

UNIVERSITÉ BADJI MOKHTAR
ANNABA



جامعة باجي مختار - عنابة

FACULTÉ DES SCIENCES
DÉPARTEMENT DE PHYSIQUE

THÈSE

Présentée en vue de l'obtention du diplôme de

DOCTORAT

DOMAINE : Sciences de la Matière

FILIÈRE : Physique

OPTION : Physique Théorique

Détection spatiale des rayons cosmiques d'ultra haute énergie par l'expérience JEM-EUSO

par

Zohra Bouhali

Jury de soutenance

Badis Ydri	Président	Prof.	Univ. Annaba
Taoufik Djemil	Directeur de thèse	Prof.	Univ. Annaba
Abdelhamid Bouldjedri	Examineur	Prof.	Univ. Batna
Kamel Alioua	Examineur	Prof.	Univ. Souk Ahras
Reda Attallah	Examineur	Prof.	Univ. Annaba
Mohamed Cherif Talai	Examineur	MCA	Univ. Annaba

Novembre 2019

الملخص

جاميوزو (JEM-EUSO) هو مشروع للكشف عن الجسيمات الكونية عالية الطاقة التي تفوق 10^{19} eV هو يركز أساسا على مراقبة الأشعة فوق البنفسجية المنبعثة خلال تفاعل الجسيمات الكونية مع الغلاف الجوي للأرض بفضل تلسكوب على متن المحطة الفضائية الدولية. تمت محاكاة تفاعل الجسيمات الكونية الأولية عالية الطاقة، حين دخولها للغلاف الجوي للأرض و الباقية الهائلة للجسيمات الكونية الثانوية المتكونة باستخدام البرنامج (CORSIKA). لقد درسنا تأثير مختلف معاملات المحاكات على خصائص الباقية الهائلة للجسيمات الكونية الثانوية، خاصة على التطور الطولي للجزيئات المشحونة و عمق الغلاف الجوي للعدد الأقصى للجسيمات والطاقة المحررة في الهواء. مع الأخذ بعين الاعتبار المردود للأشعة فوق البنفسجية المتكونة بين 300 و 430 نانومتر، قمنا بحساب عدد فوتونات الأشعة فوق البنفسجية المكتشفة بواسطة تلسكوب فضائي مثالي وتوزيع أوقات وصولهم اليه.

الكلمات المفتاحية : جاميوزو, الجسيمات الكونية, الأشعة فوق البنفسجية, الغلاف الجوي, المحطة الفضائية الدولية, CORSIKA, تلسكوب فضائي

Résumé

JEM-EUSO est un projet de détection spatiale des rayons cosmiques d'ultra haute énergie. Son principe consiste à observer la fluorescence ultra-violette (UV) émise par les gerbes atmosphériques depuis un télescope embarqué à bord de la Station Spatiale Internationale. Les grandes gerbes atmosphériques (EAS) initiées par les rayonnements cosmiques d'extrêmes énergies (EECRs), allant jusqu'à 100 EeV, et entrant dans l'atmosphère terrestre, sont simulés avec le programme CORSIKA. Nous avons étudié l'influence des différents paramètres de simulation sur les caractéristiques des gerbes, en particulier sur la distribution longitudinale des particules chargées, la profondeur maximale de développement de la gerbe et l'énergie qu'elle dépose dans l'air. En tenant compte du rendement de fluorescence UV entre 300 et 430 nm, nous avons calculé le nombre des photons UV détectés par un télescope spatial idéal et la distribution de leurs temps d'arrivée.

Mots clés : JEM-EUSO, Rayon cosmique, Fluorescence, grande gerbe atmosphérique, Station Spatiale Internationale, CORSIKA, Télescope spatial.

Abstract

JEM-EUSO is a project of ultra-high energy cosmic ray space detection. Its principle is to observe the ultraviolet (UV) fluorescence emitted by the extensive air shower (EAS) from a telescope on board the International Space Station. The EAS initiated by extreme energy cosmic rays (EECRs), up to 100 EeV and entering the Earth's atmosphere, are simulated with the CORSIKA package. We have studied the influence of different simulation parameters on the characteristics of the EAS, in particular on the longitudinal distribution of the charged particles, the depth of the shower maximum and the energy released in air. Taking into account the UV fluorescence yield between 300 and 430 nm, we have calculated the number of the UV photons detected by an ideal space telescope and the distribution of their arrival times.

Key words : JEM-EUSO, cosmic ray, fluorescence, extensive air shower, International Space Station, CORSIKA, space telescope.

Remerciements

En premier lieu, je remercie Dieu d'avoir dirigé mes pas et de m'avoir donné la force et la patience pour accomplir ce travail.

Ensuite, je tiens à remercier mon Directeur de thèse, Pr. Taoufik Djemil, pour son assistance et son aide permanente. Je lui exprime mon immense gratitude pour ses éclaircissements, ses conseils et ses discussions fructueuses.

Mes remerciements vont ensuite au Président du jury, Pr. Badis Ydri, et à tous les membres du jury de soutenance, Pr. Abdelhamid Bouldjedri, Pr. Kamel Alioua, Pr. Reda Attallah et Dr. Mohamed Cherif Talai, pour l'immense privilège qu'ils me font en acceptant d'évaluer ce modeste travail.

Je remercie également le Groupe de Physique des Rayons Cosmiques et spécialement Dr. Ralf Ulrich de son attention, de sa gentillesse et pour son accueil lors d'un stage effectué à l'institut de Physique Nucléaire (IKP) du Karlsruhe Institute of Technology (KIT). Un grand merci au Dr. Jürgen Oehlschläger pour son inestimable aide et le partage de son expertise qui m'ont permis d'apprendre beaucoup sur CORSIKA. Merci à Agnieszka Leszczyńska pour avoir été mon guide en Allemagne.

Je n'oublierai pas de remercier tous les membres du Département de Physique de l'Université Badji Mokhtar et particulièrement l'équipe du Laboratoire de Physique des Rayonnements (LPR) pour l'accueil qu'ils m'ont réservé et l'assistance dont ils ont fait preuve tout au long de ses quatre années passées à leurs côtés.

Dédicace

À la mémoire de mon père Seliman.

À ma très chère mère Fadhila pour son infatigable soutien et son admirable patience.

À la mémoire de mon grand-père et de ma grand-mère maternels qui ont toujours été dans mon esprit et dans mon cœur.

À toute ma famille pour leur soutien tout au long de mon parcours universitaire.

À mes belles et adorables amies : Rahima D., Dallel B., Ahlem R., Ghazala L., Sana T. d'Annaba, Asma B., Sara M., de Msila et Asma d'Égypte qui m'ont toujours soutenue et encouragée au cours de la réalisation de cette thèse.

À mes amis : Lamine R., Djamel B. et Daniel G. F.

À tous ceux dont l'oubli du nom n'est pas celui du cœur.

Table des matières

<i>Résumé</i>	i
<i>Remerciements</i>	iv
<i>Dédicace</i>	v
Introduction	1
1 Les rayons cosmiques	3
1.1 Découverte des rayons cosmiques	3
1.2 Caractéristiques des rayons cosmiques	5
1.2.1 Spectre énergétique	6
1.2.2 Composition chimique	6
1.2.3 Mécanismes d'accélération	8
1.3 Rayons cosmiques d'ultra haute énergie	12
1.3.1 Spectre aux énergies extrêmes	14
1.3.2 Coupure GZK	14
1.3.3 Critère de Hillas	15
1.3.4 Sources des RC aux hautes énergies	17
1.3.5 Accélération des RCUHE	21
1.3.6 Anisotropie	23
1.3.7 Champ magnétique extra-galactique	23
2 Rayons cosmiques dans l'atmosphère terrestre	26
2.1 Atmosphère terrestre	26
2.1.1 Modèles atmosphériques	28
2.2 Les gerbes atmosphériques	30
2.3 L'émission Čerenkov	35
2.4 L'émission des photons de fluorescence	36

2.4.1	Éfficacité de la fluorescence	38
2.4.2	Rendement de fluorescence	42
2.4.3	Propagation des photons dans l’atmosphère	42
2.5	Techniques de détection	45
2.5.1	Détection directe	45
2.5.2	Détection indirecte	45
2.6	Méthodes expérimentales de détection	46
2.6.1	Réseau de surface	46
2.6.2	Télescopes à fluorescence	48
2.6.3	Détection hybride	49
2.7	Quelques expériences	49
3	L’expérience JEM-EUSO	54
3.1	L’Objectif	55
3.2	Principe d’observation	57
3.3	L’instrument	59
3.4	Simulation et analyse des données JEM-EUSO	64
3.4.1	ESAF	64
3.4.2	OffLine	65
4	Calcul du signal de fluorescence	67
4.1	CORSIKA	67
4.1.1	Les Modèles d’interaction hadronique	69
4.2	Échantillonnage statistique	71
4.2.1	Le thinning énergétique	71
4.2.2	Limitation du poids statistique	73
4.3	Équations de Cascade avec CONEX	73
4.4	Les résultats	75
4.4.1	La géométrie	76
4.4.2	L’influence des modèles d’interaction hadronique	77
4.4.3	Validation de notre méthode	78
4.4.4	Simulation du signal de fluorescence	80
	Conclusion	85
	Bibliographie	87

Table des figures

1.1	Les vols en ballons de Victor Hess	4
1.2	Les gerbes atmosphériques.	5
1.3	Spectre des rayons cosmiques	7
1.4	Abondances élémentaires cosmiques et celles du système solaire	8
1.5	Interaction des rayons cosmiques avec un nuage de gaz	10
1.6	Représentation d'une onde de choc	12
1.7	Le spectre des rayons cosmiques de 10^{13} eV à plus de 10^{20} eV	13
1.8	Énergie du proton en fonction de la distance parcourue dans le CMB	16
1.9	Diagramme de HILLAS	18
1.10	Restes d'une supernova	19
1.11	Le pulsar du Crabe	20
1.12	Modèle unifié des différents AGNs	21
1.13	Les ingrédients des sursauts gamma	22
1.14	Cartes du ciel en coordonnées galactiques et équatoriales	24
1.15	Carte de signification pour l'observation des points chauds par TA	24
2.1	Les différentes couches de l'atmosphère	28
2.2	Le développement longitudinal d'une cascade de particules	31
2.3	Schéma du développement d'une grande gerbe atmosphérique	32
2.4	Les gerbes électromagnétique et hadronique	35
2.5	Principe de l'émission de la lumière Čerenkov	37
2.6	Systèmes de bandes impliqués dans la fluorescence de l'azote	37
2.7	Les valeurs des coefficients A et B pour 15 bandes	43
2.8	Variation du taux de production de fluorescence avec l'altitude	44
2.9	Ordre de grandeur des intensités du rayonnement cosmique primaire	47
2.10	Les expériences KASCADE et HiRes	47
2.11	Détection hybride	50
2.12	Carte de l'observatoire Pierre Auger	52
2.13	Schéma d'une cuve Auger	52

2.14	Les deux modes de fonctionnement de JEM-EUSO	53
3.1	Courbe d'exposition relative pour PAO, TA et JEM-EUSO.	55
3.2	Le Principe de le télescope JEM EUSO	56
3.3	Le projet JEM-EUSO	58
3.4	Surface observée en mode Nadir et mode Tilt	58
3.5	Le système JEM-EUSO	60
3.6	Vue schématique de l'instrument JEM-EUSO avec ses 3 lentilles. . . .	62
3.7	Surface focale éclatée.	63
3.8	Principe de surveillance de l'atmosphère	64
3.9	Exemple d'une simulation réalisée avec ESAF	65
3.10	Exemple d'une simulation réalisée avec OffLine	66
4.1	Vue schématique de l'analyse des observations des EAS.	68
4.2	Thinning énergétique et fluctuations de la distribution latérale	74
4.3	Géométrie de la gerbe atmosphérique	76
4.4	Influence du modèle hadronique basse énergie Fe primaire	77
4.5	Influence du modèle hadronique basse énergie H primaire	78
4.6	Influence du modèle hadronique haute énergie Fe primaire	79
4.7	Influence du modèle hadronique haute énergie H primaire	79
4.8	Calcul de l'énergie moyenne déposée et de la profondeur X_{max}	80
4.9	Nombre moyen de photons de fluorescence	84
4.10	Nombre de photons de fluorescence arrivant à le pupille du détecteur	84

Liste des tableaux

1.1	Abondances relatives F des noyaux de rayons cosmiques	9
2.1	Composition de l'atmosphère terrestre au niveau de la mer.	27
3.1	Paramètres principaux du télescope JEM-EUSO	59

Introduction

La Terre est continuellement bombardée par un flux de particules cosmiques. Une partie de ces particules chargées frappe l'atmosphère avec des énergies jamais égalées par les accélérateurs construits par l'homme. Depuis les années 60, il est connu que ces rayons cosmiques peuvent atteindre des énergies supérieures à 10^{20} eV. Cependant, les observatoires construits jusqu'à maintenant n'ont pas pu déterminer les sources de ces Rayons Cosmiques d'Ultra-Haute Énergie (RCUHE).

Depuis plus de quarante ans, plusieurs expériences d'astrophysique ont démontré la présence de rayons cosmique d'Ultra-Haute Énergie (UHE) au-dessus de 10^{19} eV. Cette simple existence est un mystère et leur étude peut indiquer une nouvelle physique. Leur spectre d'énergie, leur nature et leur direction d'arrivée peut nous apprendre beaucoup sur les sources qui les produisent et le milieu interstellaire qu'ils traversent. Mais les UHE sont rares (1 particule par km^2 par siècle) et seulement une douzaine de ces évènements ont été détectés. En plus de la faible précision statistique, les mesures existantes des flux ne concordent pas et l'origine de ces différences n'est pas totalement comprise.

De nos jours, plusieurs expériences tentent d'observer les sources de ces RCUHE en construisant des réseaux de détecteurs au sol s'étendant sur plusieurs milliers de km^2 . Cependant, la statistique des événements accumulés est encore faible. Ainsi les observatoires Pierre Auger (PAO) et Telescope Array (TA) ont à eux deux accumulé environ 800 événements pour une énergie supérieure à 40 EeV. De plus, chacun de ces observatoires au sol ne peut effectuer qu'une observation partielle du ciel, réduisant le nombre de sources à observer. Afin de résoudre ces problématiques, la détection spatiale est envisagée depuis plusieurs dizaines d'années. Une observation avec un large champ de vision permet alors de surveiller une surface de plusieurs dizaines de milliers de km^2 .

Le travail présenté dans cette thèse s'inscrit dans le cadre du projet JEM-EUSO (Joint Experiment Missions for the Extreme Universe Space Observatory), dédié à la détection du rayonnement cosmique au-delà de 10^{19} eV. L'objectif principal de ce travail est le calcul de la quantité de photons de fluorescence détectée par

le télescope JEM-EUSO qui sera embarqué sur la station spatiale internationale (ISS) et qui prévoit de détecter un millier d'évènement par an. La simulation Monte Carlo de l'interaction des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie ($> 10^{19}$ eV) avec l'atmosphère terrestre a été menée avec le programme CORSIKA.

La première partie de ce manuscrit est dédiée à la présentation des généralités sur les rayons cosmiques et particulièrement les connaissances actuelles sur les RCUHE et leurs méthodes de détection. La deuxième partie détaille l'interaction des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie avec l'atmosphère terrestre. L'aspect phénoménologique des gerbes atmosphériques et leurs développements sont discutées. La troisième partie est consacrée aux dispositifs expérimentaux de JEM-EUSO ainsi que les objectifs poursuivis. La quatrième et dernière partie est dédiée aux calcul de signal de fluorescence détecté par le télescope de l'expérience JEM-EUSO lorsque différentes particules primaires d'extrêmes énergies rencontrent l'atmosphère terrestre.

Chapitre 1

Les rayons cosmiques

Ce chapitre présente quelques généralités sur les rayons cosmiques. Après un bref historique, les différentes propriétés de ces particules, tels que le spectre d'énergie, la composition chimique et l'origine seront discutées. La Terre subit continuellement le bombardement de particules élémentaires et de noyaux de haute énergie. Néanmoins, en jouant le rôle d'écran et de défecteur, l'atmosphère terrestre et son environnement géomagnétique atténuent fortement le flux collecté au niveau du sol terrestre. Ainsi la magnétosphère défléchit la plupart des noyaux chargés du vent solaire, tandis que l'atmosphère terrestre absorbe, tel un détecteur de particules expérimental, les particules du rayonnement cosmique. Ces rayons cosmiques voyagent à travers l'espace interstellaire à des vitesses proches de la vitesse de la lumière. On les dénomme rayons, mais il s'agit en fait de particules élémentaires ou de noyaux chargés et, pour la plus grande partie d'entre eux, de protons [1].

1.1 Découverte des rayons cosmiques

Tout a commencé dans les années 1900, lorsque les physiciens décidèrent de s'interroger sur le fait que leurs électroscopes ultra-stables, conçus par Theodore Wulf pour étudier la radioactivité, se déchargeaient spontanément. On pensait à cette époque que des substances radioactives émanant de la Terre ionisaient l'air, ce qui déchargeait les appareils. On s'attendait ainsi à ce que le taux de décharge spontanée diminue en montant en altitude. Plusieurs expériences en ballon avec des électroscopes embarqués furent alors menées [2].

Comme illustrée par la Fig. 1.1, les rayons cosmiques ont été découverts en 1912 par Victor Hess [3], Prix Nobel 1936. Il 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 furent confirmés par Kolhörster [5]. Robert Milikan qualifia ce rayonnement de « rayons cosmiques » et affirma qu'il s'agissait de rayons gammas de très haute énergie [6].

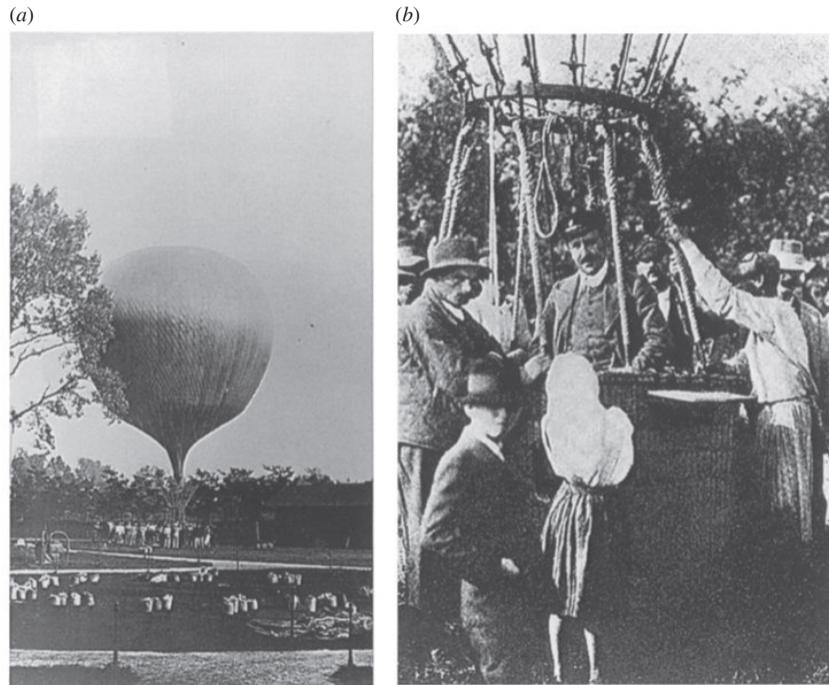


FIGURE 1.1 – Les vols en ballons de Victor Hess. (a) Préparation à l'un de ses vols de 1911-1912. (b) Hess après un des vols réussis dans lequel l'augmentation de l'ionisation avec l'altitude à travers l'atmosphère a été découverte [4].

En 1938, le français Pierre Auger étudie les rayons cosmiques à l'aide de compteurs Geiger. Ce détecteur, imaginé par Geiger en 1913 et construit en 1923, est une évolution de la chambre d'ionisation fonctionnant sous régime de saturation. Il est sensible à toute particule ionisante, mais ne donne aucune information liée à l'énergie ou à la nature de la particule. Auger travaille donc avec des compteurs Geiger en coïncidence avec comme objectif d'améliorer la résolution temporelle des détecteurs afin de réduire le taux d'évènements fortuits, dus notamment à la radioactivité du sol. Malgré ses efforts pour réduire le taux de coïncidences, il observe toujours un taux de fortuits supérieur à celui normalement attendu. Installant alors un compteur Geiger à 200 mètres de son laboratoire, Auger met en évidence des coïncidences entre

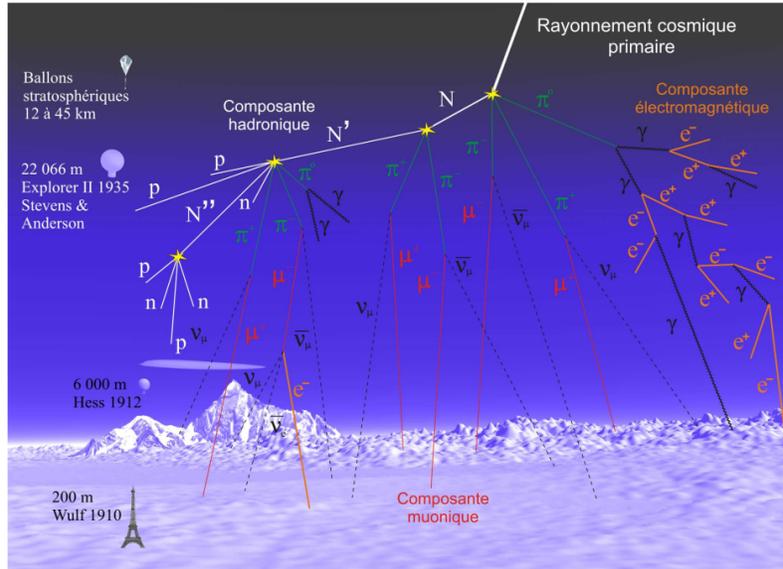


FIG. 1 – Gerbe cosmique

FIGURE 1.2 – Les gerbes atmosphériques.

ses deux détecteurs, prouvant que les particules arrivent simultanément. Il vient de découvrir le phénomène des gerbes atmosphériques [7].

1.2 Caractéristiques des rayons cosmiques

Environ 1000 particules cosmiques par mètre carré et par seconde frappent l'atmosphère terrestre de manière continue. Environ 90 % d'entre elles sont des protons, 9 % des noyaux d'hélium, le reste étant constitué de noyaux plus lourds. La Fig. 1.3 présente le spectre en énergie du rayonnement cosmique, établi à partir d'une compilation de mesures entre 10^9 eV et 10^{20} eV [8]. L'énergie de ces particules peut même dépasser 10^{20} eV, mais leurs mécanismes d'accélération et les sites d'origine sont encore en discussion. Le spectre énergétique est d'origine non-thermique et suit une loi de puissance $dN/dE \propto E^{-\gamma}$ [9], où N est le nombre de particules, E l'énergie et γ l'indice spectral [10].

$$\begin{aligned} \gamma \simeq 2.7 &\implies E < E_{1^{er}genou} \sim 3 \times 10^{15} \text{ eV} \\ \gamma \simeq 3.0 &\implies E_{1^{er}genou} < E < E_{2^{nd}genou} \sim 2 \times 10^{17} \text{ eV} \\ \gamma \simeq 3.1 &\implies E_{2^{nd}genou} < E < E_{cheville} \sim 3 \times 10^{18} \text{ eV} \\ \gamma \simeq 2.7 &\implies E > E_{cheville} \end{aligned}$$

1.2.1 Spectre énergétique

Il existe plusieurs régimes dans ce spectre, à savoir :

- En dessous de quelques MeV 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 ;
- Entre $\sim 0.1\text{GeV}$ et 100 TeV l'indice spectral est $\gamma \sim 2.7$. Ceci est assez bien expliqué par les mécanismes d'accélération classique. Il faut cependant tenir compte du fait que jusqu'à une énergie de quelque GeV, la loi de puissance est atténuée par la modulation solaire ;
- Entre 10^{14} eV et 10^{18} eV l'indice spectral devient $\gamma \sim 3.2$. La zone située autour de $3 - 5 \times 10^{15} \text{ eV}$ où a lieu le changement de pente est appelée *le genou* (Knee). Dans cette gamme d'énergie, les flux sont tellement faibles (de l'ordre d'une particule par m^2 et par an) que l'on ne peut plus faire de mesures directe. On doit alors observer les cascades atmosphériques [12] ;
- Une autre rupture de pente apparaît à 10^{18} eV et communément appelée *la cheville* (ankle) [13]. Nous reviendrons dans la section 1.3 sur cette zone des ultra-hautes énergies.

1.2.2 Composition chimique

La composition du rayonnement cosmique de basse énergie 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 Fig. 1.4 montre les abondances relatives des différentes espèces dans le rayonnement cosmique comparées à celles du système solaire [14]. 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

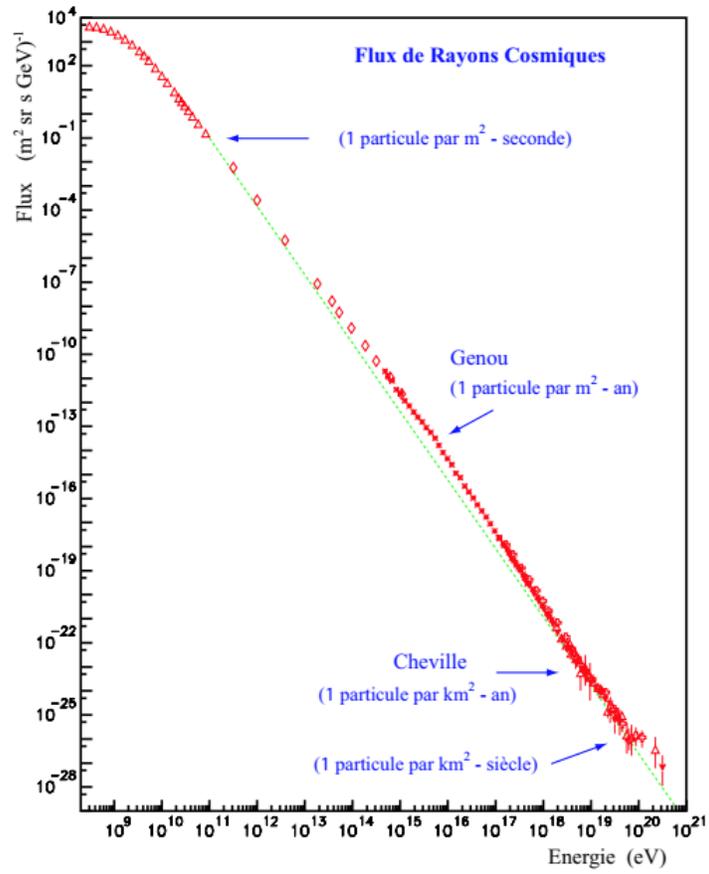


FIGURE 1.3 – Spectre des rayons cosmiques compilé par S. Swordy [11].

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 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 ($F = 1$) [15].

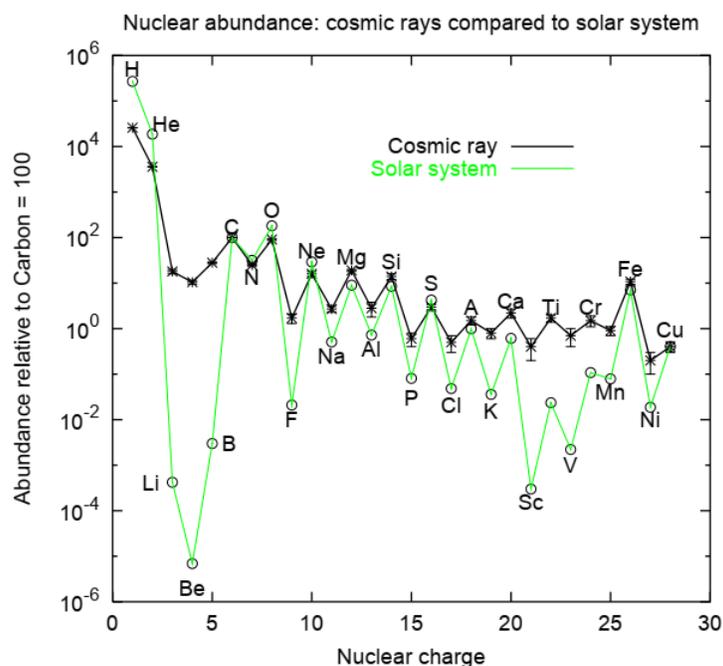


FIGURE 1.4 – Comparaison des abondances élémentaires cosmiques avec celles du système solaire [17].

1.2.3 Mécanismes d'accélération

L'accélération de particules chargées par des sites astrophysiques s'effectue via deux mécanismes différents. Le premier processus décrivant l'interaction entre une particule chargée et un champ magnétique est basé sur un scénario proposé par Enrico Fermi en 1949. L'idée est la suivante : les rayons cosmiques chargés diffusent sur des nuages de gaz magnétisés en mouvement de telle sorte que si le nuage s'approche de

Z	élément	F	Z	élément	F
1	H	540	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	0.20	19-20	K-Ca	0.02
9-10	F-Ne	0.30	21-25	Sc-Mn	0.05
11-12	Na-Mg	0.22	26-28	Fe-Ni	0.12

TABLE 1.1 – Abondances relatives F des noyaux de rayons cosmiques à 10.6 GeV/nucleon normalisées à celle de l’oxygène ($\equiv 1$). Le flux d’oxygène à l’énergie cinétique de 10.6 GeV/nucleon est $3.26 \times 10^{-2} (m^2 \cdot s \cdot sr \cdot GeV/nucleon)^{-1}$ [16].

la particule, celle-ci est accélérée après son "rebond" tandis qu’elle sera décélérée si, au contraire, le nuage s’éloigne. Dans ce scénario, l’énergie maximale acquise dépend seulement du temps passé par le rayon cosmique dans la région d’accélération. On montre que l’accélération diffusive par choc d’un rayon cosmique avec une supernova peut atteindre des énergies de l’ordre de 10^{15} eV et reproduit les indices mesurés expérimentalement [18].

Le second mécanisme utilise un champ électrique fluctuants pour accélérer directement le rayon cosmique. Il dépend de l’existence d’un fort champ électromagnétique qui induirait de très rapides accélérations. Les pulsars sont de bons candidats comme sources galactiques. La force électromotrice induite par ces objets est capable d’accélérer un noyau d’hydrogène jusqu’à 5×10^{16} eV et un noyau de fer à 10^{18} eV, d’après les modèles [19].

Mécanisme de Fermi du 2^{eme} ordre

Les nuages de gaz en mouvement dans le milieu interstellaire ont des vitesses aléatoires d’environ ~ 10 km/s ($\beta_{nuage} < 10^{-4}$). Une particule chargée va gagner de l’énergie en entrant dans un de ces nuages, et en diffusant sur les irrégularités du champ magnétique, qui est lié au nuage partiellement ionisé. Nous cherchons tout d’abord à estimer le gain en énergie. Soit V_n la vitesse de déplacement du nuage, γ_n sa vitesse relative et n son facteur de Lorentz. Considérons que la particule entre dans le nuage avec une énergie E_1 et une direction qui fait un angle θ_1 avec la direction du nuage. Après avoir diffusée à l’intérieur, la particule émerge avec une énergie E_2 et un angle θ_2 .

Considérez un rayon cosmique ultra-relativiste entrant dans un nuage avec l’éner-

gie E_1 et l'impulsion $p_1 \sim E_1/c$ voyageant dans une direction faisant l'angle θ_1 avec la direction du nuage. Après la dispersion à l'intérieur du nuage, il apparaît avec l'énergie E_2 et l'impulsion $p_2 \sim E_2/c$ à l'angle θ_2 avec la direction du nuage (FIG 1.5).

Le changement d'énergie est obtenu en appliquant les transformations de *Lorentz*

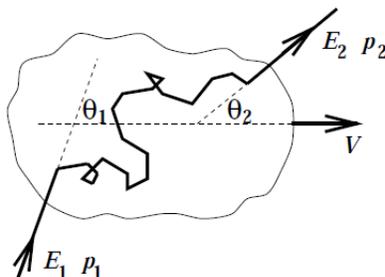


FIGURE 1.5 – Interaction d'une particule cosmique d'énergie E_1 avec un nuage de gaz se déplaçant à une vitesse V .

entre le référentiel du laboratoire (non-prêt) et le référentiel du nuage (prêt). Transformation au référentiel de nuage :

$$E'_1 = E_1(1 - \beta \cos \theta_1). \quad (1.1)$$

où $\beta = V/c$ et $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$

Transformation au référentiel de laboratoire :

$$E'_2 = E_2(1 - \beta \cos \theta_2). \quad (1.2)$$

Comme il s'agit d'une diffusion élastique dans le nuage $E'_1 = E'_2$, On a ainsi la fraction du gain d'énergie $(E_2 - E_1)/E_1$,

$$\frac{\langle \Delta E \rangle}{E} = \frac{1 - \beta \cos \theta_1 + \beta \cos \theta'_2 - \beta^2 \cos \theta_1 \cos \theta'_2}{1 - \beta^2} - 1 \quad (1.3)$$

La direction de sortie des particules est rendue aléatoire par les nombreuses diffusions à l'intérieur du nuage ce qui nous conduit à :

$$\langle \cos \theta'_2 \rangle = 0 \quad (1.4)$$

La valeur moyenne de $\cos \theta_1$ dépend du taux de collision des particules avec le nuage à différents angles. Celui-ci dépend de la vitesse relative entre la particule et le nuage,

c'est- à -dire ($v - V \cos \theta_1$). D'où, pour particules ultra-relativistes ($v = c$)

$$\frac{dP}{d\Omega_1} \propto (1 - \cos \theta_1) \quad (1.5)$$

et on obtient

$$\langle \cos \theta_1 \rangle = \int \cos \theta_1 \frac{dP}{d\Omega_1} d\Omega_1 / \int \frac{dP}{d\Omega_1} d\Omega_1 = -\frac{\beta}{3} \quad (1.6)$$

Le gain moyen d'énergie à chaque choc vaut ainsi [20] :

$$\frac{\langle \Delta E \rangle}{E} = \frac{1 + \beta^2/3}{1 - \beta^2} - 1 \simeq \frac{4}{3}\beta^2 \quad (1.7)$$

Ce mécanisme où les particules diffusées de manière stochastique sur les irrégularités magnétiques d'un nuage de gaz en mouvement à une vitesse V par rapport à la source gagnent statistiquement une énergie proportionnelle à β^2 à chaque collision [4].

Mécanisme de Fermi du 1^{er} ordre

Dans l'exemple classique de la supernova, que l'on généralisera ensuite, l'équivalent de plusieurs masses solaires de matière est éjecté durant son explosion, avec une vitesse 10^4 km/s, largement supérieure à la vitesse du son dans le milieu interstellaire, 10 km/s. Une onde de choc se forme, animée d'une vitesse V_c , en amont de l'éjecta de la supernova ayant une vitesse V_p . Du point de vue du choc, du gaz provient de la région en amont et se dirige vers lui avec une vitesse $u_1 = V_p$ et une densité ρ_1 , le traverse et s'éloigne, vers l'aval, avec une vitesse $u_2 = V_c - V_p$ et une densité ρ_2 , illustré par la Fig.1.6.

La vitesse du choc V_c (où u_1) dépend de la vitesse V_p de l'éjecta ou le milieu choqué, et du ratio de compression :

$$r = \rho_2/\rho_1 = u_1/u_2 = \gamma + 1/\gamma - 1 \quad (1.8)$$

avec $V_c = Ru_2$ et $V_p = (u_1 - u_2) = (R - 1)u_2$, on obtient :

$$V_c/V_p = R/(R - 1) \quad (1.9)$$

Pour une particule qui passe d'amont en aval puis inversement, on peut reprendre les formules précédentes pour calculer $\frac{\Delta E}{E}$; cette fois-ci l'angle d'entrée et de sortie sont les mêmes (les angles sont isotropes dans chacun des milieux) et l'angle moyen

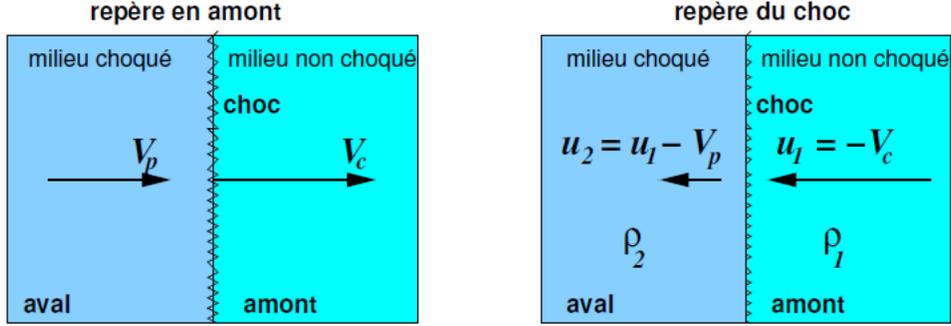


FIGURE 1.6 – Représentation d’une onde de choc avec une vitesse V_c se propageant en amont d’un fluide en mouvement avec une vitesse V_p , à gauche dans le repère en amont et à droite dans le repère du choc.

est la valeur moyenne de $\cos \theta$. Si la particule passe d’amont en aval (θ varie entre $-\pi/2$ et $\pi/2$) $\langle \cos \theta_1 \rangle \approx -2/3$ et $\langle \cos \theta_2 \rangle \approx 2/3$ et équation 1.3 donne alors [20] :

$$\frac{\langle \Delta E \rangle}{E} \simeq \frac{4}{3} \beta \simeq \frac{4}{3} \frac{V_p}{c} \simeq \frac{4}{3} \frac{(R-1) V_c}{R c}. \quad (1.10)$$

Dans les ondes de choc, on obtient un gain d’énergie en $\beta = V_p/c$ où V_p est la vitesse de l’éjecta. C’est le mécanisme de fermi du premier ordre [21].

1.3 Rayons cosmiques d’ultra haute énergie

A partir de $10^{18} - 10^{19}$ eV, les rayons cosmiques d’« Ultra-Haute Énergie » sont considérés comme provenant d’en dehors de la Galaxie. En effet, leur rayon de Larmor devient comparable à la taille de la Galaxie et qui ne peut donc plus les contenir. Le flux reçu étant isotrope, on considère l’origine de ces particules comme étant extragalactique. Quand les rayons cosmiques atteignent une énergie de 10^{20} eV, ils se propagent presque en "ligne droite" dans la galaxie et ne sont plus déviés par le champ magnétique. Détecter des rayons cosmiques ultra-énergétiques de 10^{20} eV nous permet donc de remonter aux sources astrophysiques, de la même manière qu’avec un télescope optique. Cela permettrait d’étudier les sources individuelles, leur spectre d’émission de particules, et donc les phénomènes d’accélération associés.

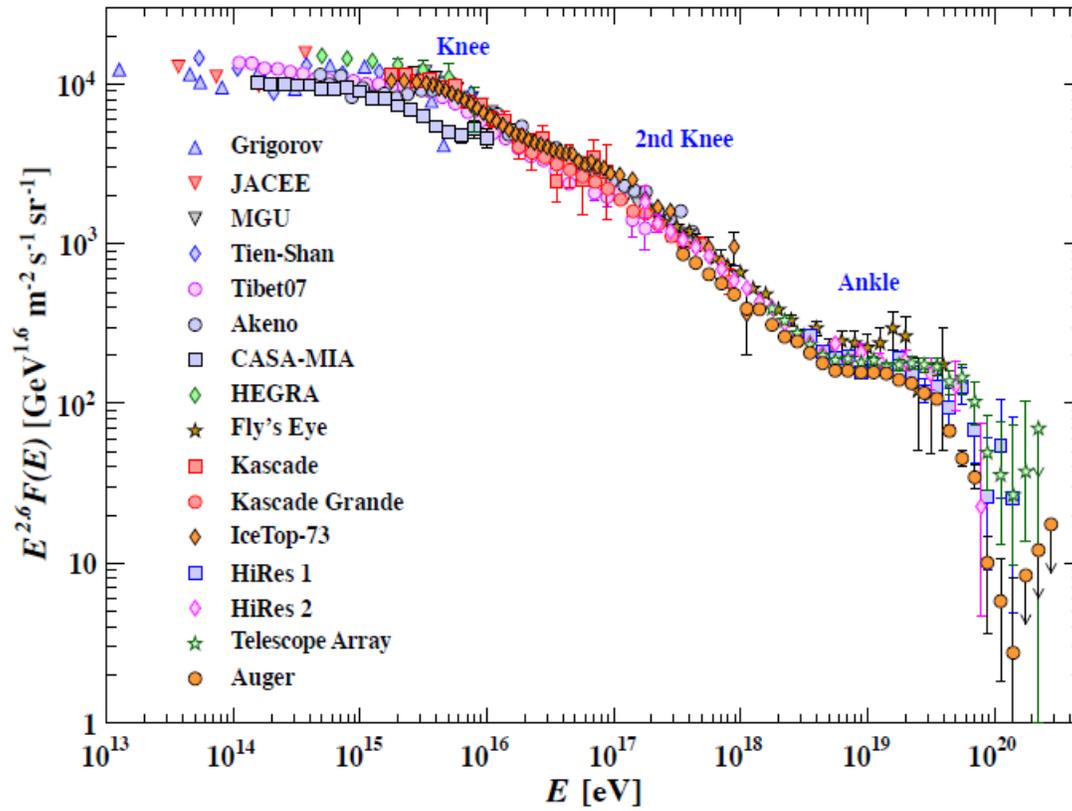


FIGURE 1.7 – Le spectre des rayons cosmiques de 10^{13} eV à plus de 10^{20} eV mesuré par les différents observatoires de rayon cosmique. Les changements principaux de l'évolution du flux sont indiqués comme le genou, le deuxième genou et la cheville [22].

1.3.1 Spectre aux énergies extrêmes

La rupture de pente qui apparaît à 10^{18} eV sur la Fig. 1.7 est communément appelée la cheville. Celle-ci marque l'entrée dans le domaine des rayons cosmiques d'ultra haute énergie pour lesquels l'indice spectral se radoucit et devient $\gamma \sim 2.8$. Ici, les flux sont tellement faibles (de l'ordre de 1 particule par km^2 et 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 [13].

Nous avons vu que jusqu'à 10 EeV, on considère pouvoir expliquer l'existence de rayons cosmiques, même si aucune observation ne permet de le vérifier directement. Au-delà, alors que le nombre d'expériences permettant la mesure du spectre diminue, l'incertitude sur les explications ne s'améliore pas. De plus, comme si le problème était trop simple, un nouvel élément vient s'ajouter : le rayonnement fossile à 3 K empêche les protons ou noyaux de plus de quelques dizaines d'EeV de parcourir plus de quelques dizaines de Mpc. C'est la coupure dite GZK (pour Greisen-Zatsepin-Kuzmin) [23].

1.3.2 Coupure GZK

L'existence du fond diffus cosmologique, dit CMB pour *Cosmic Microwave Background*, à une conséquence importante sur la propagation des RCUHE. En effet, les photons du CMB ont une énergie très faible (de l'ordre du MeV), mais dans le repère d'un proton de 10^{20} eV, ils sont équivalents à des rayons γ de 200 MeV. Si le rayon cosmique considéré est un proton, il y a donc une possibilité d'interaction sous forme de photo-production de pions par les canaux d'interactions suivant :

$$\gamma + p \rightarrow \Delta \rightarrow n + \pi^+ \quad (1.11)$$

$$\gamma + p \rightarrow \Delta \rightarrow p + \pi^0 \quad (1.12)$$

Tant que le RCUHE aura une énergie supérieure à une valeur limite correspond au seuil de photo-production, estimée à 4.10^{19} eV, il interagira avec le CMB et perdra 20% de son énergie à chaque interaction. Au-delà d'un parcours de l'ordre de 100 Mpc (1 parsec = 3.26 années-lumière), toute particule aura vu son énergie diminuée jusqu'à la valeur du seuil de photo-production. Un détecteur situé à plus de 100 Mpc d'une source de RCUHE observerait donc une chute brutale du flux pour des énergies supérieures à 4.10^{19} eV : c'est ce qu'on appelle la coupure GZK.

La controverse entre les résultats obtenus par les expériences AGASA et HiRes, ou « paradoxe GZK » posait la question de l'origine des RCUHE. Dans le cas où la coupure GZK existe (données d'HiRes), les RCUHE auront parcouru de plus de 100

Mpc à travers l'espace, et leur origine serait extragalactique. Par contre, si la coupure GZK n'existe pas (données d'AGASA), alors les sources des RCUHE se situeraient dans notre amas galactique local, et seraient localisées dans un rayon de 100 Mpc autour de la Terre. Cette zone est plutôt bien connue des astronomes, et à priori aucun des objets astrophysiques référencés ne possèdent les caractéristiques adéquates pour fournir l'accélération nécessaire pour obtenir les énergies des RCUHE. De nombreuses théories basées sur la non-existence de la coupure GZK ont tenté d'expliquer l'origine de ces particules, comme le scénario top-down reposant sur l'existence de défauts topologiques issus du Big-Bang, capables de se désintégrer en particules d'ultra haute énergie (10^{24} eV). Tel était l'état des connaissances sur l'extrémité du spectre avant les premiers résultats publiés, en 2007 et après 3 ans de prises de données, par l'Observatoire Pierre Auger, qui montre clairement une chute du flux pour des énergies supérieures à 5.10^{19} eV. La Fig 1.8 montre comment l'énergie d'un proton se dégrade en fonction de la distance qu'il a parcourue [24].

En réalité, et pour de nombreux événements AGASA, l'énergie primaire a été sur-estimée en raison d'un mauvais traitement des gerbes inclinées dans la partie haute énergie, au dessus de 10^{19} eV [25]. La correction de la reconstruction du spectre primaire, impliquant tous les effets des gerbes inclinées, permet d'éliminer la divergence entre les mesures expérimentales aux ultra-hautes énergies, confirmant ainsi la validité de la prédiction de Greisen, Zatzepin et Kuzmin.

1.3.3 Critère de Hillas

Si une particule s'échappe de la région où elle était accéléré, elle ne pourra pas gagner plus d'énergie. Cette situation impose une limite à son énergie maximale qui peut être exprimée comme suit :

$$E_{max} = qBR \quad (1.13)$$

où q est la charge électrique de la particule accélérée, B le champ magnétique, et R la taille de l'accélérateur. L'équation 1.13 permet de définir le rayon de Larmor des particules confinées dans le site d'accélération :

$$R_L = \varepsilon/(qB) \quad (1.14)$$

R_L ne peut dépasser la taille de la région d'accélération. C'est généralement le critère géométrique connu comme le critère de Hillas, utile pour sélectionner les sites potentiels d'accélération. Pour une énergie maximale donnée ε_{max} de la particule accélérée, il représente la relation entre l'intensité de champ magnétique de la source B

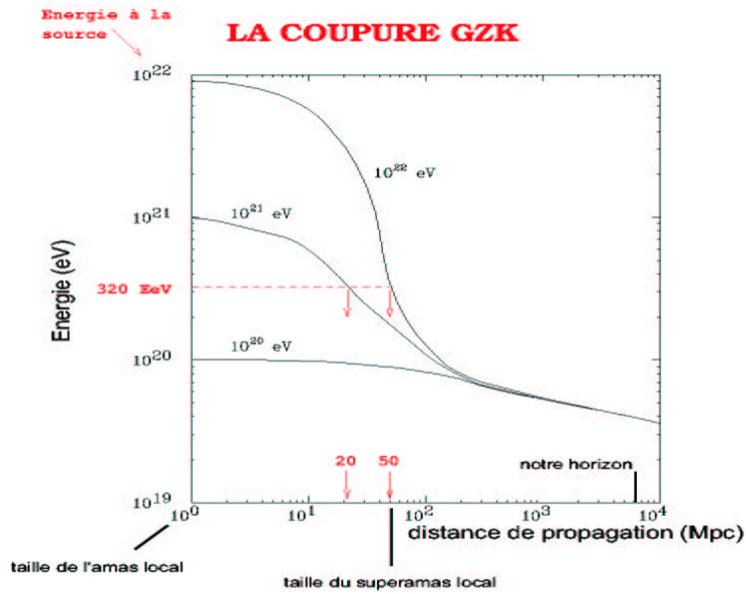


FIGURE 1.8 – Simulation de la propagation de protons dans le CMB pour différentes énergies à la source. Après un peu plus de 100 Mpc, quelle que soit l'énergie initiale du proton, son énergie passe en dessous de 10^{20} eV ; cela nous indique alors que les sources doivent être proches.

et sa taille. Les sources au dessus de la ligne supérieure de la Fig. 1.9 sont en mesure d'accélérer les protons jusqu'à 10^{21} eV, tandis que les sources supérieures à la ligne inférieure sont en mesure d'accélérer le fer jusqu'à 10^{20} eV [26].

Le critère de Hillas restreint ainsi le nombre de candidats à l'accélération de particules aux ultras hautes énergies (10^{20} eV). Le diagramme Fig. 1.9 montre l'ensemble de ces sites possibles. Parmi les sites galactiques, le halo et le disque galactique, ainsi que les supernovae et les naines blanches semblent être exclues par le critère de Hillas. Seules les étoiles à neutrons arrivent à compenser leur petite taille par un champ magnétique très intense. Du côté des sources extragalactiques, les sursauts gamma, les lobes et les noyaux de galaxies actives ainsi que les amas de galaxies semblent constituer les sites les plus favorables à l'accélération des particules d'ultra haute énergie [27].

1.3.4 Sources des RC aux hautes énergies

Les données collectées au-delà de $\sim 10^{17}$ eV à l'Observatoire Pierre Auger depuis une dizaine d'années ont permis de répondre à de nombreuses questions, et fournissent aujourd'hui une vue d'ensemble sur la nature et l'origine des rayons cosmiques les plus énergétiques provenant de la Galaxie et d'au-delà.

Les sources Galactiques

Supernova et leurs restes Les supernovae (*SN*), découvertes dans les années 30 par Baade et Zwicky, annoncent le stade quasi-ultime des étoiles jeunes et massives (*SNII*) ou accrédiant de la matière dans un système binaire (*SNIa*). Bien que les supernovae elles-mêmes libèrent une quantité considérable d'énergie, notamment sous forme de neutrinos, ce sont leurs restes (*SNR*) (partie centrale et éjections (Fig. 1.10)) qui contribuent vraisemblablement à l'émission continue majoritaire de rayons cosmiques [28].

Pulsar Un pulsar est une étoile à neutrons en rotation rapide, résultant de l'effondrement d'une étoile de quelques masses solaires ayant consommée tout son carburant nucléaire. La rotation rapide de l'étoile à neutrons provient du fait que lors de l'effondrement de l'étoile, l'essentiel du moment cinétique est conservé et que la masse est concentrée dans une sphère de rayon de quelques dizaines de kilomètres alors qu'elle l'était dans une sphère de rayon de l'ordre du million de kilomètres. Lors de l'effondrement, le champ magnétique de l'étoile est en quelque sorte gelé, le flux magnétique est conservé et les lignes de champ sont contractées en même temps que

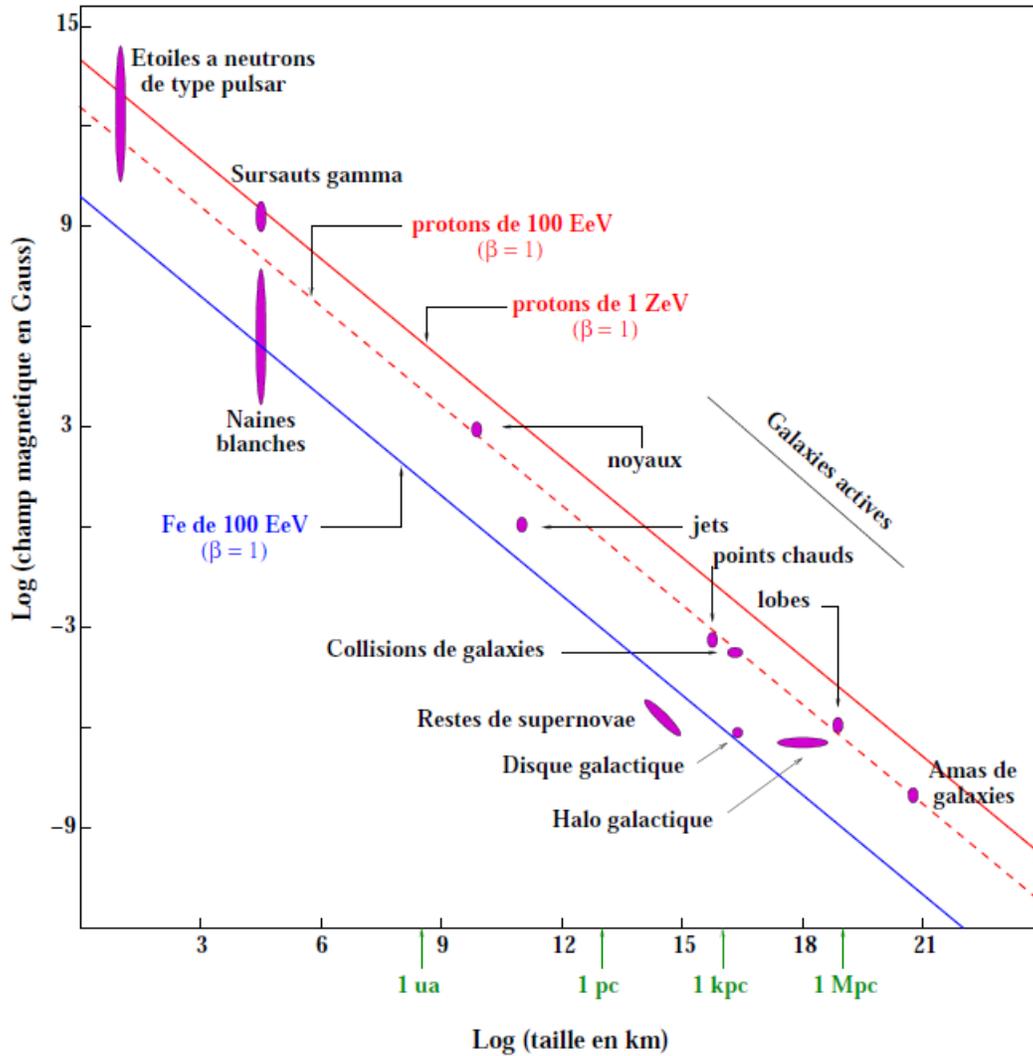


FIGURE 1.9 – Diagramme de HILLAS pour les sites potentiellement capables d'accélérer des rayons cosmiques aux énergies extrêmes [27].

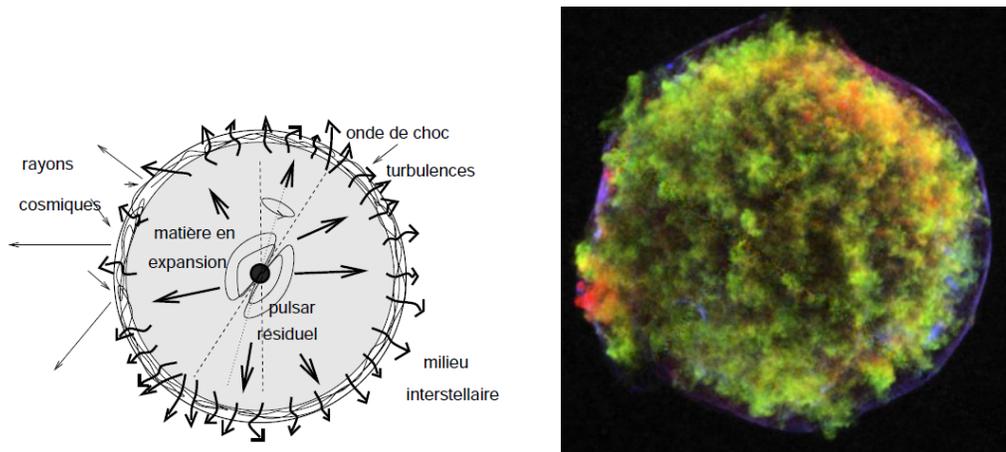


FIGURE 1.10 – À gauche : restes d’une supernova, la partie centrale (pulsar) ainsi que les couches en expansion (coquille) sont susceptibles d’accélérer des rayons cosmiques [28]. À droite : Image en trois couleurs de Chandra du SNR de Tycho (SN 1572/G120.1+1.4). La couleur rouge montre l’émission Fe-L-shell, le Si XIII vert et le continuum bleu (4 à 6 keV).

la matière ; le champ magnétique augmente de la même manière que la vitesse de rotation et peut atteindre des valeurs de 10^{13} G. Ainsi, les pulsars sont le siège de champs magnétiques intenses permettant l’accélération de particules chargées (Fig. 1.11) [29].

Les sources extra-galactiques

Les noyaux actifs de galaxies On dit d’une galaxie qu’elle est active, si elle présente en son cœur une source, particulièrement lumineuse, en plus du rayonnement thermique de ses étoiles centrales. Cette région est appelée noyau actif de galaxie (abréviation anglaise : AGN) ou radio galaxie. Les AGN émettent sur une très grande gamme de longueur d’onde, de l’infrarouge jusqu’aux rayons X et dans certain cas jusqu’au rayon gamma [33].

Les modèles astrophysiques les plus optimistes permettent à des protons d’être accélérés jusqu’à 10^{21} eV dans les ondes de choc relativiste des jets ou au niveau des points chauds. Les blazars qui sont des AGN avec un jet dirigé vers la Terre, sont des candidats particulièrement intéressants comme source de RCUHE.

Si les galaxies actives sont bien les sources de RCUHE, ces derniers devraient être principalement des hadrons (noyaux) semblables aux rayons cosmiques d’éner-

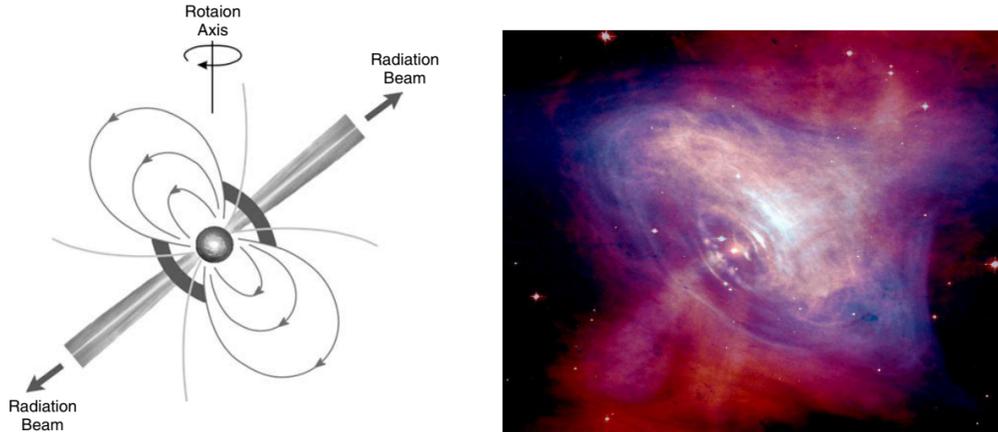


FIGURE 1.11 – À gauche : Le pulsar [30]. À droite : Image composite X et optique de la nébuleuse du Crabe avec, au centre, le pulsar PSR B0531+21 (NASA/CXC/HST/ASU/J. Hester et al.) [31, 32].

gie moindre. Les AGN étant des sources permanentes réparties uniformément dans l'univers, le spectre en énergie devrait s'écrouler à partir d'environ 10^{20} eV à cause de l'effet GZK Fig. 1.12 [34].

Sursaut gamma (GRB) Ces rayons gamma ont assez d'énergie pour qu'on puisse les détecter jusqu'à des milliards d'années-lumière de distance. Comme il y a des milliards de galaxies dans une telle zone d'observabilité, il devrait se produire plusieurs centaines de ces collisions par année, ce que l'observation confirme. En effet, pendant plusieurs années d'observation, le satellite Compton (Gamma Ray Observatory) a détecté en moyenne un « sursaut gamma » (en anglais « GRB » pour Gamma Ray Burst) par jour. Les sursauts gamma sont répartis uniformément dans l'ensemble du ciel, ce qui renforce l'hypothèse qu'ils proviennent de galaxies lointaines [35]. L'origine cosmologique des GRB implique immédiatement que les sources GRB sont beaucoup plus lumineuses qu'on ne le pensait auparavant. Le sursaut gamma libère $10^{51} - 10^{53}$ ergs ou plus en quelques secondes, ce qui en fait l'objet le plus électromagnétiquement lumineux dans l'Univers. Cela implique également que les GRBs sont événements rares [36]. Comme illustrée Fig. 1.13, les ingrédients de base du modèle de la « boule de feu » de GRB sont :

1. La source d'énergie est l'effondrement d'une étoile massive.
2. Une partie de cette énergie est utilisée pour produire le jet relativiste. Ceci

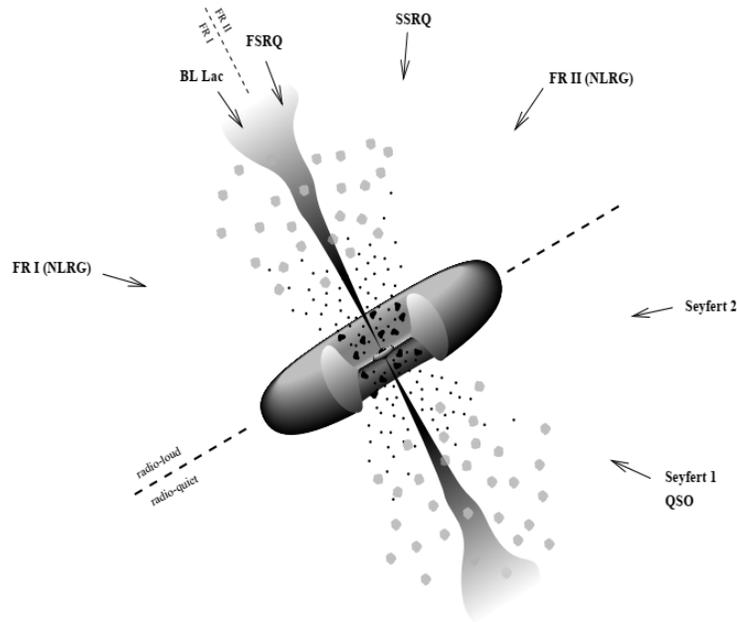


FIGURE 1.12 – Modèle unifié des différents AGNs

pourrait être atténué par des photons chauds (« boule de feu »), ou par un champ magnétique.

3. Les photons thermiques se découplent à la photosphère.
4. Une partie de l'énergie cinétique à jet est dissipée (par des collisions internes, dans cette image) pour produire les rayons gamma observés.
5. L'énergie cinétique restante s'est déposée dans le milieu environnant, le chauffant et produisant la rémanence observée [37].

1.3.5 Accélération des RCUHE

Les modèles utilisés pour expliquer les énergies observées dans le spectre peuvent se classer en deux catégories : les modèles « bottom-up » ou « top-down », selon que la particule est accélérée ou qu'elle est issue de la désintégration de composants hypothétiques hypermassifs. Le critère de Hillas, défini la limite de l'énergie que les rayons cosmiques peuvent atteindre selon les modèles « bottom-up ». Des modèles de type "top-down" ont donc été invoqués pour pallier à cette limite.

fixer des limites à leurs flux, écartant ainsi clairement les scénarios « top-down » et conduisant plutôt à une origine astrophysique des RC-UHE [43]. Mais jusqu'à présent, aucune indication sur une source existante des RC-UHE n'a été révélée.

1.3.6 Anisotropie

Les études de l'anisotropie dans les directions d'arrivée des rayons cosmiques sont complémentaires à celles du spectre énergétique et de la composition chimique pour l'identification des sources ponctuelles de rayons cosmiques UHE, ainsi que la compréhension de leur propagation et de leur nature. Les facteurs les plus importants utilisés pour déterminer l'anisotropie des rayons cosmiques UHE sont les déviations à travers la galaxie et les champs magnétiques extragalactiques, ainsi que l'atténuation causée par les interactions des particules cosmiques avec les photons CMB [44].

Au cours des dernières années, des anisotropies ont été observées par l'expérience TA et l'observatoire Pierre Auger sur différentes échelles angulaires, en utilisant différentes techniques. L'Observatoire Pierre Auger a indiqué un signe d'anisotropie à grande échelle dans les directions d'arrivée, avec 6% d'anisotropie dipolaire au-dessus de 8 EeV pointant à 125° loin du centre galactique. L'amplitude dipolaire est de $(6,8 \pm 1,6)\%$, et est centrée à $(97 \pm 16^\circ, -39 \pm 17^\circ)$ en coordonnées équatoriales [45]. Cette anisotropie s'explique par la transition des sources galactiques aux sources extragalactiques de rayons cosmiques. L'Observatoire Pierre Auger a également indiqué certains excès d'événements pour $E > 58$ EeV autour de la direction pointant vers Centaurus Super Cluster, à une distance d'environ 60 Mpc et Centaurus A, la galaxie radio la plus proche, à une distance d'environ 4 Mpc [46, 47].

L'observation des amplitudes dipolaires dans les directions d'arrivée des rayons cosmiques UHE par l'Observatoire Pierre Auger est illustrée sur la Fig. 1.14. Télescope Array a signalé plus de 24 événements avec des énergies de $5,7 \times 10^{19}$ eV, situés près de l'amas Majeur d'Ursa [48]. Ce point chaud se regroupe en un cercle de 20° centrés à R.A. = $146,7^\circ$ et Dec. = $43,2^\circ$ en coordonnées équatoriales [49], comme illustré sur la Fig. 1.15.

1.3.7 Champ magnétique extra-galactique

Le champ magnétique extra-galactique est, quant à lui, mal connu et des limites supérieures de l'ordre du nG ont été estimées. Les champs régnant à l'intérieur des galaxies sont bien entendu plus élevés, de même que dans les objets susceptibles d'être des sources de RCUHE, cependant leur volume au sein de l'Univers est bien trop faible et la probabilité pour qu'ils affectent la trajectoire des particules cosmique

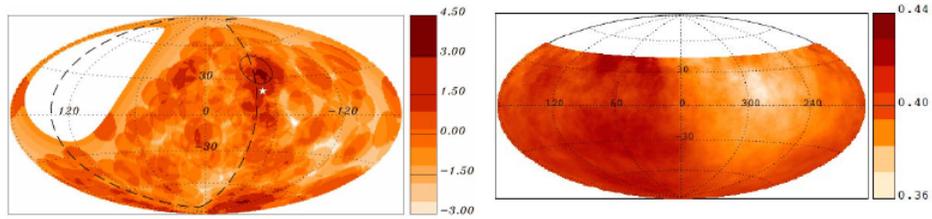


FIGURE 1.14 – À gauche : Carte de signification de Li-Ma (coordonnées galactiques) dans les fenêtres de rayon 12° , pour les événements avec $E > 54$ EeV. À droite : carte du ciel (coordonnées équatoriales) du flux en $\text{km}^{-2} \cdot \text{ans}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$ en fenêtres angulaires de 45° pour $E > 8$ EeV [47].

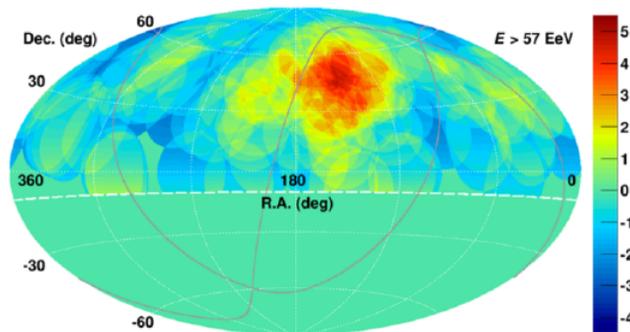


FIGURE 1.15 – Carte de signification pour l’observation durant sept ans des points chauds par l’expérience TA [50].

l'est tout autant. Cependant, même un champ magnétique faible mais turbulent, tend à effacer toute information sur la direction d'origine des particules en fonction du temps de parcours. On parle de décorrélation. Représentons ce champ chaotique, par un ensemble de cellules d'une taille d'un Mpc (on parle de longueur de cohérence) à l'intérieur desquelles le champ présente une direction aléatoire et d'intensité de 10 nG. En pénétrant chaque cellule, la particule est déviée dans une certaine direction. En se propageant de cellule en cellule, la particule perd ainsi l'information quant à sa direction d'origine et atteint un régime de propagation diffusif. Bien sûr, plus la particule présente une rigidité élevée, plus le temps nécessaire à la décorréler de sa direction d'origine est grand [51].

Chapitre 2

Rayons cosmiques dans l'atmosphère terrestre

Lorsqu'une particule cosmique primaire pénètre dans l'atmosphère, elle interagit avec les molécules de l'air produisant une cascade d'interactions conduisant à la formation d'un grand nombre de particules secondaires sous forme de gerbes atmosphériques. Pour étudier le développement de telles gerbes, il est nécessaire de disposer des caractéristiques de l'atmosphère qui joue ici le rôle de calorimètre géant et d'un formalisme permettant de traiter les interactions produites.

Ce chapitre est consacré à l'interaction des rayons cosmiques avec l'atmosphère terrestre qui donne naissance à trois types des gerbes atmosphériques : électromagnétique, hadronique et muonique. D'abord, les caractéristiques de l'atmosphère sont décrites comme la composition chimique, la profondeur atmosphérique X , les modèles décrivant l'atmosphère terrestre, etc. Puis, les émissions de photons Čerenkov et particulièrement de fluorescence seront abordées en détail. Finalement, les techniques les plus importantes de détection des UHE seront présentées à la fin du chapitre.

2.1 Atmosphère terrestre

L'atmosphère de la terre forme une mince pellicule protectrice autour du globe. Les trois-quarts de la masse de l'atmosphère se trouve entre le sol et une altitude de 10 Km. Notre atmosphère est composée essentiellement d'Azote et d'oxygène, avec des traces d'argon, de gaz carbonique, et de néon (Le tableau 2.1). Elle contient aussi une quantité variable d'eau, qui se manifeste surtout dans le nuage présent dans l'atmosphère. Curieusement, les deux gaz le plus abondants dans l'univers. L'hydrogène et l'hélium sont pratiquement absents de l'atmosphère terrestre [35].

Dans l’homosphère qui est la région où la diffusion thermique prévaut, la composition atmosphérique reste assez constante, cette région s’étend du niveau de la mer à l’altitude entre 85 km et 115 km, selon les conditions thermiques au delà de cette diffusion moléculaire limite est dominante.

Les régions spécifiques de l’atmosphère sont définies en fonction de leur variation de température. Cela comprend la troposphère où se déroulent les processus qui constituent le temps, la stratosphère qui est généralement sans nuages, où l’ozone est concentré, la mésosphère qui se situe entre 50 et 80 km, où la température diminue avec l’altitude croissante, et la thermosphère où la température augmente avec l’altitude jusqu’à 130 km. Le profil de température de l’atmosphère par rapport à l’altitude est indiqué à Fig. 2.1 [52].

Composante	formule	masse(%)
Diazote	N_2	78.1
Di oxygène	O_2	21.0
Argon	Ar	0.93
Gaz carbonique	CO_2	0.037
Néon	Ne	0.002
Vapeur d’eau	H_2O	variable (0 à 4 %)

TABLE 2.1 – Composition de l’atmosphère terrestre au niveau de la mer.

Profondeur atmosphérique

Dans l’observation des *RCUHE*, l’atmosphère joue le rôle d’un calorimètre naturel qui varie dans le temps et l’espace. Pour la décrire simplement, on exprime la profondeur atmosphérique verticale.

$$X(h) = \int_h^\infty \rho(h) \times dh$$

Avec h l’altitude et ρ la densité de l’atmosphère, qui représente la quantité de matière traversée par un rayon cosmique ayant atteint une altitude h . Il est à noter ici que pour un rayon cosmique d’incidence éloignée de la verticale, la quantité de matière traversée pour une même altitude va varier en $(\cos \theta)^{-1}$ avec θ l’angle d’incidence, l’atmosphère est donc beaucoup plus profonde pour les rayons cosmiques inclinés [4].

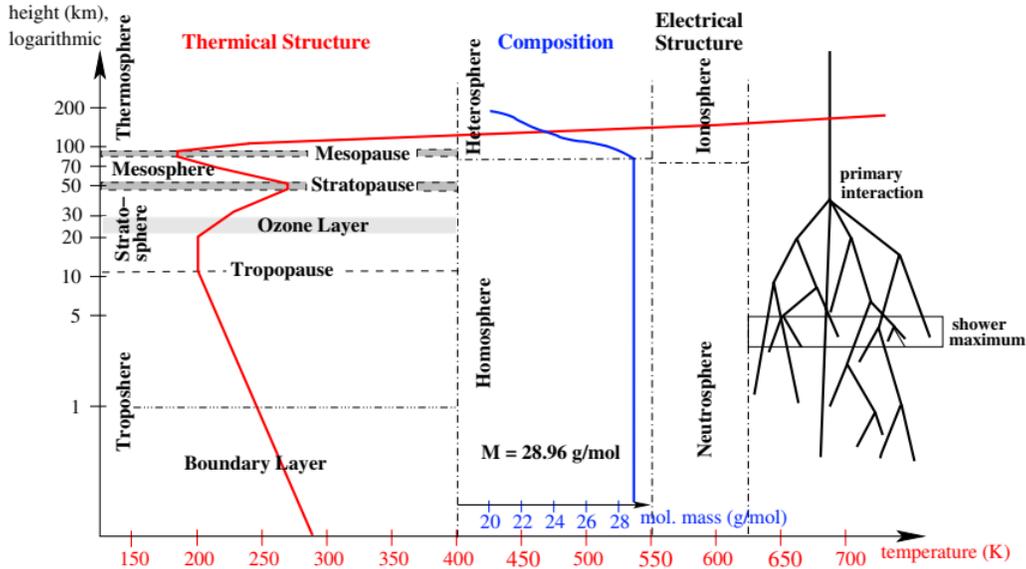


FIGURE 2.1 – Les différentes couches de l’atmosphère [53].

La profondeur atmosphérique associée à une hauteur donnée joue un rôle central dans la simulation et la reconstruction des EAS. La probabilité d’interaction d’une particule de gerbe dépend seulement de sa profondeur de colonne traversée, qui peut être exprimée commodément comme la différence entre les profondeurs atmosphériques de la production et les points d’interaction. De même, la conversion de la hauteur en profondeur atmosphérique $X(h)$ est nécessaire pour cartographier une géométrie d’événement reconstruite au profil de profondeur d’une gerbe.

La relation entre la profondeur atmosphérique et la hauteur découle du profil de densité de l’air, alors que le profil de densité de l’atmosphère standard 1976 est habituellement supposé. Sa paramétrage de profondeur atmosphérique selon J. Linsley est implémenté comme profil par défaut dans de nombreux programmes de simulation Monte Carlo comme, par exemple, CORSIKA et AIRES [54].

2.1.1 Modèles atmosphériques

Modèle de Linsley

Les simulations de gerbes atmosphériques sont un moyen précieux de mieux comprendre le déroulement des cascades dans l’atmosphère. Ainsi, en plus de la connais-

sance des interactions entrant en jeu, une modélisation réaliste de l’atmosphère est nécessaire. Il existe une variété de modèles et de paramétrisations pour décrire l’atmosphère terrestre. Le modèle appelé « US standard atmosphere » est l’un de ceux les plus utilisés, basé sur des données expérimentales. Ce modèle est décrit par la paramétrisation de Linsley, et est utilisé par les simulations AIRES [55].

Le modèle atmosphérique Linsley permet un découpage en tranches de l’atmosphère, afin de prendre compte la variation de température. Ce modèle décrit la profondeur atmosphérique X en fonction de l’altitude h , jusqu’à un maximum $h_{max} = 1128$ Km. Au-delà de cette altitude, la pression, la 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 nombre de couche, avec $h_1 = 0$ et $h_6 = h_{max}$. On décrit alors la profondeur atmosphérique verticale $X_\nu(h)$ de la façon suivante :

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

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* [54].

Distribution latérale

La distribution latérale représente l’étalement de la gerbe autour de son axe. Il s’agit du nombre de particules sur le plan perpendiculaire à l’axe de la gerbe. Pour les détecteurs de surface, la distribution latérale est étudiée au sol, au niveau des détecteurs. Dans ce cas, la densité de particules est mesurée en fonction de la distance à l’axe de la gerbe, L’intégrale de la distribution latérale est proportionnelle à l’énergie du primaire. Comme pour le profil longitudinal, des paramétrisations sont utilisées pour décrire la distribution latérale [56].

Profil longitudinal

Le nombre de particules produites dépend naturellement de la profondeur atmosphérique traversée : c’est le profil longitudinal de la cascade, qui représente son

développement dans l'atmosphère. Ce profil est mesuré par la lumière de fluorescence émise le long du parcours dans l'atmosphère : les particules secondaires de la cascade ionisent et excitent les atomes d'azote, qui en retour émettent des photons de fluorescence (dans le proche *UV*) en revenant dans leur état fondamental. Un détecteur de fluorescence peut alors suivre le cheminement de ce spot de lumière qui descend le long de l'axe de la gerbe. L'intensité de la lumière récoltée reflète son profil longitudinal, dont l'intégrale donne l'énergie déposée dans l'atmosphère. La formule de Gaisser-Hillas décrit alors ce profil et permet d'extraire par ajustement des données les principales caractéristiques de la gerbe [57] :

$$N(x, X_{max}, X_1, N_{max}) = N_{max} \left(\frac{x - X_1}{X_{max} - X_1} \right)^{\frac{X_{max} - X_1}{\lambda}} \exp\left(-\frac{X_{max} - x}{\lambda}\right) \quad (2.1)$$

où X_{max} est la profondeur du maximum de la gerbe, X_1 est celle du point de première interaction. λ est la longueur d'atténuation (70 g.cm^{-2}). N_{max} est le nombre de particules chargées au maximum de développement de la gerbe. L'énergie est alors calculée en effectuant l'intégrale :

$$E = \int \frac{\xi_0}{X_0} Z N_e(x) dx \quad (2.2)$$

où $\frac{\xi_0}{X_0}$ est le rapport entre l'énergie critique ($\xi_0 = 81 \text{ MeV}$) d'un électron et la longueur de radiation dans l'air ($X_0 = 37,1 \text{ g.cm}^2$). Cette intégrale convertit la longueur de trace totale en énergie d'ionisation et d'excitation. Une petite correction est appliquée (10%) pour tenir compte de l'énergie des particules neutres. Cette correction est la seule qui dépende du modèle [58].

2.2 Les gerbes atmosphériques

Le rayonnement cosmique crée ce qu'on appelle des gerbes atmosphériques qui sont constituées de particules secondaires. Ces dernières ont été découvertes en 1938 par Pierre Auger en regardant le signal de plusieurs compteurs Geiger-Müller mis en coïncidence et placés à plusieurs mètres de distance. Ces gerbes sont initiées par les interactions nucléaires entre la particule incidente et les atomes de l'atmosphère [60]. L'image actuelle permet de séparer la gerbe en trois composantes. Les distances de propagation des gerbes sont le plus souvent exprimées en g.cm^2 , homogène à une densité de l'air pour le cas de la propagation des gerbes dans l'atmosphère, multipliée par une longueur. La profondeur totale d'atmosphère traversée par une gerbe verticale atteignant le sol est d'environ 1000 g.cm^2 , équivalent à « une épaisseur

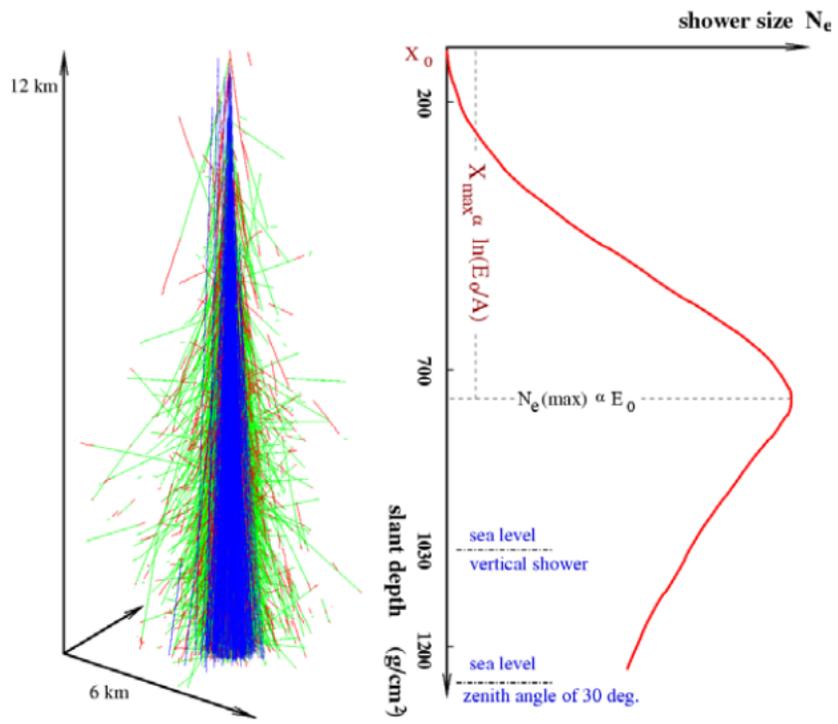


FIGURE 2.2 – Le développement d’une cascade de particules [59].

d'atmosphère ». La mesure individuelle de toutes les particules de la gerbe dont la durée de développement est de l'ordre de quelques ms est impossible. Ce sont les distributions globales, à savoir le profil longitudinal et le profil latéral, qui vont nous renseigner sur les propriétés du primaire [61].

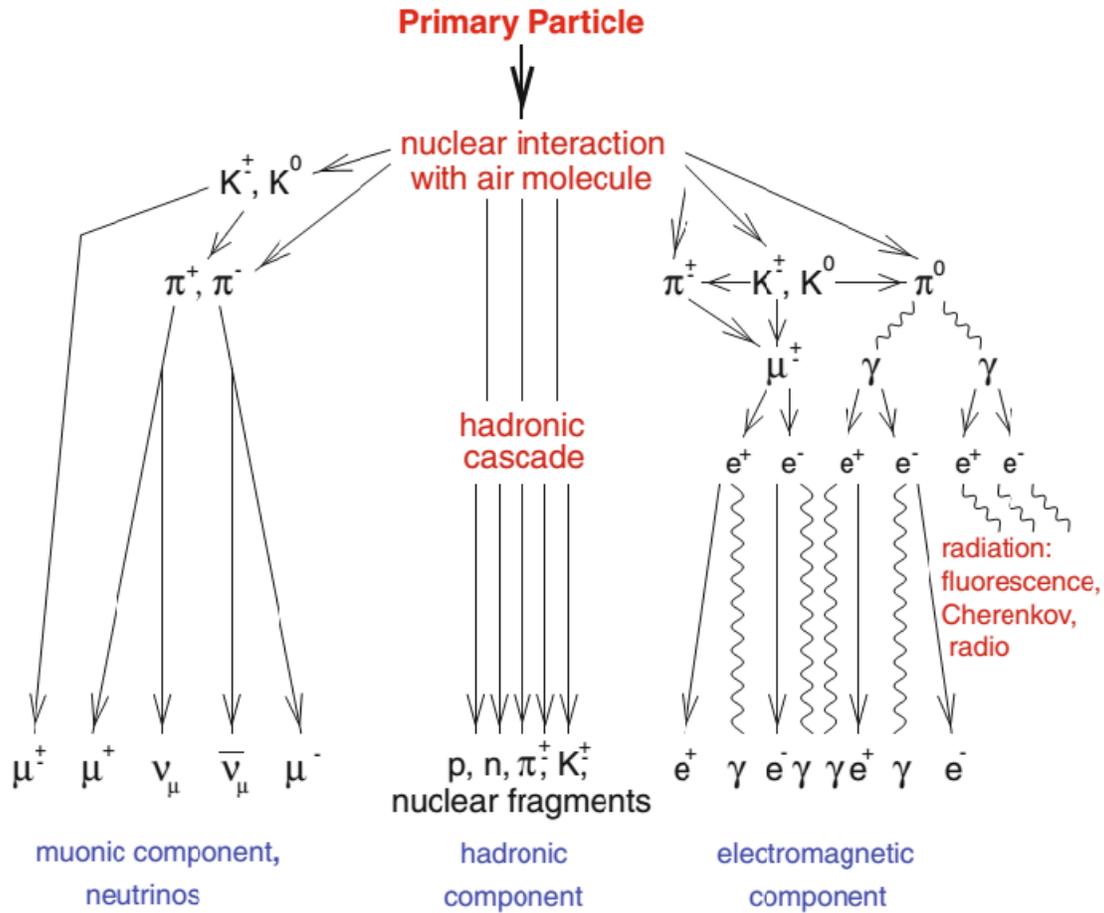


FIGURE 2.3 – Schéma du développement d'une grande gerbe atmosphérique initiée par un noyau de rayon cosmique [62].

Gerbe électromagnétique

La composante électromagnétique est celle portant la plus grande partie de l'énergie de la gerbe. Elle se propage sur un peu plus d'une épaisseur d'atmosphère et est

donc détectable au sol. Elle résulte de la production des paires d'électron-positron par les photons. Par Bremsstrahlung, ces particules chargées produisent à leur tour des photons qui vont créer à nouveau des paires e^+/e^- [61].

On peut considérer en moyenne qu'à chaque génération d'interaction, environ 30% de l'énergie est transférée sous forme d'une cascade électromagnétique (EM) qui traverse des π^0 . Environ 90% de l'énergie initiale de la gerbe sera au final sous forme électromagnétique. L'énergie dissipée par la composante électromagnétique est quasi proportionnelle à l'énergie totale de la gerbe. Pour ce qui est des muons, leur nombre total au sol, augmente moins rapidement que l'énergie de la particule primaire, et ce, principalement à cause du transfert d'énergie sous forme électromagnétique [63]. Nous discutons maintenant le développement longitudinal d'une gerbe électromagnétique utilisant le modèle de Heitler simplifié (la figure 2.4). Considérez un électron d'énergie initiale E_0 le traversant de l'atmosphère. Dans la première longueur d'interaction, l'électron émet un photon d'énergie $E_0/2$ via le processus de bremsstrahlung. Dans la longueur d'interaction suivante, le photon divise par la production de paire en le pair électron positron, chacun avec l'énergie $E_0/4$ et que l'électron original émet le photon supplémentaire d'énergie $E_0/4$ que, aux tours, interagira dans la longueur de radiation suivante [64].

Modèle de Heitler

Le modèle de Heitler est un modèle discret permettant de reproduire les propriétés du développement des cascades électromagnétiques grâce à des hypothèses simples :

- l'atmosphère terrestre est découpée en couches d'épaisseur constante d ;
- chaque photon produit une paire électron/positron après avoir parcouru une distance d ;
- chaque électron produit un photon par rayonnement de freinage après avoir parcouru une distance d [65].

Il permet de comprendre la loi d'évolution du nombre de particules, et même de fixer des ordres de grandeur sur les caractéristiques des gerbes utiles pour l'expérimentateur. Nous ne présentons ici que la partie concernant la composante électromagnétique de la gerbe, étant donné que c'est elle qui va donner naissance au champ électrique que nous cherchons à détecter. Lors du développement de la gerbe, le nombre de particules de la gerbe électromagnétique augmente selon :

$$N_{em}(X) = 2^{\frac{X}{\lambda}} \quad (2.3)$$

avec λ la longueur de radiation dans le milieu et X la profondeur atmosphérique. Ainsi à chaque interaction, le nombre de particules est doublé. En revanche, l'énergie

E_P du primaire est divisée entre ces particules. Leur énergie est donnée par :

$$E(X) = \frac{E_P}{2} \frac{X}{X_0} \quad (2.4)$$

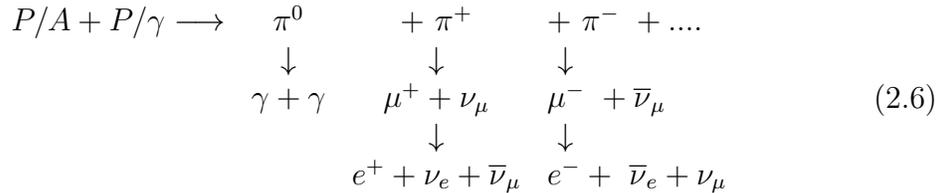
Enfin, la multiplication des particules cesse lorsque l'énergie moyenne atteint la valeur seuil E_c , l'énergie critique en dessous de laquelle la production de paires et le Bremsstrahlung n'ont plus lieu. Cette valeur désigne la position du maximum de la gerbe, l'estimation de cette grandeur X_{max} est donnée par :

$$X_{max} = X_0 \cdot \ln \frac{E_P}{E_c} \quad (2.5)$$

avec E_P l'énergie du primaire et la longueur de radiation $X_0 \sim 37g/cm^2$. Après ce X_{max} , le nombre de particules dans la galette décroît progressivement jusqu'au sol, les particules secondaires dissipant leur énergie par ionisation [66]. Une gerbe initiée par un hadron crée lors de la première interaction m pions neutres, ce que l'on peut assimiler à m gerbes électromagnétiques ayant chacune une énergie E/m . La valeur de X_{max} est alors proportionnelle à $X_0 \cdot \ln \frac{E_P}{m(E_P)E_c}$ [67].

Gerbe hadronique

La première interaction d'un rayon cosmique de nature hadronique avec l'atmosphère a lieu, typiquement, à une altitude de 20 kilomètres. Cette première interaction constitue le début du développement de la gerbe. Les produits issus de l'interaction du rayon cosmique avec l'air sont principalement des pions (π^\pm, π^0), des kaons (K^\pm, K^0) et divers fragments nucléaires [68] Un proton de haute énergie interagit avec une particule cible de plus faibles énergies (un noyau ou un photon), ce qui engendre des mésons (en majorité des pions) dont les produits de désintégration libèrent des neutrinos. Ce mécanisme est schématisé par les réactions ci-après [69] :



Les désintégrations des kaons chargés K^\pm produisent une variété d'états finaux à deux ou trois particules. Les canaux de désintégration avec les rapports d'embranchement les plus grands sont [70] :

$$\left. \begin{array}{l}
 K^- \longrightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \\
 K^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu
 \end{array} \right\} \sim 63.43\%$$

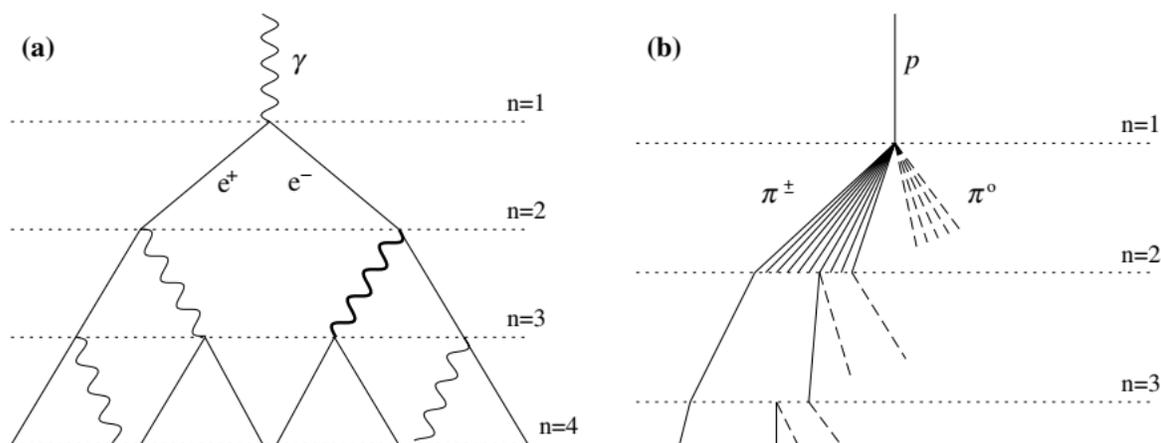
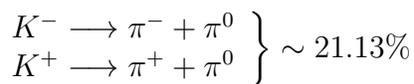


FIGURE 2.4 – Schéma du création (a) de gerbe électromagnétique (b) de gerbe hadronique [65].

Gerbe muonique

La composante muonique est alimentée par la décroissance des pions chargés issus de la composante hadronique. C’est la partie de la gerbe qui va se propager sur les plus grandes distances, et durer le plus longtemps, avec quelques émissions de photons ou de décroissances en électrons [61]. Les muons se désintègrent à leur tour en électrons et neutrinos (Eq. 2.7) [71]



2.3 L’émission Čerenkov

L’effet Čerenkov est le déplacement de particules chargées dans un milieu diélectrique à une vitesse supérieure à la vitesse de la lumière dans ce même milieu. Elle crée une onde de choc électromagnétique qui se matérialise sous la forme d’un cône de lumière émis vers l’avant. L’angle θ de ce cône par rapport à la direction de propagation de la particule est donné en fonction de l’indice de réfraction n de l’air par

la relation :

$$\cos\theta = \frac{c}{nv} \simeq \frac{1}{n} \quad (v = c) \quad (2.8)$$

Cette onde est due à une rémanence de la polarisation induite dans le milieu après le passage de la particule. En effet, la vitesse de la lumière dans un milieu est liée à la vitesse à laquelle le milieu se polarise lors du passage de l'onde, lorsque la particule voyage plus vite que lumière une traînée de polarisation, située derrière la particule, génère un champ macroscopique qui se matérialise sous la forme de photos Čerenkov. L'énergie rayonnée par unité de distance dx parcourue par la particule par unité de fréquence $d\omega$ s'écrit :

$$\frac{d^2U(\omega)}{dx d\omega} = \frac{\omega e^2}{4\pi\xi_0 c^2} \left(1 - \frac{c^2}{n^2 v^2}\right) \quad (2.9)$$

On en déduit le nombre de photons émis par unité de longueur de trace et par unité de longueur d'onde :

$$\frac{d^2N}{dx d\lambda} = \frac{1}{\lambda^2} \frac{2\pi e^2}{4\pi\xi_0 \hbar c} \left(1 - \frac{c^2}{n^2 v^2}\right) = 2\pi\alpha \frac{\sin^2\theta}{\lambda^2} \quad (2.10)$$

Cette distribution a le comportement indésirable de diverger à petite λ , divergence qui impose l'utilisation d'une coupure λ_{min} dans les simulation. Cette coupure est en général située dans le proche l'ultraviolet à cause de la perte de transparence de l'atmosphère (et des détecteurs) aux plus petites longueurs d'onde [91].

2.4 L'émission des photons de fluorescence

Les électrons qui traversent l'atmosphère perdent de l'énergie par collision inélastique avec des molécules d'air (78.8 % d'azote et 21.1 % d'oxygène). Une petite fraction de l'énergie déposée est émise sous forme de rayonnement de fluorescence UV dans la gamme spectrale 290–430 nm. Le diagramme Fig. 2.6 présente les états électroniques excités de N^2 et N^{+2} impliqués dans la fluorescence de l'air. Chaque niveau électronique est divisé en états vibrationnels notés ν et l'ensemble des transitions $\nu - \nu'$ entre niveaux hauts et bas constituent un système de bande. Les molécules ionisées N^{+2} participent ainsi au système de bande 1N. Le système 2P concerne lui les molécules qui se retrouvent dans un état excité après échange d'un électron avec changement de spin de ce dernier. La recombinaison de N^{+2} peut produire un N^{*2} excité qui participe aussi au système 2P. Les modes de désexcitation sont théoriquement de trois sortes :

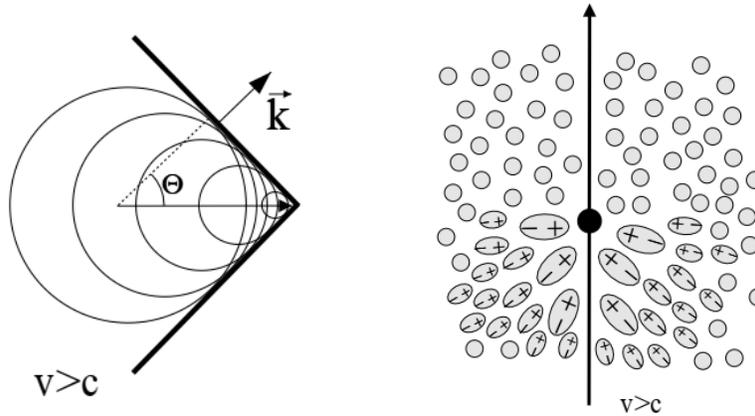


FIGURE 2.5 – À gauche : illustration du phénomène d'onde de choc se produisant lorsqu'une particule voyage plus vite que la lumière dans un milieu et angle θ de l'émission Čerenkov. À droite : illustration de la polarisation d'un diélectrique lors du passage d'une particule chargée. Si la particule voyage plus vite que la lumière, il y a un retard à l'établissement de la polarisation du milieu.

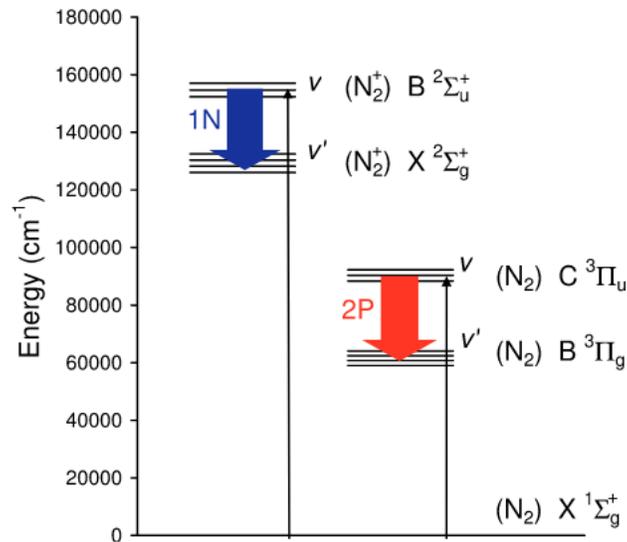


FIGURE 2.6 – Diagramme des deux principaux systèmes de bandes impliqués dans la fluorescence de l'azote (flèches rouges et bleues) suite à l'excitation (flèches noires).

- la désexcitation radiative, c'est-à-dire l'émission de fluorescence ;
- la désexcitation collisionnelle ;
- la recombinaison interne. Il s'agit d'une réorganisation du cortège électronique sans émission de photons. Il n'y a aucun indice expérimental laissant penser que cette forme de désexcitation a effectivement lieu dans la molécule d'azote [72].

2.4.1 Efficacité de la fluorescence

Pas toutes les molécules d'azote excitées émettent des photons de fluorescence, car elles peuvent transférer leur énergie à d'autres molécules par collision. Ce procédé de trempe introduit une dépendance de l'émission de fluorescence sur la pression et la température du gaz, car le taux radiatif dépend de la distance moyenne de séparation et de la vitesse des molécules. Le processus d'émission de fluorescence induit par les électrons dans le gaz d'azote peut être décrit en termes d'efficacité de fluorescence, à savoir le rapport de l'énergie émise par le gaz excité en photons de fluorescence à l'énergie déposée dans le gaz par l'électron [73]. Elle exprime tout d'abord le taux total de désexcitations :

$$\frac{dn}{dt} = n \times \left(\frac{1}{\tau_{rad}} + \frac{1}{\tau_{int}} + \frac{1}{\tau_{coll}} \right) \quad (2.11)$$

où n est le nombre de molécules excitées à un niveau ν , τ_{rad} la durée de vie de ce niveau pour la désexcitation radiative, τ_{int} celle de la désexcitation interne, et τ_{coll} celle de la désexcitation par collision. En posant $\frac{1}{\tau_0} = \left(\frac{1}{\tau_{rad}} + \frac{1}{\tau_{int}} \right)$ somme des processus internes, on écrit l'efficacité de la fluorescence ϕ comme la proportion de désexcitations par radiation :

$$\phi = \frac{\frac{1}{\tau_{rad}}}{\frac{1}{\tau_{rad}} + \frac{1}{\tau_{int}} + \frac{1}{\tau_{coll}}} \quad (2.12)$$

soit :

$$\phi = \frac{\frac{\tau_0}{\tau_{rad}}}{1 + \frac{\tau_0}{\tau_{coll}}} \quad (2.13)$$

où le rapport $\frac{\tau_0}{\tau_{coll}}$ évalue la suppression de la fluorescence par les collisions, c'est-à-dire le "quenching" dû à la pression (effet de proximité). La durée moyenne entre deux collisions dépend de la pression et de la température du gaz [74]. Dans le cadre de la théorie des gaz, la résolution du problème à deux corps permet d'exprimer le taux de collision $\frac{1}{\tau_{coll}}$ d'une molécule de type 1 avec des molécules de type 2 en fonction de la section efficace de collision $\sigma_{1,2}$ de la densité n_2 de molécules de type 2, de la température T et de la masse réduite $\mu_{1,2} = \frac{M_1 M_2}{M_1 + M_2}$:

$$\frac{1}{\tau_{coll}} = \sigma_{1,2} n_2 \sqrt{\frac{8kT}{\pi \mu_{1,2}}} \quad (2.14)$$

Pour l'azote pur, les molécules entrant en collision sont identiques et la masse réduite s'écrit $\mu = M_{N/2}$, M_N étant la masse de la molécule d'azote. Ainsi, dans l'azote pur, le taux de collision vérifie :

$$\frac{1}{\tau_{coll}} = \sigma_{NN} n_N \sqrt{\frac{8kT}{\pi M_N}} \quad (2.15)$$

D'après la loi des gaz parfait $P = n_N kT$, on peut réécrire l'éq. 2.15 sous la forme :

$$\frac{1}{\tau_{coll}} = \frac{4\sigma_{NN}}{\sqrt{\pi M_N kT}} P \quad (2.16)$$

On définit alors une pression de référence P' , pour laquelle $\tau_{coll} = \tau_0$:

$$\frac{1}{P'} = \frac{4\sigma_{NN} \tau_0}{\sqrt{\pi M_N kT}} \quad (2.17)$$

et l'efficacité de fluorescence s'écrit :

$$\phi = \frac{\phi_0}{1 + \frac{P}{P'}} \quad (2.18)$$

où $\phi_0 = \frac{\tau_0}{\tau_{coll}}$ est l'efficacité en l'absence de collision (à pression nulle).

L'air est composée d'un mélange de plusieurs gaz. Les molécules d'azote excitées qui vont produire la fluorescence peuvent entrer en collision avec tous les types de molécule présents. Certaines molécules telles que O_2 et H_2O sont des molécules très réactives qui ont une section efficace d'interaction avec les molécules excitées

beaucoup plus importante que celle de la molécule N_2 qui est presque chimiquement inerte. Un petit ajout de telles molécules peut alors avoir un grand effet sur l'inhibition de la fluorescence. Dans l'air le taux de désexcitation par collision $\frac{1}{\tau_{coll}}$ est donc la somme des taux de collision N-N ($\frac{1}{\tau_{coll}^N}$) et le taux de collision N-O ($\frac{1}{\tau_{coll}^O}$). Le premier se déduit de l'éq. 2.16 en substituant la pression partielle $f_N P$:

$$\frac{1}{\tau_{coll}^N} = \frac{4\sigma_{NN}}{\sqrt{\pi M_N k T}} f_N P \quad (2.19)$$

$f_N \sim 0.79$ étant la fraction d'azote dans l'air. Pour le taux de collision N-O, il faut revenir à l'équation général 2.14 :

$$\frac{1}{\tau_{coll}^O} = \sigma_{NO} n_O \sqrt{\frac{8kT}{\pi \mu_{NO}}} \quad (2.20)$$

où n_O est la densité de molécules d'oxygène dans l'air, σ_{NO} la section efficace de collision N-O et μ_{NO} la masse réduite du système N-O. Selon la loi des gaz parfait $P = n_N k T$ avec $f_O \sim 0.21$ la fraction d'oxygène dans l'air, l'équation précédente peut alors s'écrire :

$$\frac{1}{\tau_{coll}^O} = \frac{4\sigma_{NO}}{\sqrt{2\pi \mu_{NO} k T}} f_O P \quad (2.21)$$

et si l'on redéfinit la pression selon Nagano [80], Kakimoto [81] et Birks [82] :

$$\frac{1}{P'} = \frac{4P}{\sqrt{\pi M_N k T}} (\sigma_{NN} f_N + \sigma_{NO} f_N \cdot \frac{M_N M_O}{2M_O}) \quad (2.22)$$

Alors l'inverse de la durée de vie $\frac{1}{\tau}$ est liée à p par :

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_0} + \frac{1}{\tau_{coll}} = \left(\frac{1}{\tau_0 p'}\right) p + \frac{1}{\tau_0} = \frac{1}{\tau_0} (ap + 1) \quad (2.23)$$

où $a = 1/p'$. L'efficacité de fluorescence de la i^{eme} bande à pression p , $\phi_i(p)$, est définie comme l'énergie rayonnée par le gaz dans la i^{eme} bande par unité d'énergie déposée dans le gaz par un électron. Ce $\phi_i(p)$ peut être écrit comme le rapport entre la désexcitation par rayonnement et la désexcitation total, et est exprimé en fonction de p :

$$\phi_i(p) = \frac{\tau_0}{1 + \frac{p}{p'}} \quad (2.24)$$

Puisque l'énergie disponible pour produire des photons dans la i^{eme} bande est la perte d'énergie des électrons par unité de longueur et de temps, $\phi_i(p)$ le rendement de photons par unité de longueur par électron, ε_i , pour la i^{eme} bande sous la pression atmosphérique p est écrit comme :

$$\varepsilon_i = \rho \left(\frac{dE}{dx} \right) \left(\frac{\phi_i(p)}{h\nu_i} \right) \quad (2.25)$$

et

$$\phi_i(p) = \frac{\phi_i^0}{1 + \frac{p}{p'}} \quad (2.26)$$

où ρ est la densité de l'air ($kg\ m^{-3}$), $\frac{dE}{dx}$ est l'énergie déposée ($eV\ kg^{-1}\ m^2$), et $h\nu_i$ est le photon d'énergie de la i^{eme} bande (eV). $\phi_i^0 = \tau_0/\tau_{rad}$ correspond à la suppression de la fluorescence par les collisions pour la i^{eme} bande en l'absence de collision radiative. En utilisant l'équation de l'état d'un gaz, $p = \rho R_{N_2} T$ où R_{N_2} est la constant de molécule d'azote N_2 ($296.9\ m^2\ s^{-2}\ K^{-1}$), l'Eq. 2.25 est réécrite en fonction de p à température constante T (en Kelvin) :

$$\varepsilon_i = \frac{p}{R_{N_2} T h\nu_i} \left(\frac{dE}{dx} \right) \left(\frac{\phi_i^0}{1 + \frac{p}{p'}} \right) \quad (2.27)$$

$$= \frac{C_i p}{1 + \frac{p}{p'}} = \frac{C_i}{x + a_i} \quad (2.28)$$

où $x = 1/p$ et $a_i = 1/p'$, Cette relation peut être écrite sous forme plus générale en fonction de la la densité des gaz et la température :

$$\varepsilon_i = \frac{A_i \rho}{1 + \rho B_i \sqrt{T}} \quad (2.29)$$

où $A_i = \frac{(\frac{dE}{dx}) \phi_i^0}{h\nu_i}$ et $B_i = R_{N_2} \sqrt{T} / p'_i = 4\sigma_{NN} \tau_0 R_{N_2} / \sqrt{\pi k M}$

2.4.2 Rendement de fluorescence

Pour détecter les gerbes atmosphériques grâce à la fluorescence de l'air, on mesure le flux lumineux sur un large domaine spectral. Le domaine choisi est celui où le rapport signal sur bruit est le meilleur. Par exemple HiRes mesure le flux intégré entre 300 et 400 nm. On nomme *FLY* (Fluorescence Light Yield), le nombre de photons de fluorescence émis dans un domaine de longueur d'onde. On exprime le *FLY* soit par unité de longueur de trace de particule chargée (FLY/ℓ), soit par unité d'énergie déposée dans l'air (FLY/E). Dans le modèle proportionnel à l'énergie déposée, le *FLY* sur le domaine de longueur d'onde pour 15 bandes entre 316-428 nm, est reliée au rendement de la fluorescence et à l'énergie déposée par la relation :

$$FY(K_c, \rho, T) = \frac{\left(\frac{dE}{dX}\right)}{\left(\frac{dE}{dX}\right)_{K_c}} \frac{A \times \rho}{1 + B \times \rho \times \sqrt{T}} \quad (2.30)$$

où $\frac{dE}{dX}$ est le dépôt d'énergie moyen de toutes les particules dans la gerbe, $\left(\frac{dE}{dX}\right)_{K_c}$ l'énergie déposée pour un électron avec énergie cinétique $K_c = 0.85$ MeV, ρ la densité d'air et T la température. Les constantes A et B sont pour l'air est : $A = ((dE/dx)_{0.85MeV} \cdot \phi_i^0)/h\nu$ et $B = R_{air}\sqrt{293}/p'_{20}$ sont calculées et répertoriées par M. Nagano dans le Tab. 2.7 [75]. Dans la figure 2.8, chaque courbe possède une paramétrisation particulière pour un nombre de longueur d'ondes différent. Ces paramétrisations sont toutefois très semblables, car les variations qu'elles produisent sont presque identiques. Ceci est dû à l'existence d'un unique modèle de base. Les seuls raffinements apportés concernent essentiellement la composition du milieu et les valeurs des sections efficaces de collisions entre les différentes molécules. Les erreurs relatives des différents auteurs qui ont mesuré la dépendance en pression pour chaque raie sont très faibles. En revanche, leur erreur absolue est toujours de l'ordre de 10 à 15 %.

2.4.3 Propagation des photons dans l'atmosphère

Lorsque la taille des particules propagées est beaucoup plus petite que la longueur d'onde du photon, la théorie de Rayleigh est utilisée, comme pour la diffusion sur les molécules d'air. Quand la taille des particules diffuses est du même ordre ou plus grande que la longueur d'onde du photon, est décrit selon la théorie de Mie. Essentiellement, il y a trois processus influent sur la propagation des photons UV dans l'atmosphère :

Diffusion Rayleigh C'est le premier processus dans laquelle les molécules d'air considérés comme des centres de diffusion ponctuels [76]. La profondeur optique

Main λ (nm)	Air	
	A ($\text{m}^2 \text{kg}^{-1}$)	B ($\text{m}^3 \text{kg}^{-1} \text{K}^{-1/2}$)
316	20.5 ± 1.3	2.14 ± 0.18
329	3.91 ± 0.35	1.22 ± 0.14
337	45.6 ± 1.2	2.56 ± 0.10
354	3.68 ± 0.39	1.60 ± 0.21
358	37.8 ± 2.3	2.72 ± 0.22
376	6.07 ± 0.57	1.44 ± 0.17
381	12.7 ± 1.4	2.53 ± 0.35
391	50.8 ± 2.1	9.80 ± 0.51
394	2.25 ± 0.78	2.03 ± 0.79
400	4.58 ± 0.44	2.03 ± 0.23
406	8.18 ± 0.82	3.99 ± 0.52
414	1.83 ± 0.26	2.55 ± 0.45
420	4.9 ± 1.1	6.8 ± 1.7
427	0.40 ± 0.18	0.68 ± 0.38
428	26.5 ± 2.4	12.7 ± 1.9

FIGURE 2.7 – Les valeurs des coefficients A et B pour 15 bandes [75].

δ_{Rayl} pour une longueur d'onde donnée λ (en nm) est calculée avec la formule utilisée dans LOWTRAN 7 :

$$\delta_{rayl} = \frac{X}{3102 \text{ g/cm}^2} \left(\frac{\lambda}{400 \text{ nm}} \right)^4 \left(1 - 0.0722 \left(\frac{\lambda}{400 \text{ nm}} \right)^2 \right)^{-1} \quad (2.31)$$

où X est la profondeur atmosphérique le long de la trajectoire du photon. La dépendance λ^4 , au premier ordre, de la section efficace de Rayleigh est dominante ici. Le terme en λ^2 est en partie dû à la dépendance de la section efficace à l'indice de l'air.

Diffusion Mie Dans ce deuxième processus, la diffusion se fait sur des particules beaucoup plus grandes que la longueur d'onde [77]. Les aérosols et les particules de poussière interagissent avec la lumière et causent une perte partielle de photons. La surveillance de la quantité de nuages, d'aérosols et de pollution est d'une extrême importance pour quantifier l'effet de la diffusion de Mie sur les photons de fluorescence dans les gerbes atmosphériques. Cette composante est très variable. De plus,

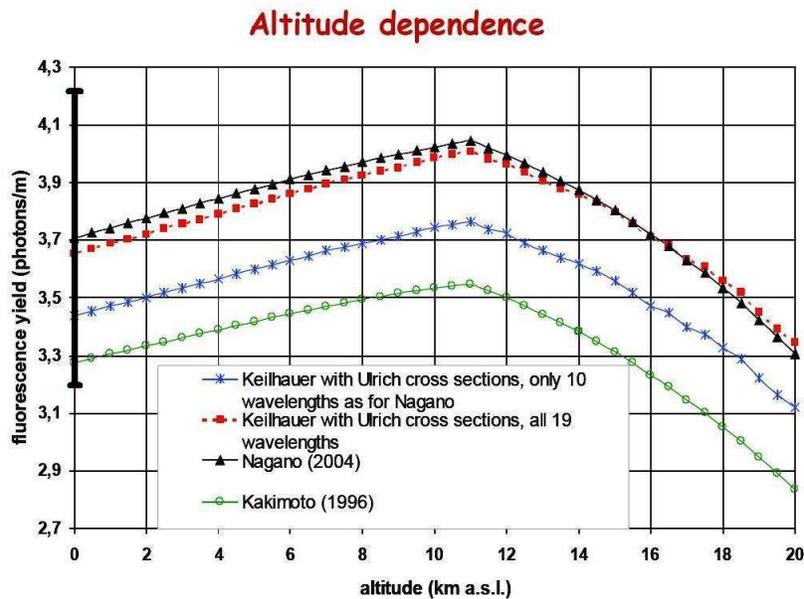


FIGURE 2.8 – Variation du taux de production de fluorescence avec l’altitude. Les valeurs données au niveau de la mer sont les résultats des expériences, normalisées aux conditions de l’atmosphère US Standard. Les variations sont issues de différents modèles. Sur la valeur de Nagano est indiquée une barre d’erreur de 13.5 %. Cette valeur est de 3.7 photons par mètre pour les raies entre 300 et 400 nm [74].

la diffusion de Mie tend à décliner aux grandes longueurs d’onde, mais à un rythme beaucoup plus lent que la diffusion Rayleigh.

Absorption par la couche d’Ozone Ce processus modifie principalement le spectre des photons Čerenkov par une absorption due à l’ozone [78]. Ce gas est connu pour être principalement concentré dans la haute atmosphere. Les molécules d’ozone O_3 absorbent les photons UV et se dissocient en oxygène moléculaire et atomique (respectivement O_2 et O). Ce processus s’effectue entre 200 et 330 nm. Pour cette raison, les observations de la fluorescence atmosphérique sont limitées à la gamme supérieure à 300-330 nm [79].

2.5 Techniques de détection

2.5.1 Détection directe

Ballons stratosphériques les détecteurs de particules sont des objets massifs et pour le rayonnement cosmique, ils doivent être dimensionnés afin de pouvoir être suspendus à un ballon ou lancés dans l'espace et ceci limite la taille et donc l'acceptance de ces derniers. À basse et moyenne énergie ($E < 1$ PeV), le flux des particules est suffisamment important et ces petits détecteurs accumulent suffisamment de statistique pour effectuer des mesures des flux. L'avantage de ce type de détection, nommé détection directe, est de permettre la détection de la particule incidente et donc la mesure de toutes les observables qui servent à la caractérisation de cette particule. L'option ballon stratosphérique est l'option la plus simple et la moins coûteuse. Elle permet des vols de quelques dizaines de jours (jusqu'à 40 jours) qui peuvent être effectués chaque année. Actuellement, les vols sont effectués grâce à des ballons 'zéro-pression' qui sont des ballons à pression atmosphérique et gonflés à l'hélium développés par la NASA. Les vols s'effectuent à ~ 40 km d'altitude où le rayonnement cosmique traverse encore 3 à 5 $\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}$ de matière avant d'atteindre le détecteur. Avec la durée de vol qui limite la statistique accumulée, cette matière traversée constitue le principal inconvénient des vols ballons.

Satellites Ils permettent également une mesure directe du rayonnement cosmique, dans une gamme en énergie similaire à celle de ballons. Deux avantages par rapport aux ballons sont la durée de vol (et donc de l'acquisition des données) bien supérieure, et l'absence de bruit de fond atmosphérique. En revanche, le coût, tant financier que technique, est bien supérieur. Les équipements doivent en effet être capables de résister aux conditions spatiales pendant plusieurs années, ainsi qu'au décollage. D'autre part, les places sont chères sur les lanceurs. Enfin, les technologies utilisées doivent avoir fait leurs preuves, il n'est pas question d'expérimenter dans ces conditions.

2.5.2 Détection indirecte

Les détecteurs au sol le faible flux de *RCs* à très haute énergie nécessite des détecteurs de très grandes surfaces effectives qu'il est difficile de déployer ailleurs qu'au sol. Cependant, à ces énergies les *RCs* primaires n'atteignent pas le sol, ils interagissent avec l'atmosphère bien avant. Contrairement aux satellites et ballons stratosphériques, les détecteurs au sol sont donc sensibles aux *RCs* secondaires. Plusieurs techniques existent à l'instar :

- des matrices de cuves de scintillateurs Čerenkov comptant les particules secondaires ;
- des détecteurs à fluorescence utilisant l’atmosphère elle-même comme un gigantesque scintillateur ;
- des détecteurs à imagerie Černkov mesurant la lumière Čerenkov émise par les RCs secondaires dans l’atmosphère.

Ces techniques ont pour point commun d’occuper de larges surfaces au sol (plusieurs km^2) et d’opérer pendant plusieurs années pour obtenir une statistique suffisante [83].

La détection spatiale Cette technique est basée sur la détection de la lumière de fluorescence des gerbes dans l’atmosphère. Mais cette fois, l’observation est effectuée depuis l’espace avec un télescope placé en orbite. Comme le projet JEM-EUSO (Joint Experiment Missions for Extreme Universe Space Observatory). Un télescope devrait être placé sur la Station Spatiale Internationale (ISS) à 400 km d’altitude. La distance d’observation limite cependant l’efficacité de détection ainsi que le cycle utile qui est de l’ordre de 20% pour les nuits sans lune (même principe que les télescopes au sol) [84].

2.6 Méthodes expérimentales de détection

Pour des énergies plus importantes, la rareté des rayons cosmiques ($1 \text{ part} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{an}^{-1}$ à 10^{16} eV à $1 \text{ part} \cdot \text{km}^{-2} \cdot \text{siècle}^{-1}$ à 10^{20} eV) impose l’utilisation d’une technique indirecte, c’est-à-dire la détection et l’analyse de la gerbe atmosphérique. Il devient alors obligatoire d’observer une quantité d’atmosphère très importante. Pour cela, il existe deux types de techniques : les réseaux de surface et les télescopes à fluorescence.

2.6.1 Réseau de surface

Les particules de la gerbe sont mesurées par des détecteurs au sol déployés sur des surfaces importantes. Ces derniers mesurent le profil latéral de la gerbe au sol. Cette surface ainsi que le pas du réseau déterminent son seuil en énergie. Lorsqu’une gerbe est détectée par un réseau de surface, elle est échantillonnée dans les détecteurs. On trouve deux types de détecteurs : les scintillateurs et les cuves Čerenkov. Les scintillateurs sont généralement faits de plaques de plastique scintillant de quelques

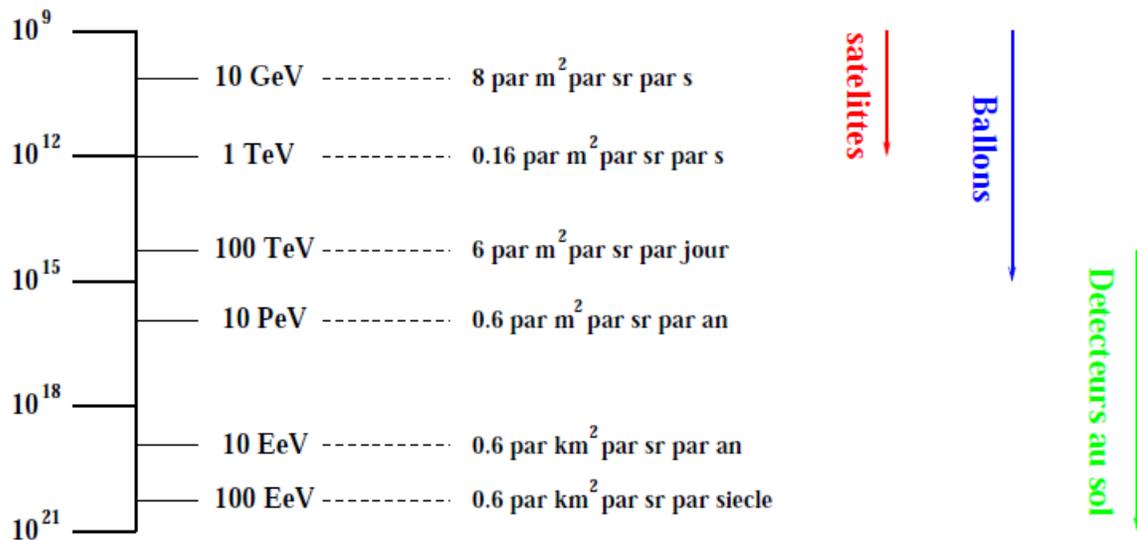


FIGURE 2.9 – Ordre de grandeur des intensités du rayonnement cosmique primaire (toutes particules chargées) à différentes énergies. Domaine respectif des différentes techniques de détection.



FIGURE 2.10 – Exemples des deux types de technique pour la détection des rayons cosmiques de haute énergie : le réseau de surface de KASCADE (à gauche) et les télescopes à fluorescence de HiRes (à droite) [85].

m^2 détectant les particules chargées de la gerbe. L'acceptance de ces détecteurs est limitée par leur forme et la détection de gerbes est limitée à $\theta > 45^\circ$. Les scintillateurs ont l'avantage d'être facilement déployés, contrairement aux cuves Cherenkov très lourdes, remplies d'eau pure. Mais ces dernières étant cylindriques, elles peuvent mesurer des gerbes plus inclinées que les scintillateurs. Ces détecteurs bénéficient d'un cycle utile de 100%. Les réseaux de surface permettent d'accéder à la direction d'arrivée du primaire par triangulation et permettent également d'accéder à son énergie. Ces deux quantités sont reconstruites en faisant l'hypothèse d'une symétrie axiale de la gerbe dans son plan transverse. Cette hypothèse est valide pour des gerbes peu inclinées ($\theta < 60^\circ$). Au-delà des corrections géométriques fines sont à prendre en compte. Les réseaux de surface ne donnent pas un accès direct au développement de la gerbe et par conséquent pas d'information directe sur la nature du primaire [56]. Le réseau de surface est utilisé sur de nombreuses expériences telle que KASCADE [85].

2.6.2 Télescopes à fluorescence

Lors du passage des particules chargées de la gerbe, les molécules de diazote de l'atmosphère sont excitées et émettent des photons de façon isotrope dans plusieurs bandes spectrales et notamment l'UV, entre 300 et 430 nm. Le nombre de photons émis est proportionnel à l'énergie déposée par les particules de la gerbe dans l'atmosphère. Lors des nuits sans nuages et sans lune, les télescopes à fluorescence peuvent observer ces photons jusqu'à 20 km de l'axe de la gerbe. Le principe de base de leur fonctionnement est le suivant : les photons de longueurs d'onde comprises entre 290 et 410 nm sont transmis vers le télescope à travers un diaphragme et sont collectés par un miroir sphérique qui les focalisent vers une caméra composée de photomultiplicateurs. Cette méthode possède des avantages certains par rapport aux détecteurs de particules :

- Elle fournit de l'information sur toute l'histoire de la gerbe, contrairement aux détecteurs de particules, qui n'échantillonnent que la fin du développement.
- Elle donne accès directement au nombre total de particules de la gerbe (mesure calorimétrique). Cela entraîne une connaissance directe de l'énergie de la gerbe et donc de l'énergie du primaire.

Cependant, cette méthode possède aussi des inconvénients :

- La fluorescence est très dépendante des conditions climatiques du lieu de l'expérience.

- L'atmosphère doit être stable et au minimum être caractérisée en permanence.
- Les télescopes doivent être placés loin des zones urbaines du fait de la pollution lumineuse. Il n'est opérationnel que lors des nuits dégagées et sans lune, ce qui réduit le cycle utile de mesure à environ 13% dans Auger contre environ 100% pour les détecteurs de particules.
- L'atmosphère n'est pas un scintillateur parfait et ne transmet pas de manière optimum la lumière de fluorescence. Il y aura donc de la perte d'information entre l'émission et la réception des photons de fluorescence [86].

2.6.3 Détection hybride

La détection hybride consiste à combiner les deux techniques d'observation exposées ci-dessus, qui sont alors complémentaires. Les détecteurs de surface permettent de déterminer le point d'impact au sol de la gerbe. Le détecteur de fluorescence permet lui de déterminer le plan de développement de la gerbe. Les informations temporelles enregistrées par les détecteurs au sol et de fluorescence permettent également de reconstruire indépendamment l'orientation. Un événement dit « hybride », c'est-à-dire enregistré par les deux types de détecteurs peuvent être géométriquement reconstruit avec une meilleure précision en combinant les informations Fig. 2.11 Les deux techniques sont également complémentaires pour la reconstruction énergétique. Puisque les détecteurs de surface échantillonnent la gerbe et sont dépendants du modèle hadronique utilisé pour la reconstruction. L'incertitude systématique sur l'énergie est plus élevée que pour les détecteurs de fluorescence qui donnent une mesure quasi calorimétrique. Une incertitude demeure toutefois sur l'énergie cachée emportée par les neutrinos ou les muons qui ne déposent pas toute leur énergie dans l'atmosphère, mais celle-ci peut être corrigée en déterminant cette part invisible grâce aux simulations. Cependant, le temps d'observation des détecteurs de fluorescence n'étant que de 10%, peu d'événements hybrides sont obtenus. L'idée est alors de réaliser une calibration croisée en énergie à partir des événements hybrides enregistrés. Une correction peut alors être appliquée aux événements enregistrés uniquement par les détecteurs de surface [87].

2.7 Quelques expériences

Le rythme actuel des détections implique l'attente de plusieurs dizaines d'années avant de voir se rétrécir suffisamment les barres d'erreur. Une nouvelle génération de

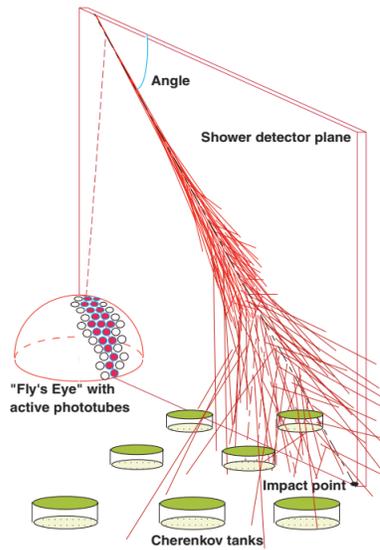


FIGURE 2.11 – Détection hybride [62].

détecteurs est donc nécessaire et qui a mené à des projets comme High Resolution Fly's Eye (HiRes), Telescope Array (TA), l'observatoire de Pierre Auger (PAO) et l'observatoire de JEM-EUSO.

High Resolution Fly's Eye

C'est un projet d'amélioration du détecteur de fluorescence Fly's Eye, augmentant à la fois le nombre d'yeux (acceptance) et la résolution [88]. L'installation de High Resolution Fly's Eye se compose d'une série de petits télescopes surveillant différentes régions du ciel, analogues aux facettes d'un œil 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 du 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 du cosmique. 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, qui atteint lui-même plus haut son maximum de développement qu'un photon [91].

Telescope Array

Le Telescope Array vise à installer un réseau de télescopes, sensibles aux lumières de fluorescence et Čerenkov [89]. Menée aux États-Unis depuis 2007, le Telescope Array (TA) est une expérience hybride analogue à l'observatoire Auger constituée de 3 télescopes de fluorescence ainsi que d'un réseau de 700 km² de scintillateurs.

L'observatoire Pierre Auger

L'observatoire Pierre Auger utilise d'une part la lumière de fluorescence et d'autre part la détection des particules au sol et sera présent dans chaque hémisphère [90]. La prise de données a démarré en 2004 et a été inauguré en 2008. C'est le plus grand détecteur de RCUHE du monde. Il est situé dans l'ouest de l'Argentine, à Malargüe dans la province de Mendoza. La carte de l'observatoire est présentée dans la figure 2.12, le réseau de surface (SD) couvre 3000 km² avec 1600 cuves Čerenkov Fig. 2.13. Ces dernières sont indiquées par les points rouges sur la carte. Des télescopes à fluorescence (FD) sont installés sur quatre sites principaux. Leur champ de vue respectif est indiquée en vert sur la carte. Ces quatre sites comptent chacun 6 télescopes. Cette partie de l'observatoire atteint une efficacité de 100% à 3 EeV. Rapidement après l'inauguration, entre 2009 et 2011, une extension basse énergie a vu le jour près du bâtiment FD Coihueco. Les instruments la composant permettent d'abaisser, dans cette zone, le seuil en énergie à 0,1 EeV afin d'accéder à la région de la cheville et d'étudier la possible transition d'une origine galactique à celle extragalactique des rayons cosmiques. Dans cette extension, se trouvent 3 télescopes à fluorescence haute-élévation : HEAT10, un réseau de cuves Čherokov présentant un pas réduit, appelé Infill, et les réseaux AMIGA11 et AERA. L'observatoire accueille des réseaux de radio détection des rayons cosmiques dans le domaine du MHz depuis le milieu des années 2000 [92].

Projet JEM-EUSO

Le prochain observatoire de rayons cosmiques d'ultra-haute énergie en projet est la mission JEM-EUSO qui devrait être installée sur la station spatiale internationale (Fig. 2.14). Son objectif est d'observer le développement des gerbes atmosphériques depuis l'espace, et ainsi de balayer une surface au sol 100 fois supérieure à la surface de collection de l'Observatoire Pierre Auger. Il est envisagé de basculer le télescope de son axe perpendiculaire au sol (mode "nadir") à un angle de quelques dizaines de degrés (mode "tilt") après quelques années. Ce mode "tilt" entraînerait une perte en résolution, mais permettrait d'augmenter encore la surface balayée au sol, et ainsi

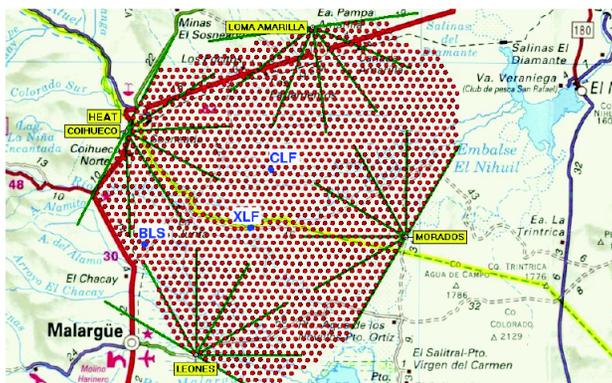


FIGURE 2.12 – Carte de l’observatoire Pierre Auger installé à Malargüe en Argentine. Les cuves Čerenkov composant le réseau de surface sont indiquées par les points rouges et couvrent 3000 km^2 . Les champs de vues des télescopes FD sont présentés en vert. Les lasers XLF et CLF servant à la calibration du FD sont indiqués en bleu, ainsi que le BLS (Balloon Launching Station). 3, 6 m de diamètre pour 1, 2 m de haut et est remplie de 12000 L d’eau purifiée.

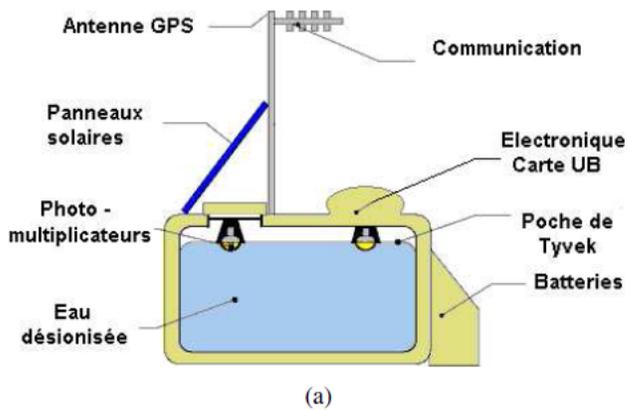


FIGURE 2.13 – (a) Schéma d’une cuve Auger avec ses principaux éléments. (b) Photo d’une cuve installée dans la Pampas Amarilla [93].

de collecter encore plus de rayons cosmiques d'ultra-haute énergie [2]. Ce nouvel instrument sera détaillé dans le prochain chapitre.

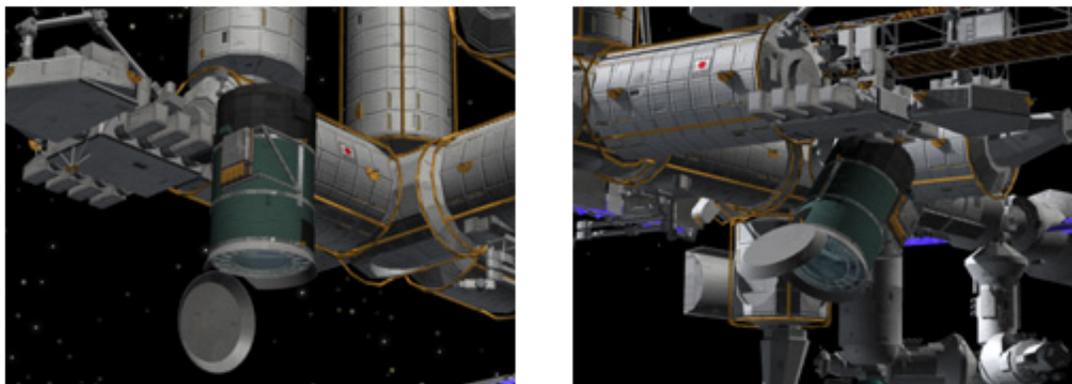


FIGURE 2.14 – Les deux modes de fonctionnement de JEM-EUSO : mode nadir (le télescope est vertical) et mode tilted (le télescope est incliné) [94].

Chapitre 3

L'expérience JEM-EUSO

Les rayons cosmiques d'ultra-haute énergie restent très peu connus, souffrant d'un manque de données. Les deux expériences principales, l'Observatoire Pierre Auger (PAO) et le Telescope Array (TA), bien qu'ayant produit de très nombreux résultats grâce à leur grande surface, offrent pour l'instant des résultats différents sur la nature des rayonnements aux énergies extrêmes : dans l'hémisphère nord, Telescope Array affirme mesurer un flux composé de protons tandis que dans le sud, l'observatoire Pierre Auger soutient observer un flux compatible avec une forte composante de noyau de fer. Cela est sûrement dû au fait que les détections sont encore peu nombreuses et qu'ils observent deux régions du ciel différentes, étant placés dans des hémisphères différents.

Par ailleurs, le fait que JEM-EUSO soit installé sur l'ISS donne l'avantage de pouvoir observer les deux hémisphères dans leur totalité. Les expériences futures sur les rayons cosmiques devront donc offrir une bien meilleure ouverture afin d'améliorer drastiquement le nombre de détection. Le graphique 3.1 montre l'exposition relative en fonction de la latitude de la carte stellaire des expériences PAO, TA et celle attendue de JEM-EUSO. On peut voir que l'ensemble des données de PAO et TA couvrent la carte stellaire. Cependant, leur exposition relative est différente et dépend de la latitude d'observation. JEM-EUSO a l'avantage de mesurer toutes les latitudes avec une exposition quasi identique.

JEM-EUSO sera le premier grand observatoire spatial de gerbes atmosphériques qui aura assez de statistiques pour étudier les rayons cosmiques de plus de 10^{20} eV. Il observera la lumière de fluorescence émise par la gerbe, ainsi que la lumière Čerenkov réfléchi par la surface du sol ou les nuages. Sa situation exceptionnelle à 430 km d'altitude sur l'ISS et son champ de vue très large ($\pm 30^\circ$) lui permettra de couvrir 190000 km^2 au sol, soit soixante fois plus que l'Observatoire Pierre Auger. Pendant

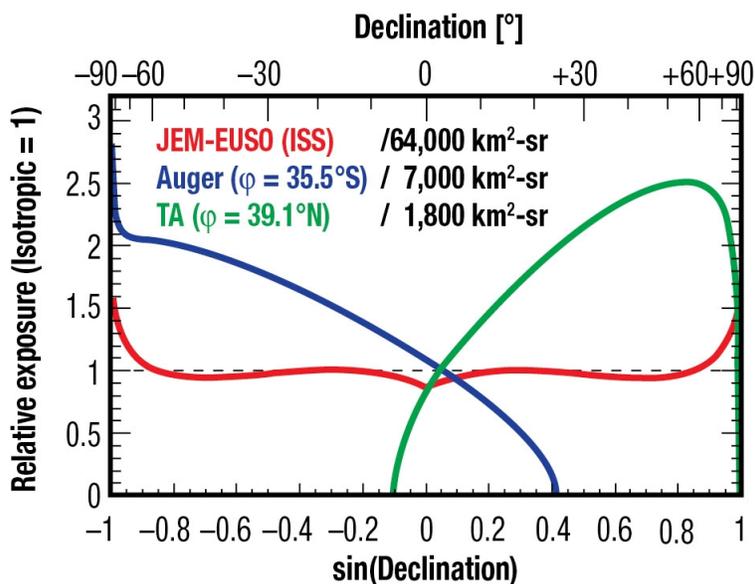


FIGURE 3.1 – Courbe d’exposition relative en fonction de l’altitude pour les expériences PAO, TA et JEM-EUSO.

la deuxième partie de sa mission, le télescope pourra être incliné afin d’augmenter encore le volume d’atmosphère observée.

Le projet JEM-EUSO est en phase A (Phase d’étude préliminaire d’une mission spatiale) et un premier rapport a été rendu fin 2010. JEM-EUSO est une mission de la JAXA, l’agence spatiale japonaise, destinée à être arrimée sur le module japonais « Kibo » de l’ISS. Cependant, en décembre 2013, la JAXA a déclaré ne plus pouvoir diriger la mission avec les coûts financiers que cela impose. Depuis, une proposition de mission avec l’agence spatiale russe Roscosmos est discutée sous le nom de K-EUSO. Le projet reprendrait en grande majorité les concepts développés pour JEM-EUSO mais en remplaçant le système optique de lentilles de Fresnel par un miroir segmenté, ce qui réduit fortement le champ de vue. Une proposition de mission est également en discussion avec la NASA.

3.1 L’Objectif

Les objectifs scientifiques principaux de JEM-EUSO sont ceux liés à l’étude directe des rayons cosmiques de ultra-haute énergie. On s’intéresse à déterminer l’énergie des particules, leur nature et explorer la possibilité de faire de l’astronomie avec :

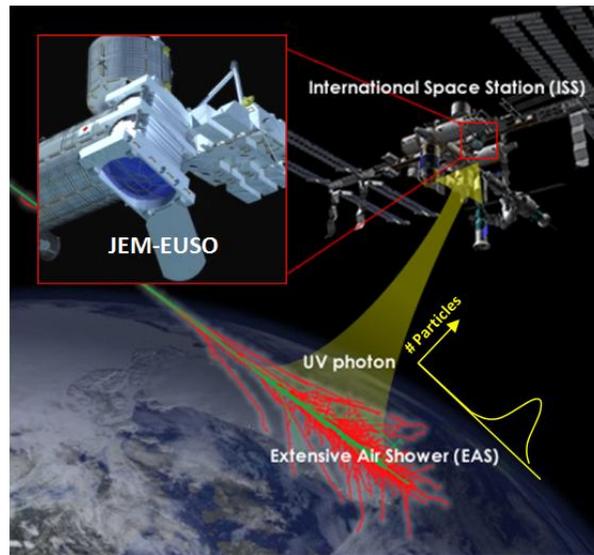


FIGURE 3.2 – Le Principe du télescope JEM-EUSO pour détecter des particules d’extrême haute énergie [94].

1. L’identification des sources de rayons cosmiques ultra-énergétiques par l’analyse à haute statistique de leurs directions d’arrivée. ;
2. L’étude des mécanismes d’accélération des particules dans l’Univers grâce à la mesure du spectre de sources individuelles (énergie et nature des particules reçues). ;
3. L’étude de l’énergie maximale des sources et de l’effet Greisen-Zatsepin-Kuzmin (GZK) individuel.

Le première but est donc d’optimiser la mission, pour la conduite d’investigation du physique et astrophysique dans l’intervalle d’énergie $E > 5 \times 10^{19}$ eV. Les objectifs d’exploration sont multiples [95] :

1. La détection des neutrinos d’énergie extrême (recherche de sources dans l’Univers profond, contraintes sur les sections efficaces...).
2. La détection des rayons gamma d’énergie extrême : photons primaires en provenance des sources et photons secondaires (produits par les RCUHEs). Cela permettra de contraindre des scénarios exotiques (décroissance de particules supermassives, défauts topologiques,...).

3. L'étude du champ magnétique galactique et extragalactique par analyse des déflexions des particules chargées.

3.2 Principe d'observation

Les télescopes de fluorescence ont été utilisés avec succès pour mesurer de grandes gerbes atmosphériques depuis l'expérience de Fly's Eye qui a prouvé son efficacité. Actuellement, les expériences HiRes, Auger, EUSO, OWL et Telescope Array utilisent ou prévoient d'utiliser la technologie de fluorescence pour étudier les rayons cosmiques avec une énergie supérieure à $10^{19} eV$. La détection est basée sur la mesure de la quantité de lumière de fluorescence produite dans l'air par l'excitation des molécules d'azote sous forme de particules (essentiellement des électrons et des positrons) le long de l'atmosphère.

Dans la mission de JEM-EUSO, l'observation d'UHECR est basée sur les mesures de fluorescence de la hauteur orbitale connue à peu près 430 km (Fig. 3.3). Les particules secondaires dans une gerbe UHECR sont relativistes et les particules chargées excitent les molécules d'azote pour émettre la lumière de fluorescence ultra violette UV. Ces particules sont si relativistes qu'ils émettent aussi la lumière de Čerenkov. Avec JEM-EUSO sur orbite, une EAS devrait être observé comme un point lumineux se déplaçant à la vitesse de la lumière [96].

La figure 3.4 présente les surfaces observées pour les modes nadir et incliné lors d'un survol du Japon. Ce mode incliné permet ainsi d'augmenter la statistique pour les événements aux énergies les plus importantes. Cependant, il augmente le seuil de détection en énergie puisque la distance entre les gerbes et JEM-EUSO augmente avec l'angle. Cette distance augmentant, l'angle solide de détection diminue ainsi que le nombre de photons collectés suite au développement d'une gerbe atmosphérique. L'effet est donc d'autant plus important que les particules primaires sont de faible énergie (et menant donc à une quantité de photons de fluorescence moindre). Ce mode incliné est donc destiné à augmenter la statistique des événements observables à haute énergie. Ce mode pourrait également être utilisé afin de compenser la perte de volume d'observation lors de périodes où la station se trouve à une faible altitude. Cependant, rester en mode nadir lors de périodes de faible altitude permet de diminuer le seuil en énergie de JEM-EUSO et de normaliser le spectre observé avec les observatoires au sol. Les études de l'impact de ce mode incliné devraient permettre de définir un angle pour lequel la statistique des événements à basse énergie n'est que peu affectée.

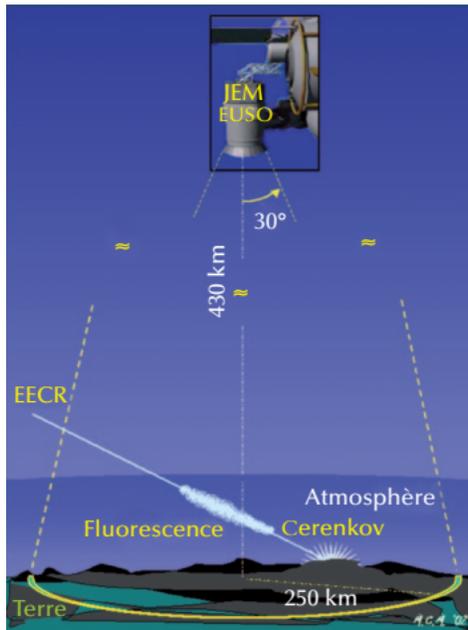


FIGURE 3.3 – Le projet JEM-EUSO vise à observer depuis l'espace le rayonnement de fluorescence émis lors du développement des gerbes atmosphériques.

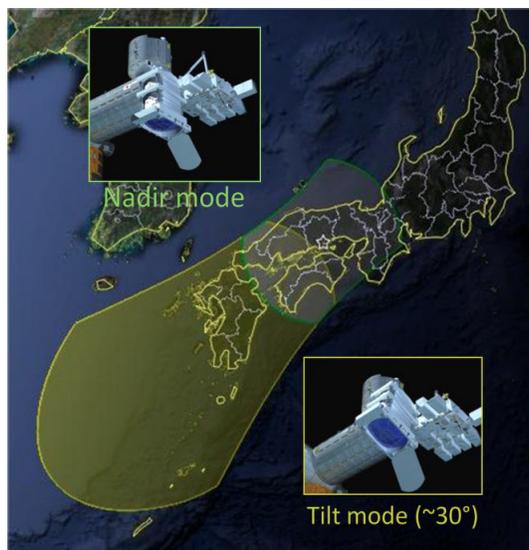


FIGURE 3.4 – Estimation de la surface qu'observerait JEM-EUSO en mode Nadir et mode Tilt à 30°.

3.3 L'instrument

Nous présentons 3 des principaux sous-systèmes de JEM-EUSO. Ces sous-systèmes sont l'optique, la surface focale et son électronique et le système de surveillance de l'atmosphère. Le design présenté ici correspond au rapport d'étude de phase-A, désigné comme le « Purple Book », établi en 2010. En Fig. 3.5 montre comment les différents composants seront assemblés, La table 3.1 résume les paramètres principaux de JEM-EUSO.

Field of View	$\pm 30^\circ$
Aperture Diameter	2.5m
Optical bandwidth	330-400 nm
Angular Resolution	0.1°
Pixel Size	4.5mm
Number of Pixels	$\sim 2.0 \times 10^5$
Pixel Size at the ground	750m
Duty Cycle	$\sim 20 - 25\%$
Observational Area	$1.9 \times 10^5 km^2$

TABLE 3.1 – Paramètres principaux du télescope JEM-EUSO. [96]

L'optique

JEM-EUSO utilise un système optique composé de très large lentilles de Fresnel afin de répondre aux contraintes scientifiques de la détection des RCUHEs depuis l'espace. Pour cela, l'instrument a besoin d'un très large champ de vue, d'une très haute sensibilité à la lumière et d'une modeste capacité d'imagerie. Les deux derniers critères ont déterminé la nature de la surface focale. Le choix s'est porté sur une matrice de PMTs (PhotoMultiplier Tubes) permettant à l'instrument d'obtenir une image et d'être sensible au moindre photon de lumière.

La technologie des PMTs utilisés vient du constructeur japonais Hamamatsu qui développe des photomultiplicateurs extrêmement sensibles et avec une réponse très rapide. Ils sont utilisés sous forme d'une matrice (le PDM) formant le détecteur, contraignant la taille du pixel à 2.9mm. Très loin de la miniaturisation des caméras CCD, ce type de détecteur demande une surface focale gigantesque afin d'obtenir un large champ de vue (60°) un télescope basé sur des miroirs a donc été très vite abandonné, la surface focale demandée étant trop grande pour ne pas masquer le

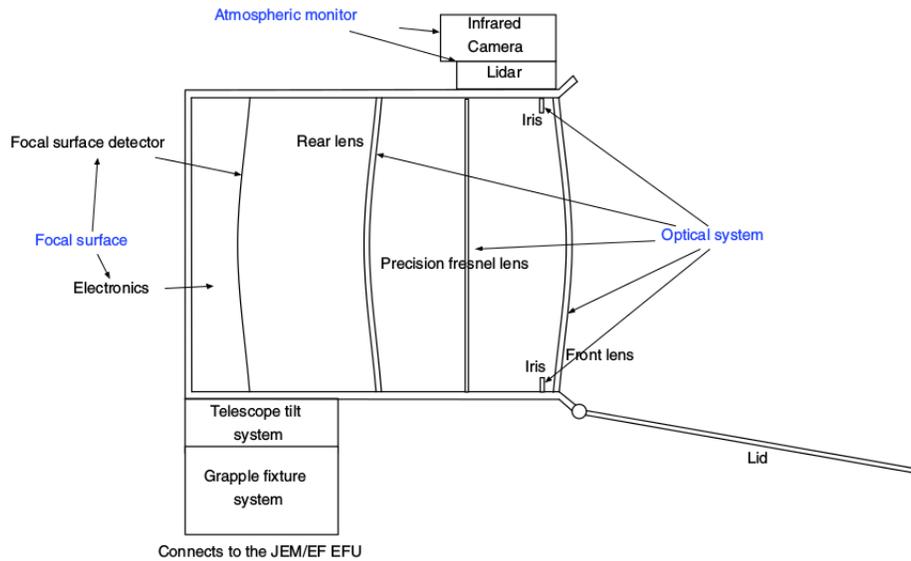


FIGURE 3.5 – Le système JEM-EUSO

miroir. La solution fut donc un système réfractif, avec des Lentilles de Fresnel. Ces dernières présentaient en plus l'avantage de réaliser un système réfractif de grande envergure avec un minimum de poids et volume, ce qui est fondamental pour un projet spatial.

L'optique de JEM-EUSO permet de collecter et de focaliser sur la surface focale les photons émis par la fluorescence de l'azote de l'air et par l'effet Cherenkov. avec 3 lentilles de Fresnel d'un diamètre de 2.5 m lui apporteront le large champ de vue nécessaire à la détection de ces événements extrêmement rares, avec une résolution angulaire de 0.07° sur la surface focale hautement pixelisée. l'optique doit pouvoir :

- observer le volume d'atmosphère le plus important afin de disposer de la statistique des événements rares la plus élevée possible ; pour cela, un large champ de vue de $\pm 30^\circ$ est adopté ;
- collecter une grande quantité de photons sur des temps très courts permettant de détailler le développement des gerbes atmosphériques ;
- une large ouverture de 2,3 m de diamètre, définie par le diaphragme, est utilisée ;
- produire des images détaillées afin de reconstruire la propagation d'une gerbe. Une PSF inférieure à la taille d'un pixel (2,88 mm) et une résolution angulaire

de $0,08^\circ$ sont nécessaires.

La surface focale

La surface focale (FS) de JEM-EUSO a une surface sphérique d'environ 2,3 m de diamètre avec un rayon de courbure d'environ 2,5 m, et elle est couverte d'environ 5 000 tubes photomultiplicateurs multi-anodes (modèle Hamamatsu R11265-M64), nommés MAPMTs (pour Multi-Anode Photo-Multiplier Tubes). son champ de vue ($\pm 30^\circ$) FOV et resolution angular de 0.07° . la surface focale dispose de $\sim 300\,000$ pixels, et est sensible dans la gamme UV de 290 à 430 nm correspondant à la gamme des longueurs d'ondes des photons de fluorescence. Le télescope dispose ainsi d'une résolution spatiale de l'ordre du demi-kilomètre pour une altitude d'observation de 400 km.

Le détecteur FS consiste en un assemblage de ~ 137 PDM « Photo Detector Module ». Chaque PDM est lui même formé par un assemblage de 3×3 « Elementary-Cell » (EC) constituées elle-mêmes par 2×2 MAPMTs. Par la suite, elle Ces MAPMTs disposent d'une grille de 8×8 anodes permettant de disposer d'un photo-détecteur à 64 pixels sur une surface active de $23 \times 23 \text{ mm}^2$ Fig.3.6. Le MAPMT a pour fonction de transformer les photons en photo-électrons et de multiplier ces derniers par un gain de 10^6 , environ, dans son mode de détection de photons individuels.

Les MAPMT sont regroupés par 4 pour former une unité appelée Elementary Cells (EC-Unit). Chaque cellule est alimentée en haute tension par un convertisseur Cockroft-Walton(CW) qui peut changer les valeurs de tension afin de gérer les gains des MAPMTs, selon les paramètres de mesure. Le filtre UV Sur la face détectrice de chaque MAPMT, un filtre BG3 est collé. Il permet de filtrer la lumière UV pour laisser passer principalement celle se trouvant dans la fenêtre de longueur d'onde souhaitée (290-430nm).

L'électronique

L'électronique, qui s'organise en deux niveaux. Le premier niveau est constitué d'ASICs, qui permettent la lecture des signaux et leur numérisation. Chaque ASIC est associée à un MAPMT et assure la discrimination des signaux analogiques issus des 64 canaux des MAPMTs avec une résolution de 10 ns. Puis elle assure le comptage des photo-électron Single photon Counting (SPC) et la numérisation des données par pixel et par GTU (Gate Time Unit), où $GTU = 2.5 \mu\text{s}$ (a chaque unité de temps, elle dénombre les photons détectés dans chaque pixel avec une résolution de 10 ns. A

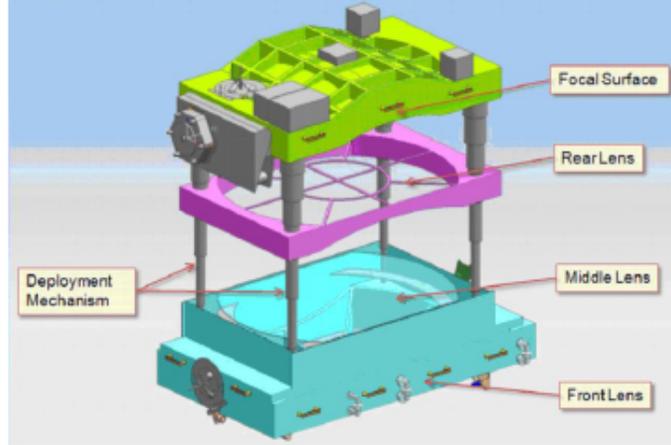


FIGURE 3.6 – Vue schématique de l'instrument JEM-EUSO avec ses 3 lentilles.

la sortie des ASIC le taux de données est correspond à ≈ 142 GB/s pour l'ensemble de PDMs de la surface focale.

Les signaux de chaque PDM sont ensuite récupérés par une carte, dénommée « PDM board », dont le rôle est de gérer le premier niveau de trigger ainsi que l'acquisition des données. Le PDM devant être un module permettant la construction d'une surface focale de n'importe quelle taille, les générateurs hautes tensions devant alimenter les MAPMTs sont directement intégrés à l'intérieur du PDM.

Le système de surveillance atmosphérique

Un système de contrôle de l'atmosphère -Atmospheric Monitoring System-(AMS) sera rajouté au télescope principal. Il comprendra une caméra infrarouge et un système (LIDAR Light Detection And Ranging) pour surveiller les conditions atmosphériques dans le champ de vue de JEM-EUSO et notamment pour mesurer l'altitude des nuages à 500m près. Il permet de surveiller les conditions atmosphérique. Les signaux UV de fluorescence et Cherenkov peuvent être atténués ou diffusés par l'atmosphère, faussant ainsi les mesures de l'énergie (reliée à l'intensité du signal de fluorescence) et de la nature de la particule primaire (obtenue par mesure du X_{max}). Ainsi, l'atténuation va principalement diminuer l'intensité lumineuse totale collectée par JEM-EUSO tandis que la diffusion va permettre la détection du signal Cherenkov diffusé qui sera alors confondu avec le signal de fluorescence. Son principe consiste à émettre un tir laser dans l'atmosphère et de détecter les photons rétro-diffusés avec un receveur à petit champs de vue. La distribution en temps des photons rétro-diffusés

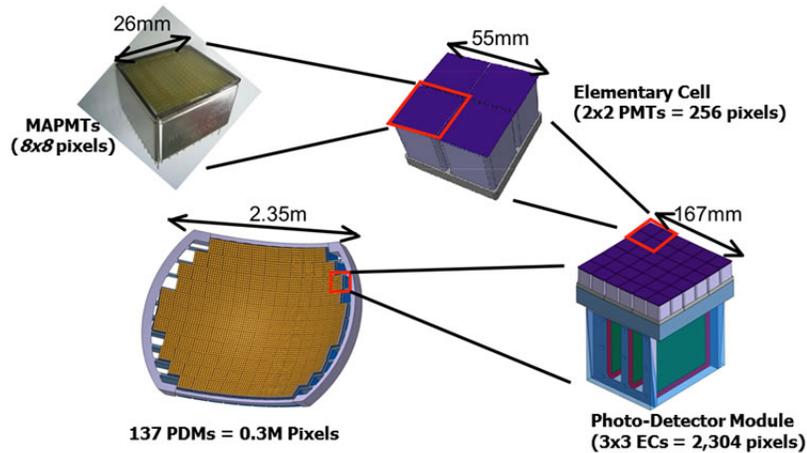


FIGURE 3.7 – Surface focale éclatée.

fournit des informations sur le profil des constituants atmosphériques. Son objectif premier est de mettre en évidence la présence de nuage et de couches d'aérosols.

Le type de LIDAR retenue est constitué d'un laser fonctionnant à 1064 nm en mode pulsé (fréq. 100 HZ). Il permet de détecter la présence de nuage de faible profondeur optique jusqu'à une valeur de 0.12, avec une précision en altitude à 150 m. Avec un temps d'intégration suffisant (5s), il permet aussi de déduire le profile de densité de l'atmosphère. lorsqu'une gerbe est détectée le laser est pointé dans sa direction et l'atmosphère et sondée dans la région où le cascade s'est développé.

L'AMS est composé d'une caméra infrarouge possédant le même champ de vue que JEM-EUSO ainsi que d'un LIDAR. La caméra infrarouge permet de mesurer la température du sommet de la couverture nuageuse et ainsi reconstruire leur altitude puisque la température peut être reliée à l'altitude. Après détection d'une gerbe, le LIDAR permet de mesurer, par tirs laser dans la direction de la gerbe, l'atténuation et la diffusion de l'atmosphère. La figure 3.8 présente le principe de surveillance de l'atmosphère suite au développement d'une gerbe atmosphérique dans le champ de vue de JEM-EUSO.

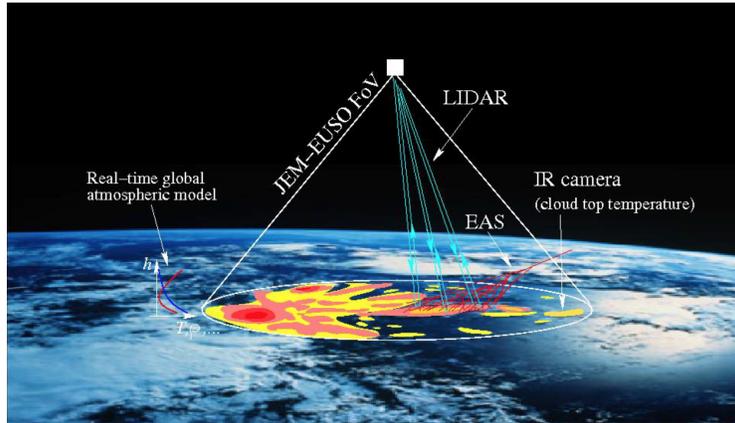


FIGURE 3.8 – Principe de surveillance de l’atmosphère grâce à la caméra infrarouge et au LIDAR de l’« Atmospheric Monitoring System ».

3.4 Simulation et analyse des données JEM-EUSO

La performance de tout télescope est définie principalement par trois paramètres : la puissance optique (rapport entre l’angle de champ de vue et l’aire effective), la transmittance optique et le temps de réponse du détecteur. Durant la phase A du projet, les premières estimations des performances de JEM-EUSO ont été obtenues avec des simulateurs rapides simplifiés qui sont ESAF et OffLine que nous présentons ci-dessous.

3.4.1 ESAF

ESAF signifie Euso Simulation and Analysis Framework. Il s’agit d’un framework logiciel développé pour l’observatoire JEM-EUSO. À terme, il offrira aux scientifiques un cadre cohérent pour l’ensemble du processus de simulation et d’analyse des données, de la simulation de l’interaction des particules primaires dans l’atmosphère au transport de la lumière vers la pupille du télescope, à la simulation de la réponse du détecteur et enfin à la reconstruction et à l’analyse physique [79].

ESAF est conçu pour que chacune des étapes ci-dessus puisse être exécutée individuellement et indépendamment des autres. Avec cette approche, il est possible d’exécuter le même code de reconstruction et d’analyse pour les données réelles et pour les données simulées. De plus, il est également possible de gérer des parties uniques de cette chaîne et de vérifier quantitativement les différences entre différentes configurations du détecteur ou différentes approximations des processus physiques impliqués.

ESAF est basé sur le paquet ROOT, développé au CERN pour des applications de physique des hautes énergies au LHC.

Le figure 3.9 montre la simulation réalisée avec ESAF du signal de fluorescence et Čerenkov pour un EAS avec une énergie primaire de 10^{20} eV et un angle zénithal de 60° .

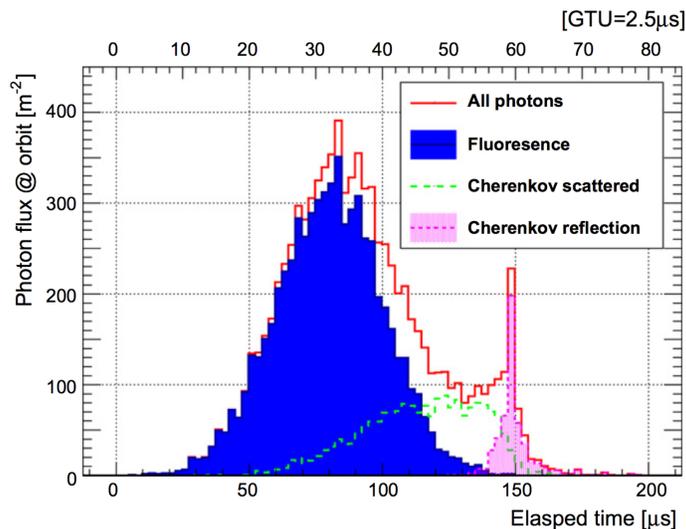


FIGURE 3.9 – Exemple d’une simulation réalisée avec ESAF d’une gerbe atmosphérique avec $E_{prim} = 10^{20}$ eV et un angle zénithal ($\theta = 60^\circ$) ($GTU = 2.5 \mu s$).

3.4.2 OffLine

Le logiciel OffLine comprend les derniers modèles qui traitent des rendements lumineux Čerenkov et de fluorescence, ainsi que des modèles atmosphériques et des interfaces avec de nombreux logiciels de simulation des gerbes atmosphériques [97]. OffLine fournit de nombreux utilitaires et commodités qui sont utilisés depuis plus de dix ans par une vaste collaboration menant à l’analyse de données réelles, en particulier les analyses de l’expérience Auger utilisant des mesures de fluorescence qui sont bien mures à ce stade.

Il est donc naturel de profiter des avantages potentiels du logiciel OffLine pour son utilisation dans l’expérience JEM-EUSO, en particulier les utilitaires et les algorithmes liés à la simulation de la fluorescence. Le logiciel OffLine a été utilisé pour l’analyse des données de la mission récente de repérage EUSO-Balloon, de même

que son utilisation pour la simulation du LIDAR et de la caméra infrarouge qui, ensemble, composent le système de surveillance atmosphérique de JEM-EUSO.

La figure 3.10 montre les résultats d'une simulation réalisée avec offLine d'une gerbe atmosphérique initiée par une particule primaire d'extrême énergie de 10^{20} eV avec un angle zénithal de 60° . La distribution des temps d'arrivée au détecteur JEM-EUSO des photons de fluorescence et Čerenkov a été calculée.

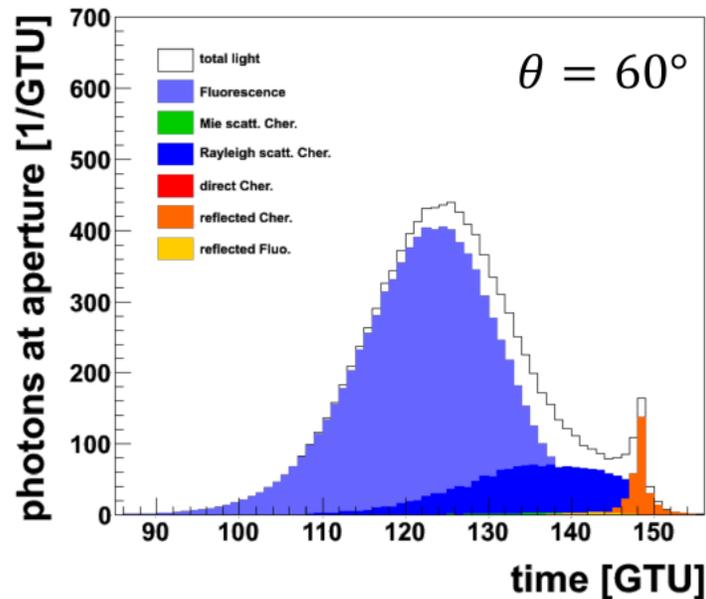


FIGURE 3.10 – Exemple d'une simulation réalisée avec OffLine d'une gerbe atmosphérique avec $E_{prim} = 10^{20}$ eV et un angle zénithal ($\theta = 60^\circ$) ($GTU = 2.5 \mu s$).

Chapitre 4

Calcul du signal de fluorescence

Le développement d'une gerbe dans l'atmosphère dépend des interactions hadroniques et électromagnétiques des particules avec l'air, de leurs sections efficaces d'interaction, de la production de particules secondaires, de la désintégration de particules instables et du transport dans l'atmosphère, y compris l'énergie déposée, etc. Si toutes les propriétés de ces réactions étaient connues à toutes les énergies, en principe les propriétés d'une gerbe pourraient être prédites correctement par une simulation numérique. Les méthodes Monte-Carlo (MC) sont utilisées pour modéliser les réactions qui peuvent avoir divers résultats, suivant une distribution de probabilité connue. Les simulations MC mènent naturellement à des fluctuations dans les simulations, telles qu'elles sont observées dans les données expérimentales, produisant ainsi un modèle très réaliste des gerbes atmosphériques. Basé sur les méthodes Monte-Carlo, CORSIKA (Cosmic Ray Simulations for Kascade) est l'un des programmes les plus utilisés dans le monde [98]. La Fig. 4.1 illustre la procédure générale d'analyse des observations des grandes gerbes atmosphériques EAS par la simulation Monte-Carlo est illustrée [59].

4.1 CORSIKA

CORSIKA [99] (**CO**smic **R**ay **SI**mulations for **KA**scade) est un programme de simulation détaillée des gerbes atmosphériques générées par des particules de rayons cosmiques à haute énergie. Les protons, les noyaux légers jusqu'au fer, les photons et bien d'autres particules peuvent être traités comme des particule primaires. Les particules sont suivies dans l'atmosphère jusqu'à ce qu'elles subissent des réactions avec les noyaux de l'air ou se désintègrent dans le cas de particules instables. Les interactions hadroniques à haute énergie peuvent être décrites alternativement par

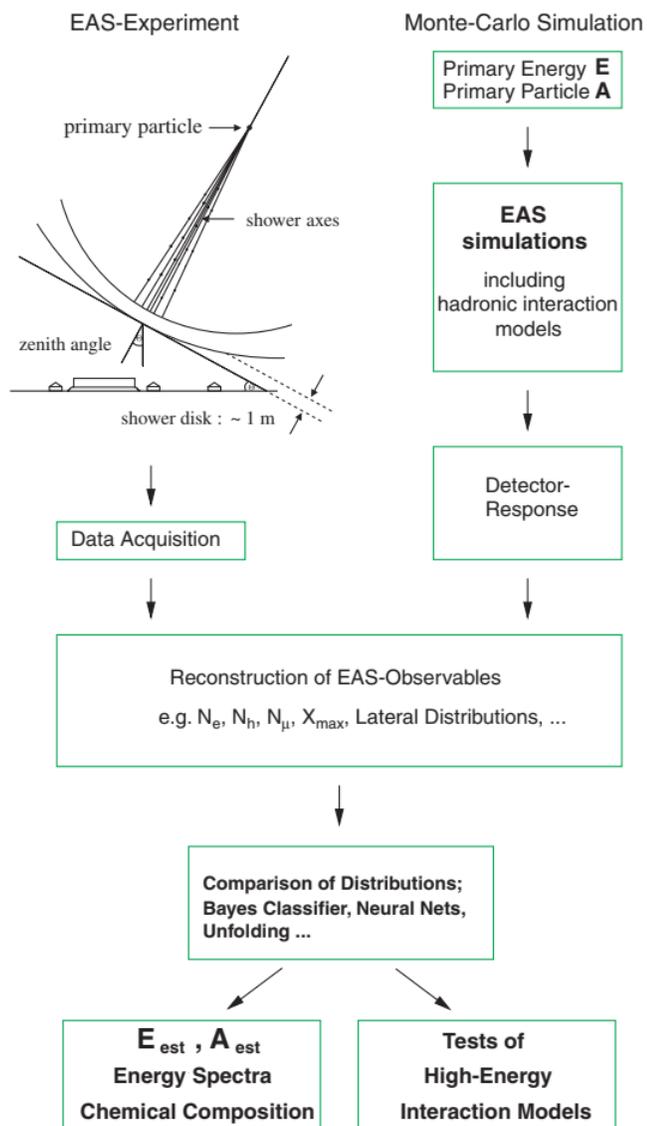


Figure 21. General scheme of the analysis of EAS observations.

FIGURE 4.1 – Vue schématique de l'analyse des observations des EAS.

plusieurs modèles : les modèles VENUS, QGSJET et DPMJET sont basés sur la théorie de Gribov-Regge, tandis que SIBYLL est un modèle à minijet. Le modèle neXus s'étend bien au-delà d'une simple combinaison de routines QGSJET et VENUS. Le modèle EPOS le plus récent est basé sur le modèle neXus mais avec d'importantes améliorations concernant les interactions dures et les effets nucléaires et à haute densité. HDPM s'inspire des résultats du modèle Dual Parton et tente de reproduire les distributions cinématiques pertinentes mesurées au niveau des collisionneurs.

Les interactions hadroniques aux basses énergies sont décrites soit par les routines d'interaction GHEISHA, par un lien vers FLUKA, ou par le modèle microscopique UrQMD. Dans les désintégrations de particules, toutes les branches de désintégration jusqu'à un niveau de 1% sont prises en compte. Pour les interactions électromagnétiques, une version adaptée du programme EGS4 ou les formules analytiques NKG peuvent être utilisées. Des options pour la génération de radiations Čerenkov et de neutrinos existent. L'émission radio des gerbes atmosphériques peut être traitée par un lien avec le code CoREAS (Corsika-based Radio Emission from Air Showers) de Corsika. CORSIKA peut être utilisé jusqu'à 100 EeV et même au-delà de ces énergies extrêmes [100].

L'output standard de CORSIKA contient des informations détaillées sur chaque particule arrivant à un niveau d'observation défini tels que la position, le temps d'arrivée des particules, le type, l'énergie et la direction ainsi que d'autres paramètres importants pour la simulation.

4.1.1 Les Modèles d'interaction hadronique

Les modèles d'interaction hadronique présents dans CORSIKA sont multiples et leur utilisation dépend de l'énergie. Nous avons utilisé dans ce travail différents modèles d'interactions hadroniques basses et hautes énergies disponibles dans le programme CORSIKA [99]. Si l'énergie est suffisamment grande, au-delà de 80 GeV, l'interaction est traitée au choix par les modèles :

QGSJETII-04 (Quark Gluon String model with **JETs**) [103] est considéré comme le modèle le plus utilisé dans le domaine des rayons cosmiques. C'est une extension du modèle QGS qui décrit les interactions hadroniques sur la base de Pomerons super-critiques. De plus, QGSJET inclut des mini-jets pour décrire les interactions dures qui sont importantes aux énergies les plus élevées. La version la plus courante est QGSJET-II-04, incluant la boucle de Poméron et l'adaptation de la section efficace aux données du LHC.

EPOS (**E**nergy conserving quantum mechanical multi-scattering approach, based on **P**artons, **O**ff-shell remnants and **S**plitting parton ladders) [104] C'est une approche sophistiquée de la diffusion multiple basée sur les partons et les Pomérons (échelles de partons), avec une emphase particulière sur les densités élevées de partons. Ce dernier aspect, particulièrement important dans les collisions proton-noyau ou noyau-noyau, est pris en charge via un traitement efficace des interactions Poméron-Poméron, appelé fractionnement à l'échelle du parton. De plus, des effets collectifs sont introduits après la séparation du noyau central à haute densité de la couronne périphérique. EPOS est le successeur du modèle NEXUS.

SYBILL [105] C'est un programme développé pour simuler les interactions hadroniques à des énergies extrêmement élevées sur la base du modèle de mini-jet QCD. Il a été principalement conçu pour être utilisé dans les simulations des grandes gerbes atmosphériques (EAS). En plus des caractéristiques générales de la QCD telles que le confinement des quarks, les interactions multiples et la production de jets, des caractéristiques particulières pertinentes pour le développement des grandes gerbes atmosphériques, telles que la dissociation par diffraction et le flux de particules en aval, sont mises en œuvre avec plus de détails. La dernière version 2.3 de SIBYLL produit en interne des particules charmées. De plus, les baryons et anti-baryons étranges sont acceptés comme projectiles.

Pour les plus basses énergies, en dessous de 80 GeV, l'interaction hadronique est traitée au choix par :

GHEISHA [106] (Gamma Hadron Electron Interaction SHower code) Ce modèle 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 [107] (Ultra-relativistic Quantum Molecular Dynamics) Ce modèle simule spécialement les interactions à faible énergie Hadron-noyau et noyau-noyau. C'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.

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.

4.2 Échantillonnage statistique

Le nombre de particules secondaires produites dans une gerbe atmosphérique augmente considérablement lorsque l'énergie de la particule primaire augmente. Pour des primaires d'ultra haute énergie, ce nombre peut être tellement important qu'il devient impossible de propager et de suivre toutes les particules secondaires, même si les ordinateurs les plus puissants actuellement disponibles sont utilisés. Le nombre total de particules dans une grande gerbes atmosphérique initiée par un proton primaire de 10^{20} eV est approximativement égal et des fois supérieur à 10^{11} . Par conséquent, il devient presque impossible de suivre toutes les particules et de stocker toutes les données nécessaires pour une telle quantité de particules. Les simulations sont rendues possibles grâce à un formalisme d'échantillonnage statistique qui permet de suivre une fraction représentative du nombre total de particules.

4.2.1 Le thinning énergétique

Le formalisme d'échantillonnage statistique, appelé « thinning », a été originalement introduit par Hillas [108], pour suivre une petite fraction représentative du nombre total de particules. Des poids statistiques sont attribués aux particules échantillonnées (suivies) afin de compenser les particules rejetées (non suivies). Le but de cet échantillonnage statistique est d'éviter de suivre chacune des très nombreuses particules secondaires de faible énergie. Toutes les particules dont l'énergie E est supérieur ou égale à une certaine énergie seuil E_{th} seront suivies en détail. Mais à des énergies inférieures à cette énergie seuil, seulement une fraction représentative sera suivie et enregistrée, fraction qui diminue progressivement en fonction de l'énergie. On définit alors un niveau de thinning $\ell_{th} = E_{th}/E$ qui prend les valeurs 10^{-4} , 10^{-5} , etc.

La gerbe atmosphérique est initiée par une particule cosmique primaire ayant un poids de 1. Cette particule interagit dans l'atmosphère en produisant de nouvelles particules. Les particules nouvellement produites sont sélectionnées pour un suivi

ultérieur uniquement avec une certaine probabilité p_i , appelée facteur d'acceptation. Des poids statistiques $w_i = 1/p_i$ sont attribués aux particules suivies pour tenir compte des particules non suivies.

Considérons l'interaction d'une particule incidente d'énergie E_A , qui produit n particules secondaires d'énergie E_{B_i} , et soit E_{th} l'énergie seuil fixée par l'utilisateur que l'on appellera énergie seuil d'échantillonnage (thinning energy). Le formalisme de sélection (thinning) se produit lorsque $E_{part} < E_{th}$. Deux cas peuvent se présenter :

1. Si $E_A \geq E_{th}$, chaque particule produite dans le vertex se voit attribuer une probabilité de sélection p_i telle que :

$$p_i = \begin{cases} 1 & \text{si } E_{B_i} \geq E_{th} \\ \frac{E_{B_i}}{\sum_{j=1}^n E_{B_j}} & \text{si } E_{B_i} < E_{th} \end{cases} \quad (4.1)$$

Toutes les particules secondaires d'énergie $E_{B_i} \geq E_{th}$ seront suivies. Concernant les particules secondaires d'énergie $E_{B_i} < E_{th}$, une seule d'entre elles sera suivie. Le poids statistique de la particule sélectionnée sera $w_i = 1/p_i$.

2. Si $E_A < E_{th}$, la particule provient nécessairement d'une précédente opération de sélection. Seule une particule secondaire est conservée sur les n produites, avec une probabilité :

$$p_i = \frac{E_{B_i}}{\sum_{j=1}^n E_{B_j}} \quad (4.2)$$

On attribue un poids statistique $w_i = w'_i/p_i$ à la particule suivie, w'_i étant le poids de la particule qui a interagi.

Ce formalisme est très pratique pour simuler les propriétés des gerbes atmosphériques dans des temps raisonnables. En effet, il diminue le nombre de particules suivies d'un facteur 10^3 à 10^6 . Cependant, il est la source de fluctuations systématiques importantes, en particulier à grande distance de l'axe de la gerbe. Ces fluctuations peuvent être réduites en introduisant une limite w_{max} au poids statistique que nous présentons dans la section 4.2.2.

4.2.2 Limitation du poids statistique

Dans le but de réduire les fluctuations statistiques indésirables des densités de particules, une autre procédure complémentaire au thinning énergétique utilise une limitation aux poids statistiques w_{max} [109]. Les particules émergeant d'une interaction avec un poids statistique qui dépasserait la limite spécifiée par l'utilisateur seront exclues, ainsi que leurs particules secondaires, de la procédure du thinning. La limite $w_{max} \rightarrow \infty$ correspond à l'algorithme standard de Hillas. Tandis que $w_{max} \rightarrow 0$ désactive complètement l'échantillonnage statistique.

L'utilisation d'une limitation aux poids différentes pour les particules électromagnétiques et les particules hadroniques (y compris les particules muoniques) permet une réduction drastique du temps de calcul en fonction de l'intérêt de l'utilisateur, axé par exemple sur une distribution latérale précise des muons au dépend d'une fluctuations plus importantes de la partie électromagnétiques. Dans ce travail, nous avons choisit des poids statistiques 100 fois plus grands pour les particules électromagnétiques comparés aux les particules hadroniques et muoniques tels que :

$$w_{max}^{hadr} = 10^{-2} \times w_{max}^{elec} \quad (4.3)$$

Mais, imposer une limite du poids statistique w_{max} , tout en maintenant le thinning sur l'énergie, augmente à nouveau le temps de calcul et le nombre de particules suivies. Cependant, le thinning sur l'énergie et la limitation du poids statistique peuvent être optimisées de sorte que les fluctuations d'échantillonnage deviennent minimales pour un temps de calcul donné. Le choix optimal dans la plupart des cas est le suivant : $w_{max} = E_{prim}(\text{GeV}) \times \varepsilon_{th}$ [109]. L'exemple d'une gerbe atmosphérique initiée par un proton de 10^{19} eV, illustré par la Fig. 4.2, montre que les fluctuations artificielles pour $\varepsilon_{th} = 10^{-7}$ sans limitation du poids statistique sont environ 25% plus grandes que celles produites par $\varepsilon_{th} = 10^{-5}$ avec une limitation optimale du poids statistique. De plus, le temps de calcul pour ce dernier cas est réduit d'un facteur 4.

4.3 Équations de Cascade avec CONEX

Dans CONEX [110], le traitement MC de la cascade de particules au-dessus d'un seuil énergétique est réalisé de manière standard et ne diffère pas de manière significative de la mise en œuvre réalisée par CORSIKA [99]. D'autre part, la description numérique des sous-cascades à basse énergie est basée sur la solution de l'équation de cascade hadronique utilisant un algorithme mis à jour de Bossard et al. [112], et

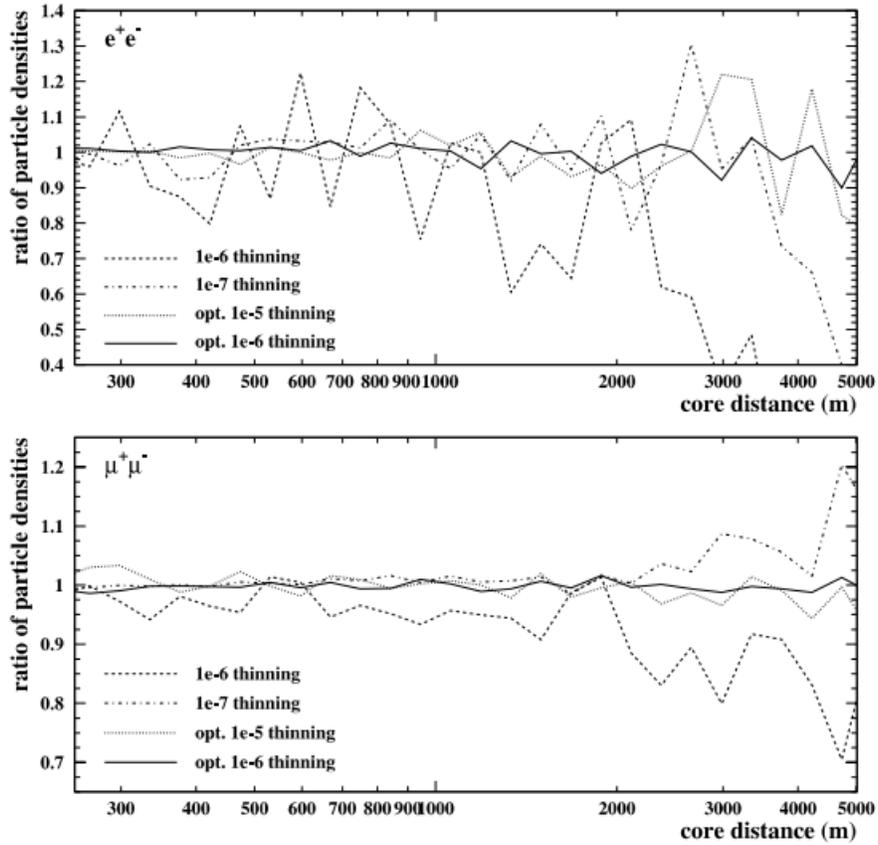


FIGURE 4.2 – Effet du thinning énergétique sur les fluctuations de la distribution latérale de e^+e^- et $\mu^+\mu^-$. Huit gerbes atmosphériques, initiées par des protons d'incidence verticale de 10^{19} eV, ont été moyennées pour chaque niveau de thinning et divisées par une distribution latérale de référence. Les résultats sont illustrés pour $\varepsilon_{th} = 10^{-6}$ et 10^{-7} sans limitation du poids statistique, et pour $\varepsilon_{th} = 10^{-5}$ et 10^{-6} avec une limitation optimale du poids [100].

une procédure mise au point pour la résolution des équations de cascade électromagnétiques. Les algorithmes correspondants sont caractérisés par une efficacité élevée et une bonne précision. De plus, en prenant en compte la production de neutrinos et des particules plus généralement considérées, CONEX peut également être utilisé pour le calcul du profil longitudinal du dépôt d'énergie par ionisation.

Dans le couplage CONEX-CORSIKA qui ressemble à la procédure du code SENECA, le développement de la gerbe atmosphérique commence par un traitement Monte Carlo de la particule primaire et des particules secondaires tant que leur énergie E dépasse la valeur présélectionnée E_{thr} . Les particules secondaires dont l'énergie $E < E_{thr}$ sont intégrés dans des tableaux « énergie-profondeur atmosphérique » qui définissent les « conditions initiales » de l'équation de la cascade (EC). À partir de ces conditions initiales, l'évolution ultérieure de la gerbe est calculée en résolvant l'EC jusqu'à l'énergie E_{low} qui marque la fin du traitement analytique.

Les paramètres nécessaires pour résoudre ces EC sont transmis à partir de plusieurs ensembles de paramètres qui sont sélectionnés par un fichier de contrôle. Ce dernier est fonction du modèle d'interaction hadronique sélectionné. La solution de l'EC peut être échantillonnée en particules individuelles qui sont enregistrées sur le fichier des particules de CORSIKA pour les hadrons et muons, respectivement sur le code CORSIKA-EGS4 pour les particules électromagnétiques.

A ce stade, chaque particule avec $E < E_{low}$ se voit attribuer un poids statistique. Ce poids est utilisé dans l'option THIN pour traiter la majeure partie des particules de faible énergie par la méthode standard Monte Carlo (avec thinning) jusqu'à ce que ces particules atteignent le niveau d'observation. Pour un niveau de précision équivalent, on peut s'attendre à un gain en temps de calcul d'au moins un facteur 5 en utilisant les méthodes CONEX au lieu des méthodes Monte Carlo standard (y compris le thinning optimisé). L'option CONEX n'est disponible que pour les modèles d'interaction hadronique à haute énergie EPOS, QGSJET, QGSII ou SIBYLL 2.3c en combinaison avec tous les modèles d'interaction à faible énergie.

Dans toutes les étapes de ce travail, nous avons utilisé les réglages par défaut du couplage CORSIKA-CONEX, que ce soit pour les énergies seuils du traitement des EC par CONEX ou du passage de la simulation de CONEX à CORSIKA.

4.4 Les résultats

Dans CORSIKA, il y a plusieurs modèles d'interaction hadroniques à basse et à haute énergie. Dans un premier temps, nous avons étudié l'influence des modèles d'interaction hadronique à basse énergie GHEISHA et UrQMD sur le développement longitudinale de la gerbe, puis celle des modèles d'interaction hadronique à

haute énergie QGSJETII-04, EPOS et SYBILL. Dans un second temps, nous avons testé et validé notre méthode de calcul en la comparant avec des données expérimentales récentes, en particulier la profondeur atmosphériques X_{max} et le développement longitudinale de l'énergie déposée dans l'atmosphère E_{dep} . Enfin, nous avons calculé le signal de fluorescence enregistré par un détecteur idéal embarqué à bord de l'ISS lorsqu'une particule primaire d'énergie extrême 10^{20} eV pénètre dans l'atmosphère terrestre. Nous avons utilisé la version 76400 de CORSIKA et tous les fichiers qui lui appartiennent.

4.4.1 La géométrie

La géométrie de l'axe de la gerbe est représenté sur la figure 4.3 dans le cadre de l'approximation d'une atmosphère supposée plane. La particule primaire entre dans l'atmosphère US-standard 1976 paramétrisé par J. Linsley [113] avec un angle zénithal θ . À mesure que la profondeur atmosphérique augmente, *i.e.* que l'altitude décroît, les résultats de la simulation sont enregistrées pour chaque couche atmosphérique de 20 g/cm^2 . Le télescope est placé à 400 km d'altitude à bord de l'ISS, au nadir du point d'impact de l'axe de la gerbe avec le sol.

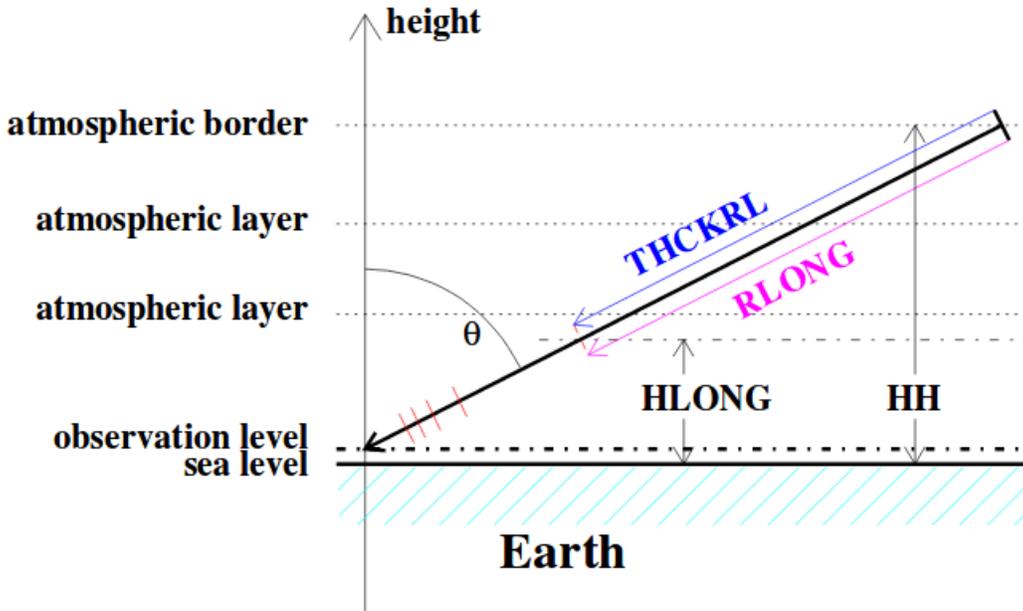


FIGURE 4.3 – Géométrie de la gerbe pour une atmosphère supposée plane.

4.4.2 L'influence des modèles d'interaction hadronique

Dans le but de choisir les modèles d'interaction hadronique hautes et basses énergies, nous avons étudiés leurs influences sur la distribution longitudinale des gerbes atmosphériques. Pour cela, nous avons calculé le nombre de particules chargées N_{ch} et l'énergie déposée E_{dep} en fonction de la profondeur atmosphérique pour une gerbe initiée par des protons et des noyaux de fer primaires avec une énergie $E = 10^{19}$ eV et un angle zénithal de $\theta = 60^\circ$. La combinaison CORSIKA-CONEX a été utilisée avec un niveau de thinning fixé à 10^{-4} et une optimisation sur w_{max} .

La comparaison des résultats est illustré par la Fig. 4.4 et la Fig. 4.5. Il apparaît que les résultats obtenus ne diffèrent pas de manière significative et montrent une différence inférieure à 5% entre les modèles d'interaction hadronique GHEISHA et UrQMD, aussi bien pour le proton que pour le fer. De plus, les calculs sont plus rapide pour GHEISHA comparé au modèle microscopique UrQMD. Par conséquent, nous avons choisi le modèle GHEISHA pour traiter l'interaction hadronique à basse énergie dans tout le travail qui suit.

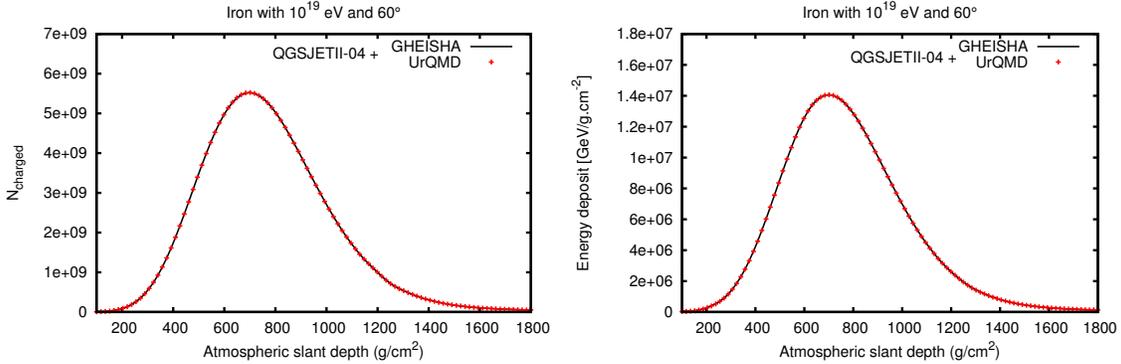


FIGURE 4.4 – Nombre de particules chargées (à gauche) et l'énergie déposée (à droite) dans l'air donné par QGSJETII-04 alternativement combiné avec les modèles d'interaction hadronique basse énergie GHEISHA et UrQMD, pour un fer primaire entrant avec $E = 10^{19}$ eV et $\theta = 60^\circ$.

Pour le modèle d'interaction hadronique à haute énergie, nous avons comparé les résultats obtenus à l'aide de trois modèles, à savoir QGSJETII-04, EPOS et SYBILL. Le traitement de l'interaction hadronique à basse énergie est traité par le modèle GHEISHA. Les résultats de la simulation sont présentés dans la Fig. 4.6 pour un fer primaire et la Fig. 4.7 pour un proton primaire.

Nous avons remarqué un bon accord entre les modèles QGSJETII-04 et EPOS où

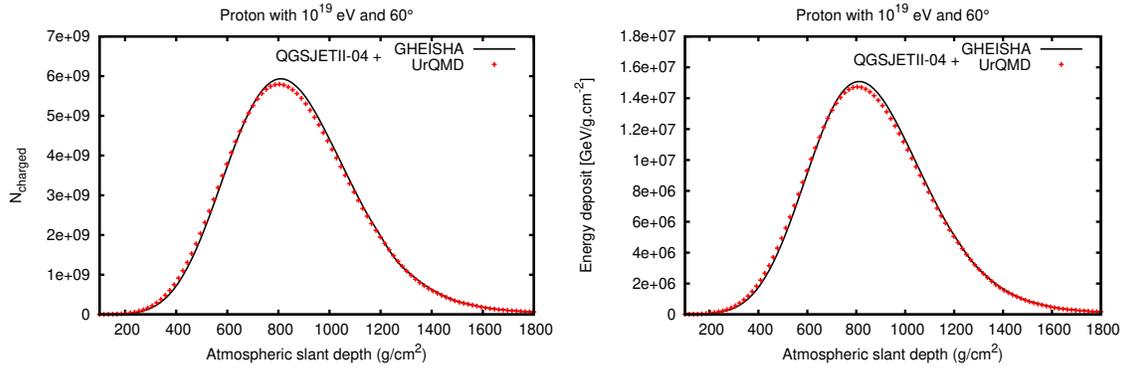


FIGURE 4.5 – Nombre de particules chargées (à gauche) et l'énergie déposée (à droite) dans l'air donné par QGSJETII-04 alternativement combiné avec les modèles d'interaction hadronique basse énergie GHEISHA et UrQMD, pour un proton primaire entrant avec $E = 10^{19}$ eV et $\theta = 60^\circ$.

la différence reste inférieure à 10% pour le calcul du nombre de particules chargées et de l'énergie déposée dans l'air en fonction de la profondeur atmosphérique. Par contre QGSJETII-04 et SIBYLL présentent des différences qui peuvent atteindre 20% à certaines profondeurs atmosphériques. Concernant le temps de calcul, EPOS est plus gourmand en ressources informatiques comparé à QGSJETII-04. Pour ces raisons, nous avons opté pour QGSJETII-04 comme modèle d'interaction hadronique à haute énergie. Il est de plus le modèle le plus utilisé dans le domaine des RCUHE.

4.4.3 Validation de notre méthode

Après avoir sélectionné les modèles d'interaction hadronique QGSJETII-04 et GHEISHA, nous avons voulu valider notre démarche. Par conséquent, nous avons comparé nos résultats à des mesures expérimentales obtenues par le réseau de 1500 m de l'expérience Pierre Auger.

- Nous avons calculé la distribution moyenne de l'énergie déposée par les particules secondaires dans l'atmosphère dans le même état que celles de PAO [114]. 500 événements ont été simulés pour différentes particules primaires, à savoir un proton, un fer et un photon avec une énergie $E = 3 \times 10^{19}$ eV et un angle zénithal $\theta = 60^\circ$. Cette comparaison est illustrée dans la Fig. 4.8.
- Nous avons également calculé la profondeur de développement maximum X_{max} pour un proton et fer primaires entrant dans l'atmosphère avec différentes

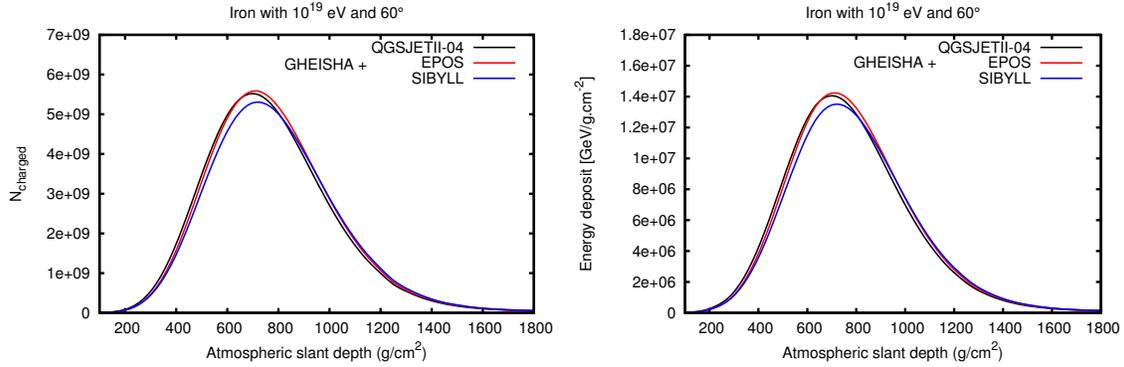


FIGURE 4.6 – Nombre de particules chargées (à gauche) et l'énergie déposée (à droite) donnés par GHEISHA alternativement combiné avec des modèles d'interaction hadronique à haute énergie QGSJETII-04, EPOS et SIBYLL, pour un fer primaire entrant avec $E = 10^{19}$ eV et $\theta = 60^\circ$.

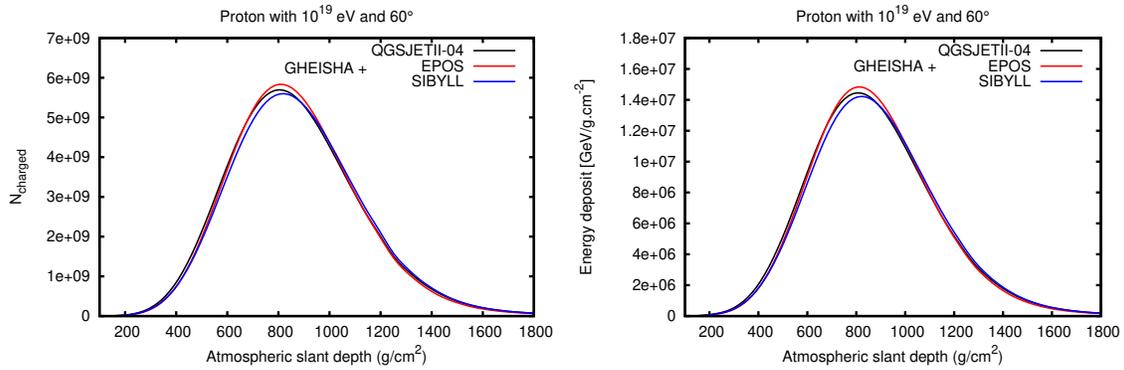


FIGURE 4.7 – Nombre de particules chargées (à gauche) et l'énergie déposée (à droite) donnés par GHEISHA alternativement combiné avec des modèles d'interaction hadronique à haute énergie QGSJETII-04, EPOS et SIBYLL, pour un fer primaire entrant avec $E = 10^{19}$ eV et $\theta = 60^\circ$.

énergies extrêmes. Nous avons comparé nos résultats à ceux mesurés par PAO [115]. Cette comparaison est illustrée dans Fig 4.8.

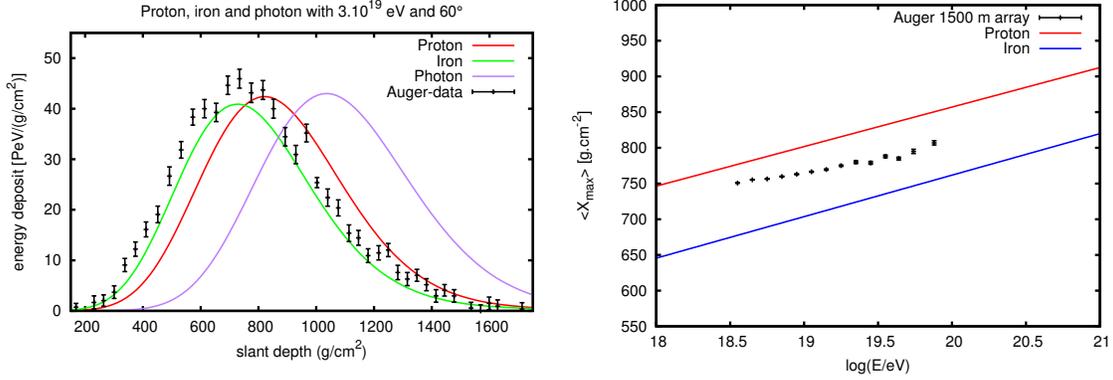


FIGURE 4.8 – (À gauche) Profil de l'énergie moyenne déposée dans l'air pour 500 EAS initiées par des particules primaires, proton, fer et photon, d'énergie $E = 30$ EeV et d'angle zénithal $\theta = 60^\circ$. Les points expérimentaux sont tirés de la référence [114]. (À droite) Distribution de la profondeur de développement maximal de la gerbe X_{max} obtenue par notre simulation comparée aux données expérimentales mesurées par le réseau 1500 m de l'expérience PAO [115].

La figure 4.8 montre qu'il y a une bonne cohérence entre les résultats de nos calculs théoriques et les données expérimentales. Ceci valide notre démarche et nous permet alors d'utiliser cette méthode pour simuler le signal de fluorescence détecté par le télescope JEM-EUSO lorsqu'une particule d'extrême énergie pénètre dans l'atmosphère terrestre.

4.4.4 Simulation du signal de fluorescence

Le nombre de photons détectés par un télescope spatial peut être obtenu grâce à la conversion de l'énergie déposée dans l'atmosphère pour une grande gerbe atmosphérique initiée par une particule primaire d'ultra-haute énergie. Cette conversion de l'énergie déposée en photons de fluorescence est faite en utilisant les résultats expérimentaux réalisés en laboratoire qui mesurent le rendement de fluorescence FY , ou Fluorescence Yield, des électrons dans des atmosphères contrôlées. Cette production est donnée par la relation :

$$\frac{dN_{flu}}{d\ell} = FY_e \cdot \rho_{air}(h) \cdot \frac{dE_{dep}}{dX} \quad (4.4)$$

où $\rho_{air}(h) = dX/d\ell$ est la densité atmosphérique, X et ℓ sont la profondeur atmosphérique et la distance parcourue le long de l'axe incliné de la gerbe. Il est à noter que dans l'Eq. 4.4, FY_e s'exprime en photons/GeV. Enfin, ces photons de fluorescence sont alors transportés jusqu'au télescope en subissant différentes interactions. Le nombre de photons entrant dans la pupille du détecteur est donnée par :

$$dN_{det} = \frac{dN_{flu}}{4\pi} \cdot \Delta\Omega \cdot T \quad (4.5)$$

où $\Delta\Omega$ est l'angle solide du télescope JEM-EUSO et T la transmittance atmosphérique. Notre travail va donc s'articuler autour du calcul de l'énergie déposée avec l'aide de CORSIKA, de la conversion de cette énergie en photons de fluorescence grâce au rendement de fluorescence FY et enfin du transport de ces photons jusqu'au télescope spatial.

Production des photons de fluorescence

Dans un premier temps, nous avons calculé tous les 40 g/cm² l'énergie libérée dans l'air par le développement d'une EAS avec l'aide du programme CORSIKA seul et couplé au code CONEX. Les contributions à l'énergie déposée des particules tombant en dessous du seuil énergétique de la simulation ont été prises en compte. Comme particule primaire, nous avons utilisé 1000 gerbes pour chaque proton, fer et photon entrant dans l'atmosphère standard US avec une énergie de 100 EeV et un angle zénithal $\theta = 60^\circ$. L'impact au sol de l'axe de la gerbe était au nadir du télescope. Nous avons utilisé un niveau de thinning $l_{th} = 10^{-4}$ avec une optimisation sur le poids w_{max} pour la composante électromagnétique différente de celle des autres particules (hadrons, muons, etc.), comme expliqué dans la section 4.2.

Ensuite, nous avons utilisé cette énergie déposée pour calculer le rendement de fluorescence UV qui est proportionnel à l'énergie libérée [116] et dépend de la densité de l'air et de la température selon l'équation 4.6 :

$$FY_\ell^\lambda = \frac{\left(\frac{dE}{dX}\right)}{\left(\frac{dE}{dX}\right)_{K_c}} \frac{A_\lambda \times \rho}{1 + B_\lambda \times \rho \times \sqrt{T}} \quad (4.6)$$

où dE/dX est l'énergie déposée par les particules de la gerbe dans l'air, $(dE/dX)_{K_c} = 1.67 \text{ MeV}/(\text{g} \cdot \text{cm}^{-2})$ l'énergie déposée dans l'air par un électron d'énergie cinétique $K_c = 0.85 \text{ MeV}$, ρ la densité de l'air et T la température selon les données de l'atmosphère standard US. Les constantes A_λ et B_λ sont calculées et répertoriées par M. Nagano dans le Tab. 2.7 de la page 43 [75], pour 14 longueurs d'ondes entre 329-428 nm. Avec la formulation de l'Eq. 4.6, FY_ℓ^λ s'exprime en photons/m.

Le nombre de photons dN_λ de longueur d'onde λ émis par la gerbe atmosphérique à travers une distance $d\ell$ dans l'atmosphère est donné par l'Éq. 4.7 :

$$dN_\lambda = FY_\ell^\lambda d\ell \quad (4.7)$$

Le nombre de photon de fluorescence total est donné par :

$$N_{flu} = \sum_\lambda N_\lambda = \sum_\lambda \int FY_\ell^\lambda d\ell \quad (4.8)$$

Transport des photons de fluorescence

Nous avons supposé que les photons de fluorescence sont produits au centre du bin de chaque épaisseur de profondeur atmosphérique de 40 g/cm^2 le long de l'axe de la gerbe. Les photons créés pour chaque intervalle se propage de manière isotrope dans l'atmosphère US standard sans nuages. Ces photons se propagent en ligne droite du point d'émission jusqu'au récepteur et peuvent subir une diffusion qui se traduit par une extinction du flux. Dans ce travail, nous avons tenu compte uniquement de la diffusion Rayleigh qui est la principale cause d'atténuation du rayonnement UV dans ces conditions.

Les atténuations dues à la diffusion de Mie et à l'absorption par la couche d'Ozone sont supposées négligeables. La diffusion de Mie dans les couches d'aérosols est principalement localisées dans les basses couches atmosphériques entre 0 et 2 km. Elle ne devrait pas affecter de manière significative la transmission des photons de fluorescence vers le télescope spatial. En effet, le maximum de développement des gerbes se fait à plus haute altitude pour des particules primaires d'énergie extrêmes. Concernant la diffusion de Mie dans les nuages, nous avons supposé un temps de ciel clair sans nuages. Quant à l'absorption des photons par l'ozone, elle devient significative pour des longueurs d'onde inférieures à 330 nm [118, 117]. L'ozone n'a que peu d'effet sur l'atténuation du spectre d'émission de fluorescence émis par les gerbes d'extrême énergie. Finalement, le nombre des photons de fluorescence atteignant la pupille du détecteur à bord de l'ISS est donné par la relation :

$$N_{ph}^{det} = \frac{\Delta\Omega}{4\pi} \times T_{ray} \times N_{ph} \quad (4.9)$$

où $\Delta\Omega$ est l'angle solide du détecteur qui varie en fonction du point d'émission des photons. T_{ray} est la transmission atmosphérique où seule l'atténuation due à la

diffusion de Rayleigh a été prise en compte. La transmission atmosphérique T_{ray} est reliée à la profondeur optique δ_{ray} par l'Eq. 4.10 :

$$T_{ray} = e^{-\delta_{ray}} \quad (4.10)$$

où δ_{ray} est la profondeur optique et θ l'angle zénithal entre le détecteur et le point d'émission des photons de fluorescence. La profondeur optique pour la diffusion rayleigh est donnée par l'Eq.4.11 [118] :

$$\delta_{rayl} = \frac{X}{3102 \text{ g/cm}^2} \left(\frac{\lambda}{400 \text{ nm}} \right)^4 \left(1 - 0.0722 \left(\frac{\lambda}{400 \text{ nm}} \right)^2 \right)^{-1} \quad (4.11)$$

où X est la profondeur atmosphérique inclinée le long du chemin suivi par le photon et λ est la longueur d'onde (en nm).

Distribution temporelle des photons

Les résultats de notre simulation indique que le nombre de photons de fluorescence détectés par un télescope idéal à bord de l'ISS pour respectivement un fer, un proton et un photon primaires d'énergie 10^{20} eV et d'angle zénithal 60° est de respectivement 7406 ± 49 , 7055 ± 96 et 5231 ± 153 photons donnés par le couplage CORSIKA-CONEX et respectivement 8214 ± 53 , 7510 ± 111 et 5527 ± 160 photons donnés par CORSIKA seul.

Une simulation réalisé avec ESAF [119] (the Euso Simulation and Analysis Framework) a donné 7131 photons de fluorescence arrivant à la pupille du détecteur pour un proton primaire d'énergie 10^{20} eV et d'angle zénithal 60° . Ce résultat est en accord avec notre valeur.

Concernant la distribution des temps d'arrivée des photons, la figure 4.9 illustre nos résultats. Il apparaît que le nombre des photons de fluorescence donné par CORSIKA est significativement plus grand que celui donné par le couple CORSIKA-CONEX. De plus, le fer produit plus de photons UV que le proton et le photon. Aussi, le signal détecté arrive plus tôt que les deux d'autres signaux. Ces caractéristiques sont liées à la profondeur de développement maximum de la gerbe qui est plus petite pour les gerbes initiées par un fer primaire comparées au proton et au photon. Les photons ascendants sont plus transmis lorsque leur production se produit à des altitudes plus élevées. La figure 4.9 est à comparer avec la figure 4.10 qui montre le spectre des temps d'arrivées des photons à la pupille du télescope calculé avec les programmes ESAF [119] et OffLine [120]. Nous remarquons que l'allure des différentes courbes présentent un accord satisfaisant.

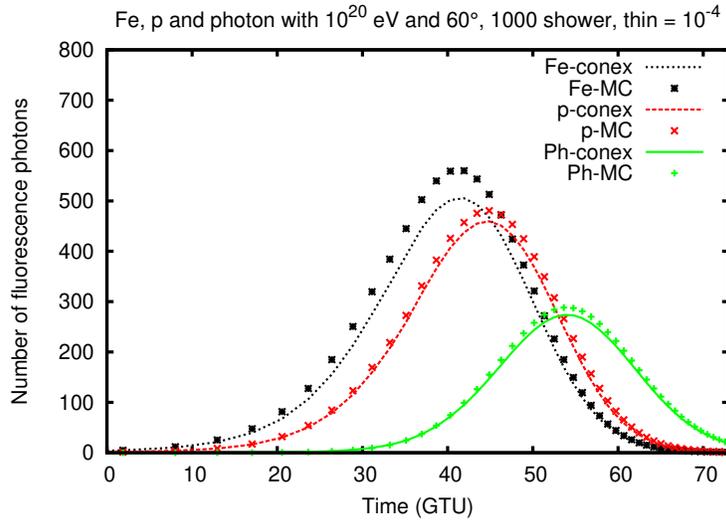


FIGURE 4.9 – Nombre de photons de fluorescence entre 329 et 428 nm enregistrés par un détecteur idéal à bord de l’ISS en fonction du temps (1 GTU = 2,5 μ s). Les particules primaires sont le proton, le fer et le photon avec $E = 100$ EeV et $\theta = 60^\circ$. Pour chaque particule primaire, 1000 événements ont été générés.

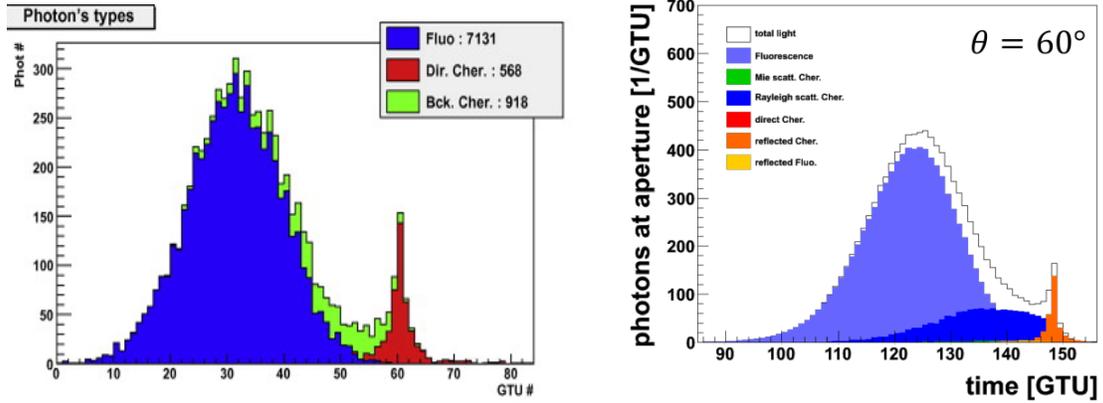


FIGURE 4.10 – Nombre de photons de fluorescence arrivant à le pupille du détecteur simulé ESAF (à gauche) [119] et OffLine (à droite) [120].

Conclusion

Les rayons cosmiques sont une composante importante des milieux galactique et extra-galactiques. Ils jouent un rôle important dans l'évolution de nos connaissances scientifiques dans les domaines de la physique des particules de très haute énergie et de l'astrophysique. Les études dont ils ont fait objet ont permis de déterminer avec précision leur spectre en énergie vue depuis la Terre sur plus de douze ordres de grandeur. Les Rayons Cosmiques d'Ultra-Haute Énergie, dépassant 10^{20} eV, sont ceux sur lesquels il y a le plus d'inconnus. Leurs sources ne sont pas identifiées, on ignore le mécanisme qui permet de les accélérer et de leur conférer cette énergie, et enfin leur composition n'est pas connue.

Ces RCUHEs sont extrêmement rares et peuvent rencontrer la haute atmosphère à un taux de une particule par km^2 par siècle. Pour les étudier, on observe la lumière de fluorescence émise par la gerbe atmosphérique qui est une gigantesque cascade de particules produite lors de leurs interactions avec l'atmosphère terrestre. Cette fluorescence est intimement liée au développement longitudinal de la gerbe et à l'énergie libérée dans l'air. Les observatoires actuels tels que Pierre Auger ou (Telescope Array) manquent de statistique afin de déterminer les sources des rayons cosmiques d'ultra haute énergie ainsi que les mécanismes entraînant la chute du flux des particules d'énergies extrêmes. La collaboration JEM-EUSO propose de réaliser pour la première fois une détection spatiale de ces particules d'énergies extrêmes. Son principe repose sur l'observation des gerbes atmosphériques depuis la station spatiale internationale avec l'avantage que la surface au sol observée est près de 100 fois supérieure à la surface couverte par l'observatoire Pierre Auger. Ceci se traduit en une augmentation de la statistiques des événements observés qui pourrait permettre la découverte des sources de ce rayonnement.

A l'aide du programme CORSIKA, nous avons simulé l'interaction de particules cosmiques primaires d'extrême énergie égale à 10^{20} eV avec l'atmosphère terrestre. Nous avons d'abord étudié l'influence des modèles d'interaction hadronique à basses énergie, GHEISHA et UrQMD, et à haute énergie, QGSJETII-04, EPOS et SIBYLL,

sur le développement longitudinale des gerbes et sur l'énergie qu'elles déposent dans l'air. Ensuite, nous avons testé notre procédure de calcul et avons confronté nos résultats à des données expérimentales réelles. Pour cela, nous avons d'abord comparé la distribution de l'énergie déposée dans l'air mesurée par l'Observatoire Pierre Auger pour un évènement donné à celle obtenue par la simulation. Puis, nous avons calculé les profondeurs atmosphérique maximales pour différentes énergies primaires allant jusqu'à 100 EeV. L'accord entre la simulation et les données expérimentales a validé notre démarche.

Enfin, nous avons calculé le nombre de photons de fluorescence arrivant à la pupille d'un détecteur idéal embarquée à bord de l'ISS. De même, la distribution de leurs temps d'arrivée au télescope a été simulée. Nos résultats sont concordants avec des calculs similaires effectués avec deux outils de simulation et d'analyse utilisés dans le cadre de l'expérience JEM-EUSO et qui sont ESAF (Euso Simulation and Analysis Framework) et OffLine.

Bibliographie

- [1] Martin Lemoine Les rayons cosmiques de ultra-haute énergie CNRS Éditions, 2010 p. 294-300.
- [2] Kumiko Kotera, Cent ans de rayons cosmiques, Reflets phys. No. 32 (2013) 8-13
- [3] Péter Mészáros, « The high energy univers », Compridge university press (2010)
- [4] M S. LONGAIR, High Energy Astrophysics third Edition, Cambridge (2011).
- [5] W. Kohlhörster, phys. Z. 14, 1153 (1913).
- [6] R. A. Milikan et al. Nat. Acad. Sci. Pro., 12, 1926.
- [7] Auger, P. et Maze, R. Compte Rendus de l'Académie des Sciences (Paris), 1938. Vol. 208, 1641.
- [8] J. Cronin T. K. Gaisser, and S.P. Swordy, Sci. Amer. 276(1997) p. 44
- [9] Jorg R. Horandel Models of the Knee in the Energy Spectrum of Cosmic Rays (2004)
- [10] Beyond Douglas R Bergman John W Belz Cosmic Rays : The Second Knee and [http ://arxiv.org/abs/0704.3721v1](http://arxiv.org/abs/0704.3721v1) (2007)
- [11] S. Swordy, private communication. The data represent published results of the LEAP, Proton, Akeno, AGASA, Fly's Eye, Haverah Park, and Yakutsk experiments.
- [12] K.H. Kampert et al, astro-ph/0405608
- [13] K. Greisen, phy. Lett. 16 (1966) 748, G. T. Zatsepin et V. A. Kuzmin, prisma Zh. Exp. Theo. Phys. 4 (1966) 114.

- [14] J. A. Simpson, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 33, 326 (1983).
- [15] S. Eidelman et al., *Phys. Lett. B* 592, 1 (2004).
- [16] Beringer, Arguin, Barnett, et al. Review of Particle Physics. *Phys. Rev. D* 86(1), 010001 (2012).
- [17] Thomas K. Gaisser et Todor Stanev, High-energy Cosmic Rays <http://arxiv.org/abs/astro-ph/0510321v1> (2005).
- [18] G. Pelletier. Accélération des particules : les mécanismes de Fermi. École thématique du CNRS -Goutelas, 2003.
- [19] F. K. Lamb. High Energy Astrophysics. Benjamin-Cummings, Menlo Park, CA, 1944.
- [20] R. J. Protheroe and R. W. Clay, « Ultra high energy cosmic rays », *Publ. Astron. Soc. Pac.* 21 (2004) [arXiv :astro-ph/0311466].
- [21] V. L. Ginzburg et S. I. Syrotskii, "the origine of cosmic Rays", Oxford Pergamon Press 1964
- [22] K. A. Olive and Particle Data Group.« Review of Particle Physics ». In : *Chin.Phys.* C38 (2014), p. 090001.
- [23] K. Greisen, *Phys. Rev. Lett.* 16(1966)748 G.T. Zatsepin et V.A. Kuzmin, *Prisma Zh. Exp. Theor. Phys.* 4 (1966) 114.
- [24] Maris, I. C. The energy spectrum of ultra high energy cosmic rays. *astro-ph/*, 2008.
- [25] J. N. Capdevielle *et al*, *J. Phys. G : Nucl. Part. Phys.* **36** 075203 (2009)
- [26] Bustamante, M et al., High-energy cosmic-ray acceleration, 10.5170/CERN-2010-001.533
- [27] M. Ostrowski et al. Mechanisms and sites of ultra high energy cosmic ray origin. *Astropart. Phys.*, 18, (2002).
- [28] Colgate, S. A. and White, R. H. *Ap. J* 143, 626–681 (1966).
- [29] P. Goldreich and W.H. Julian. *The Astrophysical Journal*, 157 : 869–880, 1969.

- [30] Péter Mészáros, « The high energy univers », Compridge university press (2010).
- [31] <http://hubblesite.org/>.
- [32] <http://chandra.harvard.edu/>.
- [33] C. D. Drmer et S. J. Sturmer. Nonthermal compton and synchrotron processes in the jets of active galactic nuclei. *The Astrophysical Journal*, 109, (1997).
- [34] Ruffini R. et al., astro-ph/0409341 (2004).
- [35] Marc Séguin et Benoît Villeneuve. *Astronomie et astrophysique : cinq grandes idées pour explorer et comprendre l'Univers*, 2ème Éditions, Deboeck université (2002).
- [36] Tsvi Piran GAMMA-RAY BURSTS AND THE FIREBALL MODEL <http://arXiv.org/abs/astro-ph/9810256v1> 2008.
- [37] Asaf Pe'er Physics of Gamma-Ray Bursts Prompt Emission. <http://dx.doi.org/10.1155/2015/907321> (2015)
- [38] ENRICO Fermi. On the origin of the cosmic radiation. *Phys. Rev.*, 75 :1169–1174, Apr 1949.
- [39] A.M. Hillas, « The origin of ultra-high energy cosmic rays, » *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 22, p. 425–444, 1984.
- [40] J. J. Blanco-Pillado K. D. Olum. Ultra-high-energy cosmic rays from relic topological defects. (2001) arXiv :astroph/103152.
- [41] R. U. Abbasi, *et al.*, *The Astrophysical Journal*, Vol. 862, 2 (2018)
- [42] The Pierre Auger Collaboration, *Science* 357 (2017) 1266-1270
- [43] C. Berat, *EPJ Web Conf.* 206 07001 (2019)
- [44] A. Aab, et al., Observation of a Large-scale Anisotropy in the Arrival Directions of Cosmic Rays above 8×10^{18} eV, *Science* 357 (6537) (2017) 1266. arXiv :astroph.HE/1709.07321.
- [45] A. Aab, et al., Multi-resolution anisotropy studies of ultra high energy cosmic rays detected at the Pierre Auger Observatory, *J. Cosmol. Astropart. Phys.* arXiv :1611.06812v2/astro-ph.HE.

- [46] C. Berat, The Pierre Auger Observatory status and latest results, EPJ Web Conf.136 (2017) 02017. doi :10.1051/epjconf/201713602017.
- [47] D. Martello, The Pierre Auger Observatory status and the AugerPrime upgrade program, EPJ Web Conf. 145 (2017) 05001. doi :10.1051/epjconf/201614505001.
- [48] K. Kawata, et al., Ultra-High-Energy Cosmic-Ray Hotspot Observed with the Telescope Array Surface Detectors, PoS ICRC2015 (2016) 276.
- [49] K. Fang, et al., Is the ultra-high energy cosmic-ray excess observed by the Telescope Array correlated with IceCube neutrinos ?, Astrophys. J. 794 (2014) 126.
- [50] J. R. T. de Mello Neto, Ultra high energy cosmic rays : the highest energy frontier, J. Phys. Conf. Ser. 706 (4) (2016) 042009. arXiv :astro-ph.HE/1510.05629.
- [51] B. Rouillé-d'Orfeuill et al. In 33rd ICRC, number id 984, 2013.
- [52] Peter K.F. Grieder, « Extensive Air Showers », Springer (2010).
- [53] B. Keilhauer, "Investigation of Atmospheric Effects on the Development of Extensive Air Showers and their Detection with the Pierre Auger Observatory", GAP Note 2003-107.
- [54] B keilhauer et al., Astropart. phys.22, 249(2004).
- [55] S. J. Sciutto, « AIRES user's manual and reference guide ». <http://www.fisica.unlp.edu.ar/auger/aires/>.
- [56] D. Ardouin, et al. Radioelectric Field Features of Extensive Air Showers Observed with CODALEMA. Astropart.Phys., 26 :341–350, 2006.
- [57] W. Heitler, « Quantum theory of radiation », Oxford University Press, 2nd edition (1944).
- [58] Auger Collaboration. Pierre Auger Project Design Report. Fermi Laboratory, 1997. www.auger.org.ar
- [59] H. REBEL , O. SIMA, INFORMATION ABOUT HIGH-ENERGY HADRONIC INTERACTION PROCESSES FROM EXTENSIVE AIR SHOWER OBSERVATIONS, Rom. Journ. Phys., Vol. 57, Nos. 1–2, P. 472–492, Bucharest, 2012.

- [60] A.A. Watson, Valencia 1996, From the Tevatron to the LHC 203 – 219
- [61] W. Heitler. The Quantum theory of radiation.1954.
- [62] A. Haungs, H. Rebel,M. Roth. Energy spectrum and mass composition of high-energy cosmic rays. Reports on Progress in Physics, 66(7) : 1145, 2003. <http://dx.doi.org/10.1088/0034-4885/66/7/202>
- [63] T. K Gaisser, « Cosmic Rays and Particle Physics », Cambridge University Press 1990.
- [64] E. Mocchiutti, Ph.D.Thesis, Stockholm University (2003).
- [65] J. Matthews. A heitler model of extensive air showers. Astroparticle Physics, 22(5–6) :387 – 397, 2005.
- [66] T. Stanev, High Energy Cosmic Rays, Springer Praxis Books, 2004
- [67] T. Pierog. Muon Production and High Energy Hadronic Interaction. Malargüe Meeting, November 2006.
- [68] H. Messel and D. F. Crawford. Electron-Photon Shower Distribution Function. Pergamon Press, Oxford, 1970.
- [69] L. Drury, F. Aharonian, H.Volk, Astron. et Astrophys. 287, 929 , 1994.
- [70] T. M. Gaisser and A. M. Hillas, proc. 15th Int. CosmicRay Conf., Plovdiv, 8, 353(1977)
- [71] C. L. Critchfield, et al., Phys.Rev. 79 (1950) 402403.
- [72] F. Arqueros, F. Blanco, and J. Rosado. Analysis of the fluorescence emission from atmospheric nitrogen by electron excitation, and its application to fluorescence telescopes. New Journal of Physics, 11(6) :065011, 2009.
- [73] M. Ave et al., Measurement of the pressure dependence of air fluorescence emission induced by electrons, Astroparticle Physics 28 (2007) 41–57.
- [74] B. Keilhauer et al. Astropart. Phys., 25 :259–268, 2005.
- [75] M. Nagano et al. / Astroparticle Physics 22 (2004) 235–248
- [76] J. Strutt, "On the light from the sky, its polarization and color," Philosoph. Mag., 4 41, 107–120, 274–279 (1871)

- [77] H.C. Van de Hulst, "Light scattering by small particles", Wiley and Sons, (1957)
- [78] S. Chapman, "On Ozone and atomic Oxygen in the Upper Atmosphere", Philosoph. Mag. (1930)
- [79] C. Berat., Full Simulation of Space-Based Extensive Air Showers Detectors with ESAF, Elsevier, 2010
- [80] M. Nagano et al., Astropart. Phys. 20 (2003) 293-309.
- [81] F. Kakimoto et al., Nucl. Instrum. Meth. Pthys. Res. A372 (1996) 527-533
- [82] J. B. Birks, the theory and practice of sintillation counting (1964) Pergamon Press.
- [83] Benoît Coste, Mesure et phénoménologie du rayonnement cosmique avec l'expérience CREAM, UNIVERSITÉ DE GRENOBLE, (2012).
- [84] David G Underwood. [http ://jemeuso.riken.jp/index.html](http://jemeuso.riken.jp/index.html).
- [85] T. Antoni et al. (cascade collaboration). Nucl. Instr. Meth. A 513, 490, 2003.
- [86] Baltrusaitis R. M. et al. The Utah Fly's Eye Detector. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 240 : 410, 1985.
- [87] R. Abbasi et al. Study of Ultra-High Energy Cosmic Ray Composition Using Telescope Array's Middle Drum Detector and Surface Array in Hybrid Mode (2014). arXiv :1408.1726v3 [astro-ph.HE]
- [88] Sokolsky, P. XXXIInd Rencontres de Moriond , 213–216 (1997).
- [89] Teshima, M. XXXIInd Rencontres de Moriond , 217–222 (1997).
- [90] Hojvat, C. XXXIInd Rencontres de Moriond , 223–226 (1997).
- [91] M. de Naurois et al. Measurement of the crab flux above 60 GEV with the celeste cherenkov telescope.(2002). Accepté pour publication dans Astrophysical Journal.
- [92] O. Kromer et al. New Antenna for Radio Detection of UHECR. ICRC 2009, Lodz, Poland.
- [93] B. Genolini et al. About the « dynode to anode ratio » measurement int the auger surface detector. GAP Note 2003-081.

- [94] JEM-EUSO collaboration. JEM-EUSO Mission, Phase-A Research (purple-book), 2007.
- [95] The JEM-EUSO mission : Context and status A. Santangelo for the JEM-EUSO collaboration
- [96] The JEM-EUSO Mission Yoshiyuki Takahashi and the JEM-EUSO Collaboration.
- [97] Thomas C. Paul, The 34th International Cosmic Ray Conf., A new design for simulation and reconstruction software for the JEM-EUSO mission (2015)
- [98] Marco Alania et al., Air Shower Simulations American Institute of Physics (2009)
- [99] Heck, D. et al. FZKA 6019 (2017)
- [100] J. Knapp et al., Extensive air shower simulations at the highest energies, Astroparticle Physics 19 (2003) 77–99
- [101] Markus Risse et al., Energy release in air showers, Astroparticle Physics 20 (2004) 661–667.
- [102] D. Heck, *et al.*, Report fzka 6019 (1998).
- [103] S. Ostapchenko, Phys. Rev. D 83 (2011) 014018.
- [104] T. Pierog, *et al.*, Phys. Rev. C 92 (2015) 034906.
- [105] R. S. Fletcher, *et al.*, Phys. Rev. D 50 (1994) 5710-5731.
- [106] H. Fesefeldt, Report pitha-85/02 (1985).
- [107] S. Bass, *et al.*, Prog. Part. Nucl. Phys. 41. 255 (1998) 255.
- [108] A.M. Hillas Nuclear Physics B (Proc. Suppl.) 52B (1997) 2942.
- [109] M. Kobal / Astroparticle Physics 15 (2001) 259-273.
- [110] T. Pierog, *et al.*, in : Proc. 32nd Int. Cosmic Ray Conf., contr. 1170, Beijing (China).
- [111] D. Heck and T. Pierog, Extensive Air Shower Simulation with CORSIKA : A User’s Guide (Version 7.6400 from December 21, 2017).

- [112] G. Bossard et al., Phys. Rev. D63 (2001) 054030. Disponible sur : <hep-ph/0009119>.
- [113] J. Linsley, private communication by M. Hillas (1988).
- [114] J. Abraham, *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 620 (2010) 227.
- [115] A. Aab, *et al.*, Physical Review D 96, 122003 (2017)
- [116] V. de Souza et al. / Astroparticle Physics 25 (2006) 84–92
- [117] S. Moreggia, Thèse de Doctorat 2007, Université Joseph-Fourier, Grenoble (2007). <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00160282>
- [118] C. Berat, *et al.*, Astrop. Phys. Vol.33, 4, P. 221–247 (2010)
- [119] M. Bertaina, *et al.*, Advances in Space Research 53 (2014) 1515-1535.
- [120] P. Tom PoS 34th ICRC-2015, The Hague, The Netherlands (2016) 578