

وزارة التعليم العالي والبحث العلمي

UNIVERSITE BADJI MOKHTAR
BADJI MOKHTAR UNIVERSITY



جامعة باجي مختار - عنابة -

Faculté des Sciences
Département de Physique

Année 2007

THESE

Présentée en vue de l'obtention du diplôme de

DOCTORAT

**Calcul du spectre d'énergie des muons atmosphériques à
différentes altitudes**

Option : Matière et rayonnement

par

Taoufik DJEMIL

Directeur de Thèse : Réda ATTALLAH Maître de Conférence U. Badji Mokhtar, Annaba

Devant le jury

Président : Abdessatar EL-AKRMI Professeur U. Badji Mokhtar, Annaba

Examineurs : Jean Noël CAPDEVIELLE Directeur de Recherche APC, U. Paris VII, Paris
CNRS/IN2P3

Abdelhamid BOULDJEDRI Professeur U. Hadj Lakhdar, Batna

Moncef BOULEDROUA Maître de Conférence U. Badji Mokhtar, Annaba

ملخص

إن الدقة في التنبؤ بفيض (flux) جسيمات النوترينو (ν) الجوية و عوامل ذبذبتها (oscillation) تضبطها الدقة في حساب فيض جسيمات الميون (μ) الجوية. هذه الأخيرة ترتبط ارتباطا وثيقا بنموذج التفاعل الهادروني (interaction hadronique) و كذلك بالمتغيرات الوسيطة المختارة لطيف الطاقة للأشعة الكونية الأولية و الغلاف الجوي للأرض. باستخدام البرنامج (CORSIKA)، قمنا بإعداد طيف الطاقة الأولي للإشعاع الكوني لتجربتي (CAPRICE) و (BESS) خلال زمن هاتين التجربتين. كما قمنا بحساب طيف الطاقة النظري لجسيمات الميون (μ) الجوية و ذلك باستخدام نماذج مختلفة للتفاعل الهادروني. و بما أن الأغلبية الساحقة للجسيمات المكشوفة من طرف تجربة (SuperKamioKande) توجد في مجال الطاقة الأقل من الجيجا إلكترون فولت (GeV)، فإن مجال الطاقة المدروس انحصر في المجال $p_{\mu} \leq 10 \text{ GeV}/c$ ، حيث يمثل p_{μ} كمية الحركة لجسيم الميون (muon).

كتمودج للتفاعل الهادروني استخدمنا (GHEISHA)، (UrQMD) و (FLUKA) في مجال الطاقة الأقل من 80 GeV في نظام المخبر، و (VENUS) و (NEXUS) في المجال الأكبر من هذه القيمة. بالرغم من أن نموذج (GHEISHA) عرف بعض التحسينات فيما يخص حفظ الطاقة، إلا أنه يبدو غير محكم في المجال $p_{\mu} \leq 1 \text{ GeV}/c$. بالنسبة للنموذجين (UrQMD) و (FLUKA)، مع أنهما يؤديان إلى نتائج مماثلة في المجال $p_{\mu} \leq 2 \text{ GeV}/c$ ، إلا أنهما يختلفان فيما عدا ذلك، و يكون هذا الاختلاف أبرز بالنسبة لجسيمات الميون الموجبة (μ^+) مقارنة مع السالبة (μ^-). ولقد قمنا أيضا بفحص الإسهام في فيض جسيمات الميون (μ) الجوية بدلالة طبيعة الجسيمة الأولية، و طاقتها، و اتجاه ورودها. لدراسة تأثير اختيار المتغيرات الوسيطة للغلاف الجوي، استعملنا نموذجي (Linsley) و (Keilhauer). و تبين لنا أنهما بدون أي تأثير على حساب فيض جسيمات الميون على الأقل في منطقة الغلاف الجوي ($4-26 \text{ g/cm}^2$) المدروسة من طرف (BESS).

Résumé

La précision dans la prédiction du flux des neutrinos atmosphériques et de leurs paramètres d'oscillation est conditionnée par la précision du calcul du flux des muons atmosphériques. Elle est directement liée au modèle d'interaction hadronique ainsi qu'à la paramétrisation du spectre d'énergie des rayons cosmiques primaires et de l'atmosphère terrestre. A l'aide du programme CORSIKA, nous avons construit, pour les expériences CAPRICE 1994 et BESS 2001, le spectre d'énergie primaire du rayonnement cosmique pour la période de l'expérience et calculé le spectre d'énergie théorique des muons atmosphériques, à l'aide de différents modèles d'interaction hadronique. Puisque la majorité des événements détectés par l'expérience SuperKamiokande se trouve dans la région d'énergie inférieure au GeV, le domaine d'énergie étudié est tel $p_\mu \leq 10 \text{ GeV}/c$, où p_μ est l'impulsion du muon. Nous avons utilisé les modèles d'interaction hadronique GHEISHA, UrQMD et FLUKA en dessous de 80 GeV dans le système du laboratoire et VENUS et NEXUS au delà. Comme particules cosmiques primaires, nous n'avons considéré que les protons et les particules α . Bien que GHEISHA ait subi des améliorations, il semble que pour $p_\mu \leq 1 \text{ GeV}/c$ sa fiabilité soit discutable. Pour FLUKA et UrQMD, bien qu'ils donnent des résultats similaires pour $p_\mu \geq 2 \text{ GeV}/c$, un désaccord apparaît en dessous de cette valeur. Il est plus prononcé pour les muons μ^+ que pour les muons μ^- . Les contributions au flux des muons atmosphériques en fonction de la nature, de l'énergie et de l'angle zénithal de la particule primaire ont également été traitées. Pour étudier l'influence de la paramétrisation atmosphérique, nous avons utilisé deux paramétrisations de l'atmosphère standard US, à savoir celle de Linsley et celle de Keilhauer. Nous avons trouvé que les deux paramétrisations n'avaient aucun impact sur le flux des muons atmosphériques, du moins dans la région de l'atmosphère ($4\text{-}26 \text{ g}/\text{cm}^2$) explorée par l'expérience BESS.

Abstract

The accuracy in the prediction of the flux of the atmospheric neutrino and its oscillation parameters is governed by the accuracy of the atmospheric muon flux calculation. The latter is directly related to the hadronic interaction model as well as to the parametrization of the primary cosmic ray energy spectrum and the Earth's atmosphere. With the help of CORSIKA program, we have constructed for CAPRICE 1994 and BESS 2001 experiments the primary energy spectrum of the cosmic radiation at the experiment period and calculated the theoretical energy spectrum of the atmospheric muons using different hadronic interaction models. Since the majority of events detected by SuperKamiokande experiment are situated in the sub-GeV energy range, we have focused our study on the energy range $p_\mu \leq 10 \text{ GeV}/c$, where p_μ is the muon momentum. We have used the hadronic interaction models GHEISHA, UrQMD and FLUKA below 80 GeV in the laboratory system and VENUS and NEXUS elsewhere. As for the primary cosmic particles, we have only considered protons and α particles. Although GHEISHA model had been improved with regard to energy conservation, it seems that its reliability for $p_\mu \leq 1 \text{ GeV}/c$ is in question. FLUKA and UrQMD give quite similar results for $p_\mu \geq 2 \text{ GeV}/c$. However, below this value, a disagreement, which is more pronounced for μ^+ than μ^- , appears. Contributions to the atmospheric muon flux as a function of the nature, the energy and the zenithal angle of the primary particle have also been treated. To study the influence of the atmospheric parametrization, we have used two different parametrizations of the US standard atmosphere, namely the one of Linsley and the one of Keilhauer. We have found that both parametrizations have no impact on the atmospheric muon flux, at least in the atmosphere region ($4\text{-}26 \text{ g}/\text{cm}^2$) explored by BESS experiment.

Remerciements

J'exprime mes profonds sentiments de reconnaissance et de remerciement à Monsieur Réda ATTALLAH, Maître de Conférences au Département de Physique, Université Badji Mokhtar, Annaba, pour son assistance et son aide permanente. Je dois lui afficher mon immense respect pour ses encouragements incessants, ses conseils et ses discussions fructueuses. Je le remercie davantage d'avoir accepté la direction de ma thèse de Doctorat.

Je tiens à remercier vivement Monsieur Jean Noël CAPDEVIELLE, Directeur de Recherche au CNRS/IN2P3, Laboratoire Astroparticule et Cosmologie (APC) de l'Université Paris VII, et membre de l'Académie des Sciences d'Outre-Mer, de m'avoir accueilli au sein de son laboratoire et mis à ma disposition tous les moyens pour réaliser ce travail. Ses qualités humaines et scientifiques remarquables m'ont beaucoup apporté. Qu'il me soit permis de souligner le plaisir que j'ai eu à travailler avec lui et je le remercie profondément de l'intérêt qu'il a porté à ce travail dès son début et de m'avoir honoré par sa présence parmi les membres du jury.

Je tiens à remercier sincèrement Monsieur Abdessatar EL-AKRMI, Professeur au Département de Physique et Directeur du Laboratoire de Physique des Rayonnements (LPR), Université Badji Mokhtar, Annaba, d'avoir accepté la présidence du jury de ma thèse de doctorat. Je lui exprime mes profonds respects et gratitude pour sa disponibilité et son aide.

Je remercie également Monsieur Abdelhamid BOULDJEDRI, Professeur à l'Université Hadj Lakhdar, Batna, d'avoir accepté de faire partie du jury. Qu'il trouve ici mes reconnaissances les plus respectueuses.

J'adresse un remerciement chaleureux à Monsieur Moncef BOULEDROUA, Maître

de Conférences à la Faculté de Médecine de l'Université Badji Mokhtar d'Annaba pour sa participation au jury de ma thèse.

Ce travail a été réalisé, entre autre, dans le Laboratoire de Physique des Rayonnements (LPR), du Département de Physique de l'Université Badji Mokhtar d'Annaba. Je remercie son Directeur, tous ses membres et spécialement le groupe des rayons cosmiques pour leurs encouragements.

Je remercie ma famille qui a été et le restera ma plus grande source de motivation. Je vous remercie pour m'avoir supporté, encouragé et accompagné dans cette formidable réalisation.

A la mémoire de mon père Rachid...

A la mémoire de mon oncle, et aussi mon père, Mohamed Salah...

Table des matières

Introduction	11
1 Rayons cosmiques	15
1.1 Premières découvertes	15
1.2 Caractéristiques générales	18
1.2.1 Spectre d'énergie	18
1.2.2 Composition	22
1.2.3 Origine et propagation	29
1.3 Méthodes de détection	34
1.3.1 Ballons et satellites	34
1.3.2 Un calorimètre géant : l'atmosphère	39
1.3.3 Une nouvelle astronomie : les neutrinos	45
2 Interaction des rayons cosmiques avec l'atmosphère terrestre	49
2.1 Atmosphère terrestre	51
2.1.1 Couches atmosphériques	52
2.1.2 Composition chimique	53
2.1.3 Masse volumique	55
2.1.4 Pression	55
2.1.5 Profondeur atmosphérique	55
2.1.6 Modélisation de l'atmosphère	56

2.2	Interaction avec l'atmosphère terrestre	57
2.2.1	Longueur de radiation	58
2.2.2	Pertes d'énergie des particules de masse $m > m_e$	58
2.2.3	Pertes d'énergie dans les composés ou mélanges	59
2.2.4	Electrons et positrons	60
2.2.5	Photons	63
2.2.6	Muons	66
2.2.7	Hadrons	67
2.3	Gerbes atmosphériques	72
2.3.1	Gerbes électromagnétiques	73
2.3.2	Gerbes hadroniques	75
2.3.3	Modélisation des gerbes	76
3	Calcul du spectre d'énergie des muons atmosphériques	85
3.1	Facteurs influençant le spectre d'énergie des muons atmosphériques	85
3.1.1	Spectre d'énergie des rayons cosmiques primaires	86
3.1.2	Champ géomagnétique	87
3.1.3	Modulation solaire	90
3.1.4	Atmosphère terrestre	91
3.1.5	Modèles d'interaction hadronique	93
3.2	Procédure de simulation	96
3.2.1	Reconstruction du spectre primaire	96
3.2.2	Paramétrisation de l'atmosphère terrestre	101
3.3	Spectre d'énergie des muons atmosphériques pour CAPRICE 1994	102
3.3.1	Spectre d'énergie au sol	102
3.3.2	Spectre d'énergie à très haute altitude	109
3.4	Spectre d'énergie des muons atmosphériques pour BESS 2001	113
3.4.1	Evolution du spectre d'énergie en fonction de l'impulsion	116

3.4.2	Evolution du spectre d'énergie en fonction de la profondeur atmosphérique	118
3.4.3	Influence de la paramétrisation atmosphérique	118
	Conclusion générale et perspectives	123
	Bibliographie	127

Table des figures

1-1	Spectre primaire des rayons cosmique.	20
1-2	Le premier et second genou du spectre primaire.	22
1-3	Abondance relative des éléments.	24
1-4	Spectre primaire des différents éléments.	25
1-5	Composition des rayons cosmiques au delà du genou.	26
1-6	Spectre d'énergie des électrons et positrons.	27
1-7	Données expérimentales et théoriques du rapport \bar{p}/p	28
1-8	Le troisième catalogue EGRET des sources γ	30
1-9	Diagramme de Hillas.	33
1-10	Principe du spectrographe magnétique.	36
1-11	Schéma d'un calorimètre.	37
1-12	Principe d'un détecteur-satellite de photons γ	38
1-13	Techniques de détection des grandes gerbes atmosphériques.	42
1-14	Télescope à neutrino d'ANTARES.	46
2-1	Une gerbe atmosphérique initiée par un proton et son développement. . .	50
2-2	Les différentes couches atmosphériques et leurs caractéristiques.	51
2-3	Cascades hadronique et électromagnétique.	74
2-4	Développement longitudinal pour différentes particules dans une gerbe. .	77
2-5	Variation de la profondeur atmosphérique X_{\max} avec l'énergie primaire. .	81
2-6	Schéma simplifié d'une cascade électromagnétique.	82

3-1	Anomalie magnétique sud-atlantique.	89
3-2	Le vent solaire.	91
3-3	Maximum de développement pour un noyau de Fer et un proton.	92
3-4	Spectre d'énergie des rayons cosmiques primaires pour CAPRICE 1994.	98
3-5	Modulation solaire du spectre d'énergie des rayons cosmiques primaires.	100
3-6	Variation saisonnière de l'atmosphère.	103
3-7	Spectre d'énergie théorique des muons atmosphériques au sol.	105
3-8	Spectre d'énergie différentiel au sol en fonction de l'énergie primaire.	106
3-9	Spectre d'énergie différentiel au sol en fonction de la nature de la particule primaire.	107
3-10	Spectre d'énergie différentiel au sol en fonction de l'angle zénithal de la particule primaire.	108
3-11	Spectre d'énergie différentiel théorique des muons atmosphériques à 3.9 $\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$	109
3-12	Spectre d'énergie différentiel à $3.9 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-2}$ en fonction de l'énergie primaire.	111
3-13	Spectre d'énergie différentiel à $3.9 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-2}$ en fonction de la nature de la primaire.	112
3-14	Spectre d'énergie différentiel à $3.9 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-2}$ en fonction de l'angle zénithal de la primaire.	113
3-15	Données mesurées durant le vol BESS 2001.	114
3-16	Profondeur atmosphérique en fonction de l'altitude pour BESS 2001.	115
3-17	Spectre d'énergie différentiel des muons en fonction de l'impulsion pour BESS 2001.	117
3-18	Spectre d'énergie différentiel des muons en fonction de la profondeur at- mosphérique pour BESS 2001.	119
3-19	Influence de la paramétrisation de l'atmosphère pour différentes profon- deurs atmosphériques.	120

3-20 Influence de la paramétrisation de l'atmosphère pour différents intervalles de l'impulsion.	121
---	-----

Liste des tableaux

1.1	Abondance relative des éléments	23
1.2	Techniques spatiales de détection des rayons cosmiques	35
1.3	Techniques de détection au sol des rayons cosmiques	40
2.1	Composition chimique de l'air sec.	54
2.2	Composition chimique des autres composés de l'air.	54
2.3	Temps de vie et énergie critique d'interaction pour différentes particules.	69
3.1	Paramètres du flux primaire de CAPRICE 1994	97
3.2	Paramétrisation de l'atmosphère standard US selon Linsley.	101
3.3	Paramétrisation de l'atmosphère standard US selon Keilhauer.	102

Introduction

Lorsqu'une particule cosmique primaire pénètre dans l'atmosphère terrestre, elle entre en collision avec les noyaux de l'air. Ces collisions entraînent la production de particules secondaires, essentiellement des pions, mais aussi des kaons et d'autres particules. Les muons atmosphériques sont produits dans la haute atmosphère principalement par la désintégration des pions chargés :

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \quad (1)$$

et, dans une moindre mesure, par les kaons dont la contribution augmente avec l'inclinaison de la particule primaire. Ces muons atmosphériques sont les particules les plus nombreuses au niveau de la mer, avec un flux de $1 \text{ muon}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ et une énergie moyenne de 4 GeV. Ils constituent plus de la moitié du rayonnement cosmique au sol. Le reste est constitué essentiellement d'électrons, de positrons et de photons, venant des cascades électromagnétiques.

La mesure du flux des muons atmosphériques à différentes altitudes est très utile pour étudier l'interaction des rayons cosmiques avec l'atmosphère terrestre. Ainsi, pour la question fondamentale de l'oscillation des neutrinos atmosphériques, toute interprétation d'un signal observé dans les détecteurs souterrains, tels que SNO ou SuperKamiokande, nécessite une compréhension théorique détaillée de la production des neutrinos atmosphériques. Le processus de production des muons atmosphériques (équation 1), aussi bien que leur désintégration :

$$\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu_e (\bar{\nu}_e) + \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu) \quad (2)$$

sont intimement couplés à celui de la production de neutrinos.

Ainsi, la précision dans la prédiction du flux des neutrinos atmosphériques et de leurs paramètres d'oscillation est conditionnée par la précision du calcul des muons atmosphériques. Cette précision est directement liée aux modèles d'interaction hadronique, à la paramétrisation du spectre d'énergie des rayons cosmiques primaires et à celle de l'atmosphère terrestre [1, 2].

De nombreuses expériences ont mesuré le flux des muons atmosphériques à différentes altitudes et à différents endroits. Une compilation est donnée par Grieder [3]. Dans ce travail, nous avons utilisé les données des deux expériences embarquées sur ballon, à savoir CAPRICE 1994 [4] et BESS 2001 [5]. La première utilise un spectromètre magnétique équipé d'un détecteur RICH (Ring-Imaging Cerenkov). La seconde utilise un spectromètre à supraconduction de haute résolution et de grande acceptance.

Nous avons construit, pour chaque expérience, le spectre d'énergie primaire du rayonnement cosmique pour la période de l'expérience et calculé, à l'aide de différents modèles d'interaction hadronique, le flux théorique des muons atmosphériques. Le programme CORSIKA [6] offre une multitude de modèles d'interaction hadronique aussi bien à basse qu'à haute énergie. Il est capable de traiter un grand nombre de particules, incluant toutes les sources possibles de muons, tels que les π^\pm , K^\pm , K_0^L , K_0^S ... Ce programme tient aussi compte des désintégrations à deux et trois corps des particules instables.

Pour les particules primaires, nous avons tenu compte uniquement des protons et des particules α . Pour le flux de muons qui nous intéresse (0.5-10 GeV/c), seules les particules primaires dont l'énergie se situe le domaine d'énergie GeV-TeV contribuent au flux des muons atmosphériques. Les abondances relatives, dans ce domaine, des particules plus lourdes que les particules α ne dépassent guère le 1% [7]. Leur contribution ne saurait dépasser 10%.

Nous avons aussi étudié l'influence du modèle décrivant l'atmosphère terrestre. Il

est évident que la paramétrisation atmosphérique joue un rôle primordial dans le calcul théorique du flux des muons atmosphériques. En plus d'être une cible pour les particules primaires, l'atmosphère est aussi le milieu qui permet aux particules secondaires qui se propagent de déposer leur l'énergie par ionisation. Pour étudier cette influence, nous avons utilisé deux paramétrisations de l'atmosphère standard US : celle de Linsley [8] et celle de Keilhauer [9].

La thèse est organisée comme suit : après cette brève introduction, le chapitre 1 présentera les caractéristiques générales des rayons cosmiques. Nous y exposerons l'histoire de leur découverte ainsi que leurs principales propriétés, à savoir leur spectre d'énergie, leur composition, leur origine et les sites et mécanismes d'accélération qui leur confèrent parfois des énergies phénoménales. Dans le chapitre 2, nous aborderons l'interaction des rayons cosmiques avec l'atmosphère terrestre. Cette dernière est décrite par les différentes couches qui la constituent et aussi sa composition chimique. Nous verrons aussi les différentes interactions entre les particules cosmiques primaires, tels que les hadrons, muons, photons et électrons, et les noyaux de l'air. Elles entraînant souvent la formation d'une cascade de particules appelée grande gerbe de l'air. Nous décrirons brièvement les caractéristiques des gerbes hadroniques et électromagnétiques ainsi que leur modélisation. Dans le chapitre 3, nous discuterons d'abord les différents facteurs influençant le calcul du spectre d'énergie des muons atmosphériques. Il s'agit essentiellement du spectre d'énergie des rayons cosmiques primaires, de la modulation solaire et des modèles d'interaction hadronique. Ensuite, nous présenterons le calcul théorique du spectre d'énergie des muons atmosphériques. Les résultats de nos simulations numériques seront comparés à différentes mesures expérimentales, en particulier CAPRICE 1994 et BESS 2001. Nous terminerons cette thèse par une conclusion générale et des perspectives.

Chapitre 1

Rayons cosmiques

Ce chapitre présente quelques généralités sur les rayons cosmiques, ces particules de très haute énergie qui bombardent la Terre de tous les côtés depuis la nuit des temps. D'abord, nous parlerons succinctement des principales découvertes qui ont émaillé l'évolution de la physique des rayons cosmiques et des précurseurs de cette discipline. Ensuite, nous exposerons les caractéristiques générales de ce rayonnement, tels que son spectre d'énergie, sa composition chimique, son origine et sa propagation dans le milieu interstellaire. Enfin, nous passerons en revue les différentes méthodes de détection de ces particules aussi bien au sol grâce aux réseaux de détecteurs qu'en altitude à l'aide de ballons et satellites. Nous soulignerons en particulier l'importance, dans la détection des rayons cosmiques, de l'atmosphère qui joue le rôle de calorimètre et l'intérêt de l'astronomie à base des neutrinos, ces particules insaisissables qui, nous l'espérons, lèveront le voile sur une partie de l'univers encore inexplorée.

1.1 Premières découvertes

La première manifestation physique des rayons cosmiques fut observée à la fin du 18^{ème} siècle par Charles de Coulomb (1736-1806). Lors de ses travaux d'électrostatique, il s'aperçut qu'une sphère chargée et isolée, suspendue par un fil de soie, perdait pro-

gressivement sa charge. À cette époque, les connaissances scientifiques ne permirent pas d'élucider ce mystère.

L'histoire des rayonnements cosmiques (RC) a débuté il y a plus d'un siècle... ! En 1900, et à l'aide d'un électroscope (version améliorée de la sphère de Coulomb), C.T.R. Wilson [10] (Prix Nobel 1927) découvrit que le taux d'ionisation de l'atmosphère était constant, de jour comme de nuit, dans un tunnel ou dans une mine. Il émit l'hypothèse que l'agent ionisant était un rayonnement corpusculaire venant de l'espace :

"La cause de la production d'ions dans l'air pur pourrait résider dans un rayonnement émis par des sources situées hors de l'atmosphère, de nature similaire aux rayons Röntgen [rayons X découverts en 1895] ou aux rayons cathodiques [électrons découverts en 1897], mais doué d'un pouvoir de pénétration considérable...".

Cette hypothèse divisa la communauté scientifique. D'une part, il y'avait ceux qui pensaient, comme Wilson, à une source extra-terrestre, et d'autre part, ceux qui pensaient, comme Rutherford, que l'origine de cette ionisation est essentiellement due à la radioactivité terrestre, récemment découverte par Becquerel en 1896. Il devint alors évident que seule une expérience menée à haute altitude, loin de l'influence de la radioactivité terrestre, permettrait d'en savoir plus sur l'origine de ce rayonnement.

Dans ce but, le 7 août 1912, V. Hess [11] (Prix Nobel 1936) plaça un électroscope à bord d'un ballon et monta jusqu'à une altitude de 5 km. Il a découvert que le taux d'ionisation atmosphérique, au lieu de diminuer, augmentait avec l'altitude au delà de 1,5 km. Ces résultats qui furent confirmés par Kolhörster [12] en 1914 jusqu'à une altitude de 9 km, montrèrent que la source responsable de cette ionisation est d'origine extra-terrestre. C'est Milikan, qui en 1925, était le premier à les avoir nommés *rayons cosmiques*. Un nouveau champ de recherche venait de s'ouvrir. En 1927, J. Clay [13] découvrit l'effet de latitude, lors d'un voyage entre Amsterdam et Batavia. Il montra que le taux d'ionisation augmentait avec la latitude. Pour expliquer cet effet, Bothe et Kolhöster [14] montrèrent en 1929, à l'aide de compteurs Geiger-Müller travaillant en coïncidence, que les rayons cosmiques sont des particules chargées et sont donc déviées par le champ

magnétique terrestre.

En 1929, Paul Dirac (Prix Nobel 1933) qui venait de poser les bases de la mécanique quantique, fit état d'une difficulté de sa théorie créée par des valeurs d'énergie négative possibles pour l'électron [15]. C'est en étudiant les rayons cosmiques, en 1932, que C.D. Anderson réalisa, dans une chambre de Wilson munie d'un champ magnétique, un cliché de la trajectoire d'un électron positif : le positron [16]. Cette découverte lui valut un prix Nobel en 1936. En 1933, T.H. Johnson [17] et aussi L.W. Alvarez et *al.* [18] mesurèrent que le taux d'ionisation augmentait de l'est vers l'ouest. Ceci montre que les particules sont positivement chargées.

D'autres trouvailles furent réalisées à partir des rayons cosmiques comme la découverte d'une nouvelle famille de particules, les pions, par C. Powell en 1947 [19]. Dès lors, on peut dire que l'ère des précurseurs est terminée. Avec des moyens de plus en plus évolués, des physiciens de plus en plus nombreux s'attaquèrent à l'étude de ce nouveau rayonnement. Rapidement, on se rendit compte de l'existence de deux composantes dans ce rayonnement. Une dite molle, formée par des rayons qui peuvent se multiplier dans les écrans, et qui, de ce fait, perdent rapidement leur énergie et sont donc peu pénétrants. L'autre composante, dite dure, est capable de traverser 1 m de plomb. A cette époque, aucune particule connue ne possédait cette dernière propriété. L'étude de la composante molle permit bientôt de savoir qu'elle n'était constituée que de photons et d'électrons et de découvrir deux phénomènes : la matérialisation du photon (création de paires électron-positron) et le rayonnement de freinage de l'électron (Bremsstrahlung). En 1937, Anderson et Neddermeyer montrèrent que la composante dure était constituée de particules chargées possédant une masse intermédiaire entre celle de l'électron et du proton. On appela cette particule le "mésotron" qui deviendra, par la suite, le muon [20].

En 1938, P. Auger, R. Maze et T. Grivet-Meyer mesurèrent, au Pic du Midi, le taux de coïncidences entre trois compteurs Geiger-Müller séparés de 1 à 70 m. Ce taux diminuait avec la distance mais restait cependant nettement supérieur aux estimations du taux de fortuits (bruit de fond). Pour des détecteurs séparés de 5 m, ils enregis-

trèrent, en moyenne, un événement toutes les 40 min, alors qu'à 20 m le taux descendait à 1 coïncidence toutes les 1 h 15 min. A la lumière des mesures effectuées par Rossi dans les plaques de plomb [21], et au "début" de la théorie des cascades proposée, entre 1933 et 1937, par Carlson et Hoppenheimer [22], ces résultats conduirent P. Auger et ses collaborateurs à émettre l'hypothèse que les particules détectées au sol, sous forme de gerbe, n'étaient autres que des particules secondaires produites par une seule particule primaire pénétrant dans l'atmosphère et dont l'énergie pouvait atteindre plus d'un million de GeV (d'après l'estimation de P. Auger réalisée en comparant la surface des gerbes observées en laboratoire à la taille de celles créées par les rayons cosmiques). Une telle extension latérale au niveau du sol conduisit à appeler ces gerbes, les "grandes gerbes de l'air" ou "gerbes d'Auger" [23]. Grâce aux recherches en physique des particules, le mécanisme de développement des grandes gerbes fut mis en lumière 10 ans après, à la faveur de la découverte des mésons.

1.2 Caractéristiques générales

Nous présenterons dans cette section les principales caractéristiques des rayons cosmiques dont l'origine est extérieure au système solaire. Nous parlerons essentiellement des rayons cosmiques chargés car leur interaction avec l'atmosphère terrestre produit la quasi-totalité des particules secondaires observées. Pour décrire le rayonnement cosmique, il nous faut connaître son spectre d'énergie et sa composition.

1.2.1 Spectre d'énergie

Ce spectre est majoritairement dû aux rayons cosmiques chargés dont le flux domine nettement celui des autres types de particules. Le spectre de rayons cosmiques illustré par la figure 1-1, qui s'étend sur environ 13 décades en énergie (entre 10^8 et 10^{21} eV) et 32 décades en flux (entre quelques milliers de particules par m^2 et par seconde à basse énergie et de l'ordre d'une particule par km^2 et par siècle à ultra haute énergie) présente

une forme relativement simple sur ce nombre impressionnant d'ordres de grandeur. En effet, le flux différentiel peut s'exprimer comme une simple loi de puissance donnée par :

$$\Phi(E) = \frac{dN}{dE} = \Phi_0 E^{-\gamma}, \quad (1.1)$$

où γ est l'*indice spectral*, E l'énergie de la particule cosmique primaire et $\Phi(E)$ le spectre d'énergie différentiel.

Comme on peut le voir sur la figure 1-2, il existe plusieurs régimes dans ce spectre à savoir :

- En dessous de 10^8 eV, le flux est dominé par les particules solaires. Celles-ci constituent le vent solaire qui influence les rayons cosmiques d'énergie allant jusqu'à quelques GeV par le biais de la modulation solaire. Une corrélation négative, avec un cycle de 11 ans, existe entre le flux des rayons cosmiques et l'activité solaire pour ce domaine d'énergie (voir section 3.1.3).
- Entre 10^8 et 10^{14} eV, l'indice spectral vaut 2.7. Ceci est assez bien expliqué par les mécanismes d'accélération classiques décrits dans la section 1.2.3. Jusqu'à une énergie de quelques GeV, la loi de puissance est modifiée par la modulation solaire. C'est cette gamme d'énergie qui fera l'objet d'un intérêt particulier dans la section 3.1.3.
- Entre 10^{14} et 10^{18} eV, l'indice spectral passe de 2.7 à 3 puis de 3 à 3.2. La zone située autour de 3-5 PeV où a lieu le premier changement de pente est appelée *genou* (de l'anglais *knee*). Autour de 0.5 EeV, un second genou apparaît, correspondant au second changement. Dans cette gamme d'énergie, les flux sont tellement faibles (de l'ordre d'une particule par m^2 par an) que l'on ne peut plus faire de mesure directe. On doit alors observer les cascades atmosphériques. Les résultats les plus récents de l'expérience KASCADE [24] semblent exclure les photons et montrent que l'énergie à laquelle se produit ce changement de pente est proportionnelle à la charge des particules et est provoquée par les noyaux légers, principalement les protons et particules α pour le premier, et par les éléments stables les plus lourds

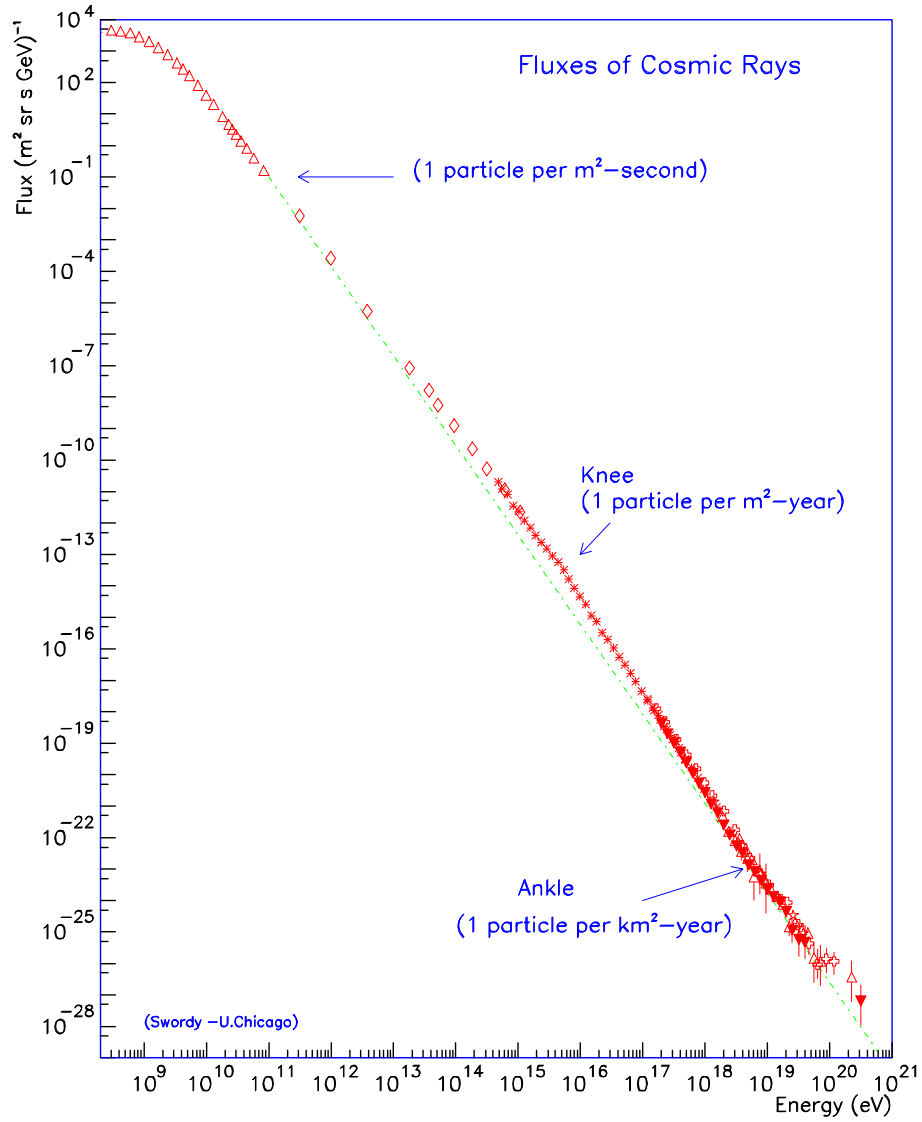


FIG. 1-1: Spectre d'énergie des rayons cosmiques primaires arrivant en haut de l'atmosphère. Au dessus de 10^9 eV, le spectre est une loi en puissance. Un changement de pente intervient au niveau du genou à 4×10^{15} eV et à la cheville à 5×10^{18} eV [25].

($Z \leq 92$) pour le deuxième. Ceci semble indiquer une transition dans la diffusion ou dans les mécanismes d'accélération (transition galactique-extragalactique), par opposition à une origine par interaction qui conduirait à un seuil proportionnel à la masse des noyaux.

- Une autre rupture de pente communément appelée *la cheville* (de l'anglais *ankle*), apparaît autour de 10^{18} eV. Celle-ci marque l'entrée dans le domaine des rayons cosmiques d'ultra haute énergie (UHE) pour lesquels l'indice spectral se radoucit et devient égal à 2.8. Ici, les flux sont tellement faibles (de l'ordre d'une particule par km^2 par siècle) que les résultats expérimentaux sont rares. Ils ne permettent pas à l'heure actuelle d'éclaircir le mystère de l'origine de telles particules. En effet, il apparaît irréaliste de produire de telles énergies par des mécanismes d'accélération classiques. Une solution pourrait venir d'objets extragalactiques comme les noyaux actifs de galaxie. Cependant, l'interaction de particules d'une telle énergie avec les photons du fond cosmique micro-onde devrait provoquer une perte d'énergie par photoproduction de pions telle que leur origine ne devrait pas se situer à plus de quelques dizaines de Mpc¹. C'est la coupure dite GZK (pour Greisen-Zatsepin-Kuzmin) [26, 27]. Pour contourner cet obstacle, on peut imaginer que ces particules soient issues de la désintégration de particules exotiques supermassives hypothétiques (comme les défauts topologiques ou les particules reliques métastables [28]) présentes dans notre environnement local. L'expérience AGASA [29] semble voir une anisotropie et un excès d'évènements au dessus de la coupure GZK par rapport à une source extragalactique, ce qui n'est pas le cas du détecteur HiRES [30]. Leurs mesures restent cependant compatibles en considération des importantes erreurs systématiques et ne fournissent donc pas d'indice significatif. Pour voir plus clair, il faudra attendre les résultats et la statistique de l'expérience AUGER qui combine les deux techniques d'AGASA et de HIRES.

¹Le parsec (pc) vaut $3,085677 \times 10^{16}$ m.

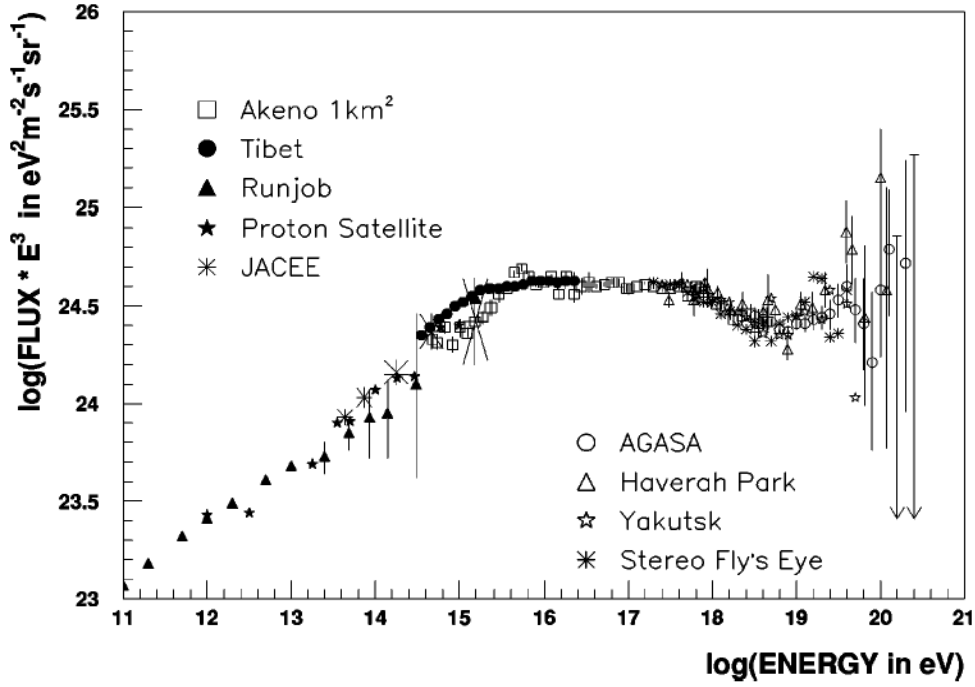


FIG. 1-2: Spectre d'énergie différentiel des rayons cosmiques primaires faisant apparaître le 1^{er} genou vers 10^{15} eV et le 2^{ème} vers 10^{18} eV [31].

1.2.2 Composition

La composition du rayonnement cosmique de basse énergie (c'est à dire jusqu'au TeV) est assez bien connue. Celui-ci est constitué de 98% de noyaux et 2% d'électrons. Les noyaux comprennent 87% de protons, 12% de particules α , le reste étant des noyaux plus lourds. La figure 1-3 montre les abondances relatives des différentes espèces dans le rayonnement cosmique comparées à celles du système solaire [32]. On peut voir qu'il existe une similitude presque parfaite. Des différences apparaissent cependant pour les éléments immédiatement plus légers que le fer (dénommés ci-après sub-Fe) et le carbone (Li, Be et B) pour lesquels les abondances cosmiques sont beaucoup plus importantes. Ceci est en relation avec le fait que ces espèces, Li-Be-B et sub-Fe, sont issues de la fragmentation du rayonnement primaire sur le milieu interstellaire. Il existe aussi un déficit de l'hydrogène et de l'hélium dans le rayonnement cosmique par rapport à l'abondance stellaire. Ceci peut être dû à la difficulté d'ioniser ces éléments, les rendant moins disponibles pour

Z	Élément	F	Z	Élément	F
1	H	485	13-14	Al-Si	0.19
2	He	26	15-16	P-S	0.03
3-5	Li-B	0.40	17-18	Cl-Ar	0.01
6-8	C-O	2.20	19-20	K-Ca	0.02
9-10	F-Ne	2.20	21-25	Sc-Mn	0.05
11-12	Na-Mg	0.30	26-28	Fe-Ni	0.12

TAB. 1.1: Abondance relative F des noyaux dans les rayons cosmiques, pour une énergie de 10.6 GeV/n normalisée à celle de l'oxygène ($F = 1$). Le flux de l'oxygène à 10.6 GeV/n vaut $3.26 \times 10^{-6} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} (\text{GeV/n})^{-1}$ [33].

l'accélération. Le tableau 1.1 donne les abondances relatives F des noyaux dans les rayons cosmiques, pour une énergie de 10.6 GeV/nucléon, normalisée à celle de l'oxygène ($F = 1$) [33].

Protons et noyaux

Les particules primaires sont, en très grande majorité, des protons et des noyaux. Ce sont eux qui donnent le comportement global lorsque l'on étudie l'ensemble des rayons cosmiques sans se préoccuper de leurs natures. On retrouve donc dans le spectre les principaux caractères : présence de modulation solaire à basse énergie, loi de puissance proche de 2.7... La figure 1-4 montre les spectres respectifs des principaux noyaux : proton, hélium, carbone et fer.

Aujourd'hui, l'existence de rayons cosmiques chargés entre quelques MeV et jusqu'au "genou" est d'ailleurs considérée comme étant due aux supernovæ galactiques. Le changement de pente dans le spectre en énergie au niveau du premier "genou" est suivi d'un alourdissement des rayons cosmiques. Les deux "genoux" apparaîtraient comme la superposition de différentes composantes, allant de l'hydrogène jusqu'aux noyaux de fer, dont la baisse du flux n'interviendrait pas à même énergie, mais dépendrait de la charge de la particule primaire. Cette partie du spectre a été principalement étudiée par l'expérience KASCADE (réseaux de détecteurs au sol) réalisée en Allemagne. Cette expérience a permis d'estimer le flux de chaque composante entre 10^{15} et 10^{17} eV comme l'illustre la

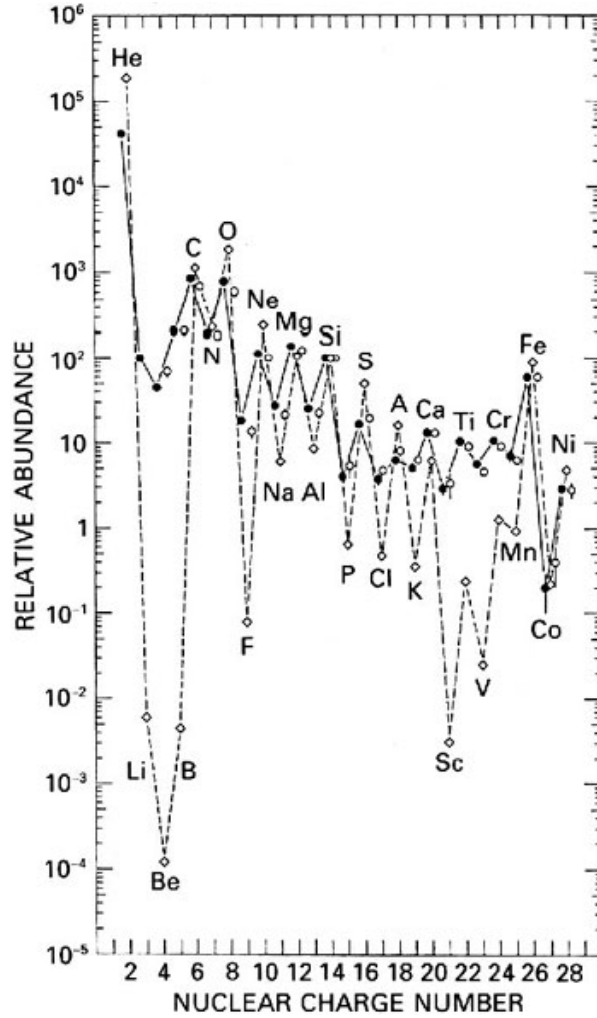


FIG. 1-3: Abondances relatives des éléments chimiques présents dans le rayonnement cosmique au sommet de l'atmosphère (cercles + courbe continue noire) comparées à celles du système solaire (diamants+courbe en trait) [32]. Les protons ne sont pas représentés par soucis de clarté.

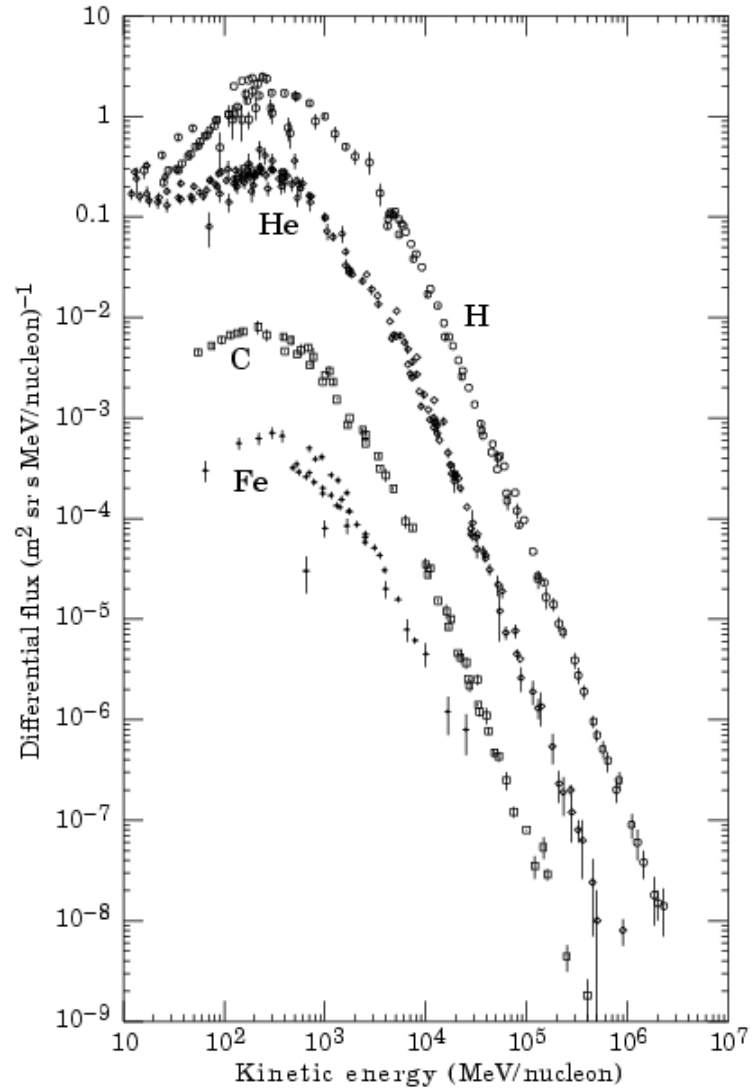


FIG. 1-4: Spectre d'énergie des rayons cosmiques primaires en fonction de l'énergie cinétique par nucléon pour les principaux éléments composant le rayonnement cosmique [32].

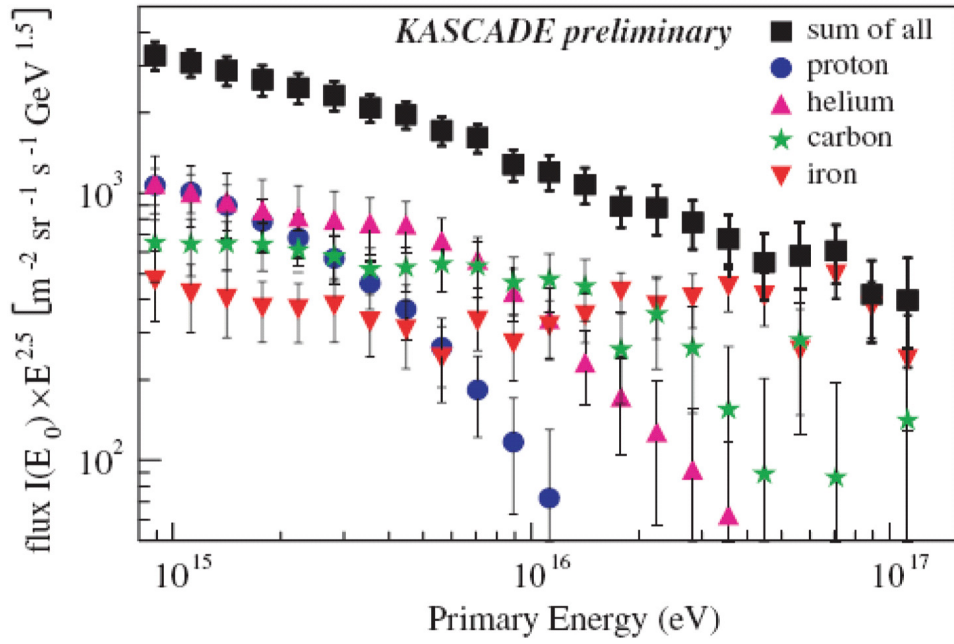


FIG. 1-5: Spectre d'énergie des noyaux d'hydrogènes, d'hélium, de carbone et de fer au delà du genou, obtenu par l'expérience KASCADE [34].

figure 1-5 [34].

Électrons et positrons

Le spectre des électrons/positrons au dessus de l'atmosphère suit également une loi de puissance (figure 1-6) mais avec un indice spectral de 3.3. Le flux d'électrons/positrons est toujours inférieur à celui des protons et le rapport e^\pm/p diminue avec l'énergie. Étant chargés et légers, les électrons/positrons de basse énergie ($E \leq 10$ GeV) sont particulièrement sensibles aux champs créés par les vents solaires ainsi qu'à l'émission synchrotron.

Anti-matière

Comme pour les positrons, on s'attend à ce que des paires proton-antiproton soient créées, en très faible quantité, lors de la propagation des noyaux cosmiques dans le milieu interstellaire (théorie SMR [35]). Il reste cependant à s'assurer qu'il n'existe pas

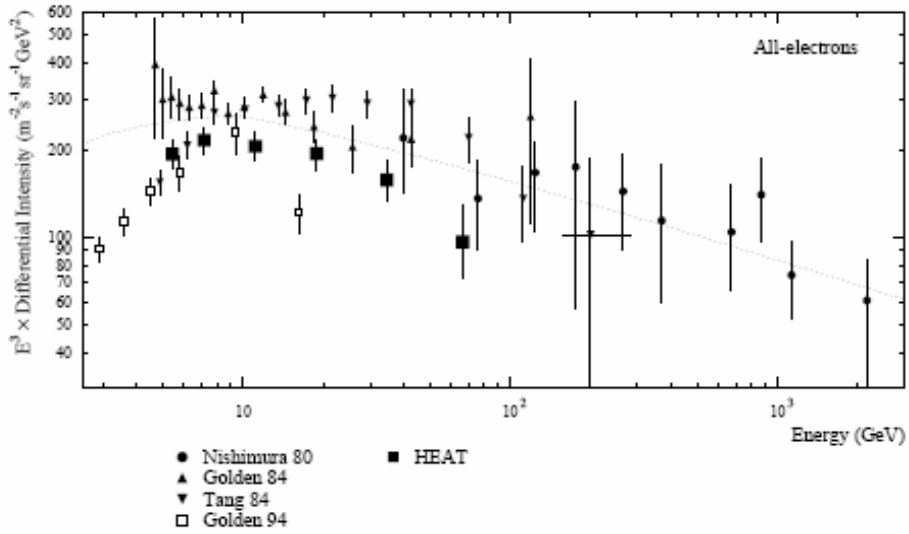


FIG. 1-6: Spectre d'énergie différentielle des électrons et des positrons. La ligne discontinue est une paramétrisation [36].

d'autres sources d'antiprotons ou même d'antimatière. En effet, de nombreuses théories contemporaines prévoient des contributions au flux d'antimatière : annihilation de "neutralinos", particules supersymétriques pouvant constituer la matière "manquante" de l'Univers (théorie J&K [37]), produits de l'évaporation de trous noirs primordiaux (théorie MMO [38]), ou même de l'antimatière d'origine primordiale. Aujourd'hui, différentes expériences ont été réalisées pour mesurer ce flux (CAPRICE, BESS, HEAT...). Les données illustrées par la figure 1-7 semblent ne pas confirmer l'existence d'un surplus de flux aux antiprotons secondaires attendus. Cependant, la faible statistique à basse énergie, ne permet pas d'exclure toutes les théories possibles. Le rapport anti-hélium/hélium est également étudié car il permet de fixer une limite supérieure à l'antimatière primordiale. Aujourd'hui c'est l'expérience BESS qui donne la valeur la plus précise pour cette limite : $\overline{\text{He}}/\text{He} < 8.6 \times 10^{-7}$.

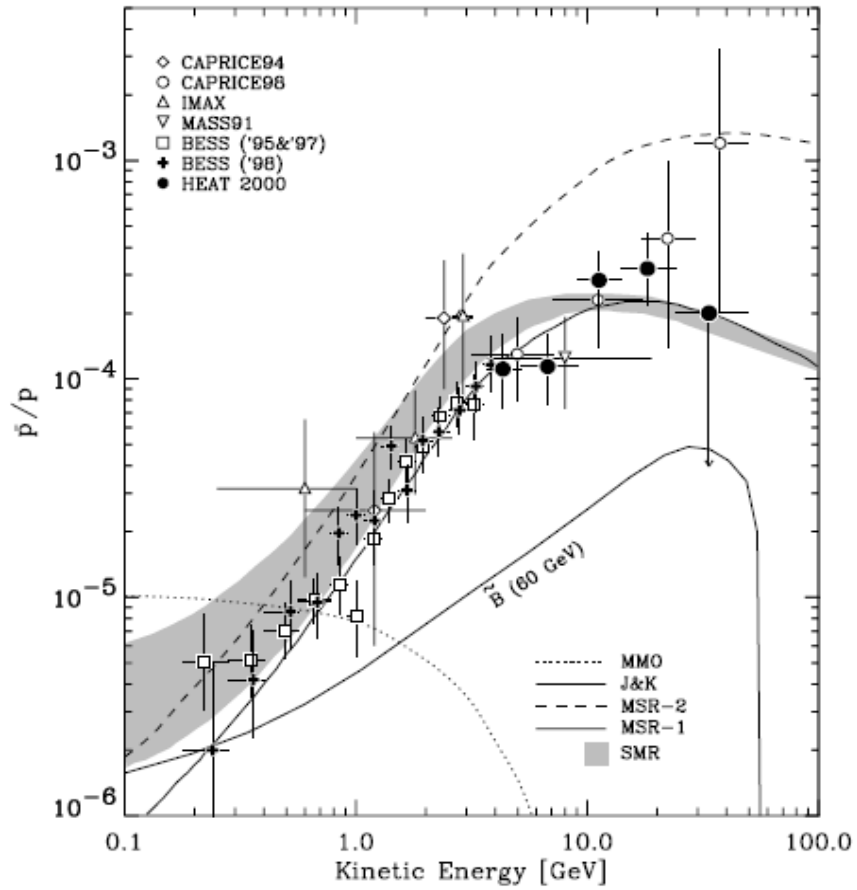


FIG. 1-7: Compilation des différentes expériences ayant mesuré le rapport \bar{p}/p en haut de l'atmosphère comparée à des modèles de calcul de la production d'antiprotons primaires et secondaires [39].

Photons

En physique des rayons cosmiques, l'astronomie γ est sûrement, aujourd'hui, le domaine le plus riche. Du fait de la nature des photons, neutres et stables, ils se propagent depuis leur source en ligne droite jusqu'à nous. Leurs trajectoires nous renseignent donc directement sur leurs origines. Contrairement aux rayons cosmiques chargés, les photons γ nous donnent la possibilité d'élaborer un spectre par phénomène astrophysique. Ce spectre est, le plus souvent, obtenu par addition des données de plusieurs détecteurs, permettant ainsi d'étudier l'émission des sources sur différents domaines de fréquence, allant de l'émission radio aux rayons γ de 10^5 eV. Un spectre "complet" contraint fortement les modèles théoriques de la source étudiée. Les rayons γ proviennent principalement des phénomènes astrophysiques les plus violents (voir le catalogue d'EGRET [40] et figure 1-8) : supernovæ, étoiles à neutrons, trous noirs stellaires, noyaux actifs de galaxie (AGN), sursauts gamma... L'étude de leurs spectres a permis d'observer, pour chaque type de phénomène, des propriétés communes que l'on retrouve systématiquement, ce qui a permis une classification des différentes sources. Ces critères sont ensuite utilisés pour identifier les nouvelles sources observées. Cependant, il existe encore de nombreuses sources dont le spectre est encore inconnu.

1.2.3 Origine et propagation

Jusqu'à 10^{18} eV, il est possible d'attribuer les rayons cosmiques à des processus internes à notre galaxie. Jusqu'au premier genou, il existe aujourd'hui un scénario communément accepté pour rendre compte des caractéristiques du rayonnement cosmique. Les supernovæ jouent ici un rôle prépondérant. Celles-ci représentent un moyen simple d'éjecter des particules relativistes dans le milieu interstellaire. Les abondances relatives dans le rayonnement cosmique correspondraient ainsi de manière assez naturelle aux abondances stellaires. La nature du genou reste à discuter. Pour certains, il pourrait s'agir de l'apparition d'un mécanisme différent. D'autres interprétations attribuent la distribution, jusqu'à 10^{17} eV, à la superposition des effets de diverses espèces de supernovæ. Au delà

de la cheville, l'origine extragalactique semble une hypothèse plausible.

Maintenant que l'on dispose d'une source, il faut accélérer ces particules de manière à obtenir le spectre observé. Plusieurs mécanismes permettent d'expliquer comment les particules acquièrent des énergies cinétiques parfois phénoménales. Parmi ces mécanismes, il y a l'accélération directe, par des champs électriques induits par la rotation d'objets magnétisés comme les étoiles à neutrons ou pulsars, les noyaux actifs de galaxies ou AGNs... Le second mécanisme est l'accélération indirecte, proposé par Fermi en 1949 [41]. La particule est accélérée par des diffusions stochastiques sur des irrégularités magnétiques d'un nuage de gaz en mouvement à une vitesse V par rapport à la source. Les particules accélérées gagnent statistiquement une énergie proportionnelle à $(V/c)^2$ à chaque collision, où c est la vitesse de la lumière. C'est le mécanisme de Fermi du deuxième ordre. Cependant, il apparut vite qu'il n'est guère possible par ce moyen d'atteindre en un temps raisonnable les énergies observées. Les gains à chaque choc sont minimes au point où il faut des milliards d'années pour atteindre une centaine de GeV, vu la densité et la vitesse de ces nuages dans notre galaxie.

Plusieurs auteurs ont alors proposé une version améliorée de l'idée de Fermi, en considérant le même phénomène mais avec des ondes de choc se propageant à grande vitesse [42, 43, 44]. Le gain relatif en énergie est proportionnel à (V/c) où V est maintenant la vitesse du front de l'onde de choc. C'est le mécanisme de Fermi du premier ordre. Celui-ci conduit naturellement à une loi de puissance avec un indice spectral de -2 . Ces ondes de choc apparaissent naturellement lorsque la matière éjectée par une supernova rencontre le gaz environnant. De plus, les supernovæ sont assez fréquentes et énergétiques pour maintenir la densité locale d'énergie contenue dans le rayonnement cosmique.

Ces deux types de mécanismes d'accélération entrent dans le cadre du scénario dit *bottom-Up*. Ces mécanismes ont une limite imposée par la nécessité de confiner les particules à accélérer dans la zone où elles peuvent subir l'influence du mécanisme accélérateur. Cette énergie maximale est donnée par la relation :

$$E_{\max} \simeq \beta Z e c B L \simeq (10^{21} \text{ eV}) \cdot \beta Z \cdot B(\text{gauss}) \cdot L(\text{pc}) \quad (1.2)$$

où Z est la charge de la particule, B le champ magnétique moyen local, L la taille de la zone accélératrice et β le rendement du dispositif accélérateur. A. M. Hillas a présenté dans un diagramme $B = f(L)$, comme l'illustre la figure 1-9, différents objets astronomiques pouvant accélérer les rayons cosmiques [45].

L'autre scénario d'accélération, dit *top-down*, repose sur l'existence d'une particule supermassive X instable ou métastable. Si ces particules sont suffisamment massives ($\gg 10^{20}$ eV), les produits de leur désintégration peuvent être les rayons cosmiques de très hautes énergies observés. Mais ces modèles ont rencontrés de grandes difficultés, notamment celles apportées par l'astronomie γ . En effet, la décroissances des particules supermassives ne peut éviter de conduire, avec la propagation de ces sous-produits dans le milieu intergalactique, à toute une cascade électromagnétique produisant un très grand nombre de photons ente 10 et 100 GeV. La quasi totalité des modèles *top-down* prédisent des flux γ en excès par rapport aux mesures données par EGRET, à bord du satellite CGRO. Pour parer à cette difficulté, les modèles ont subi des modifications, en particulier la réduction de la masse des particules hypothétiques X .

Maintenant que nous avons ces particules injectées dans le milieu interstellaire, elles vont se propager. Lors de cette propagation, elles vont diffuser sur les irrégularités des champs magnétiques existant dans l'univers. C'est d'ailleurs pour cette raison qu'on perd toute information de direction et que le rayonnement est isotrope. Ces particules vont aussi interagir avec les nuages des gaz interstellaires en créant des particules secondaires par spallation, en perdant de l'énergie par ionisation ou en étant éventuellement absorbées. Plusieurs méthodes de résolution de l'équation de diffusion existent, avec leurs approximations associées. On peut citer le modèle de la boîte qui fuit ou Leaky Box Model (LBM) [46], le modèle des tranches pondérées ou Weighted Slab Model (WSM) [47], et le le modèle de diffusion du halo ou Halo Diffusion Model [48].

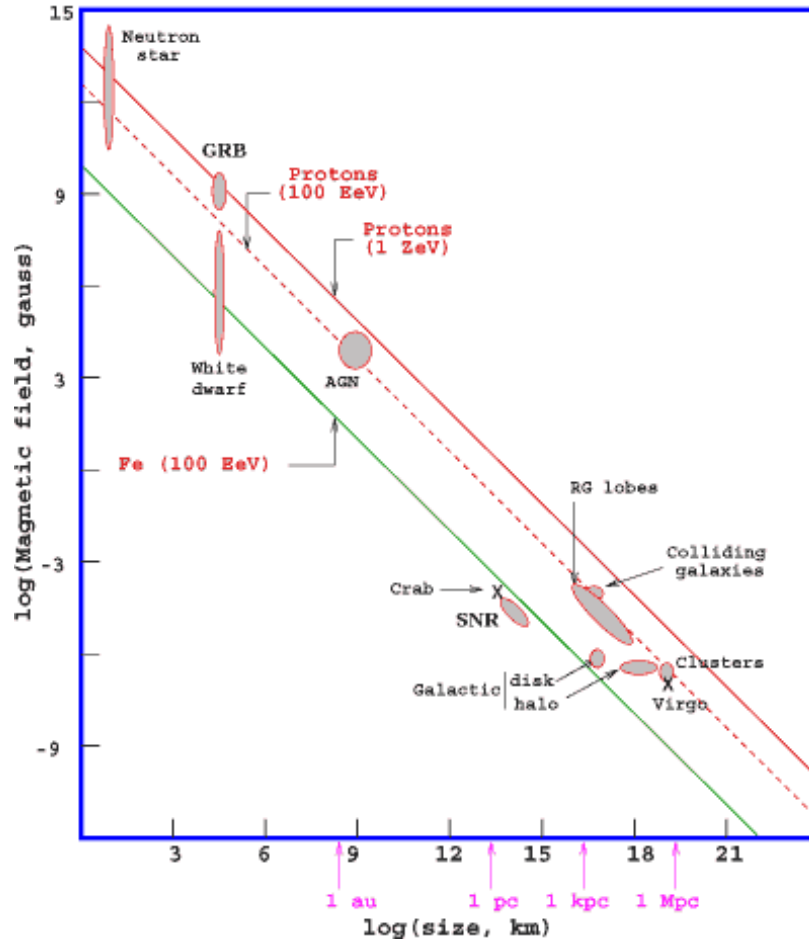


FIG. 1-9: Champs magnétiques des objets célestes en fonction de leurs tailles. Les droites correspondent à la condition nécessaires pour atteindre respectivement 10^{20} eV et 10^{21} eV pour des protons et des noyaux de Fer [45].

1.3 Méthodes de détection

L'étude du flux de particules dans un domaine d'énergie déterminé conditionne les méthodes expérimentales utilisées pour l'observation des rayons cosmiques. Une observation directe des rayons cosmiques au dessus de l'atmosphère est possible à basse énergie pour les rayons cosmiques chargés ($E < 100$ TeV) et pour les photons ($E < 10$ GeV), puisque le flux est suffisant pour une bonne statistique. On utilise, dans ce cas, des détecteurs embarqués sur des ballons atmosphériques ou des satellites. Au dessus de cette énergie, il est nécessaire d'utiliser une surface plus importante de détection, or il est impossible d'embarquer des détecteurs trop grands et trop lourds sur des engins spatiaux. Le flux devient tellement faible à très haute énergie (une particule par an par km^2 autour de 10 EeV) que, pour observer un nombre conséquent de rayons cosmiques, on est obligé de couvrir des surfaces de plusieurs km^2 de détecteurs. Dans ce cas, les détecteurs sont placés au niveau du sol. On étudie alors les gerbes de particules que les rayons cosmiques créent dans l'atmosphère terrestre. On se sert ainsi de l'atmosphère comme d'un calorimètre géant.

1.3.1 Ballons et satellites

La détection au dessus de l'atmosphère permet d'accéder directement aux grandeurs qui caractérisent les rayons cosmiques primaires. On a donc une seule particule à identifier. Pour cela, on utilise les détecteurs classiques de physique des particules pourvu qu'ils soient suffisamment légers et petits pour être placés sur des satellites, des ballons atmosphériques ou des navettes spatiales. Pratiquement, tous les types de détecteurs de la physique des particules ont été utilisés dans cette recherche. Certains ont même été développés à cette occasion. Le tableau 1.2 donne, pour quelques expériences embarquées sur ballon satellite, la technique utilisée, les particules observées et l'énergie seuil.

Techniques utilisées	Particules observées	Seuil d'énergie	Expériences
Spectrographe magnétique	$p, \bar{p}, e^+, \text{noyaux}$	$< 1 \text{ TeV}$	BESS, AMS
Calorimètre	$p, \bar{p}, e^+, \text{noyaux}$	$< 10^2 \text{ TeV}$	JACEE, RUNJOB
Calorimètre+veto actif	γ	$< 10^{-1} \text{ TeV}$	EGRET, SAS-2

TAB. 1.2: Différentes méthodes et expériences spatiales utilisées pour la détection des rayons cosmiques.

Rayons cosmiques chargés

Il existe principalement deux ensembles de détecteurs utilisés, permettant d'identifier la particule cosmique (sa charge et sa masse), de mesurer son énergie et de connaître sa direction de provenance :

1. Le spectromètre magnétique, dit non destructif, illustré par la figure 1-10 : Un premier trajectographe enregistre la direction et le temps d'arrivée de la particule qui traverse ensuite un champ magnétique où elle est déviée. Un deuxième trajectographe permet alors de mesurer *la rigidité* $R = pc/(Ze)$ (où Ze est la charge, p la quantité de mouvement et c la célérité de la lumière) et *le temps de vol* (time of flight ou TOF en anglais) qui donne la vitesse β de la particule dans le champ magnétique. Ce système est complété par un ou plusieurs détecteurs permettant de mesurer la charge du rayon cosmique. Ils peuvent être des compteurs proportionnels, des scintillateurs ou des chambres à ionisation, qui donnent la perte d'énergie différentielle dE/dx fonction de β et de Z^2 .
2. L'ensemble calorimétrique illustré par la figure 1-11 : Il qui permet de mesurer l'énergie totale du rayon cosmique. La particule rencontre tout d'abord une cible de matière dense (généralement du plomb) où se crée une gerbe de particules. Une alternance de détecteurs (scintillateurs, émulsions nucléaires, etc.) et de couches de matière permet de suivre les particules secondaires et d'en estimer l'énergie (fonction de la quantité de matière traversée). On couple généralement ce système avec un détecteur permettant de mesurer la charge de la particule cosmique. Pour

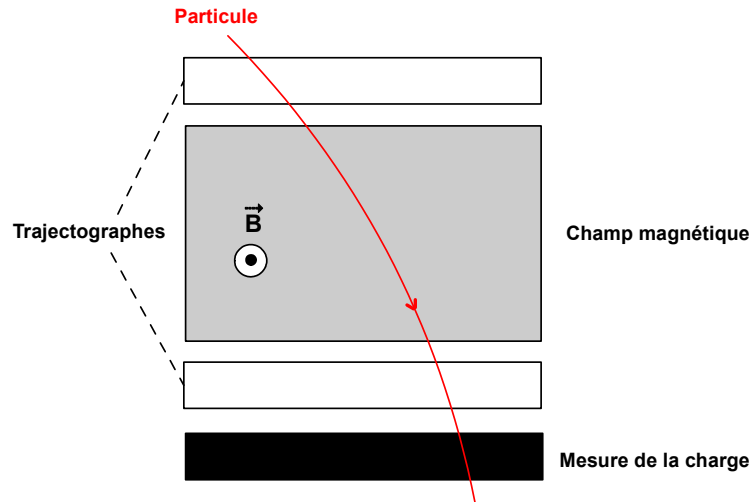


FIG. 1-10: Schéma d'un spectroscope à champ magnétique couplé à un système qui mesure la charge : compteurs proportionnels, scintillateurs, chambres à ionisation...

bien étudier une particule cosmique, il faudrait que la gerbe qu'elle engendre soit contenue dans le calorimètre. La taille longitudinale de la gerbe augmente avec l'énergie de la particule initiale. À très haute énergie, un calorimètre plus grand et plus lourd est nécessaire. Les embarcations spatiales étant fortement limitées en poids, il n'est pas possible d'aller à très haute énergie avec ce type de détecteur. Il permet, toutefois, d'étudier des énergies plus grandes que la technique précédente. Ce type de détection est principalement utilisé sur des ballons atmosphériques. Utilisant des calorimètres avec des chambres à émulsion, les expériences JACEE [49] et RUNJOB [50] ont permis l'étude de la composition des rayons cosmiques primaires entre 1 et 100 TeV, lors de vols en ballon de longue durée.

Photons

Les rayons γ se propagent en ligne droite et nous permettent ainsi de remonter à leur source. L'astronomie γ permet donc de tracer les accélérateurs cosmiques. La détection satellite des rayons γ ne se fait qu'à partir de 100 keV et jusqu'à 300 GeV. A ces énergies, il est impossible de focaliser les photons comme dans le visible ou les rayons X mous.

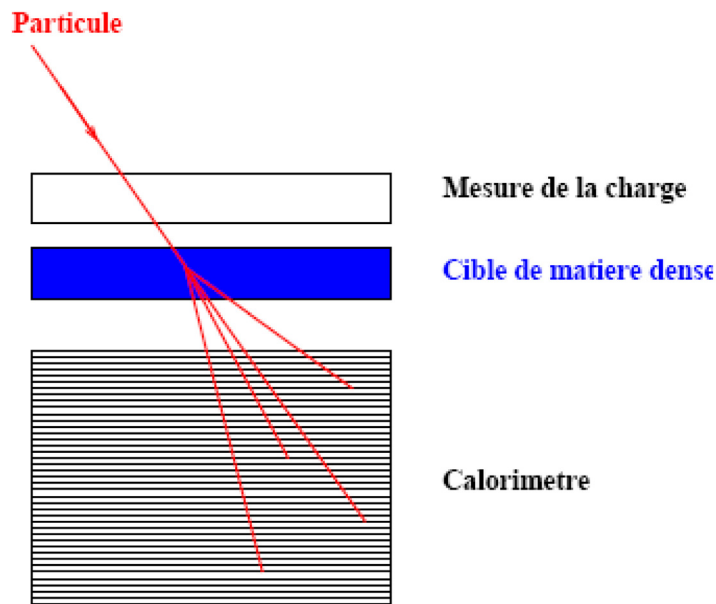


FIG. 1-11: Schéma d'un calorimètre couplé à un système qui mesure la charge : compteurs proportionnels, scintillateurs, chambres à ionisation...

On distingue un domaine de "basse énergie", jusqu'à quelques dizaines de MeV, où la détection repose sur l'effet photoélectrique ou l'effet Compton des rayons γ , et un domaine de "haute énergie" où les photons sont convertis en paires e^+e^- qu'on observe dans des chambres à traces illustré par la figure 1-12. Par ailleurs, il existe deux techniques de détection des rayons γ :

- Par satellite : tel que GLAST, dont le lancement est prévu début 2008. Il permettra de détecter les rayons γ d'énergie comprise entre 10 MeV et 300 GeV [51].
- Au sol : à très haute énergie, les rayons γ sont détectés par des appareillages au sol (qui offrent de grandes surfaces de détection) à partir des gerbes de particules qu'ils créent dans l'atmosphère, à l'exemple des expériences CELESTE [52] et HESS [53].

Le flux des rayons γ étant dominé par celui des rayons cosmiques chargés de plusieurs ordres de grandeur, il est indispensable de distinguer les particules chargées des photons. Dans un détecteur spatial, on dispose d'un blindage "actif", un veto permettant de rejeter ce bruit de fond. Il est, la plupart du temps, constitué de détecteurs qui n'enregistrent que

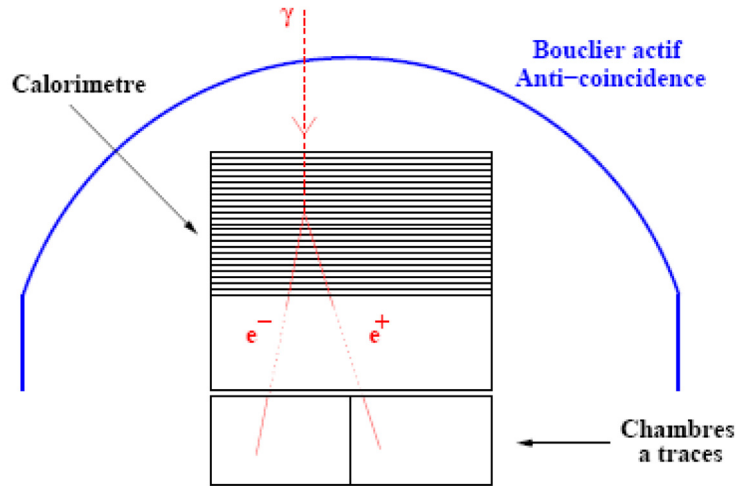


FIG. 1-12: Principe d'un détecteur-satellite standard pour l'étude des photons γ de haute énergie.

le passage des particules chargées en mesurant le dépôt d'énergie (dE/dx) qu'elles vont laisser (compteurs proportionnels, scintillateurs ou chambres à ionisation). Ces détecteurs sont utilisés en anti-coïncidence. Il reste cependant, comme bruit de fond, les photons secondaires créés par les rayons cosmiques chargés qui interagissent avec la matière qui compose le satellite, et ceux de l'albédo terrestre créés par les rayons cosmiques dans la haute atmosphère. Pour limiter ces derniers, le choix de l'orbite du satellite est un facteur déterminant. De nombreuses expériences utilisant cette technique ont eu lieu, parmi lesquelles nous citerons l'expérience SAS-2 [54] de 1972, la plus ancienne, et l'expérience EGRET [40], lancé en 1991 qui a permis de découvrir le ciel γ extragalactique en observant près de 60 noyaux actifs de galaxies (AGNs).

La variété de ces nouvelles techniques nous permet, peu à peu, de dévoiler l'Univers dans le domaine γ . Ainsi, dans les années 1970, seules 4 sources γ étaient connues. Dans les années 90, le détecteur EGRET dénombra 271 sources γ et nous nous attendons à une nouvelle pléiade de sources avec le satellite GLAST.

1.3.2 Un calorimètre géant : l'atmosphère

Lorsque qu'un rayon cosmique (chargé ou neutre) pénètre dans l'atmosphère, il interagit avec le milieu et forme, comme dans un calorimètre, une gerbe de particules. Plus l'énergie de la particule initiale est grande, plus la gerbe engendrée est pénétrante et plus elle contient de particules secondaires. Lors du développement, le nombre de particules de la gerbe commence par augmenter, atteint un maximum, puis diminue à cause de l'absorption atmosphérique. À partir d'une dizaine de TeV pour les hadrons (0.1 TeV pour les γ), les gerbes deviennent suffisamment pénétrantes pour atteindre le sol avant d'être totalement absorbées.

Les particules secondaires de la gerbe sont de différents types :

- une composante hadronique, constituée de fragments nucléaires, de nucléons, de mésons π^\pm , K , etc.
- une composante électromagnétique (γ , e^\pm), alimentée par la précédente à partir des désintégrations radiatives, principalement $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ et par le Bremsstrahlung des particules chargées ;
- une composante muonique, alimentée principalement par la désintégration des mésons ;
- des photons, visibles ou UV, émis par les particules chargées ultra-relativistes (effet Čerenkov) et par l'excitation des atomes d'azote de l'air (fluorescence de l'azote) ;
- des neutrinos issus principalement des désintégrations des π^\pm , K^\pm et μ^\pm .

Par exemple, un proton de 10^{20} eV engendre une gerbe contenant près de 10^{11} photons γ , 10^{10} de positrons/électrons, 10^8 de muons et 10^8 de protons et de neutrons qui arrivent jusqu'au sol. L'existence de ces différentes composantes permet différentes méthodes d'étude des rayons cosmiques de haute et d'ultra haute énergie. Le tableau 1.3 donne, pour quelques expériences au sol, la technique utilisée, les particules observées et l'énergie seuil.

Techniques utilisées	Particules observées	Seuil d'énergie	Expériences
Réseau de détecteurs	$\gamma, p, \text{noyaux}, \nu_\tau$	$> 10^2 \text{ TeV}$	AGASA, Auger
Fluorescence des gerbes	$\gamma, p, \text{noyaux}, \nu_\tau$	$> 10^2 \text{ TeV}$	Fly'eyes, HIRES
Imagerie Čerenkov	γ	$> 10^{-1} \text{ TeV}$	CAT, HESS
Echantillonnage Čerenkov	γ	$> 10^{-2} \text{ TeV}$	STACEE, CACTUS
Lignes verticales de PMTs	ν_μ	$> 10^2 \text{ eV}$	Antares, AMANDA

TAB. 1.3: Différentes méthodes et expériences au sol utilisées pour la détection des rayons cosmiques.

Réseaux de détecteurs au sol

Plus l'énergie de la particule primaire est grande, plus la surface de la gerbe au niveau du sol est étendue. Une première méthode consiste donc à évaluer le nombre de particules secondaires de la gerbe qui atteignent le sol. Une gerbe de 10^{16} eV va avoir une extension au sol de quelques centaines de mètres alors qu'à 10^{20} eV elle peut atteindre plusieurs kilomètres de diamètre. L'angle d'incidence de la particule primaire influence aussi cette extension. Un seul détecteur ne permet pas d'observer toutes les particules d'une même gerbe. On échantillonne alors le nombre de particules secondaires en répartissant un grand nombre de détecteurs suivant un réseau. Les caractéristiques du réseau dépendent principalement de l'énergie que l'on veut étudier :

- Espacement des détecteurs : Il est fonction de l'énergie que l'on veut mesurer. Plus l'énergie est grande, plus la surface de la gerbe au niveau du sol est importante ;
- Surface occupée par les détecteurs : plus l'énergie est grande, plus le flux est faible. Il faut donc couvrir une plus grande surface de détecteurs pour les observer ;
- Altitude du site d'observation : il ne faut pas que les particules de la gerbe soient absorbées avant leur arrivée au sol. On choisit donc l'altitude du site de manière à optimiser le nombre de particules au sol pour l'énergie que l'on veut étudier.

Les photons γ , électrons/positrons et muons sont les particules secondaires les plus nombreuses. Le pouvoir de pénétration de ces différentes particules permet d'étudier séparément les composantes de la gerbe. Pour n'étudier que les particules chargées, on

utilise des scintillateurs. Pour ne voir que la partie muonique, on se sert de ces mêmes scintillateurs en les couvrant d'un bouclier de plomb, l'épaisseur du bouclier fixant le seuil minimal en énergie des muons. Enfin, on utilise l'effet Čerenkov, généralement dans l'eau, des particules chargées pour voir les composantes muonique et électromagnétique des gerbes (les photons étant également visibles par les électrons qu'ils créent (création de paires) en traversant l'eau).

On peut se représenter le front de particules de la gerbe comme une galette perpendiculaire à l'axe d'arrivée du cosmique. Les décalages temporels entre les détecteurs permettent de reconstruire la direction initiale de la particule cosmique. Son énergie est déterminée en étudiant les densités de particules enregistrées dans les détecteurs touchés par la gerbe. L'identification de la particule primaire se fait généralement à partir de la densité des muons au niveau du sol. En effet, le nombre de muons générés par un noyau lourd est plus important que dans une gerbe initiée par un noyau léger de même énergie, qui lui-même est plus important que pour une gerbe initiée par un photon.

Très souvent, les expériences utilisant ce principe, combinent plusieurs types de détecteurs, comme l'illustre la figure 1-13 pour l'expérience Auger. L'expérience Yakutsk en Sibérie (1974) en est sûrement un des meilleurs exemples. Elle était constituée d'environ 60 scintillateurs séparés de 500 m, de 6 détecteurs à muons et même de détecteurs Čerenkov à air, couvrant ainsi près de 18 km² en Sibérie. Cette expérience étudia les rayons cosmiques d'énergie comprise entre 10¹⁶ et 10¹⁷ eV. Le principal inconvénient de cette méthode est qu'elle nécessite l'instrumentation d'une très grande surface terrestre. Par contre, contrairement au télescope classique d'astronomie, le réseau peut fonctionner de jour comme de nuit, s'il n'étudie pas la lumière Čerenkov dans l'air, et ne nécessite pas de pointer une cible dans l'espace, grâce à sa très grande couverture angulaire ($\simeq 2$ sr).

Détecteurs de fluorescence

Dans les expériences de détection des rayons cosmiques utilisant la fluorescence de l'air, on utilise l'atmosphère terrestre comme un scintillateur géant. On voudrait déduire

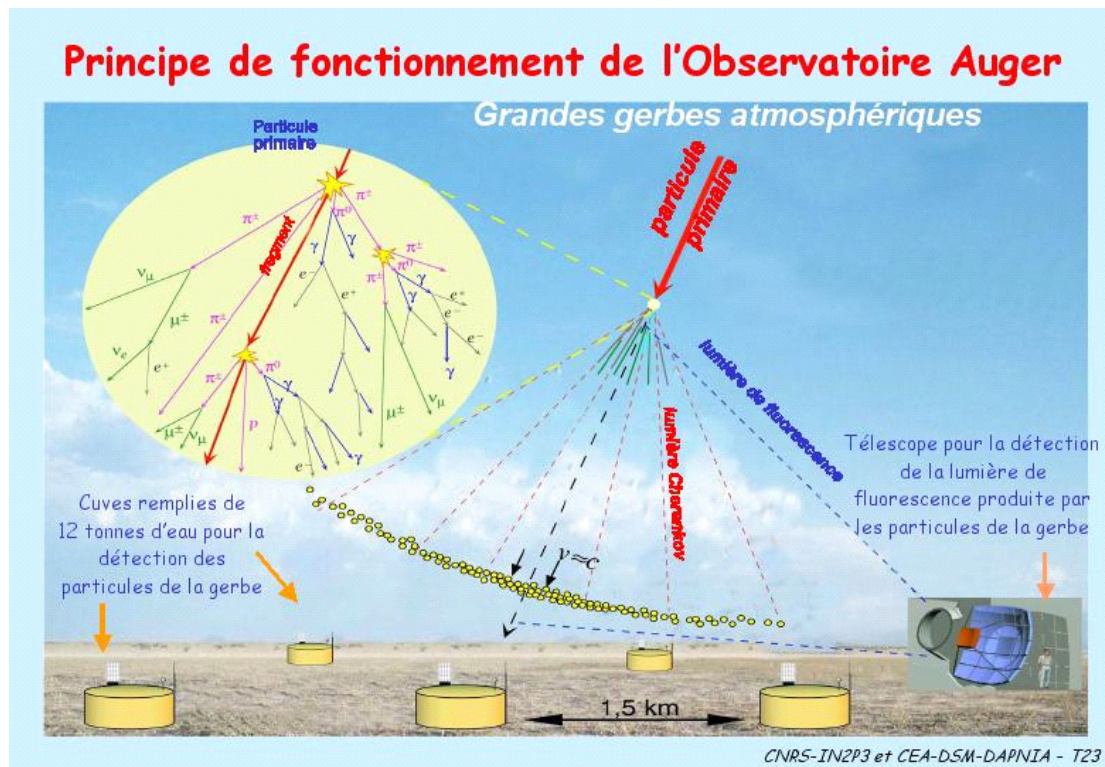


FIG. 1-13: Différentes techniques de détection et de mesure des grandes gerbes atmosphériques pour l'expérience AUGER.

les propriétés (énergie, direction...) des particules cosmiques incidentes à partir de la lumière de fluorescence émise par l'atmosphère. Cette lumière est soit détectée du sol (HiRes, Auger, ASHRA), soit de l'espace (EUSO, OWL). Lorsque les particules de la gerbe traversent l'atmosphère, elles excitent les molécules d'air, principalement l'azote. L'émission spontanée de l'azote se faisant de façon isotrope (fluorescence de l'azote), on peut observer le développement de la gerbe en détectant les photons ultraviolets émis. Le dispositif expérimental se compose d'une série de petits télescopes surveillant différentes régions du ciel, analogues aux facettes d'un oeil de mouche, d'où le nom Fly's Eyes donné au premier détecteur de ce type. Deux télescopes peuvent être installés à quelques kilomètres l'un de l'autre pour permettre une observation stéréoscopique.

L'axe de développement de la gerbe donne une information sur la direction d'arrivée de la particule cosmique. L'intensité de la fluorescence, fonction du nombre de particules dans la gerbe, lui-même fonction de l'énergie du primaire, va permettre d'estimer l'énergie de la particule primaire. Enfin, la nature du rayon cosmique est identifiée par la position dans le ciel du maximum de développement (altitude où le nombre de particules est maximum). En effet, un noyau lourd atteint son maximum plus tôt et donc plus haut qu'un noyau léger de même énergie et de même incidence.

Cette méthode a comme désavantage d'être très sensible aux variations atmosphériques (nuages, dépression...) et d'avoir un cycle utile de fonctionnement relativement faible (10% du temps). En effet, l'observation n'est possible que par beau temps durant les nuits sans lune. Cette méthode ouvre aujourd'hui de nouvelles voies de développement pour la détection des rayons cosmiques pour tenter de détecter les gerbes atmosphériques depuis un satellite en orbite. Notons que l'expérience EUSO ne semble pas validée par l'ESA. Mais une refonte du projet à travers l'expérience JEM-EUSO prendra le relais en 2013 en utilisant la partie réservée au Japon sur la Station Spatiale Internationale. La fluorescence plus le mode "Tilt" devraient multiplier par un facteur 50 la statistique d'AUGER.

Télescopes Čerenkov

La lumière Čerenkov est émise dans l'atmosphère par les particules chargées dont la vitesse est supérieure à celle de la lumière dans l'air. L'indice de l'air variant avec la densité de l'air, les seuils d'émission et l'angle θ du cône de lumière varient avec l'altitude. Au niveau de la mer, θ est de l'ordre du degré et les seuils en énergie sont de 22 MeV pour les électrons/positrons et de 4,5 GeV pour les muons. Une gerbe de particules va émettre cette lumière tout au long de son développement dans des directions proches de son axe. Elle va ainsi éclairer le sol sur une zone de plusieurs dizaines de mètres (la taille dépendant de l'énergie du primaire). Un ou plusieurs télescopes situés dans cette zone concentrent la lumière captée par leur miroir dans le plan focal où des photo-détecteurs sont placés. Cette technique est particulièrement adaptée à l'étude des gerbes engendrées par des photons γ de haute énergie ($E > 10^{10}$ eV). Il existe deux approches différentes pour étudier les gerbes électromagnétiques :

- L'imagerie : L'image de la gerbe en lumière Čerenkov est formée dans le plan focal d'un grand miroir et est analysée par une caméra de haute définition, constituée de nombreux photomultiplicateurs. La forme en "épi" caractéristique d'une gerbe de photons est un bon facteur de rejet des gerbes hadroniques. Une étude stéréoscopique améliore nettement ce rejet mais également l'analyse des gerbes elle-même. Aujourd'hui, l'expérience HESS, installée en Namibie, utilise cette technique afin d'étudier les photons cosmiques de 100 GeV à 10 TeV, provenant des restes de supernovæ et de sources galactiques.
- Échantillonnage spatio-temporel du front lumineux : de nombreuses stations babilisent une surface plus grande que celle de la tache Čerenkov. On mesure avec précision les temps d'arrivée du signal lumineux pour reconstituer le front d'onde Čerenkov. Cette technique permet d'atteindre les énergies les plus basses dans ce domaine (autour de quelques dizaines de GeV). A ces énergies, les gerbes hadroniques émettent beaucoup moins de lumière Čerenkov que les gerbes électromagnétiques. De plus, la distribution de photons au sol fournit des critères supplémentaires pour

rejeter les événements hadroniques. L'expérience CELESTE, utilisant cette technique, récupéra les héliostats d'une ancienne centrale solaire comme balises au sol. La lumière qu'ils reçoivent est réfléchi vers une tour centrale qui enregistre séparément les signaux grâce à des photomultiplicateurs.

Ces deux techniques offrent une très bonne résolution angulaire (0.1 à 0.2°). Contrairement au réseau au sol, il est nécessaire de pointer la source ou l'objet que l'on veut étudier. Le champ de vue est, en effet, proche des techniques classiques d'astronomie (3 à 5°). Ici aussi, l'observation n'est possible que par beau temps et par nuits sans lune (10% du temps utile).

Depuis cette année, HESS peut fonctionner en D.C. (Direct Čerenkov). La résolution permet de distinguer la lumière Čerenkov pour un noyau de fer entre 50 et 200 TeV, émise avant la lumière Čerenkov de la cascade. On détecte également les neutrinos électroniques par la cascade électromagnétique créée par l'électron après l'interaction du neutrino électronique.

1.3.3 Une nouvelle astronomie : les neutrinos

Pour l'astronomie à base de neutrino, le défi est double puisqu'à un faible flux, comparable à celui des photons γ , se combine la difficulté de détection des neutrinos due à leur très faible section efficace (de 10^{-11} à 10^{-9} barns pour des énergies comprises entre le TeV et le PeV). La détection "directe" des neutrinos étant impossible, on cherche alors à détecter soit le muon qu'il peut engendrer (cas des neutrinos muoniques ν_μ), soit la gerbe qu'il peut générer (cas des neutrinos tauiques ν_τ) :

- L'étude des ν_μ se fait donc par la détection du muon qu'il va produire en traversant la matière. Pour que cette interaction ait lieu, il faut que le neutrino traverse une grande quantité de matière (du fait de sa section efficace très faible). On va donc chercher à détecter des muons de haute énergie qui sembleraient provenir de la Terre. L'étude de ces muons dits "ascendants" permet également de se débarrasser du principal bruit de fond : les muons secondaires provenant des gerbes atmosphé-

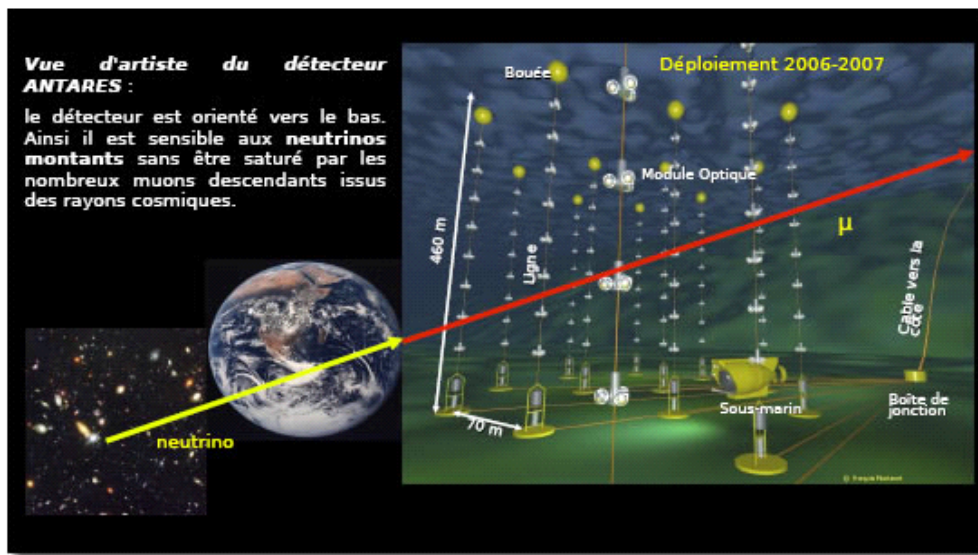


FIG. 1-14: Télescope sous-marin pour la détection des neutrinos de haute énergie. Ce détecteur comprend 900 capteurs de lumière très sensibles, répartis dans 20 millions de mètres cube d'eau.

riques qui se forment au dessus du détecteur. Reste alors comme bruit de fond à basse énergie, les muons générés par les neutrinos des gerbes atmosphériques qui se sont développées de l'autre coté de la Terre. Un télescope à neutrinos consiste en une série de lignes immergées en eau profonde ou dans la glace sur lesquelles sont fixées des modules optiques (photo-multiplicateurs et électronique) regardant vers le bas comme l'illustre la figure 1-14. Ces derniers vont enregistrer la lumière Čerenkov émise par le muon lors de son passage. La trajectoire reconstruite du muon permet alors d'estimer la direction de provenance du neutrino incident. Son énergie est estimée à partir de la quantité de lumière Čerenkov enregistrée par les photomultiplicateurs.

- Le choix de la profondeur est un compromis entre la difficulté technique de descendre en profondeur, et l'obligation de diminuer le bruit de fond des muons "descendants" qui empêche la prise de données. On cherche donc à se placer le plus profondément possible quelque soit le milieu choisi (entre 1 et 2 km de profondeur).

Pour obtenir cette profondeur, les détecteurs sont placés soit dans les abîmes de la mer soit dans la glace aux pôles. L'eau et la glace présentent chacun des avantages et des inconvénients. L'eau offre une plus grande longueur d'atténuation de la lumière, ce qui permet une meilleure résolution angulaire, mais la présence de bioluminescence dans la mer ajoute une forte lumière parasite. L'expérience ANTARES, en construction dans la mer Méditerranée, devrait permettre l'étude du ciel visible depuis l'hémisphère sud, alors que les expériences AMANDA et Ice Cube, beaucoup plus grands, installées en Antarctique donnent déjà des résultats sur l'hémisphère nord.

- En traversant la matière, le neutrino tau (ν_τ) peut interagir et créer une particule τ qui va pouvoir générer une cascade de particules. On va donc pouvoir détecter ces gerbes à l'aide des méthodes classiques (fluorescence et réseaux de détecteurs). Cependant, pour que le neutrino ν_τ donne un τ , il doit traverser une grande quantité de matière (du fait de sa très faible section efficace). Les gerbes dues aux ν_τ proviendront plus facilement des zones de matière dense comme la Terre ou les montagnes qui nous entourent. Les gerbes créées seront ainsi soit horizontales soit "ascendantes". Dans ce cas, un détecteur de fluorescence est alors mieux adapté pour les observer.

Chapitre 2

Interaction des rayons cosmiques avec l'atmosphère terrestre

Après avoir traversé l'espace depuis leurs sources et survécu à leurs multiples rencontres, certains rayons cosmiques vont finalement disperser le reste de leur énergie en entrant dans l'atmosphère terrestre. Chaque particule cosmique va initier une cascade atmosphérique : ils interagissent avec les noyaux des molécules d'air, créant d'autres particules qui interagissent également avec l'air ou se désintègrent. Cela déclenche une réaction en chaîne produisant ainsi une avalanche de particules secondaires qui se développe jusqu'au sol pour des particules cosmiques suffisamment énergiques (figure 2-1). Dans ce chapitre, nous décrirons d'abord les principales caractéristiques de l'atmosphère terrestre. Nous présenterons la paramétrisation mathématique utilisée dans ce travail et qui décrit l'atmosphère terrestre comme une succession de cinq couches. Ensuite, nous détaillerons les différentes interactions qu'une particule cosmique peut avoir avec l'atmosphère terrestre. Enfin, nous décrirons les gerbes, électromagnétique et hadronique, créées par les particules cosmiques primaires dans l'atmosphère.

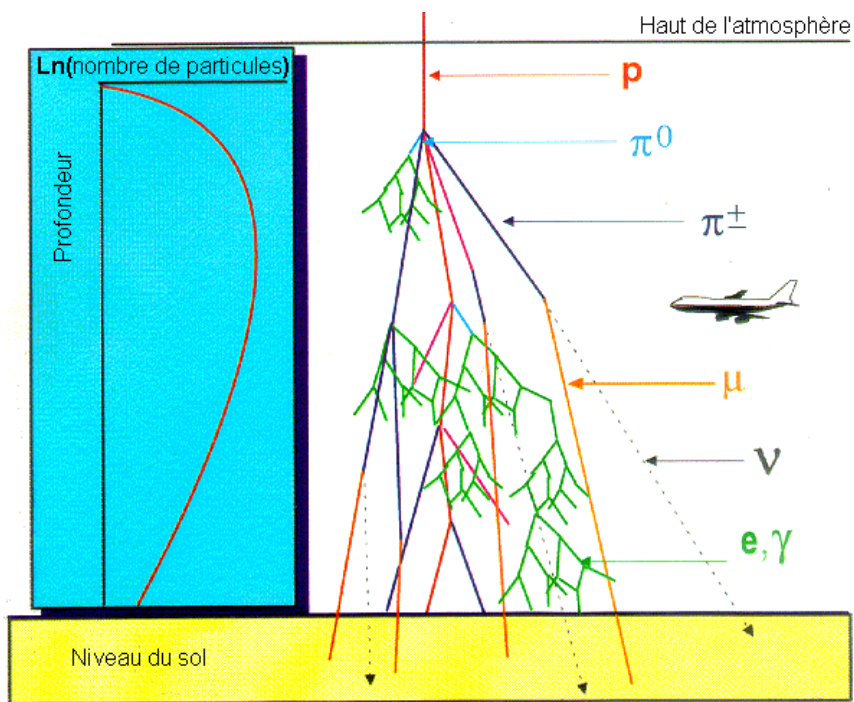


FIG. 2-1: Une gerbe atmosphérique initiée par un proton et son développement.

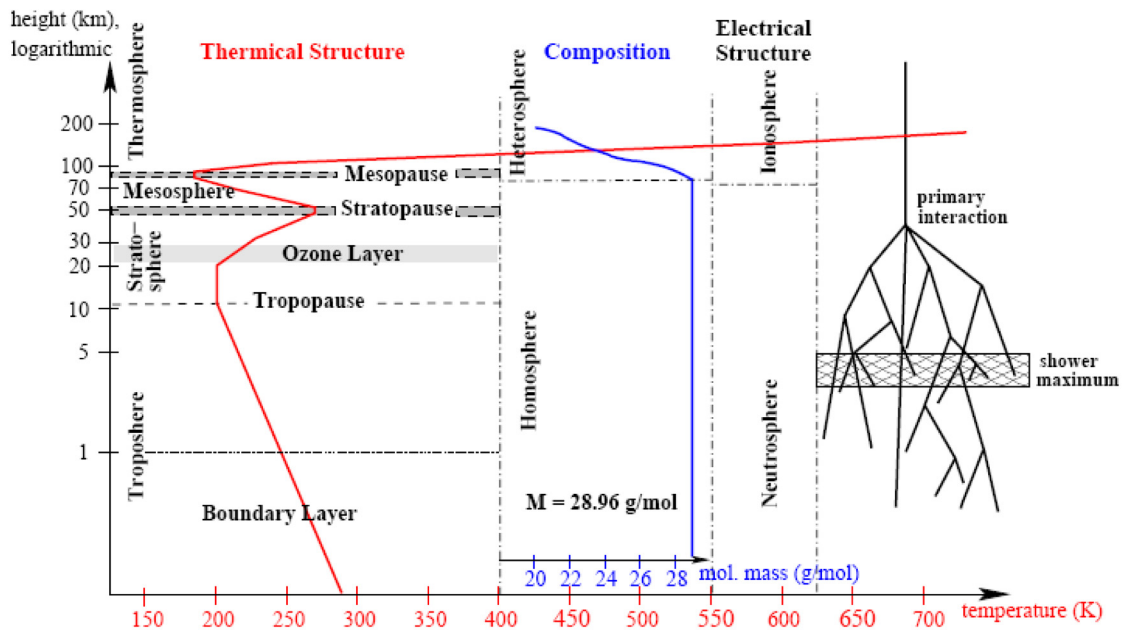


FIG. 2-2: Les différentes couches atmosphériques et leurs caractéristiques. Les valeurs sont celle de l'atmosphère standard US [55].

2.1 Atmosphère terrestre

L'atmosphère est la couche d'air qui entoure le globe terrestre. C'est une enveloppe gazeuse dont 90% de la masse est accumulé dans les 18 km au dessus du niveau de la mer. Seulement 1% de la masse se trouve au dessus des 32 km. Ses propriétés varient avec les conditions météorologiques (température et pression). Ainsi, les gerbes atmosphériques, créées par les particules cosmiques, qui se propagent et interagissent avec les noyaux de l'atmosphère, sont largement influencées par les conditions météorologiques. Il est donc nécessaire de connaître les principales caractéristiques de l'atmosphère, comme sa composition chimique et sa densité, pour pouvoir décrire correctement tous les processus qui entrent dans le développement des gerbes cosmiques.

2.1.1 Couches atmosphériques

L'enveloppe de gaz entourant la Terre est composée de cinq couches distinctes identifiées grâce à des changements dans les caractéristiques thermiques ou électriques, la composition chimique, la densité... Jusqu'à 80 km, la masse moléculaire moyenne est pratiquement constante, c'est *l'homosphère*. Par opposition et au-dessus, les atomes et molécules lourds se concentrent au fond de la couche, alors que les gaz les plus légers flottent en haut, c'est *l'hétérosphère*.

L'homosphère se décompose en plusieurs couches :

- *la troposphère* : du sol jusqu'à environ 10 km d'altitude, où la pression passe de 1013 à 250 hPa. Sa limite est dite *tropopause*. La troposphère représente les 5/6 de la profondeur atmosphérique. La température diminue progressivement (6.5 °C par 1000 m) jusqu'à environ -75 °C. C'est le siège des événements météorologiques (nuages, orages, etc.) ;
- *la stratosphère* : de la tropopause jusqu'à environ 50 km d'altitude, où la pression est de l'ordre de 1 hPa. Sa limite est dite *stratopause*. Cette couche comprend des couches de température différente dont l'une est riche en ozone. L'absorption du rayonnement ultraviolet du Soleil la réchauffe et transforme une infime partie de l'oxygène (1 molécule/1 million) en ozone. La couche d'ozone protège la Terre des radiations ultraviolettes ;
- *la mésosphère* : de la stratopause jusqu'à environ 80 km d'altitude, où les températures chutent progressivement avec l'augmentation de l'altitude jusqu'à environ -100 °C. Sa limite est dite *mésopause*. C'est la plus froide des couches atmosphériques. Le froid est assez intense pour geler la vapeur d'eau en nuages de glace. C'est également dans cette couche que beaucoup de météores se consomment lorsqu'ils entrent dans l'atmosphère terrestre.

L'hétérosphère regroupe :

- *la thermosphère* : sous l'action des rayons UV et X du Soleil, les molécules de l'air se décomposent et la chaleur dégagée fait augmenter la température (à 150 km, on

atteint 360 °C, et à 300 km, 700 °C). Dans sa partie supérieure, la température passe d'environ 350 à 1700 °C, en fonction de l'activité solaire. Cette couche se décompose elle-même en :

- *l'ionosphère* (80 à 350 km) : cette couche est ionisée par le rayonnement solaire; elle est le siège des aurores polaires. Elle est subdivisée en 3 couches qui permettent les télécommunications en réfléchissant les ondes radios de longue, moyenne et courte longueurs d'ondes;
- *la métasphère* (350 à 500 km) : couche dans laquelle la station spatiale ISS et le satellite EUSO sont en orbite (à 400 km);
- *la protosphère* (500 à 800 km);
- *l'exosphère* (1000 km) : c'est la couche la plus élevée de l'atmosphère. Les atomes les plus légers s'échappent lentement à la pesanteur terrestre et s'évadent vers l'espace interplanétaire. L'hydrogène et l'hélium sont les principaux composants et sont seulement présents à des densités extrêmement faibles. C'est la zone où beaucoup de satellites gravitent autour de la Terre.

La métasphère, la protosphère et l'exosphère ne sont pas représentées sur la figure 2-2.

Les gerbes atmosphériques se développent dans les premiers 50 km au dessus du niveau de la mer., c'est-à-dire à partir de la stratopause. Le maximum de la gerbe se trouve dans les premiers 5 km d'altitude, pour des gerbes initiées par des particules cosmiques d'ultra haute énergie. Cela signifie que le principal du développement se passe dans les derniers 10 km traversés par la cascade.

2.1.2 Composition chimique

Dans l'homosphère, jusqu'à la mésopause à environ 80 km d'altitude, la composition chimique de l'air est pratiquement constante. Le tableau 2.1 donne les pourcentages en volume des différents composés pour l'air sec [55].

L'atmosphère contient également de la vapeur d'eau en quantités et densités très variables suivant la latitude, l'altitude et la situation météorologique (glace, nuageuse,

Composé	Symbole	% en volume (air sec)
Azote	N ₂	78.08
Oxygène	O ₂	20.95
Argon	Ar	0.93
Néon	Ne	1,8 · 10 ⁻³
Hélium	He	5 · 10 ⁻⁴
Hydrogène	H ₂	6 · 10 ⁻⁴
Xénon	Xe	9 · 10 ⁻⁶

TAB. 2.1: Composition chimique de l'air sec [55].

Composé	Symbole	% en volume
Vapeur d'eau	H ₂ O	0 à 4
Dioxyde de carbone	CO ₂	0.036
Méthane	CH ₄	1,7 · 10 ⁻⁴
Monoxyde d'azote	N ₂ O	3 · 10 ⁻⁵
Ozone	O ₃	4 · 10 ⁻⁶
Poussières		10 ⁻⁶
Chlorofluocarbone (CFC)		10 ⁻⁸

TAB. 2.2: Composition chimique des autres composés de l'air [55].

pluie, brouillard...), et des aérosols (particules solides en suspension) qui ne se déposent que très lentement au gré des déplacements des masses d'air. Les aérosols influencent surtout les émissions radiatives lors du développement longitudinal de la gerbe. Dans le tableau 2.2, les pourcentages en volume d'autres composés, ou contaminants, présents dans l'air (vapeur d'eau, poussière, polluants...) sont données [55].

La masse moléculaire de l'air, qui entre dans le calcul de la pression et de la profondeur atmosphériques, est donnée par l'équation suivante :

$$M_{\text{air}} = \frac{28.95949 \frac{\text{g}}{\text{mol}} \cdot \% \text{vol}(\text{air})}{100} + \frac{44.01 \frac{\text{g}}{\text{mol}} \cdot \% \text{vol}(\text{CO}_2)}{100} + \frac{18.016 \frac{\text{g}}{\text{mol}} \cdot \% \text{vol}(\text{vapeur})}{100} \quad (2.1)$$

Le premier terme est la contribution de l'air sec sans CO₂. Le deuxième et troisième terme représentent respectivement les contributions du CO₂ et de la vapeur d'eau. La masse atomique moyenne A et le numéro atomique moyen Z valent respectivement 14.65

et 7.31, ce qui donne un rapport $Z/A = 0.499$. Ce dernier est très utilisé dans les calculs de pertes d'énergie des particules cosmiques dans l'atmosphère.

2.1.3 Masse volumique

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

$$\rho(h) = \frac{P(h)M_{\text{air}}}{T(h)R} \quad (2.2)$$

où h est l'altitude, M_{air} la masse molaire, T la température, P la pression et $R = 8.314 \text{ J}\cdot\text{K}^{-1}\cdot\text{mol}^{-1}$ la constante des gaz parfaits. Ainsi, au niveau de la mer avec $P = 1013 \text{ hPa}$ et $T = 293 \text{ K}$, la masse volumique vaut $\rho = 1.21 \text{ kg/m}^3$.

2.1.4 Pression

La pression atmosphérique est donnée par l'expression :

$$\frac{dP}{dh} = -\rho(h) \cdot g(h) = -\rho(h) \cdot \frac{P(h)M_{\text{air}}}{T(h)R} \quad (2.3)$$

Si on néglige la variation de la température et de la gravité en fonction de l'altitude, nous obtenons l'expression suivante :

$$P(h) = P_0 \cdot \exp\left(-\frac{M_{\text{air}} \cdot g}{R \cdot T} h\right) \quad (2.4)$$

2.1.5 Profondeur atmosphérique

Dans la description du développement d'une gerbe dans l'atmosphère, les grandeurs utilisées sont souvent exprimées ou représentées en fonction de la profondeur atmosphé-

rique X qui est la quantité de matière traversée en g/cm^2 . Elle est donnée par :

$$X(h) = \int_h^{\infty} \rho(z) dz \quad (2.5)$$

On notera que $X(h \rightarrow \infty) = 0$ et $X(0) \simeq 1030 \text{ g}/\text{cm}^2$. D'après l'équation 2.3, et en supposant que $g(h)$ ne varie pas beaucoup, il vient que :

$$X(h) = \int_h^{\infty} \left(-\frac{1}{g(z)} \frac{dP}{dz} \right) dz = \frac{P(h)}{g(h)} \quad (2.6)$$

Connaissant la pression à une altitude donnée, nous pouvons déduire la profondeur atmosphérique à cette altitude. Si la trajectoire de la particule n'est pas verticale mais inclinée, faisant un angle θ avec la verticale, une approximation raisonnable, valable jusqu'à environ $\theta = 70^\circ$, est donnée par la formule suivante :

$$X_{\text{inclinée}}(h) = \frac{X_{\text{verticale}}(h)}{\cos \theta} \quad (2.7)$$

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

2.1.6 Modélisation de l'atmosphère

Le nombre de particules secondaires créées dans l'atmosphère est directement lié à la quantité de matière traversée. Comme nous voulons suivre la production de particules secondaires détectables à une altitude donnée, il nous faut connaître de manière précise l'évolution de la concentration en gaz de l'atmosphère, et ce du sol jusqu'à ses frontières supérieures. Si nous voulons une description réaliste du développement des gerbes atmosphériques, il est nécessaire que la paramétrisation atmosphérique le soit aussi. Il existe une variété de modèles et de paramétrisations pour décrire l'atmosphère terrestre. Le modèle standard de l'atmosphère US est l'un des plus utilisés. Ce modèle est décrit par la paramétrisation de Linsley [8] qui est utilisée dans le programme CORSIKA [6]. Le

modèle de Linsley permet un découpage en tranches de l'atmosphère, afin de prendre en compte la variation de température. Ce modèle décrit la profondeur atmosphérique X en fonction de l'altitude h , jusqu'à un maximum $h_{\max} = 112.8$ km. Au delà de cette altitude, la pression, masse volumique et la profondeur atmosphérique sont supposées nulles. Cette approximation est justifiée puisqu'elle affecte une zone placée bien au dessus de la région où les cascades commencent à se développer, vers 50 km d'altitude. Typiquement, l'atmosphère est divisée en 5 couches, comprises entre h_i et h_{i+1} , où i représente le numéro de couche, avec $h_1 = 0$ et $h_6 = h_{\max}$. On décrit alors la profondeur atmosphérique verticale $X_v(h)$ de la façon suivante :

$$X(h) = \begin{cases} a_i + b_i \times \exp\left(-\frac{h}{c_i}\right) & \text{pour les couches } i = 1, \dots, 4 \\ a_5 - b_5 \times \left(\frac{h}{c_5}\right) & \text{pour la cinquième couche} \\ 0 & \text{pour } h \geq h_{\max} \end{cases} \quad (2.8)$$

Les coefficients a_i , b_i et c_i sont des paramètres qui doivent être ajustés pour bien rendre compte des données expérimentales. Il est possible aussi d'utiliser les limites h_i (surtout h_2 , h_3 et h_4) comme paramètres libres à ajuster. Ceci est utilisé dans la modélisation de Keilhauer pour l'atmosphère standard US [9]. Un changement d'atmosphère peut alors être effectué en changeant seulement les coefficients de la paramétrisation et les hauteurs des différentes couches.

2.2 Interaction avec l'atmosphère terrestre

Dans cette section, nous allons décrire les différentes interactions entre les molécules de l'air et la particule cosmique primaire ainsi que les particules secondaires produites. La masse volumique ρ , le numéro Z et la masse atomiques A de l'air sont utilisés pour décrire ces interactions. Une meilleure connaissance de ces processus nous permettra de mieux comprendre les phénomènes qui se produisent lors du développement d'une gerbe atmosphérique.

2.2.1 Longueur de radiation

Avant de décrire les différentes interactions, nous avons besoin de définir une grandeur caractéristique qui décrit les processus électromagnétiques : la longueur de radiation. Les électrons de haute énergie perdent essentiellement leur énergie dans la matière par Bremsstrahlung et les photons de haute énergie par production de paires e^+e^- . La quantité de matière caractéristique traversée pour ces interactions est appelé *longueur de radiation* et est noté X_0 (g/cm^2). Comme nous allons le voir par la suite, c'est en même temps les $7/9$ du libre parcours moyen (distance moyenne parcourue par la particule entre deux interactions) d'un photon interagissant par production de paires, et la distance moyenne sur laquelle l'énergie de l'électron est divisée par e , où $e = 2.718$ est le nombre de Néper (63.2% de son énergie est perdue). Dans l'air sec, dans des conditions normales de température et de pression, la longueur de radiation vaut :

$$X_0 = \left[4 \alpha \mathcal{N}_A r_e^2 \frac{Z^2}{A} \ln \left(183 Z^{-\frac{1}{3}} \right) \right]^{-1} \simeq 36.66 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2} \quad (2.9)$$

où \mathcal{N}_A est le nombre d'Avogadro, A (g/mol) et Z respectivement la masse et le numéro atomique moyens de l'air, r_e le rayon classique de l'électron et α la constante de structure fine. Pour une profondeur atmosphérique d'environ $1030 \text{ g}/\text{cm}^2$, on obtient alors environ 28 longueurs de radiation pour l'atmosphère terrestre. Le site AUGER, à Malargüe en Argentine, est à 1400 m soit environ $875 \text{ g}/\text{cm}^2$, on a donc 24 longueurs de radiations.

2.2.2 Pertes d'énergie des particules de masse $m > m_e$

Lorsque des particules chargées, autres que les électrons (qui seront décrits dans la partie 2.2.4), traversent un milieu, elles perdent leur énergie principalement par excitation et ionisation, et à plus haute énergie par production de paires, Bremsstrahlung et interaction nucléaire. La formule de Bethe-Bloch donne la perte d'énergie moyenne, par unité de profondeur traversée dans le milieu (en $\text{MeV} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$), due à des excitations et ionisations dans des collisions avec des électrons atomiques. Soit dE/dx la perte d'énergie

moyenne par unité de longueur dans un milieu donné ayant une masse volumique ρ . On définit alors le pouvoir d'arrêt massique par $dE/dX = (1/\rho)dE/dx$ qui est donnée par l'équation de Bethe-Bloch :

$$-\frac{dE}{dX} = 4\pi\mathcal{N}_A r_e^2 m_e c^2 \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left(\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2(Z)} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right) \quad (2.10)$$

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

$$T_{max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma \frac{m_e}{M} + \left(\frac{m_e}{M}\right)^2} \quad (2.11)$$

où M , β et γ sont respectivement la masse, la vitesse (par rapport à c) et le facteur de Lorentz de la particule incidente. A basse énergie, il faut ajouter entre les parenthèses de la formule 2.10 des termes correctifs. Une discussion détaillée des corrections à basse énergie de la formule de Bethe-Bloch est donnée dans le 49^{ème} rapport ICRU [56].

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

2.2.3 Pertes d'énergie dans les composés ou mélanges

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

$$\frac{dE}{dX} \simeq \sum_{i=1}^n \omega_i \left(\frac{dE}{dX} \right)_i \quad (2.12)$$

où ω_i est la fraction de l'élément $\omega_i = m_i/m$ avec $\sum m_i = m$ et $(dE/dX)_i$ le pouvoir d'arrêt de l'élément i . Cette loi peut être utilisée de la même façon pour d'autres expressions, telle que :

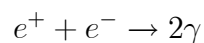
$$\left\langle \frac{Z}{A} \right\rangle = \sum_{i=1}^n \frac{n_i Z_i}{n_i A_i} \quad \text{ou} \quad \frac{1}{X_0} = \sum_{i=1}^n \frac{\omega_i}{X_i} \quad (2.13)$$

2.2.4 Electrons et positrons

Les principales pertes d'énergie des électrons et des positrons du MeV au GeV sont :

Annihilation du positron

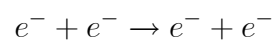
Lorsqu'un positron a perdu toute son énergie cinétique dans le milieu dans lequel il se trouve, il va s'annihiler avec un électron suivant la réaction :



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

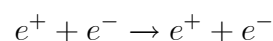
Diffusion de Møller

C'est la diffusion élastique d'un électron sur un électron :



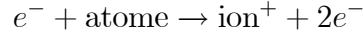
Diffusion Bhabha

C'est la diffusion élastique d'un électron sur un positron (ou l'inverse) :



Ionisation et excitation

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



Les électrons atomiques concernés sont les électrons fortement liés de la couche K. Par contre, si l'énergie transférée par l'électron incident est exactement égale à la différence entre les énergies de liaison de deux couches électroniques de l'atome cible, un électron de cet atome saute sur une couche moins liée et il y a excitation. Les électrons atomiques concernés sont les électrons faiblement liés des couches externes. Les pertes d'énergies sont ici décrites par une formule proche de celle de Bethe-Bloch, mais modifiée pour tenir compte du fait que les collisions se font entre particules de nature identique (masse particule incidente=masse particule cible, et pour l'électron, particule cible=particule incidente). Pour des électrons relativistes, la perte d'énergie est donnée par :

$$-\frac{dE}{dX} = K \frac{Z}{A\beta^2} \left(\frac{1}{2} \ln \frac{m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T}{2I^2(Z)} + \frac{(1 - (2\gamma - 1) \ln 2)}{2\gamma^2} + \frac{1}{16} \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma} \right)^2 \right) \quad (2.14)$$

où $T = E - m_e c^2$ est l'énergie cinétique de l'électron incident. De même pour les positrons :

$$-\frac{dE}{dX} = K \frac{Z}{A\beta^2} \left(\frac{1}{2} \ln \frac{m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T}{2I^2(Z)} - \frac{\beta^2}{24} \left(23 + \frac{14}{\gamma + 1} + \frac{10}{(\gamma + 1)^2} + \frac{4}{(\gamma + 1)^3} \right) \right) \quad (2.15)$$

Rayons δ

Les électrons créés par ionisation avec des énergies suffisamment grandes vont à leur tour pouvoir ioniser le milieu. Ce sont des électrons (ou rayons) δ (également appelés

knock-on electrons en anglais). La distribution de ces électrons secondaires est donnée par :

$$\frac{d^2 N}{dTdx} = \frac{KZz^2 F(T)}{2A\beta^2 T^2} \quad (2.16)$$

où $I \ll T \leq T_{\max}$ est l'énergie cinétique de l'électron produit (T_{\max} est donnée par l'équation 2.11). Le facteur $F(T)$ dépend du spin de la particule incidente, mais vaut à peu près 1 si $T \ll T_{\max}$. Pour des particules de spin 0, $F(T) = (1 - \beta^2 T/T_{\max})$.

Bremsstrahlung

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

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

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

$$\delta = \frac{136}{Z^{1/3}} \frac{m_e c^2}{E_0} \frac{\epsilon}{\epsilon - 1} \quad (2.17)$$

où E_0 et $\epsilon = (h\nu/E_0)$ sont respectivement l'énergie de l'électron et la fraction d'énergie du photon émis. Plus l'écrantage est grand, plus δ est petit, et inversement : pour $\delta \gg 1$, l'écrantage est considéré comme négligeable et, pour $\delta \simeq 0$, il est dit total. Selon la

formule 2.17, si l'énergie de l'électron est très grande, alors l'écrantage sera toujours considéré comme total. Ainsi pour $1 \ll \gamma \ll (\alpha Z^{1/3})^{-1}$, l'effet d'écran est négligeable et la perte d'énergie devient :

$$-\frac{dE}{dX} = 4\alpha\mathcal{N}_A r_e^2 \frac{Z^2}{A} E_0 \left[\ln \left(\frac{2E_0}{m_e c^2} \right) - \frac{1}{3} \right], \quad (2.18)$$

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

$$-\frac{dE}{dX} = 4\alpha\mathcal{N}_A r_e^2 \frac{Z^2}{A} E_0 \left[\ln(183Z^{-1/3}) + \frac{1}{18} \right] = \frac{E_0}{X_0} (1 + b) \quad (2.19)$$

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

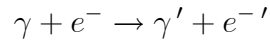
À basse énergie, les électrons et les positrons perdent principalement leur énergie par ionisation, les autres processus ayant des effets beaucoup moins importants (diffusion de Møller, diffusion Bhabha, annihilation de positron). Le Bremsstrahlung devient dominant à partir de l'énergie critique, qui est définie comme l'énergie à laquelle les pertes par ionisation et par Bremsstrahlung sont équivalentes. Dans l'air, $E_c \simeq 80$ MeV . Au dessus de E_c , les pertes par Bremsstrahlung dominant, et au-delà de 1 GeV, elles sont pratiquement constantes. L'effet d'écran est total, et on peut utiliser la formule 2.19.

2.2.5 Photons

Les interactions dominantes entre les photons et l'atmosphère terrestre sont la diffusion Compton et la production de paires (dans le champ du noyau qui interagit), à partir d'environ 25 MeV.

Effet Compton

Une partie de l'énergie du photon incident est transférée à un électron d'une couche périphérique :



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

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_e c^2}(1 - \cos \theta)} \quad (2.20)$$

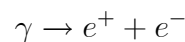
et l'énergie cinétique de l'électron mis en mouvement :

$$E_c = h\nu \frac{\frac{h\nu}{m_e c^2}(1 - \cos \theta)}{1 + \frac{h\nu}{m_e c^2}(1 - \cos \theta)} \quad (2.21)$$

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

Effet de matérialisation ou création de paires

L'énergie $h\nu$ du photon incident est totalement absorbée dans la création d'une paire électron-positron :



Ce processus est suivi d'une annihilation dans laquelle le positron et un électron du milieu s'annihilent, produisant une paire de photons de 511 keV chacun, émis à 180° l'un de l'autre. La création de paires provient de l'interaction du photon avec le champ électrique d'une particule chargée du milieu :

- dans le cas d'un noyau d'un atome, elle aura lieu si $h\nu \geq 2m_e c^2 = 1.022 \text{ MeV}$;

- pour un électron atomique, elle aura lieu si $h\nu \geq 4m_e c^2 = 2.044 \text{ MeV}$. L'électron cible sera éjecté.

Cependant, l'interaction est la plus importante dans le champ coulombien du noyau, le potentiel électrique du noyau étant plus fort que celui d'un électron : $V_{\text{noyau}}(r) = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} > V_{e^-}(r) = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r}$. Ce phénomène est très proche de celui du Bremsstrahlung et les équations décrivant ces deux processus sont très proches. De la même façon, il faut également prendre en compte l'effet d'écran qui est caractérisé par :

$$\delta = \frac{136}{Z^{1/3}} \frac{m_e c^2}{h\nu} \frac{1}{\epsilon(\epsilon - 1)} \quad (2.22)$$

avec $\epsilon = \frac{E}{h\nu}$. E représente l'énergie d'une des particules de la paire. Ainsi, pour des énergies $m_e c^2 \ll h\nu \ll \frac{m_e c^2}{\alpha Z^{1/3}}$, l'effet d'écran est négligeable ($\delta \gg 1$), et la section efficace de production de paires est alors :

$$\sigma = 4\alpha r_e^2 Z^2 \left(\frac{7}{9} \ln \frac{2h\nu}{m_e c^2} - \frac{109}{54} \right) \quad (2.23)$$

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

$$\sigma = 4\alpha r_e^2 Z^2 \left(\frac{7}{9} \ln(183Z^{-1/3}) - \frac{1}{54} \right) = \frac{1}{X_0} \left(\frac{7}{9} - \frac{b}{3} \right) \quad (2.24)$$

Cette relation signifie que la création devient constante à haute énergie. On remarquera la similitude de cette formule avec celle du Bremsstrahlung pour les électrons (formule 2.19), ce qui montre bien que les processus mis en oeuvre sont similaires. En négligeant le terme $b/3$:

$$\sigma \simeq \frac{7}{9} \frac{A}{\mathcal{N}_A} \frac{1}{X_0} \quad \text{d'où} \quad X_0 = \frac{7}{9} \frac{A}{\mathcal{N}_A} \frac{1}{\sigma} = \frac{7}{9} \lambda_{\text{paire}} \quad (2.25)$$

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

2.2.6 Muons

Les muons de haute énergie interagissent avec l'atmosphère par ionisation, Bremsstrahlung, création de paires e^+e^- et par interaction photo-nucléaire. Ils se désintègrent lorsqu'ils ne sont plus assez énergiques. La perte d'énergie par ionisation est donnée par la formule de Bethe-Bloch (formule 2.10). Le calcul des pertes d'énergie pour les autres processus sont à inclure. En général, l'énergie totale perdue par un muon traversant une certaine quantité de matière (ici l'air) peut être décrite par :

$$-\frac{dE}{dX} = a(E) + b(E)E \quad (2.26)$$

où $a(E)$ représente la perte d'énergie par ionisation, et $b(E)$ la somme des pertes par production de paires e^+e^- , Bremsstrahlung et celles dues aux réactions photo-nucléaires ($\mu + N \rightarrow \mu' + \text{hadrons} + X$ par échange d'un photon virtuel). Les interactions photo-nucléaires des muons de haute énergie sont théoriquement moins bien comprises que les processus purement électromagnétiques. Plusieurs modèles ont été développés, mais ce ne sont que des extrapolations des sections efficaces mesurées grâce aux accélérateurs de particules. Les interactions inélastiques des muons avec les noyaux de l'air commencent à devenir non négligeables à partir de 100 GeV, mais ces pertes d'énergie restent bien inférieures à celles des autres processus radiatifs (Bremsstrahlung et création de paires). L'énergie critique (à laquelle les pertes par ionisation et les pertes dues aux autres effets sont égales) est de 1115 GeV, bien supérieure à celle des électrons. La formule $E_{\mu c} = \frac{7980 \text{ GeV}}{(Z + 2.03)^{0.879}}$, donne une valeur relativement proche de 1112 GeV. Au-delà de cette énergie, la production de paires muoniques est dominante. Les muons, qui ont des durées de vie relativement grandes ($\tau_\mu = 2.2 \mu\text{s}$ dans le référentiel du muon) et des petites sections efficaces, sont très pénétrants dans la matière. Au sol, ils constituent les particules majoritaires des cascades atmosphériques ayant traversé l'équivalent de plusieurs atmosphères (gerbes inclinées à $\theta > 60^\circ$, ou X traversée $> 1800 \text{ g/cm}^2$), et sont relativement faciles à détecter parce qu'ils sont chargés. Les muons de basse énergie peuvent

néanmoins se désintégrer :

$$\left. \begin{array}{l} \mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \\ \mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \end{array} \right\} \sim 100\% \quad (2.27)$$

2.2.7 Hadrons

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

Interaction ou désintégration ?

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

$$\sigma_{h-\text{air}} = \sum_i n_i \sigma_{h-N_i} \quad (2.28)$$

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

$$\lambda_{int} = \frac{m_{\text{air}}}{\sigma_{h-N_i}} \text{ (g/cm}^2\text{)} \quad (2.29)$$

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

$$P_{int}(\lambda) = \frac{1}{\lambda_{int}} e^{-\lambda/\lambda_{int}} \quad (2.30)$$

Dans les simulations d'interaction hadronique, les longueurs de parcours des hadrons sont choisies au hasard à partir de cette distribution. Le même traitement peut être appliqué aux collisions noyau-noyau, en remplaçant la section efficace hadron-noyau par la section efficace noyau-air $\sigma_{N-\text{air}}$. Les particules instables, comme les pions chargés et les kaons, peuvent également se désintégrer. La longueur moyenne parcourue avant leur désintégration est donnée par :

$$\ell = \gamma\tau\beta c = \frac{E}{mc^2}\tau\beta c \quad (2.31)$$

E , m , β et τ étant respectivement l'énergie, la masse, la vitesse et la durée de vie de la particule qui se désintègre. On notera ℓ la longueur de désintégration. Pour de telles particules (y compris pour les muons), il y a compétition entre interaction et désintégration. La comparaison de leur longueur de désintégration et de leur longueur d'interaction permet de déterminer ce qui se passera, notamment dans les simulations : une interaction peut avoir lieu si $\ell > \frac{\lambda}{\rho_{\text{air}}}$. D'autres interactions peuvent également suivre, jusqu'à épuisement de l'énergie. Dans les simulations d'interaction hadronique, les sections efficaces sont calculées en fonction de l'énergie, puis sont utilisées pour déterminer les distributions de probabilité des interaction et un tirage aléatoire permet alors de décider du destin de la particule. Nous allons voir qu'un simple calcul permet d'estimer quel processus a le plus de chances de se réaliser. La section efficace totale des collisions nucléaires est donnée par :

$$\sigma_{\text{totale}} = \sigma_{\text{élastique}} + \sigma_{\text{inélastique}} \quad (2.32)$$

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

$$\lambda_a = \frac{A}{\mathcal{N}_A \sigma_{\text{inélastique}}} \text{ (g/cm}^2\text{)} \quad (2.33)$$

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

Particule	mc^2 (GeV)	τc (m)	ϵ (GeV)
μ^\pm	0.1057	658.65	0.08
π^\pm	0.1396	7.80	9.25
π^0	0.1350	2.5×10^{-8}	2.79×10^9
K^\pm	0.4937	3.71	68.75
K_L^0	0.4977	15.51	16.58
K_S^0	0.4977	2.67×10^{-2}	9.63×10^3

TAB. 2.3: Temps de vie et énergie critique d'interaction pour différentes particules.

travailler :

$$\lambda_c = \frac{A}{\mathcal{N}_A \sigma_{\text{totale}}} \text{ (g/cm}^2\text{)} \quad (2.34)$$

$\sigma_{\text{inelastique}}$ et σ_{totale} dépendent de l'énergie et du modèle d'interaction hadronique utilisé. Cependant, pour le calcul considéré, on suppose qu'à haute énergie λ_a et λ_c sont indépendants de l'énergie et de l'espèce des hadrons considérés, ce qui n'est pas rigoureux, mais va permettre de fixer les idées. Dans ces conditions et pour des valeurs de $Z > 5$, λ_a et λ_c sont plus grandes que la longueur de radiation X_0 , en particulier pour l'air ($Z = 7.31$), $\lambda_c = 62 \text{ g/cm}^2$ et $\lambda_a = 90 \text{ g/cm}^2$. Cela signifie qu'il faut plus de matière pour stopper un hadron qu'un électron. Ainsi, sachant que pour interagir avec l'atmosphère, un hadron doit remplir la condition (en considérant qu'elle soit relativiste, $\beta \simeq 1$) :

$$\ell = \frac{E}{mc^2} \tau c > \frac{\lambda_c}{\rho_{\text{air}}} \text{ d'où } E > \frac{\lambda_c}{\rho_{\text{air}}} \frac{mc^2}{\tau c} = \epsilon \quad (2.35)$$

Nous pouvons estimer une énergie critique ϵ , connaissant la longueur de collision nucléaire et la densité de l'air ($\rho = 1.2 \text{ kg/m}^3$ au niveau de la mer), au-delà de laquelle la particule va interagir au lieu de se désintégrer. Le tableau 2.3 donne les durées de vie moyenne et les seuils d'énergie pour plusieurs particules.

Ce tableau montre logiquement que plus le temps de vie de la particule est long, plus il est probable qu'elle interagisse (ϵ faible). Les muons arrivant au sol, pour lesquels l'estimation de ϵ est particulièrement grossière, doivent avoir selon ce modèle des énergies

supérieures à 80 MeV. De même pour les pions (kaons) chargés, ils ont en moyenne des énergies de 10 GeV (100 GeV).

Désintégration des mésons

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

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

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

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

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

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

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

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

Des mésons η sont également produits, mais en quantité moindre. Ils participent

également à la cascade électromagnétique. En effet, la désintégration des η peut produire, selon les canaux, des photons, des pions chargés et/ou neutres, des électrons et des positrons.

Interaction des baryons

Un proton interagit violemment avec un nucléon du noyau cible. Dans la collision, des pions de différentes charges et des particules étranges sont produits. Dans le référentiel du centre de masse, les pions émergent en avant et en arrière, mais peuvent avoir des moments transverses de d'environ $300 \text{ MeV}/c$ (dans le référentiel du laboratoire, ici l'atmosphère). Les nucléons et les pions émergeant sont très énergiques et sont concentrés dans un cône fin autour la direction de la rencontre lors de collisions très énergiques. Chaque particule secondaire est capable d'initier une autre collision dans le même noyau, si cela est possible (choc frontal). Le noyau restant se trouve alors dans un état excité, et peut être instable. Le plus souvent, plusieurs fragments nucléaires s'évaporent du noyau, émis isotropiquement dans le référentiel du laboratoire : ce sont des fragments de spallation. Des neutrons s'évaporent également du noyau. Lorsque la particule incidente est un noyau, la collision avec un noyau d'air produit des pions. Il ne reste pas grand chose du noyau cible si le choc est frontal, sinon, ce qui est beaucoup plus probable, seulement quelques nucléons interagissent et forment la cascade de pions. Les deux noyaux se trouvent dans des états excités et éjectent des fragments de spallation. Les fragments provenant du noyau cible sont des nucléons relativistes, qui peuvent chacun initier une cascade de particules indiscernable dans le lot des autres.

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

Le neutron est plus pénétrant car il n'est pas soumis à l'interaction coulombienne, mais seulement à l'interaction nucléaire qui est de courte portée. Cependant, les neutrons

de haute énergie ($\gg 100$ MeV) interagissent dans un milieu comme les hadrons chargés en développant une gerbe hadronique. A plus basse énergie, plusieurs interactions sont possibles :

- diffusion élastique (réaction dominante pour les neutrons rapides d'énergie $0.1 \text{ MeV} \leq E \leq 10 \text{ MeV}$).
- diffusion inélastique : le neutron transfère de l'énergie au noyau, et le laisse dans un état excité.
- capture radioactive : la réaction est $n + A \rightarrow B + \gamma$. Par rapport au noyau A qui contenait N neutrons, B en contient $N + 1$. Il y a émission d'un photon afin que B revienne dans un état stable. C'est un processus de basse énergie ($E_{\text{neutron}} \leq 1 \text{ eV}$).
- fission : l'absorption du neutron a fait éclater le noyau en deux fragments plus légers avec émission d'un ou plusieurs neutrons : $n + A \rightarrow B + C + xn$.

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

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

2.3 Gerbes atmosphériques

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

cosmique primaire de haute énergie avec l'atmosphère produit une cascade de particules. Le nombre de particules augmente jusqu'à atteindre un maximum puis décroît, puisque de plus en plus de particules voient leur énergie tomber sous le seuil de production de particules secondaires. Plusieurs milliards de particules arrivent au sol, étalées sur une surface de quelques dizaines de km². Les gerbes atmosphériques initiées par des nucléons ou des noyaux (dites hadroniques) ont généralement trois composantes : électromagnétique, muonique et hadronique (figure 2-3). Une gerbe initiée par un photon est principalement composée de photons, d'électrons et de positrons. Une telle gerbe est dite électromagnétique. La description des gerbes électromagnétiques nous permettra d'aborder en même temps les gerbes hadroniques. Les différentes interactions ont été décrites dans la section précédente, nous nous limiterons ici à une description purement phénoménologique des gerbes atmosphériques.

2.3.1 Gerbes électromagnétiques

Dans une cascade électromagnétique, les photons créent des paires e^+/e^- , qui à leur tour produisent des photons par Bremsstrahlung. Le développement de la gerbe électromagnétique se poursuit tant que l'énergie est suffisante pour que les électrons/positrons puissent émettre des photons et que les photons puissent se matérialiser. Sinon, les électrons/positrons perdent leur énergie par ionisation et les photons diffusent par effet Compton. L'électron Compton produit n'ayant pas suffisamment d'énergie pour rayonner.

Il est possible pour des photons, d'énergie supérieure à 5 MeV, de subir des réactions photo-nucléaires (absorption du photon par un noyau, qui peut éjecter, selon l'énergie, des mésons, un ou plusieurs neutrons et/ou des protons), et produire ainsi des muons par désintégration de ces mésons ou directement par production de muons μ^\pm . En proportion, ces éléments restent peu nombreux par rapport aux autres, les sections efficaces de ces interactions étant plus petites que celles électromagnétiques de plusieurs ordres de grandeur. La mesure du nombre de muons par rapport au nombre d'électrons peut

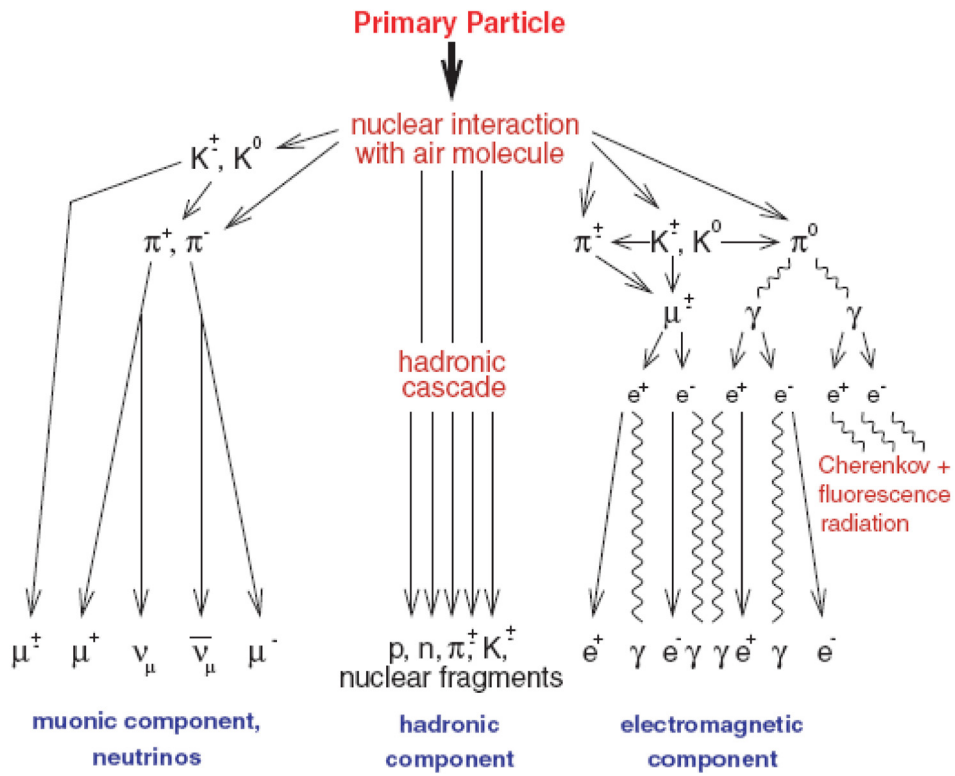


FIG. 2-3: Cascades hadronique et électromagnétique [57].

alors être un paramètre permettant de discriminer un photon primaire d'un hadron et un noyau léger d'un noyau lourd.

2.3.2 Gerbes hadroniques

Si la particule primaire est un nucléon ou un noyau, son interaction avec un noyau d'une molécule d'air produit principalement des pions (π^\pm, π^0) et des kaons ($K^\pm, K_{L,S}^0$) chargés et neutres. Si la particule cosmique primaire est un noyau, une partie seulement de ses nucléons interagit inélastiquement avec la cible, les autres sont dits spectateurs. Les nucléons ayant participé à l'interaction avec la particule cosmique primaire sont généralement éjectés du noyau. Le reste du noyau primaire fragmenté, les nucléons et les mésons produits lors de cette première collision continuent d'interagir par collision nucléaire tant que leur énergie le permet et forment la partie hadronique de la gerbe. On peut considérer que la cascade hadronique s'arrêtera lorsque l'énergie des pions π^\pm sera de l'ordre de 10 GeV et les nucléons ne pourront plus former d'autres pions en dessous d'environ 200 MeV (la masse du pion étant $m_\pi \simeq 140$ MeV). Les hadrons de haute énergie se trouvent dans le coeur de la gerbe et alimentent continuellement la partie électromagnétique de la cascade. Ces hadrons secondaires ont des impulsions transversales importantes ($\simeq 350$ MeV/c). La dimension transversale d'une gerbe hadronique au niveau du sol n'est en elle-même pas très grande. Mais c'est la composante muonique qui lui est associée qui s'étale plus loin que ne le ferait une gerbe électromagnétique (celle-ci est dominée par les diffusions multiples à petit angle, alors que les muons héritent de grands moments transversaux). Les pions neutres sont la source principale de la composante électromagnétique de la gerbe. Ils se désintègrent en produisant des photons. Les pions chargés qui se désintègrent produisent des muons et participent ainsi à la composante muonique de la gerbe. Les kaons, avec leurs divers canaux de désintégrations, contribuent à la partie muonique et à la partie électromagnétique, directement ou indirectement, par production de pions π^\pm . Les muons les plus énergiques (quelques GeV) atteignent la surface de la Terre à cause de la dilatation relativiste de leur durée de vie ($\gamma \times 2.2 \mu\text{s}$

pour un observateur externe au référentiel du muon) et leur faible perte d'énergie ($\sim 2.5 \text{ MeV} \cdot \text{cm}^2 / \text{g}$ pour un muon de 10 GeV). Les muons qui se désintègrent alimentent la partie électromagnétique de la gerbe.

2.3.3 Modélisation des gerbes

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

Concernant le nombre de particules, celui des muons croît quand la gerbe se développe, passe par un maximum puis s'atténue très lentement car leurs pertes d'énergie sont faibles (figure 2-4). En contraste, le nombre d'électrons diminue rapidement après le maximum car le rayonnement de freinage et la production de paires abaissent l'énergie sous le seuil de l'énergie critique (80 MeV), après lequel les électrons perdent de l'énergie par ionisation. Il est possible d'obtenir une estimation de l'énergie de la gerbe et donc de la particule primaire, à partir du nombre de muons et également à partir du nombre de photons et électrons.

Nombre de muons

Considérons un proton d'énergie E_0 initiant une cascade. On fait l'approximation que les interactions hadroniques ne produisent globalement que des pions. On suppose qu'à chaque étape n pions sont produits, dont les $2/3$ sont des pions chargés. Les muons

¹90% (95%) de la gerbe est contenu dans un (deux) rayon de Molière.

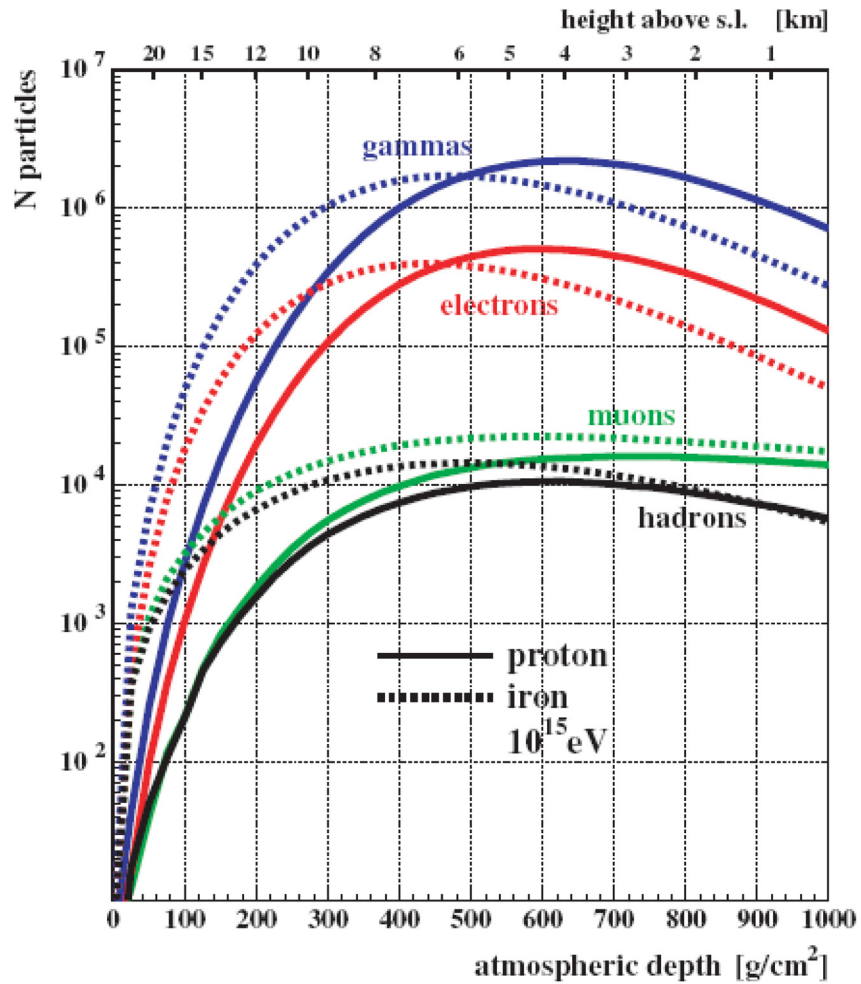


FIG. 2-4: Développement longitudinal pour différentes particules dans une gerbe initiée par un proton et un noyau de Fer, à partir de simulation Monte Carlo utilisant CORSIKA [57].

seront produits lorsque les pions atteindront une énergie E_d , à laquelle la désintégration est plus probable qu'une interaction, au bout de k étapes. Il y aura alors $(2n/3)^k$ pions chargés, chacun ayant une énergie moyenne E_0/n^k . On obtient $E_0/n^k = E_d$ d'où $k = \ln(E_0/E_d)/\ln(n)$. En supposant que tous les pions se sont désintégrés, le nombre de muons vaut :

$$N_{\mu^\pm}^p = \left(\frac{2}{3}n\right)^k = \left(\frac{2}{3}n\right)^{\frac{\ln(E_0/E_d)}{\ln(n)}} = \left(\frac{E_0}{E_d}\right)^{\frac{\ln(2n/3)}{\ln(n)}} \propto (E_0)^\alpha \quad (2.36)$$

La multiplicité n augmente avec l'énergie et, à très haute énergie, elle est comprise entre 200 et 600. Le nombre de muons est alors respectivement proportionnel à $(E_0)^{0.92}$ et $(E_0)^{0.94}$. Cet effet est important pour distinguer un noyau léger d'un noyau lourd. En effet, selon le principe dit de superposition, un noyau de numéro atomique A et d'énergie E_0 peut être considéré comme étant équivalent à A nucléons, chacun d'énergie E_0/A . Le nombre de muons induit est alors :

$$N_{\mu^\pm}^A \propto \left(\frac{E_0}{A}\right)^\alpha A = N_{\mu^\pm}^p A^{1-\alpha} \quad (2.37)$$

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

Nombre de photons, électrons et positrons

De simples considérations sur le nombre de particules électromagnétiques (photons, électrons et positrons) produites pendant le développement de la gerbe peuvent également permettre d'estimer l'énergie de la particule primaire. À chaque interaction hadronique, environ un tiers de l'énergie est transférée dans la composante électromagnétique (par les pions neutres). Comme la plupart des hadrons réinteragissent, la majeure partie de l'énergie se retrouve dans la composante électromagnétique. Ainsi, la multiplication ra-

pide des cascades électromagnétiques explique pourquoi les électrons et les positrons sont les particules les plus nombreuses dans les gerbes atmosphériques. Au final, la composante électromagnétique dissipe environ 90% de l'énergie de la particule primaire. On peut donc écrire que le nombre de particules de cette composante est :

$$N_{\gamma,e^\pm}^P = \frac{0.9E_0}{\epsilon} \quad (2.38)$$

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

$$N_{\gamma,e^\pm}^A = A \frac{0.9(E_0/A)}{\epsilon} = N_{\gamma,e^\pm}^P \quad (2.39)$$

Ainsi pour un noyau, par rapport à un proton, le nombre de particules électromagnétiques reste sensiblement le même, alors que le nombre de muons augmente. Les particules électromagnétiques d'une gerbe cosmique transportent donc la grande majorité de l'énergie et la mesure de leur nombre, directe ou indirecte (par la technique de fluorescence par exemple), permet d'en obtenir une estimation juste et précise. A contrario, le nombre de muons n'est pas aussi efficace : concrètement, l'énergie ne peut être reliée au nombre de particules que grâce aux simulations. Or, le nombre de muons varie d'un modèle d'interaction hadronique à un autre et ils transportent moins de 5% de l'énergie, une faible variation dans le nombre de muons produits entraîne donc une erreur importante sur l'énergie.

Profil longitudinal et X_{\max}

Le nombre de particules produites dépend naturellement de la profondeur atmosphérique traversée : c'est *le profil longitudinal* de la cascade qui représente son développement dans l'atmosphère. La formule de Gaisser-Hillas [58] décrit alors ce profil et permet d'extraire par ajustement des données les principales caractéristiques de la gerbe :

$$N(X) = N_{\max} \left(\frac{X - X_0}{X_{\max} - X_0} \right)^{\frac{X_{\max} - X_0}{\lambda}} \exp \left(\frac{X_{\max} - X}{\lambda} \right) \quad (2.40)$$

avec $\lambda = 70 \text{ g/cm}^2$. N_{\max} est le nombre maximum de particules durant le développement de la gerbe, X_{\max} , la profondeur atmosphérique à laquelle le nombre de particules vaut N_{\max} et X_0 celle de la première interaction. Après X_{\max} le nombre de particules secondaires commence à diminuer, de plus en plus de particules passant sous le seuil de l'énergie critique et donc ne se multipliant plus. La différence $X_{\max} - X_0$ dépend de l'énergie E_0 de la particule primaire et aussi de sa nature. La figure 2-5 montre la dépendance de X_{\max} avec l'énergie de la particule primaire. L'observatoire Auger, en Argentine, se trouve à une profondeur atmosphérique (875 g/cm^2 , soit 1400 m d'altitude) qui correspond aux valeurs de X_{\max} des gerbes d'ultra-haute énergie. Le site a en effet été choisi pour ses conditions climatiques exceptionnelles, ainsi que pour son altitude, qui permet d'échantillonner les gerbes au plus fort de leur développement.

Toy Model

Un modèle assez simple, dit le *modèle jouet* (de l'anglais "toy model"), dû à Heitler illustre sommairement les étapes du développement des cascades atmosphériques. Ce modèle est en général appliqué aux gerbes électromagnétiques, mais peut aussi bien être appliqué aux gerbes hadroniques, de la même façon que nous avons calculé le nombre de muons. La figure 2-6 est un diagramme montrant la multiplication des particules après chaque interaction, de longueur (de collision ou de radiation) λ . Chaque segment représente une particule et, à chaque intersection, l'énergie est emportée par les n particules résultantes (2 pour les processus électromagnétiques).

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

$$N(X) = n^{X/\lambda} \quad (2.41)$$

A la profondeur X , l'énergie par particule est $E(X) = E_0/N(X)$. La multiplication de

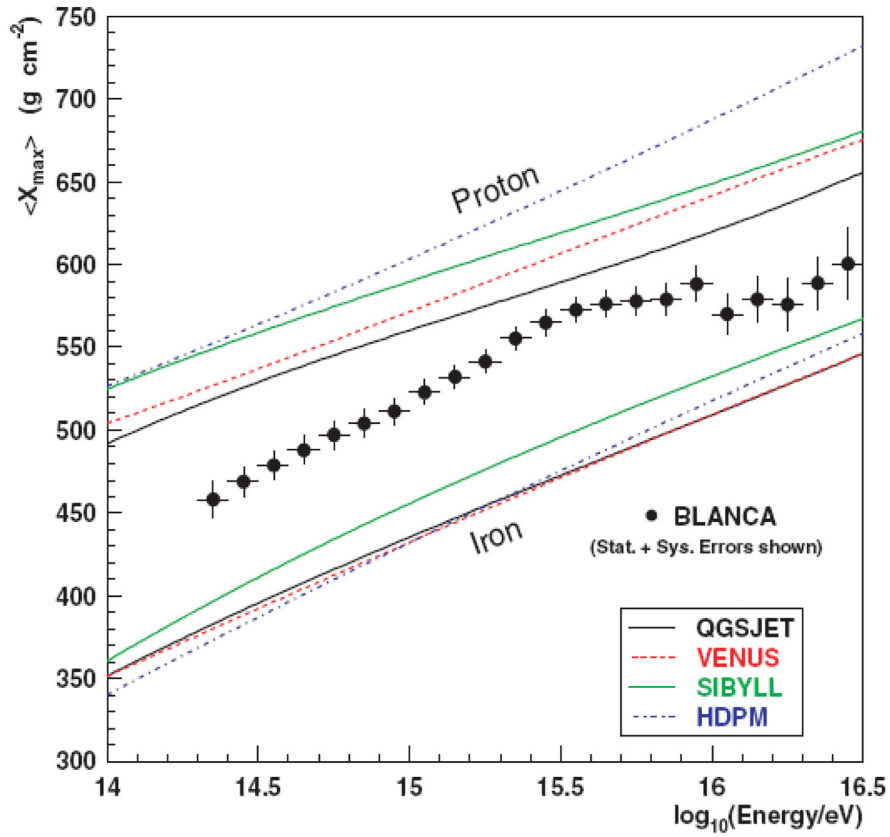


FIG. 2-5: Variation de la profondeur atmosphérique moyenne X_{\max} avec l'énergie primaire, obtenue par l'expérience BLANCA comparée aux prédictions de différents modèles d'interaction hadronique [57].

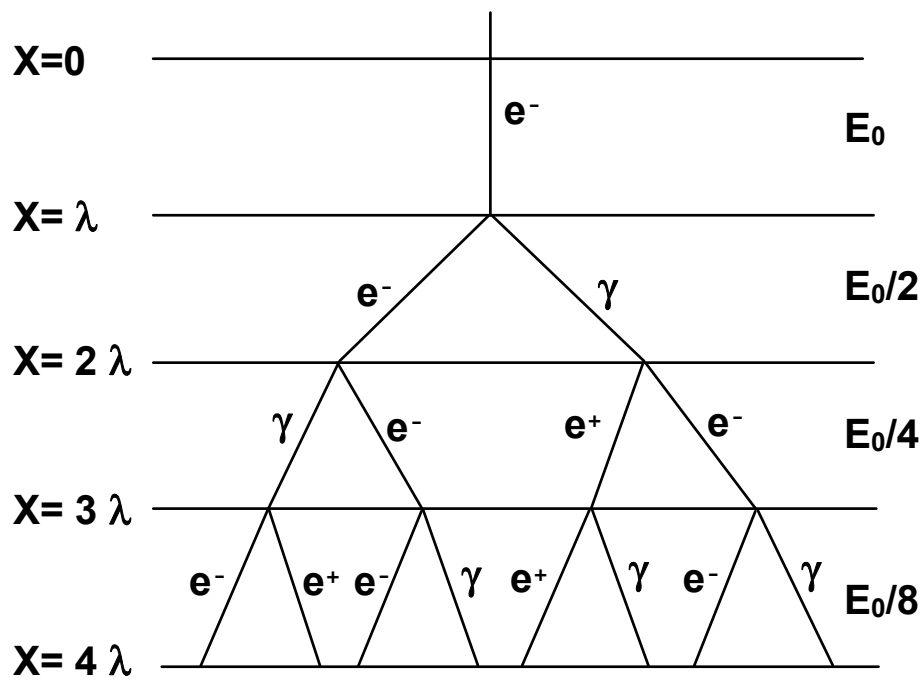


FIG. 2-6: Schéma simplifié d'une cascade électromagnétique selon le modèle de Heitler ou "Toy model".

particules continue jusqu'à ce qu'elles atteignent une énergie critique ε_c en dessous de laquelle elles ne produisent plus d'autres particules mais perdent seulement de l'énergie, sont absorbées ou se désintègrent. Selon ce modèle, le nombre maximum de particules est $N(X_{\max}) = E_0/\varepsilon_c$, d'où :

$$N(X_{\max}) = E_0/\varepsilon_c = n^{\frac{X_{\max}}{\lambda}} \quad \text{d'où} \quad X_{\max} = \frac{\lambda}{\log n} \log(E_0) + \text{cste} \quad (2.42)$$

Il est généralement admis que X_{\max} augmente de 55 g/cm² par décade d'énergie, ce que l'on retrouve approximativement grâce à la figure 2-5, qui donne à peu près la même valeur. X_{\max} dépend donc de l'énergie et de la nature de la particule primaire. Toujours selon le principe de superposition, le nombre de particules au maximum de la gerbe reste à peu près le même pour un noyau de A nucléons par rapport à un proton ($N_{\max} \propto A \frac{E_0}{A}$), alors que son X_{\max} est décalé de $-55 \log(A)$. La cascade d'un noyau lourd se développe donc en moyenne plus rapidement que celle d'un proton de même énergie. On obtient un décalage d'environ -100 g/cm² pour un noyau de fer, conformément à ce que donne le décalage entre les courbes de la figure 3-3. Ce décalage diminue cependant avec l'énergie qui augmente (figure 2-5).

Chapitre 3

Calcul du spectre d'énergie des muons atmosphériques

Dans ce chapitre, nous exposerons la procédure suivie pour calculer le spectre d'énergie des muons atmosphériques et les résultats obtenus. Nos simulations sont basées sur la méthode de Monte Carlo en utilisant le programme CORSIKA [6]. Nous présenterons d'abord les différents facteurs qui jouent un rôle important dans les variations spatio-temporelles du spectre d'énergie des muons atmosphériques, ainsi que les facteurs directement liés à la procédure de simulation. Ensuite, nous détaillerons cette dernière en vue de l'obtention du spectre d'énergie théorique des expériences CAPRICE 1994 [4] et BESS 2001 [5].

3.1 Facteurs influençant le spectre d'énergie des muons atmosphériques

Commençons d'abord par examiner les différents éléments qui influencent le spectre d'énergie des muons atmosphériques, à savoir le spectre d'énergie des rayons cosmiques primaires, le champ magnétique terrestre, l'atmosphère terrestre, la modulation solaire et les modèles d'interaction hadronique.

3.1.1 Spectre d'énergie des rayons cosmiques primaires

La connaissance précise du spectre d'énergie des rayons cosmiques primaires et de leur composition chimique est essentielle pour comprendre les mécanismes d'accélération et de propagation des rayons cosmiques ainsi que leur origine. Depuis une décennie, cette importance s'est accrue grâce à l'étude des neutrinos atmosphériques et, par voie de conséquences, de leurs parents les muons. Ces derniers servent à tester et à améliorer les modèles d'interaction hadronique qui sont alors utilisés pour le calcul des paramètres d'oscillation des neutrinos atmosphériques. Donc, toute incertitude sur le spectre primaire entraîne automatiquement une incertitude sur le calcul du flux des particules secondaires, tels que les muons et les neutrinos.

Pour des énergies allant jusqu'à 1 PeV, le spectre d'énergie des différentes particules primaires est obtenu par des mesures directes réalisées par des expériences embarquées sur des ballons ou sur des satellites. Au delà de cette énergie, et vu la décroissance rapide du flux des rayons cosmiques primaires, des mesures indirectes sont effectuées par des expériences au sol. En mesurant les caractéristiques des grandes gerbes de l'air développées par l'interaction des particules primaires avec les noyaux de l'air, il est possible de remonter au flux primaire. Comme l'indique la figure 1-1, le spectre d'énergie primaire couvre des énergies allant du GeV jusqu'à au moins 10^{20} eV. Ce spectre est décrit par une loi de puissance très décroissante en énergie donnée par l'équation 1.1.

Il est important de noter qu'hormis l'effet géomagnétique, le spectre primaire est pratiquement isotrope. Compton et Getting [59] ont montré que le mouvement de la terre dû à la rotation de la galaxie (300 km/s) cause une asymétrie de l'ordre de 1 % dans la partie relativiste des rayons cosmiques primaires si la source est extérieure à la galaxie. Cette asymétrie due au mouvement de la terre relativement aux rayons cosmiques primaires est connue sous le nom d'effet Compton-Getting. Il est maintenant admis que la plus grande partie des rayons cosmiques primaires est originaire de l'intérieur de la galaxie. Donc nous devons nous attendre à une petite anisotropie due au mouvement du système solaire (20 km/s) relativement à la rotation de la galaxie. Cette anisotropie sidérale a

été mesurée : elle est inférieure à 1 % [60], bien qu’une récente analyse [61] indique une origine plus complexe de l’effet Compton-Getting. Dans tous les cas, ces asymétries sont trop petites pour affecter le flux des muons ou des neutrinos atmosphériques de manière significative. L’intensité des rayons cosmiques primaires est modulée par le champ magnétique des vents solaires dans l’espace interplanétaire. L’intensité des rayons cosmiques primaires, composés essentiellement de particules de basse énergie (pic à ~ 1 GeV) varie donc avec le temps : c’est *la modulation solaire*. L’autre influence est celle du champ géomagnétique qui entraîne une augmentation de l’intensité avec la latitude : c’est *l’effet géomagnétique*. Nous détaillerons un peu plus ces deux effets dans les paragraphes suivants.

3.1.2 Champ géomagnétique

Le champ géomagnétique affecte le spectre primaire aussi bien à l’intérieur de l’atmosphère terrestre qu’à l’extérieur. À l’extérieur, il joue le rôle de filtre qui laisse entrer les particules d’énergie suffisamment grande et exclue celles d’énergie plus faible. À l’intérieur, il dévie les particules secondaires créées par l’interaction des particules cosmiques primaires avec l’air. Une particule entre (trajectoire permise) ou n’entre pas (trajectoire interdite) suivant sa position, sa direction et son rayon de courbure gyromagnétique ou rayon de Larmor r_L . La variable cinématique importante est le moment divisé par la charge de la particule, appelée aussi *la rigidité magnétique* R . Elle est donnée par :

$$R = \frac{pc}{Ze} = r_L B \quad (3.1)$$

où p est l’impulsion de la particule, Ze sa charge, B le champ magnétique et c la célérité de la lumière. Dans le cas d’un champ magnétique dipolaire au centre de la terre, la rigidité minimale ou *coupure géomagnétique* est donnée par l’expression analytique de Störmer [62, 63] :

$$R_S(r, \lambda_M, \theta, \varphi) = \left(\frac{M}{r^2} \right) \left\{ \frac{\cos^4 \lambda_M}{[1 + (1 - \zeta \cos^3 \lambda_M \sin \theta \sin \varphi)^{\frac{1}{2}}]^2} \right\} \quad (3.2)$$

où r est la distance au centre de la terre et λ_M la latitude géomagnétique. θ et φ sont les angles d'arrivée de la particule primaire, ζ le signe de sa charge et $M = 8.1 \times 10^{25} \text{ G} \cdot \text{cm}^3$ le moment magnétique dipolaire de la Terre. L'angle azimutal φ du vecteur direction de la particule est mesuré dans le sens contraire des aiguilles d'une montre à partir du nord magnétique. Une particule venant de l'ouest aura $\sin \varphi < 0$ et donne une faible coupure géomagnétique pour une particule de charge positive. Une particule positive arrivant de l'est aura une grande coupure géomagnétique. Le maximum est $eM/r_{\odot}^2 = 60 \text{ GeV}$: c'est l'énergie requise pour qu'un proton arrivant de l'est à l'équateur pénètre dans l'atmosphère terrestre. Le champ magnétique est en réalité plus compliqué qu'un dipôle. Il est généralement exprimé comme un développement multipolaire et sa structure globale est bien connue [64]. La coupure géomagnétique dans la réalité est calculé par la méthode dite "back-tracking technique". Au lieu de suivre un proton qui vient de l'extérieur et entre dans l'atmosphère terrestre, on suit un antiproton qui suit le chemin inverse. Notons que le fait de changer e en $-e$ est équivalent à changer t en $-t$ dans l'équation du mouvement d'une particule de charge e dans un champ magnétique (équation de Lorentz).

Il existe par contre une anomalie géomagnétique appelée *anomalie magnétique sud-atlantique* ou anomalie SAA (de l'anglais *South Atlantic Anomaly*). Elle est située dans une région au-dessus de l'Océan Atlantique Sud. À cause de cette anomalie, la ceinture intérieure de Van Allen, contenant des particules chargées, est particulièrement proche de la surface de la Terre (Figure 3-1). Le résultat est que pour une altitude donnée, l'intensité du rayonnement cosmique est particulièrement élevée dans cette région. Découverts en 1958, *les ceintures de radiation de Van Allen*, sont des régions entourant la Terre dans lesquels des particules chargées, protons et électrons, sont confinées sous l'action du champ magnétique terrestre. La ceinture intérieure formée de protons, descend jusqu'à 200 km d'altitude dans la région de l'Océan Atlantique Sud. La ceinture extérieure, éloignée de 20000 à 60000 km, est constituée d'électrons.

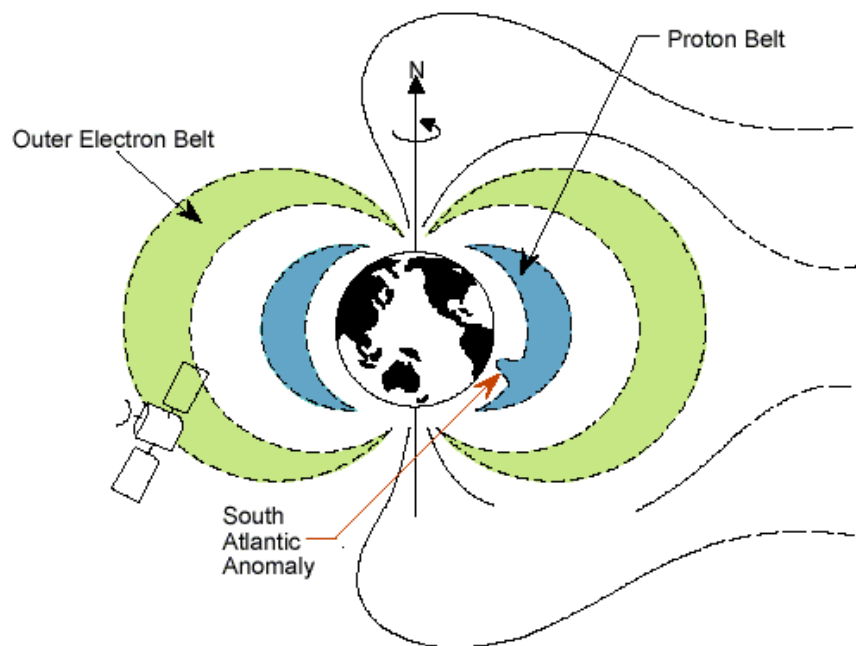


FIG. 3-1: Anomalie magnétique sud-atlantique ou "South Atlantic Anomaly" et les ceintures de radiation de Van Allen.

3.1.3 Modulation solaire

Le Soleil expulse un vent de particules (majoritairement des protons et des électrons), dit *vent solaire* (figure 3-2), à une vitesse de 400 km/s dans sa région équatoriale et à une vitesse deux fois plus grande au niveau des pôles. C'est l'interaction avec ce vent qui est responsable de la queue des comètes et c'est d'ailleurs pour les expliquer qu'il a été introduit. Pour atteindre la Terre et interagir avec l'atmosphère, les rayons cosmiques galactiques qui doivent diffuser à l'intérieur de l'héliosphère contre les vents solaires turbulents, sont déviés par la magnétosphère. Les particules venant de l'extérieur de l'héliosphère et n'ayant pas suffisamment d'énergie pour traverser cette barrière, sont presque totalement exclues. Par contre, les particules de haute énergie perdent peu de leur énergie durant la diffusion à travers ces vents solaires turbulents. Ce processus est appelé *modulation solaire*. Durant les périodes de grande activité solaire, la turbulence dans les vents solaires est plus grande : plus de particules dans la portion basse énergie du spectre sont empêchées d'atteindre la terre. Il existe une corrélation négative entre l'activité solaire et la quantité de rayons cosmiques qui atteignent la Terre.

Pour les expériences qui durent longtemps, tel que l'expérience BESS (3 mois), et l'expérience AMS (3 ans), il est possible de scinder le vol en périodes où la modulation solaire varie peu. Une manière de décrire la modulation solaire est celle dite de *l'approximation du champ de force* [65]. Elle utilise un seul paramètre ϕ , appelé *le potentiel de modulation*, qui s'exprime en MV pour un temps donnée. La modification du flux $J_i(E_c, \Phi)$ pour une particule de type i à une distance de 1 ua¹ peut alors être exprimée comme suit :

$$J_i(E_c, \Phi)_{\text{modulé}} = \frac{E_c(E_c + 2E_0)}{(E_c + \Phi)(E_c + \Phi + 2E_0)} J_i(E_c + \Phi)_{\text{non modulé}} \quad (3.3)$$

où E_c est l'énergie cinétique par nucléon de la particule de type i , E_0 la masse au repos du proton qui vaut 938 MeV, $\Phi = (Ze/A)\phi$, A et Z étant respectivement le nombre

¹L'unité astronomique (ua) vaut 1.4959787066×10^8 m

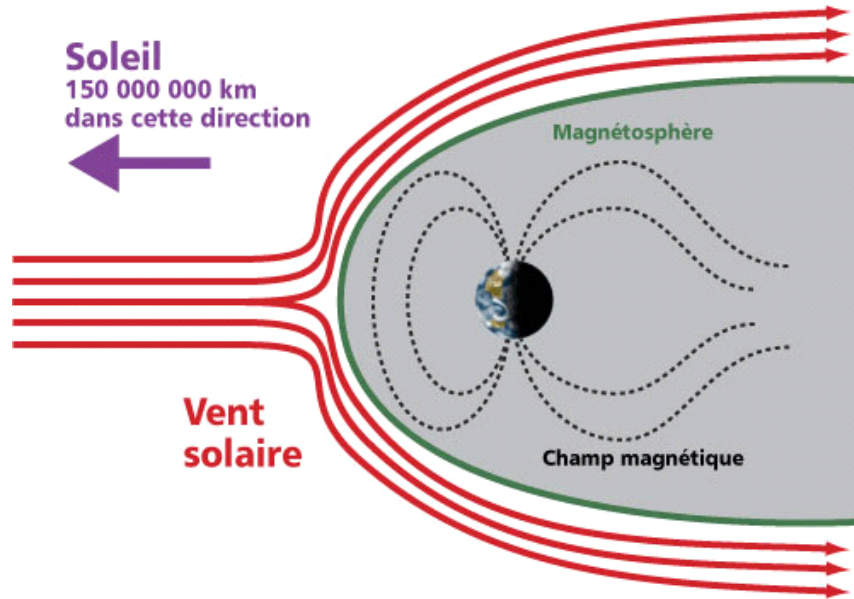


FIG. 3-2: Le vent solaire contourne la terre car il est dévié par le champ géomagnétique. Il éloigne les particules de basse énergie. Il agit comme un filtre.

de masse et le numéro atomique. le potentiel de modulation ϕ donne la perte moyenne d'énergie dans l'héliosphère ($\simeq Ze\phi$). Une bonne connaissance de la modulation solaire est importante pour remonter au flux interstellaire des rayons cosmiques aux énergies inférieures à une dizaine de GeV. Toute interprétation de données expérimentales dans cette gamme d'énergie doit donc impérativement en tenir compte.

3.1.4 Atmosphère terrestre

Le nombre de particules chargées dans une gerbe en fonction de la profondeur atmosphérique, appelé *développement longitudinal*, est directement lié à l'énergie et à la nature de la particule cosmique primaire. Le nombre de particules dans la gerbe augmente, passe par un maximum à une profondeur atmosphérique X_{\max} dite *profondeur de développement maximale*, puis décline à mesure que l'énergie des particules secondaires s'amenuise et devient inférieure aux seuils de production. Nous pouvons donc lier X_{\max} avec la nature et l'énergie de la particule primaire. A cause de la différence du libre par-

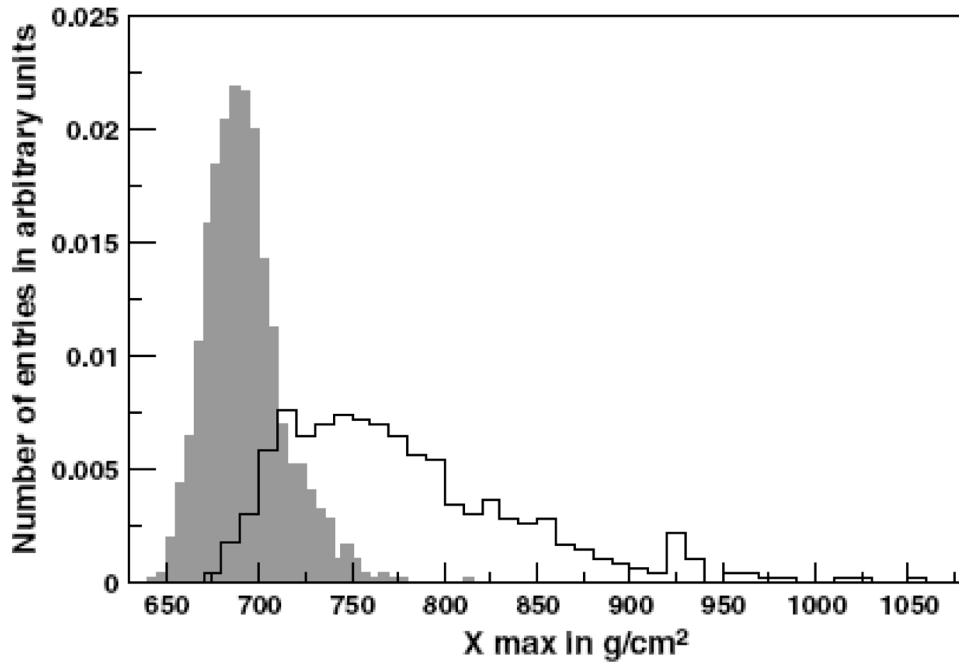


FIG. 3-3: Distribution de X_{max} pour 1000 gerbes induites par des noyaux de Fer (grise) et pour 500 gerbes induites par des protons (blanche) pour une énergie primaire de 10^{19} eV [9].

cours moyen, le maximum de développement de la gerbe pour un noyau de Fe, dans des conditions atmosphériques identiques, sera plus petit que celui d'un proton ayant même énergie (Figure 3-3).

Mais des conditions climatiques différentes peuvent rendre cette différence trop petite pour que la particule primaire soit facilement identifiable. D'où l'importance d'une paramétrisation atmosphérique qui tient compte des conditions climatiques de l'expérience. Cette importance est d'autant plus grande que l'expérience se déroule à basse altitude et que l'axe de la gerbes est incliné ($> 40^\circ$). Une reconstruction basée sur une atmosphère standard peut mener à un biais systématique vers des noyaux plus légers (ou plus lourds) suivant que le profil atmosphérique réel est plus grand (ou plus petit) que celui de l'atmosphère standard.

3.1.5 Modèles d'interaction hadronique

Les modèles d'interaction hadronique présents dans CORSIKA sont multiples et leur utilisation dépend de l'énergie. Si l'énergie est suffisamment grande, l'interaction est traitée au choix par les modèles VENUS [66], NEXUS [67], QGSJET [68], DPMJET [69], SIBYLL [70] ou HDPM [71]. À plus basse énergie, l'interaction hadronique est traitée par Gheisha [72, 73], UrQMD [74] ou Fluka [75]. L'énergie de transition qui fait passer le traitement de l'interaction hadronique d'un modèle de basse énergie à un modèle de haute énergie est fixée, par défaut, à 80 GeV dans le système du laboratoire. Nous présentons ici les modèles utilisés dans ce travail.

VENUS

Le modèle VENUS [66] (**V**ery **E**nergetic **N**uclear **S**cattering) est utilisé pour traiter l'interaction nucléon-nucléon, nucléon-noyau et noyau-noyau à des énergies ultra-relativistes. Il est basé sur la théorie de Gribov-Regge qui considère l'échange simple et multiple de pomérons comme processus de base dans l'interaction hadron-hadron [76]. Le poméron est représenté par un cylindre de boucles de gluons et de quark en accord avec la chromodynamique quantique. La production de particules dans les collisions inélastiques revient à couper les pomérons, i.e. les cylindres. Elle est réalisée, dans VENUS, par la formation de cordes de couleur qui se fragmentent en hadrons. Les collisions diffractives et non diffractives, aussi bien les projectiles mésoniques, sont décrit par le même formalisme. Ceci implique un traitement de tous les types d'interaction hadronique présente dans les cascades atmosphériques sur des fondements théoriques solides. Les jets qui deviennent importants aux énergies extrêmes ne sont pas pris en compte par ce modèle. Une limite supérieure $E_{\text{lab}} < 2 \times 10^{16}$ eV est recommandée pour le projectile. Tout les mésons et baryons du programme CORSIKA peuvent être utilisé comme projectiles avec VENUS.

NEXUS

Le modèle "Parton-based Gribov-Regge", dans sa forme numérique NEXUS 3 [67] (**NEXt** generation **U**nified **S**cattering approach) est caractérisé par la consistance entre le traitement de la production multiple et le calcul des sections efficaces. En effet, les autres modèles de CORSIKA les traitent de manière séparée alors qu'ils sont liés. Dans tous les modèles, la conservation de l'énergie est prise en compte dans la production multiple mais elle ne l'est pas dans le calcul des sections efficaces. Cela oblige à faire des hypothèses sur le nombre de collisions secondaires ou successives dans une réaction nucléaire, ou sur la façon de partager l'énergie lors de la production de particules. Finalement, ces modèles s'appuient sur des hypothèses qui ne peuvent être vérifiées qu'en comparant les résultats théoriques aux données expérimentales. L'étude des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie nécessite l'extrapolation de ce type de modèle, et donc l'étude en sera dépendante. Dans le modèle NEXUS, chaque processus élémentaire est considéré comme universel, c'est-à-dire qu'il peut être utilisé dans d'autres systèmes plus complexes. Le modèle NEXUS fait l'économie d'un couplage artificiel entre la théorie de Gribov-Regge utilisée pour l'interaction nucléon-nucléon et la théorie de Glauber utilisée pour l'interaction nucléon-noyau et noyau-noyau. Il est donc plus cohérent.

NEXUS vient d'évoluer vers un nouveau modèle d'interaction hadronique appelé EPOS [77]. Comparé à NEXUS, plusieurs problèmes techniques ont été résolus et l'effet d'écran a été simplifié par l'utilisation d'une approche plus phénoménologique, basée principalement sur les récentes données obtenues par l'expérience RHIC. En plus, les effets de haute densité ont été introduits [78].

GHEISHA

GHEISHA [72, 73] (**G**amma **H**adron **E**lectron **I**nteraction **S**Hower code) peut traiter tous les projectiles hadroniques, incluant les baryons d'étrangeté ± 1 , ± 2 et ± 3 . Par contre, les fragments nucléaires émergeant de processus d'évaporation tel que d et t ne sont pas considérés. Les sections efficaces élastique et inélastique sont interpolées et

extrapolées à partir des valeurs tabulées qui dérivent des données expérimentales. À partir des sections efficaces, le type d'interaction est tiré au hasard. La multiplicité et les paramètres cinématiques des particules secondaires sont échantillonnés à l'aide de la subroutine "reaction" de GHEISHA.

Il est à noter que, dans GHEISHA, seuls les éléments H, Al, Cu et Pb sont tabulés comme éléments cibles et que les valeurs des sections efficaces pour des cibles tels que N, O et Ar, composants de l'atmosphère, sont obtenues par interpolation.

UrQMD

UrQMD [74] (**U**ltra-**r**elativistic **Q**uantum **M**olecular **D**ynamic) est un modèle de transport microscopique qui décrit la phénoménologie des interactions hadroniques à basse et moyenne énergie ($\sqrt{s} < 5 \text{ GeV}$) en termes d'interaction entre les hadrons et leurs résonances. A haute énergie ($\sqrt{s} > 5 \text{ GeV}$), l'excitation des cordes de couleur et leur fragmentation en hadrons dominant la production multiple des particules dans le modèle UrQMD.

FLUKA

FLUKA [75] (**FL**uctuation **KA**scade) est un modèle qui décrit l'interaction hadronique à l'aide de deux approches. Il est basé sur la production de résonances et la désintégration en dessous de quelques GeV et sur le modèle Dual Parton au delà. Deux modèles sont utilisés. En dessous de 5 GeV, le model PEANUT (PreEquilibrium Approach to NUclear Thermalization) traite l'interaction hadronique non élastique. Le modèle inclut une description très détaillée des cascades intranucléaire généralisées et de l'étape du pré-équilibre. À plus grande énergie, le mécanisme de collision multiple de Gribov-Glauber est utilisé. FLUKA peut aussi simuler les interactions photonucléaires.

3.2 Procédure de simulation

Le calcul du flux des muons atmosphériques dépend de plusieurs facteurs utilisés lors de la procédure de simulation. Ces facteurs induisent des erreurs systématiques en plus des erreurs statistiques dues aux méthodes de Monte Carlo. Ces dernières peuvent être réduites en augmentant le nombre d'évènements ou gerbes. Mais la puissance de calcul des machines limite ce nombre, principalement aux grandes energie ($\gtrsim 10^3$ GeV). Pour deux expériences indépendantes CAPRICE 1994 [4] et BESS 2001 [5], nous présentons dans ce qui suit notre procédure de simulation qui a permis de calculer le spectre d'énergie théorique des muons atmosphériques [79, 80].

3.2.1 Reconstruction du spectre primaire

La paramétrisation du flux des rayons cosmiques primaires est la première source d'incertitude. Il existe différentes expériences qui ont mesuré le flux de particules à l'entrée de l'atmosphère, soit par des mesures directes telles que BESS 1998 [81] et 2001[5], AMS 2001[82, 83], CAPRICE 1994 [4] et 1998 [84], RUNJOB [50], JACEE [49], ATIC [85] soit par des mesures indirectes telles que EAS-TOP [86], KASCADE [87], RICH-II [88], HESS [89].

Il existe deux stratégies expérimentales pour la mesure du flux des muons atmosphériques. La première est une mesure simultanée du spectre primaire (proton, particules α , ...) et du spectre des muons. Cette opportunité permet de faciliter le calcul car il n'est plus nécessaire de tenir compte de la modulation solaire. De plus, les erreurs systématiques sont plus faibles. Le deuxième cas de figure est une mesure du flux des muons atmosphériques uniquement. Dans ce cas, une paramétrisation du flux primaire à haute énergie est utilisée avec une modulation solaire pour la période de mesure. L'expérience CAPRICE 1994 fait partie du premier cas et BESS 2001 du second.

	H	He
α [4]	1.73	1.65
a	12200 ± 90	480 ± 12
b	10.1 ± 0.5	4.4 ± 0.9
c	1.88 ± 0.05	1.6 ± 0.2
d	9.260 ± 0.003	11 ± 2

TAB. 3.1: Paramètres du spèctre d'énergie des protons et particules α dans le rayonnement cosmique primaire obtenus par un ajustement des données expérimentales de CAPRICE 1994.

CAPRICE 1994 [4]

L'appareil fût embarqué sur un ballon à Lynn Lake, Manitoba, Canada (56.15° Nord, 117.2° Ouest) le 8 et 9 août 1994. Les mesures du flux des rayons cosmiques primaires s'étendent de 0.15 à 200 GeV pour les noyaux d'hydrogène et de 0.2 à 100 GeV/nucléon pour les noyaux d'hélium (particules α). La coupure géomagnétique verticale est de 0.4 GV. La paramétrisation du flux primaire ne nécessite qu'une procédure d'ajustement des données. Pour cela, nous avons utilisé pour les deux types de particules primaires, la formule suivante [90] :

$$\Phi(E) = a [E + b \exp(-cE^d)]^{-\alpha} \quad (3.4)$$

où α est l'indice spectral mesurée à grande énergie. a , b , c et d sont des paramètres libres calculés par la méthode des moindres carrés. Le tableau 3.1 donne les valeurs obtenues de ces paramètres.

La figure 3-4 montre que la paramétrisation reproduit de manière assez remarquable les données expérimentales. Nous utiliserons donc cette paramétrisation comme spectre d'énergie des rayons cosmiques primaires pour calculer le spectre d'énergie des muons atmosphériques.

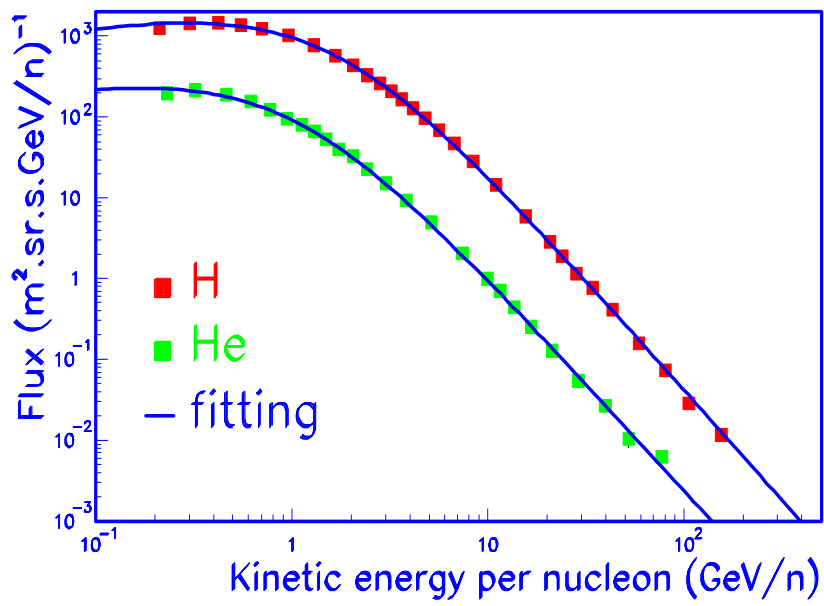


FIG. 3-4: Ajustement du spectre d'énergie des rayons cosmiques primaires. Les points expérimentaux sont ceux obtenus par l'expérience CAPRICE 1994 [4]. Les lignes continues représentent notre paramétrisation pour les protons et particules α .

BESS 2001 [5]

Quant à l'expérience BESS, la procédure est différente car nous ne disposons pas du spectre d'énergie des rayons cosmiques primaires au moment des mesures. Cette expérience fût embarquée sur un ballon le 24 septembre 2001 à Fort Sumner, NM, USA, (34°.49 Nord, 104°.22 Ouest) où la rigidité magnétique verticale est égale à 4.2 GV. Pour la reconstruction du spectre d'énergie des rayons cosmiques primaires, nous avons utilisé le spectre local interstellaire des protons obtenu d'après les travaux de Burger [91] et modifié par Usoskin [92]. Il est donné par la relation :

$$J_{\text{LIS}} = \frac{1.9 \times 10^4 \cdot P(E_c)^{-2.78}}{1 + 0.4866 \cdot P(E_c)^{-2.51}} \quad (3.5)$$

où $P(E_c) = \sqrt{E_c(E_c + 2E_0)}$. E_c est l'énergie cinétique du proton et E_0 sa masse au repos. Plusieurs autres approximations existent mais celle de Burger est la plus utilisée. Ces rayons galactiques subissent la modulation solaire pour les basses énergies selon l'expression 3.3. Pour les particules α , nous avons utilisé le même spectre local non modulé des protons mais avec un facteur de pondération de 5%. Cette valeur qui représente le rapport α/p au dessus de 10 GeV a été mesurée non seulement par le détecteur BESS-TeV [93], mais aussi par d'autres expériences tel que AMS-01 [82, 83]. En dessous de 10 GeV/nucléon, ce rapport augmente lorsque l'énergie décroît. Ceci est assurée par l'équation 3.3 qui affecte moins les particules α que les protons en raison d'une plus petite valeur du rapport Z/A .

En utilisant les données expérimentale du réseau mondial de moniteurs à neutrons pour la période 1951-2004, Usoskin *et al.* [92] ont reconstruit, dans le cadre du modèle de champ de force, une série de valeurs mensuelles du potentiel ϕ , grâce à une calibration avec des mesures directes du spectre d'énergie des rayons cosmiques primaires. Pour le vol de BESS 2001 [5], le potentiel de modulation vaut 891 MV. La figure 3-5 illustre le spectre théorique obtenu comparé à des spectres mesurés durant des périodes d'activité solaire différentes [93, 81, 4, 84? , 50].

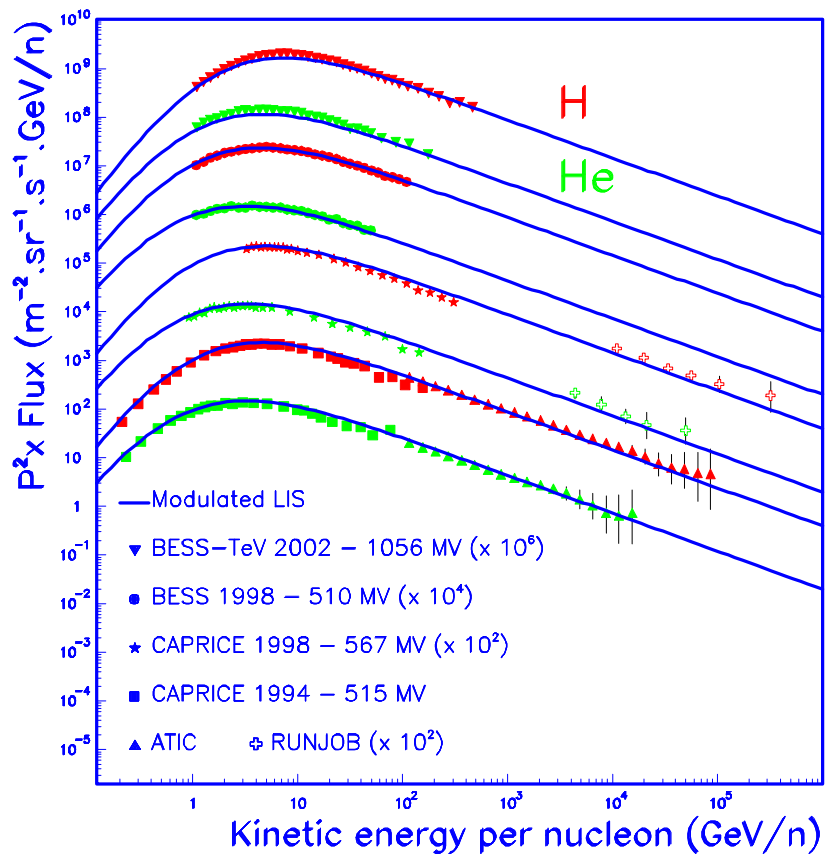


FIG. 3-5: Spectre d'énergie des rayons cosmiques primaires modulé par l'activité solaire pour différentes expériences. Les lignes continues représentent notre paramétrisation pour différentes données expérimentales.

Couche i	Altitude h (km)	a_i (g/cm ²)	b_i (g/cm ²)	c_i (cm)
1	0...4	-186.5562	1222.6562	994186.38
2	4...10	-94.919	114.9069	878153.55
3	10...40	0.61289	1305.5948	636143.04
4	40...100	0.	540.1778	772170.16
5	> 100	0.01128992	1	10 ⁹

TAB. 3.2: Paramétrisation de l'atmosphère standard US selon Linsley.

Pour l'effet géomagnétique, nous avons adopté la même coupure verticale mesurée quel que soit l'angle zénithal. Les particules primaires, protons et α , ont une coupure plus grande (petite) lorsqu'elles arrivent de la direction est (ouest). Le fait de ne considérer que la coupure vertical est une approximation de la réalité car on surestime (sous-estime) le nombre de particules primaires venant de l'est (ouest).

3.2.2 Paramétrisation de l'atmosphère terrestre

Pour l'atmosphère terrestre, nous avons utilisé la paramétrisation de Linsley [8]. Elle décrit l'atmosphère comme une succession de cinq couches. Les quatre premières obéissent à la relation suivante :

$$T(h) = a_i + b_i \cdot e^{-h/c_i} \quad i = 1, \dots, 4 \quad (3.6)$$

où T est la profondeur atmosphérique et h l'altitude. Dans la cinquième couche, la décroissance est linéaire en fonction de l'altitude :

$$T(h) = a_5 - b_5 \cdot h/c_5 \quad (3.7)$$

Les paramètres a_i , b_i et c_i des cinq couches sont donnés dans le tableau 3.2. Le haut de l'atmosphère est défini de telle sorte que la profondeur atmosphérique soit nulle. La hauteur de l'atmosphère standard US vaut alors $h = 112.8$ km.

Une autre paramétrisation de l'atmosphère standard US est donnée par Keilhauer [9]. Elle utilise les mêmes données que Linsley, mais les frontières entre les couches sont des

Couche i	Altitude h (km)	a_i (g/cm ²)	b_i (g/cm ²)	c_i (cm)
1	0...7.0	-149.801663	1183.6071	954248.34
2	7.0...11.4	-57.932486	1143.0425	800005.34
3	11.4...37.0	0.63631894	1322.9748	629568.93
4	37.0...100.0	$4.35453690 \cdot 10^{-4}$	655.67307	737521.77
5	> 100.0	0.01128992	1	10^9

TAB. 3.3: Paramétrisation de l’atmosphère standard US selon Keilhauer.

paramètres libres à calculer. Le tableau 3.3 en donne les valeurs.

Plusieurs paramétrisations tenant compte des variations saisonnières existent à l’intérieur de CORSIKA. Mais nous n’avons utilisé que les deux modèles précédemment cités. Les différences peuvent être importantes surtout à basse altitude comme le montre la figure 3-6.

3.3 Spectre d’énergie des muons atmosphériques pour CAPRICE 1994

Après avoir passé en revue les différents facteurs influençant le calcul du flux de muons, nous présentons maintenant les résultats de notre simulation [79]. Nous nous sommes intéressés uniquement aux muons de basse énergie ($p \leq 10$ GeV/c) car la majorité des évènements de SuperKamiokande sont dans la région en dessous du GeV ($p_\mu \leq 1.5$ GeV/c) [94]. Nous avons calculé le spectre d’énergie des muons atmosphériques dans les mêmes conditions expérimentales et environnementales de CAPRICE 1994 [4]. Pour la paramétrisation atmosphérique, nous avons utilisé celle de l’atmosphère standard US de Linsley [8].

3.3.1 Spectre d’énergie au sol

Nous avons simulé quelques 200 millions d’évènements initiés par des protons et des particules α . L’angle zénithal des particules primaires varie entre 0 et 45°, avec une

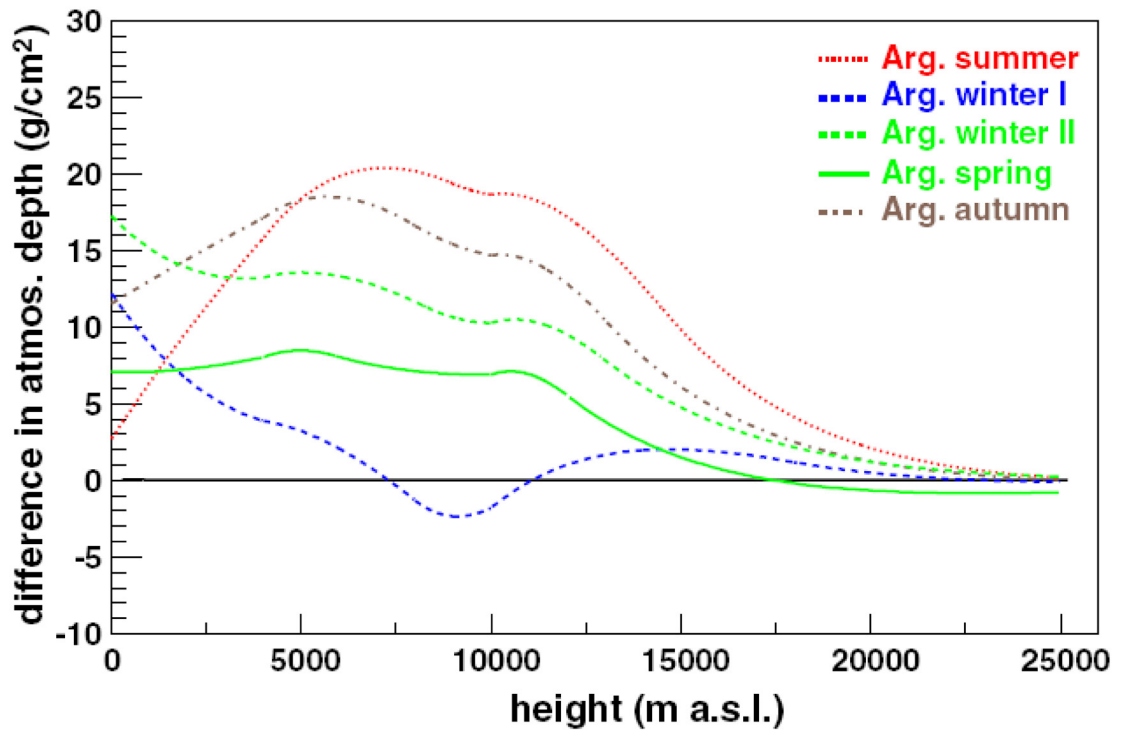


FIG. 3-6: Différences introduites par les variations saisonnières en Argentine entre les profondeurs atmosphériques réelles et celles données par l'atmosphère standard US [9].

énergie cinétique primaire allant de 0.4 GeV/nucléon à 1 TeV/nucléon. Le flux est calculé pour une profondeur atmosphérique de 1000 g/cm^2 ($\simeq 360 \text{ m}$). Nous avons traité les interactions hadroniques avec GHEISHA [72, 73] en dessous de 80 GeV/nucléon. Au dessus de cette énergie, le traitement est réalisé par VENUS [66]. Nous avons collecté tous les muons dont l'angle zénithal vérifie $\theta \leq 20^\circ$. Il apparaît (Figure 3-7) une assez bonne reproduction des données expérimentales. Nous présentons aussi d'autres mesures réalisées par les expériences BESS 1997-99 [95] et HEAT-95 [96] au même endroit mais à une époque solaire différente. Une déviation apparaît au dessus de 10 GeV/c. Elle est due au fait que nous nous sommes arrêtés à une énergie primaire de 1 TeV/nucléon. De ce fait, il y'a une sous estimation du flux surtout parce que nous sommes au niveau du sol et que les muons qui arrivent viennent des particules primaires de haute énergie.

La différence entre les données expérimentales et les résultats de la simulation reste en dessous de 15% pour les muons d'impulsion $p_\mu \leq 3 \text{ GeV/c}$. Le modèle d'interaction à basse énergie GHEISHA semble donner une bonne représentation de la réalité pour le calcul du flux des muons atmosphériques au sol.

Influence de l'énergie primaire

Il est important de savoir comment évolue la contribution au flux des muons atmosphériques au sol en fonction de l'énergie de la particule primaire. Ces informations permettent de comprendre et d'interpréter certains résultats. La figure 3-8 illustre cette évolution. Il apparaît que, pour le domaine qui nous intéresse, la contribution des particules primaires d'énergie supérieure à 100 GeV/nucléon ne dépasse pas 10% quelle que soit l'énergie des muons. La plus grande contribution, avec un pic à 90% vers $p_\mu = 3-4 \text{ GeV/c}$, vient des particules primaires d'énergie comprise entre 10 et 100 GeV/nucléon. Pour les particules primaires d'énergie inférieure à 10 GeV/nucléon, la contribution au flux des muons atmosphériques est de l'ordre de 30 à 40% pour les muons ayant $p_\mu \leq 1 \text{ GeV/c}$.

Un fait intéressant apparaît : la formation des muons μ^- est d'abord plus grande que celle des muons μ^+ . Puis cette tendance s'inverse en passant par un maximum qui

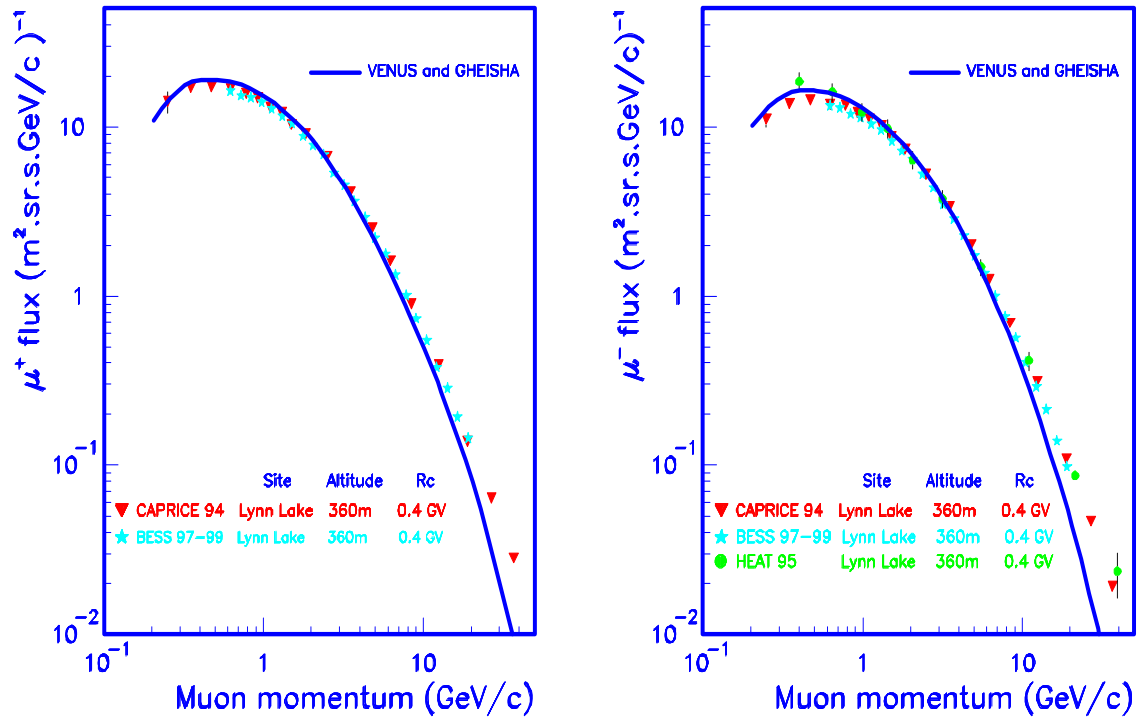


FIG. 3-7: Spectre d'énergie théorique des muons atmosphériques au sol (ligne continue) comparé à celui mesuré par différentes expériences à Lynn Lake, Canada, mais pendant des périodes solaires différentes (points) [79].

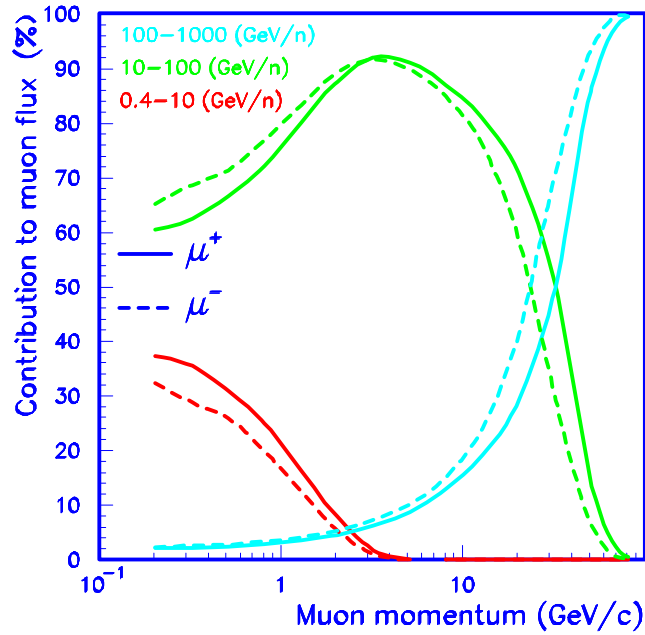


FIG. 3-8: Spectre d'énergie différentiel des muons atmosphériques au sol en fonction de l'énergie de la particule primaire.

redonne la prédominance à la formation des muons μ^+ pour des impulsions plus grandes.

Influence de la nature de la particule primaire

Examinons maintenant comment les différentes particules primaires considérées, protons et particule α , contribuent au flux des muons atmosphériques au sol. La figure 3-9 illustre cette corrélation. Il apparaît que la contribution des protons est prédominante. Elle est toujours supérieure à 80% et augmente avec l'énergie des muons pour atteindre 90% des muons produits avec une impulsion de 10 GeV/c. Les protons produisent plus de μ^+ que de μ^- quelle que soit l'impulsion des muons. Ce phénomène est bien connu depuis longtemps dans les rayons cosmiques [97]. Les particules α ont une tendance inverse. cette inversion est due à la présence de neutrons dans les noyaux d'hélium [98].

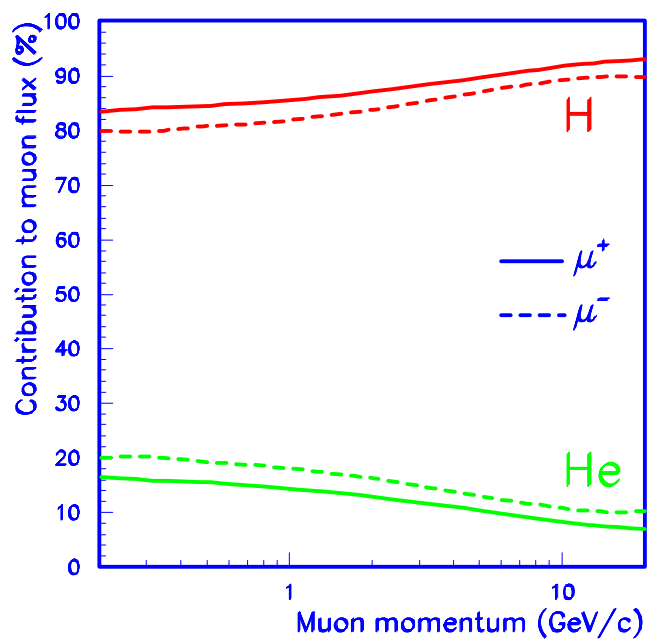


FIG. 3-9: Spectre d'énergie différentiel des muons atmosphériques au sol en fonction de la nature de la particule primaire.

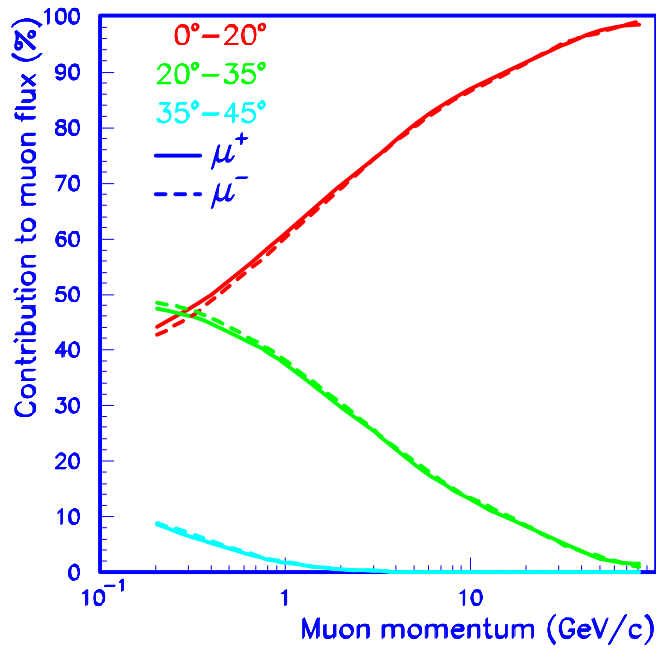


FIG. 3-10: Spectre d'énergie différentiel des muons atmosphériques au sol en fonction de l'angle zénithal de la particule primaire.

Influence de l'angle zénithal de la particule primaire

L'influence de l'angle zénithal de la particule primaire sur la production de muons au sol est illustrée dans la figure 3-10. On remarque que peu de muons d'impulsion $p_\mu \leq 1 \text{ GeV}/c$ ($< 10\%$) sont produit par des particules primaires dont l'angle zénithal exède 35° . La contribution devient presque nulle au delà de $1 \text{ GeV}/c$. Pour les muons dont l'impulsion $p_\mu \leq 1 \text{ GeV}/c$, la contribution au flux est de l'ordre de 50% pour les particules primaires ayant $\theta \leq 20^\circ$ ainsi que pour celles ayant $20^\circ \leq \theta \leq 35^\circ$. À mesure que l'énergie des muons produits augmente, les particules primaires d'angle $\theta \leq 20^\circ$ sont prédominants et produisent presque 90% des muons ayant $p_\mu \geq 10 \text{ GeV}/c$. Nous n'avons pas noté de différence notable entre la production de μ^+ et de μ^- .

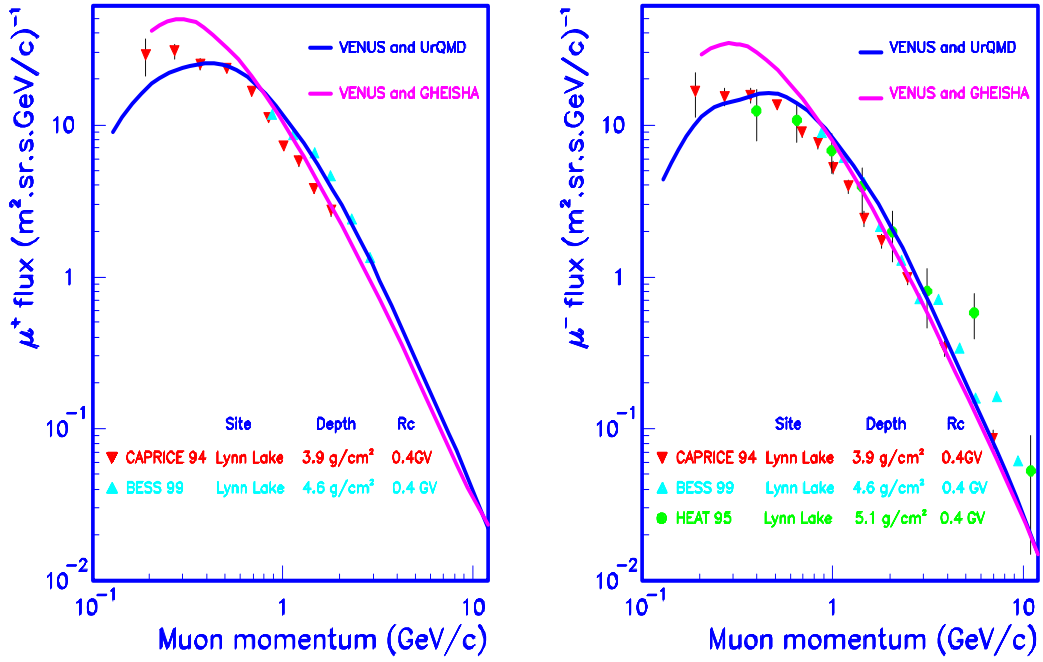


FIG. 3-11: Spectre d'énergie différentiel théorique des muons atmosphériques à $3.9 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-2}$ (ligne continue) comparé à celui mesuré par différentes expériences à Lynn Lake, Canada, mais pendant des périodes solaires différentes (points) [79].

3.3.2 Spectre d'énergie à très haute altitude

Nous avons également calculé, pour l'expérience CAPRICE 1994 [4], le flux des muons atmosphériques pour une profondeur atmosphérique de $3.9 \text{ g}/\text{cm}^2$ ($\simeq 38 \text{ km}$). Pour cela, nous avons utilisé VENUS [66] pour les interactions hadroniques au dessus de $80 \text{ GeV}/\text{nucléon}$. En dessous, nous avons simulé 200 millions d'évènements à l'aide de GHEISHA [72, 73] et 30 millions d'évènements avec UrQMD [74]. L'angle zénithal des particules primaires varie entre 0 et 55° , avec une énergie cinétique primaire allant de $0.4 \text{ GeV}/\text{nucléon}$ à $1 \text{ TeV}/\text{nucléon}$. La figure 3-11 illustre les résultats obtenus qui sont comparés à des mesures expérimentales [99, 96, 95].

Nous avons noté une production anormalement grande de muons en dessous du GeV/c pour GHEISHA. Cette augmentation dépasse les 40%. Elle est probablement due à une

violation des lois de conservation pour l'interaction hadronique simple [100]. Pour les énergies supérieures, l'accord est acceptable, puisqu'il reste, dans l'ensemble, à l'intérieur des barres d'erreurs. Pour la description des interactions hadroniques avec UrQMD, elle est plus conforme aux observations expérimentales.

Influence de l'énergie de la particule primaire

Examinons de plus près comment la contribution à la production de muons en atmosphère résiduelle évolue avec l'énergie de la particule primaire. Il apparaît (figure 3-12) que la grande majorité, plus de 80%, des muons tel que $p_\mu \leq 1 \text{ GeV}/c$ sont produits par des particules primaires d'énergie $E \leq 10 \text{ GeV}/\text{nucléon}$. Ceci montre l'importance du modèle d'interaction hadronique à basse énergie ; c'est dans ce domaine d'énergie que GHEISHA est défaillant. Les particules primaires dont l'énergie est supérieure à $100 \text{ GeV}/\text{nucléon}$ ont une contribution presque négligeable qui croît doucement pour atteindre à peine 10% vers $p_\mu \simeq 10 \text{ GeV}/c$.

Influence de la nature de la particule primaire

La figure 3-9 illustre comment les différentes particules primaires considérées, protons et particule α , contribuent au flux de muons au sol. Il apparaît que la contribution des protons est prédominante. Elle est toujours supérieure à 90%, valeur à comparer avec les 80% au sol. Cette contribution diminue (augmente au sol) avec l'énergie des muons. Les protons produisent plus de μ^+ que de μ^- quelle que soit l'impulsion des muons. Par contre, les particules α ont une tendance inverse. Les raisons de cette inversion ont été expliquées au paragraphe 3.3.1 (page 106).

Influence de l'angle zénithal de la particule primaire

L'influence de l'angle zénithal de la particule primaire sur la production des muons atmosphériques au sol est illustrée par la figure 3-14. On remarque que la grande majorité des muons d'impulsion $p_\mu \leq 1 \text{ GeV}/c$ ($\simeq 80\%$) sont produit par des particules primaires

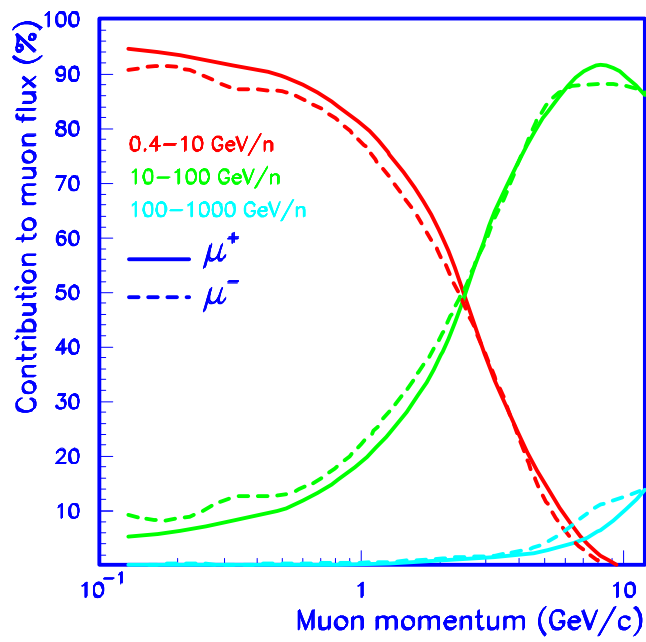


FIG. 3-12: Spectre d'énergie différentiel des muons atmosphériques à $3.9 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-2}$ en fonction de l'énergie de la particule primaire.

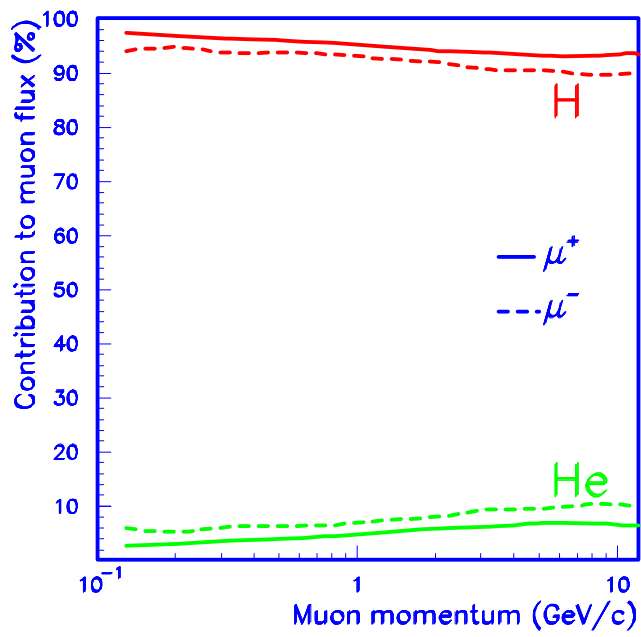


FIG. 3-13: Spectre d'énergie différentiel des muons atmosphériques à $3.9 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-2}$ en fonction de la nature de la particule primaire.

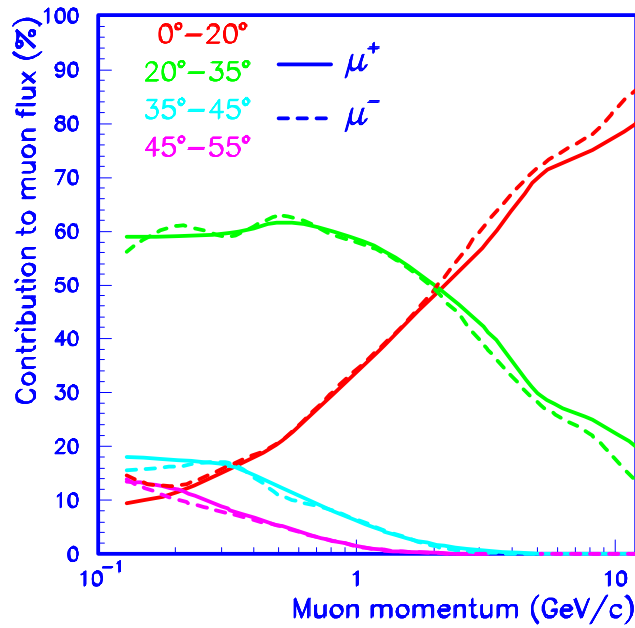


FIG. 3-14: Spectre d'énergie différentiel des muons atmosphériques à $3.9 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-2}$ en fonction de l'angle zénithal de la particule primaire.

dont l'angle zénithal est supérieur à 20° . N'oublions pas que l'acceptance du détecteur est de 20° . Donc dans ce domaine d'énergie et à très haute altitude, ce sont les gerbes inclinées qui produisent la majorité des muons collectés. Au delà de $1 \text{ GeV}/c$, la contribution des gerbes d'angle zénithal supérieur à 35° devient négligeable. Il n'y a pas de différence notable entre la production de μ^+ et de μ^- . Nous remarquons aussi que le rôle des kaons dans la production des muons atmosphériques augmente avec l'angle zénithal.

3.4 Spectre d'énergie des muons atmosphériques pour BESS 2001

L'expérience BESS 2001 a été réalisée dans un vol en ballon, à Ft Sumner, New Mexico, USA ($34^\circ.49$ Nord, $104^\circ.22$ Ouest), le 24 septembre 2001. La coupure géomagnétique verticale est de 4.2 GV . Après avoir atteint une altitude de 36 km , où l'atmosphère

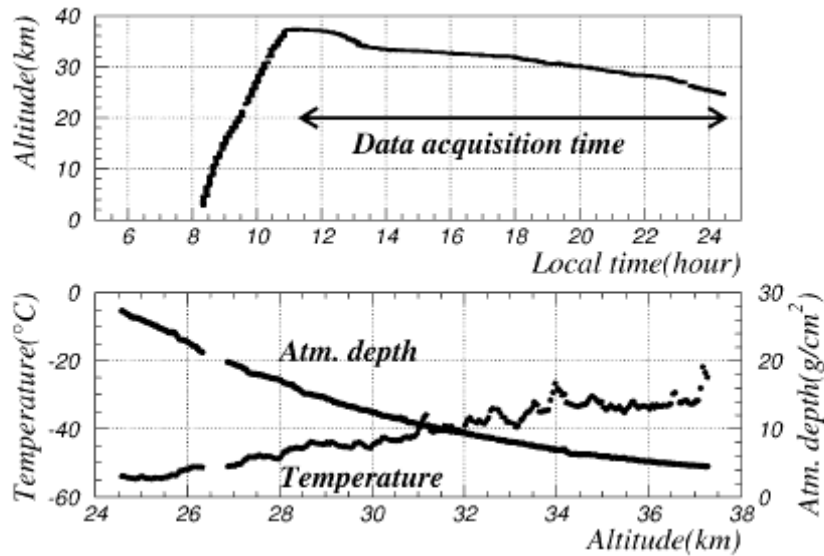


FIG. 3-15: Données mesurées durant le vol BESS 2001 [5].

résiduel est de 4.5 g/cm^2 , le ballon a commencé sa descente. Pendant cette descente, des données ont été collectées à des profondeurs atmosphériques allant de 4.5 g/cm^2 à 28 g/cm^2 . La profondeur atmosphérique a été mesurée avec une précision de $\pm 1 \text{ g/cm}^2$ [5].

Nous avons calculé le flux des muons atmosphériques pour différentes profondeurs allant donc de 4.6 g/cm^2 ($\simeq 36 \text{ km}$) à 26.4 g/cm^2 ($\simeq 24 \text{ km}$) [80]. Nous avons fait le calcul pour deux paramétrisations différentes de l'atmosphère standard US, à savoir celle de Linsley [8] et celle de Keilhauer [9]. Les données mesurées durant le vol de la profondeur atmosphérique (figure 3-15) permettent de comparer les deux paramétrisations.

Sur la figure 3-16, nous avons reporté les données recueillies par BESS et les deux paramétrisations de Linsley [8] et Keilhauer [9]. Il apparaît sur la figure que la paramétrisation de Linsley est plus proche des données expérimentales. Nous verrons plus loin l'influence de la paramétrisation de l'atmosphère sur le calcul du spectre d'énergie des muons atmosphériques.

Le calcul du flux de muons atmosphériques avec CORSIKA commence par la sélection

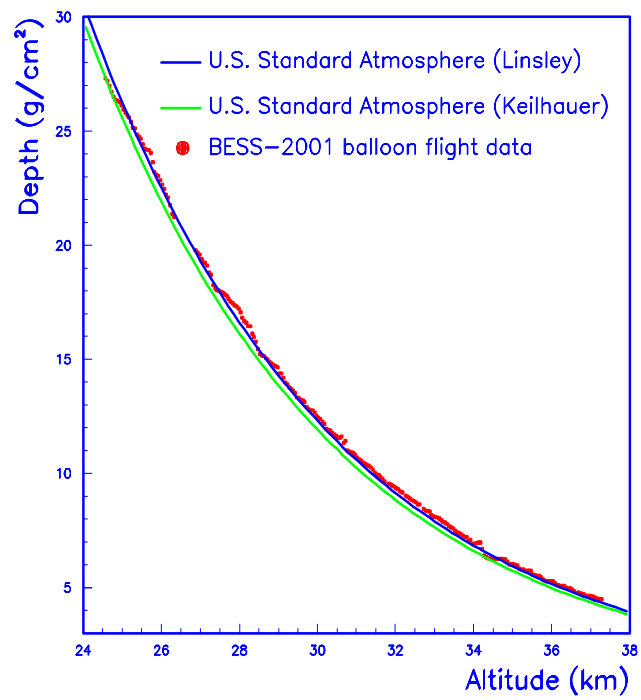


FIG. 3-16: Profondeur atmosphérique en fonction de l'altitude, mesurée par BESS 2001, comparée aux paramétrisations atmosphériques de Linsley et Keilhauer [80].

de la particule primaire, proton puis particules α . Son domaine d'énergie et son angle zénithal varient de manière aléatoire entre 0 et 70° . L'énergie des particules primaires varie entre la coupure géomagnétique verticale et 10^{13} eV. Dans le but de reproduire convenablement le spectre d'énergie, chaque décade d'énergie est divisée en quatre parts égales sur une échelle logarithmique. Le nombre d'évènements pour une opération de calcul (*run* en anglais) varie entre 10^7 à basse énergie et 4×10^4 à plus haute énergie. Les réactions nucléaires sont traitées par le modèle d'interaction hadronique sélectionné, FLUKA ou UrQMD en dessous de 80 GeV, et NEXUS au dessus de cette énergie. L'angle zénithal θ_μ des muons collectés vérifie $\cos \theta_\mu \leq 0.90$, afin de reproduire les conditions expérimentales.

3.4.1 Evolution du spectre d'énergie en fonction de l'impulsion

Nous avons calculé le spectre d'énergie des muons atmosphériques en fonction de l'impulsion pour différentes profondeurs atmosphériques, comme indiqué sur la figure 3-17. Dans le but d'augmenter les différences dans les régions qui nous intéressent, le flux est multiplié par le carré de l'impulsion p^2 . Les deux combinaisons des modèles d'interaction hadronique, NEXUS et FLUKA d'une part, NEXUS et UrQMD d'autre part, sont conformes aux données expérimentales dans la limite des barres d'erreurs. Au dessus de 2 GeV/c, les deux combinaisons donnent pratiquement des résultats identiques. Les muons d'impulsion $p \geq 2$ GeV/c sont produits par des particules primaires 20 à 50 fois plus énergiques. Donc, nous entrons progressivement dans la sphère d'influence de NEXUS. En dessous de 2 GeV/c, nous pouvons noter une légère différence, plus prononcée pour les μ^+ que pour les μ^- . Ceci est probablement dû au fait que FLUKA produit plus de pions (π^\pm) que UrQMD dans la gamme d'énergie primaire entre 15-80 GeV/nucléon [101]. En plus, les hadrons secondaires sont suivis jusqu'à une énergie minimale de 0.3 GeV avec UrQMD alors que celle de FLUKA peut aller à jusqu'à 0.05 GeV. La différence entre μ^+ et μ^- est probablement reliée aux modèles d'interaction hadronique, puisque les μ^+ sont produits à plus haute altitudes par des primaires moins énergiques que les μ^- [102].

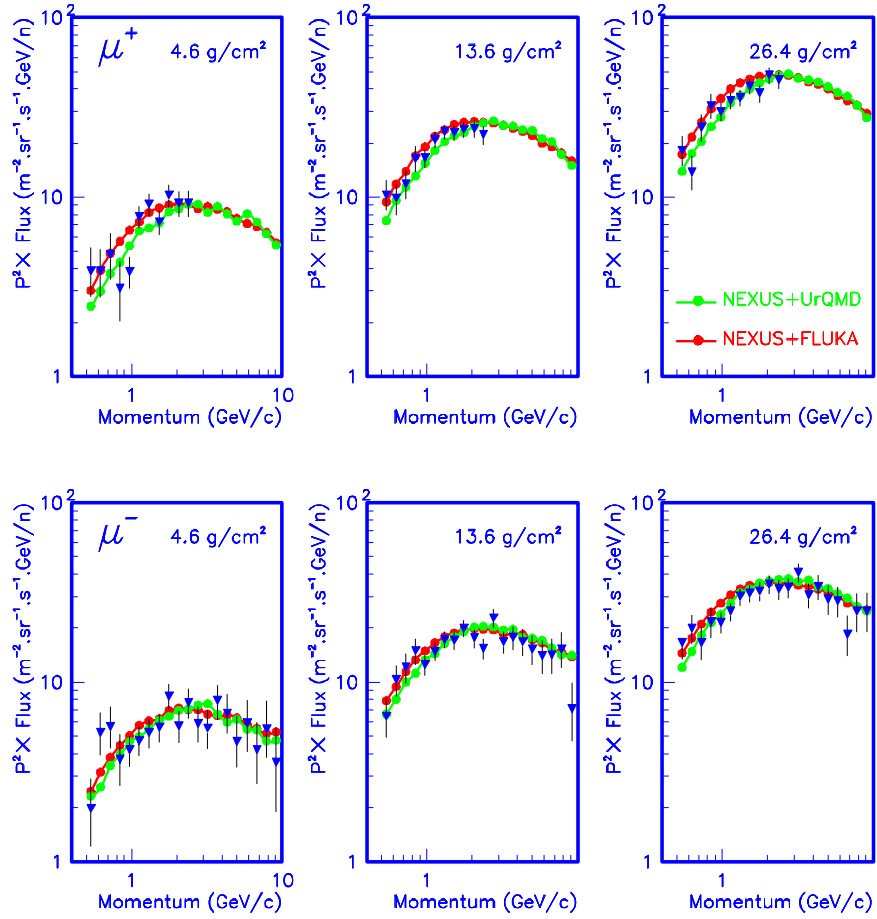


FIG. 3-17: Spectre d'énergie différentiel théorique des muons atmosphériques, en fonction de leur impulsion, pour différentes profondeurs atmosphériques (ligne continue), comparé à celui mesuré par l'expérience BESS 2001 (points) [80].

3.4.2 Evolution du spectre d'énergie en fonction de la profondeur atmosphérique

La figure 3-18 montre le spectre d'énergie des muons atmosphérique en fonction de la profondeur atmosphérique pour différentes impulsions. Ici aussi, les deux combinaisons s'accordent dans la limite des barres d'erreurs avec les données de BESS 2001. Mais comme signalé précédemment, il y a une légère différence entre les résultats donnés par ces deux combinaisons, spécialement à basse énergie et pour les μ^+ . Le modèle d'interaction hadronique UrQMD donne moins de muons atmosphériques que FLUKA à basse énergie.

3.4.3 Influence de la paramétrisation atmosphérique

Le développement longitudinal d'une grande gerbe de l'air, qui est le nombre de particules chargées en fonction de la profondeur atmosphérique, est sensible non seulement à l'énergie et au type de la particule primaire, mais aussi au profil de la densité atmosphérique. En réalité, l'atmosphère sert non seulement comme une cible aux rayons cosmiques mais aussi comme un milieu dans lequel les particules secondaires se propagent et déposent leur énergie par ionisation. Donc l'atmosphère joue le rôle d'un calorimètre géant. Les effets de l'atmosphère sur le développement des gerbes ont été discuté précédemment dans la partie 3.1.4, mais de manière plutôt qualitative. Maintenant, notre meilleure connaissance de l'atmosphère nous donne l'opportunité de quantifier ces effets de manière détaillée à l'aide des simulations Monte Carlo.

Dans le but d'étudier l'influence de la structure atmosphérique sur le calcul du spectre d'énergie des muons atmosphériques, nous avons utilisé deux paramétrisations de l'atmosphère standard US. Le premier est donnée par Linsley [8] : il est très utilisé dans les simulations des grandes gerbes de l'air. Le second est donné par Keilhauer [9] : c'est une nouvelle paramétrisation de l'atmosphère standard US. Avant de faire le calcul, nous les avons d'abord comparé, comme l'indique la figure 3-16, aux données [5] réellement mesurées lors du vol en ballon. Il est clair que l'ancienne paramétrisation de Linsley est

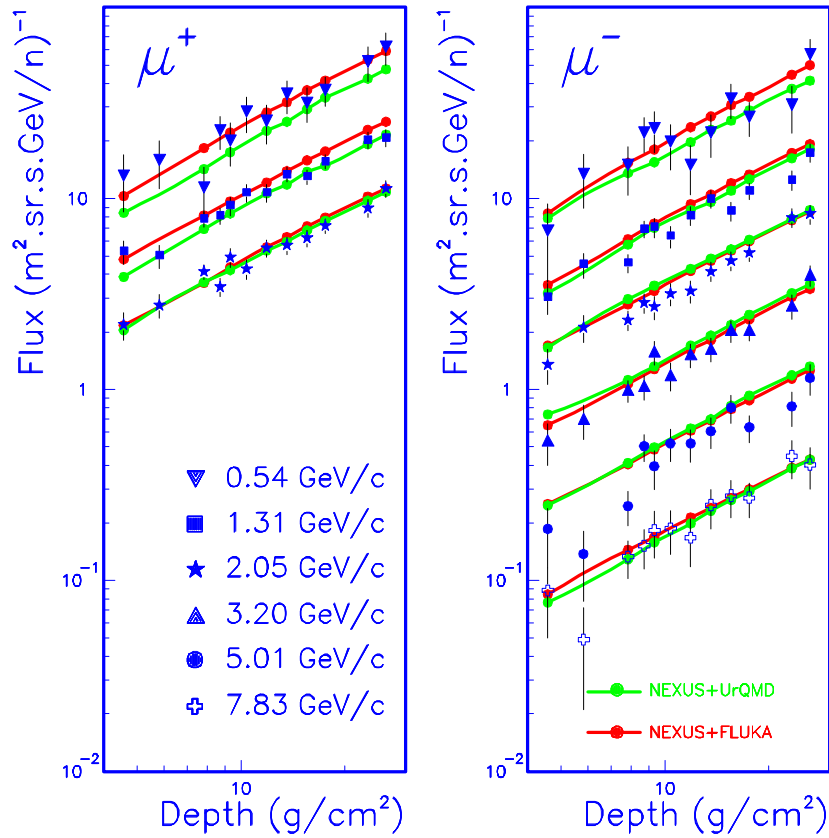


FIG. 3-18: Spectre d'énergie différentiel théorique des muons atmosphériques en fonction de la profondeur atmosphérique pour différents intervalles de l'impulsion des muons atmosphériques (ligne continue), comparé à celui mesuré par l'expérience BESS 2001 (points) [80].

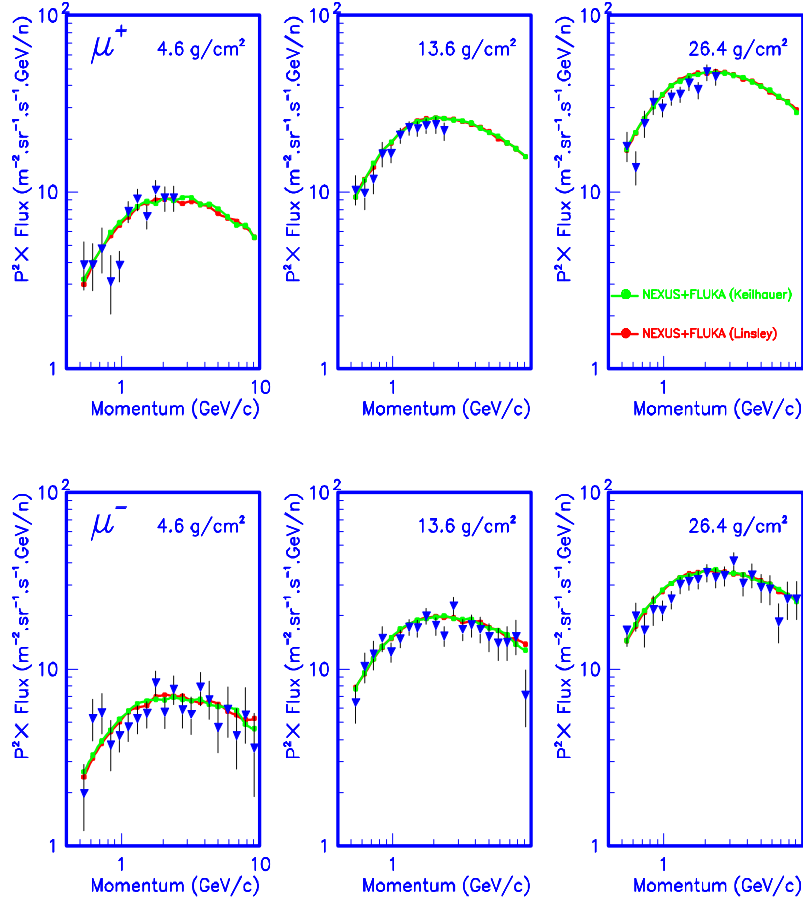


FIG. 3-19: Influence de la paramétrisation de l’atmosphère sur le spectre d’énergie des muons atmosphériques pour différentes profondeurs atmosphériques [80].

plus proche des données expérimentales.

Les figures 3-19 et 3-20 montrent les résultats du calcul du spectre d’énergie des muons atmosphériques en fonction de l’impulsion et de la profondeur atmosphérique, pour les deux modèles d’atmosphères sus cités. Il est clair ici que le flux théorique n’est pas influencé par la paramétrisation atmosphérique, du moins dans la bande 4-26 g/cm² exploré par l’expérience BESS 2001.

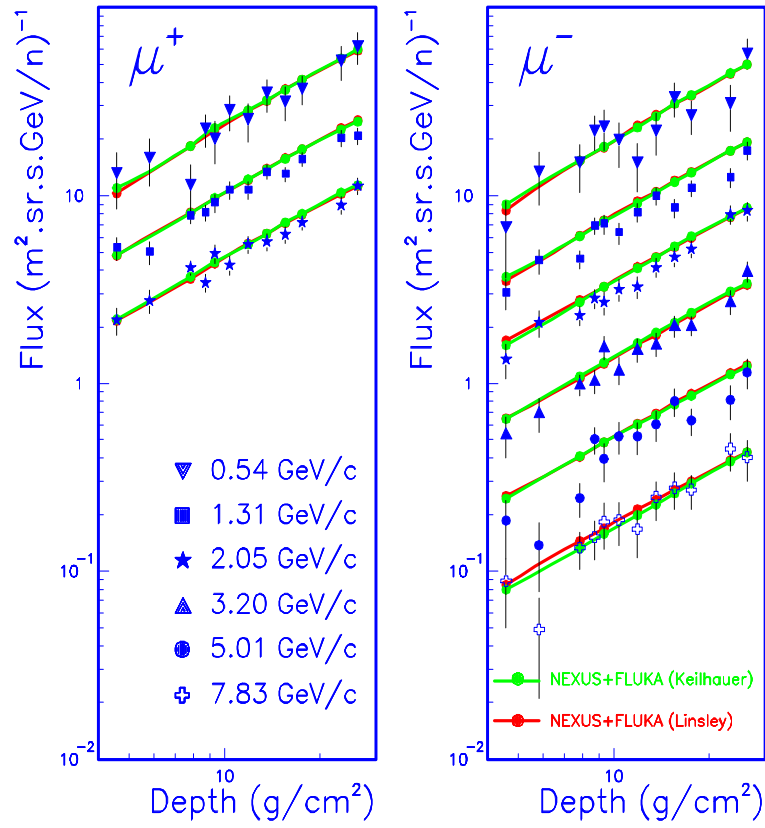


FIG. 3-20: Influence de la paramétrisation de l'atmosphère sur le spectre d'énergie des muons atmosphériques pour différents intervalles de l'impulsion des muons atmosphériques [80].

Conclusion générale et perspectives

A l'aide du programme CORSIKA, nous avons simulé par la méthode de Monte Carlo le spectre d'énergie des muons atmosphériques pour les expériences CAPRICE 1994 et BESS 2001. Différents modèles d'interaction hadronique ont été utilisés, à savoir GHEISHA, FLUKA et UrQMD en dessous de 80 GeV dans le système du laboratoire et VENUS et NEXUS au delà. Pour chaque expérience, nous avons construit le spectre d'énergie primaire des rayons cosmiques en tenant compte de sa variation temporelle due à la modulation solaire. Nous avons également considéré la coupure géomagnétique verticale.

Dans un premier temps, nous avons simulé l'expérience CAPRICE 1994 en utilisant la combinaison VENUS avec GHEISHA, pour une profondeur atmosphérique de 1000 g/cm^2 ($\simeq 360 \text{ m}$). La différence entre les données expérimentales et le calcul théorique reste en dessous de 15% pour $p_\mu \leq 3 \text{ GeV}/c$, où p_μ est l'impulsion du muon. Pour $p_\mu \geq 10 \text{ GeV}/c$, la différence provient du fait que nous n'avons pas tenu compte des particules primaires d'énergie cinétique supérieure à 1 TeV/nucléon. En second lieu, nous avons utilisé la précédente combinaison ainsi que la combinaison VENUS avec UrQMD pour calculer le spectre d'énergie des muons atmosphériques à une profondeur atmosphérique de 3.9 g/cm^2 ($\simeq 38 \text{ km}$). A cette altitude, la sensibilité aux modèles d'interaction hadronique est plus grande car l'interaction l'emporte sur la désintégration. Nous constatons que GHEISHA, à l'inverse d'UrQMD, donne cette fois-ci des résultats non conformes aux données expérimentales pour $p_\mu \leq 1 \text{ GeV}/c$. Bien que GHEISHA ait subi quelques améliorations concernant la conservation d'énergie, il semble que pour $p_\mu \leq 1 \text{ GeV}/c$ sa

fiabilité soit remise en cause. Il n'est pas judicieux de l'utiliser pour la simulation du flux des neutrinos mesuré par l'expérience SuperKamiokande où la majorité des événements détectés sont à des énergies inférieures au GeV.

Nous avons, par la suite, étudié les contributions au flux des muons atmosphériques en fonction de la nature de la particule primaire, de son énergie et de son angle zénithal. Les résultats indiquent que 85% des muons au niveau du sol sont produits par les protons. Ce taux augmente légèrement en fonction de l'énergie des muons. Par contre, à très haute altitude, la contribution passe à 95% et elle diminue légèrement avec l'énergie des muons. Pour les muons ayant $p_\mu \leq 1 \text{ GeV}/c$, les gerbes inclinées dont l'angle zénithal $\theta \geq 20^\circ$, contribuent à 40% du flux au sol. Cette contribution augmente à 70% pour les très hautes altitudes. Près de 30% des muons produits au sol sont dus à des particules primaires dont l'énergie $E \leq 10 \text{ GeV}/\text{nucléon}$. Ce taux passe à 90% en atmosphère résiduelle ($3.9 \text{ g}/\text{cm}^2$).

Quant à l'expérience BESS 2001, nous avons utilisé les deux combinaisons suivantes : NEXUS avec UrQMD et NEXUS avec FLUKA. Le flux des muons atmosphériques est calculé en fonction de la profondeur atmosphérique qui varie de 4 à $26 \text{ g}/\text{cm}^2$. Le processus de production des muons étant dominant à cette altitude, ces données expérimentales sont un excellent test pour les modèles d'interaction hadronique. L'effet de la paramétrisation de l'atmosphère a été également abordé, grâce à deux modélisations de l'atmosphère standard US, à savoir celle de Linsley et celle de Keilhauer. Les résultats numériques des deux combinaisons sont en bon accord avec les résultats expérimentaux dans la limite des barres d'erreurs. Cependant, bien que FLUKA et UrQMD donnent des résultats similaires pour $p_\mu \geq 2 \text{ GeV}/c$, ils montrent un désaccord en dessous de cette valeur. Ce dernier est plus prononcé pour les μ^+ que pour les μ^- . Ces différences sont peut-être dues au fait que la production de pions π^\pm dans la gamme d'énergie primaire 15-80 GeV/nucléon est un peu plus grande pour FLUKA que pour UrQMD. Elles peuvent aussi provenir du fait que la coupure de l'énergie cinétique est fixée à 0.3 GeV pour UrQMD, alors qu'elle est de 0.05 GeV pour FLUKA. De plus, les μ^+ sont produits à plus haute altitude par des particules primaires moins énergiques que les μ^- . Quant à l'influence de la modélisation

de l'atmosphère terrestre, les deux modèles utilisés n'ont aucun impact sur le flux des muons atmosphériques, du moins dans la région de l'atmosphère ($4\text{-}26\text{ g/cm}^2$) explorée par l'expérience BESS.

En perspective, nous envisageons de pousser plus loin la réflexion sur l'influence des modèles d'interaction hadronique sur le calcul du spectre d'énergie, non seulement des muons atmosphériques mais aussi des autres particules cosmiques secondaires, telles que les électrons et positrons, les photons, les protons et neutrons, etc. Nous pensons également qu'il serait utile d'étudier les contributions des pions et des kaons au spectre d'énergie des muons atmosphériques. Par ailleurs, nous comptons affiner nos résultats en utilisant une description plus complète de l'effet géomagnétique, en prenant en compte des noyaux primaires plus lourds et en exploitant les nouveaux modèles atmosphériques tels que NRLMSISE [103].

Bibliographie

- [1] T. Sanuki *et al.*, Phys. Rev. D **75**, 043005 (2007).
- [2] M. Honda *et al.*, Phys. Rev. D **75**, 043006 (2007).
- [3] P. K. F. Grieder, Cosmic Rays on Earth, Amsterdam : North-Holland/American Elsevier (2001).
- [4] M. Boezio *et al.*, Astrophys. J. **518**, 457 (1999).
- [5] K. Abe *et al.*, Phys. Lett. B **564**, 8 (2003).
Erratum to [Phys. Lett. B **564** (2003) 8], Phys. Lett. B **645**, 472 (2007).
- [6] D. Heck *et al.*, Report FZKA 6019, Forschungszentrum Karlsruhe (1998).
- [7] J. J. Engelmann *et al.*, Astron. Astrophys. **233**, 96 (1990).
- [8] J. Linsley, private communication by M Hillas (1988).
- [9] B. Keilhauer *et al.*, Astropart. Phys. **22**, 249 (2004).
- [10] C. T. R. Wilson, Proc. Roy. Soc. **68**, 151 (1901).
- [11] V. Hess, Phys. Z. **13**, 1084 (1912). (Traduction dans : A ; M. Hillas, Cosmic rays, p.146, Oxford : Pergamon Press).
- [12] W. Kohlhörster, phys. Z. **14**, 1153 (1913).
- [13] J. Clay, Proc. Roy. Acad. of Amsterdam, **30**, 1115 (1927).

- [14] W. Bothe and W. Kolhöster, Z. Physik **56**, 571 (1929).
- [15] P. A. M. Dirac, Proc. Roy. Soc., **A133** : 60 (1931).
- [16] C. D. Anderson, Sciences **761** :238, (1932).
- [17] T. H. Johnson, Phys. Rev. **43**, 834 (1933).
- [18] L. W. Alvarez et A. H. Compton, Phys. Rev. **43**, 835 (1933).
- [19] C. M. G. Lattes *et al.*, Nature **160**, 453 (1947).
- [20] C. D. Anderson and S. H. Neddermeyer, Phys. Rev. **51** : 884 (1937).
- [21] B. Rossi, Z. Phys **82**, 151 (1933).
- [22] J. F. Carlson and J. R. Oppenheimer, Phys. Rev. **51**, 220 (1937).
- [23] R. Maze *et al.*, Comptes Rendus de l'Académie des Sciences (Paris), **208** : 1641, (1938).
- [24] K. H. Kamper *et al.*, Act. Phys. Pol. B **35**, 1799 (2004).
- [25] J. Cronin, T. K. Gaisser, and S. P. Swordy, Sci. Amer. **276**, 44 (1997).
- [26] K. Greisen, Phys. Rev. Lett. **16**, 748 (1966).
- [27] G. T. Zatsepin, V. A. Kuzmin, Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. **4**, 114 (1966) [JETP. Lett. **4**, 78 (1966)].
- [28] J. R. Ellis *et al.*, Phys. Rev. D **63**, 124025 (2001).
- [29] M. Takeda *et al.*, Astrpart. Phys. **19**, 447 (2003).
- [30] R. U. Abbasi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **92**, 151101 (2004).
- [31] M. Nagano and A. A. Watson, Rev. Mod. Phys. **72**, 689 (2000).

- [32] J. A. Simpson, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, **33**, 326 (1983).
- [33] S. Eidelman *et al.*, *Phys. Lett. B* **592**, 1 (2004).
- [34] K. H. Kampert *et al.*, *Proc. 27th Int. Cosmic Ray Conf., Hamburg*, 240 (2001).
- [35] M. Simon *et al.*, *Astrophys. J.* **499**, 250 (1998).
- [36] S. W. Barwic *et al.*, *Astrophys. J.* **498**, 779 (1998).
- [37] G. Jungman and M. Kamionkowski, *Phys. Rev. D* **49**, 2316 (1994).
- [38] K. Maki *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 3474 (1996).
- [39] A. S. Beach *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 271101-1 (2001).
- [40] R. C. Hartmann *et al.*, *Astrophys. J. Suppl. Series* **123**, 79 (1999).
- [41] E. Fermi, *Phys. Rev.* **75**, 1169 (1949).
- [42] W. I. Axford *et al.*, *Proc. 15th Int. Cosmic Ray Conf., Plovdiv*, **11**, 132 (1977).
- [43] A. R. Bell, *Roy. Astron. Soc.*, **182**, 443 (1978).
- [44] R. D. Blandford and J. P. Ostriker, *Astro. Phys. Jour. Lett.* **221**, L29 (1978).
- [45] A. M. Hillas. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **22**, 425 (1984).
- [46] M. M. Shapiro and M. Silberberg, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **20**, 323 (1970).
- [47] C. E. Fichtel and D. V. Reames, *Phys. Rev.* **175**, 1564 (1968).
- [48] V. S. Ptuskin, *Astrophys. and Space Science* **28**, 17 (1974).
- [49] T. H. Burnett *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A* **251**, 583 (1986).
- [50] A.V. Apanasenko *et al.*, *Astropart. Phys.* **16**, 13 (2001).
- [51] <http://www-glast.stanford.edu>

- [52] <http://celeste.lal.in2p3.fr/Celeste1.html>
- [53] <http://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/HESS/HESS.html>
- [54] C. E. Fichtel *et al.* *Astrophys. J.* **198**, 163 (1975).
- [55] B. Keilhauer, GAP Note 107 (2003).
- [56] ICRU, Stopping Powers and Ranges for Protons and Alpha Particles. Report No. 49, International Commission on Radiation Units and Measurements, Bethesda, MD, 1993.
- [57] A. Haungs *et al.*, *Rep. Prog. Phys.* **66**, 1145 (2003).
- [58] T. M. Gaisser and A. M. Hillas, *Proc. 15th Int. Cosmic Ray Conf., Plovdiv*, **8**, 353 (1977).
- [59] A. H. Compton, I. A. Getting, *Phys. Rev.* **47**, 818 (1935).
- [60] D. J. Cutler, D. E. Groom, *Astrophys. J.* **376**, 322 (1991).
- [61] K. Nagashima, K. Fujimoto, R.M. Jacklyn, *J. Geophys. Res.* **103**, 17429 (1988).
- [62] C. Z. Störmer, *Astrophys.* **1**, 237 (1930).
- [63] R. A. J. Alpher, *Geophys. Res* **55**, 437 (1950).
- [64] <http://nssdc.gsfc.nasa.gov/space/model/models/igrf.html>
- [65] L. J. Gleeson and W. I. Axford, *Astrophys. J.* **154**, 1011 (1968).
- [66] K. Werner, *Phys. Rep.* **232**, 87 (1987).
- [67] H. J. Drescher *et al.*, *Phys. Rep.* **350**, 93 (2001).
- [68] N. N. Kalmykov and S. Ostapchenko, *Yad. Fiz.* **56**, 105 (1993);
N. N. Kalmykov and S. Ostapchenko, *Phys. At. Nucl.* **56** N3, 346 (1993);

- N. N. Kalmykov and S. Ostapchenko and A. I. Pavlov, Nucl. Phys. B Proc. Supp. **52**, 17 (1997).
- [69] J. Ranft, Phys. Rev. D **51**, 64 (1995).
- [70] R. S. Fletcher *et al.*, Phys. Rev. D **50**, 5710 (1994);
J. Engel *et al.*, Phys. Rep. **350**, 93 (2003).
- [71] J. N. Capdevielle *et al.*, Report KfK 4998, Kernforschungszentrum Karlsruhe (1992).
- [72] H. Fesefeldt, Report PITHA-85/02, RWTH Aachen (1985).
- [73] R. E. Cassel and G. Bower (SLAC), private communication by D. Heck (2002).
- [74] S. A. Bass *et al.*, Prog. Part. Nucl. Phys. **41**, 225 (1998);
M. Bleicher *et al.*, J. Phys. G : Nucl. Part. Phys. **25**, 1859 (1999).
- [75] A. Fasso', A. Ferrari, J. Ranft, and P. R. Sala, CERN-2005-10, INFN/TC_05/11, SLAC-R-773 (2005);
A. Fasso' *et al.*, CHEP2003, La Jolla, CA, USA, arXiv :hep-ph/0306267.
- [76] V. Gribov, Soviet. Phys. JETP **26**, 414 (1968).
- [77] K. Werner, F. M. Liu and T. Pierog, Phys. Rev. C **74**, 044902 (2006).
- [78] D. Heck *et al.*, Corsika userguide, Forschungszentrum Karlsruhe (2007).
- [79] T. Djemil, R. Attallah and J. N. Capdevielle, Int. J. Mod. Phys. A **20**, N° 29, 6950 (2005).
- [80] T. Djemil, R. Attallah and J. N. Capdevielle, Jour. Phys G : Nucl. Part. Phys. **34**, 2119 (2007).
- [81] T. Sanuki *et al.*, Astrophys. J. **545**, 1135 (2000).

- [82] J. Alcaraz *et al.*, Phys. Lett. B **490**, 27 (2000a).
- [83] J. Alcaraz *et al.*, Phys. Lett. B **494**, 193 (2000b).
- [84] M. Boezio *et al.*, Astrop. Phys. **19**, 583 (2003).
- [85] H. S. Ahn *et al.*, Adv. Space Res. **37**, 1950 (2004).
- [86] M. Aglietta *et al.*, Astrop. Phys. **19**, 329 (2003).
- [87] T. Antoni *et al.*, Astrophys. J. **612**, 914 (2004).
- [88] E. Diehl *et al.*, Astrop. Phys. **18**, 487 (2003).
- [89] R. Bühler *et al.*, Proc 30th Int. Cosmic Ray Conf., Mérida, Mexico (2007).
- [90] T. K. Gaisser *et al.*, Proc. 27th Int. Cosmic Ray Conf., Hamburg, 1643 (2001).
- [91] R. A. Burger *et al.*, J. Geophys. Res. **105**, 27447 (2000).
- [92] I. G. Usoskin *et al.*, J. Geophys. Res. **110**, A12108 (2005).
- [93] S. Haino *et al.*, Phys. Lett. B **594**, 35 (2004).
- [94] Y. Fukuda *et al.*, Phys. Rev. Lett. **81**, 1562 (1998).
- [95] M. Motoki *et al.*, Astrop. Phys. **19**, 113 (2003).
- [96] S. Coutu *et al.*, Proc. 21th ICHEP, Vancouver, 666 (1998).
- [97] W. R. Frazer *et al.*, Phys. Rev. D **5**, 342 (1972).
- [98] J. N. Capdevielle and Y. Muraki, Astropart. Phys. **11**, 335 (1999).
- [99] T. Sanuki *et al.*, Proc 27th Int. Cosmic Ray Conf., Hambourg, 950 (2001).
- [100] J. Wentz *et al.*, Proc 26th Int. Cosmic Ray Conf., Salt Lake City, **2**, 92 (1999).
- [101] H. J. Drescher *et al.*, Proc. 28th Int. Cosmic Ray Conf., Tsukuba, **2**, 507 (2003).

- [102] R. Engel *et al.* Proc. 27th Int. Cosmic Ray Conf., Hamburg, 1029 (2001).
- [103] J. M. Picone *et al.*, J. Geophys. Res. **107** (A12), 1468 (2002).

Sensitivity of atmospheric muon flux calculation to low energy hadronic interaction models

T Djemil¹, R Attallah¹ and J N Capdevielle²

¹ Laboratoire de Physique des Rayonnements, Département de Physique,
Université Badji Mokhtar, BP 12, 23000 Annaba, Algeria

² Laboratoire APC, Bâtiment Condorcet, 10, rue Alice Domon et Léonie Duquet,
75205 Paris Cedex 13, France

E-mail: reda.attallah@univ-annaba.org

Received 22 May 2007

Published 12 September 2007

Online at stacks.iop.org/JPhysG/34/2119

Abstract

We investigate in this paper the impact of some up-to-date hadronic interaction models on the calculation of the atmospheric muon flux. Calculations are carried out with the air shower simulation code CORSIKA in combination with the hadronic interaction models FLUKA and UrQMD below 80 GeV/nucleon and NEXUS elsewhere. We also examine the atmospheric effects using two different parametrizations of the US standard atmosphere. The cosmic ray spectra of protons and α particles, the only primary particles considered here, are taken according to the force field model which describes properly solar modulation. Numerical results are compared with the BESS-2001 experimental data.

1. Introduction

As primary cosmic rays enter the Earth's atmosphere, they are very likely to collide with air nuclei. These interactions result in the production of secondary cosmic rays, mainly pions but also kaons and other particles. Atmospheric muons are produced in the upper atmosphere by the decay of charged pions,

$$\pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} + \nu_{\mu}(\bar{\nu}_{\mu}), \quad (1)$$

and to a less extent by kaons. The involvement of the latter increases with the inclination of the primary particle. Atmospheric muons are the most numerous energetic charged particles arriving at sea level, with a flux of about $1 \text{ muon s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ and a mean energy of about 4 GeV. They make up more than half of the cosmic radiation at the ground, the remainder being mostly electrons, positrons and photons coming from cascade events (Yao *et al* 2006).

Measurement of the atmospheric muon flux at different altitudes is very helpful to investigate cosmic ray phenomena inside the atmosphere. It is indeed very useful for the

calibration of the hadronic interaction models used to study the hadronic interactions of primary cosmic rays with the atmosphere. In particular, they lead to fundamental information about atmospheric neutrinos, since the process of production of atmospheric muons (1) as well as their decay,

$$\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu_e(\bar{\nu}_e) + \bar{\nu}_\mu(\nu_\mu), \quad (2)$$

is always accompanied by the production of neutrinos. The accuracy in the prediction of the atmospheric neutrino flux and the oscillation parameters is strongly related to the accuracy of the atmospheric muon flux calculations. Moreover, measurement of the atmospheric muon flux provides useful information about geomagnetic effects.

There have been many measurements of the atmospheric muon flux at different altitudes and different locations over the last decades. A compilation of data can be found in Grieder (2001). In this work, we have used the data of the BESS-2001 experiment (Abe *et al* 2003) which was carried out in September 2001 at Ft. Sumner (USA). It is a recent and a very precise balloon-borne experiment consisting of a high resolution spectrometer with a large acceptance, capable of performing precise measurements of absolute fluxes of various cosmic rays and their dependence on the atmospheric depth (Sanuki *et al* 2000). The vertical geomagnetic cut-off throughout the BESS-2001 flight was about 4.2 GV. The atmospheric muon spectra in the momentum range 0.5–10 GeV/*c* (as well as cosmic ray proton and helium spectra in the energy range 0.5–10 GeV/nucleon) were precisely measured at atmospheric depths lying from 4.5 to 28 g cm⁻² during the slow descending period of the balloon flight.

Many theoretical calculations of the atmospheric muon flux using different hadronic interaction models have also been undertaken with more or less success. However, no model has so far stood out in sharp relief. It is to be noted here that atmospheric muon calculation often serves as a prelude to atmospheric neutrino calculation since they are closely linked.

This work is intended to study the influence of some up-to-date hadronic interaction models on the calculation of the atmospheric muon flux. With this end in view, we have carried out a set of extensive Monte Carlo calculations using the air shower simulation code CORSIKA version 6.501 (Heck *et al* 1998) in combination with the hadronic interaction models FLUKA version 2005 (Fassò *et al* 2001) and UrQMD version 1.3 (Bass *et al* 1998, Bleicher *et al* 1999) below 80 GeV/nucleon and NEXUS version 3.97 (Drescher *et al* 2001) above 80 GeV/nucleon. The NEXUS model handles high energy nuclear collisions with an up-to date theoretical approach and shows a better consistency with regard to continuity with models below 80 GeV, especially FLUKA and UrQMD. The high energy model plays here a secondary role because of the high altitude (4.5–28 g cm⁻²) of the BESS-2001 experiment and the relatively low energy (0.5–10 GeV/*c*) of the detected muons. In contrast, the low energy hadronic models are of crucial importance not only for the BESS-2001 experiment but also for atmospheric muons in general (Drescher and Farrar 2003).

CORSIKA is able to treat a large number of particles including among others all possible sources of muons (π^\pm , K^\pm , K_L° , K_S° , ...). It also takes into account 2-body as well as 3-body decay of unstable particles. Only the contributions of primary cosmic ray protons and α particles have been considered. Owing to the sharp decrease with energy of the primary cosmic ray spectra, the contributions to the muon flux of the different components of the cosmic radiation dramatically decrease with primary energy as well. For the muon momentum range of the BESS-2001 experiment (0.5–10 GeV/*c*), these contributions are only significant in the GeV–TeV energy range of the primary particles. In this region, the relative abundance of all nuclei heavier than α particles is less than 1% (Engelmann *et al* 1990). Their contribution to the muon flux does not exceed 10% and can therefore be neglected. Numerical results have been compared with the data of the BESS-2001 balloon-borne experiment (Abe *et al* 2003).

We have also investigated the impact of the atmospheric structure on the calculation of the atmospheric muon flux. Needless to say that the atmosphere plays a major role in air shower experiments. In addition to serving as an interaction target to cosmic rays, it is also the medium in which secondary particles propagate and deposit their energy by ionization loss. For this purpose, we have used two different parametrizations of the US standard atmosphere. The first one, widely used in extensive air shower simulation, is given by Linsley (1988). The second one, obtained recently, is provided by Keilhauer *et al* (2004). These parametrizations are both part of the CORSIKA package (Heck *et al* 1998). Even though it is an average annual model, the US standard atmosphere is suitable for the season of the BESS-2001 experiment since observations were carried out at high altitude (24.5–37 km). Unlike low altitudes (0–25 km) where measured atmospheric profiles differ significantly from the one given by the model because of seasonal variations, at higher altitude the difference is not significant (less than a few g cm^{-2}) (Wilczyńska *et al* 2003).

The paper is organized as follows. After this introduction, we review in section 2 the differential energy spectrum of primary cosmic rays and its heliospheric modulation. In section 3, we present the results of our calculations and discuss their sensitivity first to the hadronic interaction model and next to the atmosphere parametrization. We give our conclusion in section 4.

2. Primary cosmic ray spectrum

Besides the hadronic interaction model, the calculation of the atmospheric muon flux requires knowledge of the primary cosmic ray energy spectrum. Cosmic rays entering the heliosphere are modulated by the solar wind which decelerates and partially excludes low energy particles from the inner solar system. This modulation varies during the solar activity cycle. In addition, low energy cosmic rays are affected by the geomagnetic field they must penetrate to reach the top of the atmosphere, which results in a low energy falloff in the flux of the primary cosmic rays known as the geomagnetic cutoff. Thus, the intensity of any component of the cosmic radiation at low energy depends both on location and time.

The differential energy spectrum of the galactic cosmic rays observed in the vicinity of the Earth can be parametrized by the so-called *force field model* (Gleeson and Axford 1968, McCracken *et al* 2004) which has only one explicit parameter, the modulation potential ϕ usually expressed in units of MV, for a given local interstellar spectrum. The value of $Ze\phi$ corresponds to the average energy loss in the heliosphere of cosmic rays of electric charge Ze . The differential intensity of cosmic rays of any species at 1 AU is given as

$$J(E_k, \phi) = J_{\text{LIS}}(E_k + \Phi) \frac{E_k(E_k + 2m_0)}{(E_k + \Phi)(E_k + \Phi + 2m_0)} \quad (3)$$

where E_k is the kinetic energy per nucleon, m_0 is the rest mass and $\Phi = (Ze/A)\phi$, with A and Z being the mass number and the atomic number, respectively. J_{LIS} denotes the local interstellar spectrum (LIS). Different estimates of the LIS can be found in the literature. Among the most commonly used LIS approximations is the one suggested by Burger *et al* (2000) which gives, for protons,

$$J_{\text{LIS}} = \frac{1.9 \times 10^4 \cdot P(E_k)^{-2.78}}{1 + 0.4866P(E_k)^{-2.51}} \quad (4)$$

where $P(E_k) = \sqrt{E_k(E_k + 2m_0)}$. The LIS of the primary cosmic ray protons used in this work is taken according to this equation (4), and its heliospheric modulation is ensured by equation (3). As for primary α particles, the same LIS as protons (4) is used but with a number

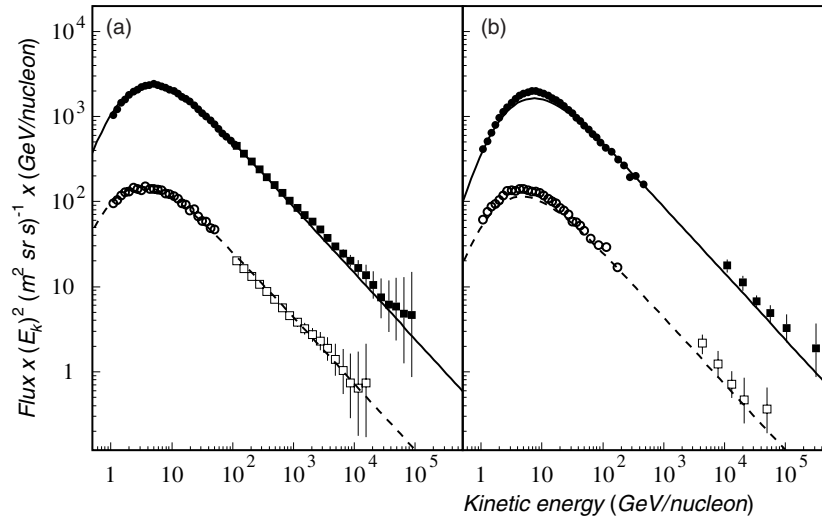


Figure 1. Primary cosmic ray energy spectra obtained during (a) a quiet solar period ($\phi = 567$ MV) by BESS-1998 (Sanuki *et al* 2000) for protons (\bullet) and α particles (\circ) and at high energy by RUNJOB (Apanasenko *et al* 2003) for protons (\blacksquare) and α particles (\square); (b) a high solar activity ($\phi = 1056$ MV) by BESS-TeV (Haino *et al* 2004) for protons (\bullet) and α particles (\circ) and at high energy by ATIC (Ahn *et al* 2004) for protons (\blacksquare) and α particles (\square). Data are compared with the modulated LIS (4) for protons (—) and α particles (---).

ratio of α particles to protons (α/p) of 5.0%. This value which represents in fact the number ratio α/p above 10 GeV/nucleon was measured not only by the BESS-2001 detector (Abe *et al* 2003) but also by other experiments such as AMS-01 (Alcaraz *et al* 2000a, 2000b). These experiments also showed that, below 10 GeV/nucleon, the number ratio α/p increases when energy decreases. This is ensured by equation (3) which less affects α particles than protons because of their smaller Z/A ratio.

Using the data from the worldwide neutron monitor network for the period 1951–2004, Usoskin *et al* (2005) reconstructed in the framework of the *force field model* the series of the monthly values of the modulation potential ϕ . This model, which was calibrated with precise balloon-borne and space-borne direct measurements of the cosmic ray energy spectrum, is capable of evaluating the differential energy spectrum of galactic cosmic rays at the Earth for each month since 1951. For the BESS-2001 flight, the modulation potential ϕ is equal to 891 MV.

Figure 1 shows some examples of fitting with the force field model of primary cosmic ray proton and α -particle data. We have chosen two direct measurements of primary cosmic ray spectra performed by the BESS detector in quite different heliospheric conditions. The first one (BESS-1998) was carried out in July 1998 (Sanuki *et al* 2000) during a quiet solar period ($\phi = 567$ MV). The second one (BESS-TeV) was obtained in August 2003 (Haino *et al* 2004) during a high solar activity ($\phi = 1056$ MV). In order to display the continuity of the *force field model*, we have added to the same plot some data from two other direct measurements achieved at very high energy by ATIC (Ahn *et al* 2004) and RUNJOB (Apanasenko *et al* 2003) experiments. The flux is multiplied by the square of the kinetic energy per nucleon E_k just to enhance the differences in the regions of interest. The overall agreement is quite good and the deviation remains mostly within the experimental errors. The highest discrepancy for a single point is found as 20% around 10 GeV/nucleon for the spectrum of the primary alpha particles (figure 1(b)). It must be emphasized, however, that the data of the absolute primary

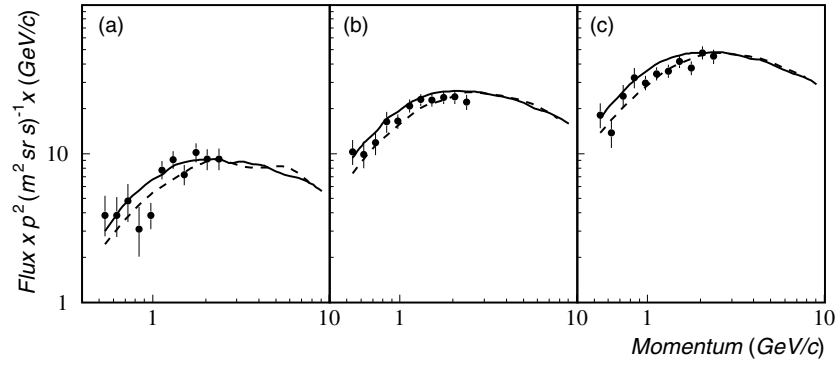


Figure 2. Atmospheric positive muon spectra obtained by two combinations of hadronic interaction models: NEXUS and FLUKA (—), NEXUS and UrQMD (---), at different atmospheric depths: (a) 4.6 g cm^{-2} , (b) 13.6 g cm^{-2} and (c) 26.4 g cm^{-2} . Data (●) are from the BESS-2001 experiment (Abe *et al* 2003).

cosmic ray spectra from the different experiments show significant differences, leading hence to a major uncertainty in the calculation of the atmospheric muon flux. For the purposes of comparison, we have mainly used the measurements of the BESS experiment because its detector was calibrated at accelerator beams, which guarantees a high reliability to its data.

3. Calculation of the atmospheric muon flux

The calculation of the atmospheric muon flux with CORSIKA starts by selecting the type of the primary particle, its energy range and the altitude of the observation levels. The zenith angle of the primary particle varies randomly from 0 to 70° . The different primary particles, i.e. protons and α particles, are simulated in separate runs. The energy of the primary cosmic ray particle varies for all simulations reported in this paper between a minimum value corresponding to the minimum geomagnetic cut-off and 10^{13} eV. In order to cover all the primary energy spectrum appropriately, each energy decade is divided into four equal ranges in logarithmic scale and a run is carried out for each range separately. The number of events per run varies from 10^7 at the lowest energies to 4×10^4 at the highest energies. The primary particle is tracked up to the first interaction point determined from the cross section of its interaction with air. The nuclear reaction is then handled by the selected hadronic interaction model, namely FLUKA or UrQMD below 80 GeV/nucleon and NEXUS above 80 GeV/nucleon . It is worth pointing out here that computation time used by UrQMD is much larger than FLUKA. All secondary particles are tracked up to their decay or further interactions. The zenith angle of registered muons (θ_μ) is limited within $\cos \theta_\mu \leq 0.90$ so as to comply with the experimental conditions of the BESS-2001 flight. For simplicity, we have omitted in this study to work out statistical errors. Nevertheless, we have used for each run a large number of trials (between 4×10^4 and 10^7 depending on primary energy and interaction model) to ensure that statistical errors are as small as possible in a reasonable computing time. On the whole, apart from a few points obtained at low energy and high altitude, numerical results agree with data within 10%.

3.1. Sensitivity to the hadronic interaction model

We have calculated the atmospheric muon flux for different momentum bins and different atmospheric depths, as shown in figures 2 and 3. In order to enhance the differences in the

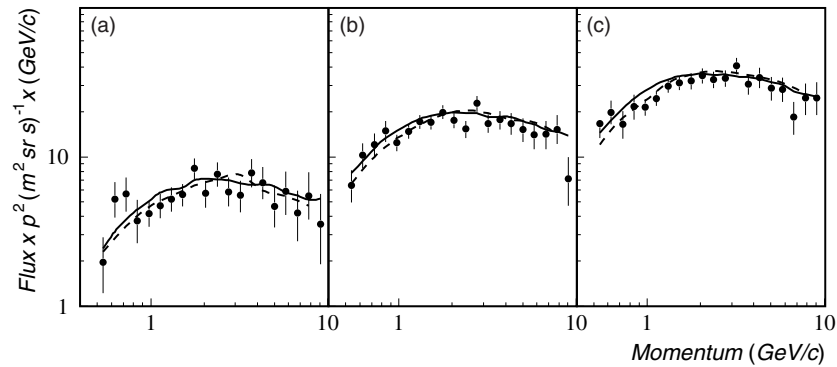


Figure 3. Atmospheric negative muon spectra obtained by two combinations of hadronic interaction models: NEXUS and FLUKA (—), NEXUS and UrQMD (---), at different atmospheric depths: (a) 4.6 g cm^{-2} , (b) 13.6 g cm^{-2} and (c) 26.4 g cm^{-2} . Data (●) are from the BESS-2001 experiment (Abe *et al* 2003).

regions of interest, the fluxes are multiplied by the square of the muon momentum p . The two combinations of the hadronic interaction models, NEXUS and FLUKA on the one hand, and NEXUS and UrQMD on the other hand, are both consistent within the error bars with the data of the BESS-2001 experiment (Abe *et al* 2003). Above about $2 \text{ GeV}/c$, the results of the two combinations are quite similar. Muons with a momentum of more than $2 \text{ GeV}/c$ are produced mostly by primary particles of an energy 20 to 50 times higher. Thus we progressively come into the sphere of influence of NEXUS, the only hadronic interaction model used above $80 \text{ GeV}/\text{nucleon}$, hence the similarity of results at high energy. Below $2 \text{ GeV}/c$, one can notice between the two combinations a small discrepancy which is more pronounced for μ^+ than for μ^- . This is probably due to the fact that the yield of π^\pm production in the primary energy range $15\text{--}80 \text{ GeV}/\text{nucleon}$ is slightly higher for FLUKA than UrQMD (Drescher *et al* 2003). Moreover, it is to be noted that the low energy cut-off of the kinetic energy of secondary hadrons is fixed to 0.3 GeV with UrQMD while for FLUKA it can be as low as 0.05 GeV . The disagreement between μ^+ and μ^- results is probably related to the properties of the hadronic interaction models, since positive muons μ^+ are produced at higher altitude and by primary particles of lower energy than negative muons μ^- (Engel *et al* 2003).

Figure 4 shows the atmospheric muon flux as a function of the atmospheric depth for different momentum bins. Here again, the two combinations of the hadronic interaction models agree well within the error bars with the data of the BESS-2001 experiment (Abe *et al* 2003). However, as mentioned above, there is a small discrepancy between the results of the two combinations, especially at low energy and for μ^+ . The hadronic interaction model UrQMD gives less muons than FLUKA at low energy.

3.2. Sensitivity to the atmosphere parametrization

The longitude profile of extensive air showers, that is the number of charged articles as a function of the atmospheric depth, is sensitive not only to the energy and type of the primary cosmic ray particle but also to the atmospheric density profile. In fact, the atmosphere serves as a target to primary cosmic rays as well as the medium in which secondary particles propagate and deposit their energy by ionization loss, acting like a calorimeter. Atmospheric effects on the development on extensive air showers were already discussed in the early years of this field of research, though in a rather qualitative way. Nowadays, our better knowledge of the

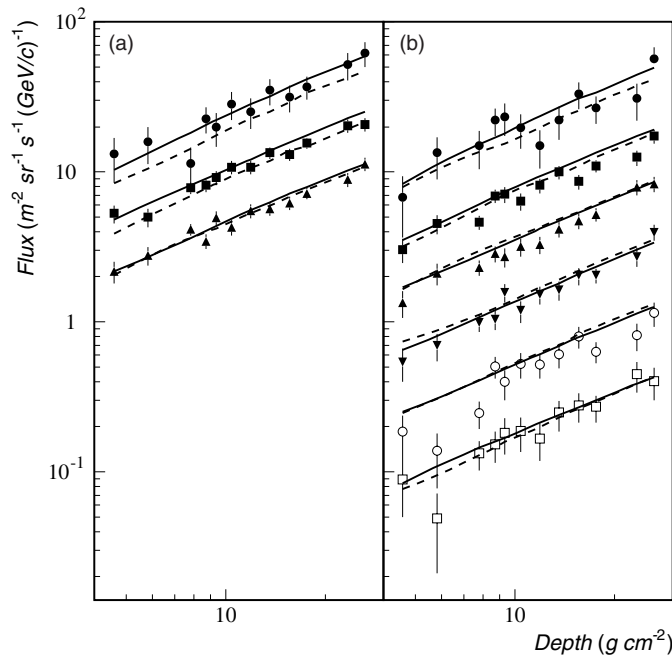


Figure 4. Atmospheric positive (a) and negative (b) muon flux as a function of the atmospheric depth obtained by two combinations of the hadronic interaction models, NEXUS and FLUKA (—), NEXUS and UrQMD (---), for different momentum bins. Data are from the BESS-2001 experiment (Abe *et al* 2003): (●) 0.54 GeV/c, (■) 1.31 GeV/c, (▲) 2.05 GeV/c, (▼) 3.20 GeV/c, (○) 5.01 GeV/c, (□) 7.83 GeV/c.

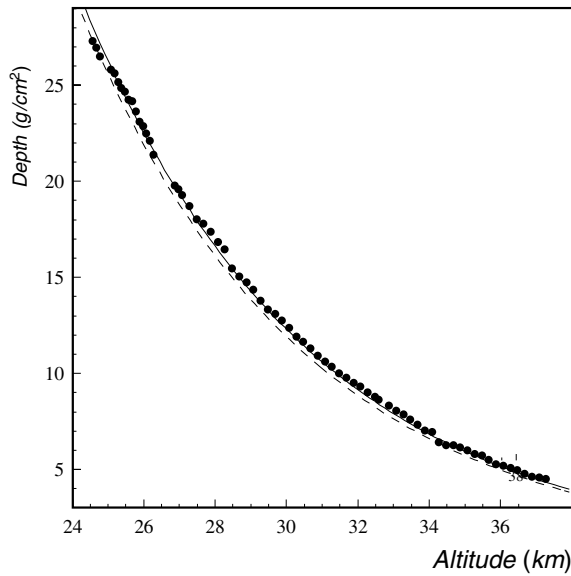


Figure 5. Comparison of the atmospheric depth as a function of the altitude (●) measured during the BESS-2001 flight (Abe *et al* 2003) with the US-AtmL (—) and US-AtmK (---) atmospheric parametrizations.

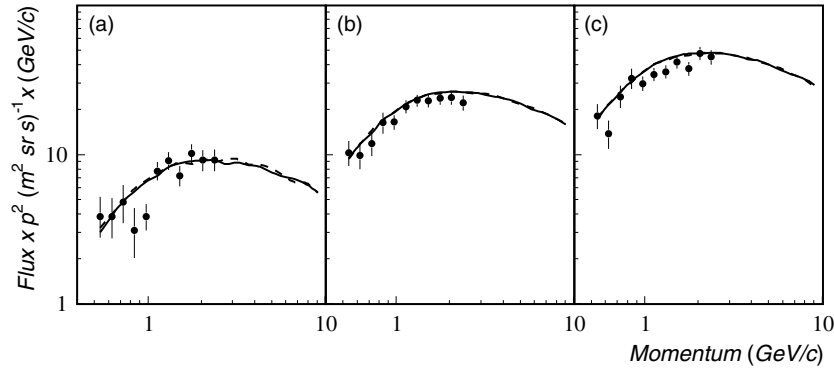


Figure 6. Atmospheric positive muon spectra obtained for two different parametrizations of the atmosphere, US-AtmL (—) and US-AtmK (---), at different atmospheric depths: (a) 4.6 g cm^{-2} , (b) 13.6 g cm^{-2} and (c) 26.4 g cm^{-2} . Data (●) are from the BESS-2001 experiment (Abe *et al* 2003).

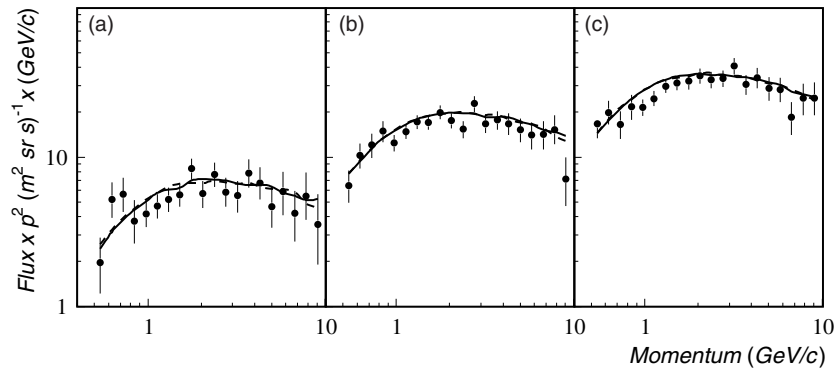


Figure 7. Atmospheric negative muon spectra obtained for two different parametrizations of the atmosphere, US-AtmL (—) and US-AtmK (---), at different atmospheric depths: (a) 4.6 g cm^{-2} , (b) 13.6 g cm^{-2} and (c) 26.4 g cm^{-2} . Data (●) are from the BESS-2001 experiment (Abe *et al* 2003).

atmosphere gives us the opportunity to quantify these effects with precise details using Monte Carlo simulations.

In order to study the influence of the structure of the atmosphere on the calculations of the atmospheric muon flux, we have used two different parametrizations of the US standard atmosphere. The first one is given by Linsley (1988); it is usually applied in extensive air shower simulations. The second one is a new parametrization of the US standard atmosphere (Keilhauer *et al* 2004). These two atmospheric parametrizations are depicted in this paper by US-AtmL and US-AtmK, respectively.

Before calculating the flux of the atmospheric muons, we have first compared in figure 5 the data of the atmospheric depth as a function of the altitude collected during the ascent of the BESS-2001 flight (Abe *et al* 2003) with the two parametrizations of the atmosphere (US-AtmL and US-AtmK). It is clear from this figure that the old parametrization (US-AtmL) agrees better with BESS-2001 measurements than the new one (US-AtmK) though they are very close to each other.

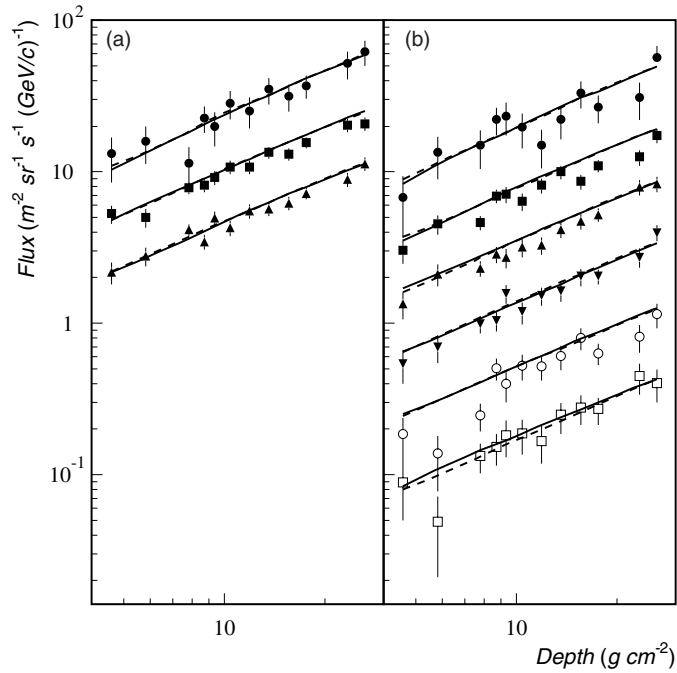


Figure 8. Atmospheric positive (a) and negative (b) muon flux as a function of the atmospheric depth obtained for two parametrizations of the atmosphere, US-AtmL (—) and US-AtmK (---), for different momentum bins. Data are from the BESS-2001 experiment (Abe *et al* 2003): (●) 0.54 GeV/c, (■) 1.31 GeV/c, (▲) 2.05 GeV/c, (▼) 3.20 GeV/c, (○) 5.01 GeV/c, (□) 7.83 GeV/c.

Figures 6 and 7 show the results of the atmospheric muon flux calculations for different momentum bins and different atmospheric depths on the basis of the two previously introduced parametrizations of the US standard atmosphere (US-AtmL and US-AtmK). It is clear here that the predicted muon fluxes are not really affected by the atmospheric parametrization at least in the considered depth range 4–26 g cm^{-2} . The atmospheric muon flux as a function of the atmospheric depth for different momentum bins is shown in figure 8. Here again, the two parametrizations of the US standard atmosphere give very similar results.

4. Conclusion

The influence of low energy hadronic interaction models on the calculation of the atmospheric muon flux is investigated through Monte Carlo simulations carried out with the program CORSIKA. Different hadronic interaction models are used, namely FLUKA and UrQMD below 80 GeV/nucleon and NEXUS elsewhere. Two combinations are considered, FLUKA and NEXUS on the one hand, and UrQMD and NEXUS on the other hand. The atmosphere effects are also examined using two different parametrizations of the US standard atmosphere given by Linsley (1988) and Keilhauer (2004). Numerical results are consistent within the error bars with the BESS-2001 experimental data. However, although FLUKA and UrQMD give similar results for muons with a momentum greater than about above 2 GeV/c, they show at lower energy a disagreement which is more pronounced for μ^+ than μ^- . It may arise from

the difference between the values of the yield of π^\pm production which is slightly higher for FLUKA than UrQMD in the energy range 15–80 GeV/nucleon of the primary particle. It may also be due to the kinetic energy cut-off of hadrons which is fixed to 0.3 GeV with UrQMD and 0.05 GeV with FLUKA. Moreover, μ^+ are produced at higher altitude by primary particles of lower energy than μ^- . The two parametrizations of the US standard atmosphere have no impact on the predicted muon flux at the atmospheric depths covered by the BESS-1998 experiment ($4\text{--}26\text{ g cm}^{-2}$).

Acknowledgments

The authors wish to thank Dr Heck from Forschungszentrum Karlsruhe for his helpful advices when tuning up the code CORSIKA.

References

- Abe K *et al* 2003 *Phys. Lett. B* **564** 8
Ahn H S *et al* 2004 *Adv. Space Res.* **37** 1950
Alcaraz J *et al* 2000a *Phys. Lett. B* **490** 27
Alcaraz J *et al* 2000b *Phys. Lett. B* **494** 193
Apanasenko A V *et al* 2001 *Astropart. Phys.* **16** 13
Bass S A *et al* 1998 *Prog. Part. Nucl. Phys.* **41** 225
Bleicher M *et al* 1999 *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **25** 1859
Burger R A *et al* 2000 *J. Geophys. Res.* **105** 27447
Drescher H J and Farrar G R 2003 *Astropart. Phys.* **19** 235
Drescher H J *et al* 2001 *Phys. Rep.* **350** 93
Drescher H J *et al* 2003 *Proc. 28th Int. Cosmic Ray Conf. (Tsukuba)* vol 2, p 507
Engel R *et al* 2001 *Proc. 27th Int. Cosmic Ray Conf. (Hamburg)* p 1029
Engelmann J J *et al* 1990 *Astron. Astrophys.* **233** 96
Fassò A *et al* 2001 *Proc. Monte Carlo 2000 Conf. (Lisbon)* (Berlin: Springer) p 955
Gleeson L J and Axford W I 1968 *Astrophys. J.* **154** 1011
Grieder P K F 2001 *Cosmic Rays on Earth* (Amsterdam: North-Holland/American Elsevier)
Haino S *et al* 2004 *Phys. Lett. B* **594** 35
Heck D *et al* 1998 *Report FZKA 6019* (Forschungszentrum Karlsruhe)
Keilhauer B *et al* 2004 *Astropart. Phys.* **22** 249
Linsley J 1988, private communication by M Hillas
McCracken K G *et al* 2004 *J. Geophys. Res.* **109** A12103
Sanuki T *et al* 2000 *Astrophys. J.* **545** 1135
Usoskin I G *et al* 2005 *J. Geophys. Res.* **110** A12108
Wilczyńska B *et al* 2003 *Proc. 28th Int. Cosmic Ray Conf. (Tsukuba)* vol 2, p 571
Yao W M *et al* 2006 *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **33** 1

SIMULATION OF THE ATMOSPHERIC MUON FLUX WITH CORSIKA

T. DJEMIL, R. ATTALLAH

Laboratoire de Physique des Rayonnements, Badji Mokhtar University B.P. 12, Annaba, 23000 Algeria

and J. N. CAPDEVIELLE

*Physique Corpusculaire et Cosmologie, Collège de France
11, place Marcelin Berthelot, Paris Cedex 05, F-75231 France.*

Received 31 August 2004

Revised 25 October 2004

We present in this paper the results of 3D-calculation of the atmospheric muon flux at different altitudes. We have used for this purpose the extensive air shower simulation package CORSIKA (v. 6.031) in combination with the hadronic interaction models VENUS (v. 4.12) at high energy (beyond 80 GeV) and GHEISHA (v. 2002) and UrQMD (v. 1.1) at lower energy. Our results are compared to data from different experiments (CAPRICE, BESS and HEAT). The correlation of the atmospheric muon flux to the primary zenith angle and primary energy is also investigated.

Keywords: Atmospheric muons; CORSIKA.

1. Introduction

Muon flux calculation in the atmosphere is of great interest for the calibration of air shower simulation programs. In particular, the accuracy in the prediction of the neutrino flux and the oscillation parameters is strongly related to the accuracy of the muon flux calculation. The aim of this work is to study the influence of low energy hadronic interaction models on the atmospheric muon flux calculation at ground level and float altitude, since the majority of Super-Kamiokande events are in the sub-GeV regions¹ ($P_\mu \leq 1.5 \text{ GeV}/c$).

We have calculated the muon flux under the same environmental conditions as those of CAPRICE 94^{2,3} (Lynn Lake 56.5° N, 101.0° W) at ground level (1000 g/cm², 360 m) and float altitude (3.9 g/cm², 38 km). The atmospheric density variation is described by the U.S. standard atmosphere. To avoid correction for the solar modulation, we have used the primary hydrogen and helium fluxes measured during the same flight.⁴ The contribution of heavier nuclei is not accounted. For both elements, we have fitted the experimental differential spectrum in kinetic energy E_k with the following function:

$$\phi(E_k) = a \left[E_k + b \exp(-cE_k^d) \right]^{-\alpha}, \quad (1)$$

where α is the slope of the spectrum at high energy measured by CAPRICE 94⁴ experiment. The free parameters a, b, c, d of the fitting curve are given in Table 1.

Table 1. The fitting parameters of the primary spectrum.

	α	a	b	c	d
Hydrogen	1.73	12200 ± 90	10.1 ± 0.5	1.9 ± 0.1	$(9.26 \pm 0.01) \times 10^{-2}$
Helium	1.65	480 ± 12	4.4 ± 0.9	1.6 ± 0.2	$(1.1 \pm 0.2) \times 10^{-1}$

2. Muon flux calculation

At ground level, we have simulated 200 million events initiated by primary protons and alpha particles using the extensive air shower simulation package CORSIKA⁵ (v. 6.031). The hadronic interaction is treated by GHEISHA^{6,7} code (v. 2002) below 80 GeV and VENUS⁸ code (v. 4.12) at higher energy. The primary zenith angle goes up to 45°. Figure 1 illustrates our computation compared to the differential muon fluxes observed at the same location but at different solar epochs.^{2,10,12} The discrepancy above 10 GeV/c is due to the lack of the contribution for primary particles with energy beyond 1 TeV/nucleon. The difference between simulation and experimental data is always less than 15% for muons with $P_\mu \leq 3$ GeV/c.

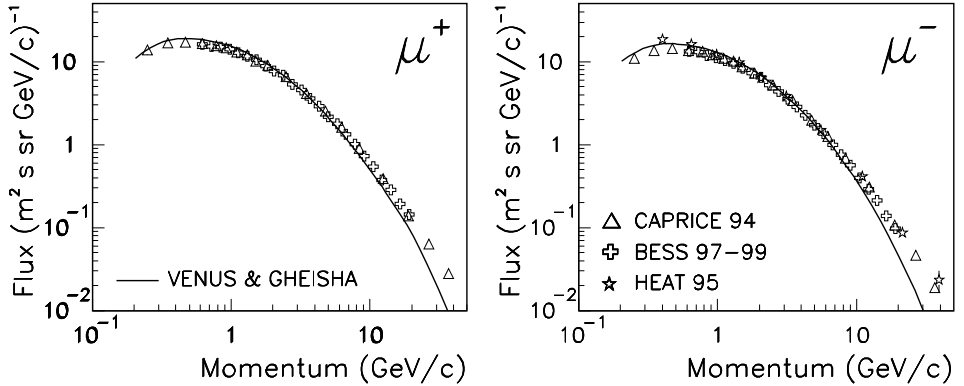


Fig. 1. Muon flux at ground level compared to experimental data.

At float altitude, we have used VENUS⁸ code (v. 4.12) above 80 GeV and simulated at lower energy, on the one hand, 200 million events with GHEISHA^{6,7} code (v. 2002), on the other hand, 30 million events with UrQMD⁹ code (v. 1.1). The primary zenith angle ranges from the vertical incidence to 55°. In Fig. 2, we have plotted the differential spectrum obtained by the two combinations compared to experimental measurements.^{2,11,12} The residual air in each experiment is slightly different. For $P_\mu \leq 1$ GeV/c, it appears that for GHEISHA, the computation is far from data where a strange enhancement, larger than 40%, is observed; it is likely due to the violation of the conservation laws in the single hadronic interaction.¹³ But beyond this range, it agrees with them. The UrQMD combination has a better agreement. The difference between our calculation and data is within 15%.

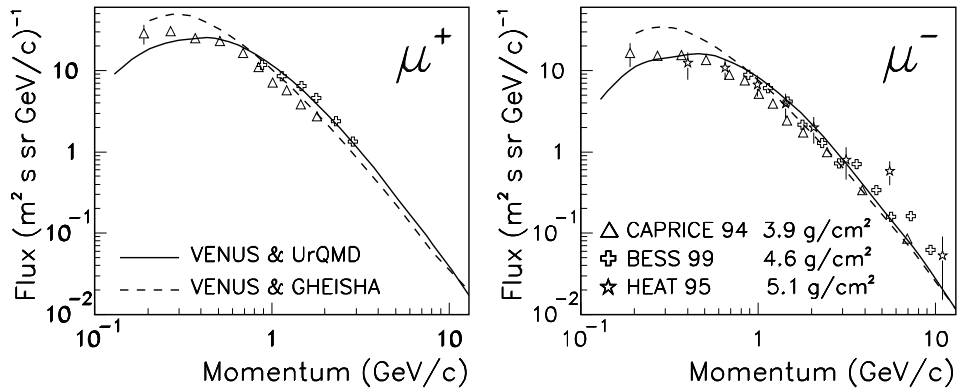


Fig. 2. Muon flux at float altitude compared to experimental data.

3. Discussion

We have studied how the different primary particles, with different kinetic energies and zenith angles, contribute to the muon flux. Our calculations indicate that, at ground (float altitude), around 85% (95%) of muons are produced by primary protons. This contribution slightly increases (decreases) with the muon momentum. For muons with $P_\mu \leq 1$ GeV/c, inclined showers with $\theta \geq 20^\circ$ have a contribution not less than 40% (70%). Around 30% (90%) of them are produced by primary particles with $E_k \leq 10$ GeV/nucleon. Finally, in spite of the recent improvement done to GHEISHA⁷ for the energy conservation, it seems that its reliability below 1 GeV/c is still not good.

References

1. Y. Fukuda *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 1562 (1998).
2. M. Boezio *et al.*, *Phys. Rev.* **D62**, 032007 (2000).
3. J. Kremer *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 4241 (1999).
4. M. Boezio *et al.*, *Astrophys. J.* **518**, 457 (1999).
5. D. Heck, J. Knapp, J. N. Capdevielle, G. Shatz and T. Thouw, *Report FZKA 6019* (1998), Forschungszentrum Karlsruhe.
6. H. Fesefeldt, *Report PITHA-85/02*, RWTH Aachen (1985).
7. R. E. Cassell and G. Bower (SLAC), private communication by D. Heck (2002).
8. K. Werner, *Phys. Rep.* **232**, 87 (1993).
9. S. A. Bass *et al.*, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **41**, 225 (1988); M. Bleicher *et al.*, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **25**, 1589 (1999).
10. M. Motoki *et al.*, *Astropart. Phys.* **19**, 113 (2003).
11. T. Sanuki *et al.*, in *Proc. 27th Int. Cosmic Ray Conf., Hamburg* **1**, 950 (2001).
12. S. Coutu *et al.*, in *Proc. 29th Int. Conference on High-Energy Physics, Vancouver* **1**, 666 (1998).
13. J. Wentz *et al.*, in *Proc. 26th Int. Cosmic Ray Conf., Salt Lake City* **2**, 92 (1999).