu duquel émergent des pics isolés issus du signal muonique (cf. FIG. 5.1).

Afin de tenir compte de ces différences "morphologiques", nous introduisons l'estimateur  $v_i$

$$v_i = \Delta V(t_i) = V(t_{i+1}) - V(t_i) \quad (5.1)$$

défini au temps  $t_i$  et où  $V(t_i)$  est l'intensité du signal exprimé en VEM – peak. L'intervalle temporel  $\delta t = t_{i+1} - t_i = 25$  ns correspond à la fréquence d'échantillonnage des traces FADC.

Le paramètre  $v_i$ , qui n'est autre que la fonction dérivée du signal électronique, est ainsi sensible aux variations brusques du signal, essentiellement induites par la composante muonique de la gerbe. De par leur structure en pic, les muons engendrent des sauts en moyenne plus intenses que ceux issus de la composante EM. La distribution totale des sauts  $dN/dv$  présente ainsi un profil asymétrique, observable à la fois dans la simulation Monte-Carlo et

<sup>c</sup>cette remarque est à modérer du fait que les points d'impacts des particules dans la cuve conditionnent aussi la quantité d'eau traversée. Nous discutons, par la suite, des dépendances relatives au point d'entrée du muon dans la cuve.

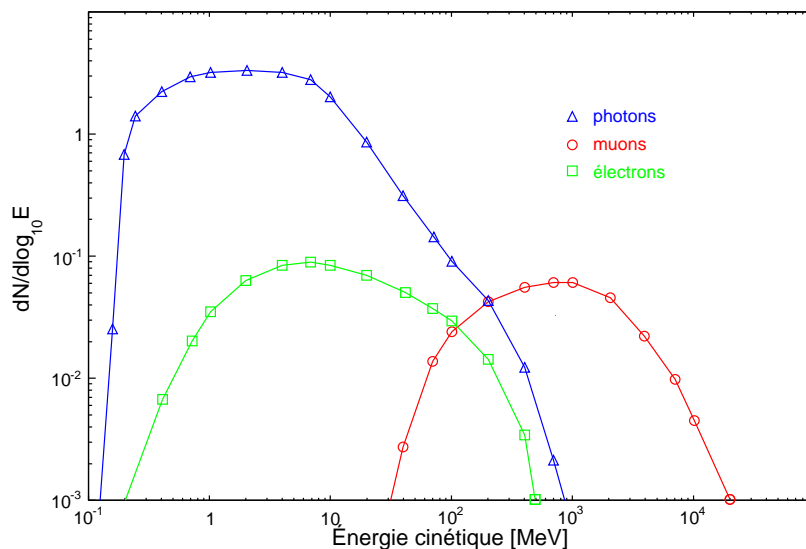


FIG. 5.5 - Distribution en énergie des principaux composants de la gerbe à 1000 mètres de l'axe.

dans les données Auger (cf. FIG. 5.6), qui signe la composante muonique. L'étude des traces générées par chaque type de particule confirme le rôle tenu par les muons pour les grandes valeurs de saut (cf. FIG. 5.6c).

La structure asymétrique mise en évidence sur le signal total résulte, vraisemblablement, de la conjugaison d'une composante EM linéaire (en échelle log – log) à laquelle s'ajoute la distribution muonique à l'origine de l'épanchement observé. Nous allons, à présent, tenter de modéliser le comportement de chacune de ces composantes.

### Modélisation des sauts

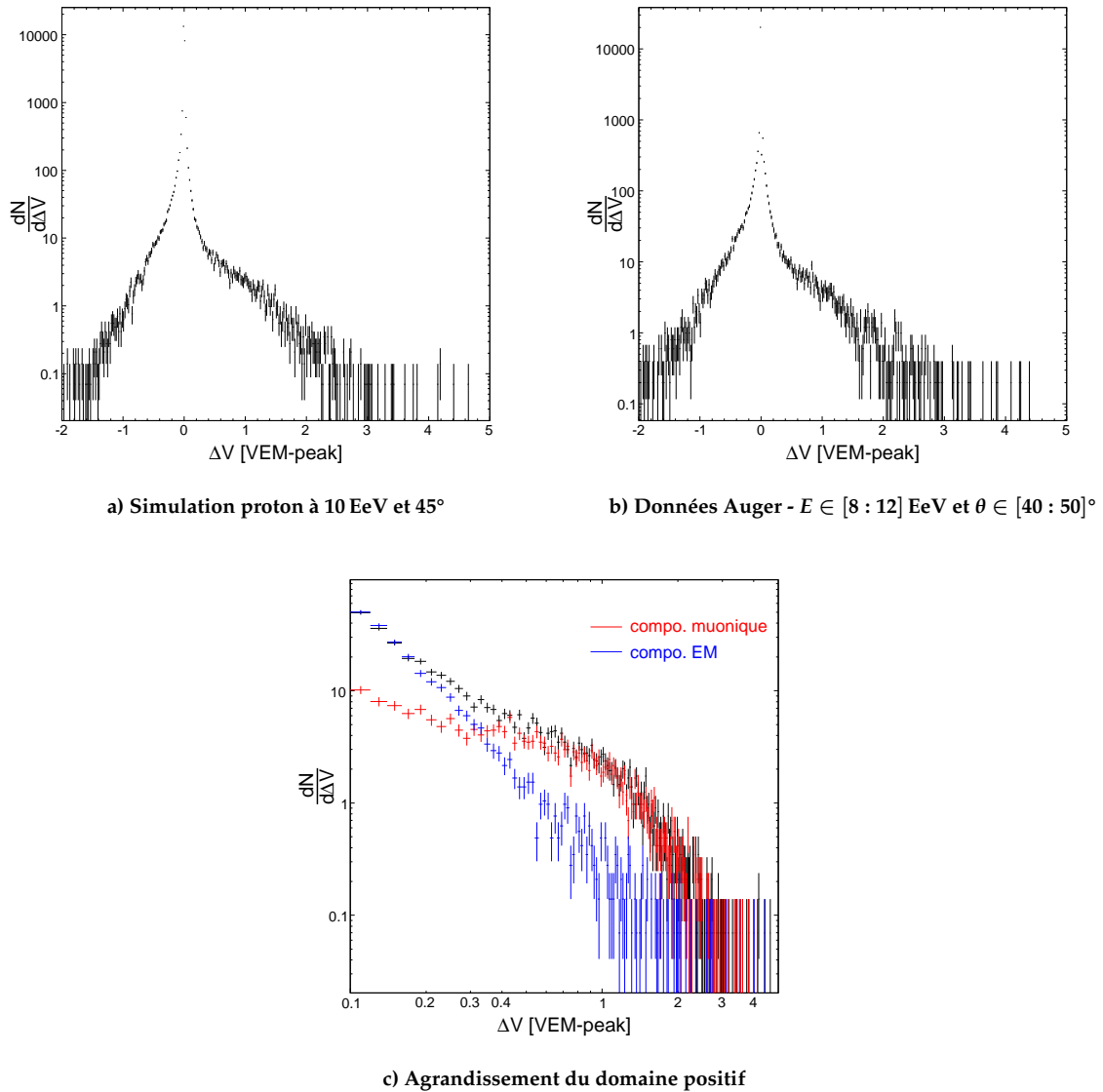
Nous proposons, au cours de ce paragraphe, une modélisation analytique de la distribution des sauts pour la composante muonique  $\left. \frac{dN}{dv} \right|_{\mu}$  et pour la composante électromagnétique  $\left. \frac{dN}{dv} \right|_{EM}$ . Les expressions de chacun des termes sont sensiblement différentes étant donné que l'intensité du signal est intrinsèquement liée à la quantité d'eau traversée et, par conséquent, associée à l'énergie de la particule incidente. Dans un premier temps, nous évaluons, pour la composante muonique, la distribution statistique des longueurs traversées puis dans une seconde partie, nous discutons, pour la composante électromagnétique, de la relation manifeste entre la distribution des sauts et la distribution en énergie de ces particules.

→ **Détermination de la distribution muonique**  $\left. \frac{dN}{dv} \right|_{\mu}$

L'énergie moyenne des muons est typiquement de quelques GeV comme le montre la Figure 5.5. Or, les pertes énergétiques au minimum d'ionisation étant voisines de  $2 \text{ MeV/g/cm}^2$  [225], les muons en incidence verticale "abandonnent" ainsi dans l'eau des cuves

$$E_{\mu}^{\text{loss}} = \left. \frac{dE}{dX} \right|_{\mu} \times h_{\text{cuve}} \times \rho_{\text{eau}}$$

soit  $240 \text{ MeV}$  pour  $h_{\text{cuve}} = 1.2 \text{ m}$ ,  $\rho_{\text{eau}}$  définissant la densité de l'eau et  $h_{\text{cuve}}$  la hauteur de la



**FIG. 5.6 - Distribution moyenne des sauts pour un détecteur de surface situé entre 1200 et 1600 mètres de l'axe de la gerbe.** Les Figures a) et b) présentent respectivement les résultats de simulations Monte-Carlo et les résultats établis sur les données de l'Observatoire Pierre Auger. L'asymétrie du profil, mise en évidence à la fois dans les simulations et dans les données, est vraisemblablement induite par la composante muonique du signal comme le montre la Figure c). Par ailleurs, l'intervalle en  $\Delta V$  a été fixé, sur ces figures comme sur les futures représentations de distribution de sauts, à 0.02 VEM – peak soit la valeur minimale d'un saut (0.02 VEM – peak = 1 ADC).

cuve. Par conséquent, un muon dont l'énergie est voisine du GeV traverse la cuve de part en part.

Dès lors que l'incidence des muons n'est plus verticale, la quantité de matière traversée dépend du point d'entrée du muon dans la cuve. Aussi, suivant l'endroit où pénètre le muon, on distingue alors trois contributions :

1. les muons pénètrent par le haut de la cuve et ressortent au niveau du sol. Dans ce cas, la longueur traversée est alors maximale et s'exprime sous la forme

$$\ell_{\max}(\theta) = \frac{\ell(0^\circ)}{\cos \theta} = \frac{h_{\text{cuve}}}{\cos \theta}$$

Nous notons  $\varphi_{tb}(\theta)$  la proportion de muons répondant à ce critère,

2. les muons pénètrent par le côté de la cuve et ressortent au niveau du sol, ou inversement, par le haut de la cuve pour s'extirper finalement par le côté. Dans cette situation, la distribution des longueurs traversées est uniformément répartie entre 0 et  $\ell_{\max}(\theta)$ . La fraction de muons contribuant à ce signal est notée  $\varphi_{ts}(\theta)$ ,
3. les muons entrent et sortent par le côté de la station. Cette configuration est particulièrement importante pour les gerbes inclinées : à  $\theta = 90^\circ$  la totalité des particules se trouvent dans cette situation. Néanmoins, comme le souligne les travaux de Kégl *et al.* [226], la contribution  $\varphi_{ss}(\theta)$  de ces muons, au signal total, est minime pour des gerbes peu inclinées.

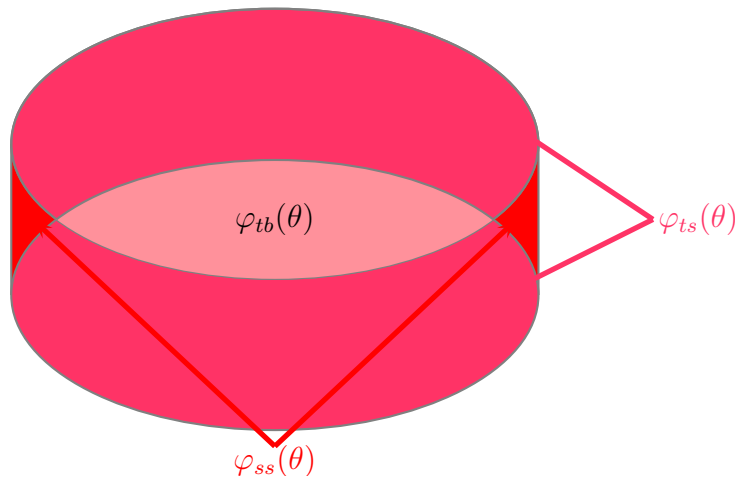


FIG. 5.7 - Vue transverse d'une cuve ( $\theta = 60^\circ$ ) présentant les trois contributions à la distribution des longueurs traversées  $\varphi(\theta)$ .

La Figure 5.7 présente une cuve vue sous un angle de  $60^\circ$ . L'estimation de la fraction de muons, pour chacune des trois contributions, consiste donc à calculer les surfaces colorées en fonction de l'angle zénithal  $\theta$  [226, 227]. Le calcul montre alors que

$$\varphi_{tb}(\theta) = \sigma_0^{-1}(\theta) \times 4R_{\text{cuve}}^2 \cos \theta \begin{cases} \frac{1}{2} \arccos u - \frac{1}{2} u \sqrt{1 - u^2} & \text{si } u \leq 1, \\ 0 & \text{sinon ;} \end{cases}$$

$$\varphi_{ts}(\theta) = \sigma_0^{-1}(\theta) \times 4R_{\text{cuve}}^2 \cos \theta \begin{cases} -\arcsin u + u \sqrt{1 - u^2} & \text{si } u \leq 1, \\ \frac{1}{2} & \text{sinon ;} \end{cases}$$

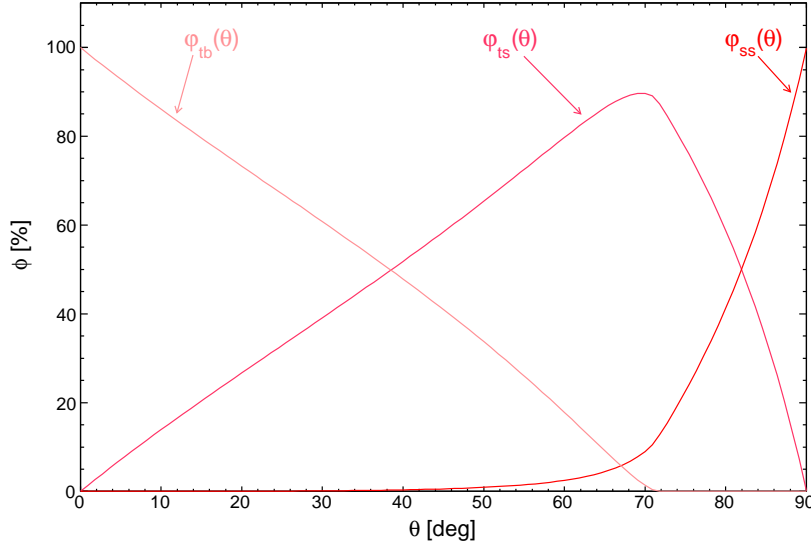


FIG. 5.8 - Variation angulaire des différentes contributions  $\varphi(\theta)$ .

$$\varphi_{ss}(\theta) = \sigma_0^{-1}(\theta) \times 4R_{cuve}^2 \cos \theta \begin{cases} -\frac{1}{2} \arcsin u - \frac{1}{2} u \sqrt{1-u^2} + u & \text{si } u \leq 1, \\ u - \frac{\pi}{4} & \text{sinon.} \end{cases}$$

où

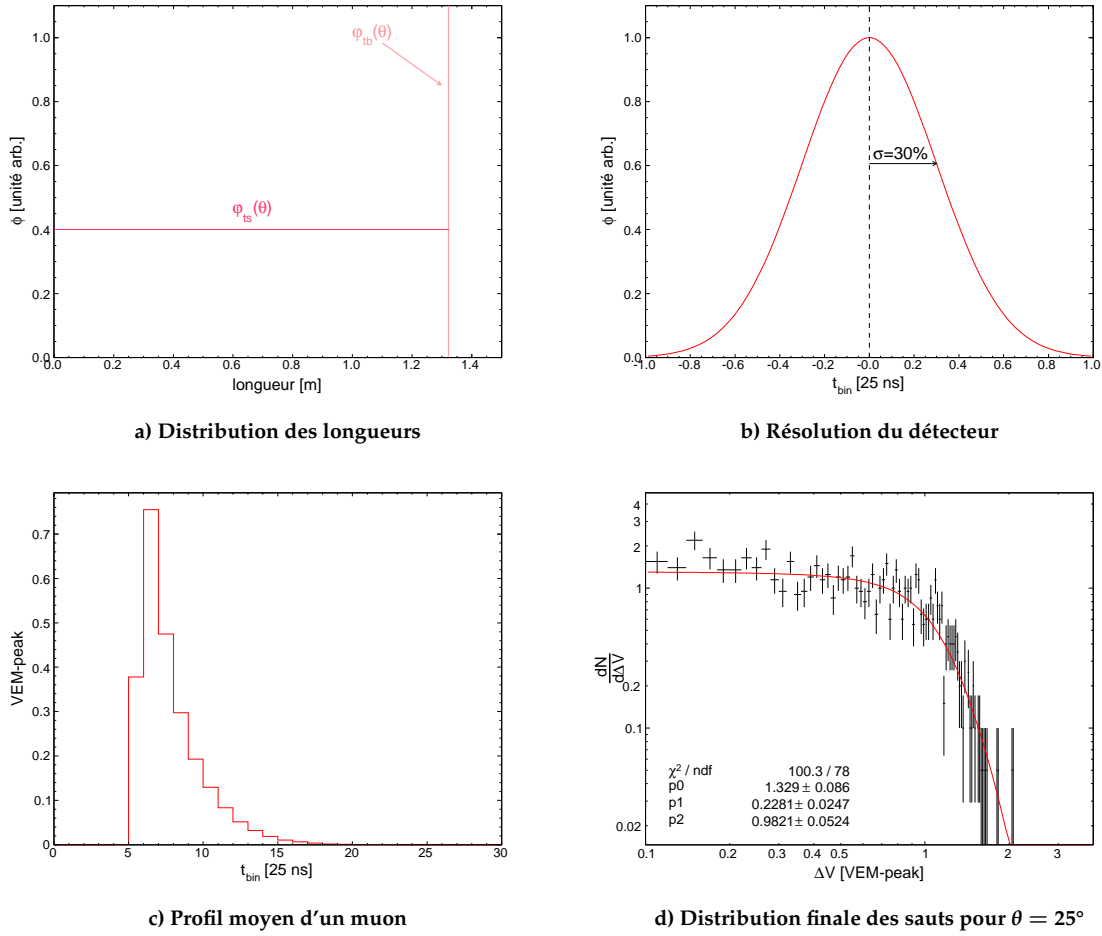
$$\sigma_0(\theta) = \pi R_{cuve}^2 \cos \theta + 2R_{cuve} h_{cuve} \sin \theta$$

est la section efficace de la cuve et où

$$u = \frac{h_{cuve} \tan \theta}{2R_{cuve}}$$

La Figure 5.8 présente la variation angulaire de chacune des contributions. La distribution théorique des longueurs traversées est en conséquence constituée d'une composante dite "Dirac" située en  $\ell_{\max}(\theta)$  à laquelle s'ajoute une composante continue, uniformément répartie entre 0 et  $\ell_{\max}(\theta)$  (cf. FIG. 5.9a). Nous connaissons ainsi, au travers des relations  $\varphi_i(\theta)$ , l'importance relative de chaque composante.

Néanmoins, il faut nécessairement convoluer cette distribution théorique par la résolution instrumentale ( $\sim 30\%$  cf. FIG. 2.3, page 22) de même que par la réponse des cuves au passage d'un muon. En particulier, si l'amplitude maximale du signal déposé par un muon est proportionnelle à la quantité d'eau traversée, le signal n'atteint ce maximum qu'au bout de 50 ns soit l'équivalent de deux *bins*  $\delta t$  temporel (cf. FIG. 5.9c). Cette caractéristique résulte du temps nécessaire au rayonnement Cherenkov pour s'établir, soit l'équivalent de quelques dizaines de diffusions sur le Tyvek [224], avant que l'élément liquide n'absorbe définitivement les ultimes photons. Par ailleurs, étant donné que les traces FADC sont enregistrées en continu, le temps d'arrivée du muon est aléatoirement réparti au sein d'un *bin*  $\delta t$ . Par conséquent, nous pouvons considérer, en première approximation, que l'intensité des deux premiers sauts positifs,  $v_0$  et  $v_1$ , est distribuée uniformément entre 0 et  $v_{\max}(\theta)$  où  $v_{\max}(\theta)$



**FIG. 5.9 - Décomposition des différentes étapes conduisant à la mesure de la distribution des sauts.** La Figure a) correspond à la distribution théorique des longueurs traversées établie pour  $\theta = 25^\circ$ . Nous n'avons considéré que les termes  $\varphi_{tb}$  et  $\varphi_{ts}$  entendu que la fraction  $\varphi_{ss}$  est négligeable pour cet angle  $\theta$ . La Figure b) est relative à la résolution instrumentale du détecteur et est typiquement de l'ordre de 30%. Le profil temporel moyen pour 1000 muons, d'énergie  $E = 1$  GeV, traversant une cuve sous une incidence de  $25^\circ$  est présenté sur la Figure c). Les points d'entrée de chaque muon ont été distribués aléatoirement sur la cuve. La Figure d) présente finalement la distribution moyenne des sauts pour ces 1000 muons ainsi que le résultat de l'ajustement par une distribution de Fermi-Dirac.

est égal à  $1 \text{ VEM} - \text{peak} / \cos \theta^d$ . La singularité située en  $\ell = \ell_{\max}$  est "dissoute" et vient, par conséquent, s'ajouter à la composante continue. La Figure 5.9 présente les différentes transformations subies par la distribution initiale des longueurs traversées et qui conduisent à la mesure expérimentale que constitue la distribution des sauts.

En tenant compte des effets instrumentaux, l'expression de la distribution des sauts pour des muons  $E \geq 1$  GeV s'apparente à une fonction de Fermi-Dirac

$$\left. \frac{dN}{dv} \right|_{\mu} = f_{\mu}(v) = \frac{p_1}{1 + \exp\left(\frac{v - p_3}{p_2}\right)} \quad (5.2)$$

<sup>d</sup>en réalité, le profil muonique résulte de la convolution de l'exponentielle décroissante avec la largeur du *bin* temporel. Ainsi, le temps de montée est exponentiellement croissant et, par conséquent, la valeur des deux premiers sauts positifs (voir plus suivant les conditions) n'est pas, rigoureusement, répartie de manière aléatoire [227].

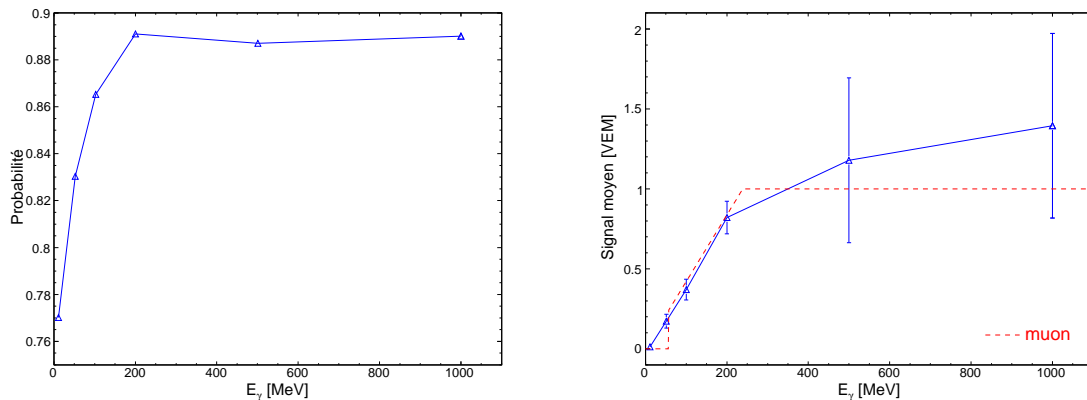


où  $p_i$  représentent les paramètres libres. Si  $p_1$  est un facteur de normalisation,  $p_2$  est intrinsèquement lié à la résolution du détecteur tandis que  $p_3$ , qui définit l'amplitude maximale exprimée en VEM – peak, est inversement proportionnel à  $1/\cos\theta$ . Un exemple d'ajustement est présenté sur la Figure 5.9d.

La distribution des sauts bien qu'intimement liée aux longueurs traversées par les muons, ne reflète finalement que très peu la distribution initiale de cette grandeur. Les raisons tiennent principalement au fait que le temps de montée du signal muonique s'établit sur deux *bins* temporel, brisant alors la composante "Dirac". La distribution finale ne présente en conséquence plus de structure singulière. Toutefois, la fonction de Fermi-Dirac, introduite expérimentalement, reproduit raisonnablement bien la distribution des sauts. L'intégrale doit, par ailleurs, déterminer le nombre de muons ayant franchi la cuve : sur l'exemple exposé Figure 5.9, la différence entre l'aire calculée et le nombre de muons injecté est ainsi de +7%.

→ **Détermination de la distribution électromagnétique**  $\left. \frac{dN}{dv} \right|_{EM}$

L'énergie des particules électromagnétiques est, en moyenne, voisine de 1 MeV pour les photons gamma et de 10 MeV pour les électrons (cf. FIG. 5.5). Aussi, la majorité de ces particules est absorbée lors de leur passage dans l'eau des cuves. Bien que l'intensité du signal soit toujours relative à la quantité de matière traversée, la distribution des sauts ne relève plus de simples considérations géométriques. Dans le cas des photons gamma qui constituent la composante dominante du signal EM, les processus de création de paires électroniques et de diffusion Compton initient une gerbe électromagnétique : les électrons/positrons ainsi générés sont alors à l'origine du rayonnement Cherenkov, dans la mesure où leur énergie cinétique est supérieure au seuil d'émission *i.e.*  $E \geq 0.27$  MeV. La Figure 5.10 montre, en fonction de l'énergie des photons gamma, la probabilité d'interaction, principalement par création de paires  $e^\pm$ , ainsi que le signal intégré.



**FIG. 5.10 - Caractéristiques des signaux générés par des photons gamma.** Figure de gauche : Probabilité d'interaction pour des photons verticaux en fonction de leur énergie cinétique. Figure de droite : Signal moyen déposé par des photons gamma verticaux répartis uniformément sur la surface de la cuve. La réponse théorique pour des muons verticaux est également présentée.

Si la grande majorité des particules EM abandonne ainsi la totalité de leur énergie dans la cuve générant des signaux de faible amplitude, un photon de haute énergie, par exemple de 1 GeV, peut, grâce à la création d'une paire électronique, initier un signal en moyenne plus intense que la trace FADC délivrée par un muon (cf. FIG. 5.10). Bien que ces particules ne représentent qu'une faible fraction du flux EM, la probabilité d'une telle occurrence augmente

sensiblement dès lors qu'on s'intéresse à des stations proches de l'axe de la gerbe.

De manière générale, la distribution des sauts initiée par des photons gamma semble reproduire le spectre en énergie de ces particules. La résolution analytique des équations couplées, dans le cas de gerbes purement électromagnétiques, démontre que le spectre est en loi de puissance de l'énergie [228]; l'indice spectral dépendant de l'âge de la gerbe<sup>e</sup>. La modélisation de la distribution des sauts pour la composante EM se déduit de l'expression suivante

$$\left. \frac{dN}{dv} \right|_{EM} = f_{EM}(v) = p_0 v^{-\gamma} \quad (5.3)$$

où  $p_0$  est un facteur de normalisation. L'indice spectral  $\gamma$  est vraisemblablement lié à l'âge  $s$  de la gerbe. Toutefois, la distribution des sauts est sensible au développement longitudinal de la composante EM à une distance donnée  $r$  de l'axe de la gerbe. Par conséquent, l'expression de la variable  $s$  est fonction de la profondeur du maximum de la gerbe pour cette distance  $X_{\max}(r)$ . Dans le principe, l'évolution de la composante EM déduite de la méthode des sauts peut, au travers de l'indice spectral  $\gamma$ , inférer la valeur de  $X_{\max}$  pour différentes distances à l'axe de la gerbe.

Les Figures 5.11 présentent les résultats de simulations de la composante EM pour des gerbes de protons à  $10^{19}$  eV et  $45^\circ$ . La distribution des sauts est ajustée selon l'expression analytique (5.3) pour différentes distances à l'axe de la gerbe. La qualité de l'ajustement est évaluée en comparant la valeur du  $\chi^2$  par degré de liberté pour un indice spectral  $\gamma$  variable. Ainsi, une simple loi de puissance d'indice voisin de  $-2.3$  reproduit raisonnablement la distribution des sauts pour des stations situées au delà d'un kilomètre de l'axe. Afin de limiter autant que possible les effets incontrôlés d'un ajustement en loi de puissance, nous imposons donc par la suite une valeur fixe  $\gamma = -2.3$ .

En revanche, l'évolution est sensiblement différente pour des cuves proches du cœur de gerbe. Dans des situations où le signal électromagnétique domine, la distribution des sauts met ainsi en évidence deux structures en loi de puissance. Cet exemple souligne les limites raisonnables de la présente étude qui seront, par ailleurs, évaluées au cours de ce chapitre. Nous tenons néanmoins à rappeler que si la modélisation est avant tout basée sur des considérations d'ordre "physique", les tentatives sont réalisées sur des simulations Monte-Carlo. Par conséquent, les procédures de *unthinning* peuvent, incidemment, s'accompagner d'effets indésirables, aux conséquences inattendues.

### → Application aux résultats de simulations Monte-Carlo

Après avoir posé les bases du modèle analytique et avant de l'appliquer aux données de l'Observatoire Pierre Auger, nous tenons à apporter quelques précisions sur les expressions précédemment introduites et ce afin d'éclairer les discussions ultérieures. Au travers de simulations Monte-Carlo de gerbes atmosphériques et avec toutes les précautions d'usage inhérentes à leur utilisation, nous évoquons le domaine de validité de la présente approche en soulignant, par ailleurs, les possibles améliorations.

En premier lieu, nous supposons que la distribution totale  $\left. \frac{dN}{dv} \right|_{\mu}$ , la seule mesurée expérimentalement, peut s'écrire sous la forme d'une somme de deux composantes :

---

<sup>e</sup>le spectre énergétique des particules EM varie selon :  $dN/dE \propto E^{-s-1}$  où  $s$  définit l'âge de la gerbe et s'exprime en fonction de l'altitude d'observation  $X_{\text{obs}}$  et de la profondeur du  $X_{\max}$  :  $s = 3/(1 + 2 X_{\max}/X_{\text{obs}})$ . Au maximum de développement de la gerbe électromagnétique, *i.e.*  $s = 1$ , le nombre de particules EM est inversement proportionnel au carré de l'énergie. Le spectre est, d'autre part, de plus en plus "mou" dès lors que l'âge de la gerbe augmente, signifiant que le nombre de particules de haute énergie diminue de pair avec la quantité d'atmosphère traversée.

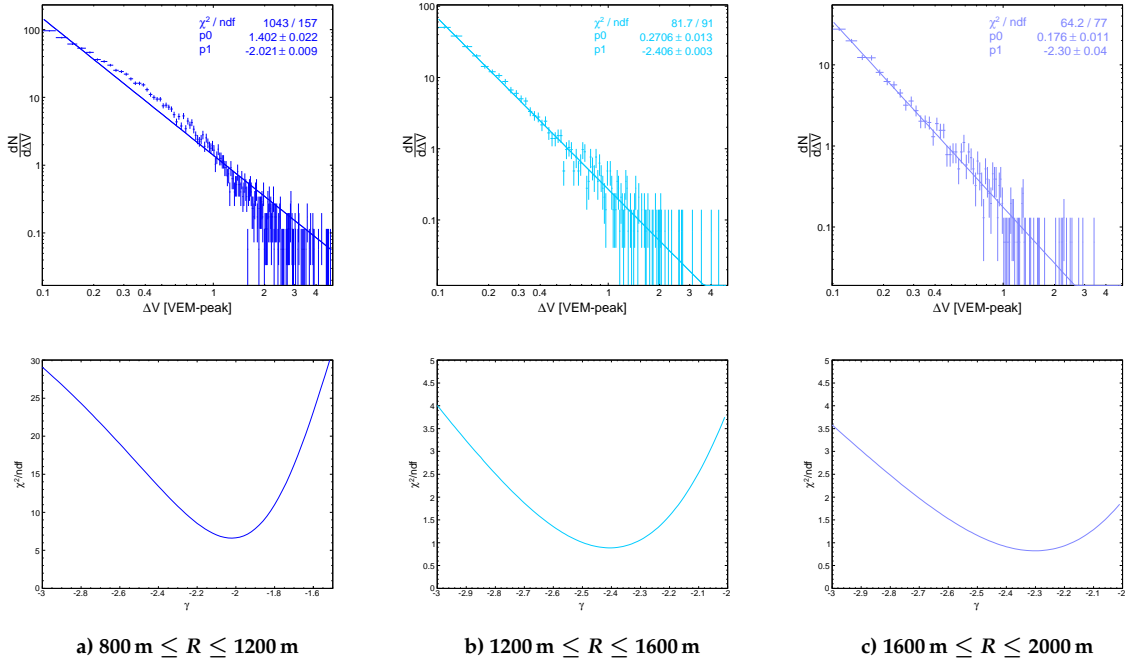


FIG. 5.11 - Évolution de la distribution des sauts pour la composante électromagnétique. Les trois figures sont réalisées pour des cuves situées à différentes distances de l'axe de la gerbe. La qualité de l'ajustement, exprimée en terme de  $\chi^2/\text{ndf}$ , est présentée en fonction de l'indice spectral  $\gamma$ .

pour la partie muonique et  $\left. \frac{dN}{dv} \right|_{\text{EM}}$  pour la partie électromagnétique. Cette hypothèse est, par construction fautive, étant donné que la transformation n'est pas une application linéaire

$$\frac{dN}{dv} = \frac{dN}{dv_{\mu} + dv_{\text{EM}}} \neq \left. \frac{dN}{dv} \right|_{\mu} + \left. \frac{dN}{dv} \right|_{\text{EM}}$$

Toutefois, nous pouvons distinguer deux régimes :

1. proche de l'axe de la gerbe et suivant l'énergie de la particule primaire, le signal est dominé par la composante électromagnétique. En conséquence, la distribution totale  $\frac{dN}{dv}$  est alors assujettie aux seules variations de la composante EM (cf. FIG. 5.12a). Or, comme nous l'avons souligné précédemment, pour ces distances, une unique loi de puissance n'est pas représentative du comportement EM. Le traitement de ces stations implique nécessairement une analyse plus fine dépassant le cadre de cette thèse,
2. pour des stations éloignées ou situées en aval de l'axe de la gerbe de telle sorte que la composante EM est alors fortement atténuée, la distribution totale des sauts est raisonnablement la somme d'une composante EM, portée par les faibles valeurs de sauts, et d'une composante muonique à l'origine des sauts les plus intenses (cf. FIG. 5.12b).

Ainsi, l'approximation

$$\frac{dN}{dv} \simeq \left. \frac{dN}{dv} \right|_{\mu} + \left. \frac{dN}{dv} \right|_{\text{EM}}$$

n'est valable que dans la mesure où les pics initiés par les muons émergent distinctement du fond électromagnétique. Ce faisant, les ajustements effectués ne sont réalistes que pour des stations suffisamment éloignées du cœur de gerbe. Toutefois, la notion d'éloignement par rapport à l'axe de la gerbe est toute relative étant donné que, suivant l'angle zénithal, la

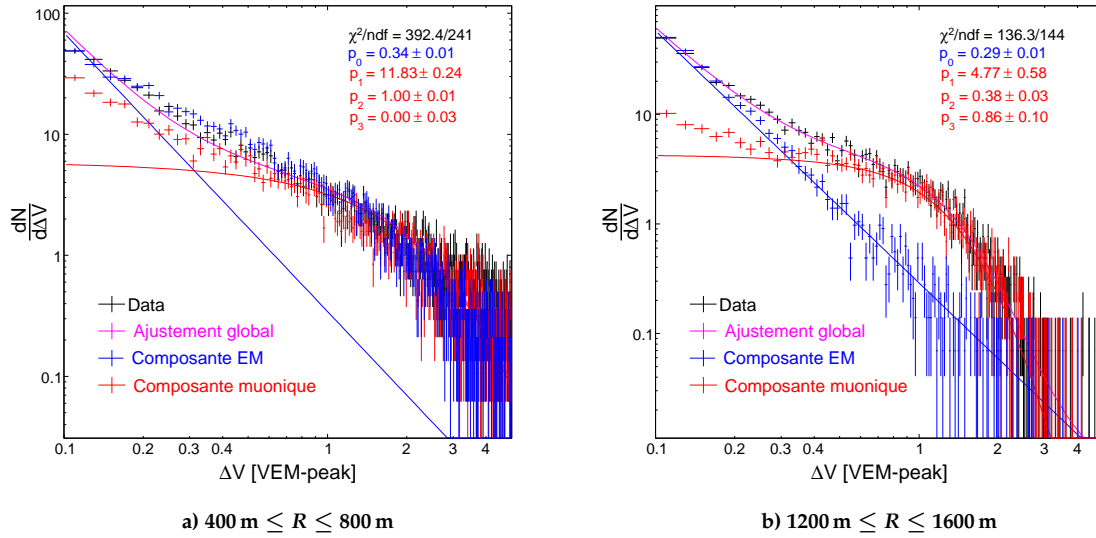


FIG. 5.12 - Évolution de la distribution totale des sauts décomposée suivant les différentes contributions. Les simulations ont été réalisées grâce au programme CORSIKA [35] en adoptant SI-BYLL 2.1 [25] comme modèle hadronique. Les gerbes simulées sont des protons de  $10^{19}$  eV dont l'angle zénithal est de  $45^\circ$ . L'ajustement, correspondant aux lignes solides, est obtenu en supposant que la distribution totale (point noir) résulte de la somme d'une composante muonique (point rouge) et d'une composante EM (point bleu). Les courbes représentées par des points sont donc les valeurs théoriques issues des simulations.

nature du primaire et surtout l'énergie de la gerbe, la distance à laquelle la composante EM devient dominante, varie notablement.

Par ailleurs, nous notons sur la Figure 5.12b, un écart significatif entre l'ajustement de la composante muonique et sa variation théorique pour des valeurs voisines de 0.2 VEM – peak. L'origine du désaccord, de l'ordre de 10%, n'est pas clairement établie mais pourrait résulter des muons de basse énergie, *i.e.*  $E \lesssim 240 \text{ MeV}$ , que nous avons volontairement omis d'intégrer au modèle. Ces derniers dissipent, de manière équivalente aux particules EM, la totalité de leur énergie cinétique dans la station générant des sauts, en moyenne, de plus faibles amplitudes. Une seconde hypothèse relève de la structure du *muon shape*. Sous certaines conditions, vraisemblablement inhérentes à la géométrie du détecteur et donc à la propagation de la lumière Cherenkov, le profil temporel issu d'un muon présente un léger renflement intervenant quelques dizaines de nanosecondes après le début de la décroissance exponentielle. Les faibles valeurs de sauts résultant de cette singularité seraient alors à l'origine de l'excès affiché.

Notons pour conclure que la description relative à la composante muonique nécessite trois paramètres libres. Or, seule la normalisation, à savoir le paramètre  $p_1$ , est relative au flux de muons alors que les variables  $p_{2,3}$  qui ne dépendent respectivement que de la géométrie de la gerbe et de la résolution du détecteur, sont théoriquement connues. Nous avons ainsi évalué, en fixant respectivement  $p_2$  à sa valeur supposée *i.e.* 0.3, puis  $p_3$  à 1 VEM – peak /  $\cos \theta$ , la qualité de l'ajustement en faisant varier, dans le même temps, respectivement  $p_3$  puis  $p_2$ . Les résultats sont présentés sur la Figure 5.13.

La valeur optimale pour  $p_2$  est relativement proche de la résolution supposée à savoir quelques 30% alors que l'estimation du paramètre  $p_3$  est, en revanche, significativement plus faible que celle escomptée. Dans l'hypothèse où les deux variables sont laissées libres, le résultat de l'ajustement est sensiblement meilleur. Il semble donc exister une relation de

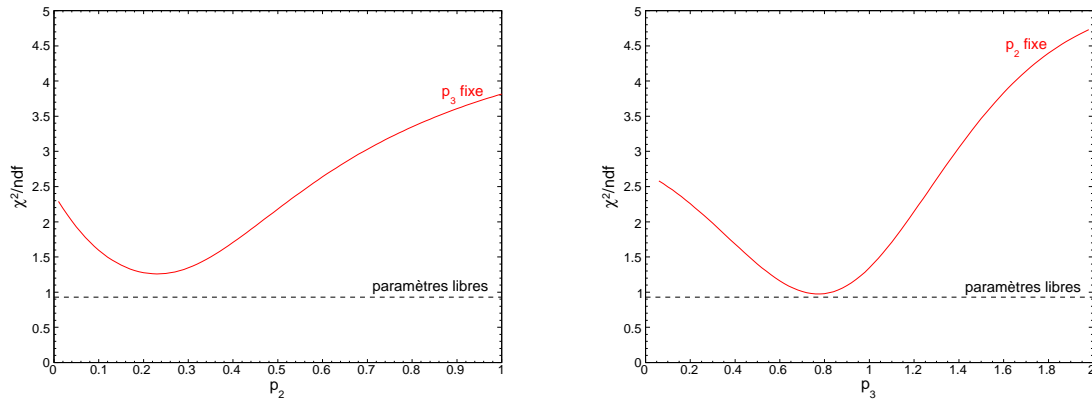


FIG. 5.13 - Évolution de l'ajustement total pour différentes paramétrisations de la composante muonique. Les résultats ont été obtenus pour des simulations de proton à  $10^{19}$  eV et  $45^\circ$ . La figure de gauche présente le cas où le paramètre  $p_3$  a été fixé à  $\frac{1\text{VEM-peak}}{\cos 45^\circ} = 1.414$ . La figure de droite est relative à la situation où la valeur de  $p_2$  est imposée à 0.3. La valeur de  $\chi^2/\text{ndf}$  lorsque les deux paramètres sont laissés libres figure en tirets.

dépendance entre ces deux grandeurs conduisant à surestimer la largeur  $p_2$  lorsque la position du pic de muons  $p_3$  est sous évaluée. Ce caractère dégénéré est d'autant plus prononcé que la distribution totale des sauts est alors principalement dominée par la composante électromagnétique (cf. FIG. 5.12a). En particulier, pour des stations proches de l'axe de la gerbe, les valeurs des variables  $p_{2,3}$  déduites de l'ajustement sont, en ce sens, irréalistes.

### Application du modèle analytique aux données de l'Observatoire Pierre Auger

Nous appliquons désormais la méthode des sauts aux données de l'Observatoire Pierre Auger en procédant aux ajustements précédemment définis. Les événements détectés sont ainsi répartis suivant différents domaines en énergie et en angle zénithal, les signaux des stations de surface étant distribués selon leur distance à l'axe de la gerbe<sup>f</sup>.

Nous avons ainsi sélectionné

- quatre domaines en énergie :  $[3 - 5]$ ,  $[5 - 8]$ ,  $[8 - 15]$ ,  $[15 - 50]$  EeV,
- trois intervalles en angle zénithal :  $[0^\circ - 30^\circ]$ ,  $[30^\circ - 45^\circ]$ ,  $[45^\circ - 60^\circ]$ ,
- trois régions relatives à la distance à l'axe de la gerbe :  $[800 - 1200]$ ,  $[1200 - 1600]$ ,  $[1600 - 2000]$  mètres.

La Figure 5.14 montre, pour l'intervalle  $[30^\circ - 45^\circ]$ , les ajustements réalisés en fonction de l'énergie estimée et de la distance à l'axe de la gerbe. Les résultats complémentaires figurent dans l'Annexe A accompagnés d'un tableau résumant le nombre de stations et le nombre d'événements correspondant.

Compte tenu de la statistique propre à chaque "bin"  $r/E/\theta$ , les ajustements reproduisent globalement l'évolution de la distribution totale des sauts. Les valeurs de  $\chi^2$  par degré de liberté sont ainsi voisines de l'unité, à l'exception éventuelle des régions proches de l'axe de la gerbe (cf. FIG. 5.15). Pour ces distances  $[800 - 1200]$  mètres, la description de la composante EM est, comme nous l'avons mis en lumière au paragraphe précédent, inappropriée

<sup>f</sup>cette étude ayant été réalisée en cours de thèse, les événements utilisés dans ce paragraphe — de Janvier 2004 à Juin 2006 — ne représentent qu'une fraction de la statistique actuelle de l'observatoire.

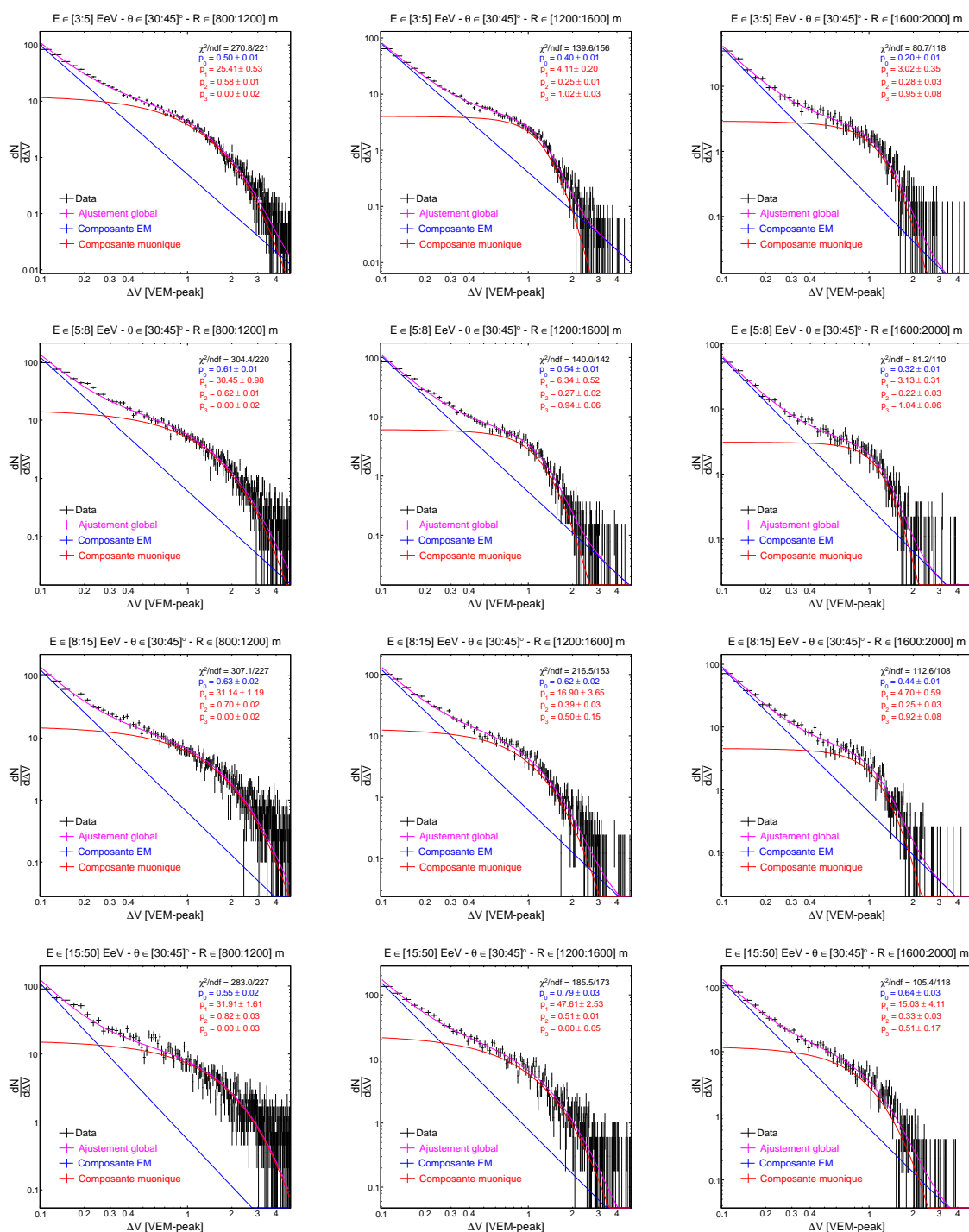


FIG. 5.14 - Distributions des sauts obtenues sur les données de l'Observatoire Pierre Auger. Les résultats ne sont présentés que pour l'angle zénithal médian à savoir l'intervalle  $[30^\circ - 45^\circ]$ . Les réalisations supplémentaires figurent dans l'Annexe A. La distribution totale est ajustée en supposant la somme d'une composante muonique définie par l'expression (5.3) et d'une composante électromagnétique caractérisée par la fonction (5.2).

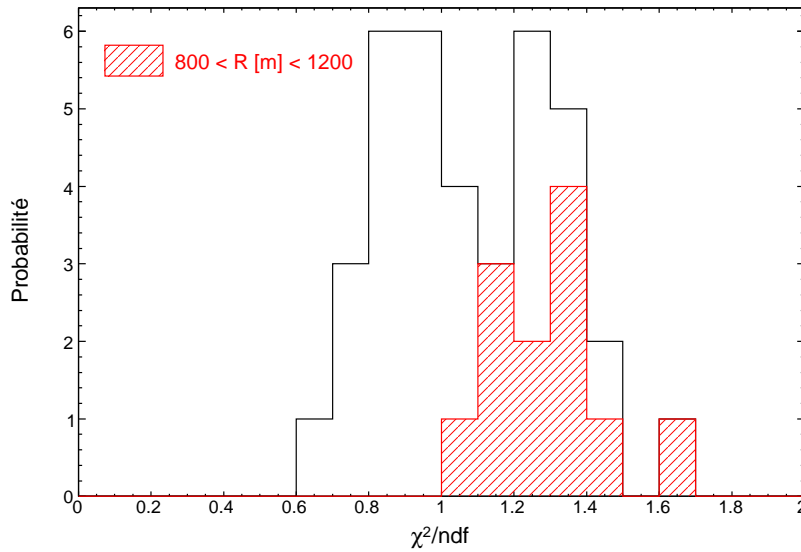


FIG. 5.15 - Distribution des valeurs de  $\chi^2/\text{ndf}$  pour les ajustements obtenus sur les données de l'Observatoire Pierre Auger. Les régions proches de l'axe de la gerbe, *i.e.* [800 – 1200] mètres, sont représentées en rouge.

induisant des effets systématiques plus ou moins importants suivant l'énergie et la direction d'arrivée de la gerbe.

Au regard des résultats présentés sur la Figure 5.14, nous pouvons déduire l'importance relative des contributions EM et muonique pour les données Auger. Aussi, l'intensité de la composante électromagnétique est caractérisée par la variable  $p_0$  de même que la composante muonique est, en relation avec les remarques soulignant la dégénérescence des paramètres  $p_2$  et  $p_3$ , évaluée pour la valeur typique  $f_\mu(v = 1 \text{ VEM} - \text{peak})$ . Nous relevons ainsi que, pour des stations situées à une distance moyenne voisine de 1000 m, le signal EM décroît significativement en fonction de l'angle zénithal  $\theta$  alors que la composante muonique reste, dans le même temps, relativement stable (*cf.* FIG. 5.16).

Dans le principe, la mesure à différents angles zénithaux consiste en l'observation du développement longitudinal à différents âges : plus l'angle zénithal est grand, plus la gerbe aura atteint un stade avancé. Le signal mesuré pour une énergie donnée et à différentes inclinaisons reflète ainsi le déclin du profil électromagnétique justifiant, par ailleurs, les procédures de correction du signal telles que la méthode CIC. La composante muonique est moins affectée par les processus d'absorption tant l'énergie des muons est grande. Toutefois, la désintégration des muons intervient dès lors que l'énergie de ces particules n'autorise plus leur propagation dans l'atmosphère. Par conséquent, le signal muonique doit nécessairement diminuer dans la limite où la mesure est effectuée au delà du développement maximal. Aussi, il est relativement complexe d'évaluer précisément les raisons pour lesquelles le flux de muons, à une distance donnée de l'axe de la gerbe, varie finalement peu avec l'angle zénithal. Une tentative d'explication repose sur la "sélection" des pions à l'origine des muons détectés. Étant donné que l'altitude de désintégration des  $\pi^\pm$  augmente avec l'angle zénithal (*cf.* Chapitre 4), les pions qui contribuent, par leur désintégration, au signal muonique mesuré à une distance  $r$  de l'axe de la gerbe, ont été nécessairement produits sous un angle moins important que dans le cas d'une incidence verticale (voir, par ailleurs, l'illustration 5.33, page 135). En conséquence, ces particules ont un moment longi-

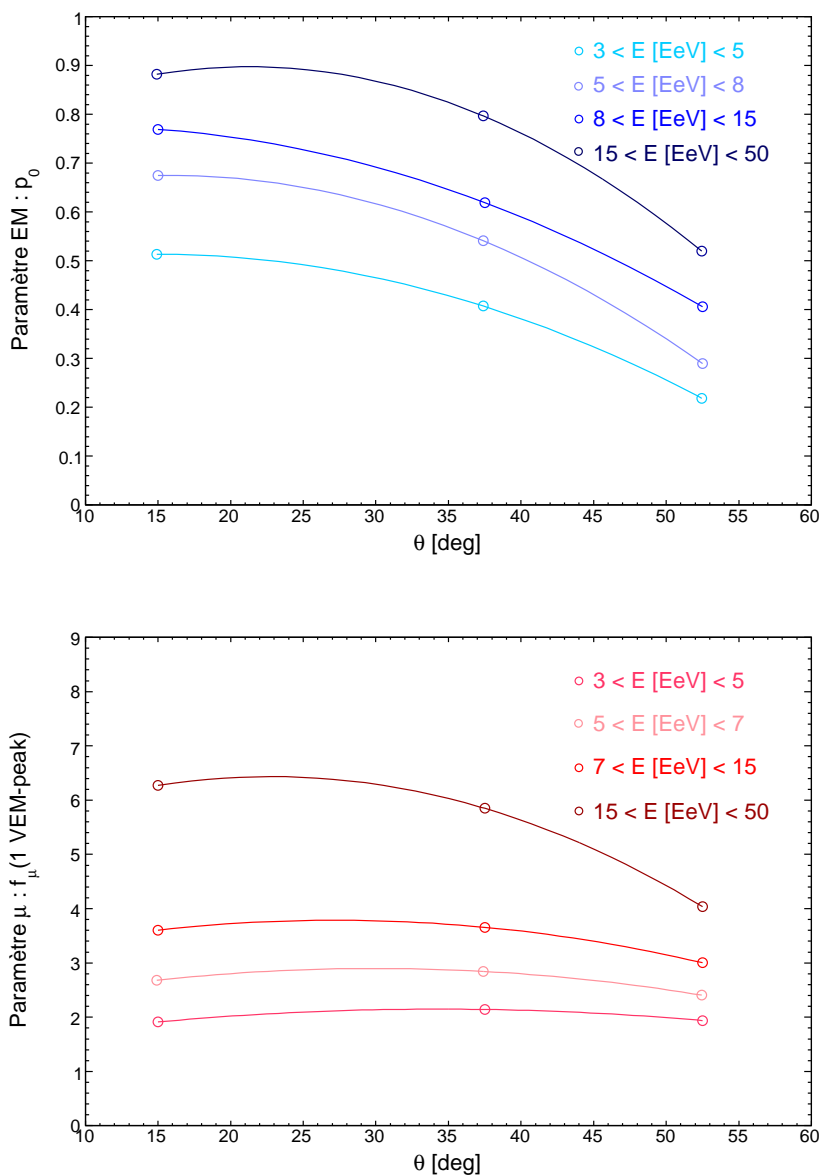


FIG. 5.16 - Variation des contributions électromagnétique et muonique en fonction de l'inclinaison et de l'énergie de la gerbe pour des stations situées à 1000 mètres de l'axe de la gerbe. Le paramètre  $p_0$  relatif à l'intensité de la composante EM est présenté sur la figure du haut Sur la figure du bas, l'évolution de la composante muonique est évaluée au travers de la valeur de  $f_\mu(v)$  déterminée pour  $v = 1$  VEM – peak.



tudinal plus grand et donc, une énergie cinétique elle-même plus importante<sup>§</sup>. Les muons produits dans des gerbes inclinées sont ainsi plus énergétiques et, par conséquent, moins susceptibles de se désintégrer.

### Résumé de la méthode des sauts

Les paragraphes précédents ont permis d'introduire, dans un premier temps, un estimateur sensible à la composante muonique des gerbes, puis, au cours d'une seconde partie, nous avons initié une approche phénoménologique décrivant l'évolution relative des contributions électromagnétique et muonique. La démarche s'appuie essentiellement sur des considérations analytiques. Elle met en œuvre des notions de physique théoriquement maîtrisées afin de s'affranchir des éventuels biais liés aussi bien aux simulations de gerbes qu'à la description du détecteur de surface. Si l'approche a été, par la suite, éprouvée au regard des prédictions dérivées de simulations Monte-Carlo, la comparaison a permis de souligner les limitations actuelles de la méthode de même que nous avons évoqué les possibles améliorations que pouvait apporter une description plus complète. L'application aux données de l'Observatoire Pierre Auger a finalement permis d'évaluer, de manière globale, l'importance relative de la composante muonique par rapport à la composante EM. L'augmentation constante du flux de données mesuré par l'Observatoire Pierre Auger permettra à terme de juger plus précisément de la validité de la méthode ainsi que d'affiner les études futures. Nous allons voir, à présent, comment les résultats obtenus dans ce chapitre concourent à la mesure du nombre de muons cuve par cuve ; l'objectif final étant la détermination de la distribution latérale du signal muonique pour chaque événement détecté.

#### 5.1.4 La méthode des sauts : comptage des muons

Nous abordons désormais la méthode de comptage de muons développée au cours de cette thèse. L'idée principale repose sur l'utilisation de la variable "saut" comme estimateur du nombre de muons pour chacune des cuves associées à un événement "gerbe". Avant de présenter dans les détails le formalisme mathématique introduit à cet effet, il convient d'apporter quelques précisions sur les tenants et les aboutissants de cette démarche. Nous tenons à souligner, en particulier, que la modélisation des sauts précédemment exposée n'est pas applicable en tant que telle pour déterminer le nombre de muons dans une cuve, au sens où l'ajustement de la distribution totale des sauts pour une station donnée n'est pas raisonnablement accessible. Pour illustrer ce propos, la Figure 5.17 présente les traces des cinq stations de surface formant l'événement 1524469. Les distributions de sauts respectives démontrent le caractère illusoire d'une telle représentation. En conséquence, l'estimation du nombre de muons par cuve s'inscrit nécessairement dans une optique différente s'appuyant néanmoins sur les propriétés déduites de l'analyse plus globale développée au cours des paragraphes précédents. Aussi, après avoir défini les "outils" dédiés à la mesure du nombre de muons, nous présentons le cadre mathématique puis son application aux données de l'Observatoire Pierre Auger. Nous évaluons, par la suite, l'efficacité de la mesure vis-à-vis de simulations Monte-Carlo pour finalement introduire des améliorations notables, en particulier, dans l'estimation du nombre de muons pour les gerbes les plus énergétiques.

---

<sup>§</sup>ce raisonnement repose essentiellement sur le fait que l'impulsion transverse des pions chargés peut être considérée, en première approximation, constante relativement à l'impulsion longitudinale [229, 230].

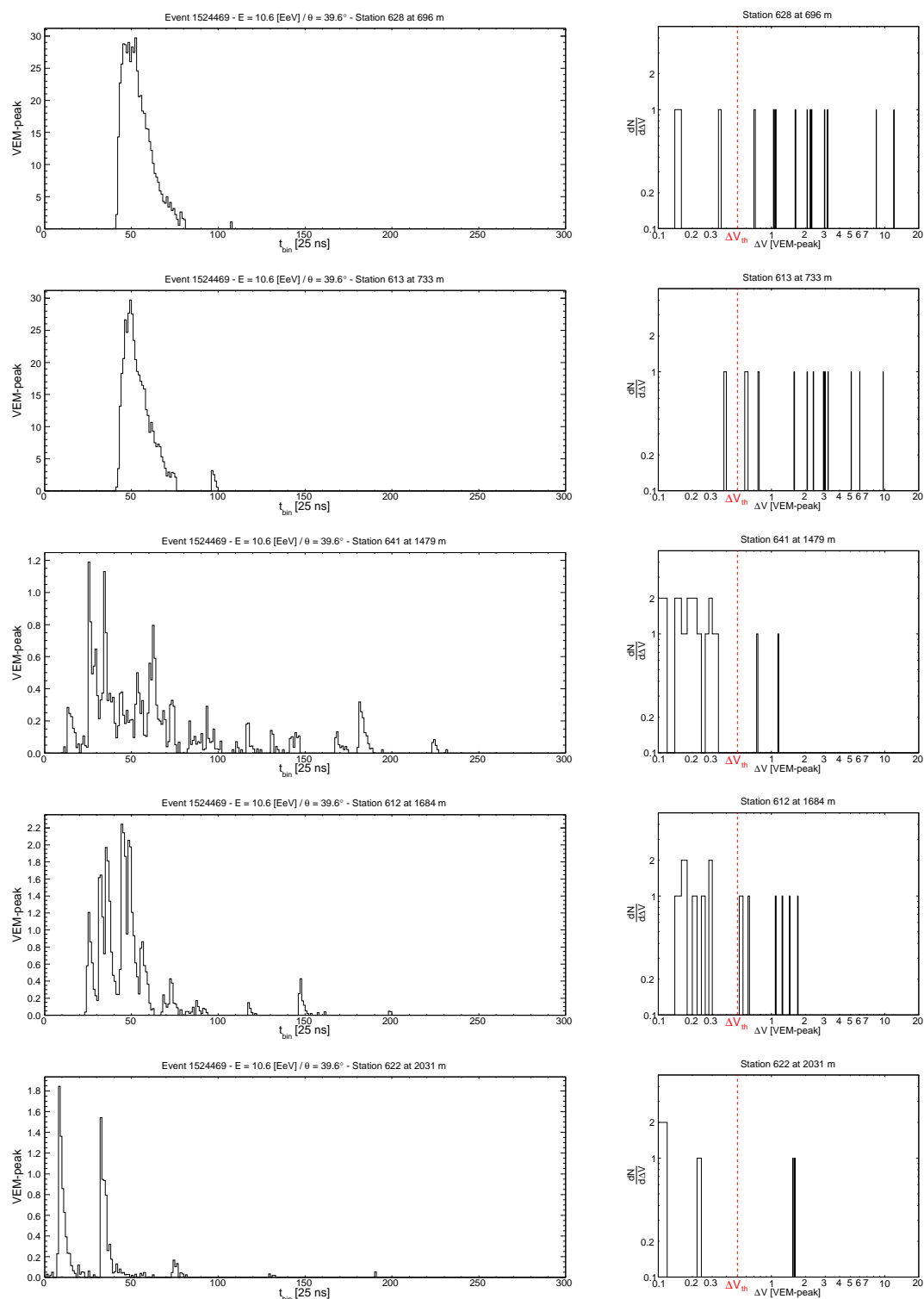


FIG. 5.17 - Traces FADC et distributions des sauts pour les cinq stations constituant l'événement 1524469.

### Définition des estimateurs de muons

Si, cuve par cuve, la statistique en terme de "sauts" est insuffisante pour prétendre à un quelconque ajustement, le nombre de sauts au delà d'une valeur seuil  $v_{th.}$ , *i.e.* l'aire déterminée par la courbe  $\frac{dN}{dv}$ , est raisonnablement lié à la densité de muons ayant pénétré dans une station de surface. Aussi, nous pouvons introduire deux estimateurs du nombre de muons définis selon

$$N_{\mu}^{(a)} \propto \int_{v_{th.}}^{\infty} \left( \frac{dN}{dv} \right) dv \quad (5.4)$$

$$N_{\mu}^{(b)} \propto \int_{v_{th.}}^{\infty} \left( \frac{dN}{dv} \right) v dv \quad (5.5)$$

La première expression qui consiste en pratique à compter le nombre de sauts dont la valeur est supérieure à  $v_{th.}$ , est relativement efficace pour des stations situées suffisamment loin de l'axe de la gerbe de telle sorte que les pics induits par les muons sont clairement identifiables. En revanche, étant donné que le temps d'arrivée des muons diminue d'autant plus que la station considérée est proche du cœur de gerbe, ces derniers tendent à "s'empiler" dans les intervalles temporels  $\delta t$  définis par la trace FADC. À titre d'exemple, deux muons pénétrant simultanément dans la cuve ne formeront qu'un seul et unique muon au regard de l'expression (5.4). L'estimation déduite sous-estime donc significativement le nombre de muons dès lors que la distance entre la station et la direction d'arrivée de la particule primaire se réduit. Ce constat implique, par conséquent, de considérer une approche où l'amplitude du saut est alors prise en compte.

La relation (5.5) considère le nombre de sauts au delà de  $v_{th.}$  pondéré par la valeur intrinsèque du saut. Nous définissons ainsi la grandeur  $\mathcal{J}(v_{th.})$  selon

$$\mathcal{J}(v_{th.}) = \sum_{v \geq v_{th.}}^{\infty} \left( \frac{dN}{dv} \right) v dv = \sum_{v \geq v_{th.}}^{\infty} v \cdot \Delta N = \sum_{\substack{v \geq v_{th.} \\ t_i \text{ ADC bin}}}^{\infty} v(t_i) \quad (5.6)$$

où  $t_i$  est le temps exprimé en unité de 25 ns. L'expression (5.6) associe de la sorte l'équation (5.5) à la mesure expérimentale  $\mathcal{J}(v_{th.})$  consistant en sommer, pour chaque trace FADC, l'ensemble des sauts de valeur supérieure à  $v_{th.}$ .

### Détermination du nombre total de muons cuve par cuve

La variable  $\mathcal{J}(v_{th.})$  résulte, d'autre part, de la somme d'un terme muonique et d'un terme électromagnétique

$$\begin{aligned} \mathcal{J}(v_{th.}) &= \mathcal{J}_{\mu}(v_{th.}) + \mathcal{J}_{EM}(v_{th.}) \\ &= N_{\mu}(v \geq v_{th.}) \times \langle v_{\mu} \rangle(v \geq v_{th.}) + S_{EM}(v \geq v_{th.}) \times \langle v_{EM} \rangle(v \geq v_{th.}) \end{aligned} \quad (5.7)$$

où  $N_{\mu}(v \geq v_{th.})$  définit le nombre de muons générant un saut d'amplitude supérieure à  $v \geq v_{th.}$  tandis que  $S_{EM}(v \geq v_{th.})$  est relatif au signal électromagnétique dont l'intensité contribue aux sauts au delà de  $v \geq v_{th.}$ . Les expressions

$$\langle v_{\mu} \rangle(v \geq v_{th.}) \quad \text{et} \quad \langle v_{EM} \rangle(v \geq v_{th.})$$

représentent respectivement les valeurs moyennes des sauts, définies au delà de  $v \geq v_{th.}$ , pour la composante muonique et la composante EM. Par ailleurs, chacun des termes peut se

réécrire en fonction du nombre total de muons  $N_\mu$  de même que du signal électromagnétique absolu  $S_{EM}$  sous la forme

$$N_\mu(v \geq v_{th.}) = N_\mu \times \frac{\int_{v_{th.}}^{\infty} \left. \frac{dN}{dv} \right|_\mu dv}{\int_0^{\infty} \left. \frac{dN}{dv} \right|_\mu dv} \quad \langle v_\mu \rangle (v \geq v_{th.}) = \frac{\int_{v_{th.}}^{\infty} \left. \frac{dN}{dv} \right|_\mu v dv}{\int_{v_{th.}}^{\infty} \left. \frac{dN}{dv} \right|_\mu dv} \quad (5.8)$$

$$S_{EM}(v \geq v_{th.}) = S_{EM} \times \frac{\int_{v_{th.}}^{\infty} \left. \frac{dN}{dv} \right|_{EM} dv}{\int_0^{\infty} \left. \frac{dN}{dv} \right|_{EM} dv} \quad \langle v_{EM} \rangle (v \geq v_{th.}) = \frac{\int_{v_{th.}}^{\infty} \left. \frac{dN}{dv} \right|_{EM} v dv}{\int_{v_{th.}}^{\infty} \left. \frac{dN}{dv} \right|_{EM} dv} \quad (5.9)$$

L'analyse globale réalisée au cours du paragraphe précédent, prend ici toute sa dimension car les relations (5.8) et (5.9) s'expriment suivant les fonctions  $f_\mu(v) = \left. \frac{dN}{dv} \right|_\mu$  et  $f_{EM}(v) = \left. \frac{dN}{dv} \right|_{EM}$ . Ainsi, pour une cuve caractérisée par sa distance à l'axe de la gerbe  $r$ , l'énergie  $E$  et l'angle zénithal  $\theta$  de la particule primaire, nous pouvons estimer, en moyenne et en relation avec les ajustements obtenus pour ces conditions, les valeurs de sauts initiés par les muons et par les particules EM.

La relation (5.7) devient finalement

$$\mathcal{J}(v_{th.}) = N_\mu \times \epsilon_\mu(v_{th.}) + S_{EM} \times \zeta_{EM}(v_{th.}) \quad (5.10)$$

où  $\epsilon_\mu(v_{th.})$  peut s'interpréter en terme d'efficacité de sélection des muons alors que le facteur  $\zeta_{EM}(v_{th.})$  est caractéristique de l'intensité de la contamination électromagnétique. Leurs expressions respectives ne dépendent que des ajustements effectués au cours de l'analyse globale, soit

$$\epsilon_\mu(v_{th.}) = \frac{\int_{v_{th.}}^{\infty} f_\mu(v) v dv}{\int_0^{\infty} f_\mu(v) dv} \quad \zeta_{EM}(v_{th.}) = \frac{\int_{v_{th.}}^{\infty} f_{EM}(v) v dv}{\int_0^{\infty} f_{EM}(v) dv} \quad (5.11)$$

Le nombre total de muons ayant traversé une cuve se déduit alors de l'équation (5.10), dans la mesure où sont définis deux seuils :

1.  $v_{th.} = v_2 = 3 \cdot \sigma_{\text{bruit}} = 0.1 \text{ VEM} - \text{peak}$ , afin d'assurer la conservation du signal,
2.  $v_{th.} = v_1 = 0.5 \text{ VEM} - \text{peak}$ , de telle sorte que la séparation muonique/électromagnétique soit optimale.

Le choix de  $v_1 = 0.5 \text{ VEM} - \text{peak}$  tient à la fois à l'optimum de séparation entre composante muonique et composante EM afin de minimiser les erreurs d'identification des sauts (cf. FIG. 5.18) de même qu'à la structure temporelle du "muon shape". Pour rappel, le temps de montée du profil muonique est "découpé" en deux sauts positifs dont les valeurs sont aléatoirement répartie entre 0 et l'amplitude moyenne  $\langle s(\theta) \rangle$  du muon. Cette dernière varie finalement peu vis-à-vis de l'angle zénithal car si le signal des muons traversant la station depuis le haut de la cuve jusqu'au sol (composante  $\varphi_{tb}$  — cf. Paragraphe §5.1.3) est en moyenne plus intense, la contribution de ces particules diminue en fonction de l'angle zénithal. L'amplitude, exprimée en VEM — peak, se déduit ainsi du rapport entre le volume

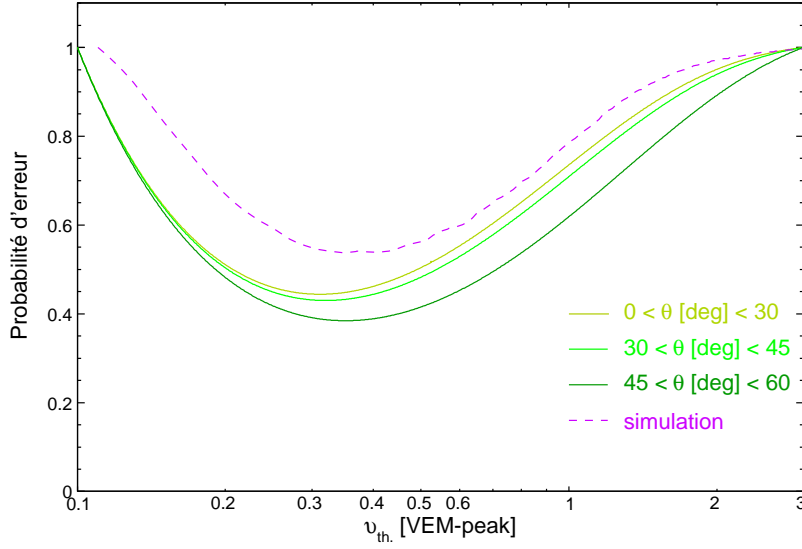


FIG. 5.18 - Évolution de l'erreur sur l'identification des sauts en fonction du seuil appliqué. Les résultats sont présentés pour les données de l'Observatoire Pierre Auger d'énergie comprises entre [8 – 15] EeV et pour des stations situées à [800 – 1200] mètres. La courbe en tirets est issue d'une simulation de proton à  $10^{19}$  eV et  $45^\circ$ . Si le seuil reste compris entre 0.3 – 0.4 VEM – peak, la séparation semble sensiblement meilleure dans les données, laissant supposer soit une contamination EM moins importante soit une composante muonique plus conséquente.

et la section efficace  $\sigma_0(\theta)$  de la cuve *i.e.*

$$\langle s(\theta) \rangle = \frac{\pi R_{\text{cuve}}^2 \times h_{\text{cuve}}}{\sigma_0(\theta)} \times \frac{1 \text{ VEM - peak}}{h_{\text{cuve}}} = \frac{\pi R_{\text{cuve}}^2}{\pi R_{\text{cuve}}^2 \cos \theta + 2R_{\text{cuve}} h_{\text{cuve}} \sin \theta} \quad (5.12)$$

Pour des gerbes  $\theta \leq 60^\circ$ , la valeur de  $\langle s(\theta) \rangle$  reste ainsi voisine de 1 VEM – peak.

L'estimation du nombre de muons déduit de l'application des deux seuils  $(v_1, v_2)$ , s'exprime sous la forme

$$N_\mu^{\text{est.}}(v_1, v_2) = \frac{\mathcal{J}(v_1)}{\epsilon_\mu(v_1)} \left[ \frac{1 - \frac{\zeta_{\text{EM}}(v_1)}{\zeta_{\text{EM}}(v_2)} \times \frac{\mathcal{J}(v_2)}{\mathcal{J}(v_1)}}{1 - \frac{\zeta_{\text{EM}}(v_1)}{\zeta_{\text{EM}}(v_2)} \times \frac{\epsilon_\mu(v_2)}{\epsilon_\mu(v_1)}} \right] \quad (5.13)$$

### Interprétation et mesure du facteur correctif

Le nombre de muons dans une station de surface peut être estimé *via* la seule observable  $\mathcal{J}(v_1)$ , déterminée pour chaque trace FADC, en utilisant la formule suivante

$$N_\mu^{\text{est.}} = \alpha(r, E, \theta) \times \mathcal{J}(v_1) \quad (5.14)$$

où

$$\alpha(r, E, \theta) = \frac{1}{\epsilon_\mu(v_1)} \left[ \frac{1 - \frac{\zeta_{EM}(v_1)}{\zeta_{EM}(v_2)} \times \frac{\langle \mathcal{J}(v_2) \rangle}{\langle \mathcal{J}(v_1) \rangle}}{1 - \frac{\zeta_{EM}(v_1)}{\zeta_{EM}(v_2)} \times \frac{\epsilon_\mu(v_2)}{\epsilon_\mu(v_1)}} \right] \quad (5.15)$$

Contamination EM

Le terme  $\frac{\langle \mathcal{J}(v_2) \rangle}{\langle \mathcal{J}(v_1) \rangle}$  correspond aux valeurs moyennes considérées pour chaque condition  $(r, E, \theta)$ .

Le facteur correctif,  $\alpha(r, E, \theta)$ , relève du rapport entre le nombre de muons omis dans l'estimation finale en raison de l'application du seuil  $v_1$  et la contamination EM à l'origine de sauts au delà de cette même contrainte  $v_1$ . Le terme  $1/\epsilon_\mu(v_1)$  est représentatif des effets de sélection des muons tandis que l'expression entre crochets est, quant à elle, relative à la correction électromagnétique.

Aussi, à grande distance de l'axe de la gerbe, la distribution des sauts est dominée par la contribution muonique impliquant la relation

$$\frac{\langle \mathcal{J}(v_2) \rangle}{\langle \mathcal{J}(v_1) \rangle} \simeq \frac{\epsilon_\mu(v_2)}{\epsilon_\mu(v_1)}$$

Le facteur correctif se limite alors aux seules "pertes" muoniques  $1/\epsilon_\mu(v_1)$  dues à la coupure  $v_1$ . Pour les faibles distances radiales, la distribution des sauts est principalement assujettie aux variations de la composante électromagnétique. Comme nous l'avons souligné par ailleurs, la description est largement imparfaite pour ces régions relativement proches du cœur de gerbe. La valeur du facteur correctif n'a alors pas de sens physique.

L'expression du paramètre  $\alpha(r, E, \theta)$  ne dépend que des ajustements réalisés au cours de l'analyse globale. Aussi, la Figure 5.19 présente pour les quatre domaines en énergie précédemment définis, l'amplitude des corrections à appliquer en fonction de l'angle zénithal et de la distance à l'axe de la gerbe. S'il est relativement difficile d'extraire de ces résultats une tendance dans l'évolution générale du facteur  $\alpha(r, E, \theta)$ , il est toutefois remarquable de noter que l'amplitude de la correction est typiquement voisine de 1.4 fluctuant finalement peu au regard de la variation en énergie et angle zénithal considérée. Cette relative stabilité tient vraisemblablement au choix des intervalles en  $r/E/\theta$  et donc aux conditions préalables à l'application de la modélisation des sauts : la situation à basse énergie, pour des stations situées entre 800 et 1200 mètres, est comparable à celle rencontrée à plus haute énergie pour des cuves plus éloignées de l'axe de la gerbe. La distribution des valeurs de  $\alpha(r, E, \theta)$  est ainsi présentée sur la Figure 5.20. La correction moyenne à appliquer à l'estimateur  $\mathcal{J}(0.5 \text{ VEM} - \text{peak})$  est voisine de +30%.

### Application aux résultats de simulations Monte-Carlo

Bien que l'intérêt majeur de la méthode des sauts consiste en son indépendance vis-à-vis des simulations de gerbes atmosphériques, il est néanmoins nécessaire d'évaluer dans quelle mesure la représentation introduite est raisonnablement valable. En particulier, et comme nous l'avons souligné à plusieurs reprises au cours de ce chapitre, la modélisation semble montrer ses limites dès lors que les stations considérées sont relativement proches du cœur de gerbe. Cette "proximité" évolue, par ailleurs, avec l'énergie de la particule primaire. De plus, si la démarche s'appuie avant tout sur les données de l'Observatoire Pierre Auger, elle souffre naturellement du faible flux de rayons cosmiques observé à ultra-haute énergie. Par conséquent, le formalisme ne s'applique *a priori* qu'aux événements d'énergies inférieures à

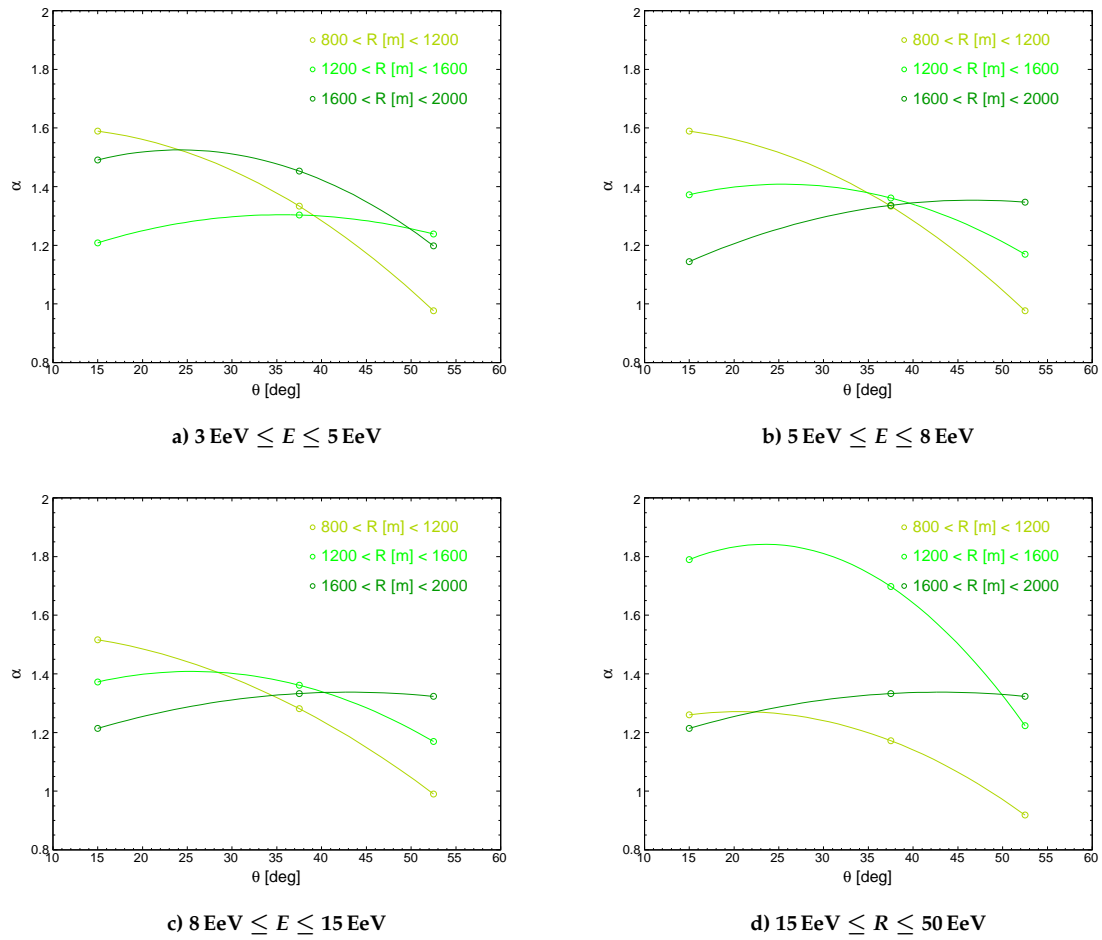


FIG. 5.19 - Variation du facteur correctif  $\alpha(r, E, \theta)$  déduit des données de l'Observatoire Pierre Auger.

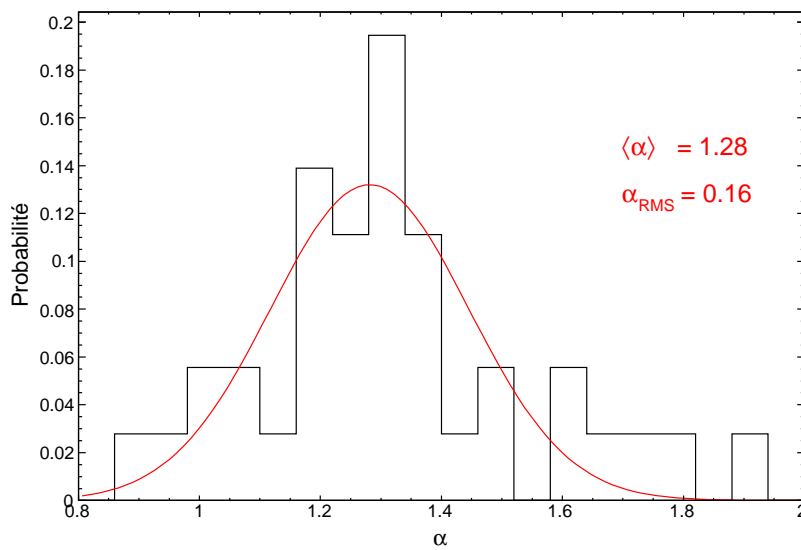


FIG. 5.20 - Distribution du paramètre  $\alpha(r, E, \theta)$  issu des données de l'Observatoire Pierre Auger.

10 EeV. Dans ce paragraphe, nous évaluons dans un premier temps le domaine de validité de l'estimateur  $\mathcal{J}(v_1 = 0.5 \text{ VEM} - \text{peak})$ , puis nous proposons une approche complémentaire visant à corriger les biais systématiques rencontrés à haute énergie et pour les stations proches de l'axe de la gerbe. Par ailleurs, les simulations utilisées au cours de ce paragraphe ont été générées à l'aide du programme CORSIKA en adoptant FLUKA/SIBYLL 2.1 pour modèles hadroniques à respectivement basse et haute énergie. La simulation du détecteur de surface est réalisée par SDSim [222]<sup>h</sup> et les gerbes ont été reconstruites *via* la procédure officielle définie par Offline.

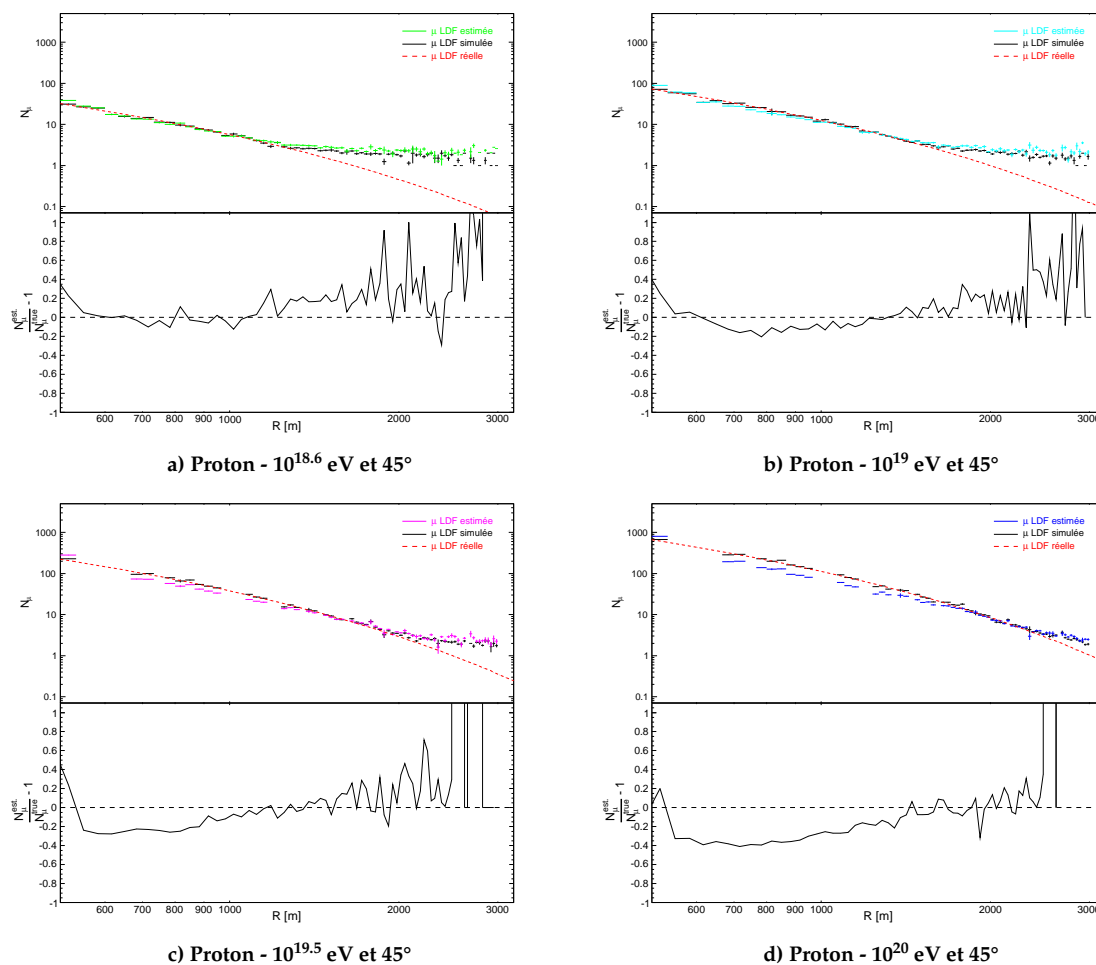


FIG. 5.21 - Distribution latérale (LDF) du nombre de muons pour des gerbes de proton à 45° simulées à différentes énergies. Les simulations ont été réalisées grâce au programme CORSIKA utilisé avec le modèle hadronique SIBYLL 2.1. Les figures présentent la distribution latérale réelle avant (tirets rouges) et après (points noirs) simulation du détecteur de surface, ainsi que la distribution latérale du nombre de muons déduites de la méthode des sauts (points colorés). L'écart relatif entre l'estimation et la valeur théorique après simulation du détecteur figure également pour chacun des domaines en énergie.

La Figure 5.21 présente, pour quatre domaines en énergie, la variation du nombre de muons en fonction de la distance à l'axe de la gerbe (LDF) dans le cas de gerbes atmosphériques produites par des protons à 45°. L'estimation de la LDF muonique déduite de l'expression (5.14) (points colorés) est en accord raisonnable avec la distribution latérale des muons issue des simulations Monte-Carlo (point noirs) dans la mesure où les énergies

<sup>h</sup>nous comparons, ultérieurement, les éventuels biais inhérents à la simulation du détecteur de surface.



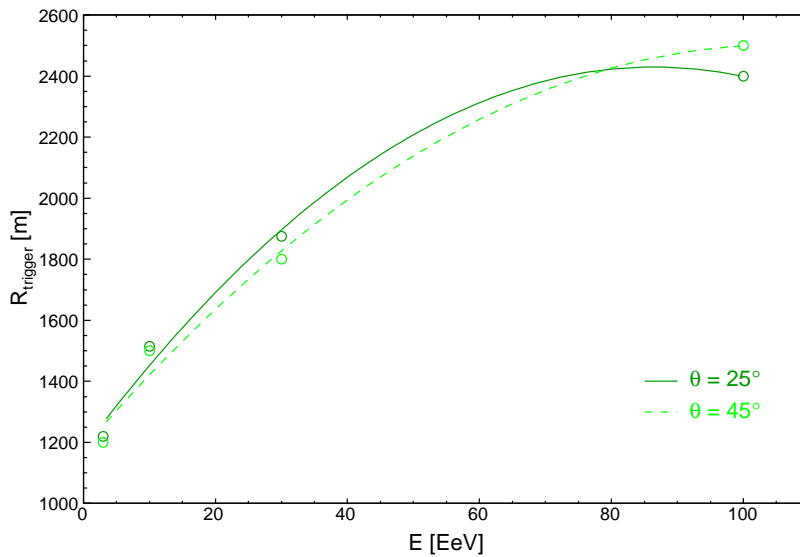


FIG. 5.22 - Distance radiale au delà de laquelle l'estimation du nombre de muons est affectée par le niveau de *trigger ToT*. Cette caractéristique intrinsèque au détecteur de surface ne dépend pas de la méthode employée pour estimer le nombre de muons.

considérées sont inférieures à 10 EeV. À ces énergies, la détermination de la LDF est, par ailleurs, soumise aux contraintes définies par le détecteur de surface. En particulier, le niveau de déclenchement *ToT* impose au signal un minimum de deux muons arrivant dans un intervalle temporel voisin de  $3 \mu\text{s}$  (cf. Chapitre 2, page 19). Aussi, le flux de muons est invariablement constant pour des stations situées au delà de  $\sim 1200$  m (cf. FIG. 5.21a) alors que la LDF réelle dérivée de la répartition des particules au sol (courbe en tirets rouges) indique clairement une diminution significative de la densité muonique. Indépendamment de la méthode adoptée, le niveau de déclenchement requis par le détecteur de surface est à l'origine de biais systématiques dans l'estimation finale de la LDF muonique. Les effets du *trigger* sont particulièrement sensibles à basse énergie comme le montre la Figure 5.22 mais restent, en revanche, relativement indépendants de l'inclinaison de la gerbe.

À plus haute énergie, l'estimation du nombre de muons demeure valable dès lors que les distances sont typiquement supérieures à 1500 m (cf. FIG. 5.21c et FIG. 5.21d). En deçà, le nombre de muons déduit de la méthode des sauts est d'autant plus sous-estimé que l'énergie de la particule primaire est grande. Aussi, pour des événements d'énergie supérieure à quelques 10 EeV, la description introduite au cours des paragraphes précédents n'est potentiellement exploitable qu'à des distances voisines de 1600 mètres. Or, pour cette même distance, la densité muonique estimée à plus basse énergie, est limitée par le niveau de déclenchement du détecteur de surface. L'objectif final étant de définir un estimateur gerbe à gerbe caractéristique de la densité de muons, il semble préférable d'évaluer la quantité de muons à une distance typique voisine de 1000 m.

Cette considération nous permet de "digresser" sur la préférence naturelle à estimer toute variable relativement à sa valeur à 1000 m. Comme nous l'avons souligné auparavant, cette distance minimise les fluctuations gerbe à gerbe en raison d'une part de l'espacement entre cuves et d'autre part car le développement longitudinal à 1000 m de l'axe de la gerbe est alors maximum. Or, cette remarque est déduite, en réalité, de l'étude du  $S(1000 \text{ m})$ , signal dont la nature relève d'un savant mélange de particules EM et de muons. Aussi, lorsque

nous évoquons le développement longitudinal maximum, il faut entendre le  $X_{\max}(1000 \text{ m})$  électromagnétique. En effet, la variation du nombre de muons dépend des processus de désintégration et reste, par conséquent, relativement stable. Ainsi, les fluctuations gerbe à gerbe résultent essentiellement des variations propres au profil longitudinal électromagnétique, c'est-à-dire à la composante EM du signal à 1000 mètres. Dans le cas présent, nous nous intéressons à la seule composante muonique des gerbes. Par conséquent, les raisons d'un tel choix tiennent plus aux futures comparaisons exposées dans ce manuscrit qu'à de réelles contraintes inhérentes à la physique des gerbes atmosphériques<sup>i</sup>.

Les résultats présentés sur la Figure 5.21 peuvent donc se résumer aux deux points suivants :

- **à basse énergie, i.e.  $E \leq 10 \text{ EeV}$** , la méthode des sauts reproduit raisonnablement la distribution latérale du nombre de muons. Les écarts relatifs sont ainsi inférieurs à 20% soit la résolution typique du facteur  $\alpha$  (cf. FIG. 5.20). Toutefois, l'estimation de la LDF muonique doit nécessairement tenir compte des effets relatifs au *trigger* du détecteur de surface,
- **à plus haute énergie, i.e.  $E \geq 10 \text{ EeV}$** , la description demeure valable au delà de 1500 m. Si les conséquences du seuil de déclenchement des cuves sont moins sensibles, l'estimation du nombre de muons en deçà de 1500 mètres est quant à elle fortement sous-évaluée induisant des biais de l'ordre de 40%. La comparaison avec des mesures indépendantes qui implique la détermination de la densité muonique à 1000 mètres de l'axe de la gerbe, nécessite, par ailleurs, une description plus complète établie, inévitablement, sur des simulations Monte-Carlo.

### Affinement de la méthode des sauts

Afin de réduire les biais rencontrés à ultra-haute énergie, nous introduisons la variable  $\eta$  qui quantifie l'amplitude des corrections et est définie par

$$\eta = \frac{N_{\mu}^{\text{true}}}{\mathcal{J}(v_1)}$$

où  $v_1 = 0.5 \text{ VEM} - \text{peak}$ . Jusqu'à présent, nous avons adopté  $\eta = \alpha = 1.3$ .

La Figure 5.23 présente pour l'ultime domaine en énergie, à savoir  $E = 10^{20} \text{ eV}$ , l'évolution du paramètre  $\eta$  en fonction de la distance à l'axe de la gerbe. Nous distinguons ainsi trois régimes :

- ① suffisamment loin de l'axe de la gerbe, la composante muonique domine le signal. D'autre part, la répartition temporelle de ces particules autorise leur sélection sans ambiguïté. Le facteur correctif se déduit alors de la structure du *muon shape* et dépend, par ailleurs, de la valeur seuil  $v_1$ . La correction moyenne à appliquer devient

$$\eta = \frac{1}{\langle \Delta V(\theta) \rangle} = \frac{1}{\frac{\langle s(\theta) \rangle + v_1}{2}} \simeq \frac{4}{3} \sim \alpha \quad (5.16)$$

Cette situation correspond donc aux cas précédemment exposés pour lesquels l'ajustement de la distribution totale des sauts suivant la somme d'une composante muonique et électromagnétique, est raisonnable,

---

<sup>i</sup>on notera, pour remarque, que les travaux de G. Navarra [231] tendent à montrer que le  $S(1600 \text{ m})$  constitue en soi un estimateur d'énergie plus robuste et moins dépendant des effets d'atténuation. Cette observation tient vraisemblablement au fait qu'à cette distance le signal est alors dominé par la composante muonique des gerbes.

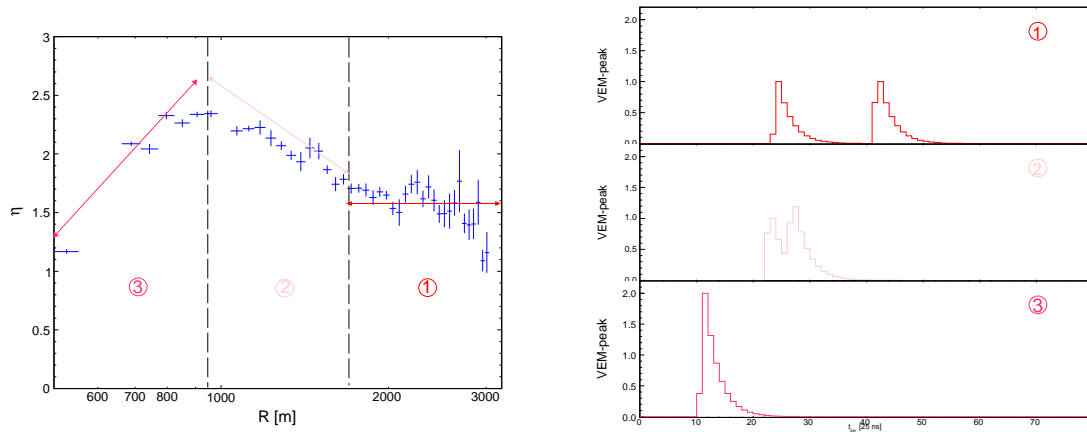


FIG. 5.23 - Évolution de l'amplitude de correction pour des gerbes de proton à  $10^{20}$  eV et  $45^\circ$ . La figure de gauche montre la variation du paramètre  $\eta$  en fonction de la distance radiale  $r$ . On distingue trois régimes dont le comportement s'explique, en partie, grâce aux traces FADC simulées dans l'hypothèse où seulement 2 muons pénètrent dans la cuve (figure de droite).

- ② en se rapprochant de l'axe de la gerbe, l'intervalle entre les temps d'arrivée des muons se réduit, ce qui entraîne le recouvrement des signaux issus de ces particules. En particulier, dans le cas schématisé où seuls deux muons sont considérés, la situation est alors telle que le second muon arrive lorsque le signal du premier a entamé sa décroissance exponentielle. En conséquence, la valeur du saut, pour la seconde particule, est alors amputée du signal induit par le premier muon justifiant une correction plus importante. La situation se dégrade dès lors que la distance radiale diminue, jusqu'à atteindre un stade critique vers  $\sim 1000$  m,
- ③ au delà de cette distance  $R_0 \sim 1000$  m, les effets relatifs à "la décroissance exponentielle" s'atténuent. L'estimateur "saut" tend alors vers la valeur exacte du nombre de muons du fait de l'empilement des signaux au sein du même *bin* temporel. Dans cette configuration, les effets inhérents au temps de montée des signaux muoniques ont tendance à se compenser attendu que la répartition d'amplitude entre les deux premiers sauts positifs est aléatoire.

L'évolution du facteur correctif  $\eta$  est, par ailleurs, reproduite par les résultats issus d'une simulation idéale du signal induit par les muons. En relation avec l'importance relative des contributions  $\varphi_{tb}$  et  $\varphi_{ts}$  (cf. Paragraphe §5.1.3), nous avons ainsi généré des traces FADC pour  $N_\mu$  muons "injectés" à  $45^\circ$ , en réduisant l'intervalle temporel  $\sigma_t$  relatif aux temps d'arrivées de ces particules<sup>1</sup>. La correction atteint également un maximum lorsque la largeur temporelle  $\sigma_t$  est voisine de 500 ns (cf. FIG. 5.24). Par ailleurs, la Figure 5.24 montre en parallèle, la relation associant la distance à l'axe de la gerbe à la distribution temporelle des muons. Aussi, pour des distances typiques de l'ordre de 1000 mètres, la largeur temporelle justifie que la correction soit alors maximale. Toutefois, si le comportement est globalement compris, l'amplitude des corrections obtenues dans la simulation de gerbe reste néanmoins inférieure à celle déduite de la modélisation. Si les raisons d'un tel désaccord ne sont pas clairement établies, il semble vraisemblable que la composante électromagnétique des gerbes, absente de la simulation idéale, soit à l'origine de structures temporelles comparables à celles générées

<sup>1</sup>la distribution des temps d'arrivées des muons demeure un sujet toujours débattu, en particulier, dans l'analyse des gerbes inclinées pour lesquelles le signal est dominé par la composante muonique (voir, entre autres, L. Cazón *et al.* [232]). La caractérisation de la distribution temporelle est ainsi établie vis-à-vis de simulations Monte-Carlo.

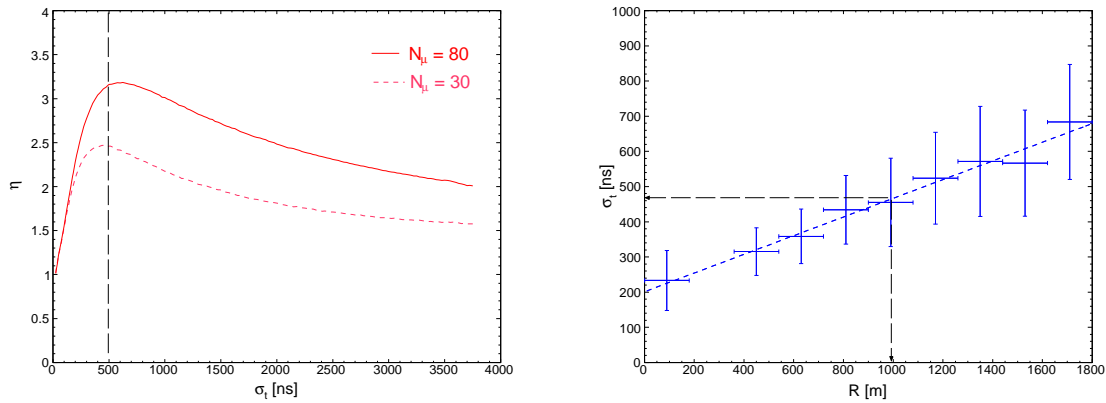


FIG. 5.24 - Interprétation de la variation du facteur correctif  $\eta$ . La figure de gauche correspond aux résultats obtenus *via* une simulation idéale du signal généré par  $N_\mu$  muons injectés sous une incidence de  $45^\circ$ . Elle présente la variation du paramètre  $\eta$  en fonction de l'intervalle temporel durant lequel les  $N_\mu$  muons pénètrent dans la cuve. En pratique, le temps d'arrivée des particules est simulé suivant une distribution gaussienne dont l'écart type  $\sigma_t$  varie. On soulignera, à cet égard, que la répartition temporelle des muons s'apparente vraisemblablement à une distribution gamma inverse [232, 226]. La figure de droite montre la relation entre la largeur temporelle des temps d'arrivée des muons et la distance à l'axe de la gerbe. Aussi, pour une gerbe de proton produite à  $10^{20}$  eV et  $45^\circ$ , la dispersion temporelle pour des muons détectés à 1000 m est voisine de 500 ns.

par les muons. À ces distances et pour ces énergies, le signal EM semble donc contribuer à l'estimation finale de  $\mathcal{J}(v_1 = 0.5 \text{ VEM} - \text{peak})$  signifiant, en conséquence, une correction de moindre amplitude (voir l'étude réalisée par D. Pham et P. Darriulat [233]). Des améliorations consisteraient à soustraire, au préalable et grâce à des méthodes indépendantes [234], le signal électromagnétique. De telles approches dépassant le cadre de la présente étude, nous ne les avons pas mises en œuvre dans la suite de ce travail.

Par ailleurs, la Figure 5.24 montre explicitement que l'amplitude maximum de la correction est dépendante du nombre de muons : la sous-estimation est d'autant plus marquée que le flux muonique est conséquent. Aussi, la détermination du facteur  $\eta$  est intrinsèquement liée à l'énergie de la gerbe. Les Figures 5.25 présentent pour les quatre domaines en énergie précédemment définis, la variation du paramètre  $\eta$  en fonction de la distance à l'axe de la gerbe. Si l'importance des corrections varie notablement avec l'énergie de la particule primaire, le comportement de la variable  $\eta$  reste globalement identique. En particulier, la position pour laquelle la correction devient maximale, est voisine de 1000 mètres. Cette caractéristique tient vraisemblablement à l'altitude de production des muons qui, d'une manière générale, dépend peu de l'énergie (*cf.* Chapitre 4). Aussi, le principal changement résulte de l'amplitude de la correction maximale  $\eta_{\max}$ . La Figure 5.25e indique la valeur de  $\eta_{\max}$  en fonction de l'énergie de la particule primaire. Malgré l'inconvénient d'avoir à recourir à une modélisation dépendant de l'énergie afin d'évaluer l'ampleur des corrections, nous notons néanmoins que la relation  $\eta_{\max} = f(E)$  est tenue : une modification de 50% de l'énergie induit un changement de l'ordre de 10% dans l'estimation du facteur  $\eta_{\max}$ .

Après avoir développé, minutieusement, la nature des biais rencontrés, nous adoptons alors les corrections suivantes :

1. entre 400 et 1000 mètres, la fonction  $\eta(r)$  évolue linéairement de 1.0 jusqu'à  $\eta_{\max}(E)$ ,
2. de 1000 mètres jusqu'à la distance  $r_{\text{trigger}}(E)$  au delà de laquelle la LDF muonique est astreinte aux fluctuations statistiques induites par le seuil de déclenchement des stations de surface, le paramètre  $\eta$  décroît linéairement depuis  $\eta_{\max}(E)$  vers  $\sim \frac{4}{3}$ , soit

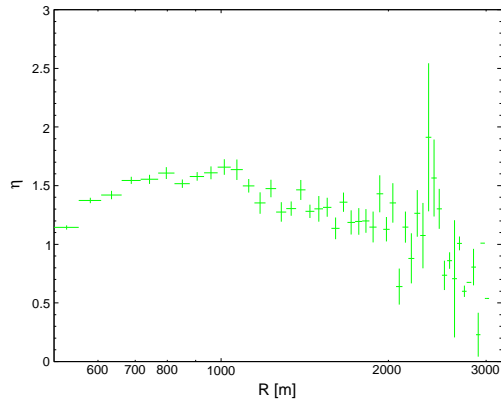
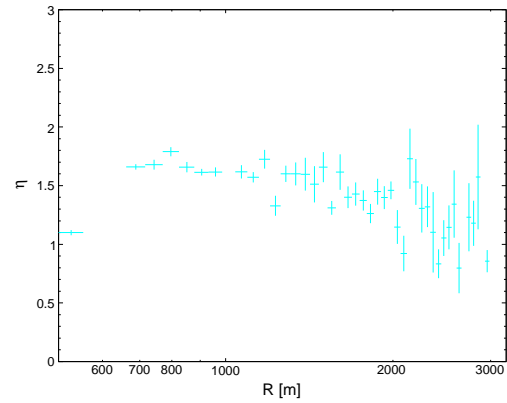
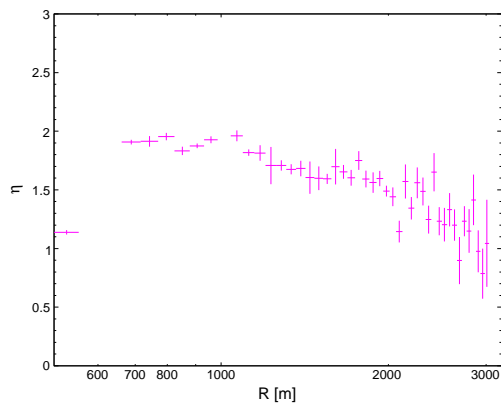
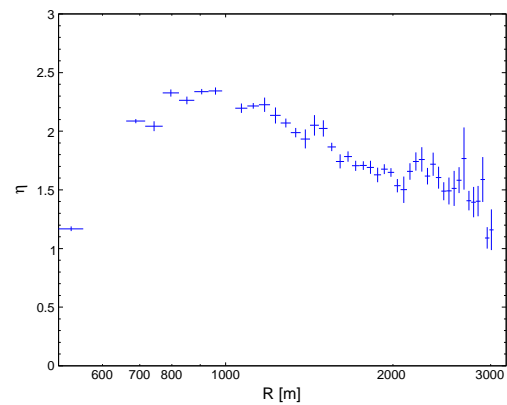
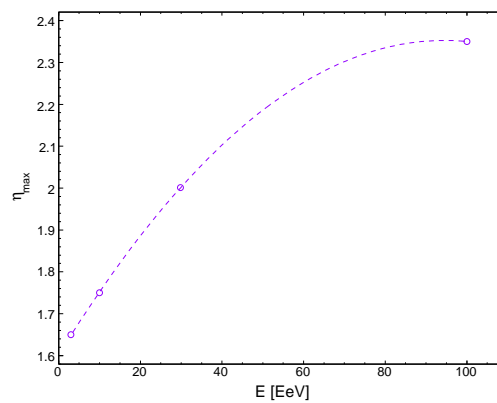
a) Proton -  $10^{18.6}$  eV et  $45^\circ$ b) Proton -  $10^{19}$  eV et  $45^\circ$ c) Proton -  $10^{19.5}$  eV et  $45^\circ$ d) Proton -  $10^{20}$  eV et  $45^\circ$ e) Correction maximale  $\eta_{\max}$ 

FIG. 5.25 - Variation de la valeur de correction  $\eta$  en fonction de la distance à l'axe de la gerbe et de l'énergie de la particule primaire. Les simulations restent les mêmes que celles utilisées précédemment et présentées sur la Figure 5.21.

l'expression définie par l'équation (5.16),

3. au delà, la correction est constante, imposée à la valeur  $\eta(\theta) \sim \frac{4}{3}$ .

À basse énergie, les corrections sont minimales et voisines, par ailleurs, de 1.3 soit la valeur déterminée lors de l'analyse globale. En revanche, à ultra-haute énergie, la procédure mise en place doit nécessairement combler le déficit de muons pour les stations proches de l'axe de la gerbe. On rappellera toutefois que si l'estimation est probablement correcte au delà de 1600 mètres, le nombre de muons déduit à plus courte distance semble également sensible à la composante électromagnétique dont l'intensité contribue, de fait, à majorer la valeur de  $\mathcal{J}(v_1)$ .

### Études des effets systématiques et résolution de la méthode des sauts

Afin de clore ce chapitre sur la technique de comptage de muons et avant de se consacrer à l'étude des événements de l'Observatoire Pierre Auger, il reste à évaluer l'influence des "éléments externes" tels que le choix du modèle hadronique ou le simulateur des cuves. Si dans la première partie de l'exposé, nous avons souligné la relative indépendance de la démarche entreprise au cours de cette thèse vis-à-vis des simulations Monte-Carlo, nous avons également vu, par la suite, le nécessaire recours à ces dernières dans le but d'extraire la composante muonique pour les gerbes les plus énergétiques. Nous avons alors adopté SIBYLL 2.1 afin d'optimiser la procédure de correction. Aussi, il devient impératif d'évaluer dans quelle mesure la variable  $\eta$  évolue au regard du modèle hadronique choisi. En parallèle, nous avons fait peu cas des effets inhérents à la géométrie de la gerbe de même qu'à la nature du rayonnement cosmique. Nous traitons, au cours de ce paragraphe, de l'incidence de ces hypothèses dans le but d'évaluer les biais intrinsèques à la méthode des sauts. Nous terminons en estimant la résolution obtenue sur la détermination du nombre de muons.

#### → Dépendance vis-à-vis du modèle hadronique

Les corrections appliquées, en particulier aux gerbes d'ultra-haute énergie, ont été établies en relation avec les prédictions issues du modèle hadronique SIBYLL 2.1 [25]. Comme nous le verrons par la suite, ce modèle est celui qui fournit l'estimation la plus faible du nombre de muons. Or, ce paramètre conditionne fortement la valeur de l'amplitude maximale  $\eta_{\max}$ . Il est donc vraisemblable que le calcul final soit entaché d'erreurs systématiques suivant le choix du modèle à haute énergie. La Figure 5.26 montre ainsi, pour les deux principaux modèles, SIBYLL 2.1 et QGSJET II.3, l'écart relatif entre le nombre de muons issu de simulations et la détermination déduite de la méthode des sauts. La différence est voisine de 10% indépendamment de l'énergie de la particule primaire. Les effets systématiques sont, néanmoins, en deçà des fluctuations gerbe à gerbe. Nous notons, par ailleurs, que les variations statistiques sur le nombre de muons sont, à courte distance, supérieures aux fluctuations de Poisson ( $1/\sqrt{N}$ ) puis deviennent moins importantes pour les stations les plus éloignées. Si, loin de l'axe de la gerbe, le faible nombre de muons, soumis par ailleurs aux contraintes du *trigger*, justifie que les fluctuations gerbe à gerbe ne soient pas poissonniennes, à plus courte distance l'augmentation des variations résulte probablement des procédures de *thinning* à l'origine de fluctuations artificielles.

Enfin, l'incidence du modèle EPOS [26] dont l'une des caractéristiques s'avère être une production plus importante de muons, n'a pu être évaluée du fait de sa récente implémentation au sein du programme CORSIKA.

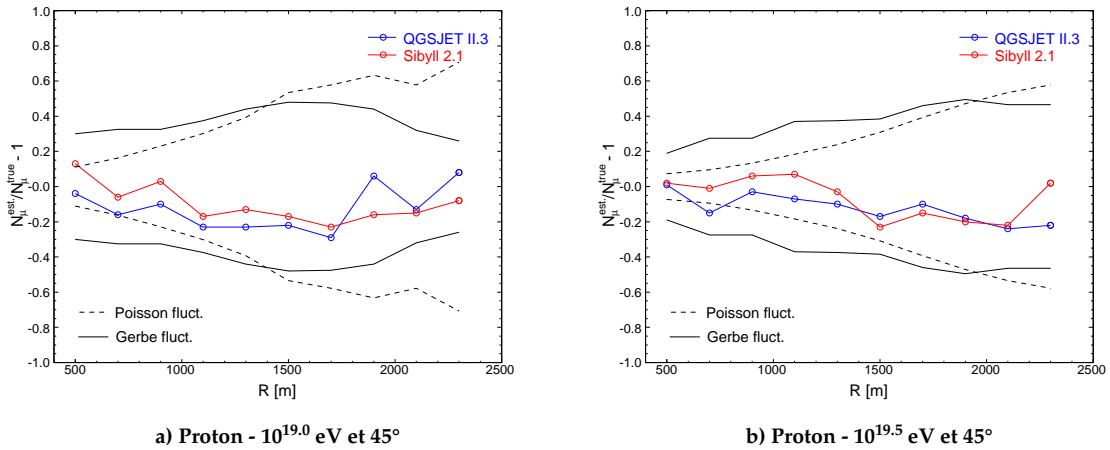


FIG. 5.26 - Variation du biais sur l'estimation du nombre de muons en fonction du modèle hadronique adopté.

→ Dépendance vis-à-vis de la nature du primaire

Quelque soit la méthode de comptage de muons, la technique doit nécessairement s'affranchir de tout *a priori* relatif à la composition du rayonnement cosmique. Les Figures 5.27 présentent ainsi, pour les deux modèles hadroniques SIBYLL 2.1 et QGSJET II.3, la dépendance vis-à-vis de la nature de la particule primaire.

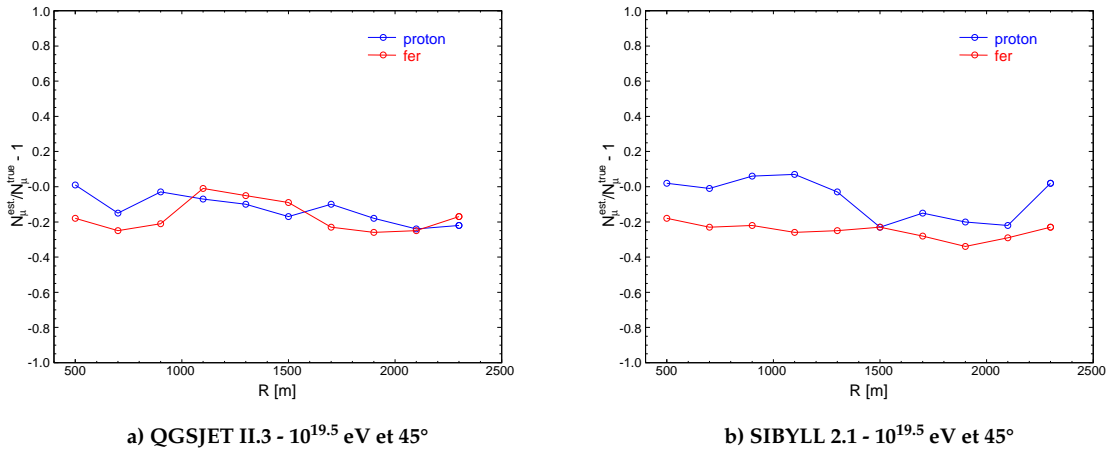


FIG. 5.27 - Variation du biais sur l'estimation du nombre de muons en fonction du type de particule primaire.

De même que pour les modèles hadroniques, les effets systématiques sont de l'ordre de 10% alors que l'écart relatif de production muonique entre protons et noyaux de fer est typiquement voisin de 40%. Si la correction dépend certes, de la normalisation en muons, elle tient également à la distribution temporelle de ces particules. Or, l'altitude de production des muons entre noyau de fer et proton (*cf.* Chapitre 4) est sensiblement différente, impliquant par la-même des répartitions en temps distinctes. L'influence conjuguée des deux effets tend à minimiser l'écart entre primaires et assure ainsi une relative indépendance de la méthode

vis-à-vis de la composition chimique du RCUHE<sup>k</sup>.

→ **Dépendance vis-à-vis de l'énergie et de l'angle zénithal**

Au cours du paragraphe précédent, nous avons clairement établi que la correction dépendait du nombre de muons et donc de l'énergie initiale. La Figure 5.28 présente ainsi l'écart relatif pour différentes énergies. Les effets sont typiquement de l'ordre de quelques dizaines de pourcents, en particulier pour des stations situées à  $\sim 1000$  m.

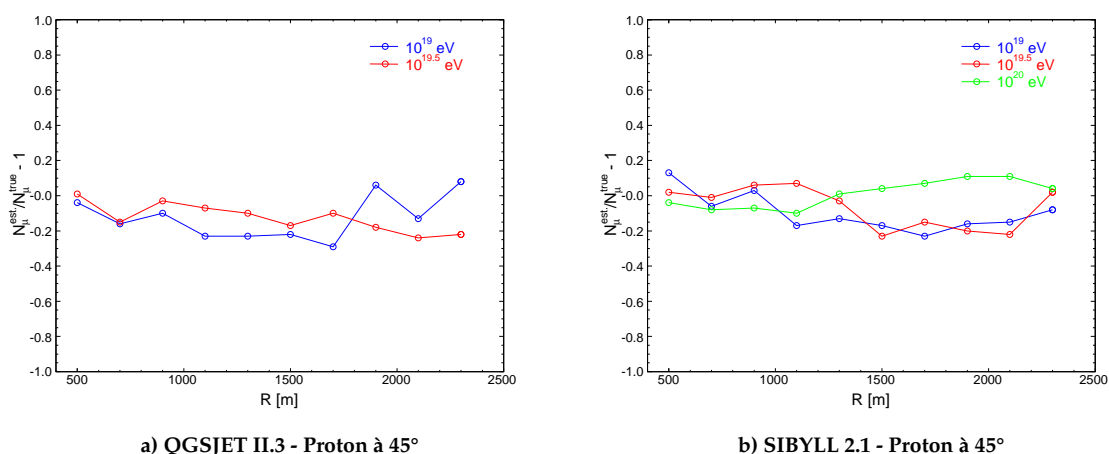


FIG. 5.28 - Variation du biais sur l'estimation du nombre de muons en fonction de l'énergie.

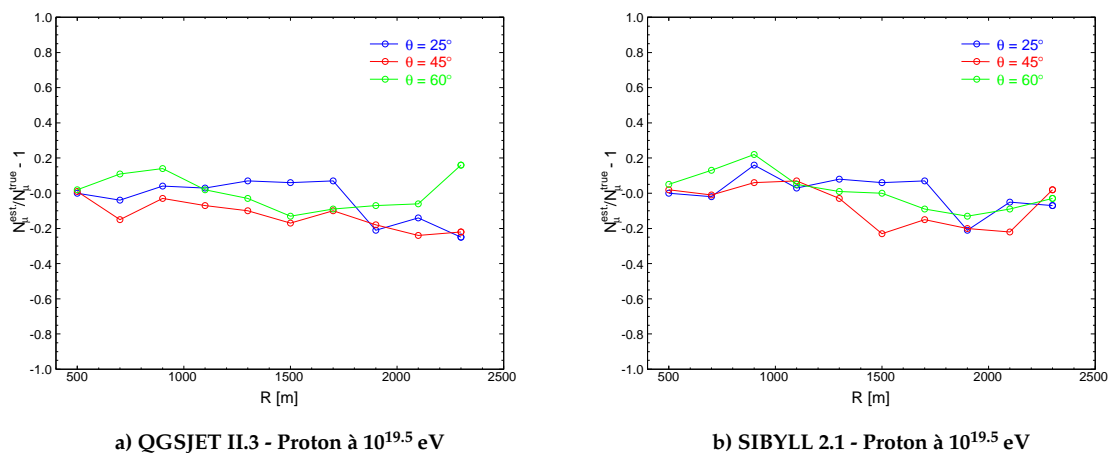


FIG. 5.29 - Variation du biais sur l'estimation du nombre de muons en fonction de l'angle zénithal.

Nous avons également évalué dans quelle mesure l'inclinaison de la gerbe introduisait ou non d'éventuels effets indésirables dans l'estimation du nombre de muons. Les résultats

<sup>k</sup>si la fraction de photons présente dans le rayonnement cosmique demeure infime [142], la détection de photons GZK devraient toutefois s'opérer au cours des prochaines années. Aussi, la méthode des sauts peut raisonnablement concourir à la détection de ces particules dans la mesure où la densité muonique est singulièrement plus faible. Toutefois, il faudra évaluer la faculté de la méthode des sauts à isoler, sans équivoque, les éventuels rayons gamma d'ultra-haute énergie.



présentés sur la Figure 5.29 suggèrent une relative indépendance de la méthode vis-à-vis de l'angle zénithal. Bien que le nombre de muons soit surestimé dans le cas de gerbes très inclinées, les écarts sont, en moyenne, inférieurs à 20%. Comme nous l'avons remarqué auparavant, l'influence de l'angle zénithal sur la densité muonique observée à une distance donnée de l'axe de la gerbe est mineure et tient essentiellement à la désintégration en vol des muons. Par ailleurs, l'altitude de production des muons évolue sensiblement suivant l'angle sous lequel la particule primaire pénètre dans l'atmosphère (*cf.* Chapitre 4). Par conséquent, si la distribution temporelle est plus évasée dans le cas de gerbes verticales, le nombre de muons est, dans le même temps, légèrement supérieur. Aussi, les deux influences ont tendance à se compenser, rendant la méthode globalement insensible à l'inclinaison de la gerbe.

#### → Dépendance vis-à-vis du simulateur de cuve

Finalement, nous avons estimé l'influence du simulateur de cuve dans l'estimation du nombre de muons. Il existe différents programmes — Geant4 [235, 236], SDSim [222], Easy-Sim — permettant d'une part de simuler la production de photons Cherenkov dans l'eau des cuves et, d'autre part, de rendre compte des performances de l'électronique. Nous avons, par ailleurs, souligné au cours de ce chapitre les difficultés rencontrées par la simulation à reproduire les signaux expérimentaux délivrés par les muons. En particulier, le nombre de photo-électrons est significativement plus faible dans la simulation tandis que le temps de montée des signaux est quant à lui plus court. La structure temporelle n'est correctement restituée que dans la mesure où les grandeurs caractéristiques de la cuve — réflectivité du Tyvek, longueur d'absorption de l'eau, surface des photo-cathodes, ... — sont fixées à des valeurs non conformes aux valeurs nominales. Aussi, bien que le *muon shape* soit simulé de manière raisonnable, il demeure un problème de fond relatif soit à la description de l'émission Cherenkov soit à la modélisation des propriétés intrinsèques à la cuve. Enfin, si le profil temporel des muons est correctement reproduit, la simulation souffre de l'absence de données expérimentales pour la calibration des signaux de photons convertis.

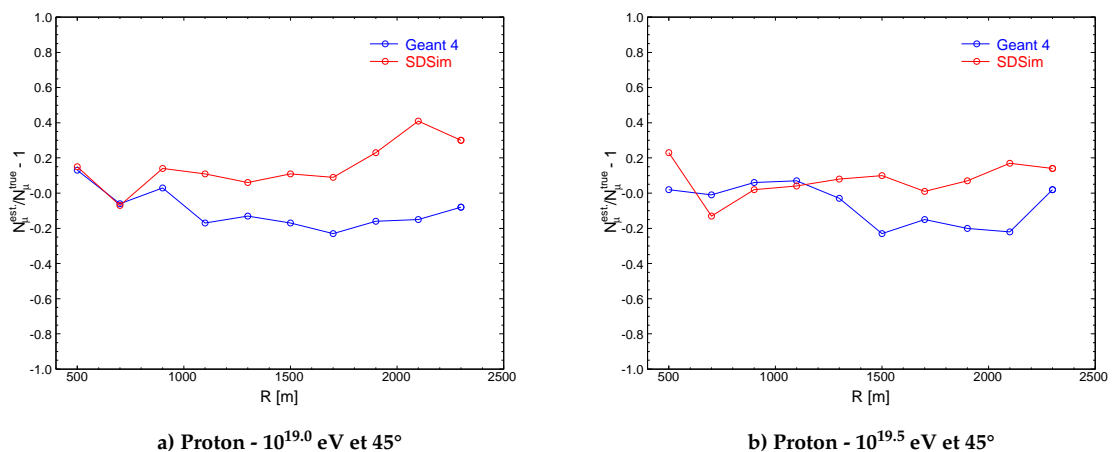


FIG. 5.30 - Variation du biais sur l'estimation du nombre de muons en fonction de la simulation du détecteur de surface. Les simulations de gerbes ont été réalisées avec CORSIKA et SIBYLL 2.1 pour modèle hadronique.

La Figure 5.30 compare ainsi les résultats de la méthode des sauts en fonction du simulateur de cuves adopté. Proche de l'axe de la gerbe, les mesures sont globalement compatibles alors que des différences notables se manifestent à plus grande distance. Toutefois,

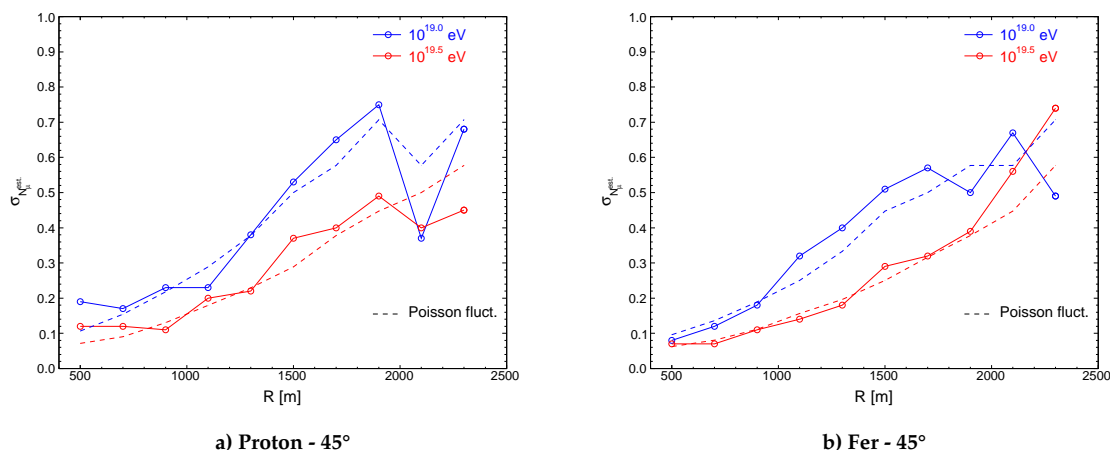


FIG. 5.31 - Variation de la résolution sur le nombre de muons déterminé par la méthode des sauts. Les simulations de gerbes ont été réalisées avec CORSIKA et QGSJET II.3 pour modèle hadronique. Les résultats sont globalement identique à ceux obtenus avec les modèle SIBYLL 2.1.

les écarts tiennent vraisemblablement plus aux modifications propres au programme de reconstruction *Offline* et, en particulier, au traitement du *trigger* qu'à un réel désaccord entre simulateurs de cuves<sup>1</sup>. De manière générale, une analyse plus complète s'inscrivant au delà de la problématique du comptage des muons, est nécessaire afin de connaître précisément les raisons du désaccord entre données expérimentales et résultats de simulations.

#### → Résolution sur la détermination du nombre de muons

La dernière étape de la validation de la méthode est la détermination de la résolution sur le nombre de muons. Si les biais sont dans leur ensemble maîtrisés, une variance trop grande rendrait l'analyse pratiquement inexploitable. La Figure 5.31 présente l'évolution de l'écart-type  $\sigma_{N_\mu}^{est.}$  en fonction de la distance à l'axe de la gerbe pour différentes énergies. Les résultats montrent que la résolution est du même ordre de grandeur que les fluctuations de Poisson soit proportionnelle à  $\sqrt{N_\mu}$ . En outre, la dispersion ne dépend pas ou très peu de la nature du primaire.

Cette étude souligne donc la capacité de la méthode des sauts à rendre compte de la densité muonique dans la limite des fluctuations statistiques. Nous verrons par la suite comment exploiter cette propriété afin de mesurer la distribution latérale muonique.

### 5.1.5 Remarques et discussions sur la méthode des sauts

Avant de consacrer la fin de ce chapitre à l'application de la méthode des sauts et à l'analyse des résultats qui en découlent, nous allons revenir rapidement sur les principales étapes de cette étude. En particulier, si l'idée de base fut de construire une approche résolument simple axée autour de considérations analytiques afin de s'affranchir des biais inhérents à la simulation, nous avons dû faire appel à ces mêmes simulations pour évaluer puis améliorer la détermination du nombre de muons. Toutefois, nous avons souligné que

<sup>1</sup>les simulations ont été effectuées à différents moments de la thèse et souffrent donc de la structure éminemment variable du programme de reconstruction, ce qui relativise la portée des résultats obtenus dans ces conditions. Par ailleurs, la grande majorité de ces simulations ont été reconstruites grâce à la plateforme Xtrem-Web [237].

l'approche initiale, basée sur l'ajustement des distributions de sauts dans les données de l'Observatoire Pierre Auger, demeure exploitable. En effet, dans l'hypothèse où la modélisation est raisonnablement applicable et qu'en conséquence, les valeurs caractéristiques des contributions muonique et électromagnétique sont crédibles, le facteur correctif déduit de l'analyse globale permet d'estimer correctement la LDF muonique pour des rayons cosmiques d'énergie inférieure à 10 EeV. À plus haute énergie, la détermination du nombre de muons reste potentiellement valable pour des distances voisines de 1600 mètres.

Cependant, afin de comparer les résultats déduits de la méthode des sauts à des études indépendantes et de bénéficier, dans le même temps, d'un même estimateur quelque soit l'énergie, il a été nécessaire, pour les gerbes les plus énergétiques, de "combler" le déficit de muons observé à courte distance. Si la variation de la correction a été établie par rapport aux simulations Monte-Carlo, nous avons néanmoins démontré qu'elle repose essentiellement sur l'action conjuguée du flux de muons et de sa répartition temporelle. La seule véritable inconnue relève de l'influence de la composante électromagnétique sur l'intensité de la correction maximale  $\eta_{\max}$ .

La dernière partie de cette étude a consisté, d'une part, à estimer la dépendance de la méthode des sauts en fonction des simulations adoptées et, d'autre part, à évaluer l'influence des paramètres propres à la gerbe (composition, direction d'arrivée, énergie). Ainsi, les effets systématiques sont typiquement inférieurs à 20%, la résolution étant, quant à elle, du même ordre de grandeur que les fluctuations naturelles. Aussi, l'estimation du nombre de muons pour une cuve donnée, s'écrit sous la forme suivante

$$N_{\mu}^{\text{est.}}(r, E, \theta) = \eta(r, E) \times \underbrace{\sum_{\substack{v \geq v_1 \\ t_i \text{ ADC bin}}}^{\infty} v(t_i)}_{\mathcal{J}(v_1=0.5 \text{ VEM-peak})} \pm 20\% (\text{syst.}) \pm \sqrt{N_{\mu}^{\text{est.}}} (\text{stat.}) \quad (5.17)$$

## 5.2 Étude de la composition du rayonnement cosmique

Au delà de la compréhension du développement des gerbes et de la caractérisation des processus hadroniques d'ultra-haute énergie, l'étude de la composante muonique permet également de déterminer la nature des particules primaires. Si les fluctuations interdisent un hypothétique examen gerbe par gerbe, l'accumulation d'événements conduit à envisager l'estimation statistique de la composition du rayonnement cosmique d'ultra-haute énergie. Dans ce chapitre, nous appliquons la méthode des sauts aux données de l'Observatoire Pierre Auger. Nous décrivons, dans un premier temps, la technique utilisée afin de mesurer la LDF muonique puis, après avoir extrait pour chaque événement le nombre de muons à 1000 mètres, nous comparons les résultats avec les estimations obtenues par les expériences CASA-MIA [238] et AGASA [239]. L'analyse est également confrontée aux études indépendantes menées au sein de la collaboration Pierre Auger. Finalement, nous engageons une réflexion sur l'interprétation de ces résultats au regard des prédictions issues des modèles hadroniques et nous discutons des implications au delà de la stricte problématique de la composition du RCUHE.

### 5.2.1 Détermination de la distribution latérale du nombre de muons

La détermination du nombre moyen de muons ayant pénétré dans une station de surface se déduit de l'expression (5.17) moyennant la connaissance préalable de la géométrie de la gerbe et de l'énergie du rayon cosmique incident. Pour chaque événement physique, nous

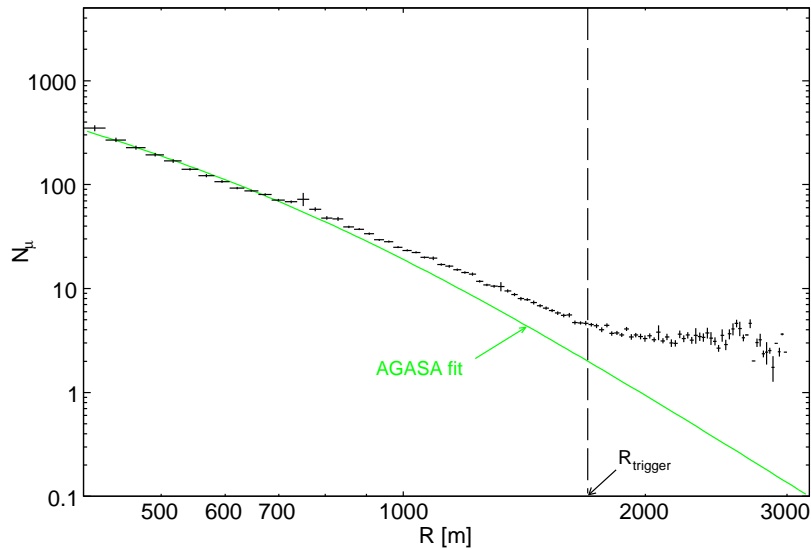
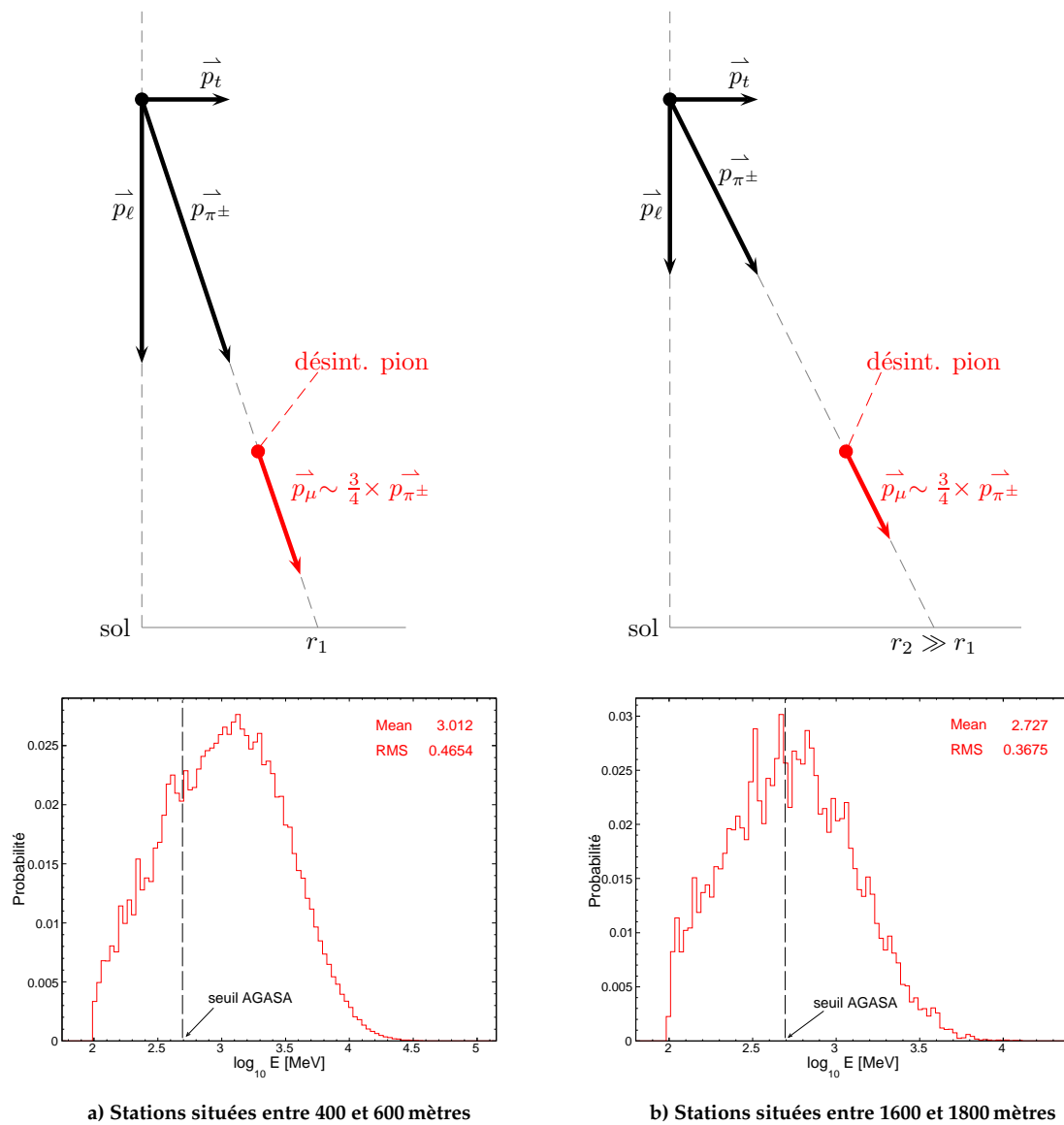


FIG. 5.32 - **Distribution latérale du signal muonique.** Les événements de l'Observatoire Pierre Auger ont été sélectionnés dans la gamme en énergie 8 – 12 EeV (points noirs). La courbe verte est relative à l'ajustement employé par l'expérience AGASA [240].

pouvons par suite reconstruire la distribution latérale du signal muonique puis estimer l'intensité du flux en évaluant sa valeur à une distance donnée. La Figure 5.32 présente ainsi, pour un ensemble d'événement d'énergie comprise entre 8 et 12 EeV, la variation du nombre de muons en fonction de l'éloignement des cuves. Hormis les effets propres au niveau de déclenchement des stations, la répartition du nombre de muons au sol est typiquement proportionnelle à  $r^\beta$ .

Sur cette même figure, nous avons également indiqué l'ajustement adopté par la collaboration AGASA [240]. Si l'expression analytique utilisée s'apparente à une fonction NKG (cf. Paragraphe §2.3.1, page 26) adaptée au besoin de l'étude, il est intéressant de noter que la différence de comportement entre LDFs est d'autant plus significative que la distance radiale augmente. Contrairement au dispositif expérimental de l'Observatoire Pierre Auger, l'expérience AGASA a disposé, en complément de son réseau de surface, de scintillateurs protégés par un blindage mêlant plomb et fer. La composante EM de basse énergie est alors totalement absorbée de telle sorte que subsistent uniquement les muons d'énergie cinétique suffisamment grande pour franchir les différentes épaisseurs de matériau. Le seuil en énergie nécessaire à la détection de ces particules est alors de l'ordre de  $0.5 \text{ GeV} / \cos \theta$  à comparer aux 55 MeV requis pour émettre des photons Cherenkov. Par conséquent, l'expérience AGASA détecte en moyenne moins de muons, et ce d'autant plus que la distance séparant les détecteurs de l'axe de la gerbe est importante. En effet, comme l'illustre la Figure 5.33, les particules détectées à large "paramètre d'impact" ont été nécessairement produites sous un angle plus ouvert. Étant donné que l'impulsion transverse peut, en première approximation, être considérée comme constante devant la distribution en loi de puissance des impulsions longitudinales, les muons détectés loin de l'axe de la gerbe ont donc une quantité de mouvement moindre : la sélection en énergie imposée par le seuil à  $0.5 \text{ GeV} / \cos \theta$  est, par conséquent, plus restrictive.

Afin de déterminer, pour chaque événement, le nombre de muons à 1000 mètres  $N_\mu(1000 \text{ m})$ ,



**FIG. 5.33 - Illustration de la production de muons à courte et grande distance de l'axe de la gerbe.** Les distributions en énergie de muons, issues d'une simulation de proton  $E = 10^{19}$  eV et  $0^\circ$ , sont également présentées pour deux intervalles en distance. La distribution des impulsions transverses, typiquement exponentielle, peut, en première approximation, être considérée comme constante vis-à-vis de la distribution en loi de puissance des impulsions longitudinales [229, 230].

nous exprimons la LDF sous la forme suivante

$$f_{\text{LDF}}(r) = N_{\mu}(1000 \text{ m}) \times \left(\frac{r}{1000}\right)^{\beta} \quad (5.18)$$

où  $\beta$  est strictement négatif. La vraisemblance  $\mathcal{L}$  ou *likelihood* déduite de l'expression (5.17) s'écrit

$$\mathcal{L} = \prod_i f_{\text{P}}(n_i, \mu_i) \quad (5.19)$$

où l'indice  $i$  est relatif aux différentes stations de l'événement. L'expression du logarithme de la vraisemblance devient

$$\ell = \ln \mathcal{L} = \sum_i \ln f_{\text{P}}(n_i, \mu_i) \quad (5.20)$$

avec

$$f_{\text{P}}(n_i, \mu_i) = \frac{\mu_i^{n_i} e^{-\mu_i}}{n_i!} \implies \ln f_{\text{P}}(n_i, \mu_i) = n_i \ln \mu_i - \mu_i - \sum_{j=1}^{n_i} \ln j$$

Nous ne considérons ici que les fluctuations de Poisson symbolisées par la fonction  $f_{\text{P}}(n_i, \mu_i)$  où  $n_i$  et  $\mu_i$  correspondent respectivement au nombre de muons estimé et au nombre de muons attendus théoriquement. Les effets systématiques, de l'ordre de 20%, ne sont pas pris en compte dans l'expression analytique de la vraisemblance en raison du caractère non aléatoire de ces fluctuations : les biais évoluent, en particulier, avec la distance à l'axe de la gerbe et ne sont donc pas indépendants d'une station à l'autre. Le traitement de ces effets de même que ceux relatifs à la saturation des cuves et aux stations non-déclenchées peuvent naturellement être intégrés à un modèle plus complet. Nous précisons, par ailleurs, que les stations situées au delà de  $R_{\text{trigger}}$  (cf. FIG. 5.32) et donc possiblement affectées par le niveau de déclenchement, ne sont pas considérées dans cette étude.

Par ailleurs, il est des situations où l'ajustement doit nécessairement s'opérer dans des conditions particulières. Ainsi, la Figure 5.34 présente un événement quasi-vertical ( $\theta \simeq 18^\circ$ ) pour lequel la station centrale est saturée : les six stations déclenchées sont par conséquent toutes situées à  $\sim 1500$  m. Dans ces conditions, l'ajustement effectué en conservant libre le paramètre  $\beta$  de la LDF, peut se révéler dépourvu de tout sens physique.

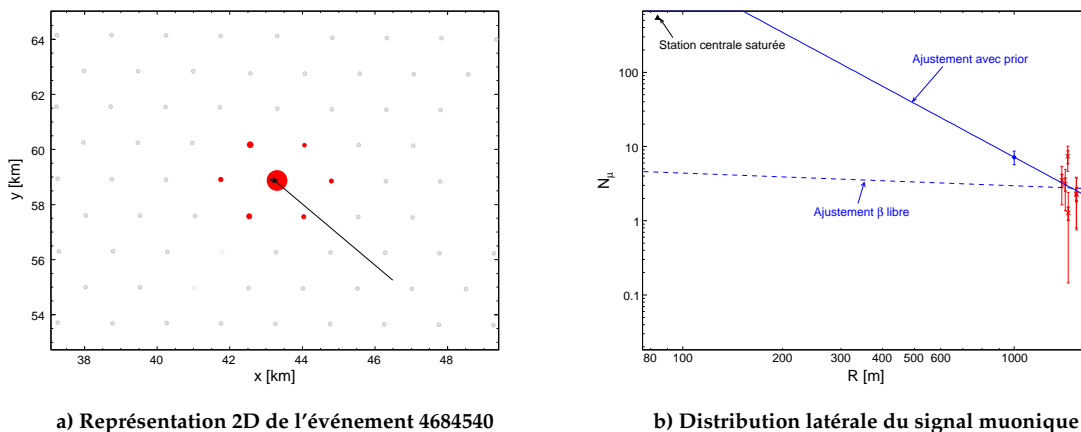


FIG. 5.34 - Événement quasi-vertical où les seules stations non saturées sont situées sur un cercle de 1500 mètres de rayon. L'ajustement pour ces conditions particulières s'avère délicat et conduit, dans la mesure où  $\beta$  est laissé libre, à des résultats aberrants (courbe en tirets). Dans l'hypothèse où  $\beta$  n'est plus libre mais contraint par le modèle (voir texte), l'ajustement est alors raisonnable (courbe pleine).

Dans le but de traiter ces événements où la dynamique en distance radiale est réduite à quelques centaines de mètres, deux options sont envisageables :

1. soit le paramètre  $\beta$  est fixé à la valeur la plus probable déduite, par ailleurs, des événements dits idéaux (sans stations saturées, ...). Dans ce cas de figure, seule la normalisation  $N_\mu(1000 \text{ m})$  est considérée comme paramètre libre,
2. soit la distribution  $p(\beta)$  des valeurs de  $\beta$  est inférée à partir d'événements "propres" (cf. FIG. 5.35) de manière à pénaliser, au travers de l'expression de  $\mathcal{L}$ , les valeurs de  $\beta$  déviantes.

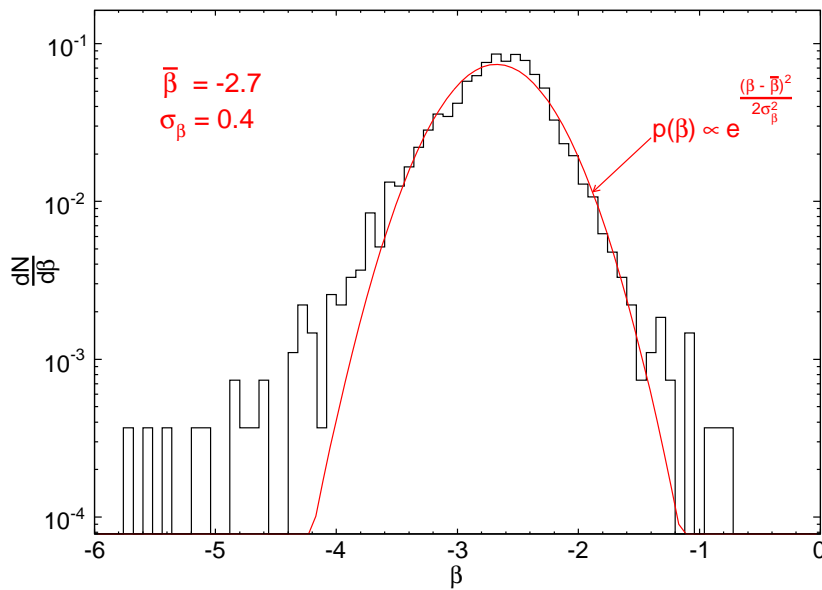


FIG. 5.35 - Distribution des valeurs du paramètre  $\beta$  dans le cas d'événements sans station saturée et pour lesquels au moins cinq stations sont concernées par l'ajustement. La courbe rouge représente la probabilité  $p(\beta)$  définie par une approximation gaussienne.

Dans la pratique, la première hypothèse n'est qu'un cas particulier de la seconde où la variance de  $\beta$  est alors nulle. Par ailleurs, l'utilisation d'un *a priori* (ou *prior*) sur  $\beta$  se traduit par l'ajout d'un terme dans l'expression de la vraisemblance  $\mathcal{L}$

$$\mathcal{L} = \underbrace{p(\beta, N_\mu(1000 \text{ m}) | \mathbf{x})}_{\text{posterior}} \propto \underbrace{p(\beta)}_{\text{prior}} \cdot \prod_i f_P(n_i, \mu_i) \quad (5.21)$$

où  $p(\beta, N_\mu(1000 \text{ m}) | \mathbf{x})$  représente la probabilité *a posteriori* des paramètres  $\beta, N_\mu(1000 \text{ m})$  étant donné la mesure  $\mathbf{x}$ .

L'expression de la probabilité marginale  $p(\beta)$  est déduite, comme nous l'évoquions précédemment, d'événements "propres" sélectionnés de telle sorte que l'ajustement de la LDF muonique soit réalisé sur au moins cinq stations, toutes non saturées (cf. FIG. 5.35). La probabilité  $p(\beta)$  s'écrit dans ces conditions, sous la forme d'une distribution gaussienne définie selon

$$p(\beta) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_\beta} \exp\left(-\frac{(\beta - \bar{\beta})^2}{2\sigma_\beta^2}\right) \quad (5.22)$$

où  $\bar{\beta}$  et  $\sigma_\beta$  sont respectivement égaux à -2.7 et 0.4.

L'expression du logarithme de la vraisemblance devient ainsi

$$\ell = \ln \mathcal{L} = -\frac{(\beta - \bar{\beta})^2}{2\sigma_{\bar{\beta}}^2} - \ln \sigma_{\beta} - \ln \sqrt{2\pi} + \sum_i \ln f_{\mathbb{P}}(n_i, \mu_i) \quad (5.23)$$

En outre, l'ajout d'une probabilité *a priori*  $p(\beta)$  à l'expression de la vraisemblance impose à la démarche de se placer dans un cadre bayésien où, dans cette perspective, la notion de probabilités constitue la traduction numérique d'un état de connaissance. Si cette thèse n'est pas le lieu pour discuter de l'éternel débat entre partisans de l'approche bayésienne et défenseurs de la cause fréquentiste, il est relativement naturel, comme l'explique B. Kégl *et al.* [226], d'adopter ce formalisme dans le cadre de l'expérience Pierre Auger et donc, à plus forte raison, pour déterminer la distribution latérale du signal muonique. Le principal (voire l'unique) ingrédient à la théorie de Bayes [241] repose sur la relation formelle reliant la fonction de vraisemblance  $p(\mathbf{x}|\mathbf{y})$  aux probabilités *a priori*  $p(\mathbf{y})$  et *a posteriori*  $p(\mathbf{y}|\mathbf{x})$ . Le théorème de Bayes s'énonce alors

$$p(\mathbf{y}|\mathbf{x}) = \frac{p(\mathbf{x}|\mathbf{y}) p(\mathbf{y})}{p(\mathbf{x})}$$

où  $\mathbf{x}$  demeure le signal observé — le nombre de muons mesuré — et où  $\mathbf{y}$  représente les inconnues —  $\beta, N_{\mu}(1000 \text{ m})$  — du système. La difficulté majeure réside dans l'estimation du facteur de normalisation  $p(\mathbf{x})$  défini suivant

$$p(\mathbf{x}) = \int p(\mathbf{x}|\mathbf{y}) p(\mathbf{y}) d\mathbf{y}$$

Sauf dans de rares cas, souvent simples, la quantité  $p(\mathbf{x})$  ne peut être évaluée de manière analytique.

Pour faire face à ce problème d'intégration, les outils numériques basées sur des méthodes de Monte-Carlo se sont développés. Par ailleurs, la majorité de ces techniques utilisent un schéma basé sur une chaîne de Markov où chaque paramètre du vecteur  $\mathbf{y}$  est généré à partir de l'estimation précédente. La convergence est alors assurée moyennant un ensemble de conditions techniques. Parmi ces méthodes, nous avons exploité la simplicité et la polyvalence de l'algorithme Metropolis-Hastings [242, 243] dont nous allons décrire formellement le principe à l'aide de la Figure 5.36. Étant donné le signal observé  $\mathbf{x}$ , les paramètres  $\mathbf{y}_{\text{init}}$  sont initialisés de telle sorte que la probabilité conditionnelle  $p(\mathbf{y}_{\text{init}}|\mathbf{x})$  ne soit pas nulle (Ligne 2). Une boucle est ensuite initiée (Ligne 3) où à chaque itération  $n$ , les paramètres  $\mathbf{y}_{n-1}$  sont perturbés (Ligne 4). Le rapport des *posteriors*

$$\frac{p(\mathbf{y}_{\text{candidat}}|\mathbf{x})}{p(\mathbf{y}|\mathbf{x})} \quad (5.24)$$

est alors évalué (Ligne 5). Nous notons ainsi qu'en effectuant le *ratio* entre les probabilités *a posteriori*, le facteur de normalisation  $p(\mathbf{x})$  s'élimine. Les nouvelles valeurs de  $\mathbf{y}$  sont alors acceptées dans la mesure où la probabilité  $p(\mathbf{y}_{\text{candidat}}|\mathbf{x})$  augmente. Dans le cas contraire, la perturbation est néanmoins autorisée avec une probabilité alors égale au rapport (5.24) (Ligne 6). Ainsi, l'algorithme explore l'ensemble du domaine de variation du *likelihood* évitant de la sorte de converger vers un maximum local. En tout état de cause, l'ensemble des valeurs  $\mathbf{y}$  sont conservées (Ligne 8) jusqu'à ce que la convergence, définie par l'utilisateur, soit atteinte. À la fin du processus (Ligne 10), chaque paramètre est caractérisé non pas par une seule et unique valeur mais par une densité de probabilité permettant d'évaluer l'espérance et la variance de la variable.

Plusieurs conditions sont requises afin de garantir la convergence de la procédure. En



METROPOLIS-HASTINGS( $\mathbf{x}$ )

---

```

1   $\mathcal{P} \leftarrow \{\}$ 
2   $\mathbf{y} \leftarrow \mathbf{y}_{\text{init}}$ 
3  faire
4       $\mathbf{y}_{\text{candidat}} \leftarrow \mathbf{y} + \Delta\mathbf{y}_{\text{init}}$ 
5      posterior-ratio  $\leftarrow \frac{p(\mathbf{x}|\mathbf{y}_{\text{candidat}}) p(\mathbf{y}_{\text{candidat}})}{p(\mathbf{x}|\mathbf{y}) p(\mathbf{y})}$ 
6      si posterior-ratio  $> r \sim \mathcal{U}[0, 1]$ 
7           $\mathbf{y} \leftarrow \mathbf{y}_{\text{candidat}}$ 
8       $\mathcal{P} \leftarrow \mathcal{P} \cup \{\mathbf{y}\}$ 
9  jusqu'à convergence
10 retourner  $\mathcal{P}$ 

```

---

FIG. 5.36 - **Algorithme Metropolis-Hastings** [242, 243]. L'observable est représentée par le vecteur  $\mathbf{x}$  qui se trouve être, dans notre cas précis, l'estimation du nombre de muons en fonction de la distance à l'axe.

particulier, les perturbations aléatoires  $\Delta\mathbf{y}$  doivent être symétriques de façon à assurer l'équivalence des chemins aller et retour *i.e.*

$$p(\mathbf{y} + \Delta\mathbf{y}|\mathbf{y}) = p(\mathbf{y}|\mathbf{y} + \Delta\mathbf{y})$$

Par ailleurs, l'amplitude des perturbations  $\Delta\mathbf{y}$  relève d'un savant dosage afin que le taux d'acceptation (Ligne 6) ne soit ni trop grand de telle manière que la chaîne stagne dans des *minima* locaux, ni trop faible restreignant alors l'exploration de la distribution du *posterior* à certaines valeurs. L'optimisation de la convergence qui est en soi un domaine de recherches intensives revêt, de ce point de vue, un intérêt et une attention particulière<sup>m</sup>.

Nous appliquons l'algorithme Metropolis-Hastings à l'ensemble des événements de l'Observatoire Pierre Auger. La distribution latérale du signal muonique est alors définie par les densités de probabilités de  $\beta$  et  $N_{\mu}(1000\text{ m})$  dont nous pouvons extraire les grandeurs caractéristiques : valeur moyenne et écart-type. Avant de présenter les résultats, il convient d'apporter quelques précisions sur la procédure mise en place. Ainsi, l'utilisation d'un *a priori* sur l'indice  $\beta$  de la LDF peut conduire à fausser l'estimation des paramètres. En particulier, s'il existe une dépendance de  $\beta$  avec l'énergie de la particule incidente, le *prior*  $p(\beta)$  déduit des événements de moyenne énergie peut dans ces conditions biaiser la mesure de la LDF pour les événements d'ultra-haute énergie. Aussi, nous n'imposons la contrainte sur  $\beta$  que dans le cas de situations s'y prêtant c'est-à-dire lorsque la dynamique en distance radiale est inférieure à 500 m. Enfin, le modèle génératif — Eq. (5.23) — développé au cours de cette thèse reste relativement sommaire. Toutefois, la grande force de cette approche réside dans sa capacité à intégrer au modèle, des notions ou états de connaissance nouveaux. Par conséquent, le traitement des stations non-déclenchées ou affectées par le *trigger ToT* peut être inclu, à terme, dans l'expression de la vraisemblance.

---

<sup>m</sup>pour plus de détails cf. B. Kégl *et al.* [226] et de manière plus générale aux ouvrages suivants [244–246].

## 5.2.2 Analyse des données de l'Observatoire Pierre Auger

Dans ce paragraphe, nous étudions la variation de l'estimateur  $N_\mu$  (1000 m) en fonction de l'énergie. Dans un premier temps, nous comparons ces résultats à l'évolution prédite par les expériences AGASA [239] et CASA-MIA [238] ainsi qu'à l'étude indépendante menée par F. Schmidt *et al.* [247, 248]. Nous nous concentrons, par la suite, sur l'interprétation de ces données au regard des prédictions déduites des modèles hadroniques. En particulier, nous évaluons dans quelle mesure un changement de la nature des interactions hadroniques peut rendre compte des résultats présentés puis nous envisageons les conséquences d'une possible modification de l'échelle en énergie.

Nous ne considérons, ici, que les événements remplissant les conditions du *trigger* T5 strict (*cf.* Paragraphe §2.3, page 26) et dont l'énergie, déduite de la procédure CIC, est supérieure au seuil de saturation du détecteur de surface *i.e.*  $E \geq 3 \text{ EeV}$ . Cette condition permet ainsi de s'affranchir de toute dépendance vis-à-vis de la nature du rayonnement cosmique. En outre, nous nous intéressons uniquement aux événements verticaux ( $\theta \leq 60^\circ$ ), reconstitués, par ailleurs, *via* le programme officiel [Offline](#). Depuis Janvier 2004 jusqu'à Mai 2008, l'Observatoire Pierre Auger a ainsi détecté 2250 événements d'énergie supérieure à  $10^{19} \text{ eV}$ , soit quinze fois plus que la statistique utilisée par l'expérience AGASA pour l'analyse de la densité muonique [239].

### → Comparaison avec les résultats des expériences AGASA et CASA-MIA

À la différence de l'Observatoire Pierre Auger<sup>n</sup>, les expériences AGASA et HiRes (anciennement Fly's Eye), par l'intermédiaire de sa composante au sol CASA-MIA, ont disposé de détecteurs sensibles uniquement à la composante muonique des gerbes atmosphériques. AGASA a ainsi adjoint au réseau initial de 111 scintillateurs plastiques répartis sur  $100 \text{ km}^2$ , 27 compteurs proportionnels dédiés à la mesure du nombre de muons. Historiquement, huit premiers détecteurs placés sous une épaisse chape de béton ( $E_\mu \geq 1 \text{ GeV} / \cos \theta$ ) ont été installés, rejoints par la suite par 19 nouveaux scintillateurs abrités sous un toit de plomb et de fer ( $E_\mu \geq 0.5 \text{ GeV} / \cos \theta$ ). Chaque détecteur couvre une surface de  $2.8 - 10 \text{ m}^2$  et est, par ailleurs, capable de mesurer des densités muoniques jusqu'à 10 particules par  $\text{m}^{-2}$ .

Les détecteurs de l'expérience CASA-MIA ont quant à eux été enfouis sous trois mètres de terre afin d'atténuer la composante électromagnétique. Les compteurs à muons sont constitués d'une feuille d'acrylique dopée à laquelle est associée, en son centre, un photomultiplicateur [251, 252]. Seize dispositifs composés chacun de 64 scintillateurs ont été enterrés à Dugway, Utah sur le site de fluorescence de Fly's Eye. L'association de ces trois mesures (des scintillateurs placés au sol, sensibles aux électrons/positrons, étaient également présents) a permis ainsi les premières détections hybrides d'événements gerbes. Par ailleurs, l'énergie seuil nécessaire à la détection de muons sous trois mètres de terre est typiquement de  $850 \text{ MeV} / \cos \theta$  alors que les dimensions du réseau ( $\sim 0.2 \text{ km}^2$ ) n'autorisent la mesure que de gerbes de relativement basse énergie ( $E \leq 10^{18} \text{ eV}$ ).

Afin de confronter les estimations du nombre de muons  $N_\mu(1000 \text{ m})$ , il a été nécessaire d'évaluer le déficit de muons engendré par l'application des coupures. Nous avons, eu égard aux conditions définies par AGASA *i.e.*  $E_\mu \geq 500 \text{ MeV} / \cos \theta$ , modifié, en conséquence, la

---

<sup>n</sup>on notera à cet égard, que la collaboration Pierre Auger a décidé la mise en œuvre, courant 2008, de détecteurs auxiliaires afin de compléter l'arsenal instrumental déployé dans l'hémisphère sud. Ainsi, les projets AMIGA (*Auger Muons and Infill for the Ground Array*) [249] et HEAT (*High Elevation Auger Telescopes*) [250] seront chargés respectivement d'étudier la composante muonique des gerbes grâce à un réseau de scintillateurs enterrés et d'examiner le profil longitudinal pour des événements d'énergie inférieure à  $10^{17} \text{ eV}$ . Il s'agira donc, pour ces deux détecteurs, de caractériser précisément la région voisine de  $\sim 10^{17-18} \text{ eV}$  afin notamment de confirmer l'existence d'un second genou de même que de préciser la position exacte de la cheville.

mesure déduite de la méthode des sauts. La correction varie ainsi de -40 à -50% suivant l'inclinaison considérée. En tenant également compte des effets inhérents au seuil de détection de l'expérience CASA-MIA de même qu'en diminuant l'énergie de l'ordre de 15% pour les événements AGASA [55], nous présentons sur la Figure 5.37, la variation de la densité muonique

$$\rho_{\mu}(1000 \text{ m}) = \frac{N_{\mu}(1000 \text{ m})}{\sigma_0(\theta)} = \frac{N_{\mu}(1000 \text{ m})}{\pi R_{\text{cuve}}^2 \cos \theta + 2R_{\text{cuve}}h_{\text{cuve}} \sin \theta}$$

en fonction de l'énergie estimée.

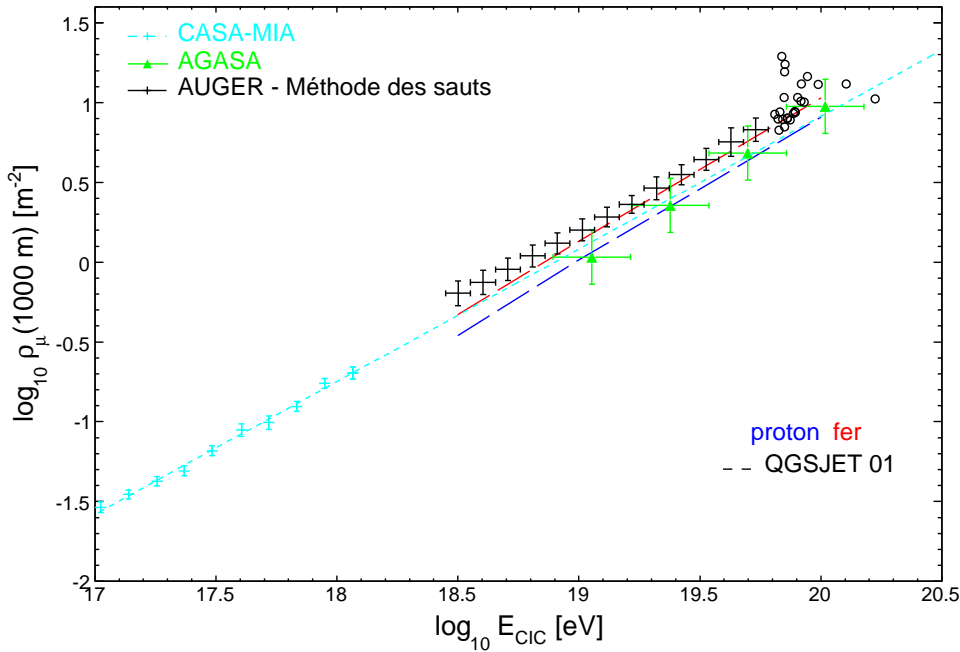


FIG. 5.37 - Évolution de la densité muonique à 1000 mètres en fonction de l'énergie estimée de la gerbe. L'estimation obtenue *via* la méthode de sauts est comparée aux résultats des expériences AGASA [239] et CASA-MIA [238]. Pour le domaine en énergie 3 – 60 EeV, seules les valeurs moyennes définies pour chaque *bin*  $\Delta \log_{10} E = 0.1$  sont indiquées, les incertitudes correspondent à une déviation standard. Au delà, la densité muonique de chaque événement est présentée. Les prédictions issues du modèle QGSJET01 sont portées à titre indicatif.

À ultra-haute énergie *i.e.* au delà de  $10^{19.5}$  eV, les résultats obtenus *via* la méthode des sauts sont, aux incertitudes près (40% dans le cas d'AGASA), en accord raisonnable avec la mesure opérée par AGASA de même qu'avec l'extrapolation déduite des points de CASA-MIA (courbe en tirets). En revanche, à plus basse énergie, la densité muonique issue des données de l'Observatoire Pierre Auger est significativement plus élevée. Comme nous le verrons par la suite, une hypothèse envisagée serait de considérer que l'énergie des événements Auger est sous-estimée. Toutefois, les données de la Figure 5.37 indiquent que ce simple facteur correctif doit dépendre de l'énergie pour assurer une concordance entre les différentes mesures.

#### → Comparaison avec des études menées au sein de la collaboration Pierre Auger

Aux travaux originaux entrepris dès 1995 par J. W. Cronin [253], se sont succédées diverses approches, aux techniques sensiblement différentes mais toutes basées, par ailleurs, sur des simulations Monte-Carlo [254–257]. Les premières études dérivées des données de

L'Observatoire Pierre Auger ont été présentées à l'occasion du *meeting* de Chicago en Septembre 2006. En particulier, l'analyse effectuée par O. Blanch Bigas & P. Billoir [151] qui s'appuie sur la déconvolution des traces FADC, semble démontrer un excès significatif de muons relativement au flux prédit pour des simulations de protons. Ces résultats, confirmés par la suite par des études indépendantes dont celles de F. Schmidt *et al.* [248] et la méthode des sauts [258], suggèrent que la description des interactions hadroniques et plus particulièrement la production de muons, est imparfaite.

Par ailleurs, nous pouvons distinguer deux types de mesures :

- celles résultant d'une **analyse globale**, se fondant sur certaines propriétés des gerbes atmosphériques. Le nombre de muons est alors déterminé en moyenne sur un ensemble d'événements [248, 257],
- celles tirant profit de la **structure temporelle du signal électronique** afin d'extraire **trace par trace**, le nombre de muons pour une cuve donnée [256, 234].

Si la méthode des sauts relève de la seconde approche, la première situation s'applique en particulier à l'analyse développée par le groupe de Chicago. Les travaux de F. Schmidt *et al.* [247, 248] s'appuient ainsi sur l'universalité du développement électromagnétique des gerbes. En effet, si la normalisation en muons varie en fonction du modèle hadronique utilisé, la composante électromagnétique est relativement insensible à la simulation des gerbes atmosphériques comme à la nature de la particule primaire (moyennant la prise en compte des effets inhérents à la première interaction). Le signal électromagnétique est ainsi modélisé en fonction de l'énergie, de l'angle et de la profondeur du maximum de la gerbe  $X_{\max}$ . Le nombre de muons est obtenu par soustraction de cette composante EM. La variation énergétique du nombre de muons est alors établie relativement à celle prédite par QGSJETII-3. La Figure 5.38 compare les résultats de cette analyse aux mesures issues de la méthode des sauts.

En deçà de 10 EeV, l'accord entre chaque méthode est remarquable soulignant, d'autre part, l'excès significatif de muons compte tenu des prédictions de simulations. À basse énergie, le nombre de muons estimé semble donc privilégier une composante lourde au rayonnement cosmique. Toutefois, la variation énergétique diffère notablement pour les événements de plus haute énergie. Le spectre déduit de la méthode des sauts est ainsi plus dur tandis que l'évolution prévue par l'analyse de Chicago est sensiblement la même qu'à plus basse énergie. L'écart, bien que non éclairci<sup>o</sup>, tient éventuellement à la modélisation à ultra-haute énergie du développement électromagnétique des gerbes qui détermine la paramétrisation du signal EM. Concernant la méthode des sauts, la description en loi de puissance de la LDF muonique peut s'avérer inappropriée introduisant de la sorte des effets systématiques supplémentaires (*cf.* Annexe B).

Pour conclure ce paragraphe et avant d'aborder l'interprétation de ces résultats au regard des prédictions issues des modèles hadroniques, nous présentons, pour un lot d'événements *golden* hybrides, la comparaison des estimations du nombre de muons à 1000 mètres pour chaque méthode (*cf.* FIG. 5.39). Une telle analyse, événement par événement, est envisageable étant donné que la profondeur du  $X_{\max}$  est alors connue<sup>p</sup>. Bien que la statistique soit dominée par les événements de basse énergie, il est remarquable de noter la parfaite adéquation entre chaque mesure. Si les écarts à ultra-haute énergie demeurent incompris, l'évolution à basse énergie semble consistante, confirmant un nombre de muons (anormalement) élevé relativement aux prédictions de simulations Monte-Carlo.

<sup>o</sup>une récente étude effectuée par F. Schmidt démontre que les résultats à ultra-haute énergie sont sensiblement équivalents dès lors que les événements T4 utilisés dans son analyse initiale sont exclus de la comparaison.

<sup>p</sup>dans le cas d'événements SD purs, la valeur moyenne de  $X_{\max}$  est dérivée de l'estimation de l'énergie où  $X_{\max} \propto \ln E$ .

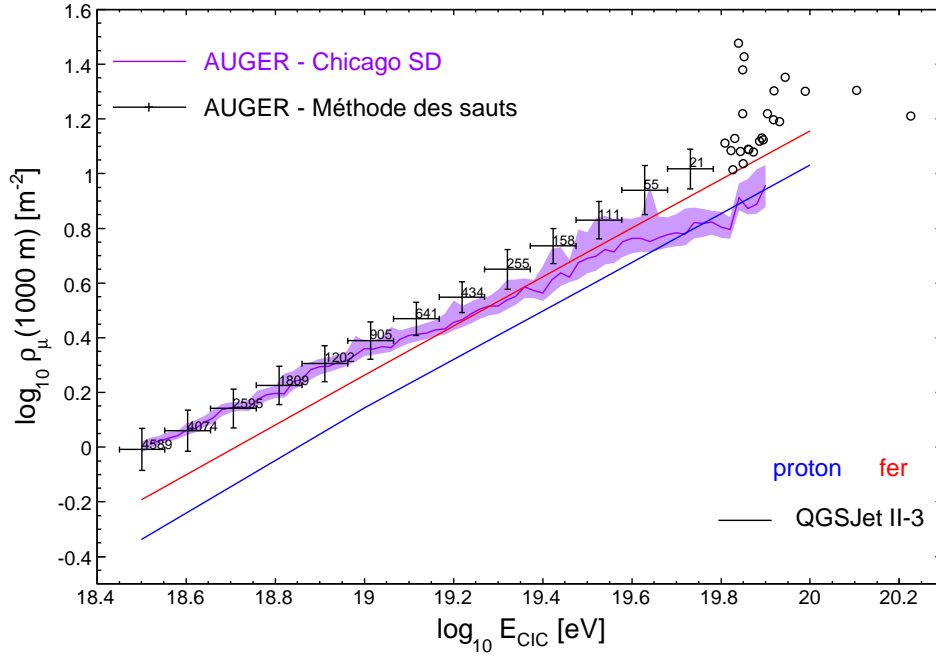
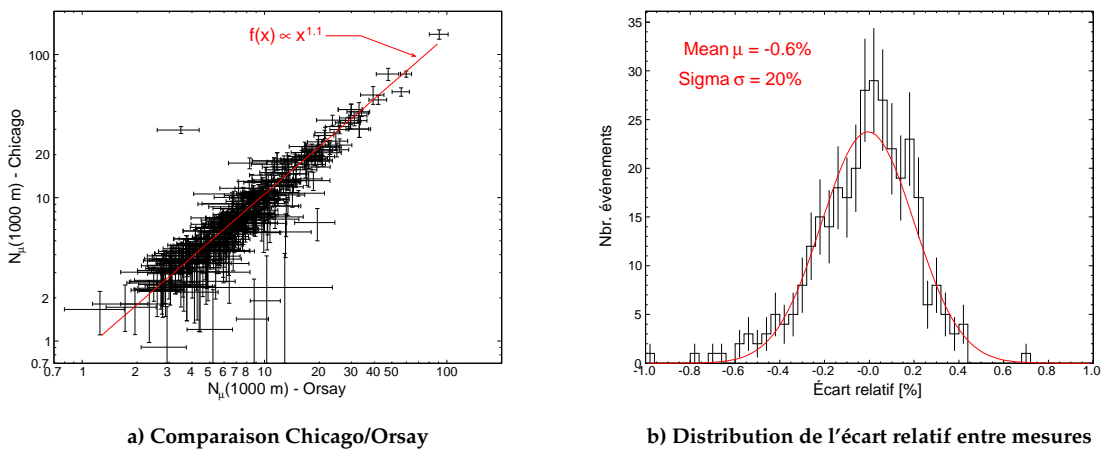


FIG. 5.38 - Comparaison des résultats de la méthode des sauts avec les mesures réalisées par le groupe de Chicago [259]. Les contours violets sont relatifs aux erreurs statistiques à  $1\sigma$  déduites de l'analyse [259]. Le nombre d'événements est précisé pour chaque *bin* en énergie.



a) Comparaison Chicago/Orsay

b) Distribution de l'écart relatif entre mesures

FIG. 5.39 - Comparaison entre le nombre de muons à 1000 m déduit de la méthode des sauts (Orsay) et l'estimation obtenue par le groupe de Chicago. Le nombre d'événements *golden* hybrides utilisés dans l'étude est voisin de 340. Les données FD ont été sélectionnées suivant les critères de reconstruction établis par M. Unger *et al.* [260]. L'étude portant sur la confrontation événement par événement indépendamment de la problématique relative à la composition du RCUHE, aucun seuil en énergie n'a été appliqué à l'échantillon. L'énergie moyenne est ainsi voisine de  $\sim 5 \text{ EeV}$ .

## → Comparaison avec les prédictions issues de simulations Monte-Carlo

Nous évaluons à présent la composition du rayonnement cosmique à travers la comparaison avec des simulations Monte-Carlo. Dans un premier temps, nous donnons un bref descriptif du cadre théorique dans lequel s'inscrivent la majorité des modèles. Nous présentons par la suite les résultats déduits des données de l'Observatoire Pierre Auger, puis nous discutons des implications en terme de production muonique de même qu'en rapport avec l'échelle en énergie.

Bien qu'une description approfondie des différents modèles hadroniques ne soit pas l'objet de cette thèse, il convient néanmoins de livrer un rapide aperçu de leurs principales caractéristiques en soulignant, par ailleurs, certains aspects pertinents pour l'étude de la composante muonique. Ainsi, malgré la théorie QCD (*Quantum Chromo Dynamics*) qui permet, raisonnablement, de rendre compte des interactions fortes, le calcul du nombre de particules produites lors de processus hadroniques demeure difficile voire impossible pour les interactions à petites échelles  $x_F$ . Aussi, la modélisation des mécanismes repose essentiellement sur une description phénoménologique faisant intervenir l'estimation des amplitudes de diffusion ainsi que des hypothèses propres aux différents modèles. Les paramètres libres sont alors optimisés grâce aux mesures opérées sur accélérateurs ce qui impose aux modèles d'être limités à un domaine restreint en énergie. Par ailleurs, les propriétés des collisions pion-, kaon- et nucléon-azote ou oxygène typiques de celles rencontrées au sein des gerbes atmosphériques, sont rarement mesurées sur accélérateurs. En conséquence, il devient logique que les prédictions dérivées de chacun des modèles soient sensiblement différentes notamment à ultra-haute énergie, où les extrapolations conduisent à une amplification des écarts.

Dans ce contexte, les modèles décrivant les interactions à haute énergie ( $E_{\text{lab.}} \geq 200 \text{ GeV}$ ) sont tous basés sur les idées de Gribov-Regge [261] (*Reggeon Field Theory* — RFT). Du point de vue théorique, les distinctions entre modèles relèvent alors des diverses implémentations de RFT et du traitement des phénomènes de haute densité de partons se produisant lors des diffusions. Par ailleurs, les calculs de QCD perturbative permettent l'estimation des sections efficaces de production de *minijets* résultant de la diffusion parton-parton. Ainsi, la multiplicité des interactions est principalement dominée par le nombre de *minijets* produit dans les collisions hadroniques. Suivant le domaine d'application de la QCD perturbative, les prédictions de multiplicité entre modèles diffèrent : QGSJET01 [23, 24], déclaré obsolète en raison de l'utilisation de densités de partons antérieures aux données HERA, prévoit en moyenne plus de particules secondaires que son successeur QGSJETII [262, 263]. À l'opposé, SIBYLL 2.1 [25] prédit pour sa part des multiplicités moindres impliquant, pour les raisons que nous évoquions Chapitre 4, une production muonique également moins importante. Les sections efficaces proton-proton et proton-air sont par ailleurs supérieures aux autres descriptions. Enfin, le modèle EPOS [26] s'appuie sur les récentes mesures obtenues au RHIC. Les principales caractéristiques de ce modèle tiennent dans le traitement des états excités consécutifs aux collisions particule-projectile et dans une meilleure prise en compte de la distribution des particules leader. La conséquence directe des nouvelles paramétrisations introduites par EPOS est une production muonique plus conséquente, typiquement 40% supérieure à QGSJETII, de même qu'une distribution latérale des muons plus dure.

Les prédictions dérivées des trois modèles principaux — QGSJETII-3, SIBYLL 2.1, EPOS 1.6 — sont présentées sur la Figure 5.40 parallèlement aux résultats de la méthode des sauts. Comme nous l'avons noté précédemment, le nombre de muons estimé à partir des données s'avère supérieur au flux muonique déduit des modèles y compris pour les simulations de fer. Seul EPOS 1.6 propose une densité muonique qui autoriserait une composition mêlant

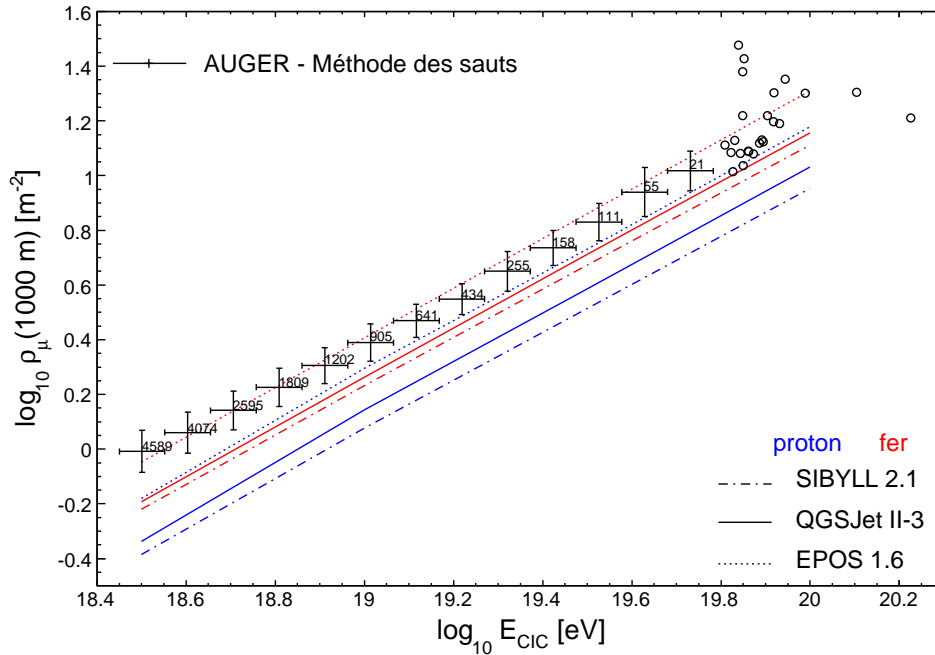


FIG. 5.40 - Comparaison des résultats de la méthode des sauts avec les prédictions déduites de différents modèles hadroniques. Concernant le modèle EPOS 1.6, sa récente implémentation au sein du programme CORSIKA n'a pas permis la simulation puis la reconstruction de gerbes. Aussi, nous donnons à titre indicatif la densité muonique en supposant une augmentation de l'ordre de 40% relativement à QGSJETII-3.

protons et noyaux lourds. Par conséquent, la récente prise en compte des effets de saturation en partons appliquée au développement des gerbes atmosphériques semble pouvoir réconcilier ces résultats aux mesures de  $X_{\max}$  qui privilégient une composition globalement mixte (cf. FIG. 2.18, page 42).

Cependant, une alternative à l'augmentation de production muonique par les simulations Monte-Carlo consisterait à réévaluer l'échelle en énergie des événements Auger<sup>4</sup>. L'idée, proposée par A. Castellina & G. Navarra [234], repose sur le fait que l'éventuel surplus de muons observé dans les données s'expliquerait par une sous-évaluation de l'énergie des gerbes. En d'autres termes, la comparaison n'a de sens que dans la mesure où les échelles en énergie, données/simulations, sont équivalentes. Afin de vérifier cette hypothèse, il convient d'évaluer la variation du nombre de muons parallèlement à l'évolution du signal électromagnétique. En effet, si les données indiquent un excès significatif de muons relevant de la sous-estimation d'énergie du primaire alors, la contribution électromagnétique doit également être plus importante. Le rapport entre le signal muonique et sa contrepartie électromagnétique sera, dans ces conditions, du même ordre de grandeur que celui dérivé des simulations.

Nous avons donc considéré, pour chaque événement, le nombre de muons à 1000 m estimé à partir de la méthode des sauts que nous avons ensuite, soustrait au signal total  $S(1000\text{ m})$  de façon à extraire la composante EM. Pour réaliser cette opération de manière rigoureuse, il est nécessaire de tenir compte de la variation angulaire du signal moyen dé-

<sup>4</sup>nous notons, à cet égard, que si le nombre de muons augmente dans les simulations Monte-Carlo, l'énergie "invisible" (cf. Paragraphe §2.3, page 26), portée entre autres par ces particules, est alors plus grande impliquant une sous-estimation de l'énergie totale de la gerbe vue par les télescopes de fluorescence.

posé par un muon (*cf.* Équation (5.12), page 108). Les Figures 5.41 présentent ainsi, pour deux domaines en énergie distincts, l'amplitude des contributions muonique et électromagnétique en fonction de l'angle zénithal. Au delà du problème de normalisation, l'évolution angulaire du signal muonique dans les données de l'Observatoire Pierre Auger semble équivalente à celle déduite des simulations. En revanche, pour des gerbes inclinées, le signal électromagnétique est significativement plus élevé : entre 0 et 60 degrés, l'intensité de la composante EM diminue d'un facteur 10 dans la simulation contre un facteur 3 pour les données.

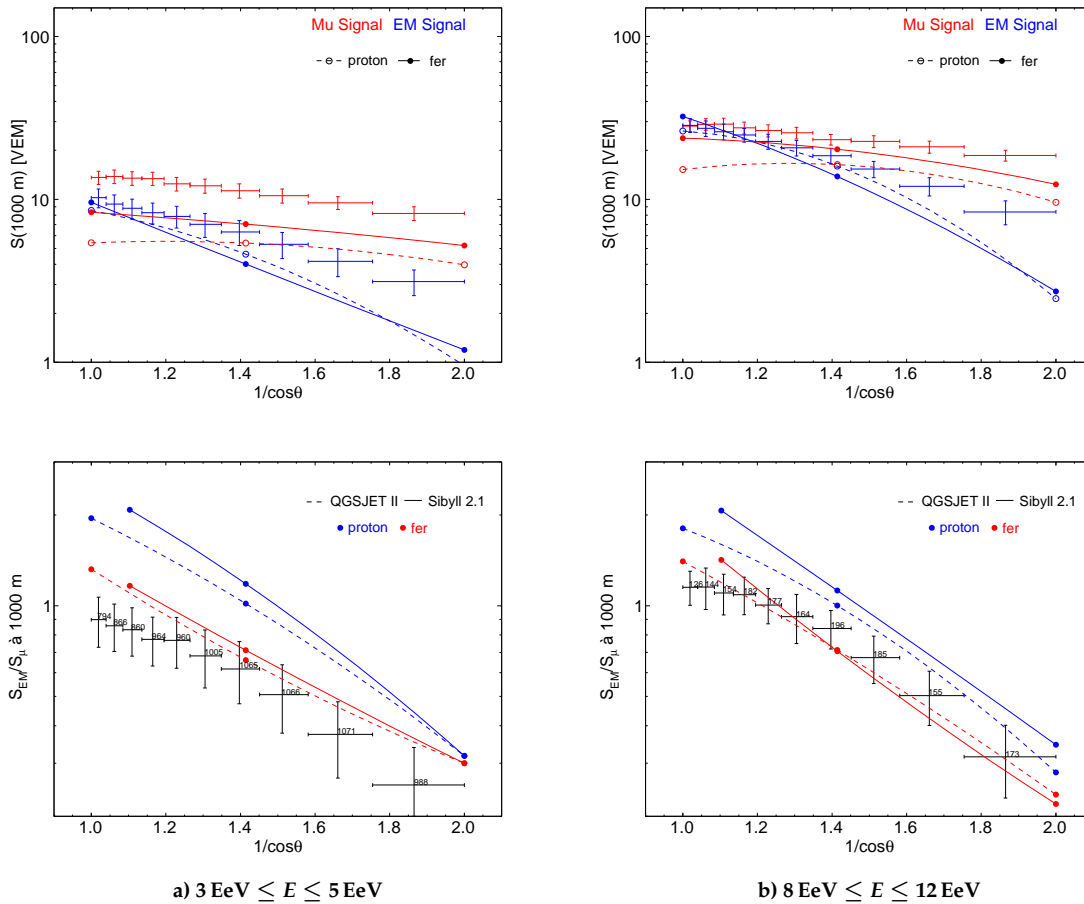


FIG. 5.41 - Variation des signaux muonique et électromagnétique en fonction de l'angle zénithal  $\theta$  pour deux domaines en énergie distincts. Les figures du haut montrent la dépendance angulaire pour chaque composante de même que les prédictions issues de simulations. Le rapport  $S_{EM}/S_\mu$  à 1000 mètres de l'axe de gerbe est présenté sur les figures du bas. Les données de l'Observatoire Pierre Auger sont représentées pour des intervalles constant en  $\cos^2 \theta$  de telle sorte à avoir, approximativement, le même nombre d'événements pour chaque *bin*.

L'amplitude des signaux EM mesurée pour des gerbes en incidence quasi-verticale ( $\theta \lesssim 35^\circ$ ), est comparable à celle déduite des simulations. Par conséquent, l'hypothèse selon laquelle une sous-estimation de l'énergie totale de la gerbe est à l'origine de l'excès de muons observé semble irréaliste étant donné que la composante EM apparaît, dans le même temps, compatible avec les prédictions des simulations. Ce résultat est corroboré par l'étude du rapport entre le signal muonique et le signal électromagnétique (*cf.* FIG. 5.41). À basse énergie, les valeurs de  $S_{EM}/S_\mu$  sont significativement en deçà du domaine de variation défini par les protons et les noyaux de fer. En outre, pour les gerbes inclinées de haute énergie (*cf.* FIG. 5.41b), le fait que la valeur du rapport  $S_{EM}/S_\mu$  soit compatible avec celles des



simulations relève vraisemblablement de la différence de comportement inhérente à la composante EM.

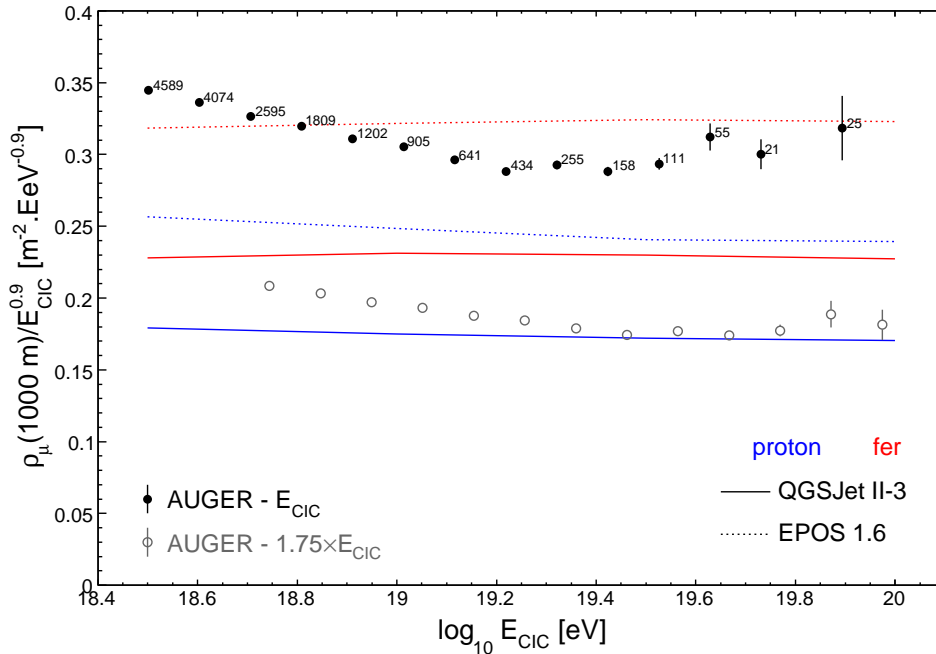


FIG. 5.42 - Variation de la densité muonique redressée en fonction de l'énergie. Les points noirs correspondent aux résultats de la méthode des sauts pour lesquels l'énergie de la gerbe est déduite de l'estimation CIC. Les points gris sont obtenus de telle sorte que le nombre de muons soit compatible avec les prédictions de QGSJETII-3 : l'augmentation d'énergie nécessaire est alors voisine de 75%. La dernière mesure représente la valeur moyenne déduite des 25 événements d'énergie supérieure à 57 EeV. La différence entre le nombre d'événements publiée dans Réf. [131] et la présente étude résulte de la définition du *trigger* : pour la mesure du nombre de muons, seules les gerbes ayant franchi le T5 strict sont conservées au contraire de l'analyse des directions d'arrivées qui applique un niveau de déclenchement moins contraignant (T5 relâché cf. Chapitre 2).

Par ailleurs, l'augmentation d'énergie nécessaire à l'accord entre données et simulations varie également au regard du modèle hadronique considéré. La Figure 5.42 présente ainsi la densité muonique redressée, *i.e.* multipliée par  $E^{-0.9}$ , en fonction de l'énergie. Comme le laissait entrevoir la Figure 5.40, la modélisation proposée par EPOS demeure compatible avec les mesures issues de la méthode des sauts qui privilégient, d'autre part, une transition d'une composante lourde vers une composante plus légère dès lors que l'énergie augmente. La variation, typiquement en  $E^{0.8}$ , semble néanmoins s'infléchir au delà de  $10^{19.4}$  eV pour éventuellement rejoindre, de nouveau, une composition plus lourde à ultra-haute énergie. Dans le but de concilier ces résultats avec les analyses du  $X_{\text{max}}$  et en ne considérant que l'hypothèse énergétique comme responsable du "surplus" de muons, l'augmentation d'énergie nécessaire à l'accord entre données et prédictions issues de QGSJETII-3 est alors voisine de 75%. Un tel changement semble irréaliste eu égard aux erreurs systématiques estimées par l'Observatoire Pierre Auger (de l'ordre de 20%). Aussi, une modification de l'échelle en énergie bien qu'éventuellement envisageable indépendamment de la problématique du nombre de muons (voir entre autres Réf. [118]), ne peut à elle seule harmoniser les mesures entre  $X_{\text{max}}/N_{\mu}$  et doit, par conséquent, s'accompagner nécessairement de modifications dans la modélisation des interactions hadroniques. En ce sens, les résultats préliminaires obtenus par EPOS contribuent à apporter une vision cohérente étant donné que, dans le même temps, le développement électromagnétique demeure globalement inchangé.

### 5.3 Conclusions

La mesure du nombre de muons demeure une analyse relativement délicate en raison du mélange, plus ou moins intriqué, de particules à l'origine du signal électronique délivré par le détecteur de surface. Malgré cette difficulté de principe, nous avons mis en œuvre une approche fondamentalement simple basée sur des considérations analytiques et exploitant, autant que possible, l'information déduite des données de l'Observatoire Pierre Auger. Bien que cette démarche porte en soi des limites que nous avons soulignées, nous avons néanmoins obtenu des résultats qui contribuent à mieux comprendre le développement des gerbes atmosphériques ainsi que la nature du rayonnement cosmique d'ultra-haute énergie. Parmi ces résultats, nous retenons les éléments suivants :

- à l'exception des événements de basse énergie, la mesure du nombre de muons dérivée de la méthode des sauts est, aux incertitudes près, globalement compatible avec les données "scintillateurs" d'expériences antérieures,
- parallèlement, les résultats obtenus dans la région 3 – 10 EeV sont en accord avec des études indépendantes menées, en particulier, par F. Schmidt *et al.* [259]. Le comportement  $N_\mu = f(E)$  reste sensiblement différent dès lors que l'énergie des gerbes augmente,
- la comparaison avec les simulations Monte-Carlo confirme l'excès notable de muons relativement aux prédictions des modèles hadroniques. Une augmentation de l'énergie des gerbes est toutefois insuffisante pour expliquer à elle seule le désaccord données/simulations. Un traitement plus fin des interactions hadroniques semble donc nécessaire pour concilier les différents résultats obtenus par la collaboration Pierre Auger,
- l'évolution du nombre de muons en fonction de l'énergie, typiquement suivant  $E^{0.8}$ , indique vraisemblablement une transition d'une composante lourde vers une composante plus légère dans la région 3 – 25 EeV. Au delà de quelques  $10^{19.4}$  eV soit 25 EeV, le spectre se durcit, ce qui peut traduire le changement d'une composition légère vers une composition plus lourde.

Comme nous le soulignons en introduction, la compréhension de la nature du rayonnement cosmique passe nécessairement par l'analyse conjuguée des différents estimateurs de composition. Ainsi, la Figure 5.43 compare l'évolution énergétique du nombre de muons aux résultats déduits de l'analyse de la profondeur du maximum de la gerbe  $X_{\max}$  [140] ainsi qu'à la mesure du spectre en énergie [136]. Ces études semblent toutes indiquer un changement notable dans la région voisine de  $\sim 10^{19.4}$  eV : les analyses relatives à la nature des RCUHEs témoignent d'un alourdissement de la composition alors que le nombre d'événements décline. Si l'atténuation du flux de rayons cosmiques s'accompagne d'un changement de composition "léger vers lourd" alors ce résultat renforcerait l'hypothèse selon laquelle les sources du rayonnement cosmique ne peuvent accélérer des protons au delà de quelques  $E_{\max} \sim 10^{19}$  eV, favorisant de la sorte une composition dominée par les éléments lourds à ultra-haute énergie (voir Allard *et al.* [146]). La diminution du flux ne constituerait pas en soi la conséquence de l'atténuation GZK des protons par le fond diffus cosmologique sinon la manifestation des coupures successives en énergie subies par les éléments de masse croissante.

Dans ce contexte, la corrélation avec la distribution des noyaux actifs de galaxie, notamment l'étude des déflexions angulaires qui tendent à privilégier une contribution majoritairement légère au flux de rayons cosmiques, va à l'encontre des résultats présentés dans ce chapitre. Si, depuis, d'autres interprétations ont été proposées conciliant "corréla-

tion/composition", en particulier T. Wibig & A. W. Wolfendale [150], l'étude de ces événements d'ultra-haute énergie impose, du point de vue du comptage de muons, une analyse précise tant des effets systématiques que de la caractérisation de la LDF muonique<sup>r</sup>. Étant donnée le nombre d'événements d'énergie supérieure à 57 EeV, rien n'exclut une composition dominée par des éléments type proton. En tout état de cause, seul le détecteur de surface et les analyses qui en découlent, permettront d'observer et de contraindre raisonnablement cette région en énergie où la statistique fait cruellement défaut.

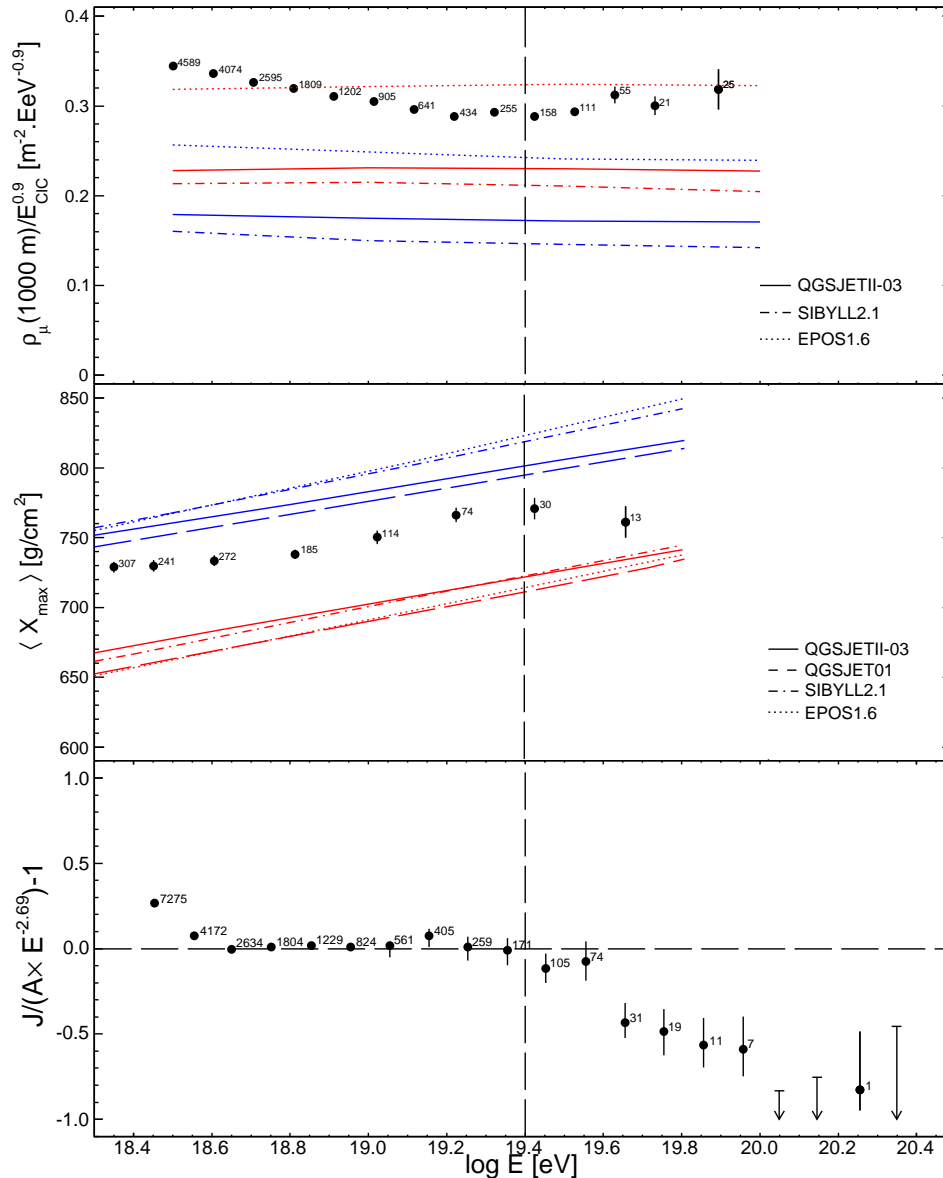


FIG. 5.43 - Comparaison des différentes études sur la composition du rayonnement cosmique d'ultra-haute énergie de même que sur le spectre en énergie. Les prédictions issues de différents modèles hadroniques sont présentées : noyaux de fer/rouge — protons/bleu.

<sup>r</sup>nous revenons très succinctement sur ce dernier point dans l'Annexe B.



# Mesure de la section efficace proton-air

Les premières mesures de la section efficace proton-air sont à mettre au crédit des expériences d'étude du rayonnement cosmique avant même que les faisceaux proton-proton ne voient le jour auprès des anneaux de stockage à intersections du CERN. À l'époque, la mesure consistait en l'évaluation du flux de protons cosmiques grâce à des calorimètres hadroniques placés à différentes altitudes [264]. Si aujourd'hui les accélérateurs permettent de contrôler autant la nature des particules que l'énergie à laquelle ces dernières se rencontrent, l'étude se limite néanmoins à des énergies, dans le centre de masse, toujours inférieures à quelques dizaines de TeV. Aussi, l'analyse des interactions entre rayon cosmique et air peut, dans une certaine mesure, aider à la compréhension des mécanismes physiques à ultra-haute énergie.

Dans ce chapitre, nous présentons la mesure de la section efficace proton-air<sup>a</sup>, notée  $\sigma_{p\text{-air}}$ , déduite des données du réseau de surface de l'Observatoire Pierre Auger. Dans un premier temps, nous évoquons les différents moyens envisageables afin d'estimer  $\sigma_{p\text{-air}}$ , puis nous décrivons le principe de la méthode utilisée par des détecteurs de surface tels que AKENO [266] ou EAS-TOP [267]. Nous discutons ensuite, de son application aux données de l'Observatoire Pierre Auger en soulignant les contraintes inhérentes à l'étude des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie. Finalement, nous présentons des résultats préliminaires de  $\sigma_{p\text{-air}}$  puis nous proposons une interprétation originale, en invoquant l'effet Ramsauer appliqué aux interactions proton-noyau, comme une possible explication à l'évolution énergétique de la section efficace.

## 6.1 Description des différentes méthodes d'estimation de $\sigma_{p\text{-air}}$

### 6.1.1 Mesure du flux de protons primaires

Les premières estimations de la section efficace proton-air déduites de l'étude des rayons cosmiques remontent aux années 60 [264]. Le principe, utilisé par la suite par diverses expériences [268, 269], repose sur la détermination du nombre de protons primaires à différentes profondeurs d'atmosphère (cf. FIG. 6.1) : l'atténuation du flux de particules est alors directement reliée au libre parcours moyen proton-air. Le dispositif expérimental nécessaire à la mesure implique la mise en place de calorimètres hadroniques embarqués par

---

<sup>a</sup>par section efficace proton-air, il faut entendre la section efficace inélastique qui est, dans le cas du développement des gerbes atmosphériques, la quantité pertinente [265].

des ballons stratosphériques voire, au delà, par des satellites. Le flux de protons  $\Phi_{\text{haut}} = \Phi(X_{\text{haut}})$  est alors évalué pour quelques grammes d'atmosphère traversés  $X_{\text{haut}} \sim 1 - 5 \text{ g.cm}^{-2}$  [270, 271]. En complément, un calorimètre hadronique est également disposé au sol afin de mesurer le flux de protons primaires  $\Phi_{\text{bas}} = \Phi(X_{\text{bas}})$  ayant traversé, sans interagir, une quantité d'atmosphère plus conséquente  $X_{\text{bas}} \sim 600 - 1000 \text{ g.cm}^{-2}$ .

Cette technique présente deux limitations principales :

- la taille du calorimètre embarqué, contrainte par les dimensions du ballon ou du satellite. En conséquence, l'énergie des rayons cosmiques n'excède pas quelques TeV,
- le bruit généré, au niveau des détecteur au sol, par la quantité colossale de particules résultant de gerbes atmosphériques indépendantes.

Aussi, pour assurer une identification univoque des protons non-accompagnés, un réseau de détecteurs est associé au calorimètre afin de rejeter les particules résultant d'une gerbe cosmique (cf. FIG. 6.1). Par ailleurs, l'atténuation attendue après dix longueurs d'interaction est de l'ordre de  $10^{-4}$ . Dans ces conditions, les détecteurs en anti-coïncidence doivent être particulièrement efficaces et des simulations Monte-Carlo sont, de plus, requises afin d'estimer le fond de particules secondaires.

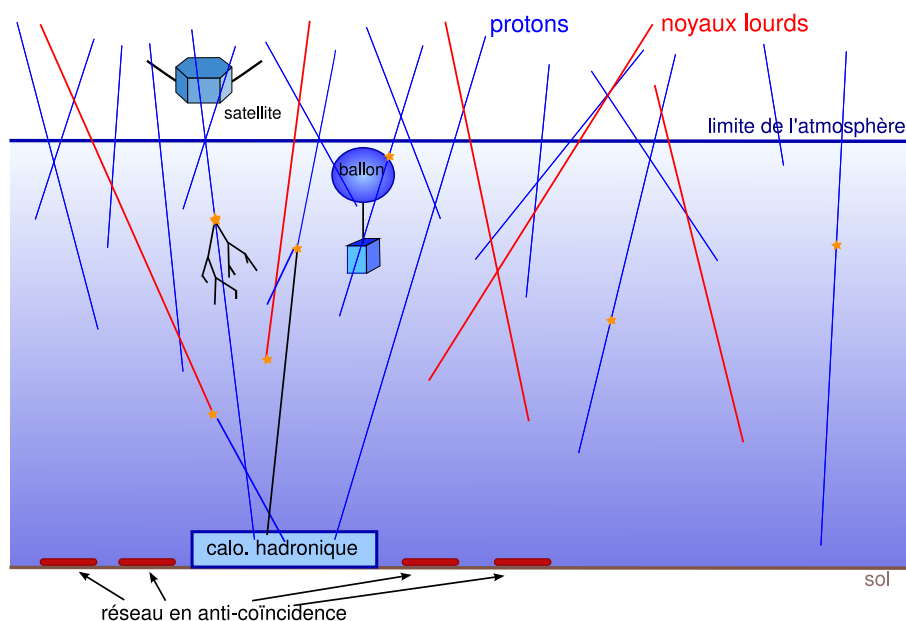


FIG. 6.1 - Évolution du flux de protons d'origine cosmique observée par satellites ou ballons ainsi qu'au sol, par des calorimètres hadroniques. Afin d'assurer l'identification de protons primaires non-accompagnés c'est-à-dire n'ayant pas initié de gerbes cosmiques, un réseau de détecteurs est placé au voisinage du calorimètre hadronique (d'après R. M. Ulrich [265]).

La longueur d'atténuation, exprimée en  $\text{g.cm}^{-2}$ , est donnée par

$$\lambda_{p\text{-air}} = \frac{X_{\text{bas}} - X_{\text{haut}}}{\ln(\Phi_{\text{haut}}/\Phi_{\text{bas}})} \quad (6.1)$$

Cependant, comme il est impossible d'écarter sans ambiguïté l'ensemble des protons secondaires, la mesure de  $\lambda_{p\text{-air}}$  ne constitue qu'une limite inférieure à la valeur de la section efficace

$$\sigma_{p\text{-air}} = \frac{\langle m_{\text{air}} \rangle}{\lambda_{p\text{-air}}} \quad (6.2)$$

où  $\langle m_{\text{air}} \rangle = \langle A_{\text{air}} \rangle / \mathcal{N}_A \simeq 2.4 \times 10^{-23}$  g correspond à la masse moyenne d'air.

### 6.1.2 Mesure *via* l'étude des gerbes atmosphériques

Dans le but d'estimer la section efficace à plus haute énergie, il est nécessaire de recourir à un détecteur de plus grande envergure destiné à l'étude des gerbes atmosphériques. Comme nous l'avons souligné en introduction puis rappelé à la fin du Chapitre 4, les premières interactions sont fondamentales pour le développement électromagnétique de la gerbe. Par conséquent, des quantités telles que la profondeur du maximum de la gerbe  $X_{\text{max}}$  ou le nombre de particules électromagnétiques  $N_\gamma(X)|_{X=X_{\text{obs}}}$  mesuré à une profondeur donnée  $X_{\text{obs}}$ , sont caractéristiques des premiers stades de développement de la gerbe et sont donc naturellement associées à la longueur de première interaction  $X_1$  (cf. FIG. 6.2).

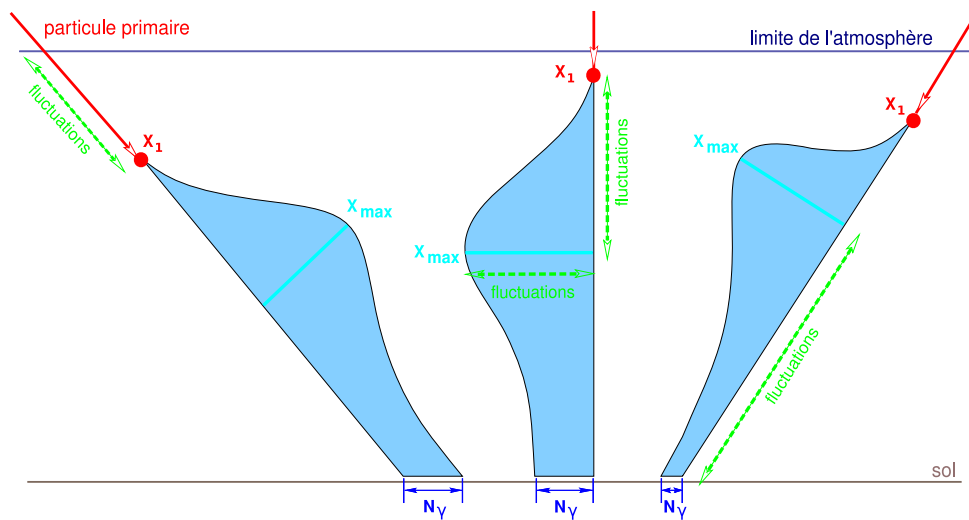


FIG. 6.2 - Relation entre les observables  $X_{\text{max}}$ ,  $N_\gamma$  et le point de première interaction  $X_1$ . Les principales sources de fluctuations sont à la fois la distribution exponentielle des valeurs de  $X_1$  et les premiers stades de la formation de la gerbe *i.e.* entre  $X_1$  et  $X_{\text{max}}$ . D'autre part, la taille maximale de la gerbe,  $N_{\text{max}}$ , est fortement corrélée à l'énergie de la particule primaire tandis que le développement au delà du  $X_{\text{max}}$  est supposé universel étant donné que la gerbe est alors constituée de particules EM de basse énergie (d'après R. M. Ulrich [265]).

Suivant le type de détecteur utilisé, réseau au sol ou télescopes, deux techniques distinctes peuvent être mises en œuvre :

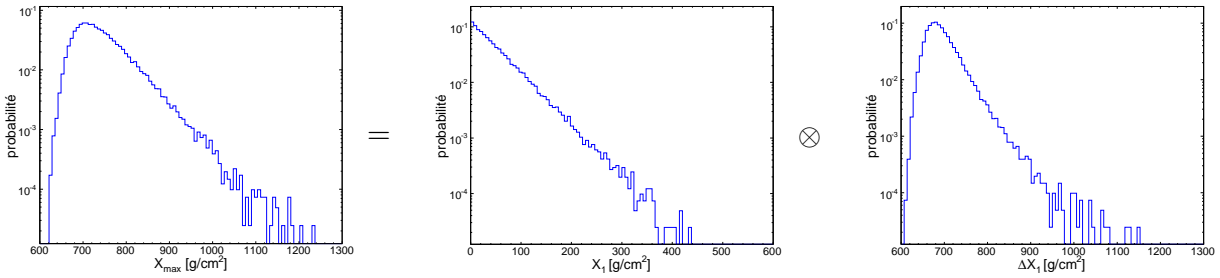
#### → Télescopes à fluorescence ou à effet Cherenkov

La position du maximum de la gerbe  $X_{\text{max}}$  ne dépend, en première approximation, que de la longueur de première interaction (cf. relation (4.8), page 90). En outre, l'observation directe de  $X_{\text{max}}$  permet de s'affranchir des sources d'incertitudes relatives à la décroissance du profil longitudinal (cf. FIG. 6.2). Aussi, à composition fixe et énergie donnée, les principales fluctuations relèvent des variations de la multiplicité  $m_1$  ainsi que des effets inhérents à l'inélasticité des interactions. Elles ne dépendent donc que des premiers stades de développement de la gerbe et n'interviennent que sur une longueur typique  $\Delta X_1 = X_{\text{max}} - X_1$ . La distribution des valeurs reconstruites de  $X_{\text{max}}^{\text{rec}}$  résulte alors de la convolution de la distribution exponentielle du libre parcours moyen proton-air avec les effets  $P_1(\Delta X_1)$  propres à

la formation du profil longitudinal (cf. FIG. 6.3). L'expression analytique de  $P(X_{\max}^{\text{rec.}})$  devient

$$\frac{dp(X_{\max}^{\text{rec.}})}{dX_{\max}^{\text{rec.}}} = P(X_{\max}^{\text{rec.}}) = \int dX_1 \int d\Delta X_1 \frac{e^{-X_1/\lambda_{p\text{-air}}}}{\lambda_{p\text{-air}}} \cdot P_1(\Delta X_1) \cdot P_{\text{res.}}(X_{\max}^{\text{rec.}} - X_{\max}) \quad (6.3)$$

où  $P_{\text{res.}}$  correspond à la résolution, typiquement gaussienne, du détecteur.



**FIG. 6.3 - Décomposition de la distribution de  $X_{\max}$ .** La distribution des valeurs de  $X_{\max}$  résulte de la convolution de la distribution exponentielle de la longueur de première interaction  $X_1$  avec les effets relatifs à l'établissement du profil longitudinal caractérisés par  $P(\Delta X_1)$  où  $\Delta X_1 = X_{\max} - X_1$ .

Une approximation couramment utilisée consiste à ne considérer que le pied de la distribution  $P(X_{\max}^{\text{rec.}})$  comme sensible à la répartition exponentielle des longueurs de première interaction [272, 273]. La relation (6.3) se réduit à

$$P(X_{\max}^{\text{rec.}}) \propto e^{-X_{\max}^{\text{rec.}}/\Lambda_{\text{obs.}}^X} \quad (6.4)$$

où  $\Lambda_{\text{obs.}}^X$  peut s'écrire sous la forme

$$\Lambda_{\text{obs.}}^X = \lambda_{p\text{-air}} k_{\Delta X_1} k_{\text{res.}}^X = \lambda_{p\text{-air}} k_X \quad (6.5)$$

Toutefois, l'estimation de la section efficace varie en fonction du domaine en  $X_{\max}^{\text{rec.}}$  sur lequel est effectué l'ajustement de la décroissance de  $P(X_{\max}^{\text{rec.}})$ . Par ailleurs, les valeurs déduites dépendent fortement de la composition du rayonnement cosmique et de l'éventuelle contamination par des éléments lourds comme légers (photons gamma notamment). Aussi, un progrès majeur dans la mesure de la section efficace réside dans la modélisation complète de la distribution  $P(X_{\max}^{\text{rec.}})$  afin de limiter les effets systématiques indésirables. Différents travaux ont récemment vu le jour : certains mettent en œuvre des modélisations analytiques pour décrire la variation du  $X_{\max}$  (voir modèle Matriochka [18]), d'autres s'appuient sur l'universalité de la distribution  $P(\Delta X_1)$  (cf. Réf.[274, 275] et R. M. Ulrich [265] pour une discussion détaillée). Ces résultats sont présentés dans la suite de ce manuscrit.

### → Réseau de détecteurs au sol

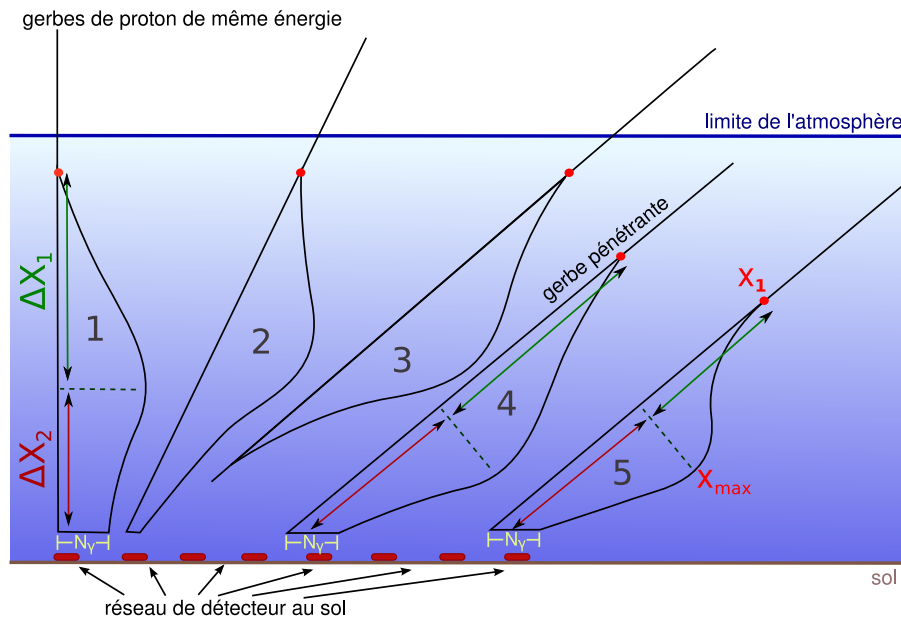
La Figure 6.4 illustre comment une expérience disposant, au sol, d'un ensemble de détecteurs peut inférer la valeur de  $\sigma_{p\text{-air}}$  en mesurant le taux de gerbes atmosphériques ayant atteint le même stade de développement. En sélectionnant des événements de même énergie mais provenant de différentes directions d'arrivées, le point de première interaction  $X_1$  doit nécessairement varier pour que l'amplitude du signal électromagnétique  $N_\gamma$  reste constante. Suivant le dispositif expérimental, la mesure consiste alors à fixer, de manière indépendante, le nombre de muons  $N_\mu^{\text{rec.}}$  et le signal électromagnétique  $N_\gamma^{\text{rec.}}$  [266, 267, 276]. Comme nous l'avons souligné au cours du Chapitre 4, la production muonique évolue quasi-linéairement



avec l'énergie de la particule primaire mais reste relativement insensible à la variation du libre parcours moyen proton-air. Par ailleurs, les effets d'atténuation relatifs à l'inclinaison de la gerbe sont minimales étant donné que seule la désintégration en vol affecte l'intensité du signal muonique. Le nombre de muons déterminé au sol constitue donc un bon indicateur de l'énergie de la gerbe. En contrepartie, le signal électromagnétique mesuré en  $X_{\text{obs.}}$  impose à la gerbe un niveau de développement fixe. Moyennant ces critères de sélection,  $(N_{\mu}^{\text{rec.}}, N_{\gamma}^{\text{rec.}})$  constants, le développement longitudinal est supposé identique et le taux d'événements remplissant ces conditions reflète la décroissance exponentielle du libre parcours moyen  $\lambda_{p\text{-air}}$ . La probabilité d'observer, sous une incidence  $\theta$ , un rayon cosmique d'énergie  $E_0$  dont la composante électromagnétique a alors atteint un stade donné, peut s'écrire

$$\left. \frac{dN}{d \text{sec } \theta} \right|_{N_{\mu}^{\text{rec.}}, N_{\gamma}^{\text{rec.}}} = \int dX_1 \int d\Delta X_1 \int d\Delta X_2 \frac{e^{-X_1/\lambda_{p\text{-air}}}}{\lambda_{p\text{-air}}} \cdot P_1(\Delta X_1) \cdot P_2(\Delta X_2) \cdot P_{\text{res.}}(X_{\text{stade}}^{\text{rec.}}, \Delta X_1 + \Delta X_2) \quad (6.6)$$

où  $X_{\text{stade}}^{\text{rec.}} = X_{\text{obs.}} - X_1 = \frac{X_{\text{obs.}}^v}{\cos \theta} - X_1$ .



**FIG. 6.4 - Mesure de la section efficace proton-air pour des expériences disposant d'un réseau de détecteurs au sol.** Les cinq gerbes ont toutes été initiées par des protons de même énergie. En fonction de l'inclinaison, le stade de développement de la gerbe, symbolisé par le nombre de particules électromagnétiques  $N_{\gamma}$ , n'est pas le même. En particulier, les gerbes 2 et 3 ne sont pas suffisamment pénétrantes si bien qu'elles atteignent le sol pour un âge de gerbe plus élevé. La longueur de première interaction  $X_1$  des gerbes 4 et 5 est quant à elle plus profonde autorisant ces dernières à présenter le même "contenu" électromagnétique que la gerbe verticale. La gerbe 5 est néanmoins caractéristique des difficultés rencontrées par ce type de mesure : la longueur  $X_{\text{max}} - X_1$  supposée fixe dans cette approche, résulte dans ce cas de figure d'une fluctuation relative aux premiers stades de formation de la gerbe. Si cette fluctuation n'avait pas existé, le profil longitudinal n'aurait pu atteindre le niveau de développement requis (d'après R. M. Ulrich [265]).

Par analogie avec les distributions précédemment introduites,  $P(\Delta X_1)$  et  $P(\Delta X_2)$  correspondent aux fluctuations gerbe à gerbe induites respectivement avant et après la profondeur du maximum de la gerbe (cf. FIG. 6.4) tandis que  $P_{\text{res.}}(X_{\text{stade}}^{\text{rec.}}, \Delta X_1 + \Delta X_2)$  est relative

à la résolution du détecteur. Nous notons ainsi que contrairement aux méthodes basées sur les variations du  $X_{\max}$ , l'expression (6.6) est également sensible aux fluctuations au delà de la profondeur du maximum électromagnétique. Par ailleurs, la mesure suppose la connaissance *a priori* de la distribution angulaire des événements. Ainsi, dans l'hypothèse où le flux de rayons cosmiques est isotrope, la relation (6.6) devient

$$\left. \frac{dN}{d \sec \theta} \right|_{N_{\mu}^{\text{rec}}, N_{\gamma}^{\text{rec}}} \propto e^{-X_{\text{obs.}}/\Lambda_{\text{obs.}}^S} \propto e^{-\sec \theta / \Lambda_{\text{obs.}}^S} \quad (6.7)$$

avec

$$\Lambda_{\text{obs.}}^S = \lambda_{p\text{-air}} k_{\Delta X_1} k_{\Delta X_2} k_{\text{res.}}^S = \lambda_{p\text{-air}} k_S \quad (6.8)$$

où les facteurs  $k_{\Delta X_1}$ ,  $k_{\Delta X_2}$  et  $k_{\text{res.}}$  relèvent de l'intégration des différents termes de l'équation (6.6).

Indépendamment de la méthode adoptée et du type de détecteur, réseau au sol ou télescope, les valeurs expérimentales d'atténuation  $\Lambda_{\text{obs.}}$  permettent l'estimation du libre parcours moyen à travers une relation du type

$$\Lambda_{\text{obs.}} = k \cdot \lambda_{p\text{-air}} \quad (6.9)$$

Cependant, les expressions des facteurs  $k$  ne sont nullement identiques : les effets inhérents au détecteur ne sont pas du même ordre et, dans le cas de la méthode  $N_{\mu} - N_{\gamma}$ , la mesure est soumise aux fluctuations au delà du  $X_{\max}$ . Aussi, la détermination des valeurs de  $k$  nécessite l'utilisation massive de simulations Monte-Carlo afin d'évaluer l'incidence des paramètres hadroniques (multiplicité, inélasticité ...) ainsi que les effets intrinsèques aux détecteurs. Si, dans le cadre de la mesure par fluorescence, des études systématiques ont pu être réalisées grâce à des programmes de simulations rapides tels que CONEX (*cf.* R. M. Ulrich [265]), de telles études pour l'analyse SD sont beaucoup plus lourdes à mettre en œuvre (simulation complète de la gerbe et de son développement latéral, simulation du détecteur, reconstruction ...). Nous discutons, par la suite, d'une mesure préliminaire du facteur  $k$ .

### 6.1.3 Discussion de la méthode $N_{\mu} - N_{\gamma}$ et de son application aux gerbes d'ultra-haute énergie

Après avoir démontré la possibilité d'extraire le nombre de muons des cuves de l'Observatoire Pierre Auger, nous pouvons estimer la section efficace proton-air au travers de la mesure simultanée des signaux muonique et électromagnétique. Toutefois, il convient d'apporter quelques précisions sur l'application de la méthode  $N_{\mu} - N_{\gamma}$  en particulier pour l'étude des gerbes d'ultra-haute énergie. La première remarque tient à la détermination du nombre de muons de laquelle se déduit le signal électromagnétique. Comme nous l'avons évoqué, la majorité des particules sont produites à quelques dizaines de mètres de l'axe de la gerbe, distance pour laquelle l'estimation du signal muonique et électromagnétique demeure impossible. Aussi, l'application de la méthode  $N_{\mu} - N_{\gamma}$  relève en réalité de l'évaluation de ces quantités à différentes distances de l'axe de la gerbe. En conséquence, le développement longitudinal diffère sensiblement de celui mesuré en  $r = 0$  (*cf.* FIG. 6.5). Bien qu'expérimentalement une telle mesure soit difficile à entreprendre et que, dans le même temps, peu d'études se sont intéressées, par le biais de simulations, au développement longitudinal en dehors de l'axe de la gerbe, il est raisonnable de supposer que la valeur  $X_{\max}(r)$  soit de plus en plus profonde selon que l'on s'éloigne du cœur. En particulier, si le choix de 1000 mètres comme distance optimale tient, en partie, à l'espacement entre cuves, elle résulte également du fait que le profil électromagnétique est alors maximum, minimisant de

la sorte les fluctuations gerbe à gerbe.

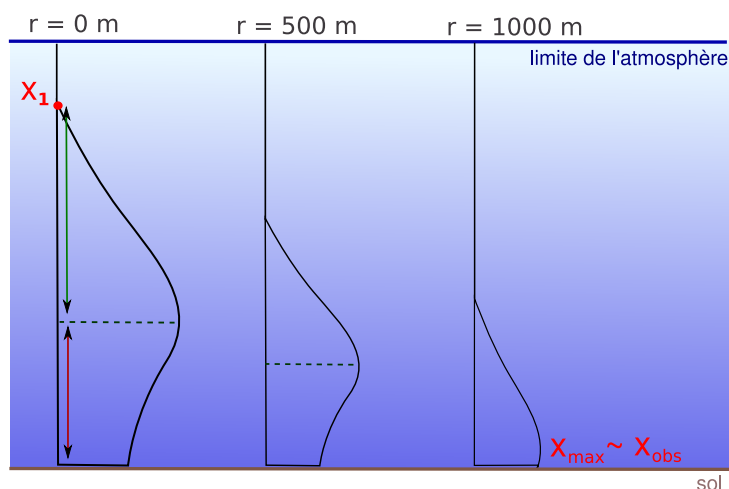


FIG. 6.5 - Variation du profil longitudinal en fonction de la distance à l'axe de la gerbe. Typiquement, à 1000 mètres de l'axe de la gerbe, le développement longitudinal électromagnétique est typiquement maximum ce qui minimise les fluctuations gerbe à gerbe.

En conséquence, la définition de la distance  $r$  à laquelle imposer des valeurs constantes au couple  $(N_\mu, N_\gamma)$  devient particulièrement critique : proche du cœur de gerbe, la détermination du nombre de muons est incertaine impliquant des effets systématiques mal contrôlés alors que loin de l'axe, le profil longitudinal n'a pas atteint son maximum de développement ce qui, comme nous le montrerons par la suite, modifie notablement la distribution des événements. En outre, les distances intermédiaires pour lesquelles  $X_{\max}(r) \sim X_{\text{obs}}$  sont loin d'être idéales comme l'illustre la Figure 6.6. Enfin, les situations évoluent également en fonction de l'énergie totale étant donné que la profondeur du maximum de la gerbe est proportionnelle à  $\ln E$ . Aussi, la combinaison de l'ensemble de ces effets conduit à définir une distance  $r$  "optimale" de telle sorte que l'âge de gerbe soit supérieur à un et que la densité muonique soit raisonnablement déterminée.

Un second élément de réflexion tient à la composition du rayonnement cosmique. Par définition, la mesure de la section efficace proton-air passe nécessairement par une sélection aussi rigoureuse que possible de gerbes initiées par des protons. Or, comme nous l'avons vu au chapitre précédent, la composition du rayonnement cosmique reste un sujet d'autant plus ouvert qu'il n'existe pas de compromis quant à la nature précise de ces particules. Toutefois, un moyen plus ou moins rigoureux permettant d'écarter d'éventuels noyaux lourds, consiste à imposer une amplitude de signal EM relativement élevée. L'idée repose sur le fait que des gerbes consécutives au passage d'élément lourds se développent plus tôt dans l'atmosphère ce qui implique un signal électromagnétique moindre au niveau du sol. Si l'argument est dans le principe valable, son application ne garantit pas une séparation idéale. Aussi, la prise en compte des effets de contamination par des noyaux lourds comme par des photons gamma requiert l'utilisation systématique de simulations Monte-Carlo complètes.

Enfin, une troisième et dernière remarque qui relève du domaine "technique", est relative à l'isotropie du flux de rayons cosmiques et à ses conséquences sur la distribution des événements. Par construction, l'énergie des gerbes est déduite de la méthode CIC qui corrige des effets d'atténuation par l'atmosphère afin d'uniformiser le flux de gerbes détectées. Dans les faits, le nombre d'événements est alors constant par intervalle de  $\cos^2 \theta$ . Exprimée

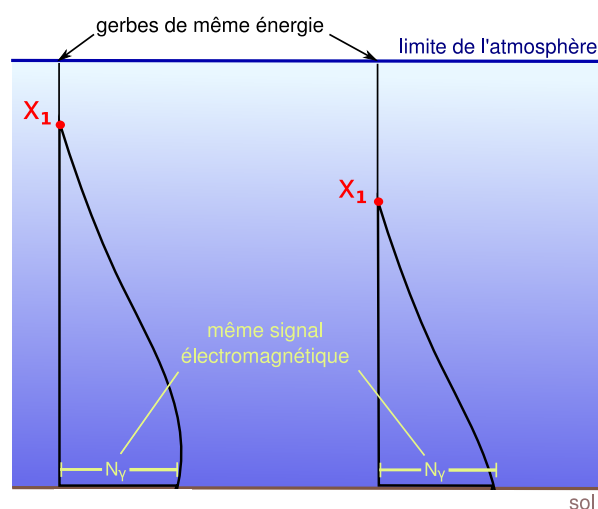


FIG. 6.6 - Biais induits par la sélection de gerbes à une distance telle que  $X_{\max} \sim X_{\text{obs}}$ . La longueur  $X_{\text{obs}} - X_1$ , supposée fixe par la contrainte sur l'amplitude du signal électromagnétique, varie dans le cas, moins probable, où la particule primaire interagit plus profondément. Cette configuration est d'autant plus favorisée que la profondeur du maximum de la gerbe est proche du niveau d'observation.

en fonction de  $\sec \theta = 1/\cos \theta$ , le taux de gerbes devient

$$\frac{dN}{d \cos^2 \theta} = N_0 \implies \frac{dN}{d \sec \theta} = \frac{N_0}{\sec^3 \theta} \quad (6.10)$$

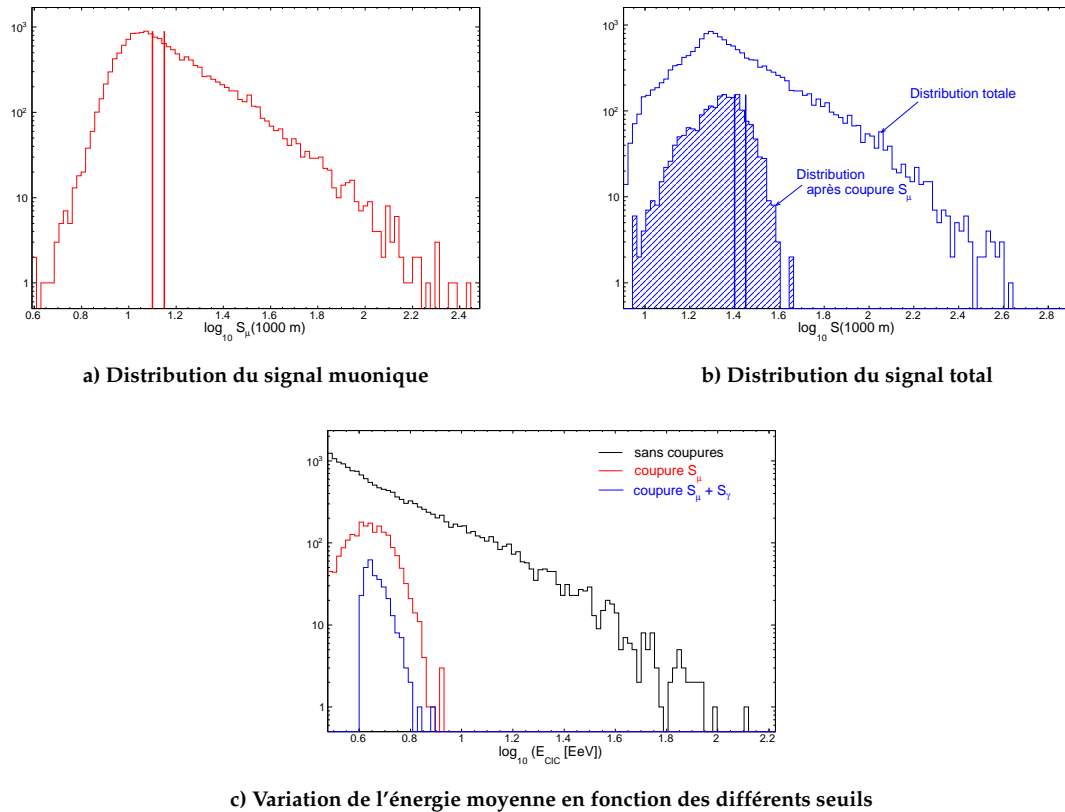
Par conséquent, le comportement exponentiel caractérisé par la relation (6.7), qui reflète la distribution des longueurs de première interaction, est à corriger en tenant compte de la décroissance naturelle du nombre d'événements.

## 6.2 Mesure préliminaire de la section efficace proton-air à partir des événements SD

Dans ce paragraphe, nous introduisons la détermination de la section efficace proton-air  $\sigma_{p\text{-air}}$  en appliquant la méthode  $N_\mu - N_\gamma$  aux événements de l'Observatoire Pierre Auger. Après avoir décrit les conditions préalables à la mise en œuvre de cette technique, nous illustrons, au travers d'exemples révélateurs, les quelques remarques du paragraphe précédent et notamment la notion de distance "optimale". Nous montrons ainsi l'évolution de la distribution  $dN/d \sec \theta$  en fonction de la sélection en énergie et nous discutons de l'interprétation de ces résultats. Nous présentons finalement la mesure de  $\sigma_{p\text{-air}}$  en soulignant aussi bien le caractère prometteur que la nature préliminaire de cette étude.

### 6.2.1 Application de la méthode $N_\mu - N_\gamma$ : sélection des événements

La Figure 6.7 illustre la procédure mise en œuvre pour sélectionner l'énergie et le stade de développement de gerbes atmosphériques. Dans un premier temps, seuls les événements présentant un signal muonique  $S_\mu$  compris entre deux seuils définis au préalable, sont conservés (cf. FIG. 6.7a). La gamme en énergie déduite de cette première "restriction" doit être aussi réduite que possible tout en maintenant un nombre raisonnable d'événements (cf. FIG. 6.7c). L'amplitude du signal électromagnétique est, dans un second temps,



**FIG. 6.7 - Application des différents seuils sur les signaux muonique et électromagnétique et conséquences sur la distribution en énergie des événements.** L'ensemble des résultats est présenté pour une distance à l'axe de la gerbe de 1000 m. La Figure a) montre la distribution totale du signal muonique ainsi que la sélection en nombre de muons  $\Delta \log_{10} S_{\mu} = 1.1 - 1.15$  symbolisée par les lignes verticales. La distribution du signal total avant et après application de la sélection sur  $S_{\mu}$  est donnée sur la Figure b). L'amplitude du signal EM requise pour fixer le stade de développement de la gerbe est également indiquée (lignes verticales obtenues pour  $\Delta \log_{10} S = 1.4 - 1.45$ ). La Figure c) expose finalement l'évolution de l'énergie de la gerbe après les différentes sélections. Le seuil appliqué au signal EM ne doit pas, dans le principe, affecter l'énergie moyenne des gerbes.

fixée en imposant un seuil relativement haut afin d'écartier une contamination par des éléments lourds. Étant donné que l'intensité du signal muonique est contrainte, restreindre le domaine de variation du signal total est équivalent à limiter l'amplitude du développement électromagnétique (cf. FIG. 6.7b). Dans le principe, cette sélection ne doit pas affecter la distribution en énergie des événements. Néanmoins, le fait d'imposer un signal EM élevé fausse naturellement la valeur de l'estimateur  $S(1000 \text{ m})$  en privilégiant des gerbes de plus haute énergie (cf. FIG. 6.7c). L'influence des seuils EM de même que la résolution en énergie obtenue après sélection sur le signal muonique requiert, en tout état de cause, une étude plus approfondie dépassant le cadre de cette thèse.

La variation du nombre d'événements en fonction de la profondeur d'atmosphère traversée est présentée sur la Figure 6.8. Chaque événement est pondéré par  $1/\cos^3 \theta$  afin de compenser les effets relatifs à l'isotropie du flux (cf. relation (6.10)). Le nombre d'événements détectés (points noirs) est, dans ces conditions, constant. Par ailleurs, la sélection en énergie *i.e.* déduite des seuils appliqués au signal muonique (points rouges), préserve nécessairement l'isotropie du flux de rayons cosmiques. Cette propriété est la conséquence directe de l'application de la méthode CIC qui, par construction, corrige des effets d'atté-

nuation pour uniformiser la répartition angulaire des événements. En toute logique, seule la contrainte sur le développement électromagnétique de la gerbe modifie la distribution  $dN/d_{\text{sec}}\theta$  (points bleus). La décroissance devient exponentielle reflétant la distribution des longueurs de première interaction.

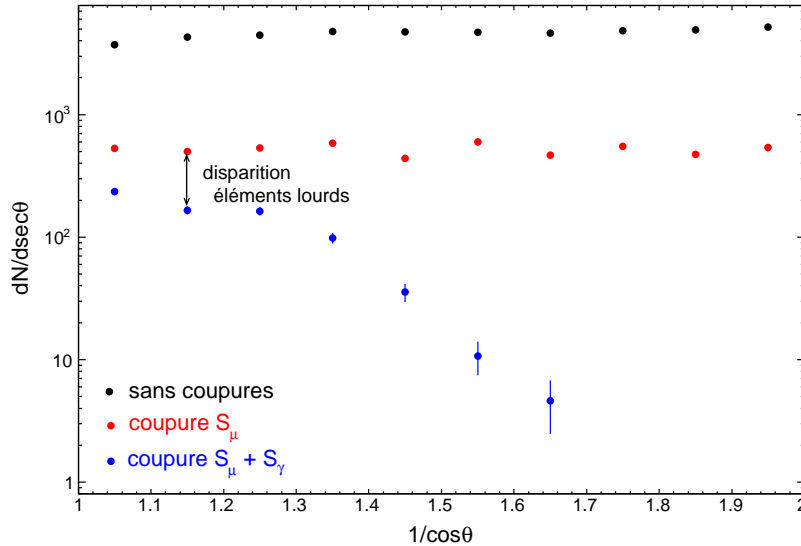


FIG. 6.8 - Évolution du nombre d'événements en fonction de la profondeur d'atmosphère traversée. La variation est déduite des seuils appliqués sur les Figures 6.7 : l'énergie moyenne des gerbes sélectionnées est égale à  $4.7 \pm 0.5$  EeV.

Par ailleurs, les gerbes verticales ( $\theta \leq 35^\circ$ ) ne subissent pas ou très peu les effets relatifs à l'application du seuil EM. Si la diminution du nombre d'événements résulte vraisemblablement de la "disparition" d'éléments lourds, la stabilité du flux souligne néanmoins qu'aux fluctuations gerbe à gerbe près, les contraintes ne demeurent pas suffisamment sélectives. Le fait qu'à cette distance le développement longitudinal est maximum, complique également la sélection des événements étant donné que des configurations typiques de celles présentées sur la Figure 6.6, sont alors favorisées.

Enfin, pour illustrer les éléments exposés dans le paragraphe précédent, la Figure 6.9 présente la variation du nombre d'événements lorsque l'énergie des gerbes augmente. Ainsi, en conservant les limites sur la valeur du signal électromagnétique *i.e.* en maintenant un même stade de développement à la gerbe (*cf.* FIG. 6.7b), la distribution angulaire des événements varie significativement lorsque les seuils sur le signal muonique sont plus élevés. Si l'origine de tels comportements n'est pas clairement établie, il semble vraisemblable que les dépendances angulaires mis en évidence sur la Figure 6.9 résulte d'effets d'asymétrie entre stations situées en amont/aval de l'axe de la gerbe. Bien que l'ajustement des distributions latérales des signaux muoniques et électromagnétiques tende à minimiser l'influence de l'asymétrie amont-aval, la valeur moyenne de  $S(1000\text{ m})$  déduite pour un angle  $\theta$  est néanmoins systématiquement sous-estimée vis-à-vis de gerbes verticales. Les singularités angulaires présentées sur les Figures 6.9a et 6.9b ne sont éventuellement que la conséquence de ces biais de sélection. En tout état de cause, si l'influence des critères de sélection et les éventuels biais qui s'y rattachent, restent dans leur ensemble incompris, le nécessaire passage par des simulations Monte-Carlo permet, *via* l'estimation du facteur  $k$ , de corriger des effets indésirables associés à la méthode  $N_\mu - N_\gamma$ .

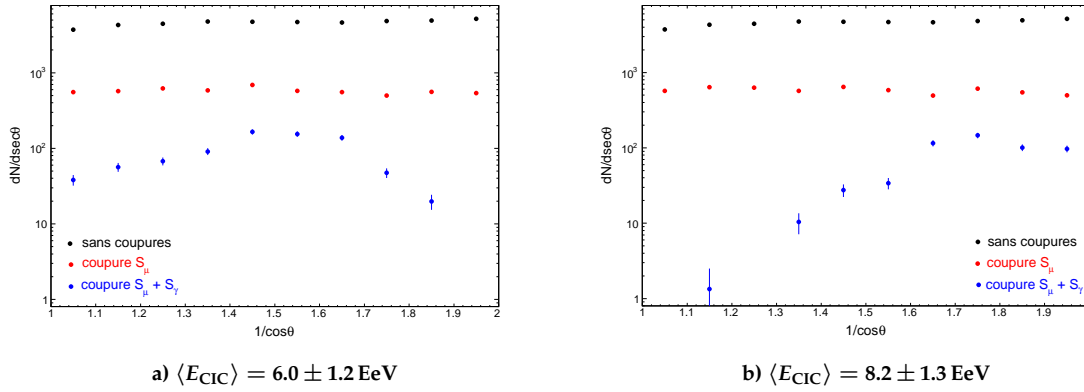


FIG. 6.9 - Évolution du nombre d'événements en fonction de la profondeur d'atmosphère traversée pour deux domaines en énergies distincts.

Dans sa présentation classique, la méthode  $N_\mu - N_\gamma$  suppose implicitement que  $X_{\max} \leq X_{\text{obs}}$ . de telle sorte que l'étude se cantonne au pied de gerbe soit à la décroissance du profil longitudinal. Dans ces conditions, l'application successive des seuils implique l'observation d'une décroissance exponentielle du nombre d'événements caractéristique de la distribution du libre parcours moyen  $\lambda_{p\text{-air}}$ . Les expériences AKENO [266] ou EAS-TOP [267] se trouvent typiquement dans ce cas de figure étant donné que le développement de la gerbe est, en relation avec les énergies étudiées, relativement précoce. L'étude des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie conduit, dans une certaine mesure, à reconsidérer ce postulat. Nous nous plaçons dans la suite de ce manuscrit dans des conditions semblables aux mesures réalisées par AKENO et EAS-TOP.

## 6.2.2 Application de la méthode $N_\mu - N_\gamma$ : mesure de $\sigma_{p\text{-air}}$

Les différentes étapes relatives à la mesure de la section efficace proton-air  $\sigma_{p\text{-air}}$  sont présentées sur la Figure 6.10. Pour les conditions définies précédemment (cf. FIG. 6.7) à savoir  $\log_{10} S_\mu \in [1.1 - 1.15]$  et  $\log_{10} S \in [1.4 - 1.45]$ , nous obtenons la variation du nombre d'événements en fonction de la profondeur d'atmosphère traversée (cf. FIG. 6.10a). Les gerbes sélectionnées ont ainsi une énergie moyenne de l'ordre de  $4.7 \pm 0.5 \text{ EeV}$ . L'ajustement de la décroissance exponentielle duquel se déduit la longueur d'atténuation  $\Lambda_{\text{obs.}} = 82.4 \text{ g/cm}^2$ , est réalisé sur le domaine  $\sec \theta \in [1.3 - 2.0]$ . Le libre parcours moyen  $\lambda_{p\text{-air}}$  est estimé à travers la relation (6.9) ce qui suppose la connaissance du facteur  $k$ .

Comme nous l'avons souligné lors du Paragraphe §6.1.2, la détermination de ce facteur repose sur la simulation Monte-Carlo de gerbes atmosphériques afin d'évaluer autant l'incidence de la reconstruction par le détecteur de surface que l'influence des fluctuations gerbe à gerbe. Aussi, la procédure requiert la simulation du développement latéral de la gerbe par des programmes tels que CORSIKA [35] ou AIRES [34] puis, la reconstruction des signaux muoniques et électromagnétiques *via* la modélisation des processus Cherenkov dans chacune des cuves déclenchées. Cette procédure doit, par ailleurs, être répétée en faisant varier le modèle hadronique de même que les paramètres de la gerbe que sont l'angle zénithal et l'énergie. Les biais générés par une contamination en éléments lourds ou légers (photon gamma) implique finalement de modifier la nature des primaires. Étant donné le temps nécessaire à la simulation d'une gerbe atmosphérique pour un ensemble de paramètres et un niveau de *thinning* raisonnable ( $E_{\text{thin.}} = 10^{-7} E_0$ ),  $t_{\text{CPU}} \sim 10 \text{ min}$ , une telle démarche n'a pu

être entreprise au cours de cette thèse. Cependant, des simulations obtenues grâce au programme CONEX [36] ont permis l'estimation préliminaire du facteur  $k$  en sélectionnant des gerbes présentant un même nombre total de muons de même qu'un nombre de particules électromagnétiques constant. Les résultats sont présentés sur la Figure 6.10b pour les modèles SIBYLL 2.1 et QGSJET01. Pour différentes sélections appliquées au couple  $(N_\mu, N_\gamma)$ , le facteur  $k = \Lambda_{\text{obs}}^{\text{rec.}} / \lambda_{p\text{-air}}$  est déterminé pour chacun des modèles hadroniques. La valeur moyenne est ainsi égale à  $\langle k \rangle = 1.5 \pm 0.2$  où l'erreur correspond aux effets systématiques inhérents à la modélisation des interactions hadroniques.

La section efficace proton-air, déduite de l'expression (6.2), est égale à

$$\sigma_{p\text{-air}}(E = 4.7 \text{ EeV}) = 437 \text{ mb} \pm 45 \text{ mb (stat.)} \pm 65 \text{ mb (syst.)} \quad (6.11)$$

où les erreurs statistiques sont dérivées de l'ajustement de  $dN/d\text{sec}\theta$  et où les erreurs systématiques découlent de la détermination du facteur  $k$ . La Figure 6.10c compare ce résultat aux mesures réalisées par d'autres expériences. À basse énergie, *i.e.* en deçà de  $10^{15}$  eV, la détermination de la section efficace est obtenue par la mesure du flux de protons primaires décrite au Paragraphe §6.1.1 [269, 268]. Au delà les données symbolisées par des points bleus sont relatives aux mesures issues de télescopes de fluorescence [273, 274] ou à effet Cherenkov [277]; les points rouges représentent les mesures résultant de l'association de détecteurs à muons et de scintillateurs sensibles à la composante électronique des gerbes [267, 266].

Cette mesure préliminaire est en accord raisonnable avec la détermination récente de  $\sigma_{p\text{-air}}$  par l'expérience HiRes [274]. En outre, les données présentées par l'expérience Yakutsk sont, eu égard aux dimensions du détecteur ( $\sim 10 - 20 \text{ km}^2$ ) et à la technique utilisée (étude du rayonnement Cherenkov dans l'air), discutables en particulier pour l'ultime point à  $5 \times 10^{18}$  eV. Ces résultats semblent donc démontrer si ce n'est une diminution de la section efficace au delà de  $10^{18}$  eV, une relative stabilité de sa valeur autour de 450 mb. Les incertitudes restent néanmoins importantes et découlent principalement des effets systématiques inhérents à la détermination du facteur  $k$ . L'étude de l'influence des différentes modélisations (QGSJET, SIBYLL, EPOS, ...) ainsi que des effets propres au détecteur sont particulièrement critiques et relèvent d'analyses plus fines.

Les résultats présentés dans cette thèse de même que les conclusions qui s'y rattachent ne constituent pas, pour les raisons que nous évoquions précédemment, une mesure définitive de la section efficace proton-air. En particulier, il demeure un désaccord majeur entre cette analyse et l'étude menée par R. M. Ulrich [265] quant à la valeur absolue de cette quantité. En modélisant la distribution des valeurs du  $X_{\text{max}}$  déduites des profils longitudinaux mesurés par l'Observatoire Pierre Auger, l'estimation de  $\sigma_{p\text{-air}}$  semble augmenter avec l'énergie des particules primaires (*cf.* FIG. 6.11). Toutefois, cette variation aussi brusque soit elle, est à relativiser du fait qu'à ces énergies la contamination par des éléments lourds devient vraisemblablement importante. Les travaux de R. M. Ulrich [265] soulignent ainsi, en relation avec les analyses de composition du RCUHE, que l'accroissement de la probabilité d'interaction proton-air correspond typiquement à l'énergie pour laquelle la variance de la profondeur du maximum de la gerbe  $X_{\text{max}}$  diminue, confirmant une composante cosmique plus lourde (*cf.* FIG. 6.11). La mesure de  $\sigma_{p\text{-air}}$  par la méthode  $N_\mu - N_\gamma$  n'est pas exempt d'une probable contamination par des particules massives. Néanmoins, à la différence de sa détermination par l'étude des fluctuations du  $X_{\text{max}}$ , la contrainte imposée au signal EM dans le but de sélectionner des gerbes types "proton", préserve, dans une certaine mesure, des effets indésirables relatifs à la composition du RCUHE.



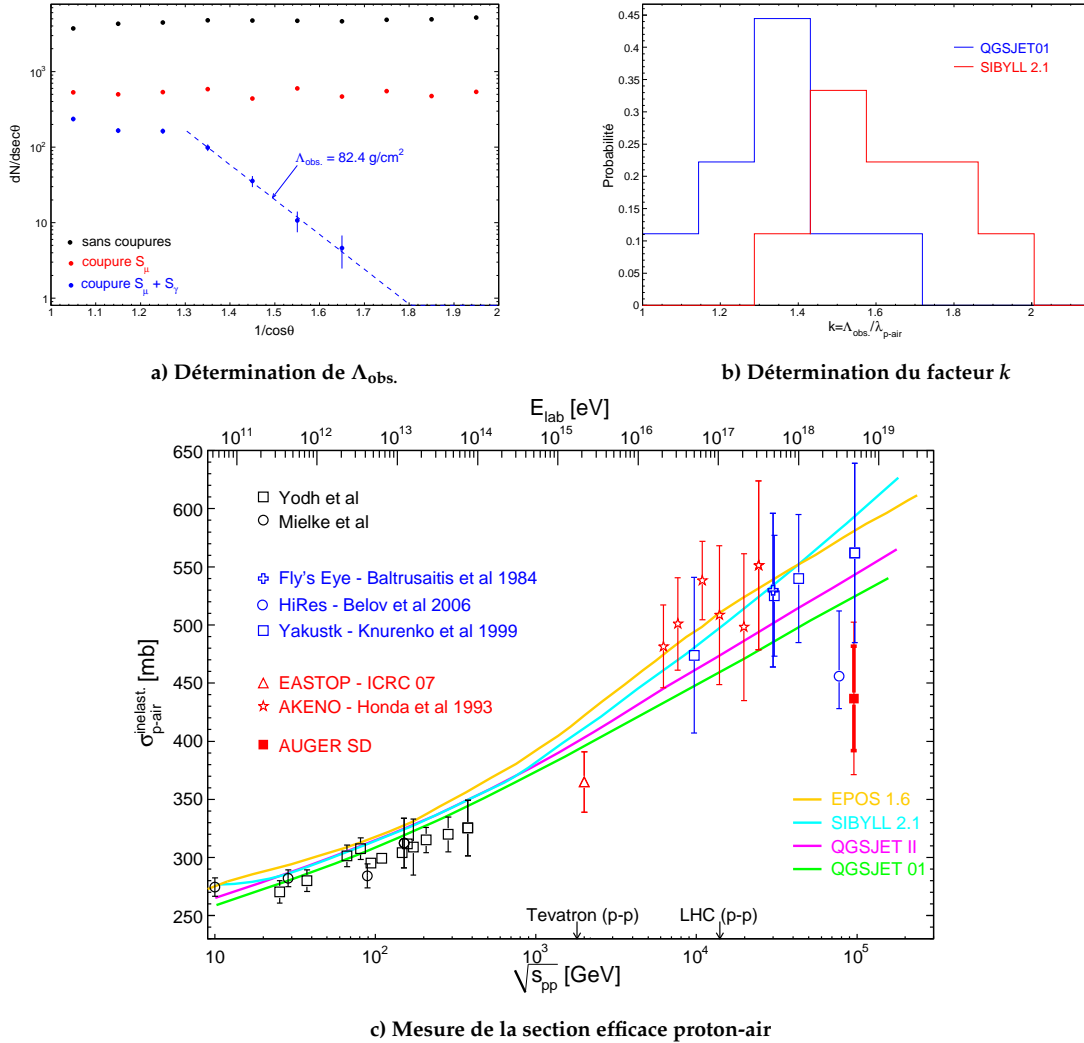


FIG. 6.10 - Détermination préliminaire de la section efficace proton-air grâce aux données de l'Observatoire Pierre Auger. La Figure a) présente, pour les conditions définies Figure 6.7 soit  $\Delta \log_{10} S_{\mu} = 1.1 - 1.15$  et  $\Delta \log_{10} S = 1.4 - 1.45$ , la détermination de la longueur d'atténuation  $\Lambda_{\text{obs}}$ . La conversion de cette grandeur en libre parcours moyen proton-air nécessite la connaissance du facteur  $k$  qui intègre les effets de fluctuations gerbe à gerbe (Figure b). La valeur moyenne de  $k$  est égale à  $1.5 \pm 0.2$  où l'incertitude est relative à la dépendance vis-à-vis du modèle hadronique. La mesure de la section efficace déduite de l'expression (6.2) est présentée sur la Figure c). Les incertitudes, trait épais, correspondent aux erreurs statistiques alors que les barres d'erreurs, trait fin, sont relatives aux erreurs systématiques. Les références des résultats d'expériences précédentes sont, par ordre d'apparition, [269, 268, 273, 274, 277, 267, 266].

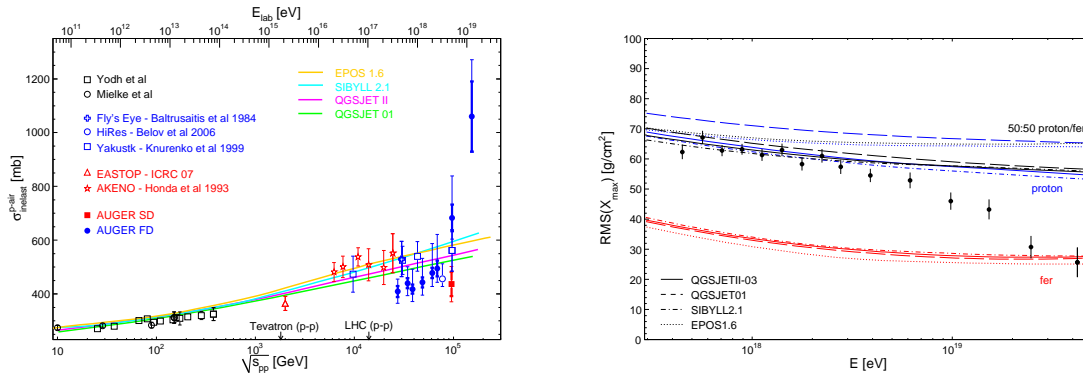


FIG. 6.11 - Comparaison des mesures de  $\sigma_{p\text{-air}}$  entre dispositif SD et FD (figure de gauche) et analyse de la variation énergétique des fluctuations du  $X_{\text{max}}$  (figure de droite).

### 6.3 Interprétation des résultats : l'effet Ramsauer<sup>b</sup>

Dans cette dernière partie, nous abordons l'interprétation des résultats de la section efficace proton-noyau. Après avoir décrit la découverte de ce phénomène au début des années 20 puis son explication par la mécanique quantique quelques années plus tard, nous introduisons les bases de son application aux collisions à ultra-haute énergie entre proton et noyau. Nous présentons les résultats préliminaires de cette approche puis nous discutons des implications sur la chromodynamique quantique et notamment sur l'estimation de la constante de couplage de l'interaction forte  $\alpha_S$  dans des milieux denses et pour des énergies encore inaccessibles aux accélérateurs.

#### 6.3.1 Historique de l'effet Ramsauer

En 1921, le physicien Carl Wilhelm Ramsauer [278] mit en évidence, en étudiant la diffusion d'électrons sur des atomes de Xénon, la présence de structure singulière dans l'évolution énergétique de la probabilité d'interaction entre ces deux corps (*cf.* FIG. 6.12). En particulier, la section efficace devient successivement nulle pour des énergies voisines de 1 eV puis maximale, mettant en défaut les prédictions basées sur la mécanique classique. Si dans la foulée de ces expériences, J. S. Townsend & V. A. Bailey [279], en projetant des électrons sur de l'Argon, obtinrent des résultats similaires<sup>c</sup>, l'interprétation ne fut donnée que quelques années plus tard. L'avènement de la mécanique quantique et plus particulièrement l'introduction de la dualité onde-corpuscule par de Broglie, permirent à Niels Bohr de proposer une explication qui consacra les prédictions de cette nouvelle vision de la physique (voir, entre autres, N. F. Mott & H. S. W. Massey [280]). L'idée, illustrée par la Figure 6.13, repose sur le fait que l'onde de matière attachée au mouvement des électrons subit une accélération sous l'effet du potentiel des atomes de gaz rare. Dans l'hypothèse où le déphasage  $\Delta = 2R(k_{\text{in}} - k_{\text{out}})$  est une fraction entière du diamètre  $2R$  de l'atome ( $\Delta = 2p\pi$ , FIG. 6.13a), l'onde émergente est alors en phase avec sa contrepartie non-diffusée. L'interférence des deux ondes est constructive impliquant la quasi-conservation de l'intensité incidente et, par

<sup>b</sup>les résultats présentés au cours de ce chapitre s'appuient en grande partie sur l'analyse réalisée par K. Louedec durant son stage de Master II.

<sup>c</sup>historiquement, les deux expériences, menées de manière indépendante et qui ne furent séparées que de quelques mois, font que l'effet Ramsauer est parfois désigné comme l'effet Ramsauer-Townsend.

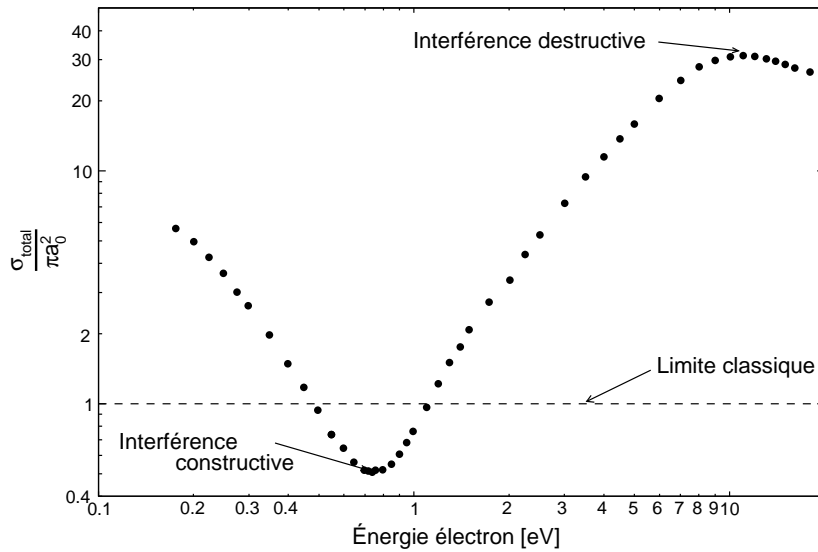


FIG. 6.12 - Variation énergétique de la section efficace de diffusion électron-Krypton (d'après G. P. Karwasz [281]). L'évolution énergétique dans le cas de la diffusion élastique d'électrons sur des atomes de Xénon, soit l'expérience réalisée à l'origine par C. W. Ramsauer [278], est similaire. Le rayon d'atomes de gaz rares est voisin du rayon de Bohr  $a_0 \simeq 53$  pm étant donné la structure électronique complète de ces corps.

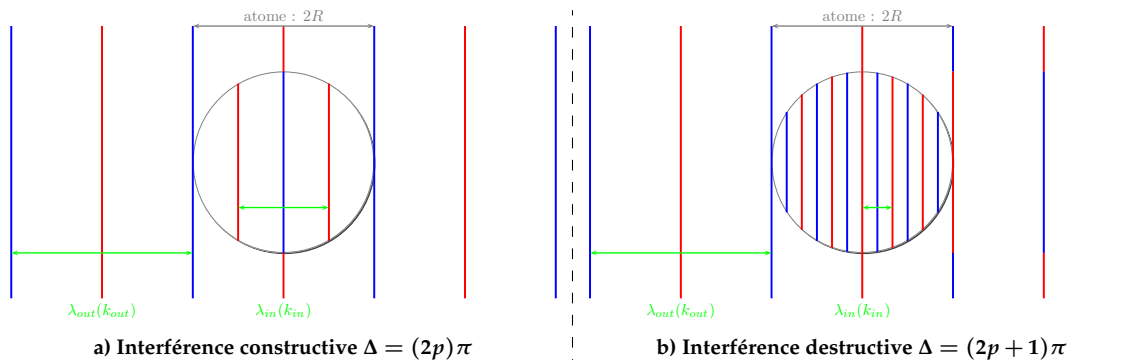


FIG. 6.13 - Illustration de l'interprétation des résultats de C. W. Ramsauer [278].

conséquent, une section efficace proche de zéro (cf. FIG. 6.12). À l'opposé, si l'onde diffusée accuse un retard égal à  $\Delta = (2p + 1)\pi$ , la probabilité d'interaction électron-atome est maximale (cf. FIG. 6.13b).

En outre, la mise en évidence de ce phénomène est facilitée du fait de l'utilisation de gaz nobles (Xénon, Argon, ...). En effet, l'observation n'est envisageable que dans la mesure où l'énergie des électrons incidents est inférieure au premier niveau d'excitation de l'atome. Dans le cas contraire, l'effet est masqué par la diffusion inélastique. Ainsi, les gaz rares constituent une cible idéale en raison d'une part d'une couche de valence complète impliquant une énergie d'ionisation plus importante et, d'autre part, de la faible propension de ces corps à former des ions négatifs.

Si l'image proposée par N. Bohr offre une description simple, le traitement théorique de la diffusion élastique d'électrons sur des atomes de gaz nobles suppose la résolution de l'équation de Schrödinger à trois dimensions dans le cas d'un électron libre soumis au potentiel attractif et symétrique d'une sphère. Par ailleurs, l'inertie chimique des gaz rares résultant de leur structure électronique complète se traduit par un potentiel d'interaction

à portée limitée et aux bords abrupts, équivalent à un puits de potentiel plat fini à trois dimensions. Aussi, par analogie au traitement à une dimension du potentiel à profondeur finie  $V(x) = -V_0$  (cf. Réf. [282]), il existe des similarités entre l'effet Ramsauer et l'analyse des états quasi-liés *i.e.* l'apparition de résonances (maximum de  $\sigma_{e^- - \text{gaz}}$ ) de même qu'à la notion de transparence du puits pour certaines valeurs d'énergie (minimum de  $\sigma_{e^- - \text{gaz}}$ ). De manière générale, la solution à ce problème, en utilisant en particulier la méthode des ondes partielles, est décrite dans de nombreux ouvrages dont D. Bohm [283].

De tels processus de diffraction ont également été observés pour des interactions atome-atome [284] ainsi que des collisions neutron-noyau [285–290]. Dans ce dernier cas, si la majorité des études a été effectuée au milieu du siècle précédent [285–287], les possibles applications au domaine nucléaire, en particulier dans le traitement des déchets radioactifs, font que cette description a connu un regain d'intérêt au cours des dernières années (voir notamment S. S. V. Surya Narayan *et al.* [290] et les références attenantes).

### 6.3.2 Application de l'effet Ramsauer aux interactions proton-noyau à ultra-haute énergie

Dans ce paragraphe, nous abordons la possibilité de modéliser la variation en énergie de la section efficace proton-air (cf. FIG. 6.10c) par l'effet Ramsauer, en particulier, dans l'hypothèse où cette probabilité d'interaction diminuerait au delà de  $\sim 10^{18}$  eV. Nous n'incluons pas dans cette étude les résultats obtenus par l'expérience Yakutsk [277] de même que les mesures réalisées par R. M. Ulrich [265]. Bien qu'un tel choix puisse sembler sur le fond contestable, nous avons précisé au cours du chapitre précédent les raisons pour lesquelles ces mesures demeureraient soit discutables soit soumises à une probable contamination par des éléments lourds. En tout état de cause, cette étude comme, en général, l'ajustement des données issues de l'étude du rayonnement cosmique, ne permet pas, eu égard aux incertitudes, d'inférer définitivement l'évolution énergétique de  $\sigma_{p\text{-air}}$ .

#### → Détermination de la section efficace totale : le théorème optique<sup>d</sup>

L'étude de la diffusion de particules dans le cadre défini par la mécanique quantique conduit à introduire le théorème optique. Cette identité, dérivée de l'équation de Schrödinger et des conditions de continuité, permet le calcul de la section efficace totale  $\sigma_{\text{tot}}$ . [292] selon la formulation suivante

$$\sigma_{\text{tot}} = \sigma_{\text{diff.}} + \sigma_{\text{abs.}} = \frac{4\pi}{k} \text{Im} f(\theta = 0, k) \quad (6.12)$$

où  $f(\theta = 0, k)$  correspond à l'amplitude de diffusion et s'exprime dans le cas d'un potentiel sphérique et symétrique  $V(\vec{r}) = V(r)$  suivant l'expression

$$f(\theta, k) = \frac{1}{2ik} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) P_l(\cos \theta) \left[ \eta_l e^{2i\delta_l} - 1 \right] \quad (6.13)$$

Le terme  $\eta_l$  quantifie l'absorption des particules incidentes par le milieu cible ( $\eta_l = 0 \implies$  absorption de la particule incidente);  $\delta_l$  correspond au déphasage suivant le moment angulaire  $l$  et  $P_l(\cos \theta)$  est le polynôme de Legendre de degré  $l$ .

---

<sup>d</sup>dans ce paragraphe, nous utilisons des résultats dérivés de la mécanique quantique. Les démonstrations de ces propriétés n'étant pas l'objet de ce manuscrit, nous invitons le lecteur intéressé à se reporter aux ouvrages traitant du problème (notamment K. V. Shajesh [291]).

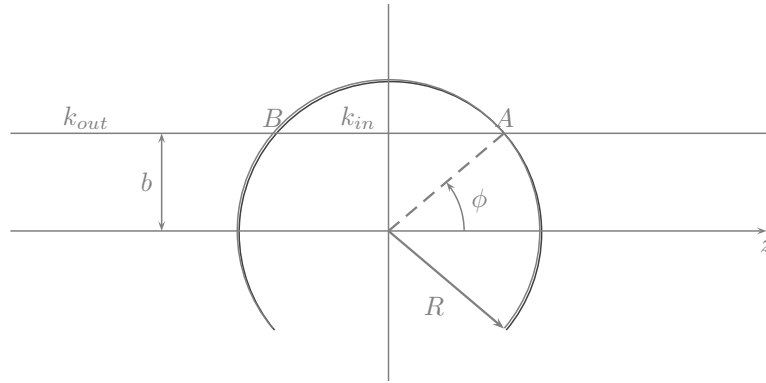


FIG. 6.14 - Modélisation de l'interaction entre le proton incident porté par une onde plane  $k_{out}$  et un noyau d'azote ou d'oxygène représenté par une sphère de rayon  $R$ .

Si la mécanique quantique fournit un cadre mathématique précis et rigoureux (voir, entre autres, K. V. Shajesh [291]), il n'est pas forcément inintéressant de poser le problème en d'autres termes. Soit la situation présentée sur la Figure 6.14. Le proton incident, représenté par une onde plane  $e^{ik_{out}z}$ , interagit avec les composants de l'air, noyaux d'azote ou d'oxygène, symbolisés par des sphères de rayon  $R$ . Le déphasage  $\Delta_b = AB(k_{in} - k_{out})$ , acquis lors du passage de l'onde à travers la cible, varie suivant le paramètre d'impact  $b$ . Par ailleurs, l'amplitude de la diffusion relativement à l'onde non-diffusée peut s'écrire sous la forme suivante

$$f(\theta, k_{out}) = \frac{2}{i} \left[ \underbrace{\eta e^{i(k_{in}-k_{out})AB} \cdot e^{ik_{out}z}}_{\text{onde diffusée}} - \underbrace{e^{ik_{out}z}}_{\text{onde non-diffusée}} \right]$$

$$= \frac{2}{i} e^{ik_{out}z} \left( \eta e^{i(k_{in}-k_{out})AB} - 1 \right)$$

où le terme multiplicatif  $e^{ik_{out}z}$  est égal à un dans la mesure où l'origine du système de coordonnées  $z$  est définie au sortir de la sphère. Le facteur  $\eta$ , par analogie avec l'équation (6.13), correspond à la fraction d'onde absorbée lors de la traversée de la sphère. Aux énergies considérées, nous négligeons cet effet ( $\eta = 1$ ).

Dans ces conditions, le théorème optique (6.12) est équivalent à

$$\sigma_{tot} = \frac{4\pi}{k_{out}} \text{Im} f(\theta = 0, k_{out}) \iff \sigma_{tot} = \text{Im} \left[ \frac{2}{i} \int_0^R 2\pi b db \left( e^{i(k_{in}-k_{out})AB} - 1 \right) \right] \quad (6.14)$$

Selon les conventions définies sur la Figure 6.14, le paramètre d'impact  $b$  est égal à  $R \sin \phi$ , l'élément infinitésimal  $db$  à  $R \cos \phi d\phi$  et la longueur  $AB$  s'écrit  $2R \cos \phi$ . Aussi, la relation (6.14), exprimée en fonction de  $\phi$ , devient

$$\sigma_{tot} = \text{Im} \left[ 2 \times i \int_0^R 2\pi b db \left( 1 - e^{i(k_{in}-k_{out})AB} \right) \right]$$

$$= \text{Im} \left[ i 4\pi R^2 \int_0^{\pi/2} \cos \phi \sin \phi \left( 1 - e^{i(k_{in}-k_{out})2R \cos \phi} \right) d\phi \right] \quad (6.15)$$

Soit, en posant  $w = \cos \phi$ , l'égalité (6.15) s'écrit

$$\begin{aligned}
\sigma_{\text{tot}} &= \text{Im} \left[ i 4\pi R^2 \int_0^1 w \left( 1 - e^{i(k_{\text{in}} - k_{\text{out}})2Rw} \right) dw \right] \\
&= \text{Im} \left[ i 2\pi R^2 - i 4\pi R^2 \int_0^1 w e^{i(k_{\text{in}} - k_{\text{out}})2Rw} dw \right]
\end{aligned} \tag{6.16}$$

puis, en intégrant par partie,

$$\begin{aligned}
\sigma_{\text{tot}} &= \text{Im} \left[ i 2\pi R^2 - i 4\pi R^2 \left( \left[ \frac{w e^{i(k_{\text{in}} - k_{\text{out}})2Rw}}{i(k_{\text{in}} - k_{\text{out}})2R} \right]_0^1 - \int_0^1 \frac{e^{i(k_{\text{in}} - k_{\text{out}})2Rw}}{i(k_{\text{in}} - k_{\text{out}})2R} dw \right) \right] \\
&= \text{Im} \left[ i 2\pi R^2 - i 4\pi R^2 \left( \frac{e^{i(k_{\text{in}} - k_{\text{out}})2R}}{i(k_{\text{in}} - k_{\text{out}})2R} + \frac{e^{i(k_{\text{in}} - k_{\text{out}})2R} - 1}{4R^2 (k_{\text{in}} - k_{\text{out}})^2} \right) \right] \\
&= 2\pi R^2 - 4\pi R^2 \left[ \frac{\sin(2R(k_{\text{in}} - k_{\text{out}}))}{2R(k_{\text{in}} - k_{\text{out}})} - \frac{1}{2} \left[ \frac{\sin(R(k_{\text{in}} - k_{\text{out}}))}{R(k_{\text{in}} - k_{\text{out}})} \right]^2 \right]
\end{aligned} \tag{6.17}$$

En introduisant le déphasage  $\Delta = 2R(k_{\text{in}} - k_{\text{out}})$ , l'expression analytique de la section efficace se réduit finalement à la formule suivante

$$\frac{\sigma_{\text{tot.}}}{2\pi R^2} = 1 - 2 \frac{\sin \Delta}{\Delta} + \left[ \frac{\sin \Delta/2}{\Delta/2} \right]^2 \tag{6.18}$$

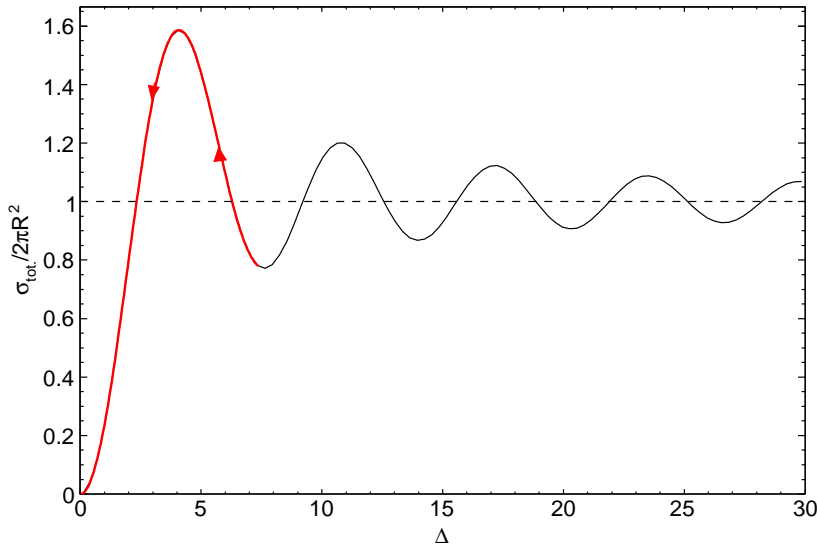


FIG. 6.15 - Variation de la section efficace totale en fonction du déphasage  $\Delta$ . L'amplitude des oscillations de  $\sigma_{\text{tot.}}$  est uniquement imposée par la taille typique  $R$  de la cible. En raison du domaine de variation de  $\sigma_{p\text{-air}}$  nécessaire à l'application du modèle Ramsauer, seule la composante en rouge est pertinente (voir texte, Paragraphe §6.3.3).

→ **Détermination du déphasage  $\Delta$  en fonction du potentiel cible  $V(E)$**

La dernière étape à la détermination de la section efficace consiste à exprimer les nombres d'ondes  $k_{\text{out}}$  et  $k_{\text{in}}$  en fonction du potentiel cible  $V(E)$ . Selon le postulat introduit par de

Broglie, à chaque corpuscule de masse  $m$  est attaché une onde de matière dont la longueur d'onde  $\lambda$  est égale à

$$\lambda = \frac{h}{p} \quad \text{avec} \quad p = \hbar k = \frac{1}{c} \sqrt{E^2 - m^2 c^4}$$

Par ailleurs, l'énergie totale  $E$  s'écrit sous la forme générale

$$E = T + V + mc^2 \implies E^2 = (T + V) [(T + V) + 2mc^2] + m^2 c^4$$

où  $V$  est le potentiel s'exerçant sur la particule et où  $T$  est son énergie cinétique. Les nombres d'onde  $k_{\text{out}}$  et  $k_{\text{in}}$  sont ainsi égaux à

$$\begin{aligned} k_{\text{out}} &= \frac{\sqrt{T(T + 2m_p c^2)}}{\hbar c} \xrightarrow{\text{UR}} \frac{T}{\hbar c} \\ k_{\text{in}} &= \frac{\sqrt{(T + V) [(T + V) + 2m_p c^2]}}{\hbar c} \xrightarrow{\text{UR}} \frac{T + V}{\hbar c} \end{aligned} \quad (6.19)$$

Dans la mesure où les interactions proton-air s'effectuent à ultra-haute énergie *i.e.* pour des facteurs de Lorentz voisin de  $10^{10}$ , le terme  $2m_p c^2$  est négligeable et les expressions de  $k_{\text{out}}$  et  $k_{\text{in}}$  tendent naturellement vers leurs limites ultra-relativistes (UR). Par conséquent, le déphasage  $\Delta$  s'exprime par

$$\Delta = 2R(k_{\text{in}} - k_{\text{out}}) = 2R \frac{V_0(E)}{\hbar c} \quad (6.20)$$

où  $V_0(E)$  correspond à la profondeur du potentiel cible. La variation énergétique du rayon du noyau  $R(E)$  a été négligée.

#### → Caractérisation du potentiel cible $V_0(E)$

La détermination de la profondeur du potentiel porté par le noyau demeure relativement délicate. Si la chromodynamique quantique définit un cadre théorique à la description des interactions fortes, sa validité n'a pu être éprouvée qu'à des énergies inférieures à quelques dizaines de TeV. Par ailleurs, les effets de saturation en partons qui vraisemblablement interviennent à haute énergie et dans des environnements denses, sont encore mal appréhendés. Aussi, indépendamment des prédictions issues de la QCD et sur lesquelles nous reviendrons au prochain paragraphe, nous introduisons un potentiel "noyau" dont la profondeur  $V_0(E)$ , exprimée en GeV, prend la forme suivante

$$-V_0(E) = \frac{0.130 \times \left(1 + \frac{A}{B}\right)}{1 + \left(\frac{E}{B \times 10^4}\right)^{1/C}} \quad (6.21)$$

où  $E$  est l'énergie dans le centre de masse et où les quantités  $\{A, B, C\}$  représentent les paramètres libres. Ce potentiel, proposé à l'origine par J. M. Peterson pour rendre compte de l'effet Ramsauer dans les interactions neutron-noyau [287], constitue donc, en première approximation, une modélisation réaliste de l'interaction proton-noyau.

En combinant les expressions (6.18), (6.20) et (6.21) nous obtenons l'évolution énergétique présentée sur la Figure 6.16. L'ajustement résulte de l'optimisation des grandeurs ca-

ractéristiques de la profondeur du potentiel  $V_0(E)$ . Par ailleurs, la taille typique de la cible  $R$  est également un paramètre libre de l'ajustement étant donné que sa valeur détermine l'amplitude de l'oscillation. L'estimation obtenue est ainsi égale à  $\sim 2.28$  fermi soit compatible avec la formule classique du rayon de l'azote donnée par  $R(\frac{A}{Z}X) = r_p \cdot A^{0.385}$  où  $r_p$  désigne le rayon du proton [293].

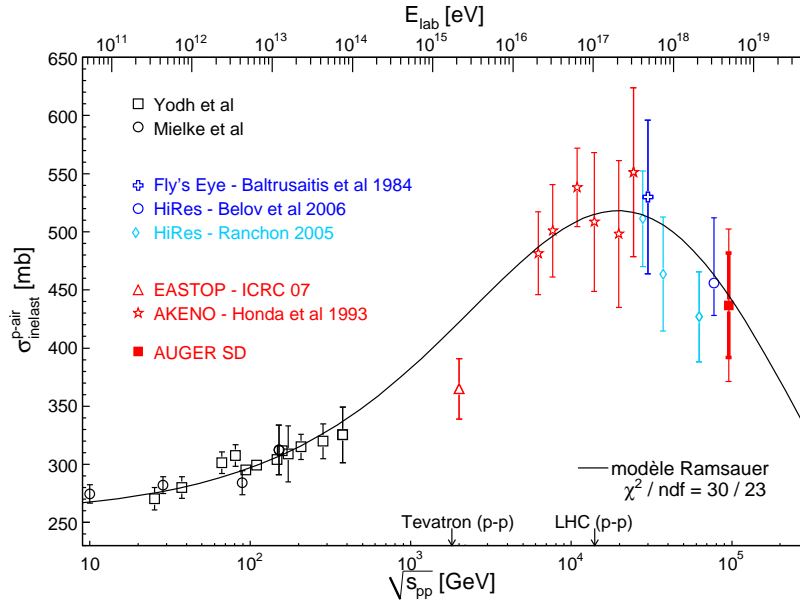


FIG. 6.16 - Ajustement des mesures de  $\sigma_{p\text{-air}}^{\text{inelast}}$  selon le modèle "Ramsauer" défini par l'expression (6.18). Les valeurs caractéristiques du puits de potentiel  $\{A, B, C\}$  sont respectivement égales à  $\{5.15, 3.53, 2.77\}$ . Les résultats obtenus par S. Ranchon [18] bien que non-utilisés pour l'ajustement, sont également présentés. Ces mesures sont cohérentes avec une possible décroissance de la probabilité d'interaction proton-air au delà de  $\sim 10^{18}$  eV.

### 6.3.3 Discussion

Si les incertitudes inhérentes à la mesure de la section efficace proton-air de même que les désaccords entre résultats de différentes expériences — voire de différentes méthodes au sein d'une même expérience (cf. FIG. 6.11) — font encore obstacle à l'estimation définitive de  $\sigma_{p\text{-air}}$ , l'éventuelle structure "résonante" située autour de  $10^{18}$  eV est raisonnablement reproduite par le modèle Ramsauer développé au cours des paragraphes précédents. Par conséquent et avec toutes les précautions qui doivent entourer ce résultat, il devient intéressant de confronter cette analyse à une modélisation QCD, plus à même de décrire les interactions à haute énergie.

Selon le formalisme consacré, le potentiel QCD s'écrit

$$V_{\text{QCD}}(r) = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_S \hbar c}{r} + K \cdot r \quad (6.22)$$

où  $r$  correspond à la distance entre les constituants élémentaires de la matière (quarks et gluons). Le terme linéaire, dont l'intensité est caractérisée par le facteur  $K$ , assure le confinement des quarks tandis que le terme "coulombien", gouverné par la valeur de la constante de couplage  $\alpha_S$ , décrit les interactions à courte distance. Toutefois, la terminologie de constante de couplage est impropre en raison de la dépendance de cette quantité vis-à-vis du moment transféré  $Q$  lors de l'interaction. Cette hypothèse a été introduite afin d'interpréter les mesures de diffusion profondément inélastique pour lesquelles les quarks apparaissent comme



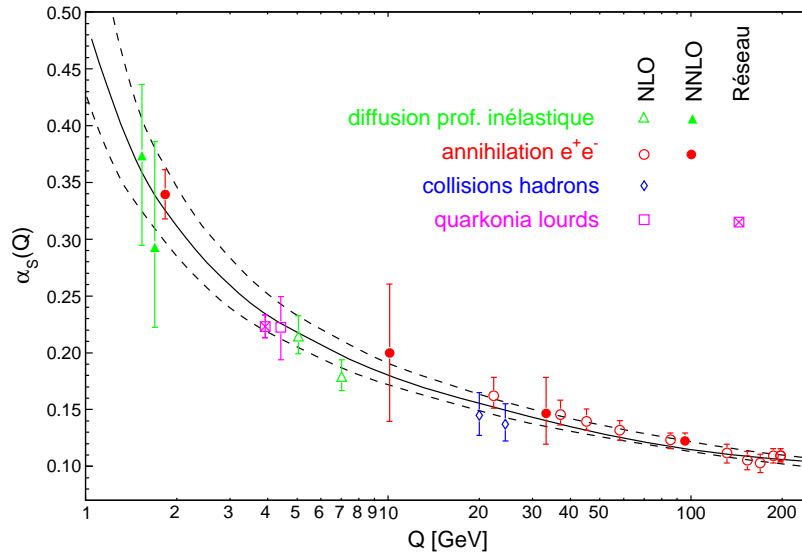


FIG. 6.17 - Synthèse des mesures expérimentales de  $\alpha_s(Q)$  (d'après S. Bethke [294]). Les résultats sont regroupés suivant le type de processus physique mis en jeu. Les valeurs sont déduites, dans le cas perturbatif, à l'ordre dominant suivant (NLO : *Next-to Leading Order*) soit jusqu'au terme  $\alpha_s^3$  de même qu'au terme  $\alpha_s^4$  pour l'ordre NNLO : *Next Next-to Leading Order*. Dans le cas de l'étude des états  $q\bar{q}$  de quarks lourds, la détermination est également réalisée *via* des approches statistiques de QCD sur réseau.

des particules libres alors que ces dernières ne sont jamais observées en tant que telles du fait de leur confinement, par l'interaction forte, au sein des hadrons. Ainsi, la constante de couplage  $\alpha_s$  varie : à grande distance, ou de façon équivalente à petit moment transféré, le couplage est fort et confine les quarks dans les hadrons ; à courte distance, ou à des moments transférés asymptotiques, cette même constante de couplage devient plus faible de sorte que les quarks se comportent comme des particules quasi-libres : on parle alors de "liberté asymptotique". Physiquement, cette variabilité s'explique par un phénomène d'écrantage de la charge de couleur similaire à celui de l'électrodynamique quantique pour la charge de l'électron. En effet, une charge électrique isolée émet et réabsorbe continuellement des photons pouvant, temporairement, se matérialiser en paire électron-positron dont l'existence est à l'origine de la polarisation du vide. Les charges ainsi créées écrantent l'électron isolé et une mesure physique impliquant un faible moment transféré verra une charge inférieure à la charge nue. Plus le moment transféré sera grand, où la distance d'approche faible, plus on se rapprochera de la charge nue. Le vide de QCD est lui aussi polarisable, mais à la différence du champ électromagnétique, les gluons vecteurs de l'interaction forte sont également porteurs de la charge de couleur. Ceci a pour effet d'anti-écranter la charge de couleur et de compenser partiellement l'écrantage résultant des boucles de quarks.

Suivant l'intensité du couplage, le traitement analytique est soit non-perturbatif pour  $\alpha_s \sim 1$  soit perturbatif lorsque  $\alpha_s \ll 1$ . À partir de la théorie perturbative de QCD où chaque observable physique  $R$  s'écrit comme une série en puissance de la constante de couplage ( $R = R_1\alpha_s + R_2\alpha_s^2 + \dots$ ), il est uniquement possible d'inférer la façon dont varie le couplage fort et non sa valeur absolue. Cette dernière doit donc être déterminée expérimentalement. La Figure 6.17 présente une synthèse des mesures de  $\alpha_s$ , en fonction de l'énergie transférée  $Q$ , selon le type d'expériences et la nature du traitement appliqué.

Par ailleurs, les prédictions théoriques, issues de la résolution de l'équation du groupe

de renormalisation [295], suggèrent une variation énergétique de la forme

$$\alpha_S(Q^2) = \frac{\alpha_S(Q_0^2)}{1 + \frac{11n_C - 2n_S}{12\pi} \alpha_S(Q_0^2) \ln\left(\frac{Q^2}{Q_0^2}\right)} \quad (6.23)$$

où  $n_C$  et  $n_S$  sont respectivement le nombre de couleur, égal à trois, et le nombre de saveur de quarks actifs ( $n_S = 6$ ); le facteur  $Q_0$  correspond à l'échelle en énergie de la renormalisation<sup>e</sup>.

L'un des éléments essentiels à la description par le modèle Ramsauer, repose sur l'hypothèse selon laquelle un puits de potentiel, caractérisé par sa largeur  $R$  et sa profondeur  $V_0$ , constitue une approximation raisonnable du potentiel effectif d'interaction proton-noyau. Par conséquent, il convient de s'affranchir de la dépendance radiale du potentiel QCD en estimant sa valeur moyenne. Nous supposons, par ailleurs, que la densité d'énergie disponible lors de l'interaction est suffisamment grande pour impliquer la présence d'un plasma de quark-gluon et négliger en conséquence le terme linéaire dans l'expression (6.22). Une seconde approximation consiste à limiter l'influence du potentiel dans la mesure où son action est négligeable au delà de la dimension spatiale  $R$  de la cible. En fonction des conventions adoptées sur la Figure 6.14, la profondeur moyenne du puits s'exprime selon

$$\begin{aligned} -V_0(E) &= \frac{\int_0^R db \int_{-R}^R 2\pi b V_{\text{QCD}}(\sqrt{b^2 + z^2}) dz}{\frac{4}{3}\pi R^3} \\ &= \alpha_S(E) \times \left[ \frac{2\hbar c}{R^3} \int_0^R \int_{-R}^R \frac{b db dz}{\sqrt{b^2 + z^2}} \right] \\ &= \alpha_S(E) \times W_0 \end{aligned} \quad (6.24)$$

La variation énergétique de la profondeur du potentiel se manifeste donc au travers de l'expression de la constante de couplage. Comme nous allons le voir à présent, l'estimation de  $V_0(E)$ , dérivée des mesures de  $\sigma_{p\text{-air}}$ , offre ainsi la possibilité de déduire le comportement de  $\alpha_S$  à ultra-haute énergie.

Les mesures de  $\sigma_{p\text{-air}}$  déduites des expériences d'étude du rayonnement cosmique permettent d'évaluer la variation énergétique de  $V_0(E)$  en dehors de tout *a priori* sur la forme du potentiel. En effet, si le déphasage  $\Delta$  dépend explicitement du produit  $R \times V_0$ , seule la profondeur du puits varie compte tenu du fait que le rayon typique de la cible est fixé par l'amplitude de la "résonance". De plus, étant donné la différence entre l'estimation de la section efficace à basse énergie — *i.e.* de l'ordre de 250 mb — et sa valeur potentiellement maximale — *i.e.* voisine de 500 mb —, le rapport des extrema  $\sigma_{\text{tot}}^{\text{max}}/\sigma_{\text{tot}}^{\text{min}}$  doit typiquement être de l'ordre de 2. Dans ces conditions, seule la structure encadrée par les deux premiers minima de la section efficace est exploitable (soit le tracé rouge sur la Figure 6.15). Enfin, au regard de l'évolution de  $\sigma_{\text{tot}}(\Delta)$ , deux "parcours" peuvent éventuellement reproduire les mesures de  $\sigma_{p\text{-air}}(E)$  : le premier est tel que l'augmentation du déphasage coïncide avec un rayonnement cosmique de plus en plus énergétique alors que le second, symbolisé par les flèches rouges sur la Figure 6.15, suppose que le déphasage, et par association la profondeur  $V_0$ , diminue dès lors que l'énergie devient plus importante. Sous cette seconde hypothèse, la probabilité d'interaction tend à s'annuler une fois passée la "résonance", contrairement à la première possibilité qui implique que la section efficace oscille autour d'une valeur définie par  $2\pi R^2$ . Aucun indice théorique, à plus forte raison au delà de  $10^{19}$  eV, ne soutient ces

---

<sup>e</sup>le développement en série perturbative d'une observable introduit des termes divergents qui sont éliminés en renormalisant la série. L'échelle en énergie  $Q_0$  intervient alors naturellement lors de cette opération. Cependant,  $Q_0$  est un paramètre arbitraire et n'est donc pas un élément de la théorie. Ce faisant, une observable physique ne peut dépendre du choix de  $Q_0$ .

scénarios : le choix d'une modélisation relève donc d'un arbitrage qui n'engage que l'auteur de ces lignes. Aussi, par analogie avec des processus d'interaction tels que  $e^+ e^-$  pour lesquels la section efficace diminue de pair avec l'augmentation de l'énergie, nous adoptons la seconde interprétation afin de déterminer le comportement énergétique de  $V_0(E)$  et de le comparer aux prédictions issues de la chromodynamique quantique. Les résultats déduits des mesures de  $\sigma_{p\text{-air}}$  sont présentés sur la Figure 6.18 accompagnés des modélisations type "Peterson" et QCD.

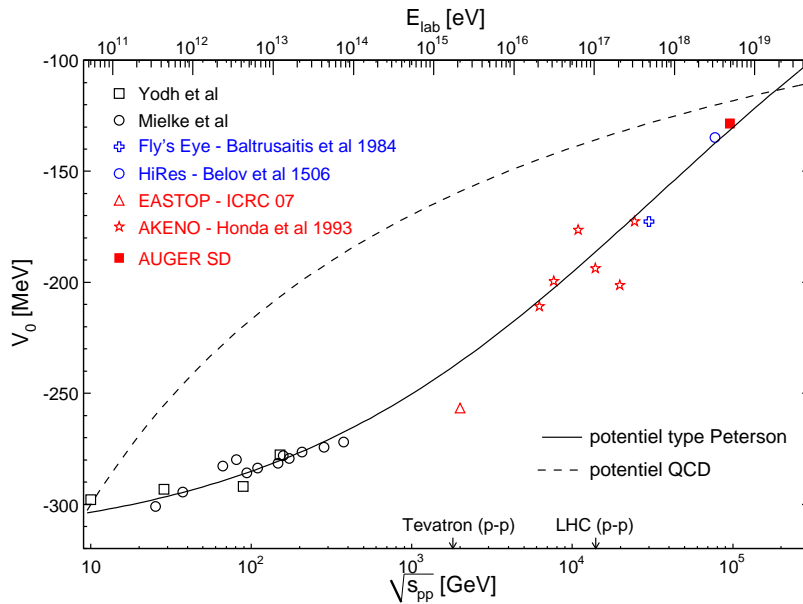


FIG. 6.18 - Variation énergétique de la profondeur du puits de potentiel  $V_0$  dans les limites définies par le modèle Ramsauer. L'échelle de renormalisation est fixée, arbitrairement, à  $Q_0 = 200 \text{ GeV}$ , énergie à laquelle la constante de couplage est égale à 0.1.

La forme analytique proposée à l'origine par J. M. Peterson est consistante avec la variation énergétique de  $V_0(E)$  déduite du modèle Ramsauer, confirmant ainsi l'accord raisonnable mis en évidence sur la Figure 6.16. En revanche, le comportement, extrapolé des prédictions de la QCD, est significativement différent. Les raisons tiennent vraisemblablement au fait que l'évolution de la constante de couplage  $\alpha_s$  est généralisée d'une part à ultra-haute énergie et d'autre part à des environnements denses. Dans la limite de validité du modèle Ramsauer, cette analyse démontre ainsi sa capacité à estimer, à partir des données issues du rayonnement cosmique, l'intensité du couplage fort dans un environnement et pour un domaine en énergie inexplorés et encore inaccessibles aux collisionneurs.

## 6.4 Conclusions

La détermination de la section efficace proton-air par les expériences d'étude du rayonnement cosmique, demeure une mesure relativement délicate à mettre en œuvre. Les raisons, évoquées tout au long de ce chapitre, tiennent principalement à la difficulté d'adapter une méthode, éprouvée à relativement basse énergie, au domaine des ultra-hautes énergies. L'analyse nécessite ainsi une connaissance du développement atmosphérique des gerbes qui reste encore incomplète et dont les effets sur un détecteur au sol sont toujours mal appréhendés. Par ailleurs, au delà de la "simple" détermination du facteur  $k$ , la compréhension des effets inhérents à la sélection et à la reconstruction des gerbes est fondamentale dans l'optique d'influer significativement sur les variables pertinentes. Enfin, il est clair qu'une

telle analyse s'inscrit nécessairement dans un cadre plus large de séparation des signaux muonique et électromagnétique qui, malgré les apports de la méthode des sauts, reste à établir.

Dans ce contexte, la mesure de la section efficace proton-air présentée dans ce chapitre, de même que l'interprétation originale des résultats à travers le mécanisme découvert 90 ans plus tôt par Carl Wilhelm Ramsauer constituent, l'une comme l'autre, des approches à une analyse plus rigoureuse. La valeur absolue de  $\sigma_{p\text{-air}}$  est compatible avec les résultats de la collaboration HiRes et suggère, si ce n'est une diminution de la probabilité d'interaction, une relative stabilité pour des énergies supérieures à  $10^{18}$  eV. Ce résultat écarterait ainsi nombre de modèles théoriques dont les prédictions supposent un accroissement de  $\sigma_{p\text{-air}}$  selon le logarithme carré de l'énergie. Toutefois, un désaccord majeur existe entre cette étude et la détermination de  $\sigma_{p\text{-air}}$  obtenue *via* l'analyse des profils longitudinaux des événements de l'Observatoire Pierre Auger [265]. Au delà de l'origine de la contradiction, cette étude illustre tout l'intérêt de disposer d'un observatoire hybride dont la justification même est la comparaison et la compréhension des effets systématiques intrinsèques aux mesures SD/FD.

# Application de la méthode des sauts : étude des signaux temporels

Dans ce dernier chapitre, nous abordons l'analyse de la composition du rayonnement cosmique d'ultra-haute énergie du point de vue des études "classiques" d'estimation du temps de montée des signaux ou du rayon de courbure. Nous évaluons dans un premier temps le caractère discriminant de chacun des estimateurs en ayant au préalable souligné leurs principales dépendances vis-à-vis de la nature du primaire, puis nous présentons les résultats obtenus sur les données de l'Observatoire Pierre Auger. Finalement, nous évoquons la possibilité d'extraire, grâce à la méthode des sauts, les signaux de chaque composante, muonique et électromagnétique, de la gerbe. Nous concluons en mentionnant les futures études découlant de l'analyse individuelle de chacune des traces.

## 7.1 Structure temporelle des signaux SD

La structure temporelle du signal, en particulier le temps de montée  $t_{1/2}$ , a toujours été considérée comme un indicateur de la nature de la particule primaire [296]. Indépendamment du type de détecteur utilisé, ce temps  $t_{1/2}$  est généralement défini de la manière suivante

$$t_{1/2} = t_{50} - t_{10}$$

où  $t_X$  représente le temps à  $X\%$  du signal intégré.

La dépendance de ce paramètre vis-à-vis de la composition du RCUHE repose principalement sur des considérations géométriques illustrées sur la Figure 7.1. En supposant que le signal mesuré au sol provienne en majorité d'une région donnée issue du développement longitudinal de la gerbe, la répartition temporelle est alors plus évasée dans le cas où cette "zone" de production a pénétré plus profondément. Ainsi, du point de vue électromagnétique, des gerbes initiées par des protons se développent plus tardivement et ont, en conséquence, des temps de montée plus grands que des gerbes générées par des noyaux lourds. De même, la composante muonique de gerbes de protons atteint son maximum de production à un stade plus avancé que pour des primaires massifs (*cf.* Chapitre 4). En ce sens, les composantes muonique et électromagnétique présentent des caractéristiques similaires qui contribuent, conjointement, à séparer une contribution légère d'une composition dominée par des éléments lourds.

Cependant, le temps de montée du signal est principalement dominé par le temps d'arrivée des muons de la gerbe comme le montre la Figure 7.2. Si cette configuration peut varier

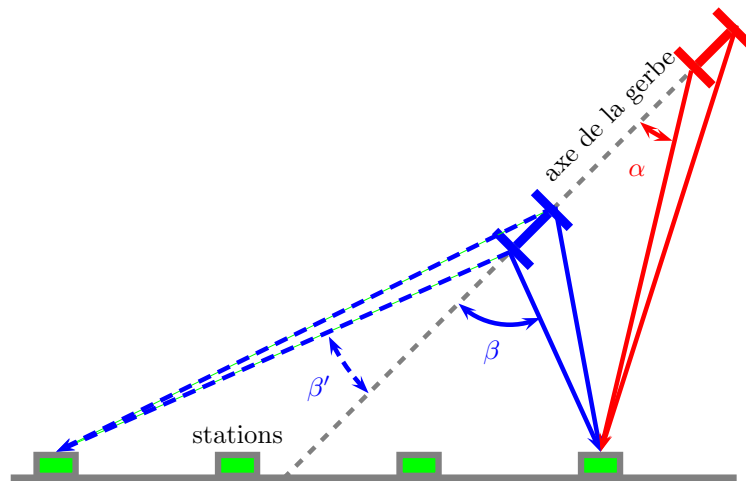


FIG. 7.1 - Illustration de la variation de la structure temporelle vis-à-vis de l'âge de la gerbe. La largeur temporelle du signal est proportionnelle, en première approximation, au carré de l'angle d'émission,  $\alpha$  ou  $\beta$ , des particules. Une gerbe de proton (ligne bleue) génère donc, en moyenne, des signaux plus étalés temporellement par rapport à une gerbe de fer (ligne rouge) pour laquelle le maximum de production des particules intervient plus tôt. Les effets d'asymétrie amont-aval demeurent relativement importants dès lors que la gerbe est inclinée (ligne en tirets).

suivant la distance à l'axe de la gerbe considérée, la diffusion des particules électromagnétiques de basse énergie impose à ces dernières un temps de parcours plus long. Le signal se décompose donc en une structure temporelle rapide, fruit du passage des muons dans la cuve, à laquelle s'ajoute une structure retardée et plus évasée, constituée du fond de particules EM. Attendu que la production muonique augmente avec la masse du primaire, cet effet, couplé aux considérations géométriques évoquées précédemment, conduit à ce que le temps de montée soit naturellement plus court pour des gerbes issues de primaires plus lourds.

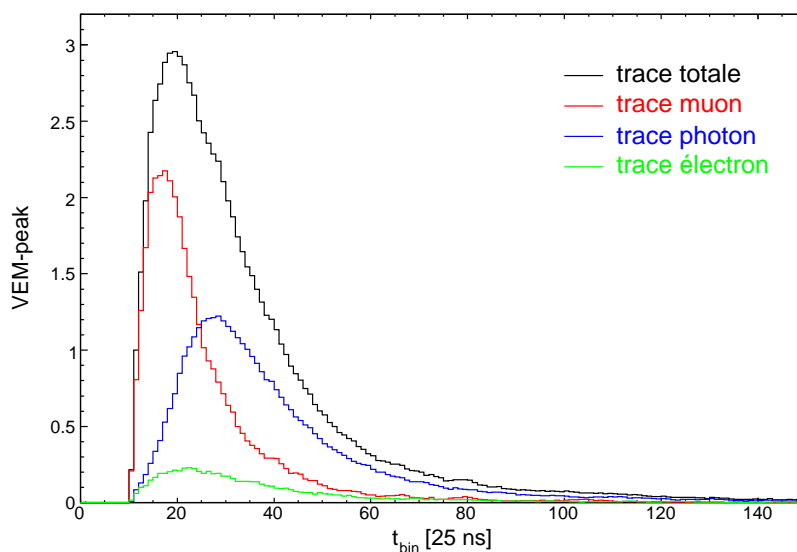


FIG. 7.2 - Signal moyen pour une cuve située à une distance voisine de 1000 m de l'axe de la gerbe.

Le temps de descente du signal, défini par  $t_{90\%} - t_{50\%}$ , est vraisemblablement corrélé aux

temps d'arrivées des particules électromagnétiques. Si son utilisation seule est relativement peu efficace concernant la séparation entre primaires [297], sa combinaison avec le temps de montée permet, en théorie, une estimation raisonnable du rapport  $\mu/EM$ . Ainsi, le paramètre de forme (*shape parameter*, cf. Réf. [298, 299]) utilise ce principe en évaluant le rapport entre l'intégrale du signal mesurée lors des 300 premières nanosecondes et celle déduite au delà de 1500 nanosecondes. Toutefois, la valeur de ce paramètre évolue selon la géométrie de la gerbe et la position de la station concernée. En particulier, l'estimation devient rapidement inexploitable dès lors que le signal est dominé par la composante muonique. Son application reste donc limitée à un domaine en distance restreint et sa capacité à séparer la nature des primaires demeure globalement inférieure à celle du temps de montée.

Finalement, en vue de disposer d'un estimateur commun à toutes gerbes détectées, il est nécessaire d'associer les différents temps de montée de chaque cuve déclenchée dans le but d'extraire une quantité représentative de l'événement. Nous évaluons donc le temps de montée du signal pour une station située à 1000 m de l'axe de la gerbe, en ajustant la variation radiale des différentes valeurs de  $t_{1/2}$  selon la régression suivante

$$t_{1/2}(r) = t_{1/2}(1000 \text{ m}) \cdot \frac{r}{1000}$$

où  $r$  correspond à la distance mesurée perpendiculairement à l'axe de la gerbe<sup>a</sup>

En outre, des différences notables dans la répartition temporelle des particules apparaissent selon l'orientation de la cuve relativement à l'axe de la gerbe (asymétrie amont/aval). La Figure 7.2 illustre ainsi le fait que la structure temporelle des signaux de deux stations situées à la même distance mais placées respectivement en amont et en aval du plan de gerbe, est nécessairement différente en raison d'une part de la sélection sur la composante muonique (pour rappel cf. FIG. 5.33, page 135) et d'autre part eu égard aux arguments géométriques évoqués précédemment. L'influence de l'asymétrie reste néanmoins négligeable pour des gerbes peu inclinées ( $\theta \leq 45^\circ$ ) et les effets sont, en outre, moyennés du fait de l'ajustement sur différentes stations (pour plus de détails, voir Réf. [303, 304]).

## 7.2 Rayon de courbure du front de gerbe

La détermination de la courbure du front de gerbe est, comme nous l'avons vu au cours du Chapitre 2, une étape essentielle à la reconstruction des événements de l'Observatoire Pierre Auger. L'estimation du rayon de courbure  $R_C$  relève de l'ajustement des temps de déclenchement des stations suivant la relation (2.3) introduite page 28. Étant donné que les muons sont les premières particules à franchir l'eau des cuves et sont donc, à l'origine du déclenchement de ces dernières, la courbure externe du front de gerbe est essentiellement gouvernée par la composante muonique de la gerbe. Elle est donc naturellement liée à l'altitude de production des muons. Aussi, des primaires proton pour lesquels la profondeur de désintégration des  $\pi^\pm$  est plus importante (cf. Chapitre 4) ont, en moyenne, une courbure du front de gerbe plus prononcée que des noyaux lourds (cf. FIG. 7.3). Toutefois, comme nous l'avons souligné lors du Chapitre 4, la différence d'altitude de production des muons entre proton et fer est typiquement de l'ordre du kilomètre. Le caractère discriminant de ce paramètre reste, par conséquent, relativement limitée. Enfin, l'influence de la composante électromagnétique dans la détermination du rayon de courbure demeure mal connue

---

<sup>a</sup> différentes variantes, toutes empiriques, ont été proposées afin de reproduire au mieux l'évolution de  $t_{1/2}$  en fonction de  $r$  [300, 301]. Une étude récente démontre cependant que les effets systématiques entre chaque paramétrisations demeurent minimales [302].

en particulier dès lors que l'énergie de la gerbe augmente et que les particules électromagnétiques viennent à dominer le signal.

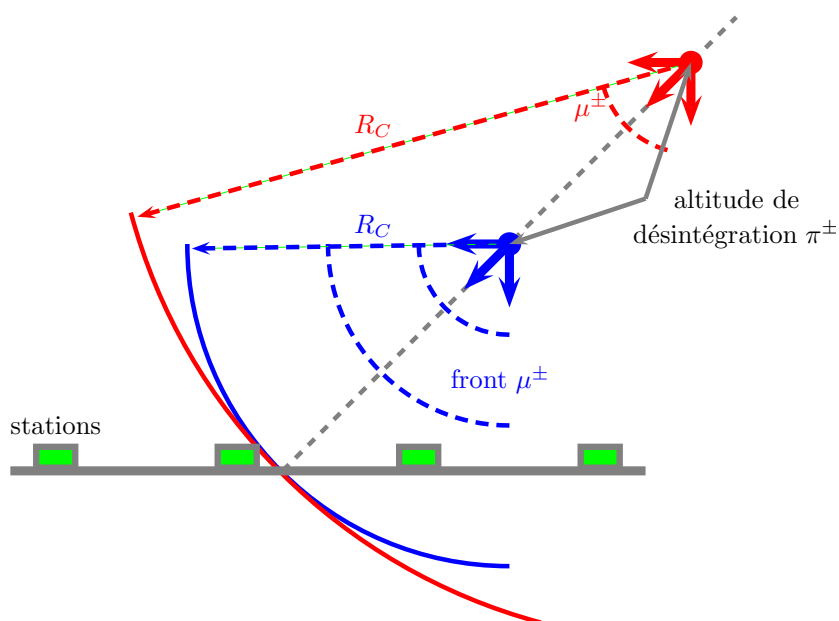


FIG. 7.3 - Illustration de la variation de la courbure du front de gerbe en fonction de la nature du primaire. Comme nous l'avons démontré au cours du Chapitre 4, les pions chargés issus de gerbes de protons (courbe bleue) se désintègrent, en moyenne, plus profondément que dans le cas de gerbes initiées par des noyaux lourds (courbe rouge). La courbure  $1/R_C$  est en conséquence plus prononcée pour des primaires légers.

### 7.3 Autres estimateurs de la composition du rayonnement cosmique

Au cours des premières années d'installation du détecteur de surface, de nombreux travaux, basés essentiellement sur les résultats de simulations Monte-Carlo, ont isolé et étudié le caractère discriminant de différents estimateurs SD. Les analyses de G. Maurin [305] ont, en particulier, cherché à évaluer la dépendance du rayon de courbure relativement à la nature des particules de la gerbe en considérant, non pas le temps de déclenchement des stations, mais la courbure en différents instants du signal. En effet, si les muons sont les premières particules à parvenir jusqu'aux détecteurs et qu'en conséquence la courbure externe du front de gerbe est vraisemblablement dominée par cette composante, il est intéressant d'étudier dans quelle mesure la contribution électromagnétique affecte la courbure interne. Comme nous le verrons par la suite, une telle analyse s'inscrit naturellement dans un cadre plus large de séparation des signaux muonique et électromagnétique.

L'indice  $\beta$  caractéristique du développement latéral du signal a également été considéré comme un estimateur potentiel de la composition du RCUHE. S'il est vraisemblable que la pente de la LDF est intimement liée à la profondeur de production des particules, il est néanmoins difficile d'évaluer précisément l'importance relative des composantes muonique et électromagnétique dans l'estimation de ce paramètre. Son pouvoir de séparation reste, par ailleurs, limité et sensiblement plus faible que celui de la majorité des estimateurs (cf. FIG. 7.4).

L'asymétrie amont/aval, qui constitue dans nombre d'études une source non négligeable de fluctuations, est également un indicateur de la composition du RCUHE. Les travaux menés en ce sens par Dova *et al* [306], caractérisent l'asymétrie, mise en évidence par l'étude des



variations azimuthales de la structure temporelle des signaux, afin d'isoler des grandeurs sensibles à la nature des particules primaires. Les principales différences entre particules primaires tiennent vraisemblablement au développement longitudinal des gerbes bien que l'incidence des composantes muonique et électromagnétique ne soit pas clairement établie.

## 7.4 Comparaison des paramètres discriminants et étude de la composition du RCUHE

Afin de comparer les différentes observables et d'estimer quantitativement leur aptitude à séparer les primaires hadroniques, nous utilisons le facteur de mérite  $\mathcal{M}$  [307, 299] défini suivant

$$\mathcal{M} = \frac{|\mu_{\hat{\kappa}_1} - \mu_{\hat{\kappa}_2}|}{\sqrt{\sigma_{\hat{\kappa}_1}^2 + \sigma_{\hat{\kappa}_2}^2}}$$

où la variable  $\hat{\kappa}$  se rapporte à l'observable (temps de montée, rayon de courbure ...) de même que  $\mu$  et  $\sigma$  indiquent respectivement la valeur moyenne et la variance de cette quantité. Les indices  $\{1, 2\}$  correspondent aux deux populations à différencier (proton et fer). Cet outil statistique évalue donc l'écart absolu entre les valeurs moyennes portées par chaque population relativement aux fluctuations de chacune des observables : la séparation est d'autant plus efficace que la valeur de  $\mathcal{M}$  est grande. Les Figures 7.4 présentent les facteurs de mérite des estimateurs les plus communément utilisés.

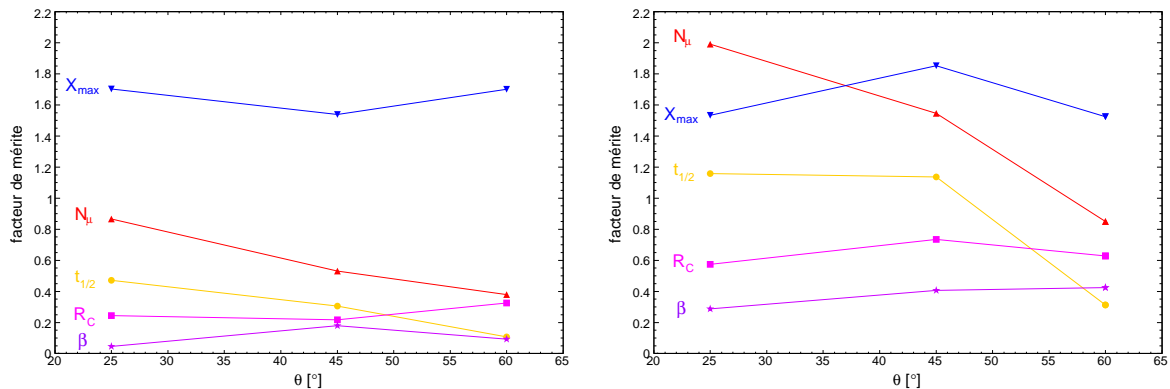


FIG. 7.4 - Variation du facteur de mérite de différents estimateurs SD en fonction de l'angle zénithal et pour deux énergies distinctes :  $E = 3$  EeV sur la figure de gauche et  $E = 33$  EeV sur la figure de droite. Les primaires considérés sont respectivement des proton et des noyaux de fer. La détermination de  $\mathcal{M}$  relative à la profondeur du maximum de la gerbe  $X_{\max}$ , ne constitue qu'une limite supérieure du fait de la non prise en compte des effets de reconstruction par le détecteur de fluorescence. Le nombre de muons comme le temps de montée sont estimés à 1000 m de l'axe de la gerbe.

Si le nombre de muons ainsi que la profondeur du maximum de la gerbe sont naturellement les quantités les plus à même de caractériser la nature du rayonnement cosmique, le pouvoir de séparation du temps de montée est sensiblement supérieur au rayon de courbure de même qu'à l'indice spectral  $\beta$ . Cette capacité est d'autant plus renforcée que l'énergie des particules incidentes augmente. Pour des gerbes très inclinées ( $\theta \geq 45^\circ$ ), les effets d'asymétrie altèrent notablement l'efficacité de chacun des estimateurs SD à l'exception éventuelle du paramètre  $\beta$  caractéristique du développement latéral de la gerbe. Enfin, concernant la

profondeur du maximum de la gerbe,  $X_{\max}$ , ce résultat n'intègre pas les effets inhérents à la reconstruction des profils longitudinaux et ne constitue, par conséquent, qu'une limite supérieure sur la valeur de  $\mathcal{M}(X_{\max})$ .

Au regard des résultats précédents, nous présentons sur les Figures 7.5 et 7.6 l'évolution angulaire du temps de montée et du rayon de courbure pour différents domaines en énergie. Les prédictions de simulations, obtenues avec le couple CORSIKA/SIBYLL 2.1 puis reconstruites avec le programme officiel *Offline*, sont comparées aux mesures déduites des données de l'Observatoire Pierre Auger. L'intervalle angulaire entre chaque point expérimental est constant en  $\cos^2 \theta$  de telle sorte que le nombre d'événements, indiqué par ailleurs, reste globalement identique. Les aires colorées correspondent aux contours pour une déviation standard.

L'analyse conjointe de ces mesures confirme, en premier lieu, une composante majoritairement hadronique à laquelle semblent contribuer, de façon significative, des éléments lourds. Si le flux muonique a assurément une incidence sur la détermination du temps de montée, son influence relève toutefois d'effets du second ordre. Le rayon de courbure est quant à lui peut dépendant du nombre de muons. Par conséquent, les effets de l'excès de muons mis en évidence au cours du Chapitre 5 sont, vis-à-vis de ces paramètres, moins sensibles. Ces résultats confirment néanmoins une composition dominée par des noyaux lourds sans toutefois clairement indiquer l'évolution énergétique suivie.

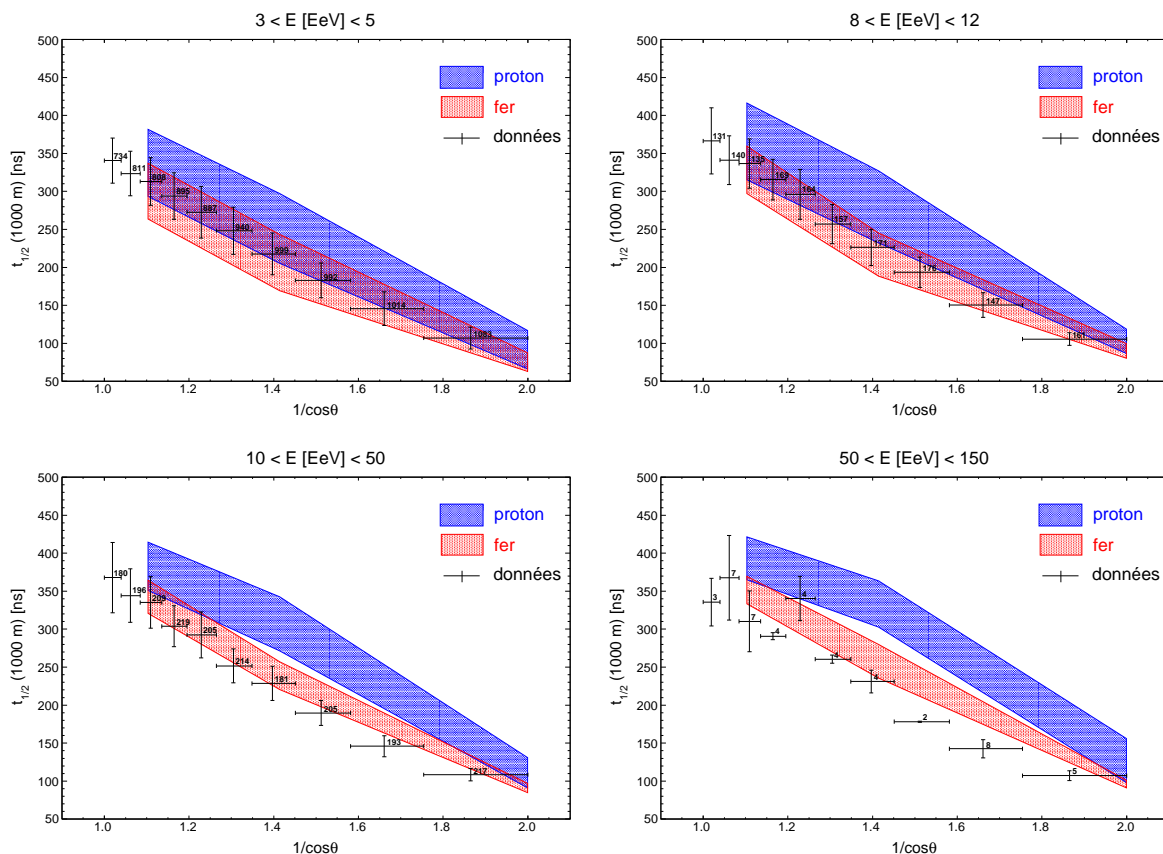


FIG. 7.5 - Évolution du temps de montée des signaux  $t_{1/2}$  à 1000 mètres de l'axe de la gerbe en fonction de l'angle zénithal  $\theta$  et pour différentes gammes en énergie. Les prédictions du modèle SIBYLL 2.1 sont également présentées où les énergies simulées de la particule primaire sont respectivement  $\log_{10}(E/\text{eV}) = 18.6, 19.0, 19.5$  et  $20.0$ . Les aires colorées correspondent aux contours à une déviation standard.

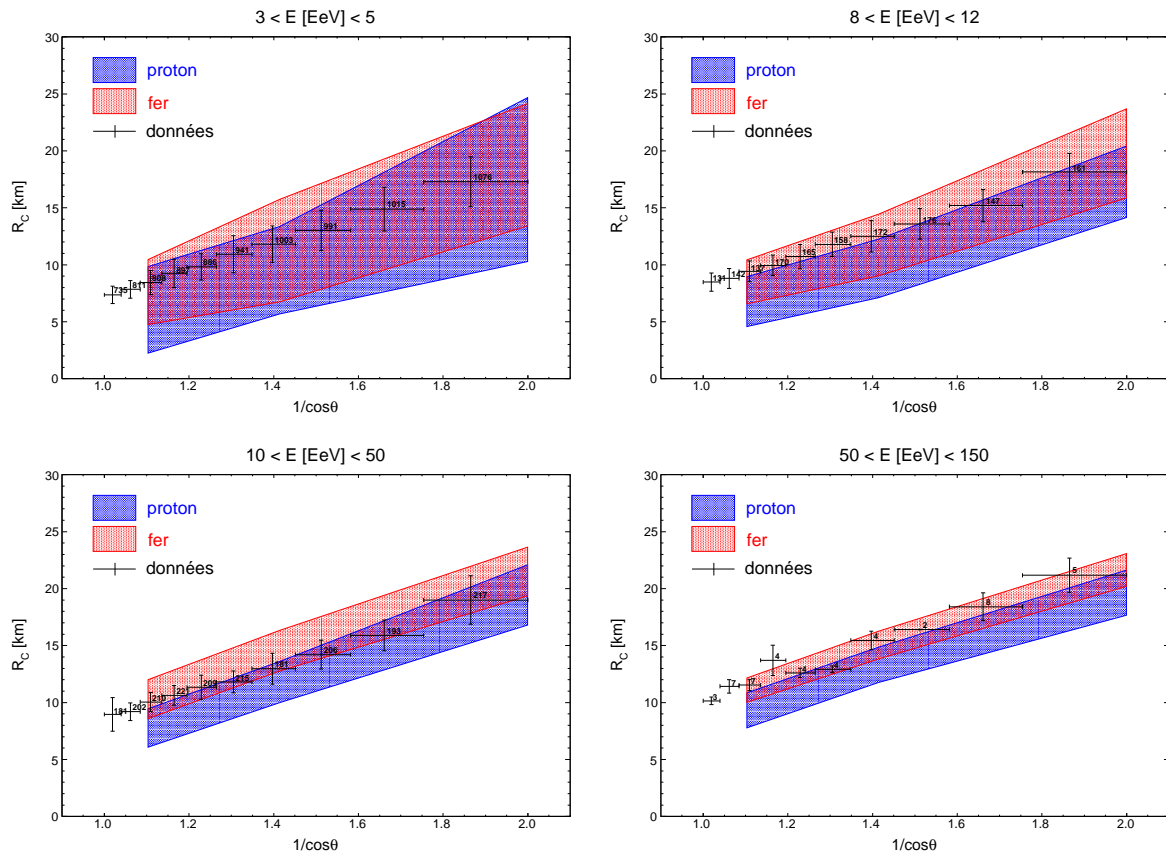


FIG. 7.6 - Évolution du rayon de courbure  $R_C$  en fonction de l'angle zénithal  $\theta$  et pour différentes gammes en énergie. Les prédictions du modèle SIBYLL 2.1 sont également présentées où les énergies simulées de la particule primaire sont respectivement  $\log_{10}(E/eV) = 18.6, 19.0, 19.5$  et  $20.0$ . Les aires colorées correspondent aux contours à une déviation standard.

## 7.5 Séparation des signaux muonique et électromagnétique grâce à la méthode des sauts

Les paragraphes précédents ont rappelé le potentiel que renferment les analyses temporelles des signaux, tout en soulignant leurs limitations eu égard à des paramètres naturellement liés à la nature des particules primaires. En outre, les dépendances vis-à-vis des constituants principaux de la gerbe, muons et particules électromagnétiques, ne sont pas explicitement démontrées et peuvent, suivant la configuration des cuves au sol, tendre à se compenser. Aussi, il semble pertinent d'entreprendre la séparation des signaux suivant l'origine des particules secondaires afin d'isoler les grandeurs caractéristiques de leur production.

La méthode des sauts, introduite au Chapitre 5, permet de réaliser une telle opération. Le principe repose sur la reconstruction de la trace muonique à partir des sauts  $\Delta V$  dont les valeurs sont supérieures au seuil préalablement défini soit  $0.5 \text{ VEM} - \text{peak}$ . Cette condition, discutée au cours du Chapitre 5, constitue une valeur optimale de sorte qu'un maximum de sauts générés par des muons soit conservé, tout en minimisant la contamination par des particules EM. Si la prise en compte des muons de faible énergie ou ayant traversé une quantité d'eau moindre est particulièrement critique pour la problématique du comptage, le fait de les exclure dans le cadre de la reconstruction des signaux est concevable en raison de leur faible contribution au signal muonique. Par suite, à chaque variation d'amplitude

supérieure à 0.5 VEM – peak est associée une décroissance exponentielle d'échelle temporelle  $\tau$ , caractéristique des effets combinés d'absorption par l'eau et par le Tyvek<sup>b</sup>. Le signal muonique reconstruit,  $V_\mu(t)$ , s'écrit alors

$$V_\mu(t) = \sum_{t_i=0}^t \Delta V(t_i) \exp\left(-\frac{t-t_i}{\tau}\right) \quad \text{si } \Delta V(t_i) \geq \Delta V_{\text{th.}} = 0.5 \text{ VEM – peak}$$

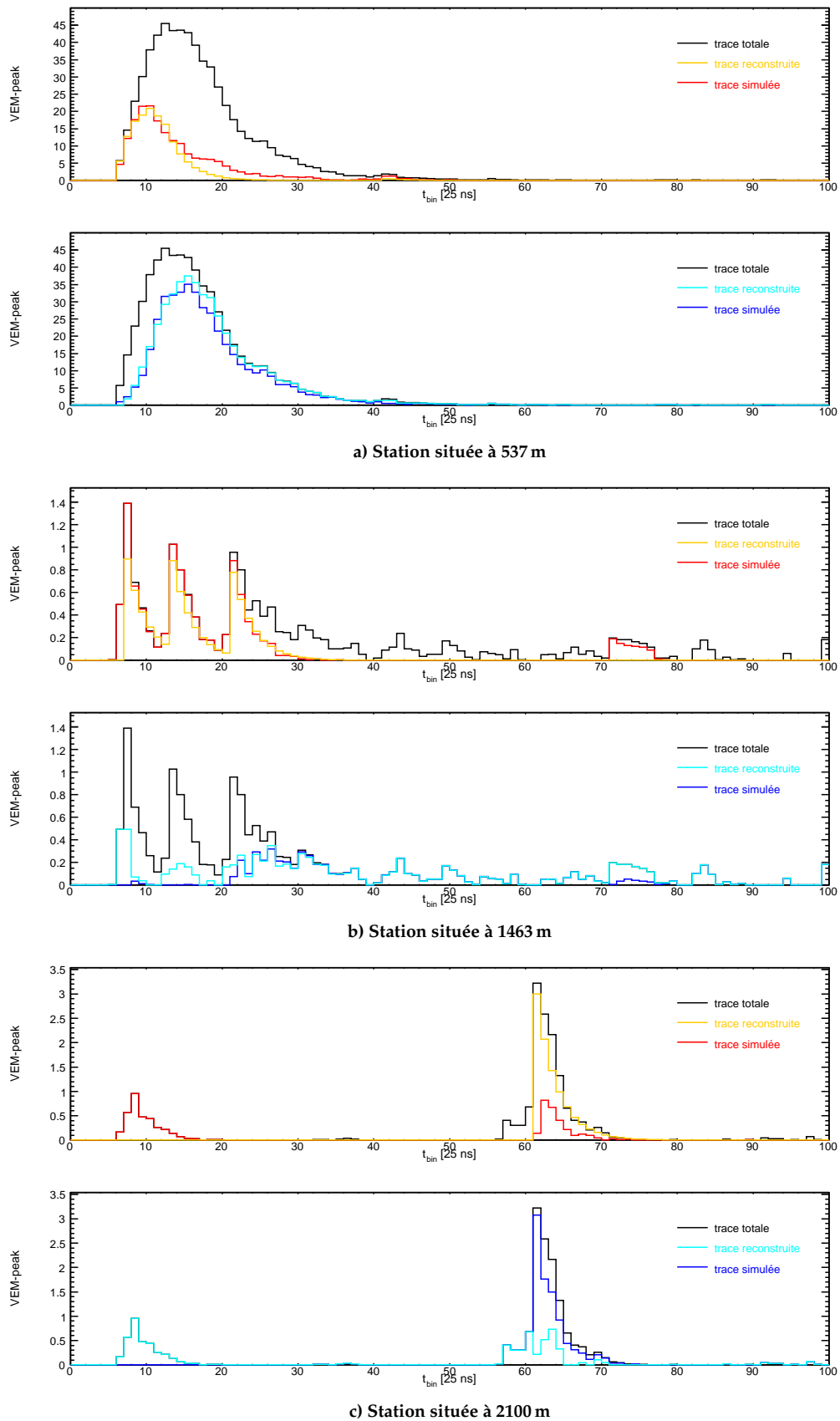
Le temps de décroissance du signal, variable d'une cuve à l'autre suivant la qualité de l'eau et les propriétés du Tyvek, est typiquement de l'ordre de 65 ns.

La Figure 7.7 présente ainsi pour une simulation de proton à  $10^{19}$  eV et  $45^\circ$  d'inclinaison, une comparaison de la trace muonique reconstruite par rapport au signal simulé. Par soustraction, la contribution électromagnétique est également confrontée au signal issu des particules EM ayant traversé la cuve. En fonction de la distance séparant la station considérée de l'axe de la gerbe, l'efficacité de la reconstruction varie : suffisamment proche, les muons s'empilent dans les tous premiers intervalles temporels de la trace FADC de sorte que les effets induits par la décroissance exponentielle de chacun de leur signal sont minimes ; pour des cuves éloignées, la composante électromagnétique devient négligeable et seuls subsistent les muons à l'origine, par ailleurs, du déclenchement de la station. Toutefois, l'exemple 7.7c est révélateur des difficultés rencontrées, de manière générale, par les méthodes d'extraction du signal. Pour cette station, le déclenchement est consécutif au passage d'une particule EM de grande énergie qui, par création d'une paire électronique dans l'eau, génère un signal de forte intensité. Dans ces conditions, il devient extrêmement difficile de déterminer la nature de la particule ayant engendré une telle variation et ce indépendamment de la méthode adoptée. En outre, il n'est pas exclu qu'un tel effet puisse être la conséquence du rééchantillonnage des particules suite aux procédures de "thinning" évoquées au cours du Chapitre 1. Suivant le poids attribué aux particules EM, le pic observé peut résulter d'artefacts de simulation du détecteur en relation avec la redistribution en énergie de ces particules. Les complications occasionnées par la procédure de "unthinning", discutées récemment par J. Allen et G. Farrar [308], sont de ce point de vue, particulièrement critiques.

La séparation des signaux suivant la nature des composantes de la gerbe ouvre de vastes perspectives d'études. Sans entrer dans le détail de ces analyses qui dépassent de loin le cadre de cette thèse et sans exclure, par ailleurs, les difficultés afférentes, nous tenons à souligner tout l'intérêt de disposer de cette information notamment dans l'optique de doubler les estimateurs SD utilisés traditionnellement. La distribution latérale, la courbure des fronts de gerbe, la structure temporelle des signaux ... de chacune des contributions sont autant de paramètres dont l'étude spécifique permettra une vision globale plus précise du développement de la gerbe. Pour rappel, l'approche phénoménologique de la production des muons proposée au cours du Chapitre 4 a mis en évidence l'origine distincte des particules : le signal mesuré en chacune des cuves résulte de la combinaison de particules EM, fruits des premiers stades de formation de la gerbe, et de muons résultant des dernières interactions avec l'atmosphère. Par ailleurs, les temps d'arrivée des muons sont reliés à la distribution des moments longitudinaux qui gouverne leur répartition angulaire (cf. FIG. 5.33, page 135). Il est imaginable, en théorie, d'utiliser ces indications afin de caractériser les processus à faible  $x_F$  (Feynman-x : fraction d'impulsion longitudinale). Enfin, il devient envisageable de corrélérer les variables déduites du signal électromagnétique aux grandeurs naturellement associées au développement longitudinal telles que la profondeur du maximum de la gerbe  $X_{\text{max}}$ .

---

<sup>b</sup>L'Annexe C présente, d'un point de vue analytique, la dépendance de  $\tau$  vis-à-vis des propriétés de diffusion du Tyvek et des caractéristiques de l'eau des cuves



**FIG. 7.7 - Reconstruction des traces muonique et électromagnétique par la méthode des sauts en fonction de la distance à l'axe de la gerbe.** À partir de la trace totale (courbe noire), chaque saut supérieur à  $0.5 \text{ VEM} - \text{peak}$  est converti en une exponentielle décroissante d'échelle temporelle  $\tau = 65 \text{ ns}$ . La trace muonique reconstruite (courbe orange) relève de la somme des exponentielles associées à chaque  $\Delta V \geq 0.5 \text{ VEM} - \text{peak}$  ; le signal électromagnétique estimé (courbe cyan) résulte quant à lui de la soustraction du signal muonique au signal total.



# Conclusion

Avec une surface de détection de  $3000 \text{ km}^2$ , l'Observatoire Pierre Auger représente une avancée majeure dans l'étude des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie dont la rareté (une particule par millénaire et par  $\text{km}^2$  au delà de  $10^{20} \text{ eV}$ ) est le principal obstacle à la compréhension de leur nature et de leur origine. L'association de deux techniques indépendantes, un réseau de détecteurs constitué de 1600 cuves à effet Cherenkov couplé à 24 télescopes de fluorescence, confère à cet instrument une efficacité de détection et une capacité à reconstruire les événements d'énergie supérieure à  $3 \cdot 10^{18} \text{ eV}$  uniques à ce jour. Malgré une construction longtemps inachevée, les premiers résultats obtenus par la collaboration Pierre Auger ont successivement mis en évidence l'anisotropie des rayons cosmiques d'énergie supérieure à  $57 \text{ EeV}$ , l'atténuation du flux aux abords de  $10^{20} \text{ eV}$  ainsi qu'une contribution négligeable des photons au flux des RCUHEs. Si l'analyse indépendante de chacun des résultats n'offre qu'une indication partielle des propriétés de ces particules, l'interprétation combinée de ces mesures apporte une vision nouvelle et aiguë de la situation. Nous retons ainsi les points suivants :

- la très faible proportion de rayons gamma au sein du flux de particules primaires — inférieure à 2% au delà de  $10^{19} \text{ eV}$  — écarte, sans équivoque, la majorité des modèles "top-down",
- la diminution brutale du flux de rayons cosmiques à des énergies voisines de  $10^{19.4} \text{ eV}$  tend à confirmer les pertes énergétiques considérables subies par ces particules lors de leur parcours intergalactique. L'association de ce résultat avec l'anisotropie des directions d'arrivées constitue une première indication de l'existence de la coupure GZK,
- la corrélation avec la distribution des noyaux actifs de galaxie, dont découle l'anisotropie, est une démonstration patente des possibilités offertes par l'astronomie multi-messager et, plus généralement, pour la communauté scientifique, afin de comprendre les mécanismes les plus violents s'exerçant dans l'Univers.

Toutefois, certaines contradictions ont naturellement surgi de ces résultats encore préliminaires. En particulier, l'anisotropie du rayonnement cosmique démontrée au travers de la corrélation avec les noyaux actifs de galaxie se heurte à l'étude de la composition déduite des mesures de  $X_{\text{max}}$ . Une des contributions de cette thèse réside dans l'éclairage particulier apporté à ce désaccord. Nous avons ainsi attiré l'attention du lecteur sur l'importance que reflète l'étude de la composante muonique des gerbes atmosphériques tant du point de vue de la physique hadronique que dans l'optique d'identifier les particules primaires. Dans ce cadre, la démarche entreprise afin de caractériser la production de muons, a permis de souligner l'importance d'estimer correctement les paramètres hadroniques à relativement basse énergie ( $\sim 100 \text{ GeV}$ ). La multiplicité comme l'inélasticité des interactions de même que la section efficace d'interaction pion-air sont autant de quantités pertinentes dans l'estimation

du flux de muons produits. En outre, il apparaît que le signal mesuré par les cuves de l'Observatoire Pierre Auger relève d'un subtil mélange de particules électromagnétiques, issues des premiers stades du développement de la gerbe, et de muons, fruits de l'ultime interaction avec l'atmosphère. La mesure de chacune de ces composantes conduirait idéalement à "contrôler" la quasi-totalité des processus à l'origine d'une gerbe atmosphérique.

Dans ce but, nous avons construit une méthode résolument simple afin d'en contrôler les effets les plus pervers. Bien que cette démarche porte en soi des limites que nous avons soulignées, les résultats déduits de cette analyse contribuent à mieux comprendre la physique des gerbes atmosphériques ainsi que la nature du rayonnement cosmique d'ultra-haute énergie. Les conclusions majeures de ces travaux sont les suivantes :

- la comparaison avec les simulations Monte-Carlo démontre **un excès notable de muons** dans les gerbes issues de rayons cosmiques d'ultra-haute énergie relativement aux prédictions des modèles hadroniques. Une augmentation de l'énergie est, par ailleurs, insuffisante pour expliquer à elle seule le désaccord données/simulations. **Un traitement plus fin des interactions hadroniques** semble donc nécessaire pour concilier les différents résultats obtenus par la collaboration Pierre Auger. Le modèle EPOS peut apporter une partie de la solution à cet épineux problème,
- indépendamment des prédictions théoriques, l'évolution du nombre de muons en fonction de l'énergie, typiquement selon  $E^{0.8}$ , semble indiquer **une transition d'une composante lourde vers une composante plus légère dans la région 3 – 25 EeV**. Au delà, le spectre se durcit, traduisant un basculement d'une composition légère vers une composition plus lourde.

Ce dernier résultat de même que l'étude de la variation énergétique du  $X_{\max}$  semblent tous deux indiquer un alourdissement du rayonnement cosmique au delà de  $10^{19.4}$  eV. Un tel comportement dessert l'interprétation classique de la corrélation avec les noyaux actifs de galaxie qui privilégie une composition dominée principalement par des protons. Par ailleurs, cette structure singulière coïncide avec le début de l'effondrement observé du flux de particules : la diminution du nombre de rayons cosmiques constituerait alors, non pas la conséquence de l'atténuation GZK des protons par le fond diffus cosmologique, sinon la manifestation des coupures successives en énergie subies par les éléments de masse croissante. Enfin, ces résultats réconcilieraient les données expérimentales et les modèles théoriques de production de ces particules qui peinent à accélérer des protons au delà de quelques  $10^{19}$  eV. Cependant, le nombre d'événement, encore insuffisant, nous invite à la plus grande prudence.

Finalement, forts de ces résultats sur l'identification des particules primaires, nous avons abordé la mesure de la section efficace proton-air en ayant au préalable rappelé les enjeux d'une telle mesure. Cette étude met l'accent sur l'intérêt d'estimer simultanément le signal muonique et sa contrepartie électromagnétique. Si le principe de la méthode  $N_{\mu} - N_{\gamma}$  est globalement accepté, son application aux gerbes d'ultra-haute énergie demeure relativement délicate. Toutefois, en nous plaçant dans des conditions optimales, l'estimation de  $\sigma_{p\text{-air}}$  obtenue au cours de cette thèse semble indiquer une diminution de la probabilité d'interaction dès lors que l'énergie de la particule incidente devient supérieure à quelques  $10^{18}$  eV. Au delà du caractère très préliminaire de ce résultat, nul modèle hadronique ne prédit une telle variation. Les conséquences sur la physique de l'interaction forte et sur la généralisation de la chromodynamique quantique à des environnements denses et pour des énergies toujours inaccessibles aux accélérateurs, sont majeures réaffirmant ainsi, le rôle historique tenu par les expériences de rayons cosmiques au sein de la physique des particules.



# **Annexes**

# Étude de la distribution des sauts sur les données de l'Observatoire Pierre Auger

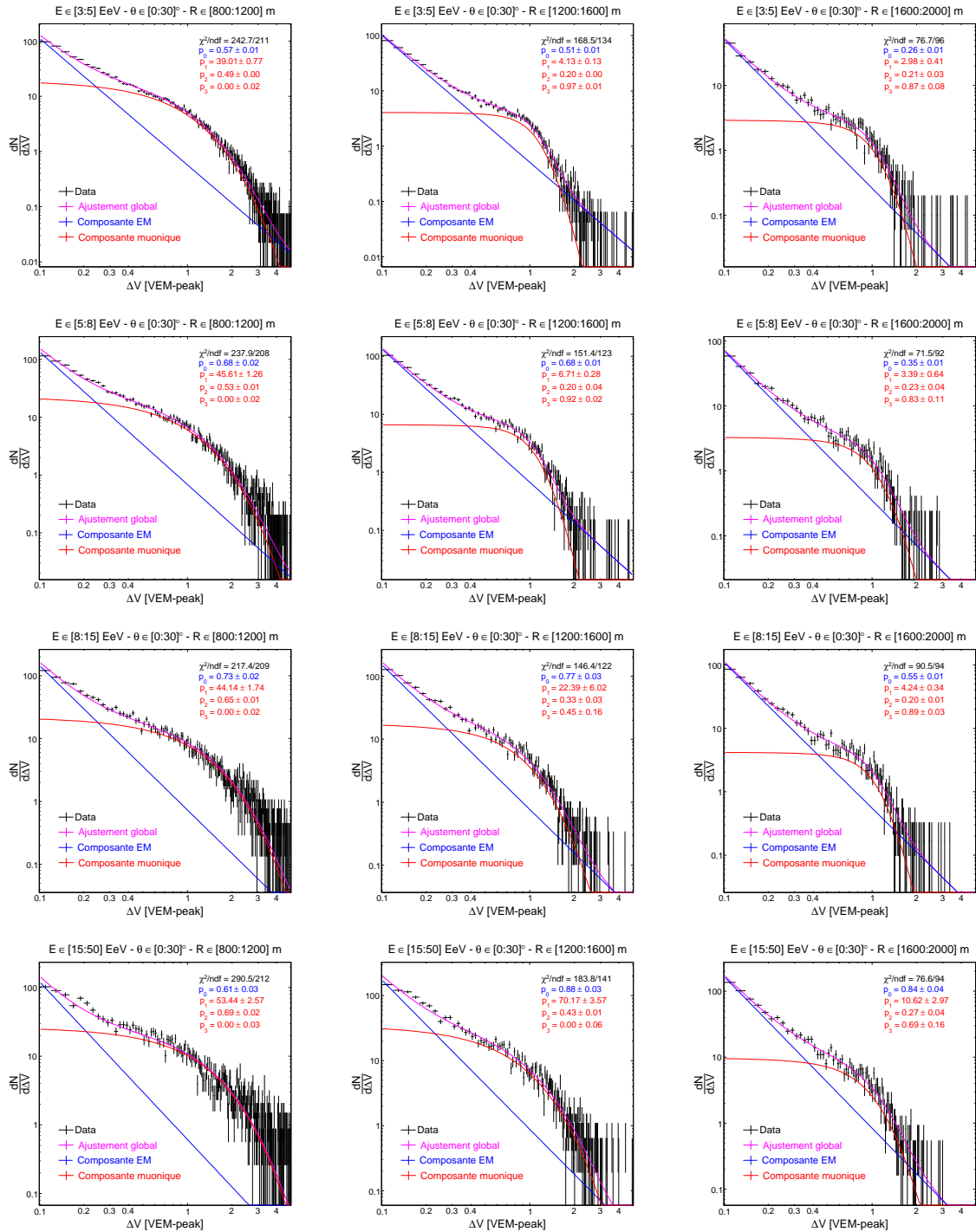
Énergie	[3 – 5] EeV		
Angle zénithal $\theta$	[0° – 30°]	[30° – 45°]	[45° – 60°]
[800 – 1200]m	1319/522	1499/400	1622/322
[1200 – 1600]m	1529/401	1626/429	1672/358
[1600 – 2000]m	495/71	590/117	728/152

Énergie	[5 – 8] EeV		
Angle zénithal $\theta$	[0° – 30°]	[30° – 45°]	[45° – 60°]
[800 – 1200]m	485/166	514/99	632/73
[1200 – 1600]m	649/158	639/139	845/153
[1600 – 2000]m	410/54	451/91	572/113

Énergie	[8 – 15] EeV		
Angle zénithal $\theta$	[0° – 30°]	[30° – 45°]	[45° – 60°]
[800 – 1200]m	220/58	295/49	360/20
[1200 – 1600]m	290/75	408/72	417/67
[1600 – 2000]m	303/34	384/70	435/80

Énergie	[15 – 50] EeV		
Angle zénithal $\theta$	[0° – 30°]	[30° – 45°]	[45° – 60°]
[800 – 1200]m	113/23	140/17	143/5
[1200 – 1600]m	155/37	165/26	179/14
[1600 – 2000]m	182/27	230/43	220/48

TAB. A.1 - Nombre de stations/Nombre d'événements pour les différents domaines en énergie, angle zénithal et distance à l'axe de la gerbe définis.



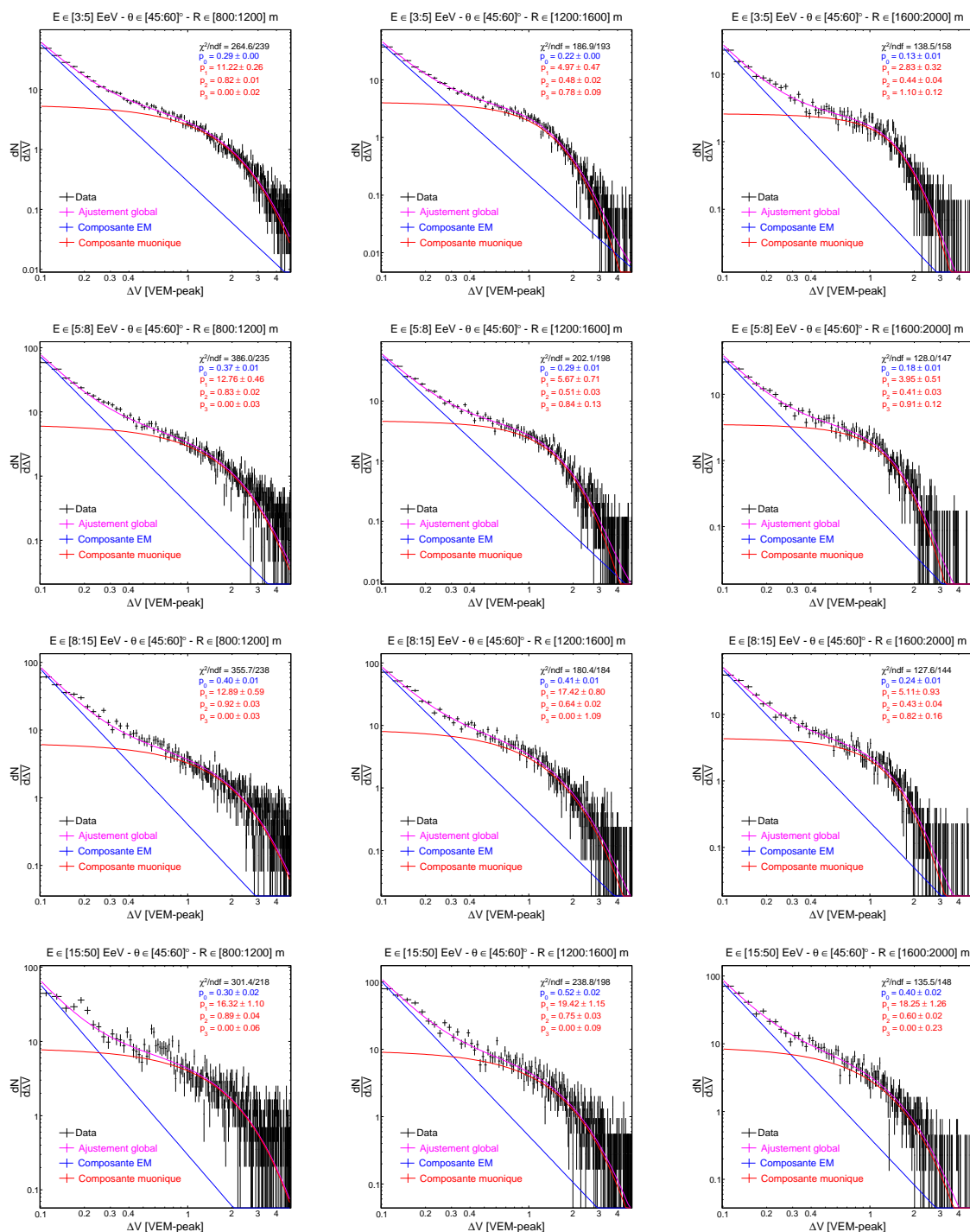


FIG. A.2 - Distributions des sauts obtenues sur les données de l'Observatoire Pierre Auger pour l'intervalle angulaire  $[45^\circ - 60^\circ]$ .

## Distribution latérale du signal muonique pour les événements $E \geq 57 \text{ EeV}$

Dans cette annexe, nous présentons les 35 événements détectés entre le 1<sup>er</sup> Janvier 2004 et le 29 Février 2008 dont les énergies reconstruites sont supérieures à 57 EeV. Le tableau ci-dessous indique l'année d'observation, l'angle zénithal, le signal total à 1000 m  $S(1000 \text{ m})$  et sa contrepartie muonique  $N_\mu(1000 \text{ m})$  ainsi que les coordonnées équatoriales (RA, Dec) et galactiques (Long., Lat.). Les événements corrélés à savoir ceux dont la direction d'arrivée est située à moins de  $3.2^\circ$  de la position d'un noyau actif de galaxie, sont identifiés par un astérisque. La ligne en tirets sépare les 27 événements publiés dans Réf. [130] des 8 nouveaux. Depuis la publication, aucun n'est corrélé à moins de  $3.2^\circ$ .

Par ailleurs, il existe une certaine confusion quant au seuil de déclenchement requis par les différentes études (cf. Paragraphe §2.3.1). Pour rappel, l'analyse des directions d'arrivées use d'un *trigger* plus lâche contrairement à la mesure du spectre en énergie de même qu'à l'étude de la composante muonique introduite au cours du Chapitre 5. Les résultats présentés dans cette annexe sont déduits de l'application de la méthode des sauts à des événements ne remplissant pas forcément les conditions strictes du *trigger* T5.

Les distributions latérales du nombre de muons sont également présentées en association avec l'ajustement dérivé de la procédure Metropolis-Hastings (cf. Paragraphe §5.2.1). La zone grisée correspond à la limite en distance au delà de laquelle l'estimation du nombre de muons est compromise par les effets inhérents au seuil de déclenchement des stations. Ces valeurs ne sont pas prises en compte dans la procédure d'ajustement. L'incertitude sur la mesure du nombre de muons en chaque cuve (points rouges) est relative aux fluctuations poissonniennes soit égale à  $\sqrt{n_i}$ . En revanche, pour l'estimation du signal à 1000 m (point bleu) figure à la fois les erreurs statistiques  $\sqrt{N_\mu(1000 \text{ m})}$  et les effets systématiques. Ces derniers, typiquement de l'ordre de 20% (cf. Paragraphe §5.1.4), constituent la principale source d'incertitudes. Enfin, hormis les événements 1102721 et 3036270 pour lesquels la dynamique en distance radiale est inférieure à 500 m, l'indice spectral  $\beta$  est laissé libre.

Finalement, les Figures B.1<sup>a</sup> et B.2 présentent les résultats issus de la corrélation avec les noyaux actifs de galaxie auxquels nous avons ajouté l'information dérivée de l'étude de la composante muonique. À ce stade de l'analyse et en rappelant les éventuels biais inhé-

---

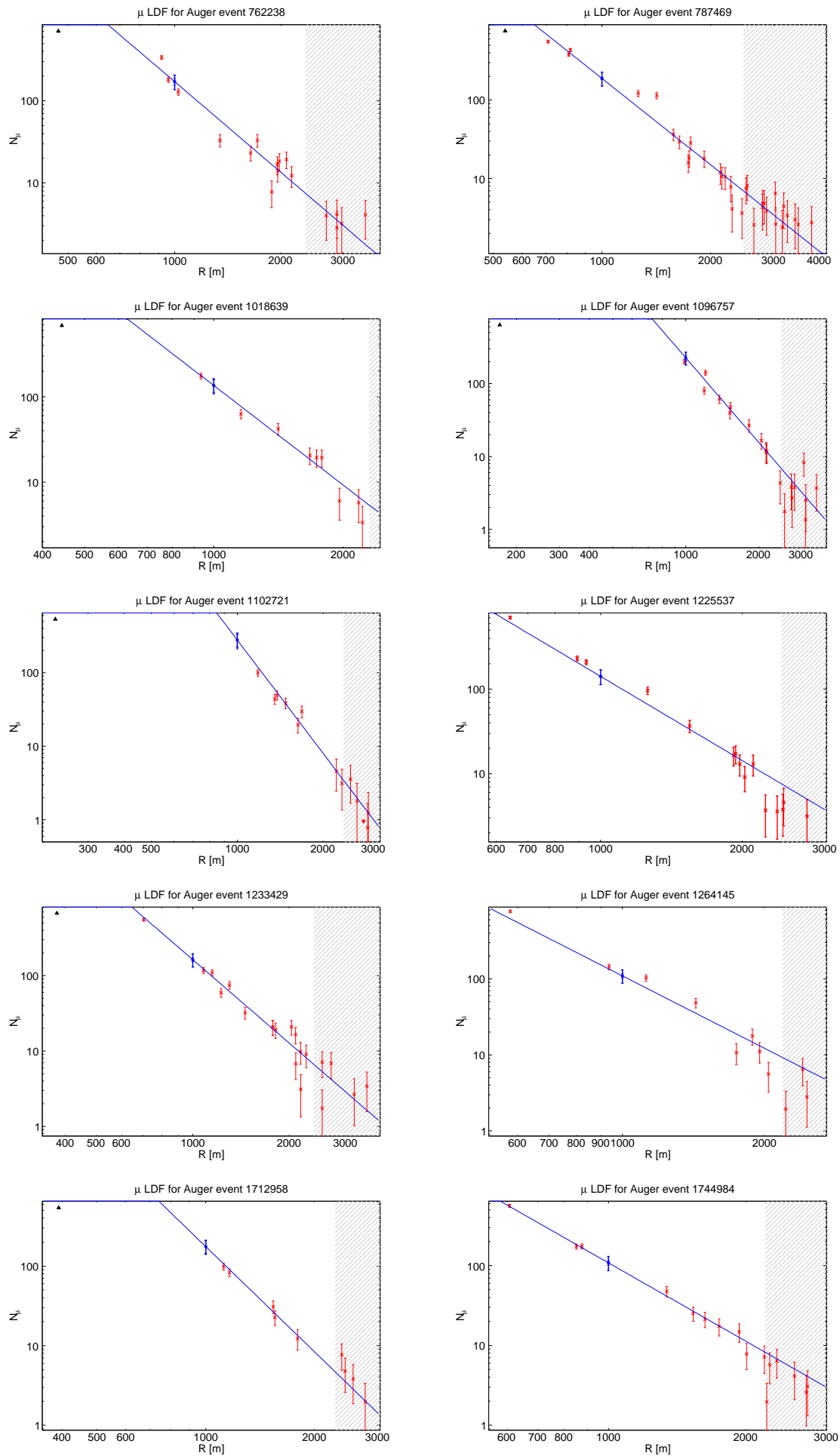
<sup>a</sup>cette carte du ciel a été réalisée en adaptant la routine informatique proposée par les membres du laboratoire de Bariloche et disponible à l'adresse suivante : <http://cabtep5.cnea.gov.ar/experiments/auger/private/AGN/events.html>.

rents à la modélisation de la LDF muonique pour ces énergies extrêmes, il ne semble pas exister de liens formels entre les événements corrélés et la masse des particules primaires associées (*cf.* FIG. B.2). Ce résultat préliminaire tend à rejeter l'hypothèse selon laquelle les noyaux actifs de galaxie seraient les sites de production des particules confortant de la sorte, l'idée que ces objets ne constitueraient alors que des traceurs de la matière extragalactique locale. Par ailleurs, il est intéressant de noter une possible "hiérarchie de masse" dans la déviation angulaire des événements en provenance de Centaurus A (croix blanche sur le Figure B.1). Avec toutes les précautions qui entourent ce résultat, cette observation viendrait appuyer la thèse soutenue par certains travaux dont l'analyse récente de T. Wibig & A. W. Wolfendale [150], faisant de cette radiogalaxie une très probable source de rayons cosmiques d'ultra-haute énergie. Les déviations angulaires induites par le champ magnétique galactique imposeraient une déflexion plus importante pour des particules plus lourdes donc possédant, nécessairement<sup>b</sup>, une charge plus grande. En tout état de cause, une analyse plus fine, supportée par une statistique en événements accrue, apportera vraisemblablement des réponses essentielles à la compréhension des sources ainsi que des champs magnétiques régnant dans et au delà de notre Galaxie.

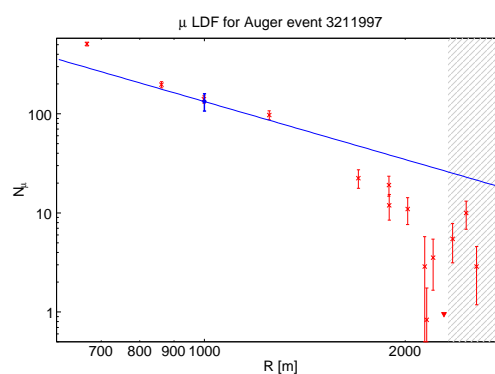
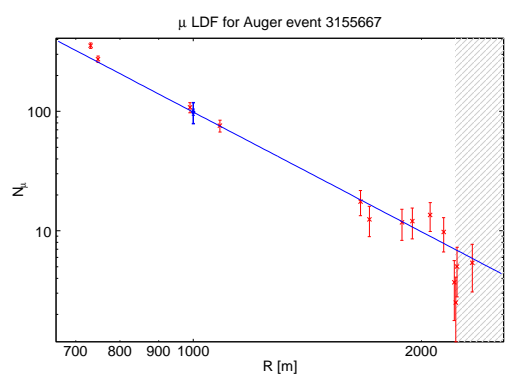
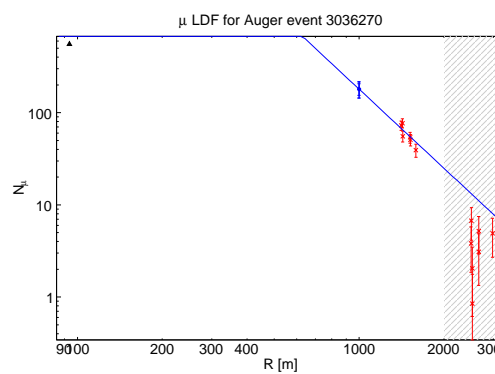
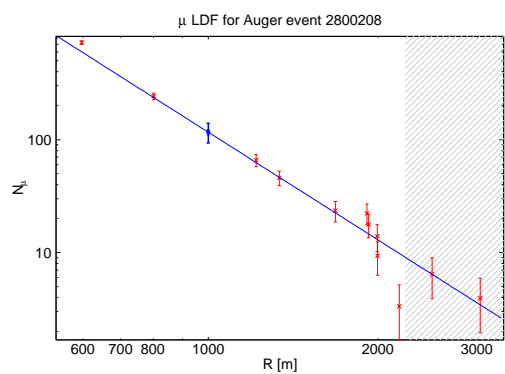
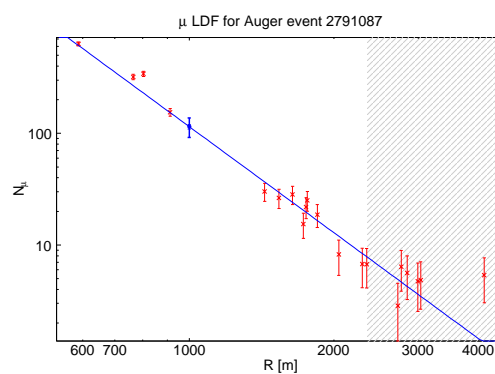
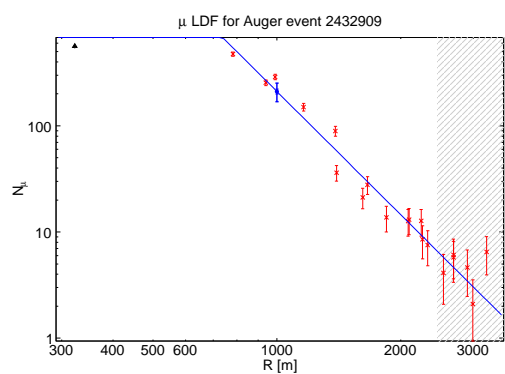
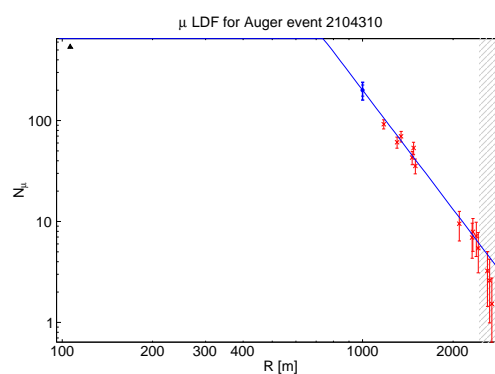
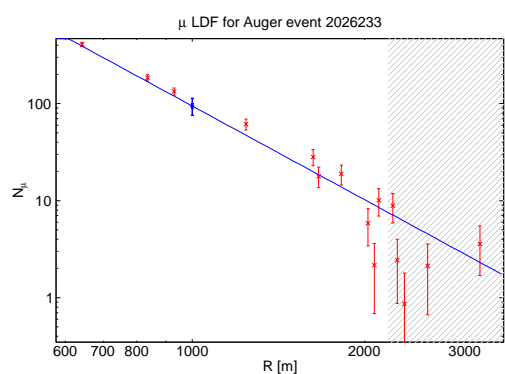
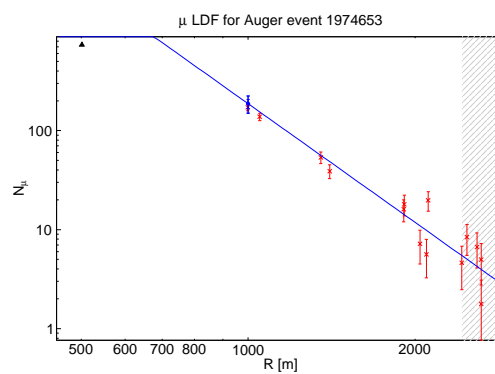
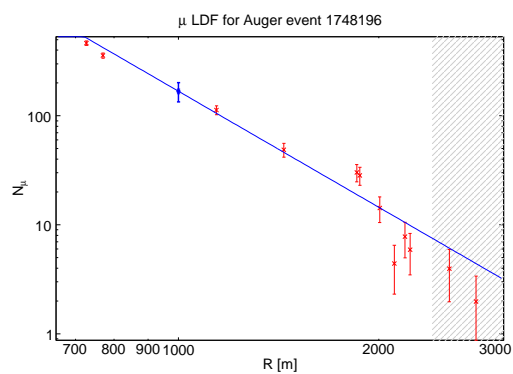
---

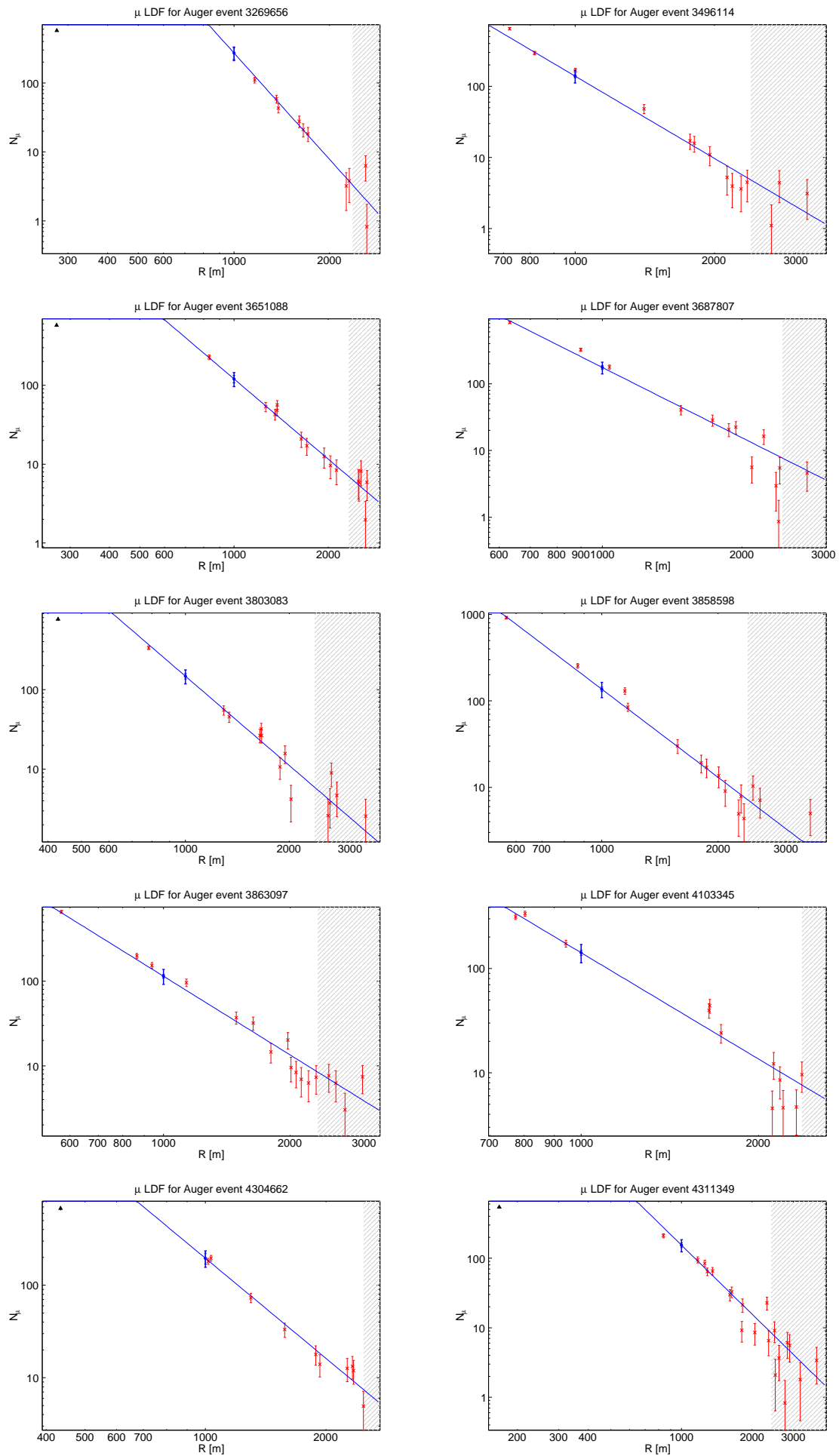
<sup>b</sup>si les rayons cosmiques de nature hadronique sont vraisemblablement "dépouillés" de leur cortège électronique lors de leur accélération, il serait envisageable qu'au cours de leur parcours depuis leur émission jusqu'à leur détection, ces particules viennent, au contact de nuages moléculaires ou de régions ionisées, à repeupler leurs couches électroniques. Des ions  $\text{Fe}^+$  pourraient ainsi présenter une masse compatible avec les mesures de composition tout en ne subissant que très peu les effets de déflexion angulaire générée par le champ magnétique galactique. Un tel scénario semble toutefois peu probable d'autant plus qu'aucune donnée expérimentale ne vient étayer cette supposition.

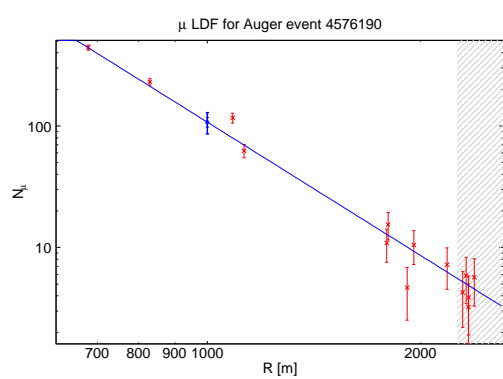
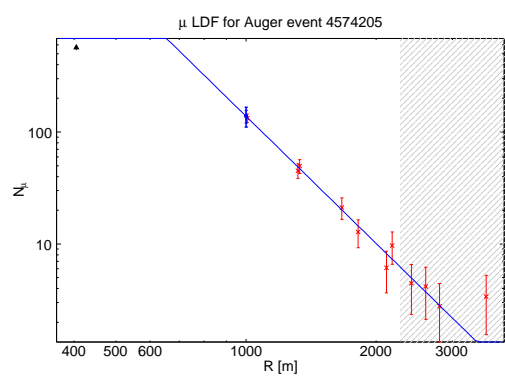
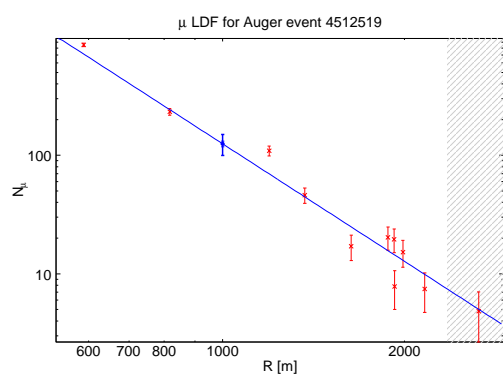
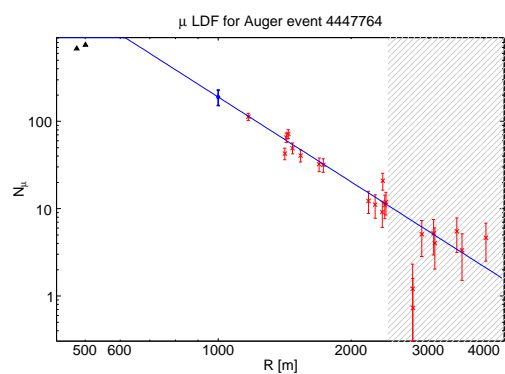
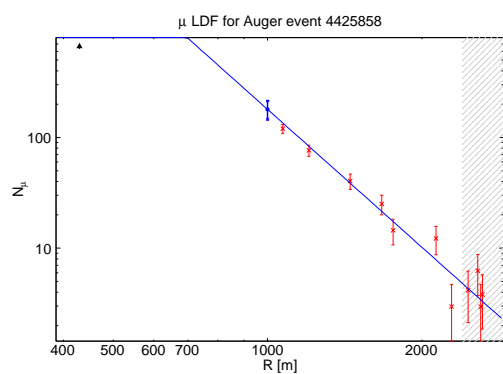
ID	Année	$\theta$	$E$ [EeV]	$S(1000\text{ m})$	$N_{\mu}(1000\text{ m})$	RA	Dec	Long.	Lat.
762238	2004	47.7	70	252	165	267.1	-11.4	15.4	8.4
787469	2004	59.2	84	212	184	199.7	-34.9	-50.8	27.6 *
1018639	2004	26.5	66	328	144	208.0	-60.3	-49.6	1.7 *
1096757	2004	44.7	83	316	206	268.5	-61.0	-27.7	-17.0 *
1102721	2004	23.4	63	323	265	224.5	-44.2	-34.4	13.0 *
1225537	2005	35.0	84	373	146	17.4	-37.9	-75.6	-78.6 *
1233429	2005	54.5	71	214	161	331.2	-1.2	58.8	-42.4 *
1264145	2005	17.2	58	308	105	199.1	-48.6	-52.8	14.1 *
1712958	2005	15.4	57	311	170	332.9	-38.2	4.2	-54.9 *
1744984	2005	40.1	59	248	97	315.3	-0.3	48.8	-28.7 *
1748196	2005	14.2	84	445	148	114.6	-43.1	-103.7	-10.3
1974653	2006	30.8	85	398	172	53.6	-7.8	-165.9	-46.9 *
2026233	2006	37.9	59	255	106	267.7	-60.7	-27.6	-16.5 *
2104310	2006	34.0	79	357	218	201.1	-55.3	-52.3	7.3
2432909	2006	59.1	83	211	192	350.0	9.6	88.8	-47.1 *
2791087	2006	54.0	69	208	114	52.8	-4.5	-170.6	-45.7 *
2800208	2006	26.0	69	344	115	200.9	-45.3	-51.2	17.2 *
3036270	2007	14.3	148	762	177	192.7	-21.0	-57.2	41.8
3155667	2007	39.2	58	247	102	331.7	2.9	63.5	-40.2 *
3211997	2007	30.4	70	332	133	200.2	-43.4	-51.4	19.2 *
3269656	2007	17.3	64	340	295	143.2	-18.3	-109.4	23.8 *
3496114	2007	23.9	78	392	145	47.7	-12.8	-163.8	-54.4 *
3651088	2007	44.8	64	248	138	219.3	-53.8	-41.7	5.9
3687807	2007	18.0	90	469	169	325.5	-33.5	12.1	-49.0 *
3803083	2007	35.3	71	318	133	212.7	-3.3	-21.8	54.1 *
3858598	2007	33.2	80	365	131	185.4	-27.9	-65.1	34.5
3863097	2007	42.6	69	276	107	105.9	-22.9	-125.2	-7.7
4103345	2007	21.4	75	389	136	325.7	-15.5	37.8	-44.8
4304662	2007	31.1	97	451	221	81.5	-7.4	-150.1	-22.3
4311349	2007	51.5	73	212	153	315.3	-53.6	-15.9	-40.5
4425858	2008	17.0	68	363	166	252.8	-22.7	-1.8	13.6
4447764	2008	50.0	118	391	178	352.8	-20.8	47.6	-70.6
4512519	2008	28.4	76	367	133	187.0	-63.6	-59.7	-0.9
4574205	2008	21.0	60	314	132	202.0	-54.9	-51.8	7.6
4576190	2008	31.6	64	308	106	82.9	-15.8	-141.3	-24.6











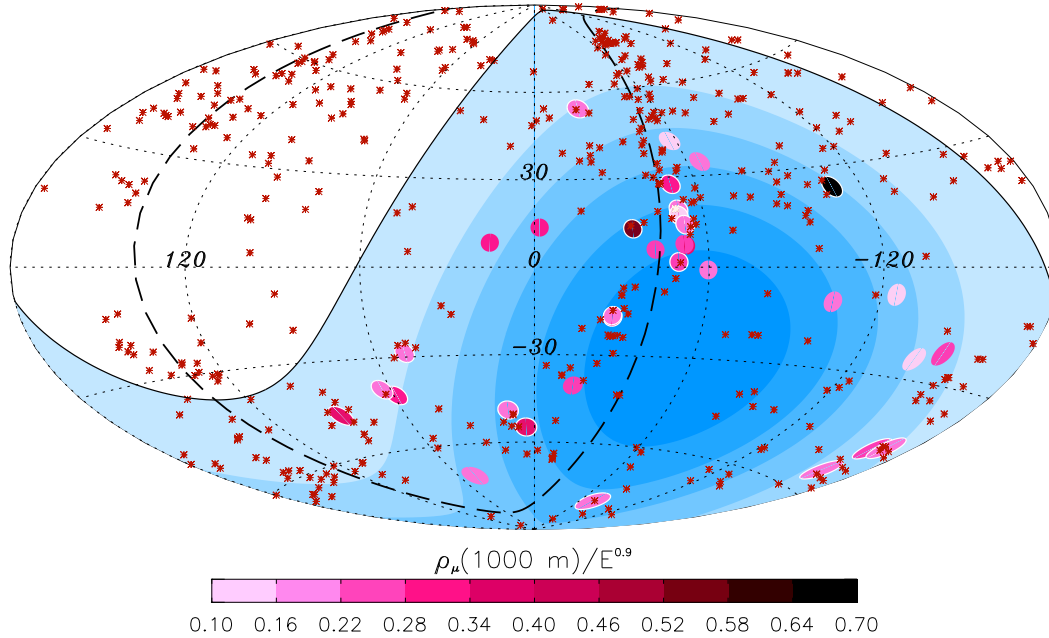


FIG. B.1 - Distribution de la densité muonique normalisée à l'énergie de la gerbe pour les événements d'énergie supérieure à 57 EeV. Les cercles de  $3.1^\circ$  représentent les directions d'arrivées des 35 rayons cosmiques considérés dans cette étude ; le dégradé de couleur étant relatif au contenu muonique de la gerbe. Les événements corrélés sont repérés par un liseré blanc autour du rayon cosmique. Les positions des 472 NAGs (318 dans le champ de vue de l'observatoire) localisés à moins de  $z \leq 0.018$  ( $D \leq 75$  Mpc) issus de la 12<sup>ème</sup> édition du catalogue Véron-Cetty & Véron [129] sont indiquées par des astérisques rouges. La ligne noire est relative aux bords du champ de vue (angles zénithaux inférieurs à  $60^\circ$ ), le dégradé de couleurs indiquant l'exposition relative de l'observatoire. La ligne en tirets correspond au plan supergalactique et Centaurus A est désignée par un point blanc.

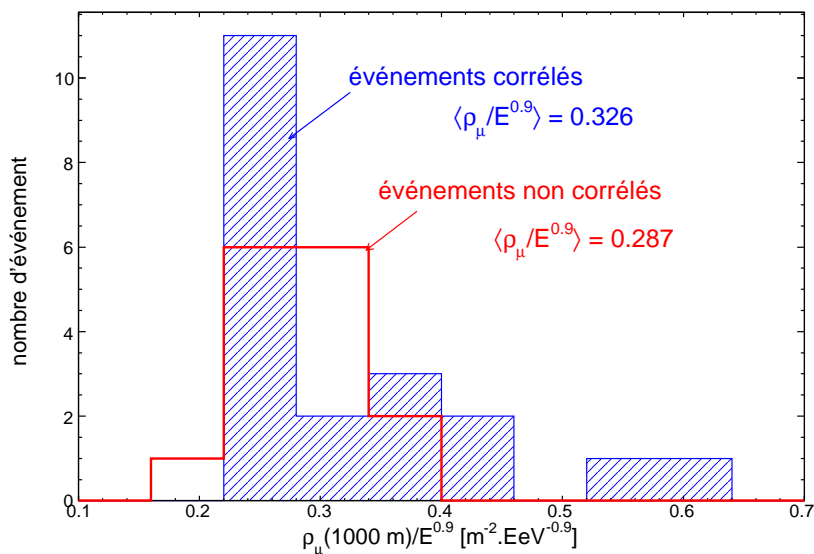


FIG. B.2 - Distribution du "contenu" muonique des gerbes d'énergie supérieure à 57 EeV. Compte tenu de la variation du nombre de muons en fonction de l'énergie des gerbes, la variable  $\rho_\mu(1000 \text{ m})/E^{0.9}$  constitue un estimateur intrinsèquement corrélé à la masse de la particule primaire.

# Projet d'études des propriétés de l'eau et du Tyvek

Dans cette annexe nous décrivons un projet de mesure du rendement optique de l'eau et du Tyvek. L'objectif est de caractériser et de quantifier les phénomènes d'émission de lumière qui sont à l'œuvre dans une cuve à effet Cherenkov. L'intérêt de cette étude réside dans la compréhension des écarts apparents entre les données de calibration et les résultats de simulation du détecteur de surface. Nous présentons ici une première approche sur la faisabilité de ce projet ainsi que le cadre et les hypothèses de travail.

## C.1 Position du problème

Les particules de la gerbe qui parviennent jusqu'au sol sont principalement des muons de quelques GeV et des particules électromagnétiques, photons gamma et électrons/positrons, dont les énergies moyennes sont respectivement de 1 et 10 MeV. L'émission Cherenkov, consécutive au passage de ces particules dans l'eau des cuves, est convertie en photoélectrons par les trois photomultiplicateurs (PMs) disposés au sommet de chaque détecteur. En fonction des différents paramètres intervenant dans cette conversion — absorption de l'eau, diffusion du Tyvek, propriétés de la photocathode, géométrie de la cuve — il est possible, soit par le calcul soit par simulations Monte-Carlo, de prédire le nombre de photoélectrons. Cependant, la comparaison des mesures expérimentales, obtenues pour des muons verticaux, aux résultats de simulations, met en évidence un excès significatif de photoélectrons (de l'ordre d'un facteur deux) en faveur des données de calibration. En modifiant les paramètres caractéristiques d'une cuve, la simulation peine à reproduire autant l'intensité du signal délivré par des muons que sa structure temporelle. Par conséquent, soit la description du mécanisme Cherenkov est imparfaite, soit les détecteurs sont sensibles à une émission lumineuse complémentaire. Les processus additionnels pourraient résulter de phénomènes de scintillation (une conversion de 1% de l'énergie déposée par la particule serait alors suffisante) ou de processus de type "*wavelength-shifting*" qui transformeraient une fraction de l'émission UV Cherenkov en une composante visible par les photocathodes. Par ailleurs, les phénomènes recherchés sont nécessairement intenses étant donné l'écart entre données/simulations.

Afin de caractériser cette éventuelle émission supplémentaire, nous proposons d'exposer un échantillon d'eau liquide au faisceau test de l'accélérateur à électrons ELYSE [309]. Après avoir décrit le dispositif expérimental, notamment les spécificités optiques des appareils de mesure, nous présentons les différentes hypothèses envisagées dans le cadre de cette étude.

## C.2 Description du dispositif expérimental

Selon les études envisagées, la cible est soit un récipient dont les parois en quartz permettent la transmission de la lumière UV ( $\lambda \geq 200$  nm) soit une structure composée de Tyvek afin d'étudier les propriétés optiques de ce matériau.

### C.2.1 Accélérateur ELYSE

La machine choisie pour équiper le centre national de cinétique ELYSE est un petit accélérateur d'énergie de 4 à 9 MeV dont le faisceau d'électrons est généré par un canon Haute Fréquence (HF) photodéclenché par un laser. Cette machine délivre un faisceau pulsé à une fréquence supérieure ou égale à 10 Hz ; chaque impulsion ayant une largeur de quelques picosecondes. La Figure C.1 présente les principaux composants de cet accélérateur.

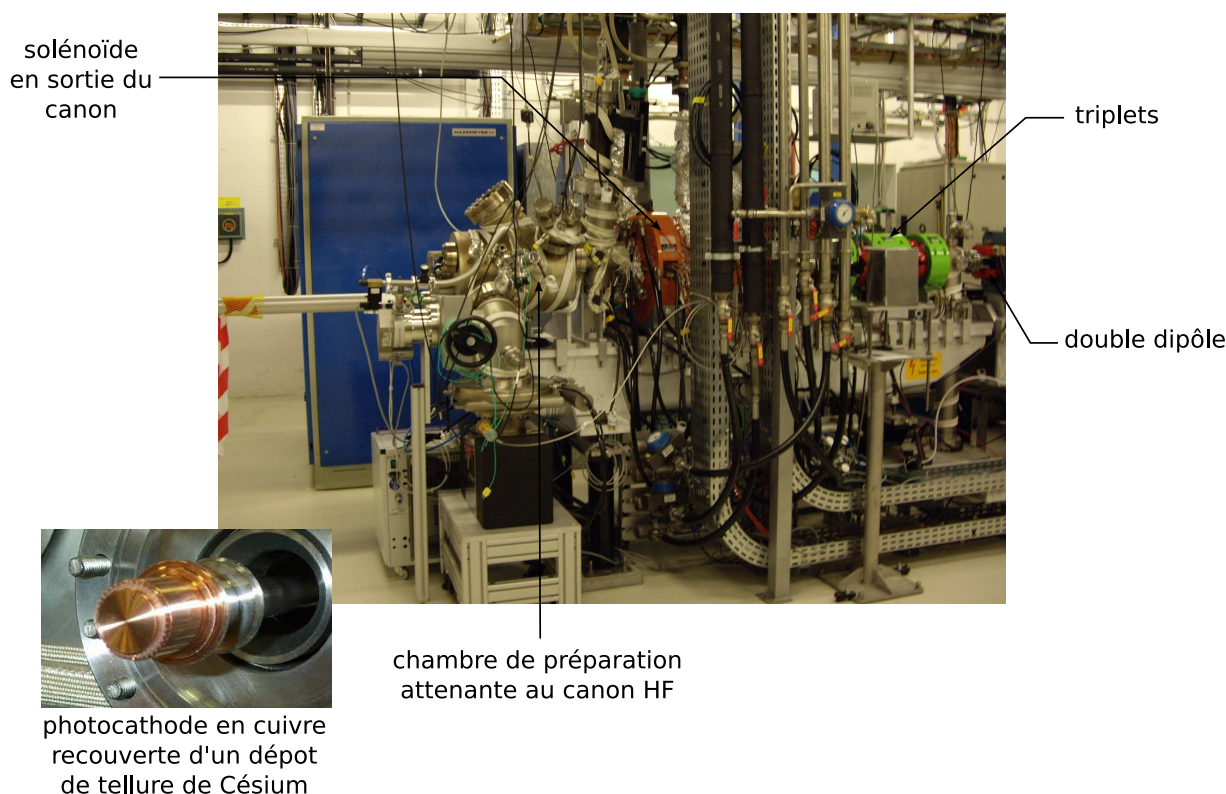


FIG. C.1 - Visualisation de l'accélérateur ELYSE et de ses principaux constituants.

Pour obtenir une charge par impulsion de 2 nC, soit  $10^{10}$  électrons, il faut utiliser des cathodes en tellure de césium  $\text{Cs}_2\text{Te}$  dont le rendement quantique, proche du pourcent, est bien supérieur à celui des cathodes métalliques (0.0001%). Le laser, employé pour le photodéclenchement, utilise un cristal de titane saphir. Pour les besoins des différentes expériences, il a été nécessaire d'augmenter l'énergie des impulsions en utilisant une technique d'amplification. À la sortie de la chaîne laser, les impulsions de 100 femtosecondes, centrées sur 790 nm, ont une énergie de 800  $\mu\text{J}$  et un taux de répétition de 1 kHz.

Le faisceau d'électrons, résultant de l'interaction entre les impulsions laser et la cathode, est émis à l'intérieur d'une cavité accélératrice (canon HF) résonant à 3 GHz. L'accélération sous l'effet d'un champ électrique d'intensité crête de 65 MV/m confère aux électrons

sortants une énergie moyenne de 4 MeV. Un solénoïde situé en aval du canon focalise ce faisceau à l'entrée d'une section accélératrice dont on fait varier la puissance afin d'obtenir l'énergie désirée. Le faisceau est finalement focalisé et guidé par des triplets et quadrupôles ainsi que par deux dipôles lesquels assurent plusieurs fonctions :

- transporter le faisceau vers 3 zones expérimentales réservées aux analyses physico-chimiques,
- éliminer le courant d'obscurité,
- réaliser une compression magnétique pour que la durée des impulsions en sortie de la deuxième déviation soit inférieure à 5 ps.

Enfin, un ensemble d'outils de diagnostic — *Wall Current Monitor*, écrans, miroirs saphir, fentes — permet de procéder au contrôle du faisceau en mesurant notamment ses caractéristiques : dimensions transverses et position, durée des impulsions, énergie.

Du point de vue expérimental, la très courte durée du paquet autorise la distinction entre une réponse instantanée, synchrone du faisceau d'une réponse retardée par un mécanisme de relaxation du milieu cible. En particulier, les éventuels processus de scintillation pourraient être mis en évidence grâce à une émission temporellement différée.

## C.2.2 Chaîne optique et dispositif de mesure

La cible est placée juste à la sortie du tube à vide de l'accélérateur. Afin de recueillir le flux lumineux induit par le passage des électrons dans la cuve, un ensemble de miroirs et de lentilles convergentes assure la focalisation du faisceau optique en limitant, autant que possible, les pertes et les sources externes de bruit (*cf.* FIG. C.2).

Les appareils de mesure sont constitués d'un spectromètre, suivi d'une Streak Caméra C7700 de Hamamatsu [310] dont la sortie est couplée à une caméra CCD. Le spectromètre décompose le contenu spectral de la lumière de 200 nm à 900 nm avec une résolution de 1 nm. Il fonctionne avec 3 réseaux, permettant de couvrir toute la gamme spectrale. La lumière détectée est déviée selon sa longueur d'onde dans un plan horizontal puis envoyée à la Streak Caméra par l'intermédiaire d'une lentille "objectif". Les photons du spectromètre issus de chaque canal de longueur d'onde, sont convertis simultanément par une photocatode d'entrée. Les photoélectrons ainsi générés sont accélérés vers un écran luminescent au phosphore. Au cours de leur transport dans la Streak Caméra, ces derniers subissent une déviation verticale proportionnelle à leurs temps d'arrivée. Le dispositif permet alors d'avoir une représentation bidimensionnelle dans le plan longueur d'onde-temps, du signal du spectromètre. La luminescence de l'écran est mesurée par une caméra CCD de  $1024 \times 1344$  pixels. La résolution spectrale et temporelle de la caméra est de  $1 \text{ nm} \times 5 \text{ ps}$ .

## C.3 Projets d'études

Nous proposons quatre applications basées sur l'utilisation du faisceau d'électrons afin de reproduire et d'étudier l'émission Cherenkov dans l'eau. Par ailleurs, dans le but de caractériser la diffusion du Tyvek (étude du spectre diffusé, mesure de la réflexion spéculaire ...), nous projetons d'illuminer par une source UV (lampe au Xénon), une surface recouverte par ce matériau. Cette mesure peut être menée indépendamment de l'utilisation de l'accélérateur linéaire. Dans ce paragraphe, nous décrivons succinctement chacun de ces tests.

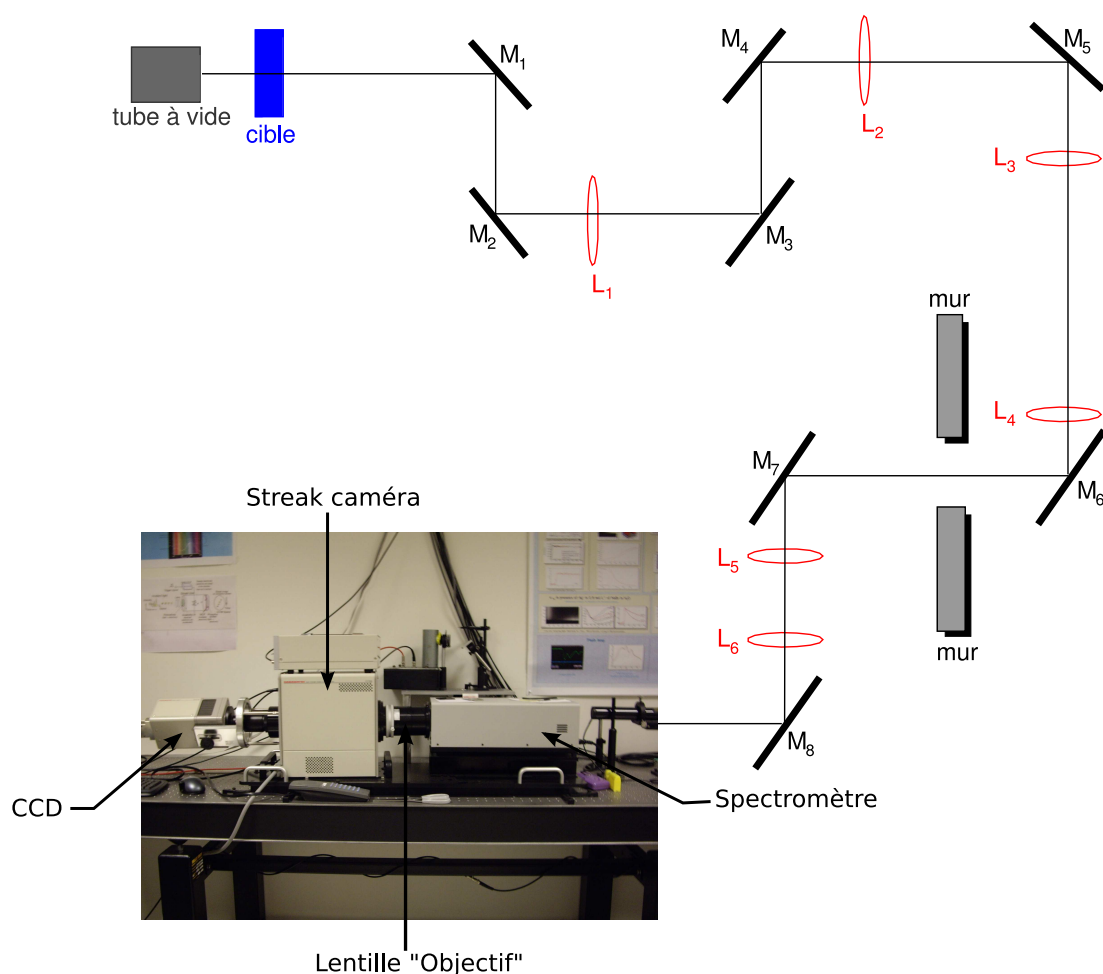


FIG. C.2 - "Transport" du flux lumineux jusqu'au dispositif de mesure.

### C.3.1 Test 1 : Émission de lumière vers l'avant

Dans ce projet, la cible d'eau est exposée au faisceau d'électrons et nous observons la lumière émise vers l'avant. Étant donné l'angle d'émission Cherenkov dans l'eau,  $\theta_c \simeq 41^\circ$ , le rayonnement émis est essentiellement dû aux mécanismes Cherenkov. Cette expérience doit nous permettre d'identifier la composante de lumière Cherenkov et de vérifier s'il y a présence ou non d'une composante supplémentaire caractérisée par une distribution spectrale et/ou temporelle distincte.

La Figure C.3 illustre le spectre qui devrait être mesuré en présence de la seule émission Cherenkov. La structure temporelle est donnée par la forme longitudinale du faisceau d'électrons. L'existence d'une composante additionnelle présentant une autre distribution spectrale ou un retard temporel peut être mise en évidence.

### C.3.2 Test 2 : Émission de lumière à grand angle

Dans cette seconde étude, nous cherchons à observer l'émission de lumière en dehors de l'espace de phase permis pour le rayonnement Cherenkov. L'hypothèse sous-jacente est la mesure d'une composante lumineuse supplémentaire caractérisée par une émission isotrope typique de phénomènes de scintillation. La diffusion multiple des électrons dans 1 cm d'eau étant de  $16^\circ$  et l'angle d'émission Cherenkov de  $41^\circ$ , nous devons détecter *via* un dispositif



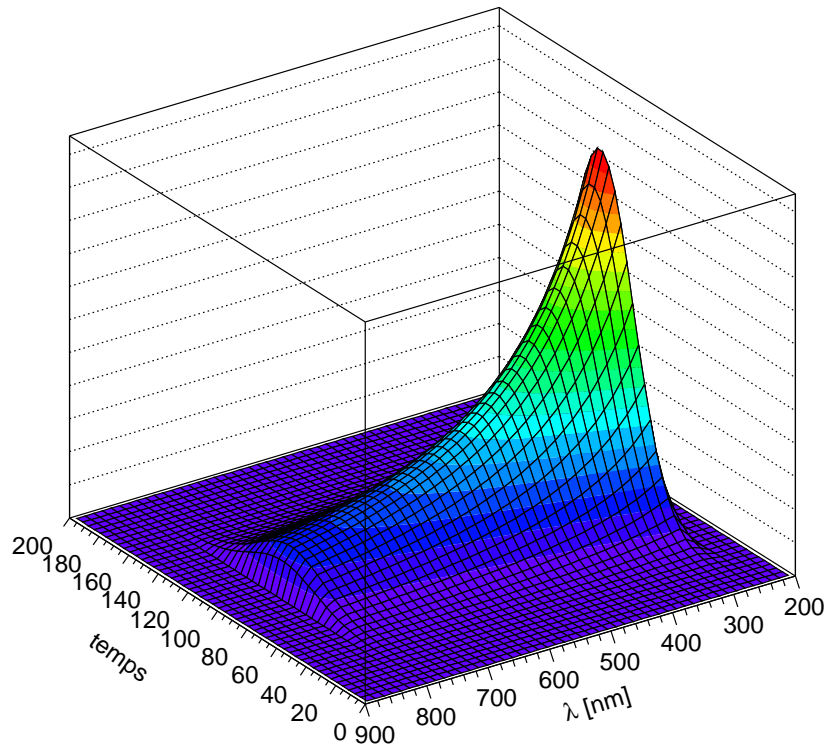


FIG. C.3 - Simulation de la mesure d'intensité du rayonnement Cherenkov consécutive au passage d'électrons dans la cible d'eau en fonction de la longueur d'onde et du temps. Le nombre de photons Cherenkov émis par unité d'énergie  $dN/dE$  étant constant, la variation suivant  $\lambda$  est alors inversement proportionnelle au carré de la longueur d'onde. L'échelle temporelle est donnée à titre indicatif.

dédié, la lumière émise à plus de  $60^\circ$  ou à moins de  $25^\circ$ .

### C.3.3 Test 3 : Émission sous le seuil Cherenkov

Dans ce test l'énergie des électrons est dégradée, en disposant un absorbeur en amont de la cible, de telle sorte que les électrons résultants aient alors une énergie inférieure au seuil d'émission Cherenkov.

Le seuil en énergie cinétique de l'émission Cherenkov des électrons dans l'eau étant de 300 keV, un écran de Plomb (taux de perte d'énergie de 12.8 MeV/cm) avec une épaisseur de 6 mm suffit. Dans ces conditions, nous pouvons mettre en évidence une éventuelle émission de lumière due à des processus de scintillation induits par des électrons d'une centaine de keV.

### C.3.4 Test 4 : Mini cuve en Tyvek

Cette étude permet d'évaluer les effets combinés de l'eau et du Tyvek qui sont utilisés pour les détecteurs de l'Observatoire Pierre Auger. La cible de forme cubique est une cuve "Auger", reproduite en miniature, dont les parois sont constituées de Tyvek. Le flux lumineux est collecté par une ouverture pratiquée sur l'une des faces. L'atténuation de la lumière en fonction de la longueur d'onde et du temps résulte de la compétition entre les mécanismes d'absorption par l'eau et ceux résultant des diffusions sur le Tyvek. Cette mesure

visé donc à étudier les dépendances spectrales des constantes d'absorption caractéristiques du milieu "eau+cuve".

Si la taille de la cible est suffisamment importante et la surface de l'ouverture est suffisamment faible, l'intensité de la lumière générée dans la cible décroît exponentiellement en raison d'une part de l'absorption des photons dans l'eau et d'autre part par absorption, à chaque diffusion, par le Tyvek (la décroissance due à la fuite de lumière par le trou est négligeable). La décroissance temporelle de la lumière est alors donnée par

$$\frac{I(t, \lambda)}{I_0(\lambda)} = \exp \left( -t \left( \frac{1}{\tau_{\text{abs.}}(\lambda)} + \frac{1}{\tau_{\text{diff.}}(\lambda)} \right) \right)$$

où  $\tau_{\text{abs.}}(\lambda)$  et  $\tau_{\text{diff.}}(\lambda)$  sont deux constantes de temps caractéristiques des processus d'absorption par l'eau et par le Tyvek. Ces dernières dépendent fortement de la longueur d'onde  $\lambda$  et s'expriment sous la forme suivante

$$\begin{cases} \tau_{\text{abs.}}(\lambda) &= n_{\text{eau}} \times \frac{L_{\text{abs.}}(\lambda)}{c} \\ \tau_{\text{diff.}}(\lambda) &= n_{\text{eau}} \times \frac{\langle L_{\text{géo.}} \rangle}{c \ln \left( \frac{1}{R(\lambda)} \right)} \end{cases}$$

où  $n_{\text{eau}}$  et  $L_{\text{abs.}}(\lambda)$  sont respectivement l'indice optique et la longueur d'atténuation de la lumière dans l'eau. Le facteur  $R(\lambda)$  correspond au coefficient de diffusion des parois soit environ 97% pour le Tyvek. Enfin,  $\langle L_{\text{géo.}} \rangle$  est la longueur moyenne parcourue par la lumière entre deux diffusions successives *i.e.* typiquement la taille de la cible.

En utilisant des cibles de différentes dimensions c'est-à-dire en faisant varier la longueur  $\langle L_{\text{géo.}} \rangle$ , l'étude de la variation temporelle du signal lumineux permettrait ainsi d'évaluer la dépendance spectrale aussi bien du coefficient de diffusion du Tyvek que de la longueur d'absorption de l'eau.

### C.3.5 Test 5 : Illumination directe du Tyvek par une lampe au Xénon

Le Xénon émet une série de raies dans le domaine visible ainsi que dans l'ultra-violet. L'objectif de ce test est de vérifier si le Tyvek déforme le spectre d'une lampe au Xénon. En particulier, nous cherchons à savoir si ce matériau peut être à l'origine de phénomènes de type "*wavelength-shifting*". L'hypothèse serait qu'une partie de l'émission Cherenkov UV soit réémise à plus grande longueur d'onde sous l'effet de processus de fluorescence par le Tyvek. Dans cette expérience, la mesure d'une composante visible prouverait alors la sensibilité du Tyvek à l'émission UV de la lumière incidente et permettrait d'expliquer l'excès de photoélectrons observés dans les cuves de l'Observatoire Pierre Auger.

Les cinq projets requiert tous, à l'exception du dernier, l'utilisation du faisceau d'électrons ELYSE. Aussi et pour des raisons indépendantes des expériences proposées dans cette annexe, nul n'a pu être réalisé au cours de cette thèse. Seule l'étude sur les propriétés du Tyvek a été entreprise avec néanmoins des résultats mitigés. Si aucuns processus de type "*wavelength-shifting*" n'a pu être clairement mis en évidence, la structure du Tyvek laisse à penser à d'éventuels phénomènes connexes non implémentés dans la simulation. En particulier, le caractère diffusif de ce matériau résulte de l'agencement aléatoire de fibres de polyéthylène. Or, sous certaines conditions notamment l'angle d'incidence du rayonnement, cette texture singulière semble se comporter comme un élément diffractif. Ces résultats bien que préliminaires incitent à poursuivre ces études au delà des hypothèses définies dans ce chapitre et dans un cadre, par ailleurs, mieux maîtrisé.

# Références

- [1] J. Linsley. Evidence for a Primary Cosmic-Ray Particle with Energy  $10^{20}$  eV. *Physical Review Letters*, 10 :146–148, February 1963. 3
- [2] V. Hess. *Phys. Zeits.*, 12 :998–, 1911. 3
- [3] V. Hess. *Phys. Zeits.*, 13 :1084–, 1912. 3
- [4] P. Auger, P. Ehrenfest, R. Maze, J. Daudin, and R. A. Fréon. Extensive Cosmic-Ray Showers. *Reviews of Modern Physics*, 11 :288–291, July 1939. 3
- [5] C. D. Anderson. The Positive Electron. *Physical Review*, 43 :491, 1933. 3
- [6] J. C. Street and E. C. Stevenson. New Evidence for the Existence of a Particle of Mass Intermediate Between the Proton and Electron. *Physical Review*, 52 :1003–1004, 1937. 3
- [7] G. P. S. Occhialini and C. F. Powell. Nuclear Disintegrations Produced by Slow Charged Particles of Small Mass. *Nature*, 159 :186–190, 1947. 3
- [8] D. H. Perkins. Nuclear Disintegration by Meson Capture. *Nature*, 159 :126–127, 1947. 3
- [9] 3
- [10] P. O. Lagage and C. J. Cesarsky. The maximum energy of cosmic rays accelerated by supernova shocks. *A&A*, 125 :249–257, September 1983. 5
- [11] E. Parizot, A. Marcowith, J. Ballet, and Y. A. Gallant. Observational constraints on energetic particle diffusion in young supernovae remnants : amplified magnetic field and maximum energy. *A&A*, 453 :387–395, July 2006. 5
- [12] T. Antoni, W. D. Apel, A. F. Badea, K. Bekk, A. Bercuci, J. Blümer, H. Bozdog, I. M. Brancus, A. Chilingarian, K. Daumiller, P. Doll, R. Engel, J. Engler, F. Feßler, H. J. Gils, R. Glasstetter, A. Haungs, D. Heck, J. R. Hörandel, K.-H. Kampert, H. O. Klages, G. Maier, H. J. Mathes, H. J. Mayer, J. Milke, M. Müller, R. Obenland, J. Oehlschläger, S. Ostapchenko, M. Petcu, H. Rebel, A. Risse, M. Risse, M. Roth, G. Schatz, H. Schieler, J. Scholz, T. Thouw, H. Ulrich, J. van Buren, A. Vardanyan, A. Weindl, J. Wochele, and J. Zabierowski. KASCADE measurements of energy spectra for elemental groups of cosmic rays : Results and open problems. *Astroparticle Physics*, 24 :1–2, September 2005. 5
- [13] D. Kazanas and A. Nicolaidis. Cosmic Ray “Knee” : A Herald of New Physics ? In *International Cosmic Ray Conference*, volume 5 of *International Cosmic Ray Conference*, pages 1760–+, 2001. 5
- [14] D. Kazanas and A. Nicolaidis. Letter : Cosmic Rays and Large Extra Dimensions. *General Relativity and Gravitation*, 35 :1117–1123, June 2003. 5
- [15] V. Berezhinsky, A. Gazizov, and S. Grigorieva. On astrophysical solution to ultrahigh energy cosmic rays. *Phys. Rev. D*, 74(4) :043005–+, August 2006. 5, 13, 41, 42

- [16] A. Codino and F. Plouin. The origin of the ankle. *Nuclear Physics B Proceedings Supplements*, 165 :307–316, March 2007. 5
- [17] H. Messel and D. F. Crawford. *Electron-Photon Shower Distribution Function*. Pergamon Press, Oxford, 1970. 7
- [18] S. Ranchon. Étude des collisions atmosphériques de rayons cosmiques d'énergie supérieure à  $10^{18}$  eV grâce aux événements hybrides de l'Observatoire Pierre Auger. *Thèse de doctorat*, 2005. 7, 90, 154, 175
- [19] Y.-S. Tsai. Pair production and bremsstrahlung of charged leptons. *Reviews of Modern Physics*, 46 :815–851, October 1974. 7
- [20] B. Rossi. *High Energy Particles*. Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliffs, NJ, 1952. 7
- [21] T. K. Gaisser. *Cosmic rays and particle physics*. Cambridge and New York, Cambridge University Press, 1990, 292 p., 1990. 7
- [22] J. Linsley. Structure of Large Air Showers at Depth  $834 \text{ g cm}^{-2}$  Applications. In *International Cosmic Ray Conference*, volume 12 of *International Cosmic Ray Conference*, pages 89–+, 1977. 8
- [23] N. N. Kalmykov, S. S. Ostapchenko, and A. I. Pavlov. Quark-Gluon-String Model and EAS Simulation Problems at Ultra-High Energies. *Nuclear Physics B Proceedings Supplements*, 52 :17–28, February 1997. 10, 144
- [24] S. Ostapchenko. QGSJET-II : towards reliable description of very high energy hadronic interactions. *Nuclear Physics B Proceedings Supplements*, 151 :143–146, January 2006. 10, 144
- [25] R. Engel. Air Shower Calculations With the New Version of SIBYLL. In *International Cosmic Ray Conference*, volume 1 of *International Cosmic Ray Conference*, pages 415–+, 1999. 10, 113, 128, 144
- [26] T. Pierog and K. Werner. New facts about muon production in Extended Air Shower simulations. *ArXiv Astrophysics e-prints*, November 2006. 10, 11, 128, 144
- [27] H.-J. Drescher, M. Bleicher, S. Soff, and H. Stöcker. Model dependence of lateral distribution functions of high energy cosmic ray air showers. *Astroparticle Physics*, 21 :87–94, April 2004. 10, 85
- [28] H. Fesefeldt. The Simulation of Hadronic Showers. *RWTH Aachen Report PITHA 85/02*, 1985. 10
- [29] F. Ballarini, G. Battistoni, M. Campanella, M. Carboni, F. Cerutti, A. Empl, A. Fassò, A. Ferrari, E. Gadioli, M. V. Garzelli, M. Lantz, M. Liotta, A. Mairani, A. Mostacci, S. Muraro, A. Ottolenghi, M. Pelliccioni, L. Pinsky, J. Ranft, S. Roesler, P. R. Sala, D. Scannicchio, S. Trovati, R. Villari, T. Wilson, N. Zapp, and V. Vlachoudis. The FLUKA code : an overview. *Journal of Physics Conference Series*, 41 :151–160, May 2006. 10
- [30] S. A. Bass, M. Belkacem, M. Bleicher, M. Brandstetter, L. Bravina, C. Ernst, L. Gerland, M. Hofmann, S. Hofmann, J. Konopka, G. Mao, L. Neise, S. Soff, C. Spieles, H. Weber, L. A. Winkelmann, H. Stöcker, W. Greiner, C. Hartnack, J. Aichelin, and N. Amelin. Microscopic Models for Ultrarelativistic Heavy Ion Collisions. *ArXiv Nuclear Theory e-prints*, March 1998. 10
- [31] The MIPP Collaboration. Physics of the MIPP Experiment. *Nuclear Physics B Proceedings Supplements*, 142 :453–458, May 2005. 11
- [32] M. Deile and for the TOTEM Collaboration. TOTEM : Forward Physics at the LHC. *ArXiv High Energy Physics - Experiment e-prints*, October 2004. 11
- [33] K. Werner, F.-M. Liu, and T. Pierog. Parton ladder splitting and the rapidity dependence of transverse momentum spectra in deuteron-gold collisions at the BNL Relativistic Heavy Ion Collider. *Phys. Rev. C*, 74(4) :044902–+, October 2006. 11

- [34] S. J. Sciutto. AIRES : A system for air shower simulations (Version 2.2.0). *ArXiv Astrophysics e-prints*, November 1999. 11, 161
- [35] D. Heck, J. Knapp, J.N. Capdevielle, G. Schatz, and T. Thouw. CORSIKA : A Monte Carlo code to simulate extensive air showers. *Forschungszentrum Karlsruhe Report FZKA*, 6019, 1998. 11, 113, 161
- [36] T. Bergmann, R. Engel, D. Heck, N. N. Kalmykov, S. Ostapchenko, T. Pierog, T. Thouw, and K. Werner. One-dimensional hybrid approach to extensive air shower simulation. *Astroparticle Physics*, 26 :420–432, January 2007. 11, 80, 162
- [37] J. Linsley. The Structure Function of EAS Measured at Volcano Ranch. In *International Cosmic Ray Conference*, volume 5 of *International Cosmic Ray Conference*, pages 3212–+, 1973. 12
- [38] C. J. Bell, A. D. Bray, S. A. David, B. V. Denehy, L. Goorevich, L. Horton, J. G. Loy, C. B. A. McCusker, P. Nielsen, A. K. Outhred, L. S. Peak, J. Ulrichs, L. S. Wilson, and M. M. Winn. The upper end of the observed cosmic ray energy spectrum . *Journal of Physics A Mathematical General*, 7 :990–1009, May 1974. 12
- [39] M. A. Lawrence, R. J. O. Reid, and A. A. Watson. The cosmic ray energy spectrum above  $4 \cdot 10^{17}$  eV as measured by the Haverah Park array. *Journal of Physics G Nuclear Physics*, 17 :733–757, May 1991. 12, 45
- [40] B. N. Afanasiev *et al.* Proceedings of the Tokyo Workshop. In *Techniques for the Study of the Extremely High Energy Cosmic Rays edited by M. Nagano*, page 32, 1993. 12
- [41] N. Chiba, K. Hashimoto, N. Hayashida, K. Honda, M. Honda, N. Inoue, F. Kakimoto, K. Kamata, S. Kawaguchi, N. Kawasumi, Y. Matsubara, K. Murakami, M. Nagano, S. Ogio, H. Ohoka, T. Saito, Y. Sakuma, I. Tsushima, M. Teshima, T. Umezawa, S. Yoshida, and H. Yoshii. Akeno Giant Air Shower Array (AGASA) covering 100 km<sup>2</sup> area. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 311 :338–349, January 1992. 12
- [42] R. M. Baltrusaitis, R. Cady, G. L. Cassiday, R. Cooper, J. W. Elbert, P. R. Gerhardy, S. Ko, E. C. Loh, M. Salamon, D. Steck, and P. Sokolsky. The Utah Fly’s Eye detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 240 :410–428, 1985. 12, 32, 33
- [43] T. Abu-Zayyad, M. Al-Seady, K. Belov, D. J. Bird, J. Boyer, G. Chen, R. W. Clay, H. Y. Dai, B. R. Dawson, Y. Ho, M. A. Huang, C. C. H. Jui, M. J. Kidd, D. B. Kieda, B. C. Knapp, W. Lee, E. C. Loh, E. J. Mannel, J. N. Matthews, T. A. O’Halloran, A. Salman, K. M. Simpson, J. D. Smith, P. Sokolsky, P. Sommers, S. B. Thomas, L. R. Wiencke, C. R. Wilkinson, and N. R. Wild. The prototype high-resolution Fly’s Eye cosmic ray detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 450 :253–269, August 2000. 12
- [44] O. Ravel, R. Dallier, L. Denis, T. Gousset, F. Haddad, P. Lautridou, A. Lecacheux, E. Morteau, C. Rosolen, and C. Roy. Radio detection of cosmic ray air showers by the CODALEMA experiment. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 518 :213–215, February 2004. 12
- [45] D. Ardouin, A. Bellétoile, D. Charrier, R. Dallier, L. Denis, P. Eschstruth, T. Gousset, F. Haddad, J. Lamblin, P. Lautridou, A. Lecacheux, D. Monnier-Ragaigne, A. Rahmani, and O. Ravel. Radio-detection signature of high-energy cosmic rays by the CODALEMA experiment. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 555 :148–163, December 2005. 12
- [46] A. F. Badea, T. Antoni, W. D. Apel, K. Bekk, A. Bercuci, M. Bertaina, H. Blümer, H. Bozdog, I. M. Brancus, M. Brüggemann, P. Bucholz, A. Chiavassa, K. Daumiller, F. di Pierro, P. Doll, R. Engel, J. Engler, H. Falcke, F. Feßler, P. L. Ghia, H. J. Gils, R. Glasstetter, A. Haungs, D. Heck, J. R. Hörandel, A. Horneffer, T. Huege, K.-H. Kampert, G. W. Kant, H. O. Klages, Y. Kolotaev, G. Maier, H. J. Mathes, H. J. Mayer, J. Milke, C. Morello, M. Müller, G. Navarra, R. Obenland, J. Oehlschläger, S. Ostapchenko, M. Petcu, S. Plewnia, H. Rebel, A. Risse, M. Roth, H. Schieler,

- J. Scholz, M. Stümpert, T. Thouw, G. Toma, G. C. Trinchiero, H. Ulrich, S. Valchierotti, J. van Buren, C. M. de Vos, W. Walkowiak, A. Weindl, J. Wochele, J. Zabierowski, S. Zagromski, and D. Zimmermann. The KASCADE-Grande Experiment and the LOPES Project. *Nuclear Physics B Proceedings Supplements*, 136 :384–389, November 2004. 12
- [47] M. Takeda, N. Sakaki, K. Honda, M. Chikawa, M. Fukushima, N. Hayashida, N. Inoue, K. Kadota, F. Kakimoto, K. Kamata, S. Kawaguchi, S. Kawakami, Y. Kawasaki, N. Kawasumi, A. M. Mahrous, K. Mase, S. Mizobuchi, Y. Morizane, M. Nagano, H. Ohoka, S. Osone, M. Sasaki, M. Sasano, H. M. Shimizu, K. Shinozaki, M. Teshima, R. Torii, I. Tsushima, Y. Uchihori, T. Yamamoto, S. Yoshida, and H. Yoshii. Energy determination in the akeno giant air shower array experiment. *Astroparticle Physics*, 19 :447, 2003. 12, 14, 17, 40
- [48] HiRes Collaboration. Observation of the GZK Cutoff by the HiRes Experiment. *ArXiv Astrophysics e-prints*, March 2007. 12
- [49] K. Greisen. End to the Cosmic-Ray Spectrum ? *Physical Review Letters*, 16 :748–750, April 1966. 12
- [50] G. T. Zatsepin and V. A. Kuz'min. Upper Limit of the Spectrum of Cosmic Rays. *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, 4 :78–+, August 1966. 12
- [51] A. A. Penzias and R. W. Wilson. A Measurement of Excess Antenna Temperature at 4080 Mc/s. *ApJ*, 142 :419–421, July 1965. 12
- [52] M. Nagano and A. A. Watson. Observations and implications of the ultrahigh-energy cosmic rays. *Rev. Mod. Phys.*, 72(3) :689–732, Jul 2000. 13
- [53] Pijushpani Bhattacharjee and Guenter Sigl. Origin and propagation of extremely high energy cosmic rays. *Physics Reports*, 327 :109, 2000. 13
- [54] D. DeMarco, P. Blasi, and A. V. Olinto. Small scale anisotropy predictions for the Auger Observatory. *Journal of Cosmology and Astro-Particle Physics*, 7 :15–+, July 2006. 13
- [55] M. Teshima. RICAP-07 : Proceedings of the First Roma International Conference on Astroparticle Physics. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 588 :276–280, April 2008. 13, 14, 41, 140
- [56] L. G. Dedenko, D. A. Podgrudkov, T. M. Roganova, G. F. Fedorova, E. Y. Fedunin, and G. P. Shoziyoev. New estimates of energy of giant air showers observed at the Yakutsk array. *Nuclear Physics B Proceedings Supplements*, 165 :27–32, March 2007. 13
- [57] D. Allard, E. Parizot, and A. V. Olinto. On the transition from galactic to extragalactic cosmic-rays : Spectral and composition features from two opposite scenarios. *Astroparticle Physics*, 27 :61–75, February 2007. 14, 41, 42
- [58] Daniel De Marco, Pasquale Blasi, and Angela V. Olinto. On the statistical significance of the gzk feature in the spectrum of ultra high energy cosmic rays. *Astroparticle Physics*, 20 :53, 2003. 14
- [59] M. Takeda, N. Hayashida, K. Honda, N. Inoue, K. Kadota, F. Kakimoto, K. Kamata, S. Kawaguchi, Y. Kawasaki, N. Kawasumi, E. Kusano, Y. Matsubara, K. Murakami, M. Nagano, D. Nishikawa, H. Ohoka, S. Osone, N. Sakaki, M. Sasaki, K. Shinozaki, N. Souma, M. Teshima, R. Torii, I. Tsushima, Y. Uchihori, T. Yamamoto, S. Yoshida, and H. Yoshii. Small-Scale Anisotropy of Cosmic Rays above  $10^{19}$  eV Observed with the Akeno Giant Air Shower Array. *ApJ*, 522 :225–237, September 1999. 15
- [60] N. Hayashida, K. Honda, N. Inoue, K. Kadota, F. Kakimoto, S. Kakizawa, K. Kamata, S. Kawaguchi, Y. Kawasaki, N. Kawasumi, E. Kusano, A. M. Mahrous, K. Mase, T. Minagawa, M. Nagano, D. Nishikawa, H. Ohoka, S. Osone, N. Sakaki, M. Sasaki, K. Shinozaki, M. Takeda, M. Teshima, R. Torii, I. Tsushima, Y. Uchihori, T. Yamamoto, S. Yoshida, and H. Yoshii. Updated AGASA event list above  $4 \times 10^{19}$  eV. *ArXiv Astrophysics e-prints*, August 2000. 15

- [61] C. B. Finley and S. Westerhoff. On the evidence for clustering in the arrival directions of AGASA's ultrahigh energy cosmic rays. *Astroparticle Physics*, 21 :359–367, July 2004. 15
- [62] E. Armengaud. Propagation et distribution sur le ciel des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie dans le cadre de l'Observatoire Pierre Auger. *Thèse de doctorat*, 2006. 15
- [63] R. U. Abbasi, T. Abu-Zayyad, J. F. Amann, G. Archbold, R. Atkins, J. A. Bellido, K. Belov, J. W. Belz, S. Y. Ben-Zvi, D. R. Bergman, J. H. Boyer, G. W. Burt, Z. Cao, R. W. Clay, B. M. Connolly, B. R. Dawson, W. Deng, G. R. Farrar, Y. Fedorova, J. Findlay, C. B. Finley, W. F. Hanlon, C. M. Hoffman, M. H. Holzscheiter, G. A. Hughes, P. Hütemeyer, C. C. H. Jui, K. Kim, M. A. Kirn, B. C. Knapp, E. C. Loh, M. M. Maestas, N. Manago, E. J. Mannel, L. J. Marek, K. Martens, J. A. J. Matthews, J. N. Matthews, A. O'Neill, C. A. Painter, L. Perera, K. Reil, R. Riehle, M. D. Roberts, M. Sasaki, S. R. Schnetzer, M. Seman, K. M. Simpson, G. Sinnis, J. D. Smith, R. Snow, P. Sokolsky, C. Song, R. W. Springer, B. T. Stokes, J. R. Thomas, S. B. Thomas, G. B. Thomson, D. Tupa, S. Westerhoff, L. R. Wiencke, and A. Zech. A search for arrival direction clustering in the HiRes-I monocular data above  $10^{19.5}$  eV. *Astroparticle Physics*, 22 :139–149, November 2004. 15
- [64] R. U. Abbasi, T. Abu-Zayyad, J. F. Amann, G. Archbold, R. Atkins, J. A. Bellido, K. Belov, J. W. Belz, S. BenZvi, D. R. Bergman, J. H. Boyer, G. W. Burt, Z. Cao, R. W. Clay, B. M. Connolly, B. R. Dawson, W. Deng, Y. Fedorova, J. Findlay, C. B. Finley, W. F. Hanlon, C. M. Hoffman, M. H. Holzscheiter, G. A. Hughes, P. Hütemeyer, C. C. H. Jui, K. Kim, M. A. Kirn, B. C. Knapp, E. C. Loh, M. M. Maestas, N. Manago, E. J. Mannel, L. J. Marek, K. Martens, J. A. J. Matthews, J. N. Matthews, A. O'Neill, C. A. Painter, L. Perera, K. Reil, R. Riehle, M. D. Roberts, M. Sasaki, S. R. Schnetzer, M. Seman, K. M. Simpson, G. Sinnis, J. D. Smith, R. Snow, P. Sokolsky, C. Song, R. W. Springer, B. T. Stokes, J. R. Thomas, S. B. Thomas, G. B. Thomson, D. Tupa, S. Westerhoff, L. R. Wiencke, and A. Zech. Study of Small-Scale Anisotropy of Ultra-High-Energy Cosmic Rays Observed in Stereo by the High Resolution Fly's Eye Detector. *ApJ Lett.*, 610 :L73–L76, August 2004. 15
- [65] R. U. Abbasi, T. Abu-Zayyad, J. F. Amann, G. Archbold, R. Atkins, J. A. Bellido, K. Belov, J. W. Belz, S. Y. Ben-Zvi, D. R. Bergman, J. H. Boyer, G. W. Burt, Z. Cao, R. W. Clay, B. M. Connolly, B. R. Dawson, W. Deng, G. R. Farrar, Y. Fedorova, J. Findlay, C. B. Finley, W. F. Hanlon, C. M. Hoffman, M. H. Holzscheiter, G. A. Hughes, P. Hütemeyer, C. C. H. Jui, K. Kim, M. A. Kirn, B. C. Knapp, E. C. Loh, M. M. Maestas, N. Manago, E. J. Mannel, L. J. Marek, K. Martens, J. A. J. Matthews, J. N. Matthews, A. O'Neill, C. A. Painter, L. Perera, K. Reil, R. Riehle, M. D. Roberts, M. Sasaki, S. R. Schnetzer, M. Seman, K. M. Simpson, G. Sinnis, J. D. Smith, R. Snow, P. Sokolsky, C. Song, R. W. Springer, B. T. Stokes, J. R. Thomas, S. B. Thomas, G. B. Thomson, D. Tupa, S. Westerhoff, L. R. Wiencke, and A. Zech. Search for Point Sources of Ultra-High-Energy Cosmic Rays above  $4.0 \times 10^{19}$  eV Using a Maximum Likelihood Ratio Test. *ApJ*, 623 :164–170, April 2005. 16
- [66] D. S. Gorbunov and S. V. Troitsky. A comparative study of correlations between arrival directions of ultra-high-energy cosmic rays and positions of their potential astrophysical sources. *Astroparticle Physics*, 23 :175–189, March 2005. 16
- [67] P. G. Tinyakov and I. I. Tkachev. BL Lacertae are Probable Sources of the Observed Ultrahigh Energy Cosmic Rays. *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, 74 :445–448, November 2001. 16, 39
- [68] D. S. Gorbunov, P. G. Tinyakov, I. I. Tkachev, and S. V. Troitsky. Testing the correlations between ultra-high-energy cosmic rays and BL Lac type objects with HiRes stereoscopic data. *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, 80 :145–148, June 2004. 16
- [69] R. U. Abbasi, T. Abu-Zayyad, J. F. Amann, G. Archbold, K. Belov, J. W. Belz, S. BenZvi, D. R. Bergman, S. A. Blake, J. H. Boyer, G. W. Burt, Z. Cao, B. M. Connolly, W. Deng, Y. Fedorova, J. Findlay, C. B. Finley, W. F. Hanlon, C. M. Hoffman, M. H. Holzscheiter, G. A. Hughes, P. Hütemeyer, C. C. H. Jui, K. Kim, M. A. Kirn, B. C. Knapp, E. C. Loh, M. M. Maestas, N. Manago,

- E. J. Mannel, L. J. Marek, K. Martens, J. A. J. Matthews, J. N. Matthews, A. O'Neill, C. A. Painter, L. Perera, K. Reil, R. Riehle, M. D. Roberts, D. Rodriguez, M. Sasaki, S. R. Schnetzer, M. Seman, G. Sinnis, J. D. Smith, R. Snow, P. Sokolsky, R. W. Springer, B. T. Stokes, J. R. Thomas, S. B. Thomas, G. B. Thomson, D. Tupa, S. Westerhoff, L. R. Wiencke, and A. Zech. Search for Cross-Correlations of Ultrahigh-Energy Cosmic Rays with BL Lacertae Objects. *ApJ*, 636 :680–684, January 2006. 16, 39
- [70] N. Hayashida, M. Nagano, D. Nishikawa, H. Ohoka, N. Sakaki, M. Sasaki, M. Takeda, M. Teshima, R. Torii, T. Yamamoto, S. Yoshida, K. Honda, N. Kawasumi, I. Tsushima, N. Inoue, E. Kusano, K. Shinozaki, N. Souma, K. Kadota, F. Kakimoto, K. Kamata, S. Kawaguchi, Y. Kawasaki, H. Kitamura, Y. Matsubara, K. Murakami, Y. Uchihori, and H. Yoshii. The anisotropy of cosmic ray arrival directions around  $10^{18}$  eV. *Astroparticle Physics*, 10 :303–311, May 1999. 16, 39
- [71] J. A. Bellido, R. W. Clay, B. R. Dawson, and M. Johnston-Hollitt. Southern hemisphere observations of a  $10^{18}$  eV cosmic ray source near the direction of the Galactic Centre. *Astroparticle Physics*, 15 :167–175, April 2001. 16, 39
- [72] M. Kachelriess. Particle physics solutions to the UHECR puzzle - 2003. *European Physical Journal C*, 33 :950–952, 2004. 17
- [73] V. Berezhinsky, M. Kachelrieß, and A. Vilenkin. Ultrahigh Energy Cosmic Rays without Greisen-Zatsepin-Kuzmin Cutoff. *Physical Review Letters*, 79 :4302–4305, December 1997. 17
- [74] D. V. Semikoz and G. Sigl. Ultra-high energy neutrino fluxes : new constraints and implications. *Journal of Cosmology and Astro-Particle Physics*, 4 :3–+, April 2004. 17
- [75] R. U. Abbasi, T. Abu-Zayyad, G. Archbold, R. Atkins, J. Bellido, K. Belov, J. W. Belz, S. BenZvi, D. R. Bergman, J. Boyer, G. W. Burt, Z. Cao, R. Clay, B. M. Connolly, B. Dawson, W. Deng, Y. Fedorova, J. Findlay, C. B. Finley, W. F. Hanlon, G. A. Hughes, P. Huntemeyer, C. C. H. Jui, K. Kim, M. A. Kirn, B. Knapp, E. C. Loh, M. M. Maetas, K. Martens, G. Martin, N. Manago, E. J. Mannel, J. A. J. Matthews, J. N. Matthews, A. O'Neill, L. Perera, K. Reil, R. Riehle, M. D. Roberts, M. Sasaki, M. Seman, S. R. Schnetzer, K. Simpson, J. D. Smith, R. Snow, P. Sokolsky, C. Song, R. W. Springer, B. T. Stokes, J. R. Thomas, S. B. Thomas, G. B. Thomson, S. Westerhoff, L. R. Wiencke, and A. Zech. A Study of the Composition of Ultra-High-Energy Cosmic Rays Using the High-Resolution Fly's Eye. *ApJ*, 622 :910–926, April 2005. 18
- [76] P. Sokolsky. Comparison of UHE Composition Measurements by Fly's Eye, HiRes-prototype/MIA and Stereo HiRes Experiments. In *International Cosmic Ray Conference*, volume 7 of *International Cosmic Ray Conference*, pages 381–+, 2005. 18
- [77] K. Shinozaki, M. Chikawa, M. Fukushima, N. Hayashida, N. Inoue, K. Honda, K. Kadota, F. Kakimoto, K. Kamata, S. Kawaguchi, S. Kawakami, Y. Kawasaki, N. Kawasumi, A. M. Mahrous, K. Mase, S. Mizobuchi, Y. Morizane, M. Nagano, H. Ohoka, S. Osone, N. Sakaki, N. Sakurai, M. Sasaki, M. Sasano, M. Takeda, M. Teshima, I. Tsushima, R. Torii, Y. Uchihori, R. A. Vázquez, T. Yamamoto, S. Yoshida, and H. Yoshii. Upper Limit on Gamma-Ray Flux above  $10^{19}$  eV Estimated by the Akeno Giant Air Shower Array Experiment. *ApJ Lett.*, 571 :L117–L120, June 2002. 18
- [78] T. K. Gaisser, T. Stanev, S. Tilav, S. C. Corbato, H. Y. Dai, B. R. Dawson, J. W. Elbert, B. Emerson, D. B. Kieda, M. Luo, S. Ko, C. Larsen, E. C. Loh, M. H. Salamon, J. D. Smith, P. Sokolsky, P. Sommers, J. Tang, S. B. Thomas, and D. J. Bird. Cosmic-ray composition around  $10^{18}$  eV. *Phys. Rev. D*, 47 :1919–1932, March 1993. 18
- [79] T. Abu-Zayyad, K. Belov, D. J. Bird, J. Boyer, Z. Cao, M. Catanese, G. F. Chen, R. W. Clay, C. E. Covault, J. W. Cronin, H. Y. Dai, B. R. Dawson, J. W. Elbert, B. E. Fick, L. F. Fortson, J. W. Fowler, K. G. Gibbs, M. A. Glasmacher, K. D. Green, Y. Ho, A. Huang, C. C. Jui, M. J. Kidd, D. B. Kieda, B. C. Knapp, S. Ko, C. G. Larsen, W. Lee, E. C. Loh, E. J. Mannel, J. Matthews, J. N. Matthews,



- B. J. Newport, D. F. Nitz, R. A. Ong, K. M. Simpson, J. D. Smith, D. Sinclair, P. Sokolsky, P. Sommers, C. Song, J. K. Tang, S. B. Thomas, J. C. van der Velde, L. R. Wiencke, C. R. Wilkinson, S. Yoshida, and X. Z. Zhang. Evidence for Changing of Cosmic Ray Composition between  $10^{17}$  and  $10^{18}$  eV from Multicomponent Measurements. *Physical Review Letters*, 84 :4276–4279, May 2000. 18
- [80] J. Abraham, M. Aglietta, I. C. Aguirre, M. Albrow, D. Allard, I. Allekotte, P. Allison, J. Alvarez Munz, M. G. Do Amaral, M. Ambrosio, L. Anchordoqui, R. Andrews, M. Anguiano, and J. C. Dos Anjos. Properties and performance of the prototype instrument for the Pierre Auger Observatory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 523 :50–95, May 2004. 19
- [81] D. J. Bird, S. C. Corbato, H. Y. Dai, J. W. Elbert, K. D. Green, M. A. Huang, D. B. Kieda, S. Ko, C. G. Larsen, E. C. Loh, M. Z. Luo, M. H. Salamon, J. D. Smith, P. Sokolsky, P. Sommers, J. K. K. Tang, and S. B. Thomas. Detection of a cosmic ray with measured energy well beyond the expected spectral cutoff due to cosmic microwave radiation. *ApJ*, 441 :144–150, March 1995. 19
- [82] S. Yoshida, N. Hayashida, K. Honda, M. Honda, S. Imaizumi, N. Inoue, K. Kadota, F. Kakimoto, K. Kamata, S. Kawaguchi, N. Kawasumi, Y. Matsubara, K. Murakami, M. Nagano, H. Ohoka, M. Teshima, I. Tsushima, and H. Yoshii. The cosmic ray energy spectrum above  $3 \cdot 10^{18}$  eV measured by the Akeno Giant Air Shower Array. *Astroparticle Physics*, 3 :105–123, March 1995. 19
- [83] For The Pierre AUGER Collaboration, A. F. Barbosa, P. Bauleo, C. Bonifazi, B. Civit, C. O. Escobar, B. García, G. Guedes, M. Gómez Berisso, J. L. Harton, M. Healy, M. Kaducak, P. Mantsch, P. O. Mazur, C. Newman-Holmes, I. Pepe, I. Rodriguez-Cabo, H. Salazar, N. Smetniansky-de Grande, and D. Warner. The surface detector system of the Pierre Auger Observatory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 566 :409–420, March 2008. 19
- [84] The Pierre AUGER Collaboration. The Surface Detectors of the Pierre Auger Observatory. *Nuclear Physics B Proceedings Supplements*, 136 :393–398, November 2004. 19
- [85] X. Bertou, P. S. Allison, C. Bonifazi, P. Bauleo, C. M. Grunfeld, M. Aglietta, F. Arneodo, D. Barnhill, J. J. Beatty, N. G. Busca, A. Creusot, D. Dornic, A. Etchegoyen, A. Filevitch, P. L. Ghia, I. Lhenry-Yvon, M. C. Medina, E. Moreno, D. Nitz, T. Ohnuki, S. Ranchon, H. Salazar, T. Suomijärvi, D. Supanitsky, A. Tripathi, M. Urban, and L. Villasenor. Calibration of the surface array of the Pierre Auger Observatory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 568 :839–846, December 2006. 21
- [86] T. Suomijärvi and The Pierre AUGER Observatory Collaboration. Surface Detector Electronics for the Auger Observatory. In *International Cosmic Ray Conference*, volume 2 of *International Cosmic Ray Conference*, pages 756–+, 2001. 21
- [87] <http://www.analog.com/en/prod/0%2C2877%2CAD8011%2C00.html>. 21
- [88] P. L. Ghia and G. Navarra. Analysis of  $E_0 \sim 10^{18}$  eV events with the AUGER-EA surface detector. *Internal Auger Note*, (007), 2003. 22
- [89] P. L. Ghia. A compact 3ToT as SD physics trigger for vertical ( $\theta < 60^\circ$ ) showers. *Internal Auger Note*, (018), 2004. 22
- [90] T. Pierog, R. Engel, and D. Heck. Impact of Uncertainties in Hadron Production on Air-Shower Predictions. *ArXiv Astrophysics e-prints*, February 2006. 24
- [91] F. Arqueros and The Pierre AUGER Observatory Collaboration. The Central Laser Facility at the Pierre Auger Observatory. In *International Cosmic Ray Conference*, volume 8 of *International Cosmic Ray Conference*, pages 335–+, 2005. 24
- [92] B. Keilhauer, J. Blümer, R. Engel, H. O. Klages, and M. Risse. Impact of varying atmospheric profiles on extensive air shower observation : atmospheric density and primary mass reconstruction. *Astroparticle Physics*, 22 :249–261, November 2004. 24

- [93] P. Bauleo, J. Brack, L. Garrard, J. Harton, R. Knapik, R. Meyhandan, A. C. Rovero, A. Tamashiro, D. Warner, and the Auger Collaboration. Absolute Calibration of the Auger Fluorescence Detectors. In *International Cosmic Ray Conference*, volume 8 of *International Cosmic Ray Conference*, pages 5–+, 2005. 24
- [94] H. Klages and The Pierre AUGER Observatory Collaboration. Calibration of the Auger Fluorescence Telescopes. *Proceedings of the 27th International Cosmic Ray Conference. 07-15 August, 2001. Hamburg, Germany. Under the auspices of the International Union of Pure and Applied Physics (IUPAP).*, p.741, 27 :741–+, 2001. 25
- [95] H. Gemmeke and The Pierre AUGER Observatory Collaboration. The Auger Fluorescence Detector Electronics. *Proceedings of the 27th International Cosmic Ray Conference. 07-15 August, 2001. Hamburg, Germany. Under the auspices of the International Union of Pure and Applied Physics (IUPAP).*, p.737, 27 :737–+, 2001. 25
- [96] A. Schmidt, T. Asch, M. Kleifges, H. J. Mathes, and H. Gemmeke. New third level trigger for the fluorescence telescope. *Internal Auger Note*, (118), 2007. 25
- [97] E. Parizot, I. Lhenry, D. Allard, P. L. Ghia, and G. Navarra. First steps towards the definition of a "quality trigger" (T5) for the SD acceptance calculations. *Internal Auger Note*, (023), 2004. 26
- [98] S. Argirò, S. L. C. Barroso, J. Gonzalez, L. Nellen, T. Paul, T. A. Porter, L. Prado, Jr., M. Roth, R. Ulrich, and D. Veberič. The offline software framework of the Pierre Auger Observatory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 580 :1485–1496, October 2007. 27, 36, 37
- [99] D. Veberic and M. Roth. Offline Reference Manual : SD Reconstruction. *Internal Auger Note*, (035), 2005. 27, 28
- [100] CDAS Software group. Event reconstruction, release v4r4. 28
- [101] C. Bonifazi and A. Letesson-Selvon. De-biasing the station start time. *Internal Auger Note*, (050), 2006. 28
- [102] C. Bonifazi and A. Letesson-Selvon. Angular resolution of the Auger surface detector. *Internal Auger Note*, (016), 2006.
- [103] M. Horvat and D. Veberic. On shower-front start-time variance. *Internal Auger Note*, (057), 2007. 28
- [104] M. Ave, P. Bauleo, A. Castellina, A. Chou, J. L. Harton, R. Knapik, and G. Navarra. The accuracy of signal measurement with the water Cherenkov detectors of the Pierre Auger Observatory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 578 :180–184, July 2007. 28
- [105] M. Ave, P. Bauleo, and T. Yamamoto. Signal fluctuation in the Auger surface detector array. *Internal Auger Note*, (030), 2003.
- [106] P. Bauleo, A. Castellina, R. Knapik, G. Navarra, and J. Harton. Auger surface detector signal accuracy. *Internal Auger Note*, (047), 2004. 28
- [107] D. Barnhill and et al. Measurement of the Lateral Distribution Function of UHECR Air shower with the Pierre Auger Observatory. In *International Cosmic Ray Conference*, volume 7 of *International Cosmic Ray Conference*, pages 291–+, 2005. 28, 30
- [108] T. Schmidt, I. C. Maris, and M. Roth. Fine tuning of the LDF paramétrisation and the influence on S1000. *Internal Auger Note*, (106), 2007. 28
- [109] K. Kamata and J. Nishimura. The Lateral and the Angular Structure Functions of Electron Showers. *Progress of Theoretical Physics Supplement*, 6 :93–155, 1958. 29
- [110] K. Greisen. *Progress in Cosmic Ray Physics*, 3, 1956. 29

- [111] J. Hersil, I. Escobar, D. Scott, G. Clark, and S. Olbert. Observations of Extensive Air Showers near the Maximum of Their Longitudinal Development. *Physical Review Letters*, 6 :22–23, January 1961. 30
- [112] I. C. Maris. Measurement of the Ultra High Energy Cosmic Ray Flux using Data of the Pierre Auger Observatory. *Thèse de doctorat*, 2008. 31
- [113] M. Unger, B. R. Dawson, R. Engel, F. Schüssler, and R. Ulrich. Reconstruction of longitudinal profiles of ultra-high energy cosmic ray showers from fluorescence and Cherenkov light measurements. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 588 :433–441, April 2008. 31, 33
- [114] M. Mostafa. Checking the alignment of the FD cameras. *Internal Auger Note*, (102), 2005. 33
- [115] B. Dawson. Fluorescence detector techniques. *Internal Auger Note*, (017), 2006. 33
- [116] B. Dawson. Suggested improvements for the treatment of FD light in the Offline. *Internal Auger Note*, (055), 2004. 33
- [117] M. Nagano, K. Kobayakawa, N. Sakaki, and K. Ando. New measurement on photon yields from air and the application to the energy estimation of primary cosmic rays. *Astroparticle Physics*, 22 :235–248, November 2004. 33
- [118] Airfly Collaboration, M. Ave, M. Bohacova, B. Buonomo, N. Busca, L. Cazon, S. D. Chemerisov, M. E. Conde, R. A. Crowell, P. di Carlo, C. di Giulio, M. Doubrava, A. Esposito, P. Facal, F. J. Franchini, J. Hörandel, M. Hrabovsky, M. Iarlori, T. E. Kasprzyk, B. Keilhauer, H. Klages, M. Kleifges, S. Kuhlmann, G. Mazzitelli, L. Nozka, A. Obermeier, M. Palatka, S. Petrera, P. Privitera, J. Ridky, V. Rizi, G. Rodriguez, F. Salamida, P. Schovanek, H. Spinka, E. Strazzeri, A. Ulrich, Z. M. Yusof, V. Vacek, P. Valente, V. Verzi, and T. Waldenmaier. Measurement of the pressure dependence of air fluorescence emission induced by electrons. *Astroparticle Physics*, 28 :41–57, September 2007. 147
- [119] F. Kakimoto, E. C. Loh, M. Nagano, H. Okuno, M. Teshima, and S. Ueno. A measurement of the air fluorescence yield. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 372 :527–533, February 1996. 33
- [120] M. Unger. Shower profile reconstruction from fluorescence and Cherenkov light. *Internal Auger Note*, (010), 2006. 33
- [121] A. M. Hillas. Angular and energy distributions of charged particles in electron-photon cascades in air. *Journal of Physics G Nuclear Physics*, 8 :1461–1473, October 1982. 34
- [122] M. Giller, G. Wiczorek, A. Kacperczyk, H. Stojek, and W. Tkaczyk. Energy spectra of electrons in the extensive air showers of ultra-high energy. *Journal of Physics G Nuclear Physics*, 30 :97–105, February 2004. 34
- [123] F. Nerling, J. Blümer, R. Engel, and M. Risse. Universality of electron distributions in high-energy air showers - Description of Cherenkov light production. *Astroparticle Physics*, 24 :421–437, January 2006. 34
- [124] H. M. J. Barbosa, F. Catalani, J. A. Chinellato, and C. Dobrigkeit. Determination of the calorimetric energy in extensive air showers. *Astroparticle Physics*, 22 :159–166, November 2004. 34
- [125] T. Pierog. Dependence of the longitudinal shower profile on the characteristics of hadronic multiparticle production. In *International Cosmic Ray Conference*, volume 7 of *International Cosmic Ray Conference*, pages 103–+, 2005. 34
- [126] I. C. Maris, F. Schuessler, R. Ulrich, and M. Unger. Data summary trees and shower visualization for reconstructed Auger events. *Internal Auger Note*, (081), 2006. 34

- [127] D. Newton for the Pierre Auger Collaboration. Selection and reconstruction of very inclined air showers with the Surface Detector of the Pierre Auger Observatory. *ArXiv e-prints*, 706, June 2007. 35
- [128] P. Facal San Luis for the Pierre Auger Collaboration. Measurement of the UHECR spectrum above 10 EeV at the Pierre Auger Observatory using showers with zenith angles greater than 60 degrees. *ArXiv e-prints*, 706, June 2007. 35
- [129] M.-P. Véron-Cetty and P. Véron. A catalogue of quasars and active nuclei : 12th edition. 455 :773–777, August 2006. 38, 39, 64, 202
- [130] The Pierre AUGER Collaboration. Correlation of the highest energy cosmic rays with nearby extragalactic objects. *Science*, 318 :939, November 2007. 38, 39, 40, 44, 59, 71, 72, 195
- [131] The Pierre AUGER Collaboration. Correlation of the highest-energy cosmic rays with the positions of nearby active galactic nuclei. *Astroparticle Physics*, 29 :188–204, April 2008. 38, 39, 40, 44, 147
- [132] M. H. Jones. On the projection commonly attributed to Aitoff. *The Observatory*, 113 :213–214, August 1993. 38
- [133] M. Ave, L. Cazon, J. Cronin, F. Ionita, J. de Mello Neto, A. Olinto, V. Pavlidou, F. Schmidt, and B. Siffert. Anisotropy of the Highest-Energy Auger Events. *Internal Auger Note*, (076), 2007. 38
- [134] The Pierre AUGER Collaboration. Anisotropy studies around the galactic centre at EeV energies with the Auger Observatory. *Astroparticle Physics*, 27 :244–253, April 2007. 39
- [135] D. Harari for the Pierre Auger Collaboration. Search for correlation of UHECRs and BL Lacs in Pierre Auger Observatory data. *ArXiv e-prints*, 706, June 2007. 39
- [136] J. Abraham, P. Abreu, M. Aglietta, C. Aguirre, D. Allard, I. Allekotte, J. Allen, P. Allison, J. Alvarez-Muniz, M. Ambrosio, L. Anchordoqui, S. Andringa, A. Anzalone, C. Aramo, S. Argiro, K. Arisaka, E. Armengaud, F. Arneodo, F. Arqueros, T. Asch, H. Asorey, P. Assis, B. S. Atulugama, J. Aublin, M. Ave, G. Avila, T. Backer, D. Badagnani, A. F. Barbosa, D. Barnhill, S. L. C. Barroso, B. Baughman, P. Bauleo, J. J. Beatty, T. Beau, B. R. Becker, K. H. Becker, J. A. Bellido, S. BenZvi, C. Berat, T. Bergmann, P. Bernardini, X. Bertou, P. L. Biermann, P. Billoir, O. Blanch-Bigas, F. Blanco, P. Blasi, C. Bleve, H. Blumer, M. BohaCova, C. Bonifazi, R. Bonino, J. Brack, P. Brogueira, W. C. Brown, P. Buchholz, A. Bueno, R. E. Burton, N. G. Busca, K. S. Caballero-Mora, B. Cai, D. V. Camin, L. Caramete, R. Caruso, W. Carvalho, A. Castellina, O. Catalano, G. Cataldi, L. Cazon, R. Cester, J. Chauvin, A. Chiavassa, J. A. Chinellato, A. Chou, J. Chudoba, J. Chye, P. D. J. Clark, R. W. Clay, E. Colombo, R. Conceicao, B. Connolly, F. Contreras, J. Coppens, A. Cordier, U. Cotti, S. Coutu, C. E. Covault, A. Creusot, A. Criss, J. Cronin, A. Curutiu, S. Dagoret-Campagne, K. Daumiller, B. R. Dawson, R. M. de Almeida, C. De Donato, S. J. de Jong, G. De La Vega, W. J. M. de Mello Junior, J. R. T. de Mello Neto, I. De Mitri, V. de Souza, L. del Peral, O. Deligny, A. Della Selva, C. Delle Fratte, H. Dembinski, C. Di Giulio, J. C. Diaz, P. N. Diep, C. Dobrigkeit, J. C. D’Olivo, P. N. Dong, D. Dornic, A. Dorofeev, J. C. dos Anjos, M. T. Dova, D. D’Urso, I. Dutan, M. A. DuVernois, R. Engel, L. Epele, M. Erdmann, C. O. Escobar, A. Etchegoyen, P. Facal San Luis, H. Falcke, G. Farrar, A. C. Fauth, N. Fazzini, F. Ferrer, A. Ferrero, B. Fick, A. Filevich, A. FilipCiC, I. Fleck, C. E. Fracchiolla, W. Fulgione, B. Garcia, D. Garcia Gamez, D. Garcia-Pinto, X. Garrido, H. Geenen, G. Gelmini, H. Gemmeke, P. L. Ghia, M. Giller, H. Glass, M. S. Gold, G. Golup, F. Gomez Albarracin, M. Gomez Berisso, P. Goncalves, M. Goncalves do Amaral, D. Gonzalez, J. G. Gonzalez, M. Gonzalez, D. Gora, A. Gorgi, P. Gouffon, V. Grassi, A. F. Grillo, C. Grunfeld, Y. Guardincerri, F. Guarino, G. P. Guedes, J. Gutierrez, J. D. Hague, V. Halenka, J. C. Hamilton, P. Hansen, D. Harari, S. Harm-sma, J. L. Harton, A. Haungs, T. Hauschildt, M. D. Healy, T. Hebbeker, G. Hebrero, D. Heck, C. Hojvat, V. C. Holmes, P. Homola, J. R. Horandel, A. Horneffer, M. Hrabovsky, T. Huege, M. Hussain, M. Iarlori, A. Insolia, F. Ionita, A. Italiano, M. Kaducak, K. H. Kampert, T. Karova,

- P. Kasper, B. Kegl, B. Keilhauer, E. Kemp, R. M. Kieckhafer, H. O. Klages, M. Kleifges, J. Kleinfeller, R. Knapik, J. Knapp, D.-H. Koang, A. Krieger, O. Kromer, D. Kuempel, N. Kunka, A. Kusenko, G. La Rosa, C. Lachaud, B. L. Lago, D. Lebrun, P. Lebrun, J. Lee, M. A. Leigui de Oliveira, A. Letessier-Selvon, M. Leuthold, I. Lhenry-Yvon, R. Lopez, A. Lopez Aguera, J. Lozano Bahilo, A. Lucero, R. Luna Garcia, M. C. Maccarone, C. Macolino, S. Maldera, G. Mancarella, M. E. Mancenido, D. Mandat, P. Mantsch, A. G. Mariazzi, I. C. Maris, H. R. Marquez Falcon, D. Martello, J. Martinez, O. Martinez Bravo, H. J. Mathes, J. Matthews, J. A. J. Matthews, G. Matthiae, D. Maurizio, P. O. Mazur, T. McCauley, M. McEwen, R. R. McNeil, M. C. Medina, G. Medina-Tanco, D. Melo, E. Menichetti, A. Menschikov, C. Meurer, R. Meyhandan, M. I. Micheletti, G. Miele, W. Miller, S. Mollerach, M. Monasor, D. Monnier Ragaigne, F. Montanet, B. Morales, C. Morello, J. C. Moreno, C. Morris, M. Mostafa, M. A. Muller, R. Mussa, G. Navarra, J. L. Navarro, S. Navas, P. Necasal, L. Nellen, C. Newman-Holmes, D. Newton, P. T. Nhung, N. Nierstenhoefer, D. Nitz, D. Nosek, L. Nozka, J. Oehlschlager, T. Ohnuki, A. Olinto, V. M. Olmos-Gilbaja, M. Ortiz, F. Ortolani, S. Ostapchenko, L. Otero, N. Pacheco, D. Pakk Selmi-Dei, M. Palatka, J. Pallotta, G. Parente, E. Parizot, S. Parlati, S. Pastor, M. Patel, T. Paul, V. Pavlidou, K. Payet, M. Pech, J. Pekala, R. Pelayo, I. M. Pepe, L. Perrone, R. Pesce, S. Petrera, P. Petrinca, Y. Petrov, A. Pichel, R. Piegaia, T. Pierog, M. Pimenta, T. Pinto, V. Pirronello, O. Pisanti, M. Platino, J. Pochon, P. Privitera, M. Prouza, E. J. Quel, J. Rautenberg, A. Redondo, S. Reucroft, B. Revenu, F. A. S. Rezende, J. Ridky, S. Riggi, M. Risse, C. Riviere, V. Rizi, M. Roberts, C. Robledo, G. Rodriguez, J. Rodriguez Martino, J. Rodriguez Rojo, I. Rodriguez-Cabo, M. D. Rodriguez-Frias, G. Ros, J. Rosado, M. Roth, B. Rouille-d'Orfeuille, E. Roulet, A. C. Rovero, F. Salamida, H. Salazar, G. Salina, F. Sanchez, M. Santander, C. E. Santo, E. M. Santos, F. Sarazin, S. Sarkar, R. Sato, V. Scherini, H. Schieler, A. Schmidt, F. Schmidt, T. Schmidt, O. Scholten, P. Schovaneck, F. Schroeder, S. Schulte, F. Schussler, S. J. Sciutto, M. Scuderi, A. Segreto, D. Semikoz, M. Settimo, R. C. Shellard, I. Sidelnik, B. B. Siffert, G. Sigl, N. Smetniansky De Grande, A. Smialkowski, R. Smida, A. G. K. Smith, B. E. Smith, G. R. Snow, P. Sokolsky, P. Sommers, . Observation of the Suppression of the Flux of Cosmic Rays above  $4 \times 10^{19}$  eV. *Physical Review Letters*, 101(6) :061101, 2008. 39, 148
- [137] M. Roth for the Pierre Auger Collaboration. Measurement of the UHECR energy spectrum using data from the Surface Detector of the Pierre Auger Observatory. *ArXiv e-prints*, 706, June 2007. 39, 45
- [138] R. U. Abbasi, T. Abu-Zayyad, M. Allen, J. F. Amman, G. Archbold, K. Belov, J. W. Belz, S. Y. Ben Zvi, D. R. Bergman, S. A. Blake, O. A. Brusova, G. W. Burt, C. Cannon, Z. Cao, B. C. Connolly, W. Deng, Y. Fedorova, C. B. Finley, R. C. Gray, W. F. Hanlon, C. M. Hoffman, M. H. Holzschelter, G. Hughes, P. Hüntemeyer, B. F. Jones, C. C. H. Jui, K. Kim, M. A. Kirn, E. C. Loh, M. M. Maestas, N. Manago, L. J. Marek, K. Martens, J. A. J. Matthews, J. N. Matthews, S. A. Moore, A. O'Neill, C. A. Painter, L. Perera, K. Reil, R. Riehle, M. Roberts, D. Rodriguez, N. Sasaki, S. R. Schnetzer, L. M. Scott, G. Sinnis, J. D. Smith, P. Sokolsky, C. Song, R. W. Springer, B. T. Stokes, S. B. Thomas, J. R. Thomas, G. B. Thomson, D. Tupa, S. Westerhoff, L. R. Wiencke, X. Zhang, and A. Zech. First Observation of the Greisen-Zatsepin-Kuzmin Suppression. *Physical Review Letters*, 100(10) :101101–+, March 2008. 40, 45
- [139] [http://www.auger.org/technical\\_info/spectrum2008](http://www.auger.org/technical_info/spectrum2008). 40
- [140] M. Unger for the Pierre Auger Collaboration. Study of the Cosmic Ray Composition above 0.4 EeV using the Longitudinal Profiles of Showers observed at the Pierre Auger Observatory. *ArXiv e-prints*, 328 :614–+, July 2007. 41, 42, 148
- [141] Y. Fedorova for the HiRes Collaboration. Cosmic Rays Composition Measurements by the HiRes Stereo. *Presented at 30th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2007), Merida, Yucatan, Mexico, 3-11 Jul 2007*, pages 1236–+, July 2007. 41
- [142] The Pierre AUGER Collaboration. Upper limit on the cosmic-ray photon flux above  $10^{19}$  eV using the surface detector of the Pierre Auger Observatory. *Astroparticle Physics*, 29 :243–256, May 2008. 42, 43, 129

- [143] Ralph Engel, David Seckel, and Todor Stanev. Neutrinos from propagation of ultrahigh energy protons. *Phys. Rev. D*, 64(9) :093010, Oct 2001. 42, 43
- [144] D. Allard, M. Ave, N. Busca, M. A. Malkan, A. V. Olinto, E. Parizot, F. W. Stecker, and T. Yamamoto. Cosmogenic neutrinos from the propagation of ultrahigh energy nuclei. *Journal of Cosmology and Astro-Particle Physics*, 9 :5–+, September 2006. 42, 43
- [145] The Pierre AUGER Collaboration. Upper Limit on the Diffuse Flux of Ultrahigh Energy Tau Neutrinos from the Pierre Auger Observatory. *Physical Review Letters*, 100(21) :211101, 2008. 42, 43
- [146] D. Allard, N. G Busca, G. Decerprit, A. V. Olinto, and E. Parizot. Implications of the cosmic ray spectrum for the mass composition at the highest energies. *ArXiv e-prints*, 805, May 2008. 43, 148
- [147] voir 5<sup>th</sup> Fluorescence Workshop, El Escorial, Spain, 16.-20.9. 2007, à paraître dans *Nucl. Instr. Meth. A*. 43
- [148] R. U. Abbasi, T. Abu-Zayyad, M. Allen, J. F. Amman, G. Archbold, K. Belov, J. W. Belz, S. Y. BenZvi, D. R. Bergman, S. A. Blake, J. H. Boyer, O. A. Brusova, G. W. Burt, C. Cannon, Z. Cao, W. Deng, Y. Fedorova, J. Findlay, C. B. Finley, R. C. Gray, W. F. Hanlon, C. M. Hoffman, M. H. Holzscheiter, G. Hughes, P. Huntemeyer, D. Ivanov, B. F Jones, C. C. H. Jui, K. Kim, M. A. Kirn, B. C. Knapp, E. C. Loh, M. M. Maestas, N. Manago, E. J. Mannel, L. J. Marek, K. Martens, J. N. Matthews, S. A. Moore, A. O'Neill, C. A. Painter, L. Perera, K. Reil, R. Riehle, M. D. Roberts, D. R. N. Sasaki, S. R. Schnetzer, L. M. Scott, M. Seman, G. Sinnis, J. D. Smith, R. Snow, P. Sokolsky, C. Song, R. W. Springer, B. T. Stokes, S. R. Stratton, J. R. Thomas, S. B. Thomas, G. B. Thomson, D. Tupa, L. R. Wiencke, A. Zech, and X. Zhang. Search for Correlations between HiRes Stereo Events and Active Galactic Nuclei. *ArXiv e-prints*, 804, April 2008. 44, 64
- [149] D. Harari, S. Mollerach, and E. Roulet. On the ultrahigh energy cosmic ray horizon. *Journal of Cosmology and Astro-Particle Physics*, 11 :12–+, November 2006. 44
- [150] T. Wibig and A. W. Wolfendale. Heavy Cosmic Ray Nuclei from Extragalactic Sources above 'The Ankle'. *ArXiv e-prints*, 712, December 2007. 44, 148, 196
- [151] P. Billoir and O. Blanch Bigas. About a possible muon excess in real data compared to simulations. *Internal Auger Note*, (055), 2006. 44, 141
- [152] R. Engel and for the Pierre Auger Collaboration. Test of hadronic interaction models with data from the Pierre Auger Observatory. *ArXiv e-prints*, 706, June 2007.
- [153] R. Ulrich, J. Blümer, R. Engel, F. Schüssler, and M. Unger. On the measurement of the proton-air cross section using longitudinal shower profiles. *Nuclear Physics B Proceedings Supplements*, 175 :121–124, January 2008. 44
- [154] K.-H. Kampert. Ultra High-Energy Cosmic Ray Observations. *ArXiv e-prints*, 801, January 2008. 45
- [155] A. A. Watson. Observations of ultra-high energy cosmic rays. *Journal of Physics Conference Series*, 39 :365–371, May 2006. 45
- [156] A. V. Glushkov and M. I. Pravdin. Energy spectrum and anisotropy of cosmic rays with  $E_0 \geq 10^{17}$  eV from Yakutsk EAS array data. *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 101 :88–97, July 2005. 45
- [157] AGASA experiment. <http://www-akeno.icrr.u-tokyo.ac.jp/AGASA>. 45
- [158] D. R. Bergman for the HiRes Collaboration. Observation of the GZK Cutoff by the HiRes Experiment. *Presented at 30th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2007), Merida, Yucatan, Mexico, 3-11 Jul 2007*, pages 1128–+, July 2007. 45

- [159] B. T. Stokes for the HiRes Collaboration. HiRes Stereo and Monocular Spectra. *Presented at 30th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2007), Merida, Yucatan, Mexico, 3-11 Jul 2007*, pages 1146–+, July 2007. 45
- [160] W. Hanlon for the HiRes Collaboration. Stereo Reconstruction at HiRes. *Presented at 30th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2007), Merida, Yucatan, Mexico, 3-11 Jul 2007*, pages 1247–+, July 2007. 45
- [161] P. Sokolsky and G. B. Thomson. TOPICAL REVIEW : Highest energy cosmic-rays and results from the HiRes experiment. *Journal of Physics G Nuclear Physics*, 34 :401–+, November 2007. 45
- [162] M. Fukushima for the Telescope Array Collaboration. Status and Prospect of Telescope Array (TA) Experiment. *Presented at 30th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2007), Merida, Yucatan, Mexico, 3-11 Jul 2007*, pages 955–+, July 2007. 45
- [163] H. Kawai, S. Yoshida, H. Yoshii, K. Tanaka, F. Cohen, M. Fukushima, N. Hayashida, K. Hiyama, D. Ikeda, E. Kido, Y. Kondo, T. Nonaka, M. Ohnishi, H. Ohoka, S. Ozawa, H. Sagawa, N. Sakurai, T. Shibata, H. Shimodaira, M. Takeda, A. Taketa, M. Takita, H. Tokuno, R. Torii, S. Udo, Y. Yamakawa, H. Fujii, T. Matsuda, M. Tanaka, H. Yamaoka, K. Hibino, T. Benno, K. Doura, M. Chikawa, T. Nakamura, M. Teshima, K. Kadota, Y. Uchihori, K. Hayashi, Y. Hayashi, S. Kawakami, T. Matsuyama, M. Minamino, S. Ogio, A. Ohshima, T. Okuda, N. Shimizu, H. Tanaka, D. R. Bergman, G. Hughes, S. Stratton, G. B. Thomson, A. Endo, N. Inoue, S. Kawana, Y. Wada, K. Kasahara, R. Azuma, T. Iguchi, F. Kakimoto, S. Machida, K. Misumi, Y. Murano, Y. Tameda, Y. Tsunesada, J. Chiba, K. Miyata, T. Abu-Zayyad, J. W. Belz, R. Cady, Z. Cao, P. Huentemeyer, C. C. H. Jui, K. Martens, J. N. Matthews, M. Mostofa, J. D. Smith, P. Sokolsky, R. W. Springer, J. R. Thomas, S. B. Thomas, L. R. Wiencke, T. Doyle, M. J. Taylor, V. B. Wickwar, T. D. Wilkerson, K. Hashimoto, K. Honda, K. Ikuta, T. Ishii, T. Kanbe, and T. Tomida. Telescope Array Experiment. *Nuclear Physics B Proceedings Supplements*, 175 :221–226, January 2008. 45
- [164] G. Pelletier. Fermi Acceleration of Astroparticles. In M. Lemoine and G. Sigl, editors, *Physics and Astrophysics of Ultra-High-Energy Cosmic Rays*, volume 576 of *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, pages 58–+, 2001. 48, 50
- [165] E. Parizot. *Accélération des particules : les mécanismes de Fermi*. École thématique du CNRS - Goutelas. 2003. 48, 49, 50
- [166] F. M. Rieger, V. Bosch-Ramon, and P. Duffy. Fermi acceleration in astrophysical jets. *Ap&SS*, 309 :119–125, June 2007. 48
- [167] F. Casse. *Du lancement de jets MHD aux rayons cosmiques : la fonction de turbulence magnétique*. PhD thesis, 2001. 48
- [168] R. J. Protheroe and R. W. Clay. Ultra High Energy Cosmic Rays. *Publications of the Astronomical Society of Australia*, 21 :1–22, 2004. 51
- [169] A. M. Hillas. The Origin of Ultra-High-Energy Cosmic Rays. *ARA&A*, 22 :425–444, 1984. 52, 53
- [170] C. A. Norman, D. B. Melrose, and A. Achterberg. The Origin of Cosmic Rays above  $10^{18.5}$  eV. *ApJ*, 454 :60–+, November 1995. 54
- [171] B. Rudak. Rotation Powered Pulsars as Sources of High-Energy Particles. In M. Lemoine and G. Sigl, editors, *Physics and Astrophysics of Ultra-High-Energy Cosmic Rays*, volume 576 of *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, pages 90–+, 2001. 55
- [172] R. W. Klebesadel, I. B. Strong, and R. A. Olson. Observations of Gamma-Ray Bursts of Cosmic Origin. *ApJ Lett.*, 182 :L85+, June 1973. 55

- [173] W. S. Paciesas, C. A. Meegan, G. N. Pendleton, M. S. Briggs, C. Kouveliotou, T. M. Koshut, J. P. Lestrade, M. L. McCollough, J. J. Brainerd, J. Hakkila, W. Henze, R. D. Preece, V. Connaughton, R. M. Kippen, R. S. Mallozzi, G. J. Fishman, G. A. Richardson, and M. Sahi. The Fourth BATSE Gamma-Ray Burst Catalog (Revised). 122 :465–495, June 1999. 55
- [174] E. Costa, F. Frontera, J. Heise, M. Feroci, J. in't Zand, F. Fiore, M. N. Cinti, D. Dal Fiume, L. Nicastro, M. Orlandini, E. Palazzi, M. Rapisarda#, G. Zavattini, R. Jager, A. Parmar, A. Owens, S. Molendi, G. Cusumano, M. C. MacCarone, S. Giarrusso, A. Coletta, L. A. Antonelli, P. Giommi, J. M. Muller, L. Piro, and R. C. Butler. Discovery of an X-ray afterglow associated with the  $\gamma$ -ray burst of 28 February 1997. *Nat*, 387 :783–785, June 1997. 55
- [175] F. Daigne. Les sursauts gamma : interprétation physique et utilisation pour la cosmologie. *Mémoire d'habilitation à diriger des recherches*, December 2007. 56
- [176] R. J. Nemiroff. A Century of Gamma-Ray Burst Models. In G. J. Fishman, editor, *Gamma-Ray Bursts*, volume 307 of *American Institute of Physics Conference Series*, pages 730–+, 1994. 55
- [177] B. Paczynski. Gamma-ray bursters at cosmological distances. *ApJ Lett.*, 308 :L43–L46, September 1986. 55
- [178] J. Goodman. Are gamma-ray bursts optically thick? *ApJ Lett.*, 308 :L47–L50, September 1986. 55
- [179] M. J. Rees and P. Meszaros. Unsteady outflow models for cosmological gamma-ray bursts. *ApJ Lett.*, 430 :L93–L96, August 1994. 56
- [180] P. Meszaros and M. J. Rees. Optical and Long-Wavelength Afterglow from Gamma-Ray Bursts. *ApJ*, 476 :232–+, February 1997. 57
- [181] R. Sari and T. Piran. Predictions for the Very Early Afterglow and the Optical Flash. *ApJ*, 520 :641–649, August 1999. 57
- [182] E. Waxman. Cosmological Gamma-Ray Bursts and the Highest Energy Cosmic Rays. *Physical Review Letters*, 75 :386–389, July 1995. 57
- [183] J. Bednarz and M. Ostrowski. Efficiency of cosmic ray reflections from an ultrarelativistic shock wave. *MNRAS*, 310 :L11–L13, November 1999. 57
- [184] Y. A. Gallant and A. Achterberg. Ultra-high-energy cosmic ray acceleration by relativistic blast waves. *MNRAS*, 305 :L6–L10, May 1999. 57
- [185] M. Lemoine. *Théorie du rayonnement cosmique UHE*. École thématique du CNRS - Goutelas. 2003. 57
- [186] F. Aharonian, A. G. Akhperjanian, A. R. Bazer-Bachi, M. Beilicke, W. Benbow, D. Berge, K. Bernlöhr, C. Boisson, O. Bolz, V. Borrel, I. Braun, F. Breitling, A. M. Brown, P. M. Chadwick, L.-M. Chounet, R. Cornils, L. Costamante, B. Degrange, H. J. Dickinson, A. Djannati-Ataï, L. O'C. Drury, G. Dubus, D. Emmanoulopoulos, P. Espigat, F. Feinstein, G. Fontaine, Y. Fuchs, S. Funk, Y. A. Gallant, B. Giebels, J. F. Glicenstein, P. Goret, C. Hadjichristidis, D. Hauser, M. Hauser, G. Heinzlmann, G. Henri, G. Hermann, J. A. Hinton, W. Hofmann, M. Holleran, D. Horns, A. Jacholkowska, O. C. de Jager, B. Khélifi, S. Klages, N. Komin, A. Konopelko, I. J. Latham, R. Le Gallou, A. Lemièrre, M. Lemoine-Goumard, T. Lohse, J. M. Martin, O. Martineau-Huynh, A. Marcowith, C. Masterson, T. J. L. McComb, M. de Naurois, D. Nedbal, S. J. Nolan, A. Noutsos, K. J. Orford, J. L. Osborne, M. Ouchrif, M. Panter, G. Pelletier, S. Pita, G. Pühlhofer, M. Punch, B. C. Raubenheimer, M. Raue, S. M. Rayner, A. Reimer, O. Reimer, J. Ripken, L. Rob, L. Rolland, G. Rowell, V. Sahakian, L. Saugé, S. Schlenker, R. Schlickeiser, C. Schuster, U. Schwanke, M. Siewert, H. Sol, D. Spangler, R. Steenkamp, C. Stegmann, G. Superina, J.-P. Tavernet, R. Terrier, C. G. Théoret, M. Tluczykont, C. van Eldik, G. Vasileiadis, C. Venter, P. Vincent, H. J. Völk, and S. J. Wagner. A detailed spectral and morphological study of the gamma-ray supernova remnant RX J1713.7-3946 with HESS. *A&A*, 449 :223–242, April 2006. 58



- [187] A. Marcowith. *Les noyaux actifs de galaxie et le rayonnement cosmique*. École thématique du CNRS - Goutelas. 2003. 59, 63, 69
- [188] C. Urry. AGN Unification : An Update. In G. T. Richards and P. B. Hall, editors, *AGN Physics with the Sloan Digital Sky Survey*, volume 311 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, pages 49–+, June 2004. 60, 61
- [189] B. L. Fanaroff and J. M. Riley. The morphology of extragalactic radio sources of high and low luminosity. *MNRAS*, 167 :31P–36P, May 1974. 60
- [190] A. Ferrari. Modeling Extragalactic Jets. *ARA&A*, 36 :539–598, 1998. 63
- [191] I. Zaw, G. R. Farrar, and J. E. Greene. Galaxies Correlating with Ultra-high Energy Cosmic Rays. *ArXiv e-prints*, 806, June 2008. 64
- [192] I. V. Moskalenko, L. Stawarz, T. A. Porter, and C. C. Cheung. On the Possible Association of Ultra High Energy Cosmic Rays with Nearby Active Galaxies. *ArXiv e-prints*, 805, May 2008. 64
- [193] G. R. Farrar and A. Gruzinov. Giant AGN Flares and Cosmic Ray Bursts. *ArXiv e-prints*, 802, February 2008. 64, 71
- [194] P. L. Biermann and P. A. Strittmatter. Synchrotron emission from shock waves in active galactic nuclei. *ApJ*, 322 :643–649, November 1987. 65, 68
- [195] H. C. Spruit. Stationary shocks in accretion disks. *A&A*, 184 :173–184, October 1987. 66
- [196] C. D. Dermer, J. A. Miller, and H. Li. Stochastic Particle Acceleration near Accreting Black Holes. *ApJ*, 456 :106–+, January 1996. 66
- [197] F. Haardt, L. Maraschi, and G. Ghisellini. A model for the X-ray and ultraviolet emission from Seyfert galaxies and galactic black holes. *ApJ Lett.*, 432 :L95–L99, September 1994. 66
- [198] M. C. Begelman, B. Rudak, and M. Sikora. Consequences of relativistic proton injection in active galactic nuclei. *ApJ*, 362 :38–51, October 1990. 66
- [199] R. J. Protheroe and A. P. Szabo. High energy cosmic rays from active galactic nuclei. *Physical Review Letters*, 69 :2885–2888, November 1992. 67
- [200] K. Mannheim. The proton blazar. 269 :67–76, March 1993. 67
- [201] R. D. Blandford and A. Konigl. Relativistic jets as compact radio sources. *ApJ*, 232 :34–48, August 1979. 67, 68
- [202] N. S. Kardashev. Nonstationarity of Spectra of Young Sources of Nonthermal Radio Emission. *Soviet Astronomy*, 6 :317–+, December 1962. 68
- [203] J. P. Rachen and P. L. Biermann. Extragalactic Ultra-High Energy Cosmic-Rays - Part One - Contribution from Hot Spots in Fr-II Radio Galaxies. 272 :161–+, May 1993. 68, 69
- [204] E. Parizot and D. Allard. Heavy primaries? *Pierre Auger Collaboration Meeting, Lamar*, May 2008. 70
- [205] M. Unger. Status and Systematics of the Elongation Rate Measurement. *Pierre Auger Collaboration Meeting, Makargüe*, February 2008. 70
- [206] C. Bonifazi and P. L. Ghia. Selection of data periods and calculation of the sd geometrical acceptance. *Internal Auger Note*, (101), 2006. 71
- [207] L. J. Bain and M. Engelhardt. *Introduction to probability and mathematical statistics*. The Duxbury Advanced Series in Statistics and Decision Science, second edition. 71

- [208] J. Alvarez-Muñiz, R. Engel, T. K. Gaisser, J. A. Ortiz, and T. Stanev. Hybrid simulations of extensive air showers. *Phys. Rev. D*, 66(3) :033011–+, August 2002. 76, 77, 78
- [209] International Organization for Standardization. *ISO 2533 :1975*. 2007. 76
- [210] A. J. Krueger and R. A. Minzner. A mid-latitude ozone model for the 1976 U.S. standard atmosphere. *J. Geophys. Res.*, 81 :4477–4481, August 1976. 76, 77
- [211] R. Engel, T. K. Gaisser, and T. Stanev. In *International Cosmic Ray Conference*, International Cosmic Ray Conference, pages 431–+, 2001. 77
- [212] J. Benecke and et al. Rapidity Gap Separation and Study of Single Diffraction Dissociation in p p Collisions at 12-GeV/c and 24-GeV/c. *Nucl. Phys.*, B76 :29–47, 1974. 78
- [213] W. M. Morse et al. pi+ p, K+ p and p p Topological Cross-Sections and Inclusive Interactions at 100-GeV Using a Hybrid Bubble Chamber-Spark Chamber System and a Tagged Beam. *Phys. Rev.*, D15 :66, 1977. 78
- [214] A. Breakstone et al. Charged Multiplicity Distribution in p p Interactions at ISR Energies. *Phys. Rev.*, D30 :528, 1984. 78
- [215] G. J. Alner et al. Scaling Violations in Multiplicity Distributions at 200- GeV and 900-GeV. *Phys. Lett.*, B167 :476, 1986. 78
- [216] R. E. Ansorge et al. Charged Particle Multiplicity Distributions at 200-GeV and 900-GeV Center-Of-Mass Energy. *Z. Phys.*, C43 :357, 1989. 78
- [217] T Pierog. Muon Production and High Energy Hadronic Interactions. *Malgüe Meeting*, November 2006. 82
- [218] NA61 Collaboration : Andras Laszlo. Na61/Shine at the CERN SPS. *ArXiv e-prints*, 709, September 2007. 85, 90
- [219] J. Matthews. A Heitler model of extensive air showers. *Astroparticle Physics*, 22 :387–397, January 2005. 90
- [220] S. Ranchon and M. Urban. Response of a Pierre Auger Observatory surface detector to MeV electrons and GeV muons. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 538 :483–495, February 2005. 95
- [221] D. Dornic, F. Arneodo, I. Lhenry-Yvon, X. Bertou, C. Bonifazi, P. Ghia, C. Grunfeld, and T. Suomijarvi. Calibration Analysis : CAPISA data. *Internal Auger Note*, (101), 2005. 95
- [222] S. Dagoret-Campagne. The SDSim User Guide. *Internal Auger Note*, (072), 2002. 95, 121, 131
- [223] A. Creusot and D. Veberič. Towards more realistic tank simulation. *Internal Auger Note*, (073), 2007. 95
- [224] A. Creusot and D. Veberič. Time structure of the vertical muon signal. *Internal Auger Note*, (010), 2008. 95, 101
- [225] D. E. Groom, N. V. Mokhov, and S. I. Striganov. Muon Stopping Power and Range Tables 10 MeV-100 TeV. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 78 :183–356, July 2001. 98
- [226] B. Kégl, X. Garrido, S. Dagoret-Campagne, and M. Urban. Counting Muons and Estimating the Primary Composition using a Bayesian Approach. *Internal Auger Note*, 2008. publiée prochainement. 100, 126, 137, 138
- [227] B. Kégl and D. Veberič. Single Muon Response of an Auger Tank. *Internal Auger Note*, (00), 2008. 100, 101
- [228] T. K. Gaisser. *Cosmic Rays and Particle Physics*. Cambridge University Press, 1999. 102

- [229] B. Alper et al. Production Spectra of  $\pi^{+-}$ ,  $K^{+-}$ ,  $\rho^{+-}$  at Large Angles in Proton Proton Collisions in the CERN Intersecting Storage Rings. *Nucl. Phys.*, B100 :237, 1975. 105, 135
- [230] S. Fredriksson, G. Eilam, G. Berlad, and L. Bergstrom. High-Energy Collisions with Atomic Nuclei. Part 1. *Phys. Rept.*, 144 :187, 1987. 105, 135
- [231] G. Navarra. On the SD energy estimator. *Internal Auger Note*, (043), 2006. 123
- [232] L. Cazón, R. A. Vázquez, A. A. Watson, and E. Zas. Time structure of muonic showers. *Astroparticle Physics*, 21 :71–86, April 2004. 125, 126
- [233] D. Pham and P. Darriulat. 2008. note interne. 125
- [234] A. Castellina and G. Navarra. The muon/em ratio and the SD energy scale. *Internal Auger Note*, (126), 2007. 125, 142, 144
- [235] S. Agostinelli et al. GEANT4 : A simulation toolkit. *Nucl. Instrum. Meth.*, A506 :250–303, 2003. 131
- [236] T. Mc Cauley and T. Paul. GEANT4 Simulation of the Surface Detectors. *Internal Auger Note*, (055), 2000. 131
- [237] L. Lodygensky. Contribution aux infrastructures de calcul global : délégation inter plates-formes, intégration de services standards et application à la physique des hautes énergies. 2007. <http://www.xtremweb.net/>. 131
- [238] T. Abu-Zayyad, K. Belov, D. J. Bird, J. Boyer, Z. Cao, M. Catanese, G. F. Chen, R. W. Clay, C. E. Covault, J. W. Cronin, H. Y. Dai, B. R. Dawson, J. W. Elbert, B. E. Fick, L. F. Fortson, J. W. Fowler, K. G. Gibbs, M. A. K. Glasmacher, K. D. Green, Y. Ho, A. Huang, C. C. Jui, M. J. Kidd, D. B. Kieda, B. C. Knapp, S. Ko, C. G. Larsen, W. Lee, E. C. Loh, E. J. Mannel, J. Matthews, J. N. Matthews, B. J. Newport, D. F. Nitz, R. A. Ong, K. M. Simpson, J. D. Smith, D. Sinclair, P. Sokolsky, P. Sommers, C. Song, J. K. K. Tang, S. B. Thomas, J. C. van der Velde, L. R. Wiencke, C. R. Wilkinson, S. Yoshida, and X. Z. Zhang. A Multi-Component Measurement of the Cosmic Ray Composition Between  $10^{17}$  eV and  $10^{18}$  eV. *ArXiv Astrophysics e-prints*, November 1999. 133, 139, 141
- [239] M. Teshima, K. Shinozaki, M. Chikawa, M. Fukushima, N. Hayashida, K. Honda, N. Inoue, K. Kadota, F. Kakimoto, K. Kamata, S. Kawaguchi, S. Kawakami, Y. Kawasaki, N. Kawasumi, K. Mase, S. Mizobuchi, M. Nagano, H. Ohoka, S. Osone, N. Sakaki, N. Sakurai, M. Sasaki, M. Sasano, H. M. Shimizu, M. Takeda, M. Teshima, R. Torii, I. Tsushima, Y. Uchihori, T. Yamamoto, S. Yoshida, and H. Yoshii. Chemical Composition of Ultra-High Energy Cosmic Rays Observed by AGASA. In *International Cosmic Ray Conference*, pages 401–+, July 2003. 133, 139, 140, 141
- [240] N. Hayashida, K. Honda, M. Honda, S. Imaizumi, N. Inoue, K. Kadota, F. Kakimoto, K. Kamata, S. Kawaguchi, N. Kawasumi, Y. Matsubara, K. Murakami, M. Nagano, H. Ohoka, M. Takeda, M. Teshima, I. Tsushima, S. Yoshida, and H. Yoshii. Muons ( $\geq 1$  GeV) in large extensive air showers of energies between  $10^{16.5}$  eV and  $10^{19.5}$  eV observed at Akeno. *Journal of Physics G Nuclear Physics*, 21 :1101–1119, August 1995. 133, 134
- [241] T. Bayes. *An Essay towards solving a Problem in the Doctrine of Chances*. Philosophical Transactions of the Royal Society of London, London, 1763, 53. 138
- [242] N. Metropolis, A. W. Rosenbluth, M. N. Rosenbluth, A. H. Teller, and E. Teller. Equation of State Calculations by Fast Computing Machines. *J. Chem. Phys.*, 21 :1087–1092, June 1953. 138, 139
- [243] W. K. Hastings. Monte Carlo sampling methods using Markov chains and their applications. *Biometrika*, 57(1) :97–109, 1970. 138, 139

- [244] C.P. Robert and G. Casella. *Monte Carlo Statistical Methods*. Springer-Verlag, New York, 2004. 138
- [245] J.-M. Marin and C.P. Robert. *Bayesian Core : A Practical Approach to Computational Bayesian Statistics*. Springer-Verlag, New York, 2007.
- [246] W.R. Gilks, S. Richardson, and D. Spiegelhalter, editors. *Markov Chain Monte Carlo in Practice*. Chapman & Hall, 1996. 138
- [247] F. Schmidt, M. Ave, L. Cazon, and A. Chou. A Model-Independent Method of Determining Energy Scale and Muon Number in Cosmic Ray Surface Detectors. *ArXiv e-prints*, 712, December 2007. 139, 142
- [248] M. Ave, N. Busca, L. Cazon, F. Schmidt, and T. Yamamoto. Determining the SD Energy Scale and Number of Muons Using Air Shower Universality. *Internal Auger Note*, (021), 2007. 139, 141, 142
- [249] Pierre Auger Collaboration : A. Etchegoyen. AMIGA, Auger Muons and Infill for the Ground Array. *ArXiv e-prints*, 710, October 2007. 140
- [250] H. O. Klages and Pierre AUGER Collaboration. Enhancement Telescopes for the Pierre Auger Southern Observatory in Argentina. *Astronomische Nachrichten*, 328 :603–+, July 2007. 140
- [251] A. Borione et al. A Large air shower array to search for astrophysical sources emitting gamma-rays with energies  $\geq 10^{14}$ -eV. *Nucl. Instrum. Meth.*, A346 :329–352, 1994. 140
- [252] D. Sinclair. A muon detector for a large air shower array. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 278 :583–584, June 1989. 140
- [253] J. W. Cronin. Extraction of Muon Information from the Water Tank. *Internal Auger Note*, (015), 1995. 141
- [254] A. Chou. Counting Muons via FADC Statistics. *Internal Auger Note*, (057), 2004. 141
- [255] G. Maurin and J. Lamblin. New parameter for iron, proton and photon discrimination using FADC traces. *Internal Auger Note*, (071), 2004.
- [256] P. Billoir. Estimation of muon component in showers from peak counting in Surface Detector FADC traces. *Internal Auger Note*, (086), 2005. 142
- [257] M. D. Healy, K. Arisaka, D. Barnhill, J. Lee, T. Ohnuki, and A. Tripathi. Applying the Constant Intensity Cut to Determine Composition, Energy, and Muon Richness. *Internal Auger Note*, (020), 2006. 141
- [258] X. Garrido, A. Cordier, S. Dagoret-Campagne, B. Kégl, D. Monnier-Ragaigne, and M. Urban. Measurement of the number of muons in Auger tanks by the FADC jump counting method. *Internal Auger Note*, (070), 2006. 141
- [259] F. Schmidt. Update on the universality-based number of muons in Auger data. *Pierre Auger Collaboration Meeting, Lamar*, May 2008. 142, 148
- [260] M. Unger, R. Engel, F. Schussler, and R. Ulrich. Measurement of the average  $X_{\max}$  as a function of energy. *Internal Auger Note*, (005), 2007. 143
- [261] V. N. Gribov. A Reggeon Diagram Technique. *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 26 :414–+, February 1968. 144
- [262] S. Ostapchenko. On the re-summation of enhanced pomeron diagrams. *Physics Letters B*, 636 :40–45, April 2006. 144
- [263] S. Ostapchenko. Nonlinear screening effects in high energy hadronic interactions. *Phys. Rev. D*, 74(1) :014026–+, July 2006. 144

- [264] N. L. Grigorov. *Proceedings of the 9th International Cosmic Ray Conference, 1965. London*, 860. 151
- [265] R. M. Ulrich. Measurement of the proton-air cross section using hybrid data of the Pierre Auger Observatory. *Thèse de doctorat*, 2008. 151, 152, 153, 154, 155, 156, 162, 166, 171
- [266] M. Honda, M. Nagano, S. Tonwar, K. Kasahara, T. Hara, N. Hayashida, Y. Matsubara, M. Teshima, and S. Yoshida. Inelastic cross section for p-air collisions from air shower experiments and total cross section for p-p collisions up to  $\sqrt{s} = 24$  TeV. *Physical Review Letters*, 70 :525–528, February 1993. 151, 154, 161, 162, 163
- [267] M. Aglietta, B. Alessandro, P. Antonioli, F. Arneodo, L. Bergamasco, M. Bertaina, C. Castagnoli, A. Castellina, A. Chiavassa, G. Cini Castagnoli, B. D’Ettorre Piazzoli, G. di Sciascio, W. Fulgione, P. Galeotti, P. L. Ghia, A. Lima de Godoi, M. Iacovacci, G. Mannocchi, C. Morello, G. Navarra, O. Saavedra, G. C. Trinchero, P. Vallania, S. Vernetto, and C. Vigorito. The proton attenuation length and the p-air inelastic cross section at  $\sqrt{s} \sim 2$  TeV from EAS-TOP. *Nuclear Physics B Proceedings Supplements*, 75 :222–224, March 1999. 151, 154, 161, 162, 163
- [268] H. H. Mielke, M. Foeller, J. Engler, and J. Knapp. Cosmic ray hadron flux at sea level up to 15-TeV. *J. Phys.*, G20 :637–649, 1994. 151, 162, 163
- [269] G. B. Yodh, Y. Pal, and J. S. Trefil. Evidence for rapidly rising p-p total cross-section from cosmic ray data. *Phys. Rev. Lett.*, 28 :1005–1008, 1972. 151, 162, 163
- [270] N. L. Grigorov, V. E. Nesterov, I. D. Rapoport, I. A. Savenko, and G. A. Skuridin. Investigation of energy spectrum of primary cosmic particles with high and superhigh energies of space stations \*proton\*. *Yad. Fiz.*, 11 :1058–1069, 1970. 152
- [271] V. A. Derbina et al. Cosmic-ray spectra and composition in the energy range of 10-TeV - 1000-TeV per particle obtained by the RUNJOB experiment. *Astrophys. J.*, 628 :L41–L44, 2005. 152
- [272] R. W. Ellsworth, T. K. Gaisser, T. Stanev, and G. B. Yodh. Ultrahigh-energy cross section from study of longitudinal development of air showers. *Phys. Rev. D*, 26 :336–339, July 1982. 154
- [273] R. M. Baltrusaitis, G. L. Cassiday, J. W. Elbert, P. R. Gerhardy, S. Ko, E. C. Loh, Y. Mizumoto, P. Sokolsky, and D. Steck. Total proton-proton cross section at  $\sqrt{s} = 30$  TeV. *Physical Review Letters*, 52 :1380–1383, April 1984. 154, 162, 163
- [274] High Resolution Fly’s Eye (HIRES) Collaboration. p-air cross-section measurement at  $10^{18.5}$  eV. *Nuclear Physics B Proceedings Supplements*, 151 :197–204, January 2006. 154, 162, 163
- [275] R. Ulrich, J. Blümer, R. Engel, F. Schüssler, and M. Unger. Measuring the proton-air cross section from longitudinal air shower profiles. *Astronomische Nachrichten*, 328 :617–+, July 2007. 154
- [276] T. Hara, Y. Hatano, N. Hayashida, M. Honda, K. Kamata, K. Kasahara, T. Kifune, Y. Mizumoto, M. Nagano, and G. Tanahashi. Inelastic p-air cross section at energies between 10,000-1,000,000 TeV estimated from air-shower experiments. *Physical Review Letters*, 50 :2058–2061, June 1983. 154
- [277] S. P. Knurenko. Longitudinal EAS Development at  $E_0 = 10^{18} - 3 \times 10^{19}$  eV and the QGSJET Model. In *International Cosmic Ray Conference*, volume 1 of *International Cosmic Ray Conference*, pages 372–+, 1999. 162, 163, 166
- [278] C. W. Ramsauer. Über den Wirkungsquerschnitt der Gasmoleküle gegenüber langsamen Elektronen. *Ann. Phys. (Leipzig)*, 64 :513–540, 1921. 164, 165, 173
- [279] J. S. Townsend and V. A. Bailey. The motion of Electrons in Argon. *Philosophical Magazine*, 43 :593–600, 1921. 164
- [280] N. F. Mott and H. S. W. Massey. *The Theory of Atomic Collisions*. Oxford University Press edition, 1933. 164

- [281] G. P. Karwasz. Positrons — an alternative probe to electron scattering. *European Physical Journal D*, 35 :267–278, August 2005. 165
- [282] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu, and F. Laloë. *Mécanique quantique vol. I and II*. Collection Enseignement des sciences, Paris (1973) ISBN 2-7056-5733-9. 165
- [283] D. Bohm. *Quantum Theory*. New York : Prentice Hall. edition, 1951. ISBN 0-486-65969-0. 165
- [284] R. S. Grace, W. M. Pope, D. L. Johnson, and J. G. Skofronick. Ramsauer-Townsend effect in the total cross section of  $^4\text{He} + ^4\text{He}$  and  $^3\text{He} + ^3\text{He}$ . *Phys. Rev. A*, 14(3) :1006–1008, Sep 1976. 165
- [285] S. Fernbach, R. Serber, and T. B. Taylor. The Scattering of High Energy Neutrons by Nuclei. *Phys. Rev.*, 75(9) :1352–1355, May 1949. 165
- [286] J. D. Lawson. A Diffraction Effect Illustrating the Transparency of Nuclei to High. Energy Neutrons. 44, 1953.
- [287] J. M. Peterson. Neutron Giant Resonances - Nuclear Ramsauer Effect. *Phys. Rev.*, 125(3) :955–963, Feb 1962. 165, 169
- [288] R. W. Finlay, W. P. Abfalterer, G. Fink, E. Montei, T. Adami, P. W. Lisowski, G. L. Morgan, and R. C. Haight. Neutron total cross sections at intermediate energies. *Phys. Rev. C*, 47(1) :237–247, Jan 1993.
- [289] R. W. Bauer, J. D. Anderson, S. M. Grimes, and V. A. Madsen. Application of Simple Ramsauer Model to Neutron Total Cross Sections. International conference on nuclear data for science and technology, Trieste (Italy), 19-24 May 1997.
- [290] S. S. V. Surya Narayan, Rajesh S. Gowda, and S. Ganesan. Empirical Estimates of the Neutron-Nucleus Scattering Cross Sections. 2004. 165, 166
- [291] K. V. Shajesh. Eikonal Approximation. 2004.  
<http://www.nhn.ou.edu/shajesh/eikonal/>. 166
- [292] E Feenberg. The Scattering of Slow Electrons by Neutral Atoms. *Phys. Rev.*, 40(1) :40–54, Apr 1932. 166
- [293] P. V. R. Murthy, C. A. Ayre, H. R. Gustafson, L. W. Jones, and M. J. Longo. Neutron total cross sections on nuclei at Fermilab energies. *Nuclear Physics B*, 92 :269–308, June 1975. 169
- [294] S. Bethke. Jet Physics at LEP and World Summary of  $\alpha_S$ . *ArXiv High Energy Physics - Experiment e-prints*, December 1998. 176
- [295] W. Marciano and H. Pagels. Quantum chromodynamics. *Physics Reports*, 36 :137–276, February 1978. 170
- [296] A. A. Watson and J. G. Wilson. Fluctuation studies of large air showers - the composition of primary cosmic ray particles of energy  $e(p)$  approx. equal  $10^{18}$  eV. *J. Phys.*, A7 :1199–1212, 1974. 177
- [297] X. Garrido. Étude du rayonnement cosmique d’ultra-haute énergie à l’Observatoire Pierre Auger : critère d’identification de la particule primaire. *Rapport de stage de Master II d’Astronomie et d’Astrophysique de Paris*, 2005. 178
- [298] J. W. Cronin. Particle Discrimination using the FADC traces from the Auger Observatory surface detectors. *Internal Auger Note*, (076), 2003. 178
- [299] D. Allard. Détection des rayons cosmiques ultra-énergétiques avec l’observatoire Pierre Auger et étude théorique de leur propagation dans le milieu extragalactique. *Thèse de doctorat*, 2004. 178, 179

- [300] M. Healy, D. Barnhill, K. Arisaka, J. Lee, and P. Boghrat. A Study of Composition Trends Using Rise Time and Curvature Data. *Internal Auger Note*, (092), 2006. 178
- [301] B. Smith, C. Wileman, and A. Watson. Can the risetime be used to infer the position of shower maximum? *Internal Auger Note*, (092), 2007. 178
- [302] D. Garcia Pinto. More on Systematic Studies for the Asymmetry Method. *Pierre Auger Collaboration Phone Meeting, Cosmic Rays Composition task*, April 2008. 178
- [303] X. Bertou and P. Billoir. On the Origin of the Asymmetry of Ground Densities in Inclined Showers. *Internal Auger Note*, (017), 2000. 178
- [304] P. Billoir and P. Da Silva. Towards a Parametrization of the Lateral Distribution Function and its Asymmetries. *Internal Auger Note*, (073), 2002. 178
- [305] G. Maurin. Étude de la nature des rayons cosmiques d'ultra haute énergie à partir des premières données de l'Observatoire Pierre AUGER. *Thèse de doctorat*, 2005. 179
- [306] M. T. Dova, M. E. Manceñido, and A. G. Mariazzi. Primary composition from asymmetries in EAS - new approach. *Internal Auger Note*, (014), 2005. 179
- [307] G. Maurin, F. Cohen, J. Lamblin, J. M. Brunet, and C. Lachaud. Discrimination between photon, proton and iron in atmospheric showers. *Internal Auger Note*, (086), 2003. 179
- [308] J. Allen and G. Farrar. Electromagnetic Contamination in Spiky FADC Traces. *Internal Auger Note*. publiée prochainement. 181
- [309] J. Belloni, M. Gaillard, H. Monard, M. Mostafavi, I. Lampre, H. Remita, J. L. Marignier, J. C. Bourdon, and Garvey T. L'accélérateur d'électrons picoseconde ELYSE à Orsay. *Journal de physique. IV - ISSN 1155-4339*, 108 :243–245, 2003. 203
- [310] <http://sales.hamamatsu.com/en/products/system-division/ultra-fast/streak-systems/part-c7700.php>. 205





## Résumé

Les rayons cosmiques d'ultra-hautes énergies (RCUHE), *i.e.*  $E \geq 10^{18}$  eV, soulèvent de nombreuses interrogations quant à leur origine et constituent un défi à la physique contemporaine. Ces rayons cosmiques qui pénètrent dans l'atmosphère dissipent leur exceptionnelle énergie dans la formation de gerbes de particules secondaires dont le développement est sensiblement différent suivant la nature de la particule primaire. L'étude de la composition des RCUHEs revêt donc un intérêt majeur tant dans la compréhension des processus hadroniques qui régissent l'évolution des gerbes que dans l'identification des sources de ce rayonnement. L'Observatoire Pierre Auger peut, eu égard à sa structure hybride et à la taille inégalée de son réseau de détecteurs au sol, apporter des réponses claires aux problématiques soulevées par les RCUHEs.

Au cours de cette thèse, nous nous sommes intéressés plus particulièrement à la composante muonique des gerbes atmosphériques. Dans un premier temps, nous montrons comment les paramètres hadroniques conditionnent la production de muons. Par la suite, nous présentons une méthode originale permettant d'extraire cette composante muonique et d'en déduire les implications relatives à la composition des RCUHEs. Les résultats de cette approche semblent indiquer une transition d'une composition lourde vers une composition plus légère dès lors que l'énergie augmente. Finalement nous abordons la mesure de la section efficace cosmique-air en décrivant les bases de cette étude de même que son champ d'application : les premiers résultats déduits des données de l'Observatoire Pierre Auger sont alors présentés.

**Mots clés :** rayons cosmiques — Observatoire Pierre Auger — processus hadroniques — muons — analyse composition — section efficace cosmique air

## Abstract

Ultra high energy cosmic rays (UHECR), *i.e.*  $E \geq 10^{18}$  eV, raise many questions about their origin and constitute a challenge to modern physics. These cosmic rays entering the atmosphere dissipate their huge energy by generating a shower of secondary particles whose development is significantly different depending on the nature of the primaries. The study of the composition of UHECR is therefore a major interest both in understanding the hadronic processes which govern the evolution of showers and in identifying the sources of this radiation. Given its hybrid structure and the size of its unmatched network of ground detectors, the Pierre Auger Observatory can provide clear answers to the issues raised by UHECR.

In this thesis, we are particularly interested in the muon component of air showers. First, we show how the hadronic parameters define the production of muons. Then we present an original method to extract this muon component and deduce the implications on the composition of UHECR. The results of this approach suggest a transition from a heavy composition to a light one when the energy increases. Finally, we address the measurement of cosmic-air cross section and present the first results derived from the Pierre Auger Observatory data.

**Keywords :** cosmic rays — Pierre Auger Observatory — hadronic processes — muons — composition analysis — cosmic air cross section