



HAL
open science

Simulation de gerbes atmosphériques et définition de l'acquisition des stations locales pour l'expérience Auger

Corentin Le Gall

► **To cite this version:**

Corentin Le Gall. Simulation de gerbes atmosphériques et définition de l'acquisition des stations locales pour l'expérience Auger. Astrophysique [astro-ph]. Université Paris-Diderot - Paris VII, 1999. Français. NNT: . tel-00001716

HAL Id: tel-00001716

<https://theses.hal.science/tel-00001716>

Submitted on 16 Sep 2002

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

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

THESE

pour l'obtention du Diplôme de
Docteur de l'Université PARIS 7
Spécialité : Champs, Particules, Matières
présentée et soutenue publiquement

par

Corentin LE GALL

le 15 avril 1999

Simulation de gerbes atmosphériques et définition de
l'acquisition des stations locales pour l'expérience Pierre Auger

Directeur de thèse :

Jean-Michel BRUNET

JURY

M.	M.	BORATAV	
M.	J.-M.	BRUNET	
Mme	M.-C.	COUSINOU	
M.	M.	FROISSART	<i>rapporteur</i>
M.	P.	PETER	<i>rapporteur</i>
M.	F.	VANNUCCI	<i>président</i>

REMERCIEMENTS

Je remercie vivement Marcel Froissart de m'avoir accueilli au Laboratoire de Physique Corpusculaire et Cosmologie. Bien que l'usage n'en soit pas répandu, il a également supporté la lourde tâche qui incombe à un rapporteur, et je le remercie donc également de cet effort.

Je remercie sincèrement Pierre Bareyre pour ses remarques et ses encouragements.

Je suis extrêmement reconnaissant à Jean-Michel Brunet de m'avoir permis de travailler sur cette expérience à présent réelle qu'est Auger, d'avoir toujours été disponible et à l'écoute des problèmes que j'ai rencontrés.

J'associe à cette reconnaissance Jean-Noël Capdevielle, dont l'encadrement, la patience et les conseils sont les pierres angulaires de ce travail de thèse.

Je remercie l'ensemble du groupe Auger du PCC, notamment Gérard Tristram qui a relu certains chapitres de cette thèse.

J'ai apprécié l'accueil chaleureux que m'a réservé Jacek Szabelski, de l'IPJ de Łódź, et le remercie pour les conseils et les discussions que nous avons eues.

Je suis reconnaissant à Patrick Peter, du DARC de Meudon, d'avoir pris le temps de lire mes notes de thèse dans des états encore cryptiques, ainsi que d'avoir accepté le rôle de rapporteur.

Je voudrais également remercier Marie-Claude Cousinou, du CPPM de Marseille, Murat Boratav et François Vannucci, du LPNHE Paris 6 & 7, d'avoir accepté de faire partie de mon jury.

J'aimerais remercier François Gallet ainsi que les autres personnes avec qui j'ai eu l'occasion de travailler dans le cadre du monitorat, pour l'ambiance agréable et formatrice dans laquelle se sont déroulés les enseignements et réunions.

Merci à la délégation quotidienne des repas de midi, occasions de discussions animées.

Merci à toutes les personnes qui, au cours de ces dix dernières années, ont éveillé, remis en cause, et soutenu mon intérêt pour la physique fondamentale.

Merci à mes parents, qui n'ont jamais cherché à redire au cours que je donnais à mes études, tout étranges qu'elles aient pu leur sembler.

Merci à Arthur Anker et à la famille Fock, pour la sérénité, la motivation ou l'écoute qu'ils ont su m'inspirer ou m'accorder.

TABLE DES MATIÈRES

1.	<i>D’Auger à Auger</i>	11
1.1	Historique	11
1.1.1	Les rayons cosmiques	11
1.1.2	Les photons	16
1.1.3	Les neutrinos	16
1.1.4	Autres particules	17
1.1.5	Flux typiques	17
1.2	Energies “intermédiaires”	19
1.3	Directions d’arrivée	22
1.3.1	Anisotropies	22
1.3.2	Sources ponctuelles	22
1.4	Le spectre des énergies extrêmes : $\gamma < 2$? (cheville ?)	24
2.	<i>Astrophysique</i>	27
2.1	Cadres	27
2.1.1	Extragalactique	27
2.1.2	Contenu et évolution des galaxies	28
2.1.3	Notre galaxie	28
2.1.4	Champs magnétiques	29
2.1.5	Densités d’énergie	29
2.2	Dégradation de l’énergie	30
2.2.1	Particules chargées	30
2.2.2	Photons	33
2.2.3	Autres pertes	33
2.2.4	Landau, Pomeranchuk, Migdal	34
2.3	Accélération conventionnelles	35
2.3.1	Processus microscopiques	36
2.3.2	Accélération stochastique : “Fermi deuxième ordre”	39
2.3.3	Ondes de choc : “Fermi premier ordre”	40
2.3.4	Injection	45
2.3.5	Prise en compte des pertes	45
2.3.6	Champs électriques	46
2.4	Propagation et coupure GZK	47
2.4.1	Déflexions magnétiques	47
2.4.2	La dégradation à travers le CMB	48
2.4.3	Photoproduction	49
2.4.4	Poussières intergalactiques	49
2.4.5	Spectre modifié et particules secondaires	49

2.4.6	Conclusions concernant la propagation	50
2.5	Sources galactiques	51
2.5.1	Supernovæ et leurs restes	51
2.5.2	Systèmes binaires et disques d'accrétion	54
2.5.3	Vents galactiques	54
2.6	Sources extragalactiques	56
2.6.1	Chocs extragalactiques	56
2.6.2	Noyaux actifs de galaxie	56
2.6.3	Discussion	60
2.7	Défauts topologiques	61
2.7.1	Généralités	61
2.7.2	Détection	66
2.7.3	Inflation	68
2.8	Neutrinos	69
2.9	Sursauts γ	70
2.9.1	Modèles	70
2.9.2	Intérêt	70
2.10	Conclusion	72
3.	<i>L'Observatoire Pierre Auger</i>	73
3.1	Un détecteur géant	73
3.1.1	Triggers	74
3.1.2	Efficacité	74
3.1.3	Détection de neutrinos	75
3.2	Les détecteurs de fluorescence	76
3.3	Le réseau de détecteurs	78
3.4	Les détecteurs de surface	81
3.4.1	Physique du détecteur	81
3.4.2	Alimentation solaire	82
3.4.3	Photomultiplicateurs	83
3.4.4	GPS	83
3.4.5	Electronique d'acquisition	83
3.4.6	Calibrations	85
4.	<i>Les grandes gerbes de l'air</i>	87
4.1	Généralités	87
4.2	Cascades électromagnétiques	91
4.3	Cascades hadroniques	93
4.3.1	Particularité	93
4.3.2	Interactions fortes	94
4.3.3	Sections efficaces	98
4.3.4	Multiplicités	100
4.3.5	Rapidités	101
4.3.6	Impulsions transverses	101
4.3.7	Inélasticité	102
4.3.8	Modélisation	102
4.4	Retour aux gerbes	104

5.	<i>Simulations de gerbes et applications</i>	109
5.1	Calculs rapides	112
5.1.1	A fraction de <i>thinning</i> élevée	112
5.1.2	Paramétrisation des gerbes EM	114
5.1.3	Appel de bibliothèques	117
5.2	Photons et hadrons primaires	119
5.2.1	Sections efficaces	119
5.2.2	Influence	119
5.3	Champ magnétique terrestre et particules chargées	121
5.4	Problèmes spécifiques à Auger	128
5.4.1	AGAsim	128
5.4.2	Influence de la géométrie	131
5.5	Reconstruction hors Auger	138
5.5.1	Amélioration de la recherche du cœur	138
5.5.2	Application aux autres expériences	138
5.5.3	Reconstitution d'un spectre primaire	142
5.6	Bruit de fond	145
6.	<i>L'acquisition dans la Station Locale</i>	147
6.1	L'électronique des stations locales	147
6.2	La carte de Front-End	148
6.2.1	Buffers	148
6.2.2	Spécifications du contrôleur au Front-End	149
6.3	La session de prise de données	149
6.3.1	Lancement d'une session	149
6.3.2	Acquisition	151
6.4	Format des messages	153
6.4.1	L'entête du message	154
6.4.2	Les messages du contrôleur à la station centrale	155
6.4.3	Les messages de la station centrale au contrôleur	157
6.5	Format des données de sortie	158
	<i>Annexe</i>	163
A.	<i>Glossaire</i>	165
B.	<i>Acquisition</i>	171
B.1	Include files	171
B.1.1	central_local.h	171
B.1.2	run_configuration.h	173
B.2	La lecture de l'électronique de Front End	173
B.2.1	Lecture du 'Fast Buffer'	173
B.2.2	Lecture du 'Slow Buffer'	174
B.2.3	Charge du CPU pour la lecture	174
B.3	Registres	174

C. Données	177
C.1 Rayons cosmiques d'énergie $> 10^{20}$ eV	177
C.2 Noyaux actifs de galaxies	177

INTRODUCTION

Bien que beaucoup de découvertes ou observations en physique des particules ou en cosmologie soient rapidement comprises ou modélisées (particules étranges, pulsars), voire anticipées (particules charmées, neutrinos, rayonnement de fond cosmologique) ou même fortement désirées (quark top pendant longtemps, boson de Higgs à présent), l'origine des rayons cosmiques¹ les plus énergétiques, dont l'existence est établie depuis bientôt 40 ans, n'est toujours pas clairement élucidée.

Les sources susceptibles d'accélérer à plus de 10^{18} eV ces rayons cosmiques, détectés alors grâce aux cascades de particules qu'ils provoquent dans l'atmosphère (les gerbes atmosphériques), sont très rares (galaxies actives, pulsars). De plus, au-delà de quelques 10^{19} eV, l'ouverture de réactions de photoproduction avec le fond de rayonnement cosmologique de température 3 K dégrade très rapidement leur énergie, restreignant leur origine à moins de quelques dizaines de Mpc.

Le flux de rayons cosmiques, déjà très faible car régulièrement décroissant avec l'énergie, devrait donc subir une coupure. Or, la détection d'un nombre anormalement élevé de rayons cosmiques au-delà de 10^{19} eV, dont une dizaine au-delà de 10^{20} eV, semble contredire ces prédictions, inspirant la réflexion *“it seems clear that the explanation of the existence of the highest energy cosmic rays will require some unconventional ideas, or, at least, the extrapolation of conventional ideas to unconventional extremes”*.²

La statistique des rayons cosmiques de très haute énergie détectés jusqu'à présent reste cependant trop faible (la collaboration AGASA reporte un événement de plus de 10^{20} eV par an sur son réseau de 100 km^2) pour que des informations exploitables pour comprendre leur nature puissent être extraites. Pour combler ce manque de statistique et donc clarifier la situation, une collaboration internationale a entamé depuis 4 ans la réalisation de l'Observatoire Pierre Auger (PAO), nom donné en mémoire d'un des pionniers de la détection de gerbes atmosphériques. Grâce à une acceptation sans précédent (une surface de 3000 km^2 dans chaque hémisphère), il augmentera la statistique actuellement disponible d'un facteur 60 après seulement un an d'opération.

Les gerbes atmosphériques sont caractérisées par un développement longitudinal et un développement latéral dont l'extension peut atteindre quelques dizaines de kilomètres carrés au niveau du sol. Comme ces gerbes sont formées d'une multitude d'interactions, l'estimation des paramètres primaires des particules incidentes n'est pas immédiate, et nécessite des simulations numériques, sujettes à deux limitations :

- en raison de l'énorme multiplication des cascades, ces simulations requièrent des temps de calcul considérables ;

¹ Il est courant, dans la terminologie familière aux astrophysiciens des hautes énergies, de distinguer les *gammas* (γ), et même les *neutrinos* (ν), des *rayons cosmiques*, chargés. Bien sûr, en l'absence d'identification, tous sont des rayons cosmiques.

² Geddes, Quinn & Wald [1].

- à basse énergie, les expériences auprès d'accélérateurs donnent des informations précises sur les produits d'interaction, pour des particules et des énergies données. La nature dépasse cependant les limites de la technologie humaine pour produire des énergies élevées, et les configurations qui se présentent au sein des gerbes, en particulier à haute altitude, ne sont pas reproductibles dans nos accélérateurs. Les calculs doivent donc extrapoler de façon optimale, sur un très grand intervalle d'énergie, les propriétés observées à basse énergie.

L'Observatoire Pierre Auger a pour objectif la couverture du spectre au-delà de 10^{19} eV, grâce à la détection simultanée des profils longitudinaux et latéraux des gerbes, par des détecteurs de fluorescence d'une part, des détecteurs de surface d'autre part. Outre cette nature hybride, la nouveauté de cet Observatoire est son gigantisme, qui impose l'autonomie des détecteurs de surface. Les mesures nécessitant à la fois la compréhension du développement des gerbes et une instrumentation adaptée, le travail présenté dans cette thèse s'est attaché à ces deux aspects, cruciaux pour la déduction ultérieure de la physique sous-jacente, elle-même sommairement décrite.

Nous présentons dans ce travail, après un tour d'horizon des rayons cosmiques (chapitre 1), tout d'abord une revue des mécanismes d'accélération ou de production de rayons cosmiques (chapitre 2), en tenant compte des observations dans d'autres gammes de rayonnement, ensuite nous décrivons les grandes lignes de l'expérience (chapitre 3), puis introduisons la physique des gerbes et les problèmes liés à la production multiple (chapitre 4).

Nous nous focalisons ensuite sur le travail réalisé en simulation de gerbes et sur la reconstruction d'événements dans le cadre des détecteurs de surface (chapitre 5). Les problèmes liés à la simulation de gerbes géantes, ainsi qu'une méthode pour remédier à ces problèmes, sont présentés. Tout en gardant conscience des limitations des calculs effectués, l'application des simulations à la discrimination de la nature des primaires provoquant les gerbes de haute énergie a été réalisée. Les problèmes de reconstruction sont ensuite abordés, dans le cadre du réseau de détecteurs de surface d'Auger (particularité des détecteurs et influence de la géométrie), puis de manière générale (application aux gerbes déjà détectées).

Enfin, nous décrivons les grandes lignes du logiciel développé pour l'acquisition des données au sein des stations locales du réseau (chapitre 6). Cette section précise notamment le format des données utilisées dans ces stations ainsi que celui des informations échangées avec la station centrale de l'Observatoire.

Afin de faciliter la lecture des sigles et acronymes, parfois utilisés dans leur version anglo-saxonne, un glossaire est situé en annexe.

1. D'AUGER À AUGER

Les rayons cosmiques occupent depuis longtemps une place marginale, entre la physique des particules et l'astrophysique, le terme *astroparticules* commençant toutefois à émerger :

- bien qu'ils fussent le deuxième phénomène naturel, après la radioactivité, à fournir de nouvelles particules, les accélérateurs les supplantent depuis 50 ans en termes de production massive de particules, et de mesure précise des paramètres régissant leurs interactions et désintégrations ;
- en astrophysique, l'existence de particules dont les énergies ne sont pas reproductibles sur terre a suscité de nombreuses recherches théoriques. Cependant, en termes d'observations, seule la composante neutre, insensible aux champs magnétiques mais minoritaire, est restée exploitable.

La possibilité de détecter massivement des particules de 100 EeV^1 , peu sensibles aux champs magnétiques galactiques et intergalactiques, et peut-être signatures d'objets prédits par les modèles théoriques de physique des particules, annonce une revanche éventuelle à cette période "ingrate".

Après un aperçu historique, nous présentons les propriétés des rayons cosmiques sur l'ensemble du spectre : même si notre intérêt porte sur les plus hautes énergies, des questions existent à plus basse énergie, dont les réponses sont certainement utiles à plus haute énergie.

1.1 Historique

1.1.1 Les rayons cosmiques

Rayonnement secondaire

Malgré l'hypothèse de rayons extra-terrestres formulée dès 1900 par Wilson [2], les premières mesures attribuèrent à la radioactivité naturelle du sol [3, 4] l'ionisation de l'atmosphère, décroissante avec l'altitude. Les ascensions de Hess [5], puis Kolhörster [6] ont ensuite montré qu'à partir d'un kilomètre, l'ionisation croissait à nouveau (Fig. 1.1), établissant définitivement, quoique de façon inexacte, la provenance cosmique des particules.

En effet, il a fallu attendre Rossi en 1933 [7, 8] pour établir que les particules observées n'étaient pas directement issues du cosmos, survivantes d'une absorption par l'atmosphère, mais les produits d'une série d'interactions d'autres particules avec l'atmosphère. Alors que les processus responsables de la composante molle étaient relativement bien compris, grâce aux progrès de la théorie quantique relativiste, perturbative, la nature et la production de la composante pénétrante restaient floues. En effet, celle-ci semblait impliquer la possibilité d'une production multiple de particules (travaux d'Heisenberg notamment), mais dut attendre la fin des années 40 pour être reproduite de façon contrôlée et intensive par les premiers synchrotrons.

¹ $1 \text{ TeV} = 10^{12} \text{ eV}$, $1 \text{ PeV} = 10^{15} \text{ eV}$, $1 \text{ EeV} = 10^{18} \text{ eV}$

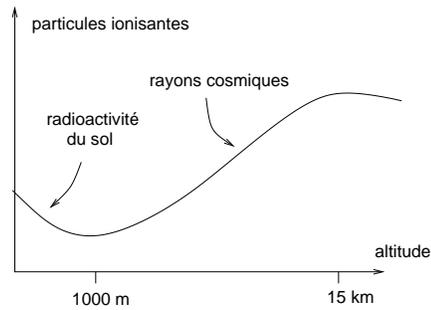


Fig. 1.1: Flux de particules en fonction de l'altitude (d'après [4]).

L'identification des particules composant les gerbes a débuté dans les années 30. Une fois les électrons et les photons identifiés, il a fallu introduire le positron (1932), le muon (1937) pour la composante pénétrante, puis les pions (chargés 1946, neutres 1950), kaons (1947) et hypérons (1953) pour rendre compte des traces de particules observées. Encore actuellement, des expériences de rayons cosmiques reportent régulièrement des événements qui nécessiteraient l'introduction de nouvelles particules. Hélas, ces événements sont très rares (un événement observé en 1971 est supposé être charmé [9]) et n'ont pas l'autorité des accélérateurs.

Concernant l'explication de l'origine des primaires supposés, et notamment de leur énergie, les questions commencèrent à jaillir. Qui pouvait accélérer des particules jusqu'à 10 GeV ? Le soleil était bien soupçonné d'y être pour quelque chose, mais sans grande conviction. La découverte des grandes gerbes de l'air devait poser le problème de façon encore plus dramatique.

Gerbes atmosphériques

Une gerbe résulte de l'interaction d'une particule énergétique avec les constituants d'un milieu, créant, selon l'énergie et l'espace des phases disponible, de nouvelles particules. A leur tour, ces particules interagissent avec d'autres constituants, augmentant progressivement le nombre de particules. La progression longitudinale est accompagnée d'une extension latérale.

Pour établir, à partir d'un flux de particules secondaires au sol, la présence de gerbes, il fallait réaliser des coïncidences entre plusieurs détecteurs espacés, signe, aux coïncidences fortuites près, d'une origine commune des rayonnements enregistrés.

C'est ainsi qu'à partir de 1937, Pierre Auger et ses collègues ont effectué une série de mesures [10] à Paris, au Pic du Midi (2900 m) puis au Jungfraujoch (3500 m) [11, 12], visant à dénombrer ces coïncidences (Fig. 1.2). Cela leur a permis d'établir l'existence des grandes

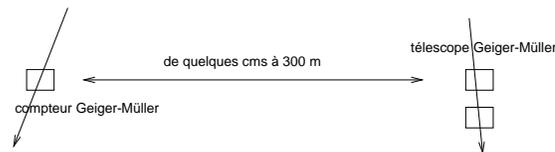


Fig. 1.2: Dispositif utilisé par Pierre Auger (d'après [12]). La détection en coïncidence de plus d'événements que ceux attendus fortuitement a permis d'attribuer aux particules vues par chaque détecteur la même origine, et donc de signer l'étendue des gerbes de l'air.

gerbes de l'air, qui devinrent ainsi "gerbes d'Auger", que l'équipe de Kolhörster découvrait en

même temps [13]. Le flux de rayons cosmiques primaires d'énergie $E_0 > 10^{15}$ eV fut alors estimé à $10^{-9}/\text{min.cm}^2$. Les rayons cosmiques faisaient ainsi leur entrée en astrophysique, car de telles énergies semblaient signifier l'existence de champs électriques intenses et étendus, que personne ne pouvait cependant localiser.

Avant que les satellites ne détectent le rayonnement primaire de plus basse énergie (invisible depuis le sol), on établissait l'existence d'un rayonnement extrêmement énergétique, dont l'explication reste incertaine de nos jours.

L'intérêt des grandes gerbes de l'air pour la détection des rayons cosmiques primaires est la compensation d'un faible taux d'événements par l'extension latérale de ces gerbes. Depuis les coïncidences de l'équipe d'Auger, la discipline a considérablement évolué, ceci à plusieurs niveaux :

- les détecteurs de particules eux-mêmes ont progressé, bénéficiant de la naissance parallèle de la physique auprès d'accélérateurs ;
- au lieu de détecter directement les particules des gerbes, des méthodes indirectes mais très performantes sont apparues, comme la détection de lumière Čerenkov à la fin des années 50 ou de lumière de fluorescence en 1976 [14]. Cette dernière technique, basée sur l'émission isotrope de lumière de fluorescence par les molécules d'azote excitées par les électrons des gerbes, permet l'observation du développement longitudinal de celles-ci ;
- la disposition géométrique (maillage, taille) a progressé en fonction du flux et de l'énergie des particules mesurées.

Comme la formation des gerbes provoquées par des particules de très haute énergie implique également des interactions de haute énergie, certaines expériences s'intéressent plus spécifiquement à l'étude des propriétés de ces interactions.

Instrumentation

Les réseaux de détecteurs possèdent généralement plusieurs échelles, dues aux étapes de construction ou d'amélioration. Un réseau idéal doit couvrir une surface d'acceptance maximale avec un maillage serré et des détecteurs sensibles au plus grand nombre de paramètres possibles des particules y parvenant. Les compromis sont réalisés selon l'application désirée.

Les expériences dédiées à la mesure du spectre des rayons cosmiques privilégient surtout la surface d'acceptance. Le premier réseau dédié à la détection de gerbes, conduit par Linsley et Rossi, fut Agassiz à Harvard [15], composé de 12 scintillateurs de 0.9 m^2 . Au-delà de 10^{18} eV, les expériences à retenir sont les suivantes.

- Volcano Ranch (Nouveau-Mexique, Etats-Unis) (de 1959 à 1963)
Premier réseau de détecteurs à mesurer une énergie de 100 EeV, il était composé de 20 scintillateurs de surface 3.26 m^2 chacun, espacés de 884 m et échantillonnant une surface hexagonale de 8 km^2 .
- SUGAR (Sydney, Australie) (de 1968 à 1979)
Uniquement composé de détecteurs de muons, ce fut le plus grand réseau de l'hémisphère sud (77 km^2). Le maillage est orthogonal, et en une cinquantaine de points sont disposés deux détecteurs de 6 m^2 .

- Yakutsk (Sibérie, Russie) (depuis 1974)

Ce réseau couvre une surface d'une vingtaine de km^2 et est le plus diversifié : il est composé d'une centaine de scintillateurs dont la surface est comprise entre 0.25 et 2 m^2 , de détecteurs Čerenkov à air et de 7 détecteurs de muons de 20 ou 36 m^2 .

Cette surface est échantillonnée par un maillage hexagonal d'environ 1 km de séparation. La lumière Čerenkov, émise à proximité du cœur des gerbes, est essentiellement mise à profit dans les expériences dites gamma.

- Haverah Park (Leeds, Grande-Bretagne) (de 1968 à 1987)

Ce réseau est composé de détecteurs Čerenkov à eau, de surfaces 2.25, 9, 13.5 et 34 m^2 , disposés en étoile. Il couvre 12 km^2 . La détection de lumière Čerenkov dans l'eau est également utilisée par les détecteurs de muons ou de neutrinos.

- Fly's Eye (Utah, Etats-Unis) (depuis 1981)

Le principe de ce détecteur est le plus récent à avoir été appliqué. A la différence du concept de réseau utilisé jusqu'alors, il détecte la lumière de fluorescence [16]. Dans son cas, l'acceptance de quelques dizaines de km^2 est fonction d'une distance de visibilité. Pour ceci, on utilise l'appareillage astronomique conventionnel (télescopes focalisant la lumière sur des caméras CCD ou des PM). Alors que la lumière Čerenkov est prédominante près de l'axe des gerbes, donc détectée par des réseaux, la lumière de fluorescence est émise isotropiquement.

Cette technique mesure l'énergie plus précisément que ne le font les réseaux, car la gerbe est suivie le long de son développement. Cependant, la détection de lumière implique l'opération uniquement lors des nuits sans lune, ce qui réduit l'acceptance d'un facteur 10.

- AGASA (Akeno, Japon) (depuis 1990)

Composé de 111 scintillateurs de 2 m^2 et de 27 compteurs de muons, il couvre une surface de 100 km^2 , ce qui en fait le détecteur le plus prolifique actuellement. Les scintillateurs, espacés de 800 m, permettent le dénombrement précis des particules chargées. La détection des muons s'effectue avec des chambres proportionnelles multifils.

Cette surface opérationnelle depuis 1991 avait été précédée d'une étape de 1 km^2 et d'une autre de 20 km^2 , qu'on référera par Akeno.

Abaissons à présent le seuil d'énergie pour nous intéresser aux expériences de rayons cosmiques plus particulières.

- Expériences souterraines

Afin de ne détecter que les muons produits dans les gerbes, des expériences se sont placées à plusieurs centaines de mètres sous terre.

- Chambres à émulsions

Ces dispositifs, surtout disposés en altitude (entre 3000 et 5000 m, c'est-à-dire de 550 à 700 g/cm^2) en raison de la jeunesse des gerbes présentes à ces altitudes, possèdent une granularité fine qui les rend sensibles aux détails de développement de ces gerbes. De telles chambres, dont la surface atteint plusieurs centaines de m^2 , peuvent parfois contenir des sous-gerbes entières, initiées par des interactions proches du détecteur.

Les mesures ne peuvent pas être effectuées en temps réel, car les plaques doivent être régulièrement relevées et scannées. Certaines fonctionnent à proximité d'installations

destinées aux grandes gerbes. Parmi les plus actives, citons les expériences à Chacaltaya en Bolivie et dans le Pamir au Tadjikistan.

- Ballons, sondes, fusées, avions

Déjà utilisés par Hess, les ballons atteignent plus de 30 km d'altitude (seulement quelques g/cm^2) et permettent, malgré la faible surface utile embarquable, la mesure des premiers développements des gerbes (expérience JACEE). A plus basse altitude, des détecteurs ont également volé à bord du Concorde (ECHOS, [17]) (profondeur 100 g/cm^2).

- Satellites

Datant de l'époque spatiale, ils mesurent la partie inférieure du spectre d'énergie. Sensibles au rayonnement primaire, leur surface est limitée à quelques m^2 . Cette surface permet l'embarquement d'un matériel sophistiqué, autorisant des mesures directes de composition. Cependant, à cause du flux décroissant en fonction de l'énergie, les primaires dépassant le million de GeV sont extrêmement rares.

Interactions à très haute énergie

Comme pour l'explication de l'origine des rayons cosmiques, chaque époque pose ses propres questions. Lorsque les premières gerbes furent observées, le mécanisme qui autorisait la production multiple de particules n'était pas clair. Depuis, les accélérateurs ont permis d'apporter un peu de lumière, mais la situation à plus haute énergie reste inconnue. En l'absence de données, on doit se contenter d'extrapoler. Cependant, alors que la physique est si complexe dans l'intervalle des énergies accessibles expérimentalement, peut-on raisonnablement supposer un désert au-delà, et ceci pendant au moins trois ordres de grandeur (les énergies d'interaction primaire atteignent plusieurs centaines de TeV dans le centre de masse) ? Si des particules très massives existent, ces énergies autorisent leur production, et donc des effets nouveaux.

Ainsi, des événements sont régulièrement reportés [18, 19, 20], faisant état de caractéristiques anormales. Retenons ainsi :

- les Centaures [21, 18], dans lesquels la multiplicité de pions neutres semble nulle, sont les plus reproduits et sujets au plus de discussions [22, 23, 24] ;
- d'éventuelles nouvelles particules, suggérées par plusieurs expériences de façon isolée (événements de Yunnan et KGF, doubles cœurs ou géminions de Chacaltaya, KGF, et Pamir [18, 23, 20]) ;
- si les événements coplanaires du Pamir (multi-halos [24]) sont compris en termes de jets propres à la QCD [25], ceux enregistrés à bord de Concorde [17] posent encore des questions [26].

Ces expériences ayant également permis de faire des mesures sur les comportements des sections efficaces, des multiplicités et des impulsions transverses des secondaires, elles doivent être poursuivies afin de révéler des propriétés encore inconnues.

Et les électrons ?

En parlant des gerbes, nous avons rapidement oublié qu'une composante importante du flux de rayons cosmiques était électronique. Ces particules subissent des pertes bien plus dramatiques que les protons (synchrotron ou Compton) et ne sont pas candidates aux plus hautes énergies, leur spectre ayant toutefois été mesuré jusqu'au millier de GeV (Fig. 1.5).

1.1.2 Les photons

Parler des photons dans le cadre des rayons cosmiques est motivé par deux raisons :

- ils en font partie, et il n'est pas à exclure, dans certains modèles, qu'ils contribuent de façon significative au flux mesuré aux plus hautes énergies ;
- la recherche de sources connues est subordonnée aux observations radio, optique, X et γ .

Concernant le premier point, il a fallu attendre les fusées et satellites pour détecter les premiers gammas cosmiques de quelques MeV. A présent, grâce aux expériences au sol, l'énergie mesurée atteint 1 TeV, la zone entre 20 et 200 GeV restant à combler. Au-delà du TeV, les photons se font rares car ils interagissent avec le fond diffus infrarouge (CIB) pour créer des paires d'électrons. Néanmoins, aux énergies extrêmes leur libre parcours moyen augmente et autorise leur propagation.

L'étude des rayons cosmiques est corrélée à la détection de photons sur une large gamme d'énergie :

- la radioastronomie a permis la découverte du rayonnement primordial à 3K issu du Big-Bang, celle des pulsars et des quasars, et permet une cartographie particulièrement précise de radio-galaxies ;
- les mesures de satellites X indiquent la présence de zones actives (chaudes) dans les couches des restes de supernovæ ou au sein des amas de galaxies ;
- la détection de rayonnement γ , bien que d'énergie moindre que les rayons cosmiques, est une indication fondamentale de l'activité de sources comme les blazars ou certains pulsars. C'est la branche sœur de la détection de rayons cosmiques, et nous y reviendrons de temps à autre. Signalons que le rayonnement γ , comme sur les autres longueurs d'onde, comporte une composante diffuse et une autre ponctuelle. Dans celle-ci, on distingue les signaux pulsés, transitoires, continus, et enfin les sursauts (la nature mystérieuse de ceux-ci nous conduira à en reparler).

Ces expériences, seules capables de localiser des sources avec vraisemblance, sont cruciales pour la compréhension des rayons cosmiques chargés dont la description suit.

Enfin, dans l'idée d'un futur où émergeront les astronomies de neutrinos et de rayons cosmiques d'énergie extrême, les observations sur plusieurs longueurs d'onde sont importantes. Des sources comme la nébuleuse du Crabe (Fig. 1.3) ou le quasar 3C279 émettent ainsi un rayonnement sur toute l'étendue du spectre.

1.1.3 Les neutrinos

De masse faible sinon nulle, ils forment la majorité des particules connues voyageant dans l'espace (Tab. 1.1), mais n'interagissent que via l'interaction faible, donc des processus à faible section efficace, ce qui les rend difficilement détectables.

Par ordre croissant d'énergie, les neutrinos d'origine extra-terrestre sont :

- les neutrinos fossiles, issus du découplage des interactions faibles, peuplent l'Univers avec une densité de $350 \nu/\text{cm}^3$ et une densité d'énergie de $0.2 \text{ eV}/\text{cm}^3$. Si leur masse n'est pas nulle, ils peuvent contribuer de façon significative à la densité d'énergie présente dans l'univers, et rendre compte, au moins partiellement, de la matière noire (chaude) ;
- les neutrinos solaires (0.4 MeV pour la majorité) nous parviennent à raison de 40 milliards par cm^2 par seconde ;

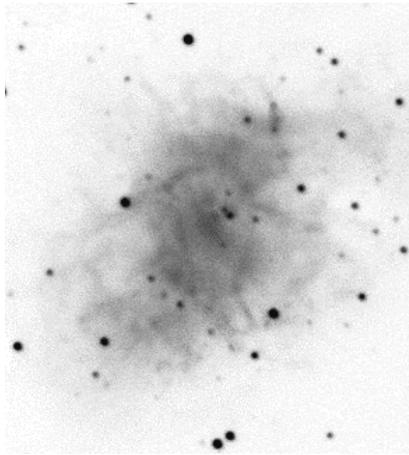


Fig. 1.3: La nébuleuse du Crabe (M1). Cette supernova, reportée par des astronomes chinois du XI^{ème} siècle, est devenue pléïon et émet du domaine radio aux gammas de plus haute énergie (1 TeV).

- des neutrinos plus énergétiques viennent de sources puissantes telles que supernovæ (SN1987A), noyaux actifs de galaxies ou, plus hypothétiquement, de défauts topologiques ;
- les neutrinos de Greisen sont produits lors des réactions de photoproduction dues à l'interaction de rayons cosmiques suffisamment énergétiques avec les photons du fond diffus cosmologique (CMB).

Nous reviendrons sur ces deux dernières classes, et indirectement sur la première.

1.1.4 Autres particules

Neutrons, particules instables

La probabilité qu'une particule de facteur de Lorentz γ , de durée de vie τ , nous parvienne depuis une source à distance d , vaut

$$P = \exp\left(-\frac{d}{\gamma\beta c\tau}\right) = \exp\left(-\frac{d}{c\tau\sqrt{\gamma^2 - 1}}\right),$$

ce qui, pour des neutrons ($\tau \simeq 890$ s) de 10^{17} eV émis par 2A 1822-37 (située à 2.5 kpc, [27]), vaut $P = 0.05$, rendant possible la détection d'une fraction d'entre eux, le libre parcours moyen (lpm) étant de l'ordre de 1 kpc.

Particules supersymétriques, inflatons et défauts topologiques

Il est courant que les théories dépassant le modèle standard des interactions électrofaibles et/ou le modèle standard du Big Bang prédisent l'existence de nouvelles particules ou de configurations complexes de champs, y incluant une ou plusieurs dont la durée de vie est supposée longue. Nous ne reviendrons plus tard que sur les défauts topologiques (§2.7).

1.1.5 Flux typiques

En prélude à une discussion plus générale sur le spectre des rayons cosmiques, voyons les ordres de grandeur de flux à considérer (Tab. 1.1). Signalons la distinction entre les sources

ponctuelles et les sources diffuses. Pour ces dernières, on doit prendre en compte le facteur “par stéradian” (/sr), qui exprime la croissance du flux avec l’ouverture angulaire de mesure.

type	plage	flux	(diffus)	énergie (eV/cm ² .s(.sr))	
neutrinos	CMB	4×10^{10}	/cm ² /s	/sr	4×10^6
	solaires	4×10^{10}	/cm ² /s		2×10^{16}
photons	CMB (3 K)	$\sim 10^{12}$	/cm ² /s	/sr	$\sim 10^8$
	Crabe 2-10 keV	~ 1	/cm ² /s		3000
	blazar TeV	~ 1	/m ² /h		10^4
	diffus 100 MeV	$\sim 3 \times 10^{-5}$	/cm ² /s	/sr	3000
	diffus 100 GeV	$\sim 10^{-8}$	/cm ² /s	/sr	1000
cosmiques	10 GeV	1000	/m ² /s	/sr	10^9
	1 TeV	400	/m ² /h	/sr	10^7
	0.1 PeV	2.5	/m ² /jour	/sr	3×10^5
	10 PeV	1	/m ² /an	/sr	3×10^4
	EeV	1	/km ² /an	/sr	300
électrons	10 GeV	3	/m ² /s	/sr	3×10^7
	100 GeV	1	/m ² /min	/sr	2×10^6
	1 TeV	3	/m ² /h	/sr	10^5

Tab. 1.1: Ordres de grandeur du flux de rayons cosmiques, neutrinos, photons et électrons.

1.2 Energies “intermédiaires”

Parcourons à présent le spectre des rayons cosmiques (Fig. 1.4) jusqu’à 10 EeV. Nous remarquons que le flux en fonction de l’énergie peut se paramétrer par des distributions en lois de puissance $N(> E) \sim E^{-\gamma}$, dont l’indice spectral γ suit des régimes relativement bien délimités.

Lois de puissance et indices spectraux

Nous noterons le spectre intégral $N(> E) \sim E^{-\gamma}$ et le spectre différentiel

$$\frac{dN}{dE} \sim E^{-(1+\gamma)} = E^{-x}.$$

Comme il est commode, dans les descriptions microscopiques, de raisonner sur les impulsions, les deux représentations sont liées par $4\pi p^2 f(p) dp = N(E) dE$. Le spectre en impulsion $f(p) \sim p^{-q}$ a donc un indice $q = x + 2 = \gamma + 3$. En comparaison, la luminosité de photons dont le spectre vaut $\frac{dN}{dE} \sim E^{-x}$ est proportionnelle à $\nu F(\nu) \sim E^{2-x} = E^{1-\gamma}$.

Décomposons donc ce spectre selon les valeurs que prend l’indice intégral γ . Même si les preuves en font défaut, il est légitime, en excluant les coïncidences fortuites, de penser qu’à chaque valeur de cet indice correspondent un ensemble de mécanismes d’accélération, de pertes et de propagation appropriés.

Les particules d’énergie inférieure à 10 GeV constituent l’essentiel du rayonnement primaire parvenant sur terre, mais sont sujettes aux modulations solaires ainsi qu’aux variations de l’atmosphère. Les directions d’arrivée étant influencées par le champ magnétique terrestre, elles ne donnent aucune indication sur leur provenance, par contre renseignent sur ce champ.

de 10 GeV à 3×10^{15} eV : indice $\gamma = 1.7$

Dans cette région les mesures proviennent des satellites ou des ballons, et déterminent directement la nature des particules incidentes jusqu’aux énergies d’environ 4×10^{14} eV.

Jusqu’à quelques centaines de GeV (Fig. 1.5), les rayons cosmiques sont constitués du vent solaire (électrons, photons, hadrons, noyaux), et sont modulés par celui-ci en déphasage avec l’activité du soleil. A ces énergies, leur composition est d’intérêt cosmologique, car elle est liée aux éléments créés dans le système solaire. Néanmoins, une surabondance d’éléments légers par rapport au contenu standard est observée, due à des réactions de spallation [29].

Parmi les nucléons incidents, environ 80 % sont des protons libres et 15 % se trouvent dans des noyaux d’hélium (α), le reste de noyaux plus lourds (jusqu’au fer) se partageant selon les valeurs indiquées sur la Tab. 1.2. Le flux d’électrons et de positrons est 1 % de celui des hadrons à 10 GeV, puis décroît plus rapidement que les protons (indice différentiel d’environ 3.5 contre 2.7). Une fraction de 10^{-4} d’antiprotons (\bar{p}) a également été détectée, leur spectre étant en accord avec une production secondaire locale.

Cette gamme d’énergie est également celle où sont détectés des photons. Le spectre diffus, composé de 1.2 photons/m².s.sr, est dû à la désintégration de π^0 s, eux-mêmes produits lors des collisions des rayons cosmiques avec la matière interstellaire.

Outre le vent solaire aux plus faibles énergies, cette première partie du spectre est attribuée principalement à des sources galactiques telles que supernovæ, restes de supernovæ et pulsars. A ces énergies, il est probable que le rayonnement ne provienne pas de sources extragalactiques, le rayon de Larmor des particules étant faible en comparaison des distances à traverser.

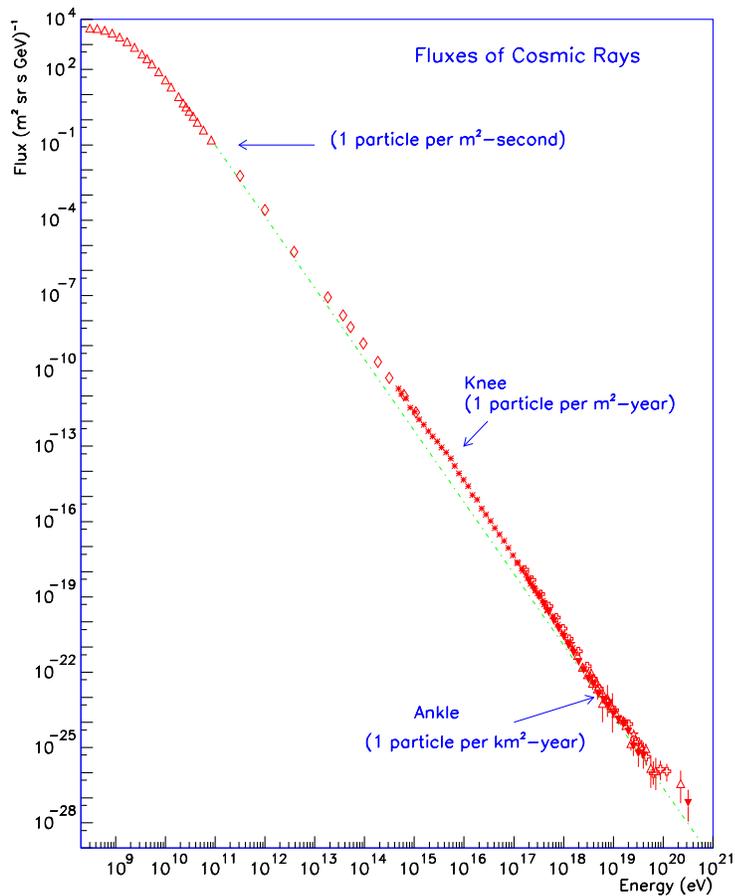


Fig. 1.4: Spectre des rayons cosmiques (extrait de [28]). Seul le premier genou est signalé sur cette figure. Le second, compris entre 10^{17} et 10^{18} eV, beaucoup moins apparent, est visible sur la Fig. 1.6.

3×10^{15} eV - 10^{18} eV : indice $\gamma = 2$ (au-delà du premier genou)

A partir de 10^{15} eV apparaissent d'une part une difficulté liée à des contraintes instrumentales, d'autre part une caractéristique a priori universelle :

- le flux régulièrement décroissant impose l'abandon des méthodes directes que sont les appareillages à bord de satellites. A cet effet, seules les mesures provenant des gerbes sont disponibles, et l'énergie comme la composition ne peuvent être estimées qu'indirectement ;
- l'indice spectral augmente (passe de 1.7 à 2), et ceci pendant trois ordres de grandeur. La cassure associée à ce changement est appelée **genou**. Le spectre de densités de particules secondaires détectées au sol présente également un changement d'indice [31].

L'ensemble des conditions expérimentales se dégrade donc. Seule la direction reste bien estimée, peu exploitable à ces énergies malheureusement. Les calculs d'anisotropie permettent de vérifier les valeurs estimées des champs magnétiques galactiques (une anisotropie jouerait en faveur de valeurs plus basses qui affecteraient moins les trajectoires des particules).

La composition reste sujette à discussion. Les mesures du Fly's Eye suggèrent, aux modèles d'interaction près, une forte proportion de noyaux lourds à 10^{17} eV, décroissante avec l'énergie. Nous avons également vu qu'à basse énergie, l'indice spectral du fer était inférieur à celui des protons, favorisant une proportion croissante avec l'énergie. Notons également que les

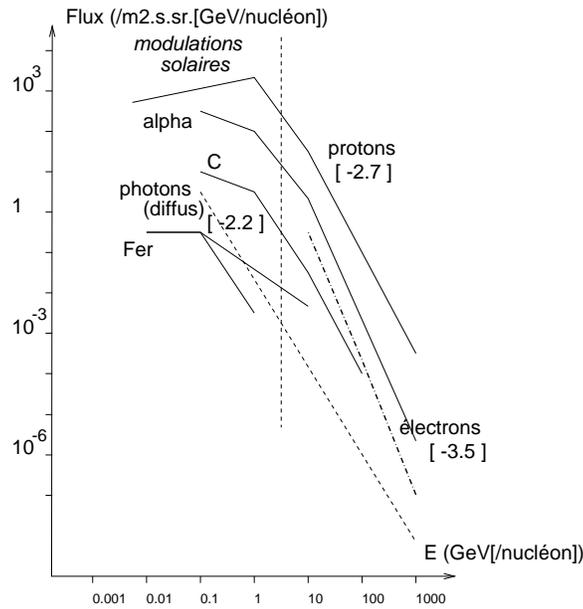


Fig. 1.5: Spectre à basse énergie. Sont également inclus sur ce spectre les gammas diffus et les électrons. Ces derniers sont coupés à basse énergie à cause de leur manque de rigidité magnétique.

premières estimations de composition [31] suggèrent la prédominance de noyaux lourds avec l'énergie croissante. Les mesures à partir de gerbes peuvent cependant être révélatrices de processus physiques mal compris dans les simulations.

Ces énergies sont difficilement accessibles par les énergies des supernovæ ou celles de leurs restes, cependant les pulsars restent des candidats potentiels. Les noyaux actifs de galaxie contribuent certainement également au flux observé localement.

$$10^{18} \text{ eV} - 10^{19} \text{ eV} : \text{indice } \gamma = 2.2 \text{ (deuxième genou)}$$

Nous parvenons aux très hautes énergies, avec un second genou, moins apparent, à quelques EeV. Le nombre d'inconnues augmente et la composition pose des contraintes sur les distances de propagation, et donc leur origine.

Sont alors invoquées essentiellement des sources extragalactiques (noyaux actifs de galaxie), car les objets puissants à l'intérieur de la galaxie se font rares.

Dans le cas de sources galactiques, ce second genou pourrait être lié à l'absence de confinement galactique à partir de ces énergies.

Z	ion	abondance /m ² .s.sr.(GeV/nucléon)
1	H	23.8
2	He	1.11
3-5	Li-B	1.3×10^{-2}
6-8	C-O	7.2×10^{-2}
9-10	F-Ne	9.8×10^{-3}
11-12	Na-Mg	7.2×10^{-3}
13-14	Al-Si	6.2×10^{-3}
15-16	P-S	9.8×10^{-4}
17-18	Cl-Ar	3.3×10^{-4}
19-20	K-Ca	6.5×10^{-4}
21-25	Sc-Mn	1.6×10^{-3}
26-28	Fe-Ni	3.9×10^{-3}

Tab. 1.2: Abondances des noyaux de charge Z dans les rayons cosmiques à 10.6 GeV/nucléon, calculées d'après [30].

1.3 Directions d'arrivée

Ces mesures n'ont de sens que pour les rayons cosmiques d'énergie au-delà de 10^{17} eV, à partir de laquelle les déviations dues aux champs magnétiques s'amenuisent, ou pour la composante neutre (photons ou neutrons).

1.3.1 Anisotropies

Plusieurs études ont été réalisées sur les différents échantillons de gerbes détectées à haute énergie, cependant rien de significatif n'en ressort :

- d'après les données disponibles en 1989 [32] des expériences Fly's Eye, Haverah Park, Sydney et Yakutsk, la distribution des angles d'arrivée des rayons cosmiques semble consistante avec une distribution isotrope ;
- dans le cas du réseau AGASA,
 - autour de 10^{18} eV, les directions du centre galactique et autour du Cygne sont favorisées (117000 gerbes d'énergie $> 10^{17}$ eV [33]) ;
 - entre 10^{18} et 10^{19} eV, une corrélation avec le plan supergalactique est suggérée [34], mais contestée ;
 - au-dessus de 4×10^{19} eV, trois doublets et un triplet ont été observés dans des cercles de diamètre 2.5° [35], ceci parmi 47 événements ;
- d'après les données publiques de Haverah Park, Sydney, Yakutsk et Volcano Ranch [36, 37, 38, 39], une corrélation avec le plan galactique a été remarquée [40] sur les groupes de 3 ou 5 rayons cosmiques de haute énergie.

1.3.2 Sources ponctuelles

Certaines expériences ont reporté une émission significative de particules neutres en provenance de sources particulières. Ainsi Cygnus X-3 a été vu par Akeno [41] et le Fly's Eye [42]

au-dessus de 5×10^{17} eV, mais pas par Haverah Park [43]. Her X-1 (Fly's Eye [16]) a également révélé une émission à très haute énergie. Le réseau CASA, dont le seuil est situé à 100 TeV, n'a vu aucun signal provenant de ces sources cependant [44]. Cygnus X-3 étant une source transitoire à d'autres longueurs d'ondes, sa non détection récente peut être due à une baisse d'activité actuelle [45]. SUGAR a détecté, au-dessus de 10^{17} eV, une émission de neutres provenant du système binaire X 2A 1822-37 [27].

Bien qu'une telle extrapolation soit encore délicate, l'existence des doublets et triplets mentionnés plus haut [35] pourrait être le signal de sources de rayons cosmiques d'ultra-haute énergie.

1.4 Le spectre des énergies extrêmes : $\gamma < 2$? (cheville ?)

Entrons à présent dans le domaine des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie (UHECR).

Etat des lieux

Avant tout, nous devons signaler ici le manque de statistique, qui se traduit par des barres d'erreurs importantes (Fig. 1.6). Néanmoins, à partir de 10 EeV, on voit apparaître une cheville, ce qui s'exprime par un indice spectral intégral qui descend à $\gamma = 1.2$ ou 1.5.

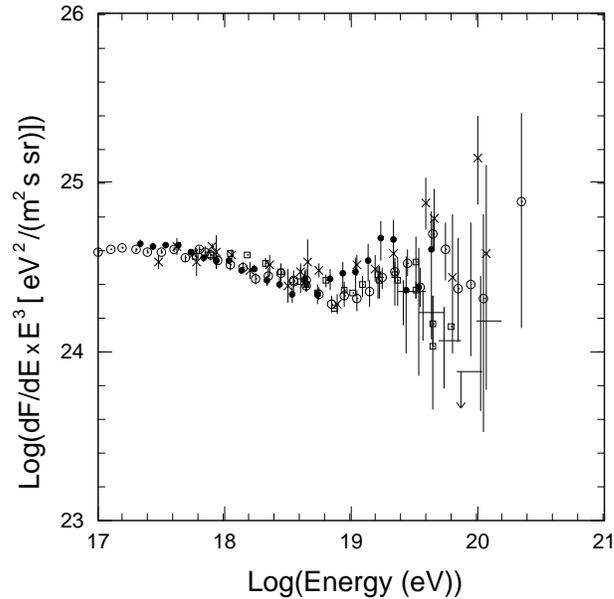


Fig. 1.6: Spectre aux énergies extrêmes [28]. Il a été multiplié par E^3 afin de mieux faire apparaître les déviations à la loi de puissance d'indice différentiel $x = 3$.

En termes de nombre d'événements, cette remontée relative du spectre exprime le fait que, alors qu'on pensait qu'aucune particule de plus de 5×10^{19} eV ne pouvait nous parvenir, plus d'une dizaine d'événements [46, 47, 48, 49, 50, 51] répartis sur environ $1000 \text{ km}^2 \cdot \text{an}$, soit un flux d'une particule par km^2 par siècle infirment cette hypothèse depuis bientôt 40 ans².

Cette région comporte donc à la fois trop (par rapport à ce qu'on attendait) et trop peu d'événements (pour exploiter les données).

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 3K empêche les protons ou noyaux de plus de quelques dizaines d'EeV de parcourir plus de quelques dizaines de Mpc. Cet effet, remarqué par Greisen [52], Zatsepin et Kuzmin [53], devrait donc provoquer une coupure, appelée GZK, du spectre à ces énergies. Malgré tous ces problèmes, ces hautes énergies présentent cependant l'avantage d'être peu affectées par les champs magnétiques, ce qui devrait permettre de localiser les sources de ces rayons cosmiques.

² Ramené à la surface du globe terrestre, ce flux signifie que l'atmosphère terrestre est soumise environ toutes les 5 secondes à de telles particules.

Ces événements sont intrigants à plusieurs titres :

- aucun mécanisme d'accélération ne permet, étant données les caractéristiques des sources connues, d'expliquer l'existence de particules possédant ces énergies. Les modèles de pulsars, restes de supernovæ ou noyaux actifs de galaxies nécessitent des paramètres fortement ajustés pour rendre compte des énergies ;
- si, toutefois, une source pouvait produire ces énergies, on s'attend à ce que l'indice spectral augmente significativement à partir de 50 EeV, car les réactions de photoproduction avec le fond diffus cosmologique (GZK) dégradent l'énergie ;
- en les reportant sur le spectre des rayons cosmiques, on observe a priori une légère diminution de l'indice spectral, suggérant l'existence d'un processus nouveau, l'effet étant accentué par l'absorption mentionnée ci-dessus.

Les questions posées sont donc : **que sont ces particules ? d'où viennent-elles ?**

Beaucoup de bruit pour rien

Avant de poursuivre, précisons une dernière chose concernant ces particules d'ultra-haute énergie. De temps à autre, une question revient : et si c'étaient des agrégats de particules, plus massifs, des "grains de poussière" animés d'une vitesse moins grande ? La réponse, **non**, est donnée par les arguments utilisés pour l'estimation de la composition chimique des rayons cosmiques. D'une part [54, 55], des grains de poussière contenant 10^n nucléons provoqueraient des gerbes dont la profondeur au maximum serait diminuée de $75 \times n$ g/cm², ce qui, d'après les observations, pose une limite supérieure $n \leq 2$, compatible avec des noyaux lourds, mais pas plus. D'autre part [55], la dépendance des distributions latérales de densité de particules en fonction de la distance au cœur de la gerbe serait beaucoup moins décroissante (ainsi qu'on l'attend, en proportion plus faible, pour les noyaux).

Besoin

Bien que l'énergie de ces événements ait été mesurée précisément et l'existence de particules de si haute énergie soit indubitable, ils sont très rares. Il est donc difficile d'interpréter l'apparente remontée du spectre observée. Bien que les mesures expérimentales et les modèles d'accélération favorisent les noyaux les plus lourds, ceux-ci nécessitent des sources proches qui semblent inexistantes.

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 détecteurs est donc nécessaire. Ainsi, plusieurs projets sont actuellement à l'étude :

- *High Resolution Fly's Eye (HiRes)* est un projet d'amélioration de l'actuel détecteur de fluorescence *Fly's Eye*, augmentant à la fois le nombre d'yeux (acceptance) et la résolution [56] ;
- le *Telescope Array (TA)* vise à installer un réseau de télescopes, sensibles aux lumières de fluorescence et Čerenkov [57] ;
- l'*observatoire Pierre Auger (PAO)* utilisera d'une part la lumière de fluorescence, d'autre part la détection des particules au sol, et sera présent dans chaque hémisphère [58].

C'est à l'Observatoire Pierre Auger³ que nous nous intéressons dans ce travail. Pour dépasser la sensibilité des expériences précédentes et atteindre un taux d'une centaine

³ Nous ferons désormais référence à l'expérience Pierre Auger à l'aide de ses initiales anglo-saxonnes **PAO**.

10
1. D. Ruge et al.

d'événements par an au-dessus de 10^{20} eV, le flux mesuré d'un événement par km^2 par siècle conduit au chiffre de 10000 km^2 . L'ambition du PAO est la couverture de 3000 km^2 dans chaque hémisphère, en Argentine (Mendoza) d'une part, aux Etats-Unis (Utah) d'autre part. Ces deux sites se situent à une altitude d'environ 1400 m, soit une profondeur atmosphérique de 870 g/cm^2 .

Outre l'**énergie**, la **direction** d'arrivée sera déterminée grâce au front des gerbes, et la **nature** des primaires incidents, paramètre le plus délicat, sera déduite des propriétés connues des gerbes. L'interprétation des mécanismes d'accélération dépendra ensuite fortement de ces 3 observables. En particulier, on espère, grâce à une statistique à 100 EeV comparable à celle à quelques EeV d'aujourd'hui, pouvoir remarquer des structures plus significatives.

Signalons qu'un système de notes internes, d'intérêts tant physiques que techniques, a été mis en place, les notes GAP (pour *Giant Array Project*), et sont accessibles par le Web [59]. Nous y ferons référence en particulier aux chapitres 3 et 6, où seront abordées les caractéristiques plus précises de l'expérience.

2. ASTROPHYSIQUE

Ce chapitre présente la physique nécessaire à la compréhension des problèmes que cherche à résoudre l'expérience Pierre Auger. Après avoir rappelé le contenu et l'évolution supposés de l'univers, les principaux processus responsables de la dégradation de l'énergie des particules chargées et des photons sont exposés. Nous expliquons alors comment les théories actuelles expliquent l'existence des rayons cosmiques, avant de montrer le second problème des énergies extrêmes, la coupure GZK.

Ensuite, nous tâchons d'apporter des réponses plus quantitatives en considérant d'abord les sources d'origine galactique, puis extragalactiques. La synthèse des mécanismes dits conventionnels une fois effectuée, nous présentons les prédictions des modèles de défauts topologiques.

Nous terminons en faisant le point sur les mesures d'anisotropies réalisées jusqu'à présent, car ce sont elles qui pourraient trancher, dans un premier temps, entre les deux hypothèses (sources connues ou défauts topologiques).

Certes, le spectre des objets, mécanismes ou particules présenté se veut très large. Il est certain que l'ambition de l'expérience Pierre Auger, explicitée en introduction, n'est pas d'apporter une réponse à tous les problèmes rencontrés dans ces domaines. Cependant, l'incertitude sur l'origine de ces rayons cosmiques est telle que nous sommes forcés d'envisager le maximum de possibilités pour, peut-être, être en mesure d'en éliminer certaines.

2.1 Cadres

Cette première section a pour but de donner les ordres de grandeurs des échelles de structure ainsi que des énergies disponibles à ces échelles.

2.1.1 Extragalactique

La cosmologie a pour objet la connaissance de l'histoire, et donc du contenu, de l'univers. Malgré des résultats encourageants (expansion, abondances primordiales et fond cosmologique), de nombreuses questions subsistent. Ainsi, les expériences actuelles s'intéressent à l'univers primordial, à la formation des structures et à la matière noire. Nous aborderons le problème de la formation des structures dans le cadre des défauts topologiques (§2.7).

Tout en gardant conscience des limites ou des inconnues (évaluation des distances, formation de structures), on se place dans le cadre du modèle du Big Bang chaud, selon lequel l'univers est né d'une explosion primordiale il y a environ 15 milliards d'années, sa dynamique étant régie par les lois de la gravitation relativiste. Au départ extrêmement dense et chaud, l'univers s'est progressivement refroidi en s'étendant, émettant de plus un rayonnement, dont la température actuelle vaut 2.7 K, lors du découplage des interactions thermiques entre la matière et le rayonnement. Ce rayonnement de fond diffus cosmologique fossile (CMB) a une influence capitale sur les rayons cosmiques d'énergie extrême.

Cette expansion, uniforme et isotrope, se manifeste par une distance entre galaxies proportionnelle à la vitesse d'éloignement, elle-même mesurée par le décalage vers le rouge (*redshift*) z , qui sert donc d'indicateur de distances (spatiale et temporelle) par l'expression

$$d = z \frac{c}{H_0},$$

où H_0 est la constante de Hubble. Les objets les plus lointains sont donc également les plus jeunes observés. Dans un rayon d'environ 5000 Mpc, on observe différents niveaux de structure, les plus grandes étant les super-amas qui définissent des vides atteignant 100 Mpc. Ces super-amas contiennent ensuite des amas de taille 1 à 10 Mpc, constitués de quelques galaxies, de taille 10 à 100 kpc.

Près de nous, l'amas ou groupe local est constitué, outre notre galaxie, des nuages de Magellan, de M31 et de ses satellites. Le super-amas local, dont le centre (grand attracteur) serait l'amas de la Vierge, définit sur une carte du ciel un plan appelé *super-galactique*, sensiblement perpendiculaire au plan galactique.

Matière noire

Un problème crucial dans la compréhension de l'histoire passée et future de l'univers reste la difficulté des observations. Ainsi, le désaccord entre la masse lumineuse observée, celle déduite des observations de galaxies, et enfin les modèles, laisse le champ libre à beaucoup de spéculations sur la densité d'énergie ρ présente dans l'univers ainsi que sa nature. On pense qu'une large fraction de cette énergie est invisible, ou du moins peu visible, et on l'appelle matière noire.

La densité critique, qui définit la limite entre les destins supposés de notre univers (expansion infinie ou effondrement), vaut environ $\rho_c \simeq 2 \times 10^{-29} \text{ g/cm}^3$. La masse lumineuse observée rend compte d'environ 1 % d'une telle densité. La densité du gaz intergalactique est estimée comparable à cette valeur.

2.1.2 Contenu et évolution des galaxies

Il en existe de plusieurs formes (spiraales, elliptiques, irrégulières), corrélées à leur âge. A l'intérieur des spirales, jeunes, les étoiles naissent, vivent et meurent par supernovæ de type II (SN II), laissant des restes compacts. A l'intérieur des elliptiques, plus évoluées, ces derniers peuvent former des systèmes binaires et provoquer des supernovæ de type Ia (SN Ia).

Des galaxies actives sont également recensées, comprenant des noyaux actifs de galaxie (NAG), qui se distinguent par une émission intense qui n'est pas due à celle des étoiles qui les composent. Leur densité à z donné en révèle une fraction de 10^{-5} actuellement, contre 10^{-2} à $z \in [2, 2.5]$, soit il y a une dizaine de milliards d'années. Leur durée d'activité est estimée inférieure au milliard d'années.

2.1.3 Notre galaxie

Pour l'étude des rayons cosmiques, la distinction entre l'intérieur de notre galaxie et l'extérieur est d'importance. D'une part les sources galactiques ne semblent pas aussi puissantes que certaines galaxies actives, d'autre part la densité de matière et les champs magnétiques sont plus importants aux alentours de notre galaxie qu'à l'extérieur.

Dans la galaxie, la masse (2×10^{44} g) est essentiellement contenue dans les étoiles, la masse de gaz interstellaire étant estimée à 1% de cette valeur, contribuant à une densité d'environ 2×10^{-26} g/cm³. Une région intermédiaire entre la galaxie et le milieu extragalactique est le halo galactique, de forme supposée sphérique, et dont la densité est mal connue, comprise entre 0.1 et 10% de celle de la galaxie selon les estimations.

On recense également des poussières plus lourdes, des champs magnétiques et des électrons. Le rayonnement provient, en optique des étoiles, en X ou γ des sources binaires, et en radio du mouvement synchrotron des électrons. Les électrons sont pour la plupart dus à la désintégration successive des pions en muons. Mentionnons enfin l'existence d'une composante sombre (naines brunes) qui pourrait contribuer à la matière noire mentionnée ci-dessus.

2.1.4 Champs magnétiques

Leur compréhension est fondamentale, tant pour l'accélération que pour la propagation des rayons cosmiques. Dans notre galaxie, la valeur et la distribution de ces champs semble assez bien connue [60]. Les champs magnétiques des autres galaxies sont supposés comparables à celui mesuré dans notre galaxie, soit quelques μ G.

Pour les champs magnétiques extragalactiques, on ne connaît que la limite $B < 10^{-9}$ G [61]. Cette valeur maximale pourrait avoir été atteinte, à partir d'un champ magnétique primordial d'environ 10^{-20} G, par la formation des galaxies qui aurait engendré un effet dynamo et une augmentation à 10^{-9} G de ce champ [61, 62].

2.1.5 Densités d'énergie

En supposant homogène le spectre des rayons cosmiques d'énergie extrême $E_0 > 100$ EeV dans la galaxie, leur contribution à ρ vaut 10^{-9} eV/cm³, soit $10^{-13}\rho_c$. Même si tous ces rayons avaient l'énergie maximale de 10^{28} eV (échelle de Planck), on n'obtiendrait que $10^{-5}\rho_c$. Dans notre galaxie, la densité de rayons cosmiques vaut 1 eV/cm³, soit $10^{-4}\rho_c$.

2.2 Dégradation de l'énergie

Pourquoi parler d'emblée des pertes d'énergie, alors que l'accélération, sujet qui nous préoccupe a priori, n'a pas encore été abordée ? Simplement parce que ces pertes sont incontournables, et doivent donc être présentes à l'esprit dans toute configuration, prometteuse ou non.

En effet, quel que soit le milieu (matière, rayonnement, champs magnétiques) dans lequel elles évoluent, les particules interagissent. En particulier, les régions accélératrices sont rarement nues, et des cascades de particules peuvent s'y produire. Les processus évoqués ici sont également responsables des gerbes atmosphériques, pour lesquelles le milieu est plus dense, moins chaud, et moins magnétisé que la plupart des milieux astrophysiques considérés, et s'appliquent également dans les détecteurs, en particulier les cuves d'eau composant les détecteurs de surface de l'observatoire Auger.

Où passe l'énergie perdue ? Le point crucial est qu'elle n'est pas perdue pour tout le monde. Citons ainsi l'émission radio des radiogalaxies, qui est la signature d'électrons relativistes. De même, l'énergie des particules non résonantes dans un plasma est transférée aux turbulences magnétiques, qui vont à leur tour amplifier l'accélération d'autres rayons cosmiques.

Les photons émis sont ainsi généralement dus à la perte d'énergie de particules chargées. Leur interaction décrit l'obscurcissement des milieux intermédiaires. Sans accélération de particules chargées, les spectres ne dépasseraient pas le MeV (nature non thermique des spectres au-delà de 100 keV [63]). Dans le cadre des modèles existants, l'émission non thermique de gammas doit donc s'accompagner de la production de rayons cosmiques.

La prédominance d'une perte ou de l'autre est liée à la nature et à l'énergie de la particule en question ainsi qu'à son milieu d'évolution.

2.2.1 Particules chargées

Effets des champs magnétiques

Soient un champ magnétique \vec{B} et une particule de charge Ze , de masse m , de facteur de Lorentz γ , d'impulsion \vec{p} , l'angle d'attaque (*pitch-angle*) valant $\theta_B = (\vec{p}, \vec{B})$. Le rayon de Larmor est défini par $r_L = \frac{p \sin \theta_B}{ZeB}$, une fréquence cyclotron (non-relativiste) $\omega_c = \frac{ZeB}{m}$ et synchrotron (relativiste) $\omega_s = \omega_c/\gamma$.

r_L est la taille de confinement aux alentours d'une région et, sans qu'aucune perte n'affecte les particules, pose une contrainte sur la taille des sources candidates à l'accélération de rayons cosmiques : pour une énergie donnée, elles ne doivent pas y être inférieures. Ceci peut s'appliquer à l'ensemble des sources galactiques et extragalactiques identifiées, grâce au diagramme reproduit sur la Fig. 2.1. Il en ressort que très peu d'objets connus satisfont cette condition.

Rayonnement synchrotron

Une particule de charge Ze , de masse Am_p , de vitesse β , de facteur de Lorentz γ rayonne, dans un champ magnétique \vec{B} [3],

$$-\left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle = \frac{4}{3} \sigma_T c \beta^2 \gamma^2 \frac{B^2}{2\mu_0} \left(\frac{Z^2 m_e}{Am_p} \right)^2 \simeq \frac{Z^4}{A^2} \left(\frac{B}{10^{-6} \text{ G}} \right)^2 \left(\frac{E}{1 \text{ GeV}} \right)^2 2 \times 10^{-31} \text{ GeV/s}, \quad (2.1)$$

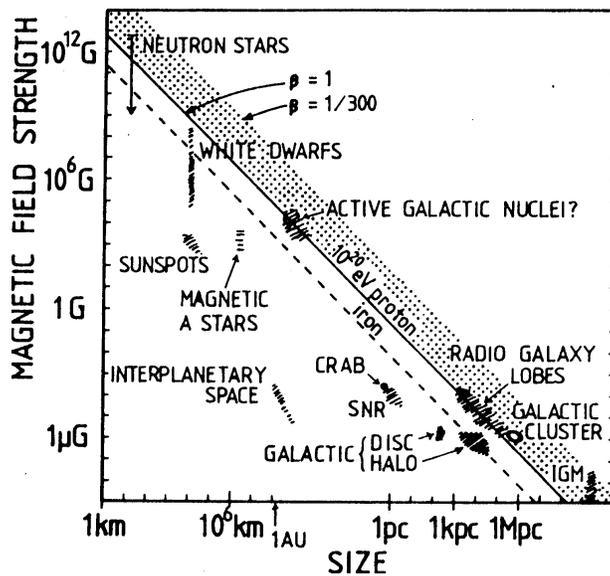


Fig. 2.1: Diagramme taille / champ magnétique extrait de [64]. Ce diagramme montre les tailles au-delà desquelles les rayons cosmiques ne sont plus confinés par les champs magnétiques. Nous verrons qu'avec une accélération par chocs (§2.3.3), les rayons cosmiques peuvent atteindre l'énergie maximale de confinement autorisée, pondérée par le facteur ξ (noté β sur cette figure).

$\sigma_T = 665$ mb étant la section efficace de Thomson.

Le spectre d'émission d'un électron seul possède un maximum à

$$\nu_e = \left(\frac{B}{10^{-6} \text{ G}} \right) \left(\frac{E}{1 \text{ EeV}} \right)^2 1.1 \times 10^{29} \text{ Hz}$$

(soit une énergie $\simeq 50$ GeV pour $B = 1 \mu\text{G}$ et $E = 1 \text{ EeV}$, 10^{10} fois moins pour un proton).

Ce rayonnement affecte les jets d'électrons émis par les noyaux actifs de galaxie, produisant les radiogalaxies. Les indices spectraux de la distribution en loi de puissance des électrons du plasma et de celle du rayonnement radio induit sont corrélés.

Bremsstrahlung

Appelé également *free-free*, ce rayonnement est produit par interaction d'une particule chargée avec le champ électrique des noyaux ($e^\pm + Z \rightarrow e^\pm + Z + \gamma$). Dans les milieux ionisés que sont les plasmas, l'écrantage est faible et les pertes sont donc plus nombreuses. La formule de Bethe-Heitler exprime les pertes d'une particule d'énergie E et de charge Ze dans un milieu de densité de particules n_i [3]

$$-\left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle = \frac{16}{3} Z^2 \alpha^3 \left(\frac{\hbar c}{m_e c^2} \right)^2 E n_i c \ln \left(\frac{192}{Z^{1/3}} \right) \simeq Z^2 \left(\frac{n_i}{1 \text{ cm}^{-3}} \right) \left(\frac{E}{1 \text{ GeV}} \right) 9.4 \times 10^{-17} \text{ GeV/s}, \quad (2.2)$$

où $\alpha \simeq 1/137$ est la constante de structure fine. Dans les gerbes électromagnétiques, ce processus domine à haute énergie et définit la longueur de radiation X_0

$$-\left\langle \frac{dE}{dX} \right\rangle = \frac{E}{X_0}$$

où $X = \rho ct$ est l'épaisseur d'atmosphère (de densité ρ) traversée. Ce rayonnement est également le principal responsable de la dégradation d'énergie des muons de la composante hadronique des gerbes. Toutes ces particules subissent une diffusion coulombienne multiple, qui a pour conséquence l'extension des gerbes.

En astrophysique, l'émission thermique est essentiellement due à ce bremsstrahlung.

Compton inverse

Dans les milieux chauds, l'effet Compton inverse (IC) transfère l'énergie des particules chargées (notamment des électrons) aux photons du rayonnement. A haute énergie (régime de Klein-Nishina), l'inélasticité est très forte et toute l'énergie est conférée aux photons. Dans un milieu de densité de photons $\rho_\gamma = aT^4/4$, la perte d'énergie par unité de temps vaut [65]

$$-\left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle = \frac{4}{3} \sigma_T c \rho_\gamma \left(\frac{m_e}{Am_p} \right)^2 Z^4 \left(\frac{E}{Am_p c^2} \right)^2 \simeq Z^4 \left(\frac{T}{1000 \text{ K}} \right)^4 \left(\frac{E}{1 \text{ GeV}} \right)^2 3.1 \times 10^{-14} \text{ GeV/s.} \quad (2.3)$$

On estime ce processus responsable de l'émission des photons de plus haute énergie dans les noyaux actifs de galaxie. C'est en effet là que la conversion d'énergie des particules chargées en neutres est la plus efficace.

Ionisation

Il existe un certain seuil, de l'ordre de quelques eV par atome, au-delà duquel les particules incidentes excitent, voire ionisent ces atomes, en perdant la quantité d'énergie correspondante.

En astrophysique, cette interaction est à l'origine des raies d'absorption et d'émission des étoiles et galaxies, et est décelable en optique. Pour les rayons cosmiques, elle est responsable d'un problème majeur posé par leur origine, car elle s'oppose à l'injection initiale de particules chargées dans les plasmas, ce qui empêche la suite des processus à plus haute énergie de se produire.

Čerenkov

Une particule chargée se propageant dans un milieu d'indice n à une vitesse v supérieure à la vitesse de la lumière c/n dans ce milieu, produit un rayonnement, nommé Čerenkov, dans un cône d'ouverture θ vérifiant $\cos \theta = \frac{c}{nv}$. Dans l'atmosphère, l'énergie de seuil des électrons $E_s = mc^2 \left(1 - \frac{1}{n^2}\right)^{-1/2}$ vaut 21 MeV au niveau de la mer alors que dans l'eau elle vaut moins de 1 MeV.

Le nombre de photons générés par élément de trajectoire Δx , est proportionnel à [66]

$$N \propto \alpha \Delta x \left(1 - \left(\frac{E_s}{E}\right)^2\right).$$

Cet effet sert à la détection de particules chargées relativistes dans divers milieux. Ainsi en astroparticules, les particules induisent cet effet dans l'atmosphère (technique Čerenkov atmosphérique), mais également dans des détecteurs plus denses (cuves d'eau utilisées par Haverah Park et le PAO).

2.2.2 Photons

Alors que les pertes des particules chargées sont exprimées par une perte d'énergie par unité de temps, celles des photons sont souvent laissées sous forme de sections efficaces parce qu'il arrive souvent au photon de disparaître.

Production de paires

Elle domine les autres processus à haute énergie. Elle peut se produire soit par interaction avec le champ magnétique ambiant, soit avec celui des noyaux du milieu considéré. A haute énergie, l'un des deux e^+ ou e^- emporte toute l'énergie.

Compton

C'est la prolongation de la diffusion Thomson à haute énergie ($\hbar\omega \gg mc^2$) : l'impulsion des photons est transférée aux électrons ou à d'autres particules chargées.

Conversion magnétique

Les photons interagissent avec les champs magnétiques [67, 68], dans une proportion mesurée par le paramètre

$$\Upsilon = \frac{h\nu}{2m_e c^2} \frac{B_\perp}{B_{cr}} = \frac{h\nu}{1 \text{ MeV}} \times \frac{B}{4.4 \times 10^{13} \text{ G}},$$

où $h\nu$ est l'énergie du photon. Ce paramètre est égal à 1 pour $h\nu = 9 \times 10^{10}$ GeV. Ceci a de l'importance pour les gerbes initiées par des photons de très haute énergie : une cascade électromagnétique se développe avant d'entrer dans l'atmosphère, les électrons rayonnant par effet synchrotron.

2.2.3 Autres pertes

Désintégration

Outre les particules élémentaires à faible durée de vie, ce processus affecte certains noyaux présents dans l'espace. Cette distinction entre différentes natures de primaires a longtemps été un problème pour l'explication de l'universalité de l'indice de la loi de puissance.

Production de particules

Lorsque l'énergie d'une collision atteint le seuil de création de particules, l'énergie est distribuée entre ces particules, et ceci d'autant plus qu'on est proche de ce seuil, passant par l'intermédiaire de résonances. Nous verrons des collisions faisant intervenir au moins un photon, réactions qu'on nomme *photoproduction*.

La perte d'énergie dépend de la réaction en jeu, et on parle dans ce cas d'inélasticité.

Noyaux lourds

Leur rencontre avec des photons γ peut induire une résonance dipolaire géante (GDR) [69, 65], conduisant à une photodissociation et à la perte de 2 nucléons par réaction. Dans le référentiel du noyau, les pertes sont maximales pour les photons de 20 MeV [65].

2.2.4 Landau, Pomeranchuk, Migdal

Comme le bremsstrahlung n'est pas ponctuel mais s'effectue dans une zone de formation, des influences extérieures peuvent affecter les électrons durant l'émission des photons, qui peut alors être supprimée ou favorisée, selon le milieu traversé. Dans le cas de milieux non cristallins de densité donnée, il existe une énergie au-dessus de laquelle la diffusion coulombienne multiple des électrons leur permet de sortir de cette zone de formation et diminue ainsi les sections efficaces. Cet effet, appelé LPM (de Landau, Pomeranchuk [70], et Migdal [71]), diminue également les sections efficaces de création de paires et entraîne l'augmentation de la profondeur de la composante EM des gerbes.

Les modèles proposés pour l'explication de l'énergie des rayons cosmiques n'ont jamais été satisfaisants. En 1933, Swann s'interrogeait sur l'énergie de 10 GeV atteinte par les électrons [72], proposant alors que leur accélération s'effectue grâce à un mécanisme bêtatron [73, 74], où l'énergie des particules augmente en phase avec le champ magnétique ambiant. Des régions candidates à ce phénomène étaient les taches solaires et, par extension, quoique plus éloignées, stellaires. L'effet est cependant limité à des énergies assez basses, la conductivité rendant difficile la trop forte croissance du champ magnétique.

Alors que Baade et Zwicky proposaient en 1934 [75] une association de la production des rayons cosmiques avec l'occurrence de supernovæ (SN), phénomène récemment découvert, c'est Fermi qui a lancé, en 1949, les prémices de l'explication la plus couramment acceptée à l'heure actuelle. Dans ses articles [76, 77], il proposait que l'accélération des rayons cosmiques se fasse progressivement (stochastiquement), par réflexion des particules sur les irrégularités magnétiques du milieu interstellaire. Bien qu'on nomme ces irrégularités "miroirs magnétiques", il semble que ce soient des ondes magnétohydrodynamiques (MHD), les ondes d'Alfvén, qui effectuent le couplage entre les rayons cosmiques et les champs magnétiques. Nous reviendrons sur ce détail au §2.3.1.

Hormis ce détail du mécanisme de gain d'énergie par les particules individuelles qui restait à préciser, le problème majeur était la dépendance du second ordre du gain relatif d'énergie en fonction de la vitesse du plasma, induisant un temps d'accélération trop long comparé à celui des pertes, et entraînant une chute trop rapide du spectre.

Parmi les solutions alors envisagées pour parvenir à un premier ordre, étaient :

- le couplage des mécanismes de Fermi et bêtatron [78, 79, 74], supposant que la valeur du champ magnétique augmente à mesure que la particule se rapproche du miroir ;
- l'hypothèse [79] selon laquelle les particules passent plus de temps entre les miroirs se rapprochant qu'entre ceux s'éloignant.

Pour chacune de ces solutions, les lieux où les conditions requises pouvaient se réaliser étaient inconnus, et durent attendre la fin des années 70 pour être élucidés. Un autre problème de la théorie de Fermi, que celui-ci souleva immédiatement, était celui de l'injection : les rayons cosmiques en début d'accélération étaient sujets à de fortes pertes par ionisation. La découverte des pulsars et de champs électriques suffisamment élevés pour permettre une accélération directe des particules chargées [80, 81], même si elle résolvait ce dernier problème, restait concurrencée par l'idée, toujours confuse, selon laquelle les supernovæ [82, 83, 84] contribuaient, d'une façon ou d'une autre, à l'accélération des rayons cosmiques.

A partir de 1977, un ensemble de travaux [85, 86, 87, 88, 89], similaires entre eux en raison d'une longue maturation des idées, suggéra donc, d'une part que ce n'étaient pas tant les SN mais leurs restes (les SNR) qui produisaient les rayons cosmiques, d'autre part que l'onde de choc formait une région pouvant efficacement jouer le rôle de "ping-pong" si activement recherché, rendant enfin le mécanisme de Fermi efficace. Le développement parallèle de la compréhension des noyaux actifs de galaxies, donc l'identification d'ondes de choc similaires à celles des SN ou SNR, permit ensuite à Axford, Biermann, Strittmatter, Rachen [90, 91, 92, 93], entre autres, de proposer ces objets, bien plus éloignés, comme sources responsables des rayons cosmiques de plus haute énergie. Ceci redonnait à l'occasion matière à un débat "galactique contre extragalactique", qui semblait alors acquis aux premiers [94].

A présent, les mécanismes conventionnels efficaces sont partagés en deux classes :

- l'accélération diffusive par chocs, dont un survol historique vient d'être présenté, qui conduit à un spectre en loi de puissance ;
- l'accélération directe, moins propice à la reproduction d'une loi de puissance, mais exempte des problèmes d'injection,

certaines configurations autorisant même la combinaison des deux.

Les paragraphes suivants tentent de décrire de façon plus détaillée les processus élémentaires de diffusion, comment une loi de puissance peut en être extraite, les propriétés microscopiques du couplage et enfin les mécanismes électriques. L'application à des sources particulières sera ensuite l'objet des sections §2.5 et §2.6.

2.3.1 Processus microscopiques

Rappelons que les milieux considérés ici sont des plasmas, c'est à dire de la matière ionisée. L'espace interstellaire et intergalactique, s'il est en effet majoritairement composé d'une composante neutre (hydrogène et hélium), contient une minorité d'ions plus lourds (carbone) et d'électrons. A cause de ces particules chargées en liberté, les forces magnétiques et électriques jouent, dans les plasmas, un rôle similaire aux forces de contact présentes dans des gaz quasi-neutres comme notre atmosphère. Les ordres de grandeur à considérer sont ceux des champs magnétiques plutôt que ceux des densités.

La complexité du problème implique certaines simplifications. Ainsi, bien que les conséquences en soient peu affectées, les irrégularités magnétiques peuvent être vues alternativement comme des miroirs magnétiques, des nuages magnétiques, ou enfin leur description la plus évoluée, des ondes magnétohydrodynamiques.

Miroirs et nuages magnétiques

Le modèle le plus simple de nuage magnétique utilise la propriété de miroir magnétique, réalisée quand le champ magnétique \vec{B} n'est pas uniforme dans l'espace (Fig. 2.2). Comme la quantité

$$\frac{p^2 \sin^2 \theta_B}{B} = \text{cte} \quad (2.4)$$

est conservée (invariant adiabatique), lorsqu'une particule se déplace en direction d'une région où la norme de \vec{B} est plus élevée, l'angle d'attaque θ_B (§2.2.1) va augmenter, afin que $\sin^2 \theta_B$ compense cette augmentation jusqu'à ce que $\theta_B = \pi/2$, instant où la particule est "réfléchie".

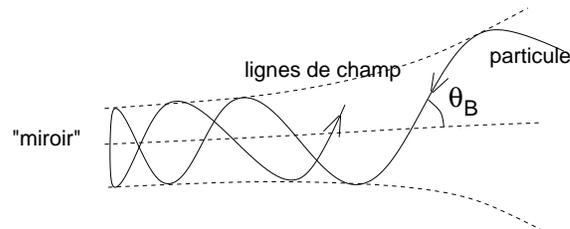


Fig. 2.2: Miroir magnétique.

Le mécanisme bêatron exploite l'invariance exprimée par la relation (2.4). Dans le cas où B croît uniformément et doucement dans une région, c'est la quantité de mouvement p et non l'angle d'attaque qui est modifié, conduisant à la relation [74]

$$\frac{p^2}{p_0^2} = \frac{B}{B_0},$$

soit en pratique au plus quelques milliers de GeV, dans les taches solaires ou stellaires [72]. Ce processus possède l'inconvénient d'être réversible et donc, lorsque le champ magnétique diminue, il en est de même de l'énergie des particules. Cependant, si les particules sont suffisamment énergétiques pour s'échapper, elles pourront éventuellement aller acquérir de l'énergie supplémentaire ailleurs.

L'accélération statistique est réalisée par pompage magnétique [95]. La redistribution de l'énergie entre les degrés de liberté des particules permet l'augmentation de leur quantité de mouvement de

$$\frac{\Delta p^2}{p^2} = \frac{2}{9} \left(\frac{\Delta B}{B} \right)^2.$$

Ondes d'Alfvén

Un plasma est un système particulièrement complexe. Composé de particules chargées en mouvement, il obéit à la mécanique des fluides, mais est soumis aux champs électromagnétiques induits par ces particules. Ils constituent ainsi à eux seuls une branche nommée *magnétohydrodynamique* (MHD). Malgré la complexité, certaines propriétés peuvent en effet être décrites grâce à des ondes internes, les ondes MHD. Elles comprennent plusieurs modes de déplacement [96] :

- les modes longitudinaux, compressibles, dits magnéto-soniques, sont facilement sujets à une dissipation et donc peu intéressants ;
- les modes transverses, incompressibles, dont les plus grandes longueurs d'onde (de pulsation $\omega < \Omega_p$ où Ω_p est la fréquence cyclotron des protons), particulièrement adaptées à la décomposition d'un choc en série de Fourier, sont appelées ondes d'Alfvén.

Ces ondes d'Alfvén ont l'avantage de pouvoir résonner avec des particules externes au plasma comme les rayons cosmiques, et d'échanger ainsi leurs énergies respectives. Elles permettent ainsi au plasma de se refroidir.

Ce qui va gouverner l'accélération des particules sera donc à présent cette interaction, qui précise l'image des miroirs magnétiques. Selon leur énergie, les rayons cosmiques résonnent avec certains des modes du plasma en le traversant. Alors que certaines particules (celles plus rapides que la vitesse d'Alfvén $\vec{v}_A = \frac{\vec{B}}{\sqrt{\mu_0 \rho}}$ dans le plasma de densité ρ) donnent de l'énergie au plasma, permettant aux légères instabilités de croître, les autres profitent de cette croissance d'instabilité pour recevoir plus d'énergie et être accélérées. Si le processus s'emballé, des turbulences apparaissent. Plus la turbulence est forte, plus l'accélération est efficace. Des régions fortement instables sont donc nécessaires. La turbulence a besoin d'énergie, qui peut être d'origine interne (champs et courants, reconnections, faible échelle) ou due aux mouvements du fluide (grande échelle).

Une particule chargée se déplaçant dans un champ magnétique uniforme \vec{B} suit une trajectoire hélicoïdale autour d'une ligne de champ, avec une vitesse \vec{v}_{\parallel} parallèle et \vec{v}_{\perp} perpendiculaire

au champ. Une perturbation du potentiel vecteur $\delta \vec{A}$

$$\delta \vec{A} \Rightarrow \delta \vec{E} = -\frac{\partial \delta \vec{A}}{\partial t}, \delta \vec{B} = \vec{e}_z \times \frac{\partial \delta \vec{A}}{\partial z},$$

appelée turbulence d'Alfvén, se propage à la vitesse \vec{v}_A (Fig. 2.3), perturbant la trajectoire de la particule de vitesse \vec{v} parallèlement et perpendiculairement à \vec{B} par l'action de la force

$$\delta \vec{F} = q(\delta \vec{E} + (\vec{v} + \vec{v}_A) \times \delta \vec{B}),$$

ce qui va modifier à la fois l'angle d'attaque et l'impulsion de la particule.

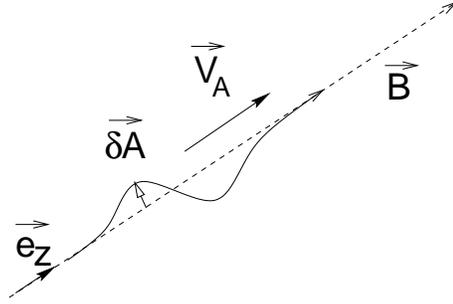


Fig. 2.3: Onde d'Alfvén.

L'interaction entre l'onde (\vec{k}, ω) et la particule (\vec{v}, ω_s) , résonante pour [96]

$$\omega - \vec{k} \cdot \vec{v} = \omega - k_{\parallel} v_{\parallel} = n\omega_s = n \frac{\omega_c}{\gamma},$$

(les modes n qui dominent étant $n = +1$ pour les protons et $n = -1$ pour les électrons), implique une valeur minimale d'impulsion de l'ordre de $p_0 = m_p v_A$ (plus difficile à atteindre pour les électrons que pour les protons, d'où problème de l'injection de l'énergie), et une longueur d'onde égale au rayon de Larmor de la particule.

Equations de transport

Pour traiter un ensemble de particules, on introduit une fonction de distribution (densité) dans l'espace des phases à 6 dimensions $f(\vec{x}, \vec{p}, t)$ puis l'équation de transport adéquate [3, 97, 96]

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{x}} + \vec{F} \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{p}} = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{coll}}.$$

La nature stochastique du processus d'accélération est prise en compte en écrivant l'équation de Fokker-Planck

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{coll}} = \frac{1}{p^2} \frac{\partial}{\partial p} \left(p^2 D_p \frac{\partial f}{\partial p} - p^2 A f \right)$$

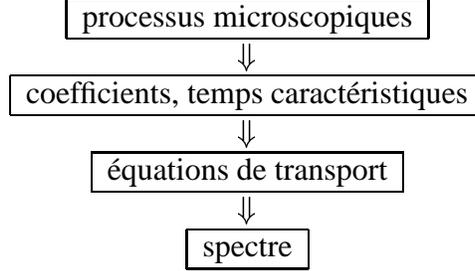
dont les coefficients A et D_p , dictés par le milieu, représentent respectivement les pertes ou gains d'énergie et la diffusion en impulsion.

Pour les ondes d'Alfvén, l'équation de Fokker-Planck inclut, en plus de la diffusion en impulsion, la diffusion angulaire ($\mu = \cos \theta_B$)

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{\text{coll}} = \frac{1}{p^2} \frac{\partial}{\partial p} \left(p^2 D_p \frac{\partial f}{\partial p} - p^2 A f \right) + \frac{\nu_s}{2} \frac{\partial}{\partial \mu} \left((1 - \mu^2) \frac{\partial f}{\partial \mu} \right).$$

Cette diffusion angulaire $\nu_s = \frac{\Delta\theta^2}{\Delta t}$ va permettre l'accélération du premier ordre et la diffusion en impulsion $D_p = \frac{\Delta p^2}{\Delta t}$ celle du second ordre, qui ne sera pas forcément moins efficace [98, 99].

Le schéma général à suivre idéalement serait le suivant



cependant la résolution des équations de transport est rarement simple et il peut être préférable, notamment pour l'accélération par chocs, de considérer une approche plus grossière.

2.3.2 Accélération stochastique : "Fermi deuxième ordre"

L'approche initiale de Fermi consistait à considérer la propagation d'une particule dans le plasma interstellaire, composé de nuages magnétiques (irrégularités (Fig. 2.4)). Les collisions étant supposées élastiques dans le référentiel lié aux nuages (de vitesse V_n , $\beta = V_n/c$), elles ne le sont pas dans le référentiel d'observation. Ainsi, l'énergie acquise après une collision

$$E' = \gamma^2 E \left(1 + 2\beta \frac{p_{\parallel} c}{E} + \beta^2 \right) = E + \Delta E \quad (2.5)$$

($p_{\parallel} = p \cos \theta = \gamma m v \cos \theta = E v \cos \theta / c^2$), moyennée sur les valeurs de θ , donne une contribution du second ordre en β

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle \simeq \frac{4}{3} \beta^2.$$

Ce gain relatif d'énergie est dû à la plus forte probabilité de rencontre de front des particules avec les nuages.

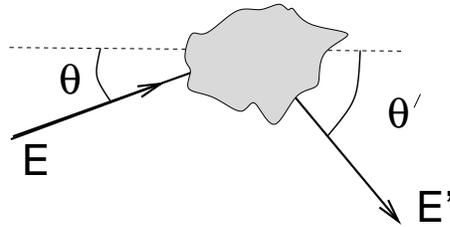


Fig. 2.4: Diffusion par un nuage magnétique. Dans le référentiel lié au nuage, l'énergie de la particule est conservée lors de la collision. Par contre, la quantité de mouvement change de direction, ce qui induit une différence d'énergie $E' - E$ dans le référentiel d'observation.

Dans cette description, le temps moyen entre deux collisions vaut $t_{\text{esc}} = \lambda/c$ (λ est le libre parcours moyen entre nuages). Si $t_{\text{acc}}^{-1} = 2c\beta^2/\lambda$ [64], $t_{\text{acc}}/t_{\text{esc}} = 1/2\beta^2$.

Dans un milieu plus homogène [64], la diffusion est effectuée par les ondes d'Alfvén ($\beta = v_A/c$) et $t_{\text{acc}}^{-1} = 3c\beta^2/2\lambda$, la longueur d'onde des perturbations étant $\lambda = \eta r_L$ avec $\eta \sim 10$.

Comme ce qui nous intéresse est le temps t au bout duquel l'énergie E_i peut atteindre $E_f = E_i \times e^{t/t_{\text{acc}}}$, la grandeur caractéristique est

$$\left\langle \frac{1}{p} \frac{dp}{dt} \right\rangle \propto \left(\frac{V_n}{v} \right)^2 \nu = \frac{1}{t_{\text{acc}}}. \quad (2.6)$$

Equipartition

Une loi de puissance apparaît naturellement en supposant l'équipartition de l'énergie [100] entre les rayons cosmiques ϵ_{CR} , les champs magnétiques ϵ_{mag} et les mouvements turbulents des gaz ϵ_{turb} . En écrivant alors $\epsilon = \epsilon_{\text{turb}} = \epsilon_{\text{mag}} = \epsilon_{\text{CR}}$, et comme $E_{\text{tot}} = 3N\epsilon$, $dE_{\text{tot}} = 3\epsilon dN + 3Nd\epsilon$ et $dE_{\text{tot}} = \epsilon dN$, nous obtenons

$$dN \sim \epsilon^{-2.5} d\epsilon.$$

Cette équipartition a été vérifiée dans la galaxie, où $\epsilon = 1 \text{ eV/cm}^3$, ainsi qu'à proximité de certains jets.

Transport

L'évolution du spectre $N(E)$ au cours du temps fait alors intervenir les pertes ou gains d'énergie $b(E)$, une source $Q(E, t)$, une diffusion spatiale $\kappa(E)$, et un dernier coefficient $D(E)$ pour la diffusion en énergie

$$\frac{dN}{dt} = -\frac{N}{t_{\text{esc}}} + Q(E, t) + \frac{\partial}{\partial E}(b(E)N(E)) + \kappa(E)\nabla^2 N(E) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial E^2}(D(E)N(E)).$$

L'indice différentiel de la loi de puissance (Tab. 2.1) est obtenu en recherchant les solutions de la forme $N(E) \simeq E^{-x}$ en régime stationnaire $\frac{dN}{dt} = 0$ et $Q(E, t) = 0$. Nous supposons de plus ici $\kappa(E) = 0$.

$b(E)$	$D(E)$	x
$-E/t_{\text{acc}}$	0	$1 + \frac{t_{\text{acc}}}{t_{\text{esc}}}$
$-\frac{2\langle V^2 \rangle}{3cL} E$	$\frac{2\langle V^2 \rangle}{3cL} E^2$	$\frac{3}{2} \left(1 + \frac{4cL}{3\langle V^2 \rangle t_{\text{esc}}} \right)^{1/2} - \frac{1}{2}$

Tab. 2.1: Indice x selon les pertes $b(E)$ et la diffusion $d(E)$ supposées [97].

2.3.3 Ondes de choc : "Fermi premier ordre"

Une onde de choc de vitesse V_S est provoquée quand la matière (qui avance telle un piston) se déplace à une vitesse V_P ($\beta = V_P/c$) supérieure à celle du son V_{son} ($V_P \simeq 10^4 \text{ km/s}$ pour une supernova et $V_{\text{son}} \simeq 10 \text{ km/s}$ dans l'espace interstellaire). Le rapport des vitesses dépend du rapport des chaleurs spécifiques (typiquement $V_S/V_P = 4/3$). Dans le second milieu, la matière n'a pas de mouvement particulier, et une vitesse d'ensemble inférieure à V_{son} .

Une des propriétés les plus importantes d'un choc est l'existence de champs magnétiques de part et d'autre. Ceux-ci retiennent les particules chargées et leur permettent de subir les

réflexions successives qui les accélèrent. L'inclinaison du champ magnétique par rapport à la direction du choc (θ_2 sur la Fig. 2.5) a également une influence. Si les directions sont parallèles, les petites longueurs d'onde dépassent les plus grandes et il y a apparition de turbulences. Si les directions sont perpendiculaires, ce sont les grandes longueurs d'onde qui partent en avant, sous forme de solitons, et l'écoulement est laminaire.

Notre expérience la plus directe des chocs (la Terre dans le champ du vent solaire, seul laboratoire d'astrophysique accessible) est limitée à des énergies de quelques GeV, inférieures à celles qui nous préoccupent. Les processus de haute énergie provoqués par le soleil (éruptions) font l'objet d'études qui révèlent une complexité qui se retrouve certainement à plus haute énergie et dans des milieux autrement perturbés. A plus grande échelle, on sait [101] qu'il existe des chocs interplanétaires, et les radiogalaxies nous montrent également des chocs à très grande échelle, mais aucune mesure ne peut être faite sur place.

Après avoir obtenu l'expression des énergies maximales atteignables par des chocs, on mentionnera les ondes de chocs relativistes, dont l'efficacité n'est pas garantie, et sur lesquelles l'expérience est également inexistante.

Description

Fermi avait montré qu'en considérant des nuages se rapprochant les uns des autres, il y avait une accélération cohérente due à un effet "ping-pong". Le problème de cette approche était le temps fini d'existence de telles régions, ainsi que l'existence de configurations inverses.

A proximité d'un choc, le plasma a un mouvement fortement anisotrope, ce qui revient à faire prendre à l'angle θ , dans l'équation (2.5), des valeurs privilégiées. La combinaison d'une diffusion spatiale faible et d'une diffusion angulaire élevée permet de confiner les particules au voisinage du choc, donc de les faire traverser celui-ci à plusieurs reprises.

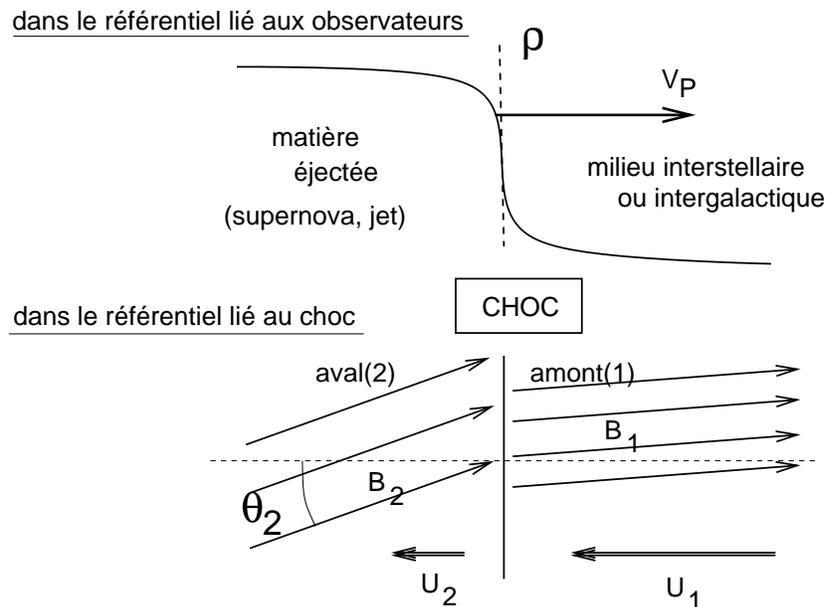


Fig. 2.5: Onde de choc. L'expansion du choc permet aux particules à l'extérieur de l'enveloppe d'y rentrer pour être diffusées, retraverser et sortir. La question est ensuite de savoir si, une fois sorties, elles peuvent être à nouveau rattrapées. θ_2 définit l'obliquité du choc : le choc est dit parallèle quand $\theta_2 = 0$ et perpendiculaire quand $\theta_2 = \pi/2$.

En se plaçant dans le référentiel lié à l'onde de choc (Fig. 2.5), $U_2 = |V_P - V_S|$ et $U_1 = |0 - V_S|$. Ces vitesses, via les densités, définissent le rapport de compression

$$r = \frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{U_1}{U_2}. \quad (2.7)$$

Dans la région en amont du choc, les ondes d'Alfvén réduisent la vitesse d'écoulement des particules vers la vitesse v_A (les particules gardent leur vitesse, mais sont diffusées, leur angle est distribué quasi isotropiquement). Toutes les particules en amont sont ainsi diffusées pour être ultérieurement rattrapées par le choc. Les particules parviennent d'en amont en aval au taux de $n_{CR}v/4$. Ensuite, soit elles s'échappent de la région, à cause de l'advection, à un taux $n_{CR}U_2$ et contribuent au spectre de rayons cosmiques observés, soit elles retournent vers le choc. La probabilité d'échappement est alors $P_{\text{esc}} = 4U_2/v$, et la probabilité de retraverser le choc deux fois (aval \rightarrow amont \rightarrow aval) $1 - P_{\text{esc}}$.

Pas à pas

Que ce soit d'amont en aval ou inversement, le gain relatif d'impulsion par traversée du choc vaut

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{2U_1 - U_2}{3v},$$

et donc par cycle

$$\left\langle \frac{\Delta p}{p} \right\rangle = \frac{4U_1 - U_2}{3v}.$$

Pour des particules relativistes, ceci s'écrit

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \frac{4\Delta U}{3c},$$

expression du premier ordre en ΔU , due à la présence d'un flux convergent (quel que soit le côté du choc où on se situe, l'autre côté s'en approche).

Loi de puissance

En partant d'une distribution monoénergétique, l'énergie des particules d'énergie E_0 ayant subi k chocs vaut $E = E_0 \left(1 + \frac{\Delta E}{E}\right)^k$, et donc $k = \frac{\ln(E/E_0)}{\ln(1 + \Delta E/E)}$. La fraction $N(> E) \sim E^{-\gamma}$ qui nous parvient est proportionnelle à $(1 - P_{\text{esc}})^k$, soit $\ln N = \text{cte} + \ln(1 - P_{\text{esc}}) \frac{\ln(E/E_0)}{\ln(1 + \Delta E/E)}$. L'indice spectral intégral vaut donc

$$\gamma = -\frac{\ln(1 - P_{\text{esc}})}{\ln(1 + \Delta E/E)} \simeq \frac{P_{\text{esc}}}{\Delta E/E}, \quad (2.8)$$

soit

$$\gamma = \frac{4U_2 \times 3}{4(U_1 - U_2)} = \frac{3}{r - 1}.$$

Dans le cas où $V_S/V_P = 4/3$, le rapport de compression (2.7) vaut $r = 4$ et l'indice différentiel

$$x = 1 + \gamma = 2.$$

Comme les ordres de grandeur de temps t_{acc} et t_{esc} , définis par

$$\frac{dE}{dt} = \frac{E}{t_{\text{acc}}} = \frac{\Delta E}{t_{\text{cycle}}} \quad \text{et} \quad \frac{dn}{dt} = -\frac{n}{t_{\text{esc}}} = -\frac{\Delta n}{t_{\text{cycle}}},$$

valent

$$t_{\text{acc}} = \frac{t_{\text{cycle}}}{\Delta E/E} \quad \text{et} \quad t_{\text{esc}} = \frac{t_{\text{cycle}}}{P_{\text{esc}}},$$

l'indice différentiel peut également s'écrire

$$1 + \gamma = 1 + \frac{t_{\text{acc}}}{t_{\text{esc}}}.$$

Grandeurs temporelles

Nous voudrions à présent calculer le temps de cycle t_{cycle} . Celui-ci est déterminé par la diffusion spatiale, qui confine les rayons cosmiques autour de l'onde de choc. Elle se quantifie, de part et d'autre, par des coefficients κ_1 et κ_2 , dont l'ordre de grandeur est $\kappa_B = r_{LV}/3$ (coefficient de diffusion minimale de Bohm).

Si après un temps t , $\sqrt{\kappa_i t} \ll U_i t$, la particule aura déserté la région du choc. Si $\sqrt{\kappa_i t} \gg U_i t$, elle y sera demeurée. Le temps caractéristique de résidence dans chaque région est donc κ_i/U_i^2 et leur taille κ_i/U_i . A partir de ceci et du taux de réintégration des particules $n_{CR}v/4$, le temps de cycle vaut [102]

$$t_{\text{cycle}} = \frac{4}{v} \left(\frac{\kappa_1}{U_1} + \frac{\kappa_2}{U_2} \right)$$

et donc

$$t_{\text{acc}} = \frac{3}{U_1 - U_2} \left(\frac{\kappa_1}{U_1} + \frac{\kappa_2}{U_2} \right) = \frac{4}{V_S^2} (\kappa_1 + 4\kappa_2).$$

En posant $\kappa_1 = \kappa_2 = \kappa_B$, on obtient la relation

$$\begin{aligned} \frac{dE}{dt} &= \frac{E}{t_{\text{acc}}} = E \times \frac{V_S^2}{20 \kappa_B} = E \times \frac{V_S^2 \times 3ZeB}{20E} \\ \frac{d\mathbf{E}}{d\mathbf{t}} &= \xi \mathbf{Zec}^2 \mathbf{B} \end{aligned} \quad (2.9)$$

où le facteur $\xi = 4\beta^2/15$ détermine l'efficacité potentielle d'un choc.

Le taux d'accélération vaut

$$\left\langle \frac{1}{p} \frac{dp}{dt} \right\rangle \propto \left(\frac{\Delta U}{v} \right)^2 \nu = \frac{1}{t_{\text{acc}}}, \quad (2.10)$$

comparable à celui (2.6) du mécanisme du second ordre. Les effets de Fermi du second ordre peuvent donc également contribuer de façon substantielle dans les chocs.

L'énergie maximale, pour une source de dimension R , est donc de :

$$\mathbf{E}_{\text{max}} \simeq \xi \mathbf{ZecBR}. \quad (2.11)$$

Les ordres de grandeur intervenant dans les relations (2.9) et (2.11) sont

$$\begin{aligned} \text{ecBR} &= 1 \text{ EeV}/\mu\text{G/kpc} = 30 \text{ EeV}/10^{12}\text{G/km} \\ \text{ec}^2\mathbf{B} &= 10 \text{ MeV/s}/\mu\text{G}, \end{aligned} \quad (2.12)$$

et sont reproduits sur la Fig. 2.1 déjà rencontrée. Dans ce cas, nous remarquons que les valeurs de ξ bien inférieures à 1 sont désastreuses pour la satisfaction des limites, déjà poussées à bout.

Les ordres de grandeur (2.12) interviennent donc pour deux discussions, celles sur le confinement et celles sur l'accélération. Les sources ont donc non seulement besoin d'être suffisamment étendues pour qu'aussitôt accélérés les rayons cosmiques ne s'échappent pas avant d'avoir atteint une énergie minimale, mais doivent également être le siège de chocs d'échelle suffisamment grande.

Enfin, comment interpréter le changement de pente d'un spectre en termes de confinement des particules ? Il est loin d'être établi que les genoux ou cheville observés soient dûs à un tel effet (notamment en raison des valeurs précises des énergies de coupure comparées aux distances "délimitant" notre galaxie), cependant nous remarquons que, selon la position supposée de la source, le confinement ne va pas influencer de la même manière sur le spectre d'injection :

- si la source de rayons cosmiques se trouve à l'intérieur du volume (sources galactiques), les particules qui vont s'échapper seront les plus énergétiques. On s'attend donc, à partir d'une énergie limite, à la diminution du flux par rapport à celui d'injection (Fig. 2.6 (a)) ;
- si la source de rayons cosmiques est située à l'extérieur (sources dans les amas ou les noyaux actifs de galaxie), les particules les moins énergétiques vont rester dans ce volume, et le flux détecté sera supérieur à celui d'injection (Fig. 2.6 (b)).

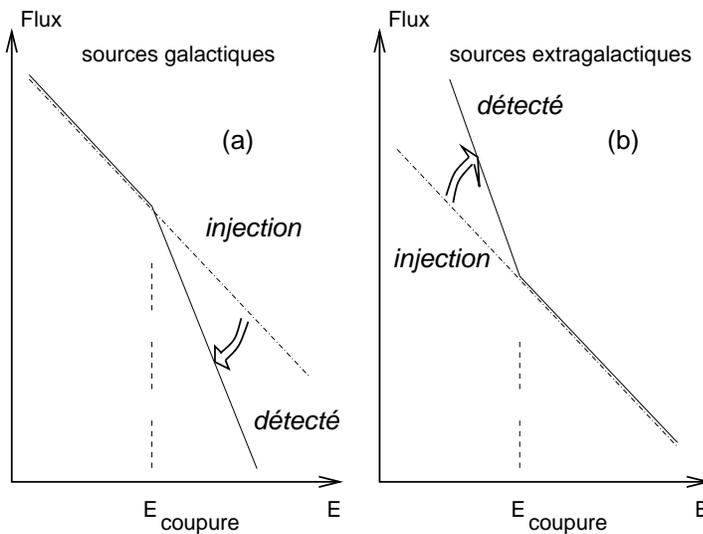


Fig. 2.6: Spectre détecté et spectre d'injection en fonction de la situation de la source par rapport à notre galaxie. Le confinement (a) ne conserve pas les particules de plus haute énergie produites dans la galaxie et (b) piège les particules les moins énergétiques provenant de sources extérieures.

Equation de transport

Pour un choc [103, 101], cette équation doit prendre en compte la discontinuité des vitesses entre l'amont et l'aval et fait alors intervenir des termes de convection et de compression.

La dérivation obtenue supposait implicitement que les chocs étaient parallèles. Lorsque les chocs sont obliques, les coefficients de diffusion sont modifiés selon

$$\kappa_{\parallel} = \eta \kappa_B \quad \text{et} \quad \frac{\kappa_{\perp}}{\kappa_{\parallel}} = \frac{1}{1 + \eta^2}$$

où $\eta = \lambda/r_L$. Le facteur ξ est alors modifié et vaut [102] $\xi_{\parallel} = 4\beta^2/15\eta$ et $\xi_{\perp} = 2\beta^2\eta/3$. Les chocs perpendiculaires sont globalement plus efficaces, car t_{acc} se trouve en $1/\eta$ au lieu de η .

Tant que le choc n'est pas relativiste et pas trop oblique ($\beta \ll \cos \theta_2$), la valeur de l'indice spectral reste constante quelle que soit l'obliquité du choc, rendant la caractéristique $\gamma = 1$ universelle.

Les chocs non-relativistes considérés jusqu'à présent s'appliquent surtout aux restes de supernovæ. Les sources extragalactiques, cependant, sont vraisemblablement le siège de chocs relativistes. Leur cas est plus délicat, car d'une part aucune mesure expérimentale n'a été effectuée au sein de tels plasmas, et d'autre part, au niveau théorique, la traversée du choc par les particules semble difficilement réalisable. Le traitement prend en compte le facteur de Lorentz du flot [104, 105] mais reste encore très simplifié.

2.3.4 Injection

Aussitôt sa proposition d'accélération diffusive faite, Fermi souleva le problème de l'injection [76]. Une particule sans énergie notable (quelques centaines de MeV) devra surmonter des pertes énormes dues à l'ionisation avant de pouvoir efficacement bénéficier de l'accélération.

Ce problème n'est pas résolu dans le cadre de l'accélération diffusive par chocs [88]. La taille du choc ne doit pas être supérieure au rayon de Larmor des particules, ce qui est plus contraignant pour les électrons que pour les protons.

Ces processus supposent donc généralement que les rayons cosmiques possèdent déjà des vitesses relativistes. Or, ne serait-ce que par l'ordre de grandeur des vitesses d'Alfvén, on voit que les mouvements des plasmas en sont loin, excepté dans les jets des radiogalaxies FR II (voir plus loin).

2.3.5 Prise en compte des pertes

En faisant le bilan des pertes (éqs. 2.1, 2.2, 2.3) et des gains (éq. 2.9), nous pouvons écrire les conditions sur les pertes synchrotron

$$\left(\frac{B}{1 \text{ G}}\right) \left(\frac{\gamma_p}{10^{11}}\right)^2 \beta^{-2} < \frac{2\mu_0 ec}{\sigma_T} \left(\frac{m_p}{m_e}\right)^2 \times 10^{-22} = 6.1,$$

sur la photoproduction (plus sensible aux champs magnétiques faibles pour β donné), sur le bremsstrahlung

$$\left(\frac{B}{1 \text{ G}}\right)^{-1} \left(\frac{\gamma_p}{10^{11}}\right) \beta^{-2} n_i < 2.8 \times 10^{24} \text{ cm}^{-3}$$

ou encore sur le rayonnement

$$T < (B\beta^2)^{1/4} 1000 \text{ K}.$$

Dans cette approche rapide, on remarque (Fig. 2.7) que ne subsistent quasiment que les points chauds des radiogalaxies.

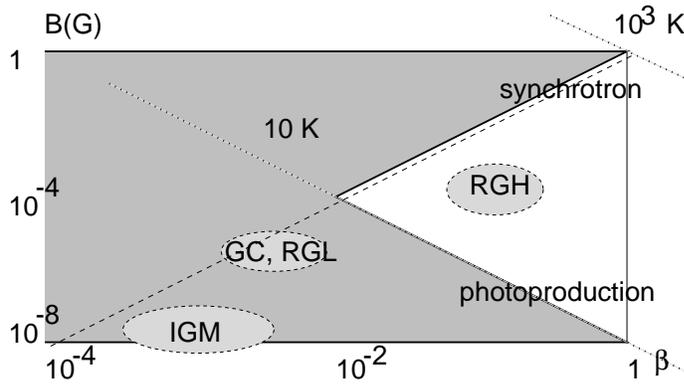


Fig. 2.7: Régions favorisées. Inspiré de [106], ce diagramme montre en outre les températures provoquant la photoproduction. *IGM* = milieu intergalactique, *RGL* = lobes des radiogalaxies, *RGH* = points chauds des radiogalaxies, *GC* = amas galactiques.

2.3.6 Champs électriques

Les milieux astrophysiques étant ionisés, il n’y a pas de région où soient établis des champs électriques stables. Cependant, ils peuvent se former à partir de champs magnétiques en rotation (près de l’axe magnétique des pulsars ou à proximité de NAG), ou lors de reconnections magnétiques [29, 107, 108, 109]. La f.e.m. induite par un champ magnétique en rotation vaut

$$\vec{E} = \vec{v} \times \vec{B} = \vec{\Omega} \times \vec{r} \times \vec{B}.$$

Comme aucun seuil n’est requis, ce mécanisme résout simplement le problème d’injection. En revanche il n’aboutit pas à une loi de puissance. Nous verrons l’application plus spécifique aux pulsars et aux noyaux actifs de galaxie au §2.5.

Combinaison avec les ondes de choc

Dans le cas des chocs non parallèles, un champ \vec{E} apparaît dans le référentiel lié au choc, induisant une accélération supplémentaire. La différence de champ magnétique entre les deux régions est également responsable d’un tel champ électrique. Ce mécanisme “processus de Fermi rapide” [96] peut faire gagner un ordre de grandeur d’énergie par cycle aux particules et est a priori très efficace ($\xi \simeq 1$ [110]).

2.4 Propagation et coupure GZK

Voyons à présent le second problème majeur posé par la physique des rayons cosmiques de très haute énergie, leur propagation à travers l'espace. Nous ne considérons plus ici que les particules stables.

2.4.1 Déflexions magnétiques

En regardant le diagramme (Taille, Champ magnétique) déjà présenté (Fig. 2.1), on voit que les zones "calmes" comme le milieu intergalactique ont un champ magnétique induisant un rayon de Larmor inférieur à leur taille jusqu'aux énergies de plusieurs EeV, ce qui a pour effet de dévier significativement les trajectoires initiales.

Dans notre propre galaxie, la géométrie aplatie implique que les particules arrivant par les tranches sont moins déviées localement. Le champ galactique impose qu'en-dessous de 1 EeV, la direction d'arrivée des rayons cosmiques est inexploitable.

Déviations

Les champs magnétiques dévient les trajectoires des rayons cosmiques chargés le long de leur trajet. Un proton d'énergie E provenant d'une source située à une distance d et traversant un champ magnétique B est dévié de

$$\Delta\theta \simeq \left(\frac{B}{1 \text{ nG}}\right) \left(\frac{d}{1 \text{ Mpc}}\right)^{1/2} \left(\frac{l_c}{30 \text{ Mpc}}\right)^{1/2} \left(\frac{E}{100 \text{ EeV}}\right)^{-1} \times 1.5^\circ,$$

où la longueur de cohérence l_c caractérise l'échelle d'uniformité du champ magnétique [111],

Retard

Le retard Δt d'une particule chargée sur un gamma vaut, pour $d \ll r_L$,

$$\Delta t \simeq Z^2 \left(\frac{B}{1 \text{ nG}}\right)^2 \left(\frac{E}{100 \text{ EeV}}\right)^{-2} \left(\frac{d}{1 \text{ Mpc}}\right)^2 \left(\frac{l_c}{30 \text{ Mpc}}\right) \times 390 \text{ ans},$$

le chemin parcouru étant augmenté de $c\Delta t$. Les particules les plus énergétiques arrivent donc les premières mais longtemps après les neutres. Il est difficile de corrélérer temporellement l'arrivée de particules chargées à un sursaut de neutres. Ces problèmes de corrélation temporelle sont inexistantes lorsqu'on ne détecte que des photons.

Cette valeur de Δt signifie également que les sources qui ont produit ces rayons cosmiques peuvent s'être éteintes entre temps. Si la source est située à 10 Mpc, l'intervalle de temps se compte en milliers d'années. Si ce temps suffit à une relaxation conséquente d'une source active, il peut être compréhensible que des sources apparemment calmes soient à l'origine de l'émission de particules chargées.

Des études ont été réalisées [62], dans lesquelles ces déviations temporelles sont mises à profit. Trois ordres de grandeur y sont distingués : celui pendant lequel la source est active, celui induit par la déflexion et celui d'observation.

2.4.2 La dégradation à travers le CMB

Les photons du fond diffus cosmologique gênent la propagation des nucléons de très haute énergie à partir de quelques dizaines d'EeV, par la photoproduction de pions ou de paires. Le seuil cinématique E_c de ces réactions est tel que

$$E_c(1 + \cos \theta) > \frac{m_p}{E_\gamma} \Delta m.$$

Un calcul plus détaillé doit tenir compte du spectre des deux familles en interaction. Retenons qu'à partir de 3×10^{19} eV, on devrait observer une réduction du flux, ce qu'on appelle coupure (*cut-off*) de Greisen, Zatsepin et Kuzmin [52, 53].

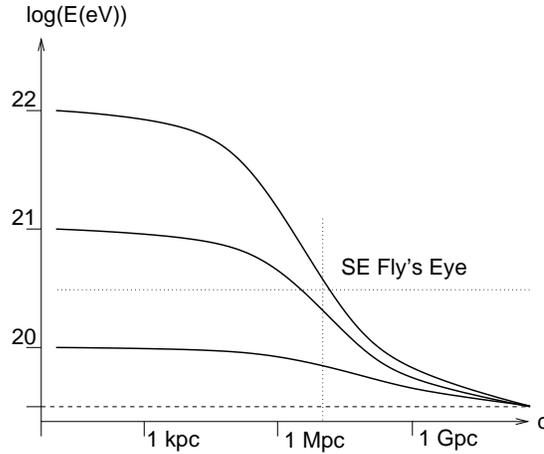


Fig. 2.8: Evolution de l'énergie de protons d'énergies initiales 10^2 à 10^4 EeV, au cours de leur propagation à travers l'espace intergalactique. Ces courbes sont des valeurs moyennes obtenues par des simulations [112].

Nous voici donc confrontés au deuxième problème des UHECR. Après la difficulté de trouver des sources susceptibles d'accélérer des particules à des énergies intéressantes, on s'aperçoit qu'une telle source ne doit pas se trouver à moins de quelques dizaines de Mpc (Fig. 2.8), ce qui restreint "l'univers observable" à quelques milliardièmes de celui connu dans d'autres gammes.

De plus, cette coupure GZK limite d'autant plus l'énergie des particules que leur source est lointaine, les effets étant :

- la température plus élevée du CMB aux époques antérieures (varie en $z + 1$);
- l'augmentation de la distance de propagation, due à la courbure citée plus haut.

Comme l'énergie est déjà suffisamment dégradée pour les sources proches, ces effets évolutionnaires peuvent être négligés aux plus courtes distances [113, 114], à savoir $d \leq 100$ Mpc.

Pourrait-on envisager, par des modèles de production appropriés, que les événements observés soient la signature d'encore plus haute énergie ($M_{\text{Planck}} \simeq 10^{19}$ GeV)? La limite ne peut-elle pas dépasser les 100 Mpc dans ce cas ?

Le CMB induit sur les noyaux, d'une part ces mêmes pertes par photoproduction de hadrons [69], la distance étant à diviser par 10 pour les noyaux de fer [102], d'autre part une photodissociation [65], par laquelle ils se dissocient en perdant leurs nucléons, via une résonance dipolaire géante. Un noyau de 10^{20} eV perd ainsi 4 nucléons par Mpc et ne survit pas plus de 20 Mpc [65, 112].

2.4.3 Photoproduction

Le calcul de la propagation nécessite 3 informations par réaction : le seuil cinématique, la section efficace et l'inélasticité (Tab. 2.2).

réactions $p\gamma \rightarrow$	seuil (EeV)	σ	$-\Delta E/E$
$\Delta^+(1232) \rightarrow n\pi^+, p\pi^0$	70	$\leq 500 \mu\text{b}$	22%
pe^+e^-	0.5	2 mb	0.1%
$\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$		$0.5 \mu\text{b}$	
réactions $A\gamma \rightarrow$	seuil (cdm)		
$(A-1)N$	15 à 25 MeV		
$A\pi^0, A\pi^\pm$	145 MeV		
Ae^+e^-	1 MeV		

Tab. 2.2: Paramètres intervenant dans le calcul des pertes d'énergie pour différents processus.

La réaction dominant la photoproduction, compte tenu de la faible inélasticité des productions de paires [113, 102], est

$$p\gamma \rightarrow \Delta^+(1232) \rightarrow n\pi^+, p\pi^0,$$

puis

$$\begin{aligned} \pi^+ &\rightarrow \nu_\mu \mu^+ \rightarrow \nu_\mu \bar{\nu}_\mu \nu_e e^+, \\ \pi^0 &\rightarrow \gamma\gamma \rightarrow \text{cascade EM}. \end{aligned} \quad (2.13)$$

La perte d'énergie a été calculée dans l'hypothèse de la perte continue d'énergie [115, 114], ou par simulations Monte-Carlo [113].

2.4.4 Poussières intergalactiques

Pourquoi nous sommes-nous focalisés sur l'interaction des rayons cosmiques avec le rayonnement de fond cosmologique et pas avec le gaz intergalactique ? En considérant des valeurs extrêmes, telles qu'une densité moyenne d'environ 10^{-30} g/cm^3 et une section efficace de 1 barn [116], le libre parcours moyen d'un proton dans l'Univers est de plusieurs centaines de Gpc.

La probabilité d'interaction des rayons cosmiques avec la matière intergalactique est donc négligeable.

2.4.5 Spectre modifié et particules secondaires

Comme les rayonnements de fond infrarouge et micro-onde interagissent avec les rayons cosmiques, ils sont également responsables de la production de particules secondaires. Ainsi, aux seuils cinématiques, des électrons ou positrons, puis des mésons chargés et neutres, enfin des photons, muons et neutrinos sont produits (éqs. 2.13).

Parmi ces particules, seuls les neutrinos (dits de Greisen) nous parviennent intacts. Les autres particules sont soumises aux mêmes conditions de dégradation. Les processus sont identiques à ceux d'une gerbe atmosphérique, la densité étant toutefois nettement plus faible.

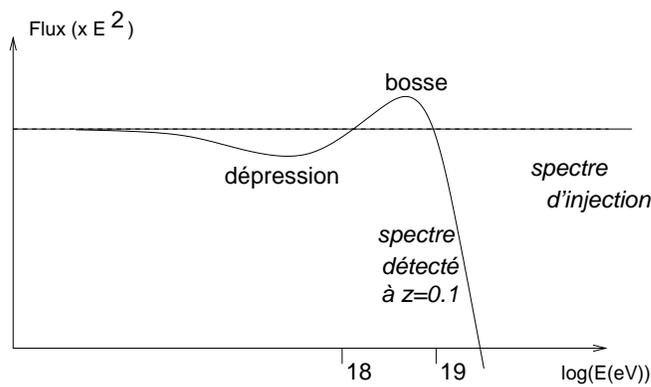


Fig. 2.9: Effet de z et des pertes sur un spectre en E^{-2} , voir [115, 92, 117].

En regardant le flux induit à plus basse énergie, une bosse (Fig. 2.9) apparaît [118, 115, 113], due à l'accumulation des particules en-dessous du seuil. La largeur de cette bosse dépend fortement des fluctuations que subissent les pertes d'énergie.

L'influence du rayonnement sur des noyaux [119] provoquerait également une dépression avant la bosse.

2.4.6 Conclusions concernant la propagation

Les effets du rayonnement radio primordial doivent se traduire par plusieurs traits particuliers. A priori, aucun n'est réellement observé. Comme ces effets dépendent fortement de là où sont les sources, les plus proches comme le super-amas local sont favorisées.

Sont également favorisés les défauts topologiques (voir §2.7), dont l'origine cosmologique les répartit (dans certains modèles) uniformément dans l'univers.

L'observation ou non de la coupure de GZK est cruciale. Le spectre des énergies supérieures devrait trancher sur l'existence d'une production significative de particules d'ultra-haute énergie.

Décrivons à présent quelques sources communes de rayons cosmiques, où devraient s'appliquer soit la physique des chocs précédemment décrite, soit celle des champs électriques.

2.5 Sources galactiques

2.5.1 Supernovæ et leurs restes

Les supernovæ (SN), découvertes dans les années 30 par Baade et Zwicky, annoncent le stade quasi-ultime des étoiles jeunes et massives (SN II) ou accréant de la matière dans un système binaire (SN Ia). Bien que les supernovæ elles-mêmes libèrent une quantité considérable d'énergie, notamment sous forme de neutrinos, ce sont leurs restes (SNR) (partie centrale et éjections (Fig. 2.10)) qui contribuent vraisemblablement à l'émission continue majoritaire de rayons cosmiques.

Le taux d'explosion (quelques SN par siècle), couplé à l'énergie libérée (10^{44} J), permet d'estimer l'énergie due aux rayons cosmiques susceptible de nous parvenir. Ainsi, en moyenne 10^{35} J sont libérés dans la galaxie par seconde. A une distance moyenne de 3 kpc, le flux reçu vaut alors 10^5 GeV/m².s, à comparer aux quelques 10^3 GeV/m².s.sr des rayons cosmiques.

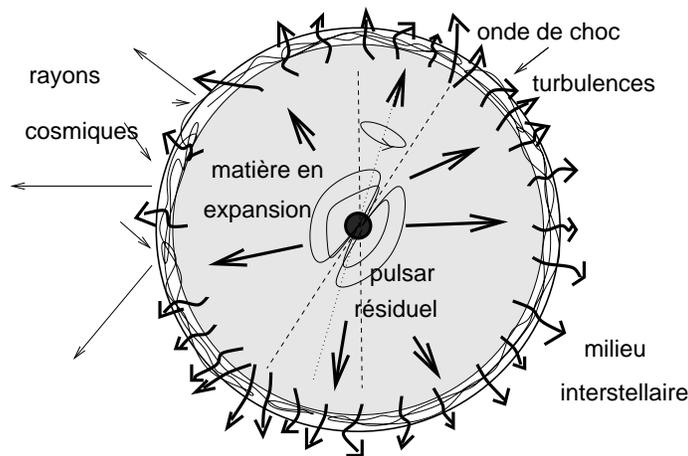


Fig. 2.10: Restes d'une supernova. La partie centrale (pulsar) ainsi que les couches en expansion (coquille) sont susceptibles d'accélérer des rayons cosmiques.

Supernovæ

Le classement, donc le type de SN ou de SNR peut être décrit à partir de l'évolution supposée des galaxies, donc des étoiles les constituant :

- dans une galaxie jeune (spirale), lorsqu'une étoile très massive (plusieurs masses solaires) a épuisé son combustible au cœur, la pression thermique peut ne pas l'empêcher de s'effondrer par gravité. Un cœur extrêmement dense se forme alors au centre (implosion) et les couches externes, rebondissant sur ce cœur, sont expulsées (explosion). On nomme cet objet supernova de type II. Au centre reste, selon la masse initiale, une étoile dense, naine blanche, étoile à neutrons ou encore trou noir. L'expansion d'une SN II est symétrique ;
- dans les systèmes binaires dont l'une des étoiles est une naine blanche (déjà morte), la matière peut s'accréter vers celle-ci. Lorsque la limite de Chandrasekhar $1.44 M_{\odot}$ est

atteinte, le cœur de C et O se consume en Ni (qui décroît en Fe et Co) et l'étoile explose, produisant une supernova de type Ia, asymétrique. Les SN Ia libèrent plus d'énergie que les SN II et il n'y a plus d'étoile compacte dans ce cas.

L'étude du mécanisme d'accélération de particules par les SN [83] a montré dans un premier temps qu'on pouvait atteindre 10^{15} eV. Cependant, des études plus fines, prenant en compte la durée de vie de ces SN, réduisent cette valeur à 10^{13} eV [120]. C'est pourquoi on s'intéresse essentiellement à leurs restes, dans lesquels on distingue le pléïon (objet compact central, un pulsar en général) et la coquille.

Coquilles

Intéressons-nous à présent à la propagation de l'onde de choc, après l'expansion libre initiale $R = V_0 t$ (vitesse de quelques milliers de km.s^{-1}), qui dure environ 100 ans, et avant que l'expansion et l'accumulation de matière ne refroidissent le système et l'éteignent au bout de plusieurs centaines de milliers d'années.

Vient alors la phase adiabatique, dite de Sedov-Taylor, qui dure 10,000 ans. Le rayon moyen de l'enveloppe évolue comme $R \simeq (M/\rho)^{1/5} (V_0 t)^{2/5}$ et la vitesse $V_{\text{choc}} = \frac{2}{5} \xi (E_0/\rho)^{1/5} t^{-3/5}$, proportionnelle au rayon en chaque point et à chaque instant [121].

Les zones accélératrices sont les ondes de choc non relativistes (vitesse du plasma entre 0.001 c et 0.1 c). L'accélération n'est pas simplement due à la SN, mais à des processus (turbulence) dans les couches externes.

A grande distance de la source de l'onde, l'efficacité n'est pas forcément meilleure de la part de l'onde de choc que du champ électrique au centre.

La limite est estimée à 10^{15} eV, ce qui signifie que ces objets peuvent remplir la première partie du spectre, mais certainement pas les plus hautes énergies. Toutefois, ne serait-ce que pour des raisons d'extrapolation, la validation des hypothèses est à suivre de près.

Hélas, les déflexions magnétiques des rayons cosmiques produits par ces sources interdisent toute corrélation avec des sources potentielles. Les satellites X permettent cependant de mesurer l'augmentation de la température dans ces régions et donc de justifier ces hypothèses par extrapolation à la composante chargée.

Pléïons

Composés d'une étoile à neutrons en rotation (de vitesse angulaire $\vec{\Omega}$), les conditions y sont extrêmes, à commencer par l'intérieur, de densité 10^{14} g/cm^3 . Si cet intérieur proprement dit ne présente pas d'intérêt pour l'accélération de rayons cosmiques, il est responsable de champs magnétiques d'environ 10^{12} G (pouvant atteindre 10^{14} G dans le *magnetar* SGR 1806-20) et d'une température extérieure de 10^7 K.

La magnétosphère, région située au-delà de la surface, présente en effet plusieurs caractéristiques a priori intéressantes. Le plasma y est parfaitement conducteur ($\vec{E} \cdot \vec{B} = 0$). L'axe de rotation définit des pôles, une calotte polaire ainsi qu'un cylindre de lumière (rayon auquel la vitesse du plasma atteint celle de la lumière) de rayon $R_s = P \times c/2\pi$, où $P = 2\pi/\Omega$ est la période de rotation du pulsar. Les lignes de champ sont ouvertes près des pôles, les particules peuvent donc s'en échapper (Fig. 2.11 (a)).

La rotation induit des pertes d'énergie magnétiques et gravitationnelles, transmises aux particules dans la zone frontière, qui vont parvenir ensuite à l'enveloppe en expansion du reste de la supernova et, en éjectant ainsi du moment angulaire, vont augmenter la période de rotation

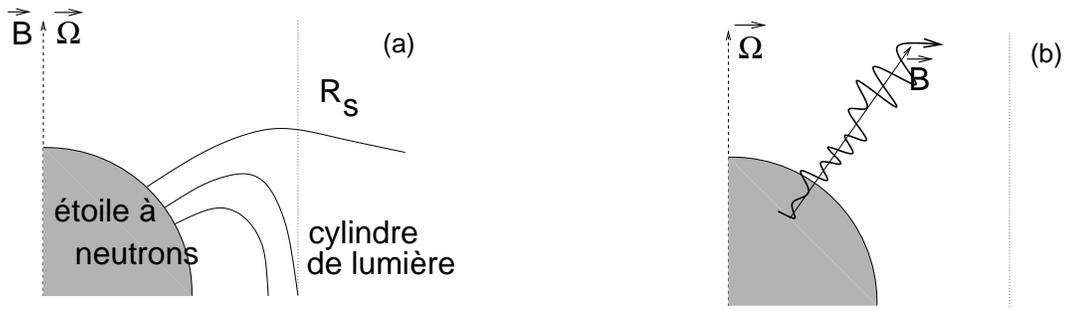


Fig. 2.11: A gauche, schéma de la magnétosphère d'un pulsar, d'après [81]. A droite, émission du rayonnement le long de l'axe de \vec{B} .

du pulsar $\dot{\Omega} = -K\Omega^n$ (n caractérise alors la nature des pertes). La durée de vie moyenne de ces objets est de quelques millions d'années (des pulsars *milliseconde* existent dans les systèmes binaires et sont généralement plus "âgés").

Le rayonnement le long de l'axe magnétique n'étant souvent pas aligné avec l'axe de rotation (Fig. 2.11 (b)), un observateur bien placé peut capter cette émission périodiquement, détectant le phénomène de pulsar. La détection se fait donc habituellement en radio, mais ce sont également des sources de rayons X et, plus rarement (moins d'une dizaine détectés à ce jour), de rayons gamma. Peu sont visibles en optique.

L'intérêt de ces objets pour les rayons cosmiques réside dans la combinaison de champs magnétiques intenses et de vitesses de rotation élevées, autorisant des rigidités magnétiques élevées. L'ordre de grandeur d'énergie est a priori

$$E_{\max} = ecZR \frac{\Omega R}{c} B = Z \left(\frac{R}{10 \text{ km}} \right)^2 \left(\frac{B}{10^{12} \text{ G}} \right) \left(\frac{P}{1 \text{ s}} \right)^{-1} 5.7 \times 10^{17} \text{ eV}, \quad (2.14)$$

ce qui permet d'accélérer un proton jusqu'à 10^{18} eV sur 10 km, à proximité d'une source comme le Crabe (pour lequel $P = 1/30$ s et $B = 10^{12}$ G).

Deux mécanismes ont été proposés pour l'accélération près des pulsars [108] :

- soit on tâche d'exploiter la conversion de l'énergie présente dans les ondes électromagnétiques puissantes de basse fréquence, externes au cylindre de lumière, en énergie cinétique de rayons cosmiques [80]. Cette hypothèse, conduisant a priori à des énergies de 10^{21} eV, a été abandonnée car la contamination d'un plasma dans ces ondes détruit l'effet [122, 64] ;
- soit on utilise la différence de potentiel entre le pôle et le début de la magnétosphère [81]

$$\Delta\Phi = \frac{1}{2} \left(\frac{\Omega R}{c} \right)^2 RB,$$

ce qui permet aux champs électriques d'atteindre 10^{17} V/m à la surface. Les particules s'échappant des calottes polaires atteignent donc [81]

$$E_{\max} = Z \left(\frac{R}{10 \text{ km}} \right)^3 \left(\frac{B}{10^{12} \text{ G}} \right) \left(\frac{P}{1 \text{ s}} \right)^{-2} 3.3 \times 10^{12} \text{ eV}.$$

Les caractéristiques du pulsar du Crabe permettent d'espérer des valeurs maximales de 5×10^{16} eV pour les protons et de 10^{18} eV pour le fer [64].

Cependant ces énergies sont limitées par le milieu, peu connu, mais certainement très chaud (2×10^7 K [108]), autour du pulsar. La génération de cascades peut alors conduire à la production de secondaires comme les neutrons.

2.5.2 Systèmes binaires et disques d'accrétion

Autour des résidus de supernovæ que sont les étoiles à neutrons et trous noirs stellaires (tous objets de masse comparable à M_\odot), un disque d'accrétion [3] peut se former, nourri par une étoile compagne, moins dense (cas de Her X-1).

Les disques d'accrétion, sur lesquels nous reviendrons en parlant des noyaux actifs de galaxie (ils y sont responsables de l'existence de jets), exploitent la *compacité* des objets centraux. Les trous noirs étant les objets les plus compacts pouvant exister, ce sont les plus actifs, malgré leur accumulation quasi inexorable de matière et de rayonnement. Ainsi, la conversion d'énergie gravitationnelle en énergie cinétique par un trou noir de masse M (de rayon r_G)

$$\frac{GMm}{r} = \frac{r_G}{r} \frac{1}{2} mc^2$$

peut être très efficace lorsque $r \sim$ quelques r_G , libérant, sous forme de rayonnement dû à l'accélération, quelques centaines de MeV par nucléon. L'efficacité de cette conversion est supérieure à celle qui s'opère au sein des étoiles, où les forces nucléaires, lors de la nucléosynthèse ($4p + 2e^- \rightarrow {}^4\text{He}^{++} + 2\nu_e + 27 \text{ MeV}$), libèrent au plus quelques dizaines de MeV par nucléon. En plus de la matière, il y a également, par conservation du flux magnétique, accrétion des champs magnétiques. La situation à l'équilibre est donc globalement la suivante. La matière fournie par l'étoile compagne est conduite vers une orbite stable à $3r_G$ du centre. L'accrétion du champ magnétique génère des forces visqueuses et donc des instabilités au sein du plasma en rotation. Ces instabilités vont se traduire d'une part par un échauffement du plasma, d'autre part par la perte de vitesse des particules qui vont se trouver absorbées par l'objet central. Alors que cette perte de particules est compensée par l'alimentation provenant du compagne, le chauffage est compensé par l'émission d'un rayonnement (corps noir déformé) d'une part et l'advection de chaleur d'autre part, autorisant des températures plus élevées ($T \sim 0.1m_p c^2$ à quelques r_G) pour des luminosités plus faibles ($< 1/12 \dot{M}_a c^2$). Les modèles plus spécifiques dépendent de l'épaisseur des disques considérés, épaisseur elle-même dépendante des taux d'accrétion, ainsi que de l'importance des champs magnétiques.

La température est d'autant plus élevée que la source est compacte (peu massive). Ainsi, dans les systèmes binaires, l'émission s'effectue principalement dans le domaine des rayons X, alors que près des noyaux actifs de galaxie elle s'effectue en UV.

Des sources galactiques comme Cyg X-3 [42, 41] et Her X-1 [16] ont été détectées au-delà de 10^{17} eV en gamma, cependant ces mesures sont controversées.

2.5.3 Vents galactiques

Nous venons de voir que les supernovæ et leurs restes étaient des sources naturelles de chocs dans la galaxie. Sont également envisagés :

- le choc de terminaison du vent galactique [123, 32], analogue du vent solaire. Ce vent serait induit par les SN, en particulier celles des 10^8 premières années [97] de la galaxie (alors qu'elles étaient les plus nombreuses en son sein), déposant $10 M_\odot$ par an à 500 km/s, se terminant à 100 kpc. L'énergie maximale vaut [110]

$$E_{\max} = Z \left(\frac{V_P}{600 \text{ km/s}} \right)^2 \left(\frac{T_A}{15 \text{ Gy}} \right) \left(\frac{B}{0.1 \mu\text{G}} \right) 3 \times 10^{17} \text{ eV};$$

- le choc résultant de la formation de la galaxie [97, 124].

Pour terminer cette section consacrée aux sources galactiques, revoyons donc les limites obtenues (Tab. 2.3).

source	p	Fe
SN	10^{13} eV	
SNR [120]	10^{15} eV	
ondes du pulsar [80]	0.3 EeV	10 EeV
calotte du pulsar du Crabe [81]	0.02 EeV	0.5 EeV
pulsar du Crabe [64]	0.05 EeV	1.3 EeV
vent de terminaison [123]	10 EeV	100 EeV

Tab. 2.3: Energies maximales autorisées par des sources galactiques.

2.6 Sources extragalactiques

2.6.1 Chocs extragalactiques

Outre certaines régions des noyaux actifs de galaxie, que l'on décrira par la suite, mentionnons :

- les chocs d'accrétion lors de la formation des amas [125], pouvant conduire à une énergie de 60 EeV ;
- les chocs à grande échelle lors de collisions de galaxies à l'intérieur d'amas particulièrement denses (Tab. 2.4) ;

Galaxie	Champ (μG)	Taille (kpc)	E_{max} (EeV)
NGC4038/39	40	2	80
Cyg A	4	300	500
	400	3	

Tab. 2.4: Galaxies en collision.

- les ondes de choc induites par le mouvement des galaxies [97].

Les amas constituent des régions dont les dimensions et les champs magnétiques sont intéressants (Tab. 2.5). De plus, ce sont les objets extragalactiques les plus proches, donc peu affectés par GZK. Cependant, le problème reste de savoir quel mécanisme pourrait accélérer efficacement les particules dans ces régions.

Amas	z	Champ (μG)	Taille	E_{max} (EeV)
Coma [126]	0.023	1	150 kpc	150
		0.5	1 Mpc	500
Virgo (super-amas) [126]	0.004	1.5	10 Mpc	15000
super-amas local [62]		0.1	10 Mpc	1000
Gd Attracteur [126]	0.013	<0.1	100 Mpc	10000
Abell 2319 [126]	0.053	0.2	1 Mpc	200
halo de M 87 [127]	0.004	2.5	40 kpc	100
amas Cygnus A [126]	0.057	8	30 kpc	240

Tab. 2.5: Quelques amas.

2.6.2 Noyaux actifs de galaxie

Le terme de noyau actif de galaxie (NAG) tente de regrouper sous une description unifiée [128] plusieurs objets extragalactiques a priori différents tels que quasars, radiogalaxies et galaxies de Seyfert.

La détection d'un rayonnement gamma atteignant les énergies admises par leur propagation à travers les fonds micro-onde (CMB) et infrarouge indique que certaines sources sont susceptibles d'émettre des rayons cosmiques de cet ordre de grandeur. Comme elles semblent être les seules, il y a de fortes chances pour que les particules de plus haute énergie proviennent

des mêmes sources. Cependant, notamment au-delà du genou, seules les observations gamma peuvent fournir des données précises.

Ces objets posent plusieurs questions liées : (a) d'où vient leur énergie, (b) comment celle-ci est transportée, et enfin (c) est-elle suffisante pour rendre compte de ce qu'on désire (l'accélération de rayons cosmiques) ? Sur ce dernier point, ils satisfont encore difficilement à la possibilité d'accélération à plus de 10^{20} eV. De plus, comme la majorité d'entre eux est située à z élevé, les problèmes de propagation (§2.4) inhibent fortement les énergies accessibles.

Terminologie

Les radiogalaxies (RG) sont des sources radio dont l'émission apparaît sous forme de deux jets. Les galaxies de Seyfert présentent des raies d'émission particulièrement larges, signes d'une activité intense près de leur cœur. Les quasars émettent intensément à la fois en radio et en optique, cette dernière composante étant très peu étendue, similaire à celle d'une étoile. L'émission dans les 2 gammes de longueur d'onde présente de plus des variations d'intensité, corrélées au cours du temps, signes d'une origine commune. Les blazars regroupent à présent ces quasars, et les BL Lac, où l'on n'observe pas de raies d'émission et où la variabilité est de l'ordre des heures ou des jours.

Pour regrouper ces différents objets par la même physique, on peut les classer suivant deux paramètres [128], l'orientation (qu'on déduit de l'étendue) et la luminosité (totale et par longueur d'onde). D'après le premier critère, on peut classer d'un côté les RG, dont les jets sont émis perpendiculairement à notre direction d'observation, les quasars de l'autre. Les galaxies de Seyfert sont dans des classes intermédiaires. Le second critère permet de distinguer, au sein de ces classes, les quasars des blazars ou les radio-galaxies FRI des FRII.

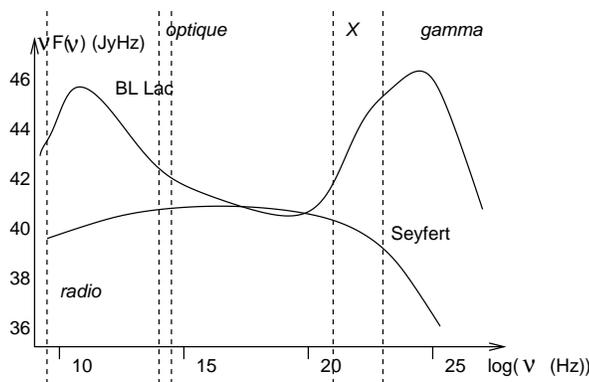


Fig. 2.12: Spectre d'un blazar et contribution des différents processus supposés. Sont également représentés, pour comparaison, les spectres d'objets moins puissants.

Alors que l'émission des Seyfert et des RG est rapidement coupée (pas d'émission au-delà de 100 MeV), celle des blazars montre une remontée du spectre (Fig. 2.12) à plus haute énergie (on les observe en gamma). Cette émission de haute énergie est liée au fait qu'on reçoit le jet en face, donc les particules de haute énergie y compris. La bosse à plus basse énergie est simplement due à l'émission synchrotron des électrons, comme dans les RG. Entre les deux, l'activité X est relativement faible.

A part l'activité radio qui fait suspecter l'existence de particules de très haute énergie dans les jets des RG, l'observation de gammas provenant directement de ces jets justifie l'intérêt

qu'on leur porte pour l'accélération de rayons cosmiques. L'émission en cosmiques devrait donc essentiellement provenir des BL Lac.

Structure

Précisons les composantes essentielles de la structure d'un NAG telle que nous la comprenons, et à l'occasion les régions intéressantes en termes d'accélération de rayons cosmiques :

- au centre réside un trou noir supermassif (plusieurs millions de masses solaires $\sim 10^8 M_\odot$), de taille $r_G \simeq 10^6$ à 10^9 km. Cette hypothèse est supportée, d'une part par la puissance observée couplée aux variations d'intensité sur de faibles intervalles de temps, d'autre part par les vitesses de rotation mesurées près du centre (notamment M87).

La rotation et le champ magnétique de ces trous noirs peuvent engendrer des différences de potentiel atteignant 10^{19} V (mécanisme de Blandford et Znajek [129, 64]), favorables à l'accélération de particules chargées ;

- autour du trou noir se trouve un disque accrétant quelques masses solaires par an (taille jusqu'à $100 r_G$, soit 10^{-3} pc). Le principe de l'accrétion est identique à celui des systèmes binaires (§2.5.2), la matière étant alors fournie par le milieu galactique. Une configuration de champs magnétiques à symétrie cylindrique se rétrécit alors près du centre, et des champs électriques apparaissent. La compression du champ magnétique d'une part, l'augmentation des forces centrifuges de l'autre, éjectent alors les particules dans la direction du moment angulaire du NAG, conduisant à deux jets. Outre le fait que la description des disques épais est plus complexe que celle des disques fins, on peut retenir que la température d'émission y est supérieure et qu'ils pourraient apporter, par la présence d'"entonnoirs" proches de l'axe de rotation, une explication à la collimation des jets. L'émission se fait essentiellement en UV. Le spectre, comparé à celui des lobes radio, est plat dans cette région. Ce disque peut induire une accélération unipolaire des particules chargées [130] ;
- un ensemble de nuages moléculaires, rapides (à 1/10 pc) ou lents (entre 1 et 100 pc) selon leur éloignement, gravite également autour du centre, et à distance intermédiaire (1 pc) entre ces nuages se trouve un autre nuage, épais et toroïdal, de poussière (images de NGC 4261). Ce nuage rend anisotropes les rayonnements émis près du centre en absorbant ceux qui se dirigent perpendiculairement à l'axe ;
- le noyau central éjecte, le long de l'axe de rotation (images de M87 ou de Cyg A (Fig. 2.13)), des plasmas composés de particules relativistes, appelés jets. Ces jets sont extrêmement collimés et stables et sont composés, soit d'un mélange d'électrons et de protons, soit d'électrons et de positrons (jets de Poynting). Leur orientation par rapport à nos observations peut donner à certains d'entre eux l'illusion d'une vitesse superluminique. Si les globules sont subsoniques, les jets sont chauds, se dissipent et conduisent à ce qu'on nomme radiogalaxies FRI. S'ils sont supersoniques, ils sont froids, plus collimés, rayonnent moins le long de leur trajet, et terminent leur course en points chauds ($\beta = 0.5$ dans 3C20). On a alors affaire à des radiogalaxies FR II.

Venons-en à l'émission de haute énergie. L'existence de photons atteignant le million de GeV a deux explications :

- la description hadronique utilise les collisions entre protons et prédit une émission au-delà du TeV (PIC, proton initiated cascades : $(pp \rightarrow \pi^0 X, \pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$ et

($pp \rightarrow \pi^\pm X, \pi^\pm \rightarrow \nu_\mu \mu e$). La dépendance du maximum d'émission en fonction de l'énergie semble cependant en contradiction avec certaines expériences [131] ;

- la description électrodynamique utilise soit la création de paires e^+e^- qui rayonnent par effet synchrotron et font IC sur les photons synchrotron (SSC, self-synchrotron Compton), soit l'intervention de particules extérieures au jet (EC, external Compton). L'injection de l'énergie n'est pas résolue dans cette description. Le problème d'EC est l'existence de la partie *externe*, sous forme de raies UV du disque par exemple. Des contraintes sont imposées par les rapports de luminosités à plusieurs longueurs d'onde.

S'il est certain que la description hadronique fait intervenir plus de particules chargées pouvant s'échapper au titre de rayons cosmiques, l'invalidation éventuelle de ces modèles en tant que source des gammas de très haute énergie n'exclut absolument pas la présence et l'accélération de ces particules au sein des jets. Signalons que les futurs observatoires de neutrinos devraient permettre d'avancer dans le débat, l'émission de neutrinos de haute énergie étant inévitable dans le cas des modèles hadroniques.

En tant que source de rayons cosmiques, leur taille est inférieure aux lobes et transportent des champs magnétiques équivalents. Les critères de confinement sont donc difficilement vérifiés. Cependant, les extrémités des jets supersoniques semblent propices à l'accélération efficace de UHECR ;

- ces jets, soumis à des instabilités, se terminent par leur interaction avec le milieu intergalactique, visible sous forme de lobes, dont l'étendue va de quelques dizaines de kpc au Mpc. Ces lobes sont surtout observés en radio, par l'émission synchrotron des électrons, dont l'énergie est comprise entre 1 et 100 GeV [97], composant le plasma.

Ce sont donc des chocs à grande échelle, vraisemblablement relativistes. Les galaxies membres de la classe FR II ont la particularité de se terminer en points chauds, dont la taille est de l'ordre du kpc, et les champs magnétiques y régnant de l'ordre du mG. La pente du spectre est élevée dans ces régions, contrairement à la région centrale.

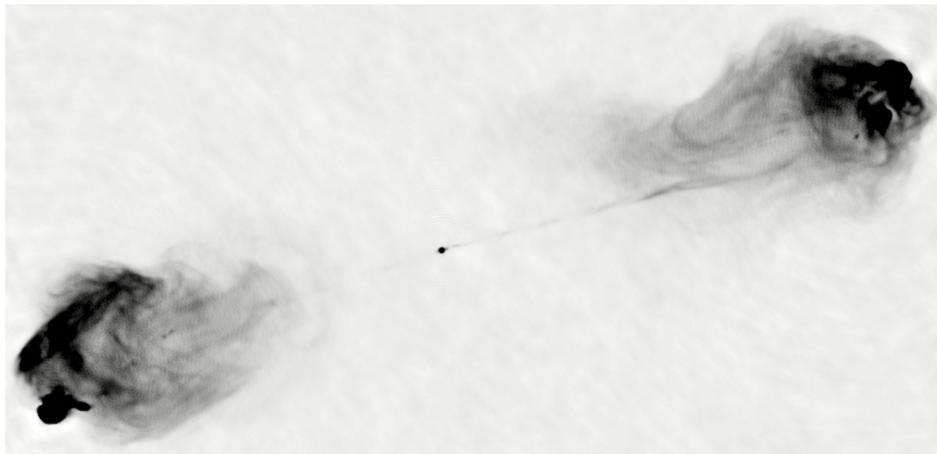


Fig. 2.13: Radiogalaxie (Cyg A). L'éjection de matière est extrêmement collimée pour se terminer en deux jets visibles dans le domaine radio. Les points les plus sombres aux extrémités sont appelés points chauds (*hot spots*) et sont vraisemblablement dus à des chocs relativistes où pourrait se produire l'accélération de rayons cosmiques.

Selon les modèles, l'accélération de particules chargées se fait aux points chauds ou près

du centre accréteur. En tenant compte des pertes synchrotron et par photoproduction, les points chauds sont cependant les endroits où elles sont minimisées et sont donc favorisées parmi toutes les sources comme étant le siège de production des rayons cosmiques les plus énergétiques.

2.6.3 Discussion

Les sources candidates peuvent être classées ou recherchées selon, grossièrement, 3 paramètres. Le plus fort a priori est celui de la distance. Viendraient ensuite la direction d'arrivée d'une part, l'activité de la source d'autre part.

Ces deux derniers points semblent moins critiques car, d'une part on connaît très peu les champs magnétiques intergalactiques, rendant la recherche de corrélations délicate, et d'autre part des sources semblables entre elles nous apparaissent différemment selon leur orientation par rapport à nous.

Certaines études ont été conduites [132] à partir de catalogues de noyaux actifs de galaxies, la capacité de chaque source à émettre des rayons cosmiques se basant sur les flux radio.

2.7 Défauts topologiques

Appelés également parfois mécanismes exotiques en raison du manque de preuves expérimentales et de la variété de modèles qui s'ensuit, ils représentent une alternative aux mécanismes usuels (§2.3) d'accélération de particules. Ces objets n'ayant pu être créés que dans un environnement très chaud, leur nature est fortement liée à la cosmologie primordiale. Les problèmes ultimes à résoudre en astrophysique des hautes énergies sont d'ordre cosmologique [116], et les UHECR y sont reliés par l'interaction du CMB et la coupure GZK d'une part, par les défauts topologiques et transitions de phase d'autre part [133].

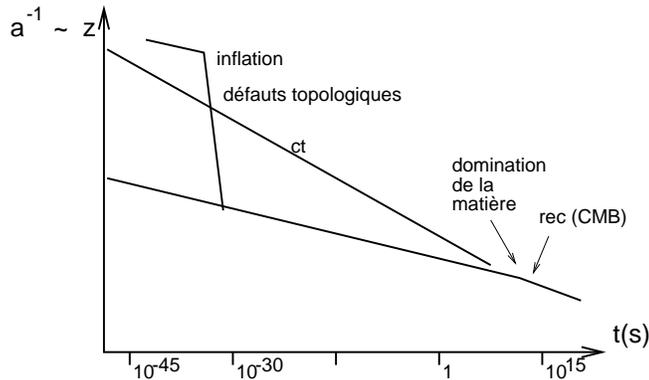


Fig. 2.14: Epoques cosmologiques d'intérêt.

Selon le scénario du Big Bang, l'Univers était à l'origine, il y a environ 15 milliards d'années, extrêmement dense et chaud, correspondant à des états inaccessibles en laboratoire. Son contenu (que l'on quantifie par ρ (§2.1) ou $\Omega = \rho/\rho_c$), par l'action de la pression et des forces gravitationnelles régies par la relativité générale, a ensuite imposé une expansion et un refroidissement (Fig. 2.14). Parallèlement, le paradigme microphysique veut que les symétries ou forces actuelles soient les multiples manifestations d'une seule force, les symétries étant d'autant plus brisées que l'échelle d'énergie en jeu est faible. La combinaison de ces modèles standards apparaît en associant cette échelle d'énergie à la température de l'univers, celle-ci étant l'énergie moyenne des champs en interaction. Dès lors, les symétries sont brisées au fur et à mesure que décroît la température, induisant des transitions de phase.

Alors que les effets "observables" de ces transitions de phase sont la séparation des forces ou l'acquisition de masses, il a été montré que peuvent se former des zones non triviales, sous forme de défauts topologiquement stables [134, 135].

2.7.1 Généralités

Motivation

La clé de l'intérêt porté à ces objets est l'ordre de grandeur des énergies en jeu, correspondant aux échelles de brisure de symétrie ¹ des théories d'unification (GUT) ou supercordes, soit $\Lambda_{\text{GUT}} \sim 10^{15}$ GeV ou $\Lambda_{\text{Planck}} \sim 10^{19}$ GeV. Restent ensuite à considérer avec précaution les conditions d'existence, de stabilité ou de désintégration, et enfin de détection, de ces objets.

¹ Notons que, dans le cadre de la recherche de modèles d'unification "absolus", on a besoin d'au moins une échelle d'énergie supérieure, indépendamment des détails de ces modèles, les modèles actuels en physique des particules n'étant qu'effectifs.

Nous n'invoquons ici qu'une seule échelle, mais il peut y avoir plusieurs brisures de symétries. Ainsi, la symétrie électrofaible, brisée en-dessous de 100 GeV, peut elle-même être le résidu d'une symétrie GUT, elle-même issue d'une symétrie à l'échelle de Planck. Dans tous ces cas, des défauts ont pu être engendrés, cependant les échelles de masse les rendent plus ou moins intéressants ou plausibles. Pour les ordres de grandeur, on supposera désormais $\Lambda = \Lambda_{\text{GUT}} = 10^{15}$ GeV, cependant un aperçu de quelques ordres de grandeurs correspondant aux autres échelles est donné dans la Tab. 2.6.

Λ GeV	t s	ct m	$a/a_0 = (1+z)^{-1}$	ρ_m g/cm ³	ξ_0 m
100	10^{-10}	0.03	10^{-14} (100 m)	10^{23}	10^{-18}
10^9	10^{-24}	3×10^{-16}	10^{-21} (10 μm)	10^{51}	10^{-25}
10^{15}	10^{-36}	3×10^{-28}	10^{-27} (10 pm)	10^{75}	10^{-31}

Tab. 2.6: Grandeurs associées à quelques échelles d'énergie significatives.

La description microscopique de ces objets fait intervenir des champs. Les champs scalaires définissant les états fondamentaux du vide (ses symétries), ce sont ces champs, notés φ ici, qui vont déterminer les symétries accessibles par les autres, fermions ou bosons vecteurs. Ils vont agir comme paramètres d'ordre. La dynamique d'un de ces champs est définie par un potentiel effectif, fonction de la température, et déduit du potentiel à $T = 0$

$$V_{\text{eff}} \simeq \lambda(|\varphi|^2 - \eta^2(T))^2$$

où $\eta^2(T) = \eta^2(1 - T^2/T_c^2)$, λ la constante de couplage, sans dimension, et $T_c \simeq \sqrt{\lambda}\eta$ la température critique. Ce potentiel définit en effet l'ensemble des symétries \mathcal{G} de φ . Pour $T > T_c$, l'énergie

$$E \sim (\nabla\varphi)^2 + m^2\varphi^2$$

est minimisée pour $\langle\varphi\rangle = 0$, ce qui définit un ensemble \mathcal{G}_1 . Quand la température décroît, elle est alors minimisée par $\langle\varphi\rangle \neq 0$, définissant un sous-ensemble \mathcal{G}_2 de \mathcal{G}_1 .

Les fluctuations de φ sont maximales (divergent) à $T = T_c$ (Fig. 2.15) et il prend des directions aléatoires en chaque point de l'espace. Ces fluctuations diminuent jusqu'à une température $T_G < T_c$, moment auquel la longueur de corrélation vaut $\xi_0 \sim 1/\eta\lambda$. La causalité limite la divergence de ξ_0 en imposant $\xi_0 < ct$ [136]. De ce fait, les régions séparées de plus de ξ_0 ne sont pas corrélées et les valeurs de $\langle\varphi\rangle$ y sont aléatoires.

Pour des raisons énergétiques, les régions en contact les unes des autres préfèrent cependant acquérir des valeurs et des directions de $\langle\varphi\rangle$ proches. Des configurations existent cependant, selon la nature de φ , où cette continuité ne peut être satisfaite, produisant des *défauts*. Des exemples précis seront présentés au paragraphe suivant. La taille des défauts est de l'ordre de $w \sim 1/\eta\sqrt{\lambda}$. Pour les défauts locaux (dus à la brisure d'une symétrie de jauge), une partie du gradient du champ peut être absorbée dans le champ de jauge, la densité d'énergie résiduelle est alors plus localisée $E \sim T_c \sim \Lambda$ et indépendante des constantes de couplage. Le nombre de défauts ainsi formés est de l'ordre d'un par volume de corrélation.

Le rayon de Hubble pose également des contraintes sur l'évolution des défauts. En effet, la longueur d'onde du rayonnement ne peut excéder un tel rayon, ce qui implique que les défauts de taille supérieure sont stables, car conservent les modes de plus basses fréquences.

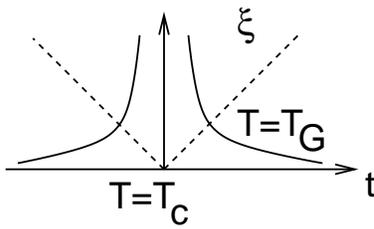


Fig. 2.15: Fluctuations du champ limitées par la causalité. Le mécanisme de Kibble [136] permet de geler la longueur de corrélation à $\xi = ct$. Zurek [137] a proposé un mécanisme qui conduit à une valeur inférieure de ξ et permet ainsi un plus grand nombre de défauts par volume de corrélation.

Topologies

Le cas le plus simple considère φ réel, dont le potentiel évolue avec T comme sur la Fig. 2.16. A $T_c = \Lambda_{TD}$, il acquiert 2 minima. De $\varphi_m = 0$, ils sont devenus $\varphi_m = \pm\varphi_0$. La symétrie discrète disparaît alors, conduisant à des *murs de domaines* : la température abaissée, la majeure partie de l'espace contient des zones où $\langle\varphi\rangle = \varphi_0$, d'autres où $\langle\varphi\rangle = -\varphi_0$. Cependant, les régions les séparant sont dans un état particulier : la continuité de $\langle\varphi\rangle$ impose des plans pour lesquels $\langle\varphi\rangle = 0$ et donc, vu la température ambiante, $V(\varphi) = \lambda\eta^4 > 0$. L'énergie, concentrée sur une taille de l'ordre de w , induit une masse par unité de surface de $2/3\sqrt{\lambda}\eta^3$.

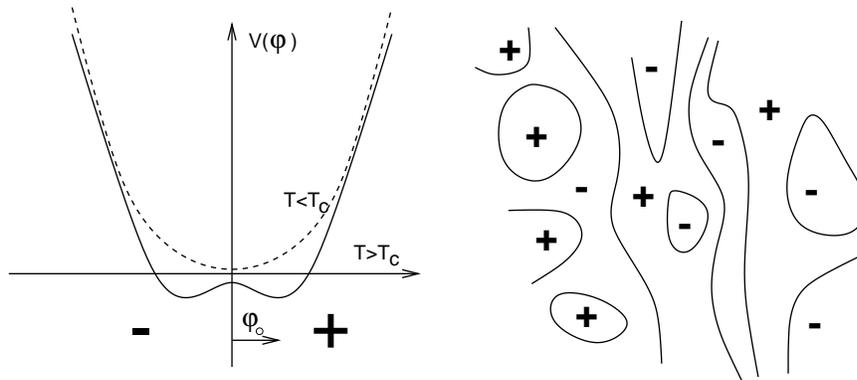


Fig. 2.16: Symétrie discrète et murs de domaines.

Un cas plus intéressant pour l'explication des rayons cosmiques vient des champs dont la symétrie brisée est continue (φ complexe) (Fig. 2.17). Dans ce cas, le potentiel évolue depuis une forme de paraboloïde vers celle d'un sombrero. Dans cette dernière configuration, la valeur moyenne du champ peut prendre un ensemble continu de valeurs $\varphi_0 \exp i\theta(\vec{x})$. En chaque point de l'espace, la phase $\theta(\vec{x})$ doit donc être continue. Cependant, des dispositions peuvent se créer, où les valeurs de θ encerclent une région où ne peut être définie aucune phase. Le champ doit alors prendre une valeur moyenne nulle, le potentiel n'est donc plus nul, et la densité d'énergie apparaît de nouveau. En prolongeant cette région suivant la dimension restante, un tube apparaît, qu'on nomme *corde cosmique*.

Enfin, lorsque φ possède 3 degrés de liberté, nous voyons (Fig. 2.18) que peuvent exister des régions où φ ne prend aucune direction particulière, régions réductibles à des points. Des défauts localisés sont alors obtenus, qui peuvent posséder une charge magnétique quantifiée, et donc appelés *monopôles magnétiques*. Leur masse est proportionnelle à l'échelle de brisure

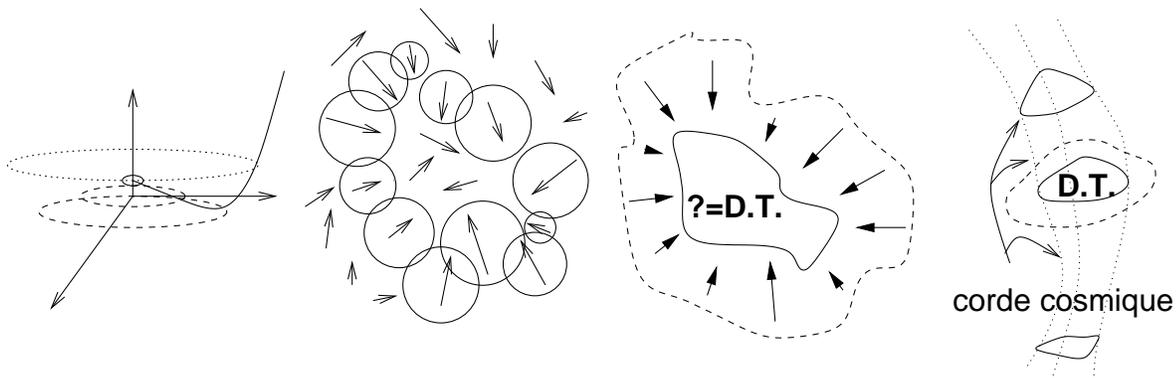


Fig. 2.17: Symétrie continue et corde cosmique.

impliquée.

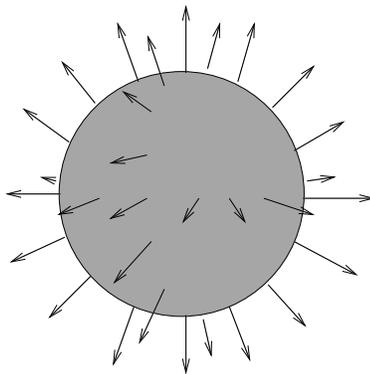


Fig. 2.18: Défaut ponctuel.

Ces zones frontières, murs, cordes et monopôles, sont les exemples de défauts topologiques (DT) en cosmologie. D'autres possibilités, telles que des combinaisons hybrides corde+mur ou corde+monopôle, peuvent également être envisagées. Ces défauts mixtes sont instables mais potentiellement sources de rayons cosmiques d'énergies extrêmes.

Evolution

Voyons à présent que peuvent devenir ces différents défauts au cours du temps :

- La masse par unité de surface des murs de domaine est $\sigma \propto \Lambda^3$. Un mur étendu dans tout l'Univers actuel et résultant d'une brisure à $\Lambda = 100$ GeV, conduirait à une densité d'énergie de 10 ordres de grandeur supérieure à la densité critique ρ_c , l'univers se serait donc déjà effondré (en contradiction avec les observations !). Même si l'on suppose la création de murs "fermés" (sphères), la transition de phase s'effectue avec un "scaling", imposant au moins un mur traversant l'Univers. Il n'y a donc aucune place pour ce genre de défauts.
- La masse linéique des cordes est $\mu \propto \Lambda^2$, exprimée généralement par le produit $G\mu$ (G étant la constante gravitationnelle). Dans le modèle de cordes cosmiques le plus simple (Goto-Nambu), elles s'effondrent sous leur propre poids et rayonnent jusqu'à être complètement désintégrées.

Certaines cordes peuvent s'entrecroiser pour donner des boucles (Fig. 2.19). Au moment de la transition de phase, on estime à 20% [133] le taux de boucles formées. Ces cordes cosmiques (ordinaires) peuvent également libérer graduellement leur énergie sous forme de particules.

Le long de la corde ou des boucles, les champs fermioniques et bosoniques existent également et peuvent modifier la masse et donner de la charge à cette corde. Nous avons alors des cordes cosmiques supraconductrices (CCS). Si leur taux de formation semble en contradiction avec certaines mesures expérimentales, elles peuvent néanmoins se désintégrer [138] ou former des boucles. Néanmoins, si ces cordes possèdent un moment angulaire (seulement si un courant existe), l'effondrement peut être évité, car ce courant peut alors se stabiliser dans les boucles et donner naissance à des vortons [139, 140], de masse 3×10^6 GeV ou supérieure. Si la limite de saturation du courant est atteinte (ce qui est quasiment toujours le cas), les porteurs de charge supplémentaires sont éjectés et la boucle reste stable, chargée et supraconductrice. Sinon, le rayonnement gravitationnel leur fait perdre de l'énergie et s'effondrer pour atteindre la limite de saturation.

L'intérêt des vortons réside (a) dans leur charge, qui leur donne le moyen d'être accélérés (ainsi, le modèle de Blandford-Znajek [129, 139] qui permet l'accélération près de l'horizon d'un trou noir), et (b) dans leur masse, qui limite le rayonnement synchrotron dans les champs magnétiques.

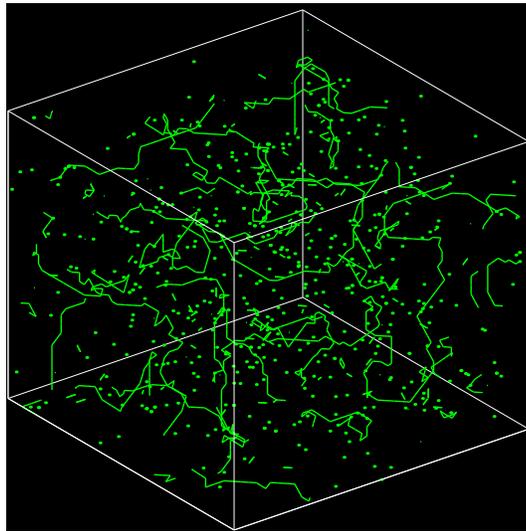


Fig. 2.19: Schéma d'un réseau de cordes après quelque temps. Une partie des cordes initiales s'est entrecroisée pour former des boucles, visibles ici sous forme de points. D'après [141].

- A zéro dimension, nous avons vu que les défauts sont des monopôles magnétiques, leur masse étant $m \propto \Lambda$. Leur évolution est plus simple que celle des cordes : une fois créés, soit ils restent, soit ils s'annihilent avec des anti-monopôles. Leur production, inévitable dans le cadre de théories d'unification, conduit à une densité d'énergie trop grande dans l'Univers. Pour résoudre ce problème, deux solutions existent. L'une consiste à introduire l'inflation, l'autre à considérer une échelle de brisure inférieure à celle habituellement utilisée pour les GUT. Dans ce dernier cas, des états liés (monopolonium) existeraient, s'annihilant petit à petit (sections efficaces incertaines). De masse 10^{15} GeV, ils peuvent contribuer directement (accélération par des champs électriques) mais faiblement (section

efficace faible), ou indirectement par l'annihilation $\mathcal{M} - \bar{\mathcal{M}}$. Les paramètres critiques pour ces objets sont l'abondance du monopolonium à sa formation et son temps de vie. Le monopolonium primordial pose des problèmes de propagation pour les composantes de la désintégration.

Des modèles envisagent également des monopôles chargés.

Comme bilan de ce tour d'horizon, les défauts intéressants qui peuvent subsister sont les cordes cosmiques ordinaires, les vortons et les monopôles.

2.7.2 Détection

Deux solutions se présentent pour expliquer l'existence de rayons cosmiques d'énergie extrême à partir de défauts topologiques : soit les défauts eux-mêmes nous parviennent, soit leur désintégration ou annihilation produit des particules secondaires ultra-énergiques :

- les vortons [139, 140] sont détectables directement, leur section efficace restant sujette à plusieurs recherches.

Des effets particuliers peuvent cependant se produire : ils sont chargés et possèdent des états d'excitation, rendant complexes leurs interactions.

- selon leur échelle d'énergie, leur "observation" s'effectue différemment. A 10^{16} GeV, on peut utiliser l'effet de lentille gravitationnelle, pas à 1 TeV. Par contre, la désintégration de cordes reste possible : par effondrement, un défaut donne un X (particule supermassive $m_X \sim \Lambda$ des théories d'unification) puis H , W^\pm ou Z^0 puis enfin des leptons et quarks. Ces derniers se fragmentent en hadrons. Alors que le nombre de nucléons produits n'excède pas 3%, les γ et ν provenant des pions sont nombreux. Toutes ces particules issues de la désintégration ont donc une énergie susceptible d'atteindre Λ , et donc de contribuer au flux de rayons cosmiques de très haute énergie.

La paramétrisation du flux de particules a produites dans les intervalles de temps dt et d'impulsion dx

$$\Phi_a = \frac{dn_X}{dt} \frac{2}{m_X} \frac{dN_a}{dx}$$

fait intervenir, outre la masse m_X ,

- le paramètre d'injection à partir de boucles ordinaires

$$\frac{dn_X}{dt} = f \times \alpha t \times \frac{\mu\beta}{t^4 m_X} \propto t^{-4+p}$$

[142], f est la fraction d'énergie libérée sous forme de particules X, αt la longueur des cordes fermées, β/t^4 leur taux de formation et p un indice caractéristique du scénario des défauts (donc en particulier $p = 1$ dans le cas de cordes cosmiques ordinaires ; pour les cordes supraconductrices, $f = \frac{L_S}{100G\mu t}$, donc $\frac{dn_X}{dt} \sim t^{-4}$ et $p = 0$, elles disparaissent donc plus rapidement).

- la fonction de fragmentation $\frac{dN_a}{dx}$, estimée à partir de la QCD et de données phénoménologiques, s'exprimant en $x^{-1.5}$ (nucléons) ou $x^{-2.4}$ (photons et neutrinos) [143].

Le bilan des particules à attendre peut alors être présenté ainsi

- soit détection neutrino modifiée (vortons), par l'intermédiaire de gerbes horizontales ou autres si l'on peut utiliser les propriétés d'excitation des vortons ;

- soit photons et neutrinos de haute énergie. Dû aux plus faibles pertes d'énergie des photons à haute énergie, on peut s'attendre à une proportion croissante avec l'énergie (10% de gammas par rapport aux protons à 10 EeV [110, 144]);
- soit, à un taux plus faible, les nucléons d'énergie proche de Λ . A ces énergies, les neutrons ont un libre parcours moyen de 10 Mpc et ne subissent pas de pertes synchrotron.

Les signatures peuvent donc provenir de gerbes initiées par des photons, neutrinos, vortons ou nucléons.

Limites actuelles

Dans le cadre de cette thèse, les défauts topologiques ont été introduits pour rendre compte du spectre à haute énergie. Mais la dégradation de leur énergie doit induire des émissions à plus basse énergie qu'il serait légitime d'observer. Les limites proviennent alors d'expériences γ [145], et en particulier celles dont le champ d'observation est maximal (EGRET, CASA, Cygnus, Fly's Eye).

D'autres limites, indirectes, proviennent des quantités d'He présentes dans l'univers, qui se serait désintégré en présence de trop de défauts topologiques [146]. Ces contraintes agissent principalement sur m_X .

Attente

Le manque de connaissances concerne donc plusieurs étapes : la formation des défauts topologiques, la nature de leurs interactions, de leurs désintégrations.

La conséquence de certains de ces modèles sur l'observation d'événements d'encore plus haute énergie (Fig. 2.20) est un flux à 10^{24} eV de l'ordre de 10^{-3} celui à 10^{20} eV, ce qui représenterait tout de même un événement en 20 ans de prises de données par un détecteur comme le PAO.

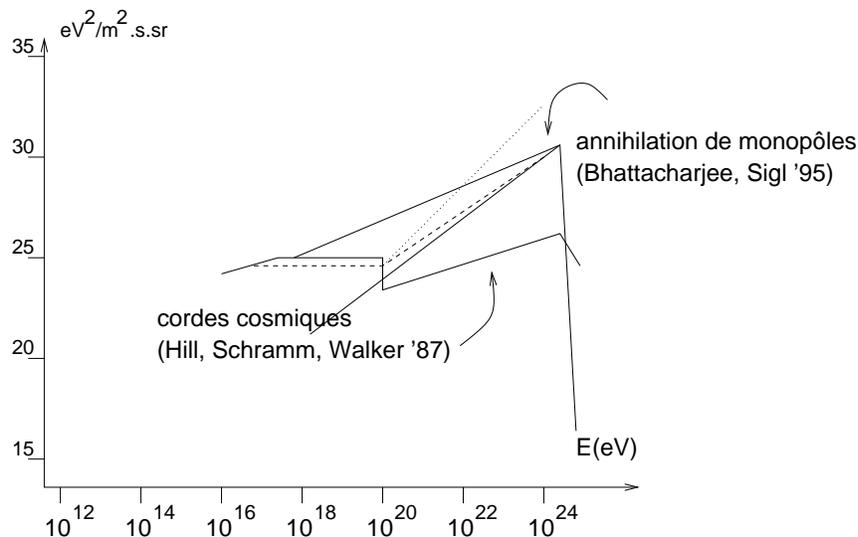


Fig. 2.20: Spectres attendus dus à des défauts topologiques (d'après [138, 143]).

2.7.3 Inflation

L'inflation et les défauts topologiques nouent des liens assez serrés. Un des problèmes que résout l'inflation est la suppression d'un nombre trop élevé de monopôles. Le champ scalaire responsable de l'inflation (inflaton) est généralement supposé ne pas être associé à une brisure de symétrie ni être générateur de défauts. Les défauts topologiques sont généralement considérés comme produits avant ou après cette inflation. Le terrain principal où s'affrontent ces deux phénomènes est celui de la formation des structures de l'univers telles que galaxies, amas et super-amas.

Fluctuations initiales et structures actuelles

Dans un univers en expansion, les fluctuations de densité croissent linéairement et ne peuvent rendre compte des structures observées. Des semences initiales sont alors nécessaires à l'amorce des instabilités gravitationnelles :

- dans le modèle inflationnaire, ce sont les fluctuations quantiques initiales qui amorcent les effondrements. Dans ce cas, une large fraction de densité doit se trouver sous forme de matière noire, de préférence non baryonique et distribuée uniformément, car ces modèles imposent $\Omega = 1$.
- dans les modèles basés sur les cordes, c'est la densité d'énergie initiale de celles-ci qui aurait provoqué la formation de structures [147, 148, 149], avant qu'elles ne se désintègrent ou évoluent comme précédemment décrit.

Les deux modèles possèdent leurs avantages et inconvénients. Cependant, des mesures suffisamment fines de l'histoire de l'univers commencent à apparaître, laissant entrevoir un terme au débat. Ces mesures se basent sur la distribution des fluctuations, soit de la matière présente dans l'univers (spectre de puissance $P(\vec{k})$), soit de la température du fond diffus cosmologique (CMB), a priori fidèle représentante de l'état des fluctuations au moment du découplage (on décompose alors la carte du ciel micro-onde en harmoniques sphériques).

2.8 Neutrinos

Les neutrinos ont une section efficace très faible sur les photons du CMB, ce qui étend la limite de la “coupure GZK” de neutrinos de 10^{21} eV aux redshifts $z \simeq 100$ [117, 111] (à comparer au $z \simeq 10^{-2}$ des protons). L’interaction entre des neutrinos de très haute énergie et des neutrinos reliques peut provoquer des cascades [150].

Sur l’atmosphère, les sections efficaces sont également faibles, cependant croissent avec l’énergie, ce qui facilite leur détection aux hautes énergies. Jusqu’à présent, seules des limites supérieures sur les flux de neutrinos de plus haute énergie sont connues (Tab. 2.7).

Energie (EeV)	Flux ($\nu/\text{cm}^2.\text{s.sr}$)
0.1	$< 3 \times 10^{-13}$
1	$< 5 \times 10^{-14}$
10	$< 8 \times 10^{-15}$
100	$< 2 \times 10^{-15}$

Tab. 2.7: Limites supérieures au flux de neutrinos de très haute énergie [32].

Les neutrinos de plus haute énergie sont donc attendus, à la différence des rayons cosmiques qui sont détectés. Ils proviendraient alors

- de la photoproduction induisant la coupure GZK (neutrinos de Greisen)
- des noyaux actifs de galaxie, ce qui dépend des modèles d’accélération envisagés dans ceux-ci : plus la fraction de pions chargés contribuant à l’émissivité est élevée, plus l’énergie libérée sous forme de neutrinos doit se révéler importante,
- d’éventuels défauts topologiques.

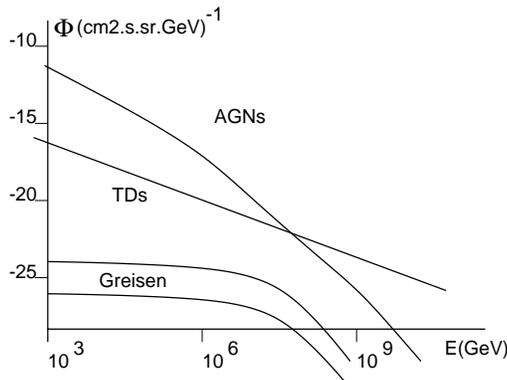


Fig. 2.21: Flux de neutrinos (d’après [151]).

Ce flux est estimé à (Fig. 2.21)

$$\Phi(> 10^9 \text{ GeV}) \simeq 10^{-15} / \text{cm}^2 . \text{s.sr}. \quad (2.15)$$

2.9 Sursauts γ

Alors qu'en cosmologie ou en physique des particules beaucoup d'efforts sont déployés pour la détection d'objets ou particules prédits théoriquement, nous venons de voir que les rayons cosmiques procurent une situation inverse, car ils sont observés mais pas (ou mal) expliqués.

Dans le même cas de figure, les sursauts γ (*gamma-ray bursts* [152]) sont détectés par des expériences à bord de satellites, entre la dizaine de keV et le MeV (BATSE, BeppoSAX), mais également au GeV (EGRET). Hormis une poignée d'entre eux appelés répéteurs, ils ne se produisent jamais au même endroit. Bien que répartis isotropiquement, leur origine reste encore imprécise, car ces signaux γ sont brefs (de l'ordre de la seconde) et difficiles à corrélérer aux sources répertoriées à d'autres longueurs d'ondes. Récemment, quelques-uns ont tout de même pu être associés à des émissions optique ou radio.

Leur énergie et puissance considérables, ainsi que leur répartition isotrope, rendent ces sursauteurs candidats à l'accélération de particules de très haute énergie.

2.9.1 Modèles

De même que pour les rayons cosmiques, deux questions se posent à la fois :

- la question **Comment ?** est la plus incertaine. Le modèle favorisé est celui des boules de feu composées presque exclusivement de photons, d'électrons et positrons. Au départ extrêmement compactes, opaques et chaudes, ces boules de feu se refroidissent en s'étendant pour laisser enfin échapper un rayonnement [152] lorsque la température est de quelques dizaines de keV. Restent à savoir quels sont les objets progéniteurs de ces boules de feu. Une solution, cohérente avec le taux de 10^{-6} par galaxie par an, est la collision ou fusion d'étoiles à neutrons, entre elles ou avec des trous noirs ;
- à la question **Où ?** le caractère isotrope, ainsi que la corrélation récente de plusieurs sursauts avec des galaxies éloignées (Tab. 2.8), favorisent les hypothèses cosmologiques. A puissance reçue égale, l'éloignement des sources augmente d'autant la violence des sursauteurs.

GRB #	z
970508	> 0.835
971214	3.4
980329	5
980703	0.97
990123	> 1.61

Tab. 2.8: Quelques sursauts γ estimés à des distances cosmologiques. Ces mesures de décalage vers le rouge z sont effectuées grâce à la détection quasi-simultanée de contreparties optiques présentant des raies d'émission ou d'absorption.

2.9.2 Intérêt

Plusieurs études ont envisagé la production de rayons cosmiques de très haute énergie associée aux sursauts γ [153, 154, 155]. Elles sont motivées par le fait que dans l'hypothèse cosmologique, la densité de sursauts vaut [154] $\nu_\gamma \sim 3 \times 10^{-8} \text{ Mpc}^{-3} \text{ an}^{-1}$, soit environ un

tous les 50 ans dans une sphère de 50 Mpc de rayon autour de nous. Le caractère continu du flux de rayons cosmiques, par opposition aux sursauts, serait alors induit par les déflexions dues aux champs magnétiques [156, 62].

Cependant, si les énergies des rayons cosmiques détectés sont comparables à celles libérées sous forme de sursauts γ , le mécanisme permettant le transfert d'énergie aux rayons cosmiques n'est pas plus clair que celui suspecté dans les noyaux actifs de galaxie [154].

2.10 Conclusion

Nous venons de voir quatre classes d'objets susceptibles d'être à la source de rayons cosmiques :

- les objets galactiques, supernovæ et leurs restes, pulsars ;
- les objets extragalactiques, amas ou noyaux actifs de galaxie ;
- les défauts topologiques ;
- les sursauts gamma.

Les énergies maximales atteintes par les premiers restent faibles. Les seconds sont soit trop éloignés, soit pas suffisamment actifs. Les troisièmes satisfont très bien aux contraintes énergétiques, mais les flux prédits dépendent des modèles. Les derniers existent, sont énergétiques et pas forcément très éloignés. Le problème qu'ils posent est une description encore très incomplète.

3. L'OBSERVATOIRE PIERRE AUGER

Nous présentons ici les principales caractéristiques de l'expérience Auger. Après avoir revu les contraintes liées au cahier des charges, nous décrivons les détecteurs de fluorescence, puis le réseau de détecteurs de surface, ensuite les détecteurs de surface eux-mêmes, les cuves d'eau à effet Čerenkov.

3.1 Un détecteur géant

Nous avons vu au premier chapitre que la détection massive de particules d'énergie extrême était subordonnée au franchissement d'un ordre de grandeur en surface efficace de détection, conduisant au chiffre de $2 \times 3000 \text{ km}^2$. Quels détecteurs disposer sur une telle surface ? Nous avons vu que plusieurs technologies, éprouvées et maîtrisées, existaient déjà. L'expérience Pierre Auger a décidé de se concentrer sur le gigantisme qu'implique cette surface, en tirant parti de certaines de ces technologies.

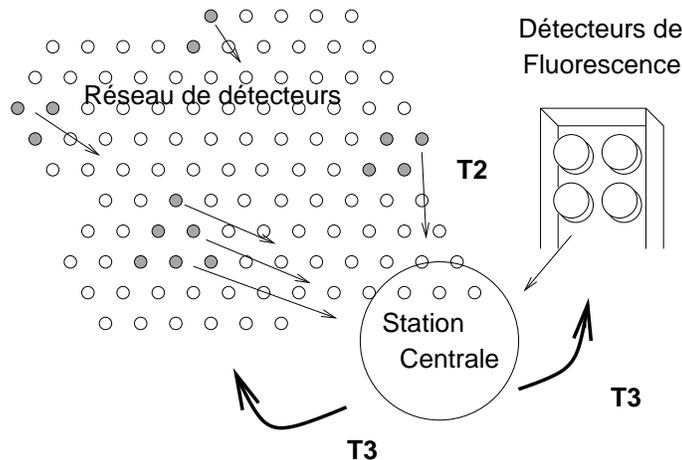


Fig. 3.1: Schéma d'un PAO. Lorsqu'une station locale (SL) du réseau de détecteurs estime avoir enregistré un signal suffisant, elle alerte (T2) la station centrale (SC). Celle-ci décide alors, selon les autres T2 éventuellement reçus à la même date, de récupérer les données (T3). Si l'obscurité du ciel est suffisante (10 % du temps seulement), les données des détecteurs de fluorescence sont également prises en compte.

Ainsi, afin de concilier une mesure de précision et un cycle utile maximal, le projet a convergé vers un détecteur hybride alliant détecteurs de fluorescence (DF) et détecteurs de surface (DS) (Fig. 3.1) :

- le réseau de détecteurs de surface est sensible aux distributions latérales et à la composition en muons des gerbes. Ces muons sont cruciaux pour l'identification des primaires. L'inconvénient vient d'une forte dépendance des modèles, car les particules enregistrées

sont issues de plusieurs générations de cascades, d'où l'importance des études par Monte-Carlo.

- les détecteurs de fluorescence ont l'avantage de mesurer très précisément l'énergie déposée par les particules dans l'atmosphère, ainsi que de reconstituer intégralement le profil longitudinal des gerbes. Leur distance de vision est fonction de la qualité du ciel et de l'énergie détectée, pouvant atteindre plusieurs dizaines de km. Leur inconvénient majeur est de n'être opérationnels que par nuit sans lune ni nuage, conduisant à un cycle utile de 10 %.

Durant les périodes où les DF seront opérationnels (on parle alors de fonctionnement en mode hybride), l'incertitude sur les mesures des paramètres des gerbes sera réduite, les deux détecteurs pouvant alors s'entre-calibrer, la synthèse étant réalisée au sein d'une station centrale (SC).

Pour chacun des sites, deux configurations sont envisagées pour la disposition de ces détecteurs (Fig. 3.2), l'une appelée "Superman" et l'autre "Hexagonale". La distinction majeure vient du fractionnement des yeux des détecteurs de fluorescence.

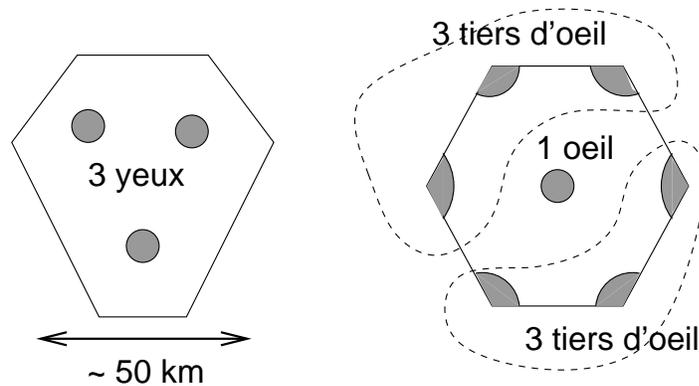


Fig. 3.2: Configurations Superman et Hexagonale. La première convient mieux au terrain du site Nord et la seconde à celui du site Sud.

3.1.1 Triggers

La surface de 3000 km^2 ne sera pas exposée qu'aux rayons cosmiques d'énergie extrême, mais également à tous ceux d'énergies inférieures et ce en proportion du spectre primaire. Comme il est à la fois impossible et sans intérêt de conserver les signaux induits par les primaires de plus basse énergie, une série de choix doit être faite lors de l'acquisition, visant à rejeter le plus d'événements inintéressants sans perdre d'information sur les événements intéressants. C'est la raison d'être des *triggers*.

Nous verrons, dans le cas de chacun des détecteurs (surface et fluorescence), quels sont les bruits de fond et les étapes de trigger permettant de satisfaire ces conditions.

3.1.2 Efficacité

Les incertitudes attendues dans la mesure des paramètres de la gerbe (énergie E , direction θ et profondeur du maximum X_{max}) par les deux technologies sont résumées dans la Tab. 3.1.

E (eV)	10^{19}			10^{20}		
	DF	DS	hybride	DF	DS	hybride
ΔX_{max} (g/cm ²)	20	×	20	20	×	20
$\Delta E/E$ (%)	20	30	10-20	15	20	10
$\Delta\theta$ (°)	0.5	2	0.25	0.5	1	0.2

Tab. 3.1: Incertitudes attendues pour les détecteurs de fluorescence (DF), les réseaux de détecteurs de surface (DS), ainsi que leur opération commune (mode hybride).

3.1.3 Détection de neutrinos

L'intérêt des neutrinos de très haute énergie est leur signature de défauts topologiques ou de mécanismes spécifiques dans les noyaux actifs de galaxie. De plus leur section efficace, supposée croître avec l'énergie (Fig. 3.3), rend leur détection par l'Observatoire Auger plausible.

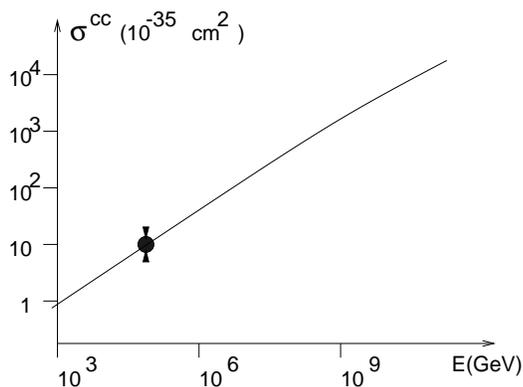


Fig. 3.3: Sections efficaces des neutrinos.

A quel taux de neutrinos peut-on s'attendre ? En considérant les paramètres du détecteur (surface $S = 15 \times 50 \text{ km}^2$, profondeur $L = 50 \text{ km}$) et le flux mentionné au §2.8 ($\Phi = 10^{-15}/\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr}$), $\Phi \cdot S = 7.5 \times 10^{-3}/\text{s} \cdot \text{sr}$. Avec la section efficace (Fig. 3.3) de $\sigma \simeq 10^{-32} \text{ cm}^2$ et $\rho = 10^{-3} \text{ g/cm}^3$, $\lambda \simeq 15m_p/\sigma \sim 10^9 \text{ g/cm}^2$ et $\rho L = 5 \times 10^3 \text{ g/cm}^2$, 5 neutrinos sur un million interagissent. Finalement, on obtient **par an** le chiffre de $4 \times 10^{-8}/\text{s}/\text{sr} \times 4\pi \times \pi 10^7$, soit une **quinzaine** (les conditions ayant été prises globalement très favorables).

La signature la plus claire de neutrinos incidents est fournie par les gerbes horizontales. Dans le cadre du DS, celles-ci posent un problème de bruit de fond, car les protons interagissant près du haut de l'atmosphère sous une incidence approchant les 90° génèrent des muons à ne pas confondre avec ceux produits par des neutrinos. Cette signature par gerbes horizontales est également attendue dans le cas de vortons primaires (§2.7) en raison de leur section efficace comparable à celle des neutrinos.

3.2 Les détecteurs de fluorescence

Ces détecteurs optiques (longueur d'onde comprise entre 0.3 et 0.4 μm) mesurent l'énergie dissipée par l'ionisation de l'atmosphère, et restituée isotropiquement sous forme de fluorescence due à la désexcitation des molécules d'azote (temps caractéristique compris entre 10 et 50 ns, soit une incertitude de 15 m). Cette isotropie permet de la détecter loin de l'axe. Près de l'axe de la gerbe (à quelques centaines de mètres), les photons Čerenkov sont plus importants que ceux de fluorescence, cependant cette configuration est plus rare. A cette longueur d'onde, l'atmosphère est particulièrement transparente (longueur d'atténuation de 8 à 15 km). Cependant, les facteurs d'atténuation (Rayleigh, aérosol) doivent être pris en compte.

Cette lumière ne mesure pas l'énergie déposée par les neutrons ou les muons, ni celle convertie en excitations nucléaires. L'incertitude résultant de ces inconnues est cependant inférieure aux erreurs systématiques de mesure.

La technologie utilisée pour Auger est améliorée par rapport aux Fly's Eye, cependant n'est pas destinée à être aussi précise que le projet HiRes (Tab. 3.2). L'ensemble de quelques milliers de photomultiplicateurs (PM), dirigés chacun vers une direction du ciel via des miroirs sphériques, constitue un œil de mouche aux multiples facettes, qui voit se développer la gerbe. Dans une configuration optimale, l'écart angulaire de la gerbe, projeté sur les détecteurs, ne dépasse pas la taille des PM, qui constituent des pixels. La surface utile (acceptance) augmente avec l'énergie de la gerbe $S \sim \ln E_0$.

Instrument	Yeux	# Miroirs	# PM /miroir	# PM /œil	Pixel	Champ /miroir
Fly's Eye I	1	67	12-14	880	$5^\circ \times 5^\circ$	$\sim 20^\circ \times 20^\circ$
Fly's Eye II	0.5	36		464		
HiRes	9	$9 \times \sim 100$	256	25000	$1^\circ \times 1^\circ$	$15^\circ \times 15^\circ$
Auger	3+3	6×45	121	5445	$1.5^\circ \times 1.5^\circ$	$30^\circ \times 30^\circ$

Tab. 3.2: Dispositifs, en opération ou en projet, mesurant la lumière de fluorescence.

Le bruit de fond est constitué essentiellement de lumière diffuse provenant du halo de la galaxie, et vaut environ 7×10^{11} photons/m²/s. Une gerbe contenant 10^{10} électrons à son maximum envoie environ 10^{13} photons/m²/s à un observateur situé à 1 km du pied de la gerbe. Un paramètre particulièrement important à connaître est le rapport signal sur bruit S/N. Les triggers de premier et deuxième niveau sont définis ainsi [157]. La première étape consiste à déclencher sur 3 pixels adjacents alertés, réalisée au niveau câblé et se produisant à 300 s^{-1} pour chaque miroir. Le second niveau de trigger est obtenu d'après les temps, qui doivent montrer une progression de la trace similaire à celle d'une gerbe. Le taux est alors réduit à 3 s^{-1} , et est encore majoritairement composé de coïncidences fortuites, que le trigger de troisième niveau, réalisé par la station centrale, se chargera de diminuer.

La reconstruction (Fig. 3.4) comprend quatre étapes essentielles (a) la détermination du plan défini par la gerbe et le détecteur, (b) le calcul de la distance et de l'inclinaison de la gerbe grâce à la distribution temporelle des signaux sur les PM, (c) le calcul de l'énergie grâce à l'intensité de la lumière de fluorescence arrivant sur les PM, et enfin (d) l'estimation de la nature de la particule incidente à l'aide du développement longitudinal de la gerbe.

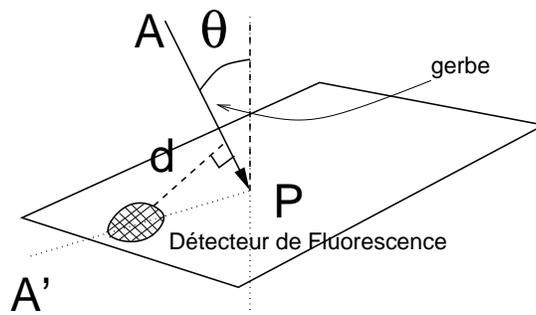


Fig. 3.4: Reconstruction d'une gerbe. P est le pied de la gerbe, APA' le plan défini par le détecteur et la gerbe, d la distance du détecteur à la gerbe et θ l'angle zénithal de la gerbe.

Ce détecteur devrait avoir un cycle utile de 10% pour les gerbes au-delà de 10^{19} eV, on espère cependant augmenter ce chiffre à 15% en détectant des gerbes de 10^{20} eV durant les nuits de pleine lune. Ces chiffres contraignent directement le taux d'événements hybrides attendus.

La mesure de l'angle zénithal de la gerbe permet ensuite, outre la direction d'arrivée, de connaître la profondeur atmosphérique du maximum de développement.

Un paramètre important mesuré par ce détecteur est la profondeur du maximum de la gerbe X_{\max} . Ce paramètre est crucial, de même que sa fluctuation, pour les mesures de composition.

3.3 Le réseau de détecteurs

Il est constitué de stations locales (SL) autonomes, alimentées par des panneaux solaires, communiquant par ondes radio et recevant des signaux de synchronisation de satellites GPS.

Choix des paramètres

L'objectif des observatoires Pierre Auger est l'exploration du spectre des rayons cosmiques à partir de 10 EeV. Demander une efficacité proche de 100 %, au niveau du trigger, à cette énergie impose un maillage du réseau d'au plus 1.5 km. Comme pour une surface donnée, le prix est d'autant plus élevé que le maillage est serré, cette valeur a été retenue. La forme du maillage a été choisie triangulaire (appelée également hexagonale), par opposition à orthogonale (§5.4.2).

Cette distance répétée plusieurs milliers de fois impose une autonomie de tous les détecteurs. Cette autonomie se traduit par l'utilisation de cellules solaires, de liaisons radio, et d'une synchronisation temporelle indépendante.

La demi-ouverture angulaire est définie par la géométrie des cuves et vaut 60° (on espère aller plus loin, toutefois), soit une acceptation de $14000 \text{ km}^2 \cdot \text{sr}$. La solution Čerenkov à eau présente deux avantages, un prix peu élevé et l'assurance d'une couverture plus uniforme du ciel qu'avec des scintillateurs [158], due à une dépendance moindre en angle zénithal.

Triggers

Les détecteurs de surface sont soumis au bruit de fond constitué du flux secondaire de muons, de photons et d'électrons. La composante muonique est la mieux connue, son taux vaut $80/\text{m}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr}$ et a une énergie moyenne de 1 GeV.

Les triggers du détecteur de surface sont répartis en 3 étapes (notées ultérieurement T1, T2, T3) :

- le **T1**, divisé en plusieurs composantes (voir §3.4.5), a une fréquence moyenne de 100 s^{-1} par SL ;
- le **T2**, destiné à affiner la sélection réalisée grossièrement par le T1, est fixé à 20 s^{-1} par SL ;
- le **T3**, enfin, est décidé par la station centrale (SC) sur des critères de proximité spatio-temporels des T2 des SL, et est estimé à moins de 1 s^{-1} sur le réseau entier.

Le fonctionnement du réseau est alors le suivant. L'acquisition des signaux s'effectue sur requête du T1. Un algorithme regarde plus précisément ces signaux et décide alors d'un T2 ou non. Tout ceci est calculé au sein de chaque SL. Les T2 acceptés sont ensuite signalés à la SC, qui collecte alors, si elle a décidé d'un T3, les signaux des SL concernées ainsi que ceux de leurs voisines. Le T1 étant défini de sorte à compter le nombre de muons, une SL n'ayant pas délivré de T2 pourra en effet être consultée sur les muons qu'elle aura enregistré à des temps voisins de celui du T2 délivré par d'autres.

Les chiffres des niveaux de trigger s'expliquent ainsi. La fréquence de T1 est issue des données expérimentales mesurées par les précédents détecteurs. La fréquence de T2 est dictée par deux choses. D'une part, étant donnée la rareté des événements que l'on recherche, il est inutile de conserver tout le bruit de fond donné par le T1. D'autre part, la bande passante entre les SL et la SC est limitée et ne peut accepter une valeur supérieure. Enfin, la valeur donnée

pour le T3 vient du calcul de coïncidences fortuites. Elle ne représente pas une contrainte pour l'acquisition, mais pour le volume de stockage à envisager.

Télécommunications

Nécessaires au fonctionnement d'un réseau de cette taille, elles relient d'une part les SL à des stations relais appelées stations de base (SB), d'autre part ces SB à la SC (Fig. 3.5). Les SB sont constitués d'antennes d'environ 50 m de haut situées à proximité des yeux des détecteurs de fluorescence. Elles communiquent entre elles par faisceaux micro-ondes de débit 34 Mb/s.

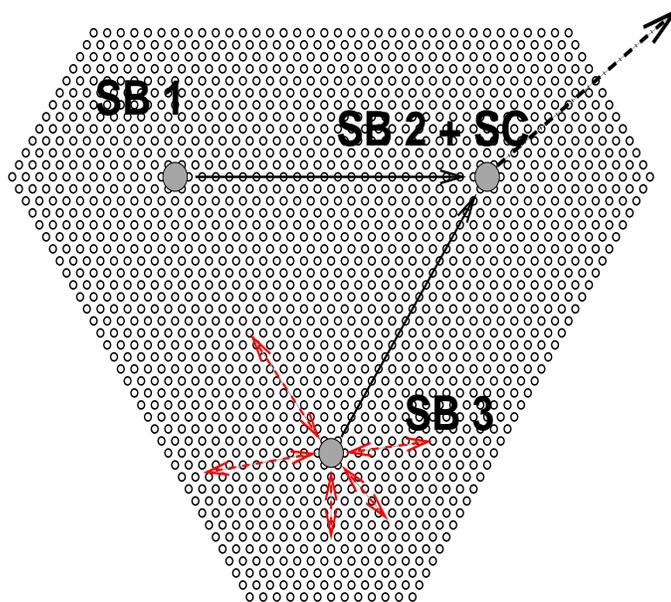


Fig. 3.5: (Télé)communications. Les stations locales communiquent avec la station centrale (SC) et l'extérieur par l'intermédiaire de stations de base (SB).

Entre les SL et la SC, le temps de transfert doit être inférieur à 5 s dans chaque direction. Les télécommunications se font dans la bande ISM (2.4 GHz) et autorisent l'envoi d'environ 130 o/s utiles de chaque SL à la SC. Ce chiffre impose la limite supérieure de 20 s^{-1} au trigger de niveau 2 (il occupe en moyenne la moitié de la bande passante) décrit ci-dessus. Les événements T3 (de taille 4 ko environ) sont transférés par morceaux à la station locale pour ne pas bloquer les notifications de T2, et chacun peut mettre ainsi quelques minutes. Leur faible taux d'occurrence ne provoque heureusement aucun problème de saturation.

Le flux est très dissymétrique, car la SC envoie peu de données aux SL, hormis lors du chargement des programmes.

Datation

La reconstruction de la direction de l'axe des gerbes s'effectue en enregistrant le temps d'arrivée de leur front sur chaque détecteur affecté (Fig. 3.6). La synchronisation temporelle entre les stations locales s'effectue grâce à la réception simultanée de signaux envoyés par les satellites GPS en orbite autour de la terre, permettant d'atteindre une précision de 10 ns. On souhaite obtenir une précision d'au plus 2° sur la direction d'arrivée des particules.

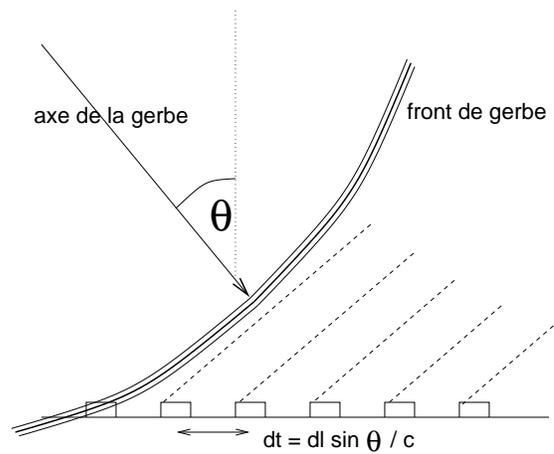


Fig. 3.6: Front de gerbe.

La station centrale

Elle centralise les données provenant tant des stations locales que des détecteurs de fluorescence (Fig. 3.1), gère ainsi l'intercalibration des deux dispositifs, et décide des triggers de troisième niveau. Elle sera a priori constituée d'un ensemble de stations Unix reliées par un réseau local.

Dans son interaction avec les SL du réseau, elle reçoit les notifications de trigger 2. Ensuite, selon la disposition spatiale des triggers 2 reçus dans un intervalle de temps donné, un algorithme spécifique décide du trigger de troisième niveau ou non. Dans le cas où celui-ci est positif, les stations locales concernées en sont avisées et envoient alors les signaux correspondants, gardés en mémoire. Les événements que les SL envoient à la SC sont déjà calibrés (§3.4.6).

Outre le traitement des données, la SC gère également leur stockage, donc est pourvue d'une base de donnée, consultable tant localement que par des utilisateurs extérieurs.

3.4 Les détecteurs de surface

Ce sont des cuves d'eau cylindriques ($1.2 \text{ m} \times 10 \text{ m}^2$), sur lesquelles (Fig. 3.7) sont disposés 3 photomultiplicateurs (PM) dont la sortie aboutit à des convertisseurs analogique-numérique rapides (Flash-ADC à 40 MHz), puis à une carte d'acquisition sur laquelle est broché un processeur chargé de l'intelligence locale. Le matériau constituant les cuves est à l'étude (conditions dépendantes du site).

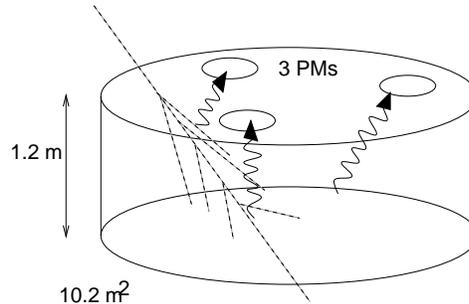


Fig. 3.7: Cuve Čerenkov à eau. Les particules génèrent de la lumière par effet Čerenkov. Cette lumière est réfléchiée par les parois intérieures des cuves et parvient aux PM.

3.4.1 Physique du détecteur

Les particules chargées arrivant dans la cuve n'interagissent quasiment pas avec le couvercle puis produisent un effet Čerenkov dans l'eau, donc émettent de la lumière (Fig. 3.8). Les photons des gerbes soit produisent des paires d'électrons et de positrons, soit produisent un effet Compton sur les électrons, qui à leur tour engendrent la lumière Čerenkov.

Le seuil de l'effet Čerenkov dans l'eau s'obtient à partir de l'indice de réfraction

$$n = 1.33 \rightarrow \beta_c = 3/4 \rightarrow \gamma_c = 1.5,$$

d'où les énergies seuil de 150 MeV pour les muons et 750 keV pour les électrons. Ce dernier seuil implique une valeur de 1250 keV pour celui des photons des gerbes. Il sera donc légitime de couper les simulations de gerbes à 1 MeV. Ces seuils permettent la détection de la majorité des particules, car les muons parviennent aux cuves avec une énergie moyenne de 1 GeV et les particules électromagnétiques (EM) 10 MeV.

L'angle d'émission des photons vaut $\cos \theta = \frac{1}{\beta n}$, leur nombre croissant avec l'énergie [66].

L'angle de diffusion des photons dû à la création de paires est de quelques degrés à 10 MeV.

Les particules chargées peuvent déposer de l'énergie par ionisation (environ 2 MeV/g.cm^{-2}) ou par bremsstrahlung, causant une déviation θ^e , la diffusion coulombienne multiple valant en moyenne aisément 90 degrés après 3 ou 4 longueurs de radiation pour 10 MeV.

Le nombre de photoélectrons parvenant aux PM est > 50 par muon vertical, environ un par photon et 2 ou 3 par électron. Les photons générés sont réfléchis par les parois intérieures (en *Tyvek*) de la cuve. Des contraintes pèsent sur la définition de la cuve. En effet, le noircissement partiel des parois ou du plafond modifie le signal collecté, rétrécissant la queue et l'intégrale du signal pour des muons verticaux incidents.

Le principe est calorimétrique : alors que les particules EM déposent toute leur énergie dans la cuve, les muons y déposent une quantité à peu près invariable dès qu'ils sont substantiellement au-dessus du seuil (environ 300 MeV, soit quelques dizaines de fois plus). L'amplitude du

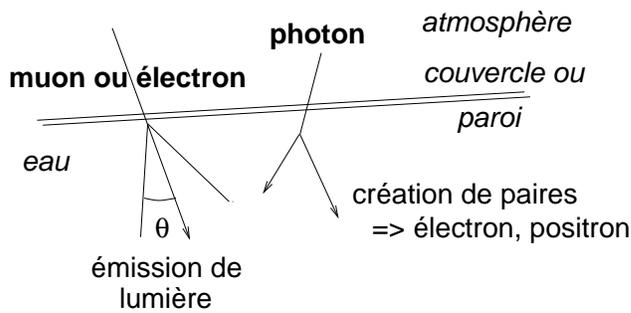


Fig. 3.8: Effet Čerenkov. Les photons, non chargés, transfèrent leur énergie à des électrons ou positrons qui génèrent ensuite un effet Čerenkov.

signal I dans chaque cuve vaut donc

$$I = k\rho_{\mu} + k'\epsilon_{e,\gamma}, \quad (3.1)$$

où ρ_{μ} est la densité de muons et $\epsilon_{e,\gamma}$ la densité d'énergie des particules EM, et k et k' des constantes de proportionnalité. L'unité de mesure pratique est le VEM (Vertical Equivalent Muon), signal équivalent au passage d'un muon vertical dans une cuve.

Bien que ceci dépende de la distance de la cuve au cœur de la gerbe, les gammas génèrent en moyenne l'essentiel du signal, les électrons et muons se partageant le reste (une dizaine de %).

3.4.2 Alimentation solaire

La consommation de l'ensemble (Tab. 3.3) est limitée, pour une question de coût (1 M\$/W), à 10 W, le fonctionnement devant être assuré entre -10° C et $+50^{\circ}$ C. La puissance solaire étant de 1 kW/m^2 et le rendement des panneaux solaires de quelques dizaines de %, la surface nécessaire est d'un dixième de m^2 .

Module	Consommation (W)
Haute tension (PM)	0.4
Amplificateurs	0.08
Flash ADC	0.51
ASIC trigger/mémoires	1.0
Contrôleur	2.5
Récepteur GPS	1.15
Timing	0.51
Communications	1.3
Aléas	1.0
Pertes de conversion	1.59
Total	9.94

Tab. 3.3: Consommation des différents modules à bord de chaque SL.

3.4.3 Photomultiplicateurs

La basse tension des batteries solaires est transformée en haute tension pour alimenter des photomultiplicateurs (PM). Les photons issus du rayonnement Čerenkov parvenant aux PM sont appelés photoélectrons (PE).

Pour une gerbe donnée, la dynamique du signal de sortie dépend de la distance au cœur de la gerbe. La plage à laquelle doivent être sensibles les détecteurs doit favoriser les signaux à grande distance de l'axe, au détriment de la saturation des signaux plus proches.

3.4.4 GPS

Les satellites GPS émettent périodiquement ($1 \text{ Hz} = 1 \text{ pps}$) un signal en direction de la terre. Les stations locales du réseau de détecteurs sont équipées de récepteurs GPS permettant, grâce à la réception de ces signaux, la détermination absolue régulière de la date, et donc leur synchronisation.

Dans l'interface GPS, une horloge à 100 MHz prend le relais et un compteur mesure le décalage accumulé. A chaque seconde, le récepteur GPS peut également fournir les corrections à apporter à la seconde précédente. La précision de 10 ns est obtenue en tenant compte de ces corrections et à condition de fonctionner dans un mode où toutes les SL reçoivent les signaux des mêmes satellites (autour de 7). Cette précision n'est pas absolue, mais relative au réseau. Le signal reçu par le contrôleur GPS est alors associé à un *TimeStamp*, composé de deux mots de 32 bits, contenant respectivement les valeurs de la seconde et de la nanoseconde.

processus	durée
précision carte GPS	10 ns
échantillonnage FADC	25 ns
réponse d'un PM à un PE	300 ns
gerbe verticale	quelques dizaines de μs
gerbe horizontale entre 2 SL voisines	5 μs
fenêtre pour l'intégration du signal	20 μs

Tab. 3.4: Ordres de grandeurs de temps.

3.4.5 Electronique d'acquisition

Le schéma général de la chaîne d'acquisition est présenté sur la Fig. 3.9. Les différents modules à assembler y sont représentés : l'électronique de Front-End, le contrôleur, les modules télécommunications et GPS.

En pratique, l'intégration de plusieurs fonctions sera réalisée sur l'ASIC de Front-End. Cet ASIC est situé à la sortie des FADC, et contient

- les *buffers* de Front-End (FEB) ;
- les registres contenant les paramètres donnés par le contrôleur.

Cet ASIC se charge des déclenchements de premier niveau en envoyant les triggers au contrôleur, en avertissant le GPS, et en plaçant les signaux dans les FEB.

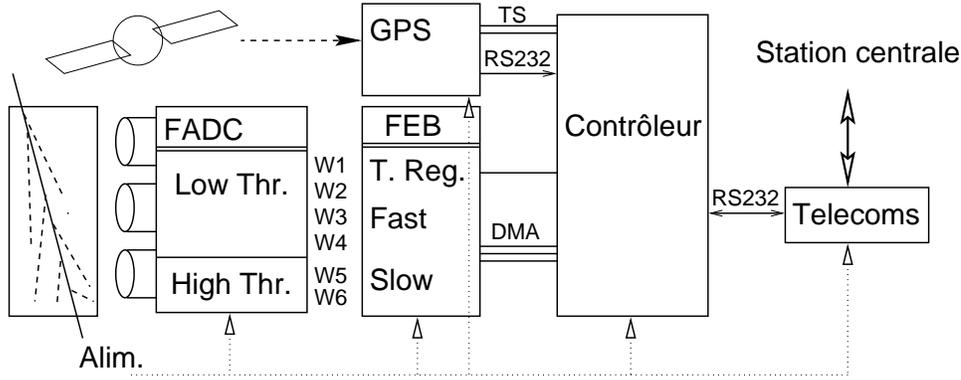


Fig. 3.9: Schéma d'une station locale.

Flash-ADC

Le signal provenant des PM est numérisé par deux séries de FADC, l'une à bas gain (W1 à W4 sur les Figs. 3.9 et 3.10) et l'autre à haut gain (W5 et W6 sur les Figs. 3.9 et 3.10), réalisant une dynamique totale de 17 bits (1.3×10^5) par PM et fonctionnant à 40 MHz.

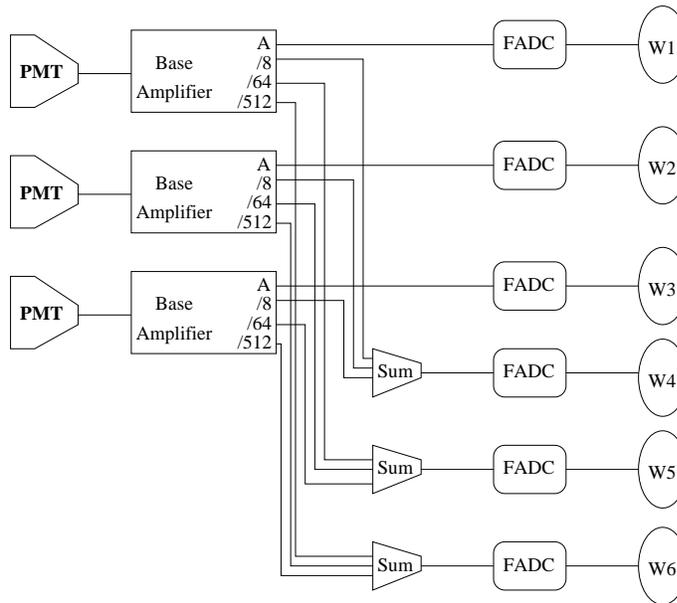


Fig. 3.10: Implémentation des Flash-ADC. W1 à W3 constituent les 8 bits de poids faible pour chacun des PM. W4, W5 et W6 ajoutent chacun 3 bits grâce à la division préalable du signal par 8, 64 et 512, conduisant donc à une dynamique de $8+3+3+3 = 17$ bits.

ASIC de Front-End

Les triggers de niveau 1, tenant compte de contraintes physiques, sont définis ainsi :

- trigger SLOW : envoyé toutes les 0.1 s, il signale les traces de muons (3000/s, donc 300 à chaque fois) accumulées dans un buffer. Ce buffer est utile pour la calibration d'une part, pour les événements neutrino (gerbes horizontales) d'autre part.

- triggers FAST0 et FAST1 : “vrais” événements, déclenchés une centaine de fois par seconde au total. La distinction entre 0 et 1 est destinée à tenir compte des gerbes proches ou distantes.
- trigger Random : sans contenir forcément de signal utile, il sert à la calibration et à la surveillance. Est exécuté sur demande expresse du contrôleur.

Des échelles de comptages (*scalers*) sont également implémentées : entre deux triggers SLOW, le nombre de signaux au-dessus de certains seuils est compté. Cette information est utile pour la détection de sursauts gamma ou de chargés émis en association avec eux (dans le cas de sources proches, on mesurerait ainsi l’augmentation temporaire du niveau moyen des signaux sur le réseau entier).

Lorsqu’un déclenchement a lieu, l’ASIC de Front-End assigne sa propre étiquette (*TimeStamp*, qu’on notera TimeStamp FE pour le distinguer du *TimeStamp GPS* déjà introduit), qui sert de référence à l’enregistrement du signal.

Contrôleur

La mémoire nécessaire prend en compte le fait qu’un événement couvre une fenêtre de $20\ \mu\text{s}$ à 40 MHz, multiplié par les 6 voies des FADC, soit 4.8 ko/événement. Même si un algorithme de suppression des zéros (*zero suppress*) appliqué au niveau des FEB diminue légèrement cette valeur, conserver 100 événements par seconde pendant 10 secondes donne une taille de 5 Mo. La mémoire mise en œuvre est de 8 Mo pour les données, autant pour le système et les applications et 1 Mo pour la FEPRM, 128 ko pour la boot EPROM.

La commande du GPS et des télécommunications s’effectue par liaisons série RS232. Les FEB sont lus par DMA.

3.4.6 Calibrations

Comment réaliser la calibration des signaux au sein de chaque station locale ? Une méthode possible est l’utilisation des désintégrations de muons. En effet, une fraction des muons parvenant dans les cuves s’y désintègrent en libérant un électron et 2 neutrinos, l’électron déposant alors environ un tiers de l’énergie totale du muon. Ce phénomène doit se voir par deux pics successifs sur le signal, l’un dû au dépôt d’énergie du muon pas encore désintégré, l’autre dû à l’électron émis.

4. LES GRANDES GERBES DE L' AIR

4.1 Généralités

Historique

Les premières gerbes, ou cascades, furent observées dans la matière, dans des chambres de Wilson en 1929 à Leningrad [159], et étaient provoquées par des rayons cosmiques. Plusieurs équipes, dont celle de Rossi, ont confirmé ces expériences dans les années suivantes. Les premières interprétations théoriques sont apparues en 1937 (Carlson, Oppenheimer, Bhabha, Heitler), basées sur des collisions successives, et ont conduit à des équations intégrodifférentielles appelées équations de diffusion. Les processus connus étaient alors les effets photoélectrique et Compton, la production de paires, l'annihilation et le bremsstrahlung.

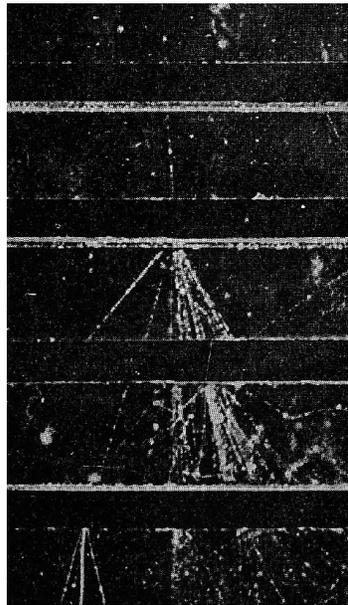


Fig. 4.1: Gerbe en chambre à ionisation.

Alors que les gerbes mesurées dans le plomb (Fig. 4.1) étaient *électromagnétiques* (EM), issues de photons et d'électrons, en 1937 furent identifiées, par le groupe de Pierre Auger (Maze, Grivet-Meyer, Daudin [12]), des gerbes atmosphériques. La composante pénétrante devait en révéler ultérieurement le caractère *hadronique*, et comme on ne parlait pas encore de mésons, ces gerbes furent interprétées comme le dépôt d'énergie de nucléons de très haute énergie, essentiellement par les processus EM mentionnés ci-dessus. La mécanique quantique et la relativité, ainsi que la découverte des mésons et muons, permirent d'expliquer ensuite cette production hadronique multiple.

La liaison du microscopique et du gigantesque s'est alors amorcée : d'une part on identifiait

(partiellement) le rayonnement de Hess, d'autre part on était confronté à la production multiple de hadrons.

L'existence de gerbes est due à la multiplication des particules, par interaction avec l'atmosphère (noyaux et électrons) et partiellement avec le champ géomagnétique. L'énergie est dégradée en fonction de la multiplicité et de l'énergie emportée par les particules secondaires.

Les modèles d'interaction hadronique, au départ basés sur l'hydrodynamique relativiste (Fermi, Landau), tentent actuellement d'incorporer la théorie moderne des interactions fortes qu'est la chromodynamique quantique (QCD). Alors que la recherche des interactions fondamentales EM n'a pas révélé de phénomènes nouveaux (on pourrait y inclure l'effet LPM (§2.2.4), provoqué par la densité du milieu de propagation), les interactions hadroniques sont plus riches en inconnues. Alors que des représentations analytiques pour les gerbes EM, solutions des équations de diffusion, ont été calculées, les interactions fortes doivent encore être traitées individuellement.

De nos jours les gerbes, tant hadroniques qu'EM, sont régulièrement produites dans les calorimètres des expériences auprès d'accélérateurs. Pour les rayons cosmiques, l'atmosphère joue ainsi le rôle d'un calorimètre.

Utilisation astrophysique

Les paramètres utiles à l'astrophysique sont la nature, l'énergie et la direction d'arrivée des particules primaires. Revoyons brièvement les méthodes disponibles pour leur détermination :

- la **direction** est le paramètre le plus simple à déterminer. Les particules de la gerbe forment un front (Fig. 3.6) qui affecte les détecteurs d'un réseau à des temps relatifs dépendant des angles d'incidence de la gerbe. Dans le cas d'un détecteur de fluorescence, c'est le temps relatif d'arrivée de la lumière depuis chaque point de la gerbe et la direction des PM touchés qui permettent cette estimation. L'information est alors complétée par l'instant d'arrivée de la gerbe complète, qui permet de calculer les coordonnées célestes ou galactiques du rayon cosmique primaire ;
- l'**énergie** est mesurée à partir des distributions latérales ou longitudinales de particules, intégrées ou non ;
- la **composition** est estimée à l'aide de :
 - la fraction de muons comparée à celle de particules EM, pour un réseau ;
 - la profondeur du maximum de la gerbe, pour un détecteur de fluorescence.

Les réseaux sont également sensibles à des paramètres longitudinaux. Ainsi, le temps de montée des signaux recueillis est caractéristique de la profondeur de développement d'une gerbe.

Développements d'une gerbe

Une gerbe se décrit dans un premier temps par une distribution longitudinale puis, à chaque altitude d'observation, une distribution latérale de particules. Ensuite, il est utile de distinguer les différentes composantes de la gerbe. En particulier, on s'intéressera aux photons (γ), aux électrons (terme qui inclut la plupart du temps autant les positrons e^+ que les électrons e^-), aux muons (μ^- et μ^+) et aux hadrons. Enfin, ces distributions seront distinctes selon l'énergie au-dessus de laquelle on dénombre les particules.

La distribution longitudinale se décompose en deux régimes. Le premier reflète la multiplication de particules, le second l'absorption lorsque ces particules se désintègrent ou ne sont plus suffisamment énergétiques pour en créer de nouvelles. Selon le type de particule, le maximum de développement n'a pas lieu au même endroit, cependant la plupart du temps les photons et électrons dominent les muons, autorisant l'identification du maximum de la gerbe totale X_{\max} (Fig. 4.2) avec celui des particules EM.

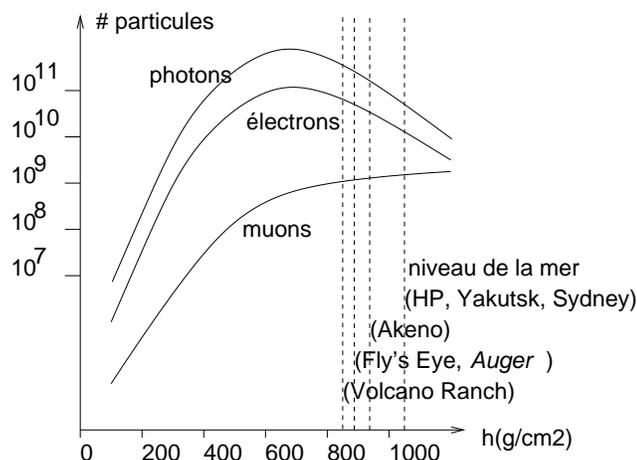


Fig. 4.2: Profils longitudinaux d'une gerbe verticale provoquée par un proton de 100 EeV.

Les distributions latérales, dont l'existence est due à la diffusion coulombienne multiple, sont la clé de la détection des gerbes par les réseaux de détecteurs.

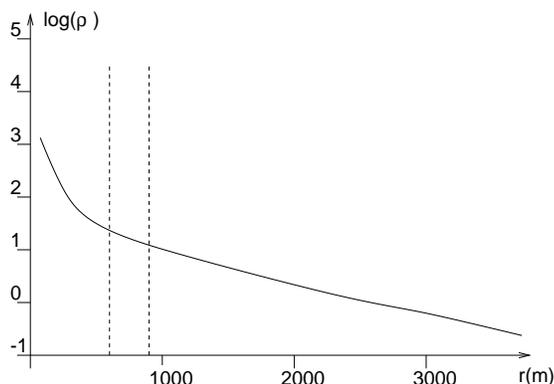


Fig. 4.3: Profil latéral de la densité ρ en fonction de la distance r à l'axe de la gerbe.

Inclinaison

Le taux de gerbes, proportionnel à l'angle solide $2\pi \sin \theta d\theta$, croît avec $\cos \theta$. L'inclinaison engendre plusieurs effets

- le long du développement de la gerbe, l'épaisseur d'atmosphère traversée est supérieure (si h est l'épaisseur traversée par une gerbe verticale et R_T le rayon de la Terre, $h/\cos \theta$ à petit angle et $\sqrt{2R_T h}$ à angle droit);
- elle diminue $\propto \cos \theta$ la section efficace de rencontre avec des détecteurs de taille donnée;

- elle rapproche cependant les détecteurs de l'axe de la gerbe, y augmentant la densité de particules.

4.2 Cascades électromagnétiques

Les cascades EM (électromagnétiques) résultent de la perte d'énergie des électrons et des photons, sujets au bremsstrahlung et à la production de paires aux plus hautes énergies

$$\begin{aligned} e^\pm &\rightarrow e^\pm + \gamma \\ \gamma &\rightarrow e^+e^-. \end{aligned}$$

Au-dessous des énergies E_c (82 MeV) et ϵ_0 (100 MeV) respectivement, l'ionisation et l'effet Compton prennent le relais, mettant un terme à la multiplication des particules. L'effet photoélectrique intervient ensuite à très basse énergie.

La longueur de radiation X_0 est définie à partir des pertes par bremsstrahlung et le rayon de Molière R_0 , dû à la diffusion coulombienne multiple, est l'analogie latéral (ou tridimensionnel) de X_0 , dépendant des conditions atmosphériques locales (pression, température et densité de l'atmosphère).

Vision simplifiée

Supposons [160] que photons et électrons répartissent à chaque interaction (c'est-à-dire après une profondeur X_0) leur énergie en deux quantités égales. Si la particule incidente avait une énergie E_0 , après une distance nX_0 , environ 2^n particules d'énergie $E_0/2^n$ chacune sont dans la gerbe. Le processus continue jusqu'à ce que les particules atteignent un seuil d'énergie E_c . Le nombre de longueurs X_0 traversées est alors d'environ $n_{\max} = \ln(E_0/E_c)/\ln 2$ et le nombre de particules E_0/E_c . La création de particules étant interrompue, on est entré dans la région d'absorption.

Résolutions analytiques

Les équations de diffusion s'écrivent [160] (A' , B' , C' et σ_0 étant des opérateurs)

$$\begin{aligned} \frac{\partial \pi}{\partial t} + \theta \frac{\partial \pi}{\partial r} &= -A'\pi + B'\gamma + \epsilon \frac{\partial \pi}{\partial E} + \int [\pi(\theta - \theta') - \pi(\theta)] \sigma(\theta') d\theta' \\ \frac{\partial \gamma}{\partial t} + \theta \frac{\partial \gamma}{\partial r} &= -\sigma_0 \gamma + C'\pi, \end{aligned} \quad (4.1)$$

où $\pi(E, t, r, \theta)$ et $\gamma(E, t, r, \theta)$ sont les densités d'électrons et de photons dans l'intervalle $dE dt dr d\theta$. t est la profondeur atmosphérique en unités de X_0 , θ la déviation angulaire, r la déviation latérale et E l'énergie de la particule considérée.

Dans le traitement unidimensionnel (développement longitudinal), les variables θ et r n'interviennent pas. L'approximation A ne prend pas en compte les pertes et conduit à une multiplication infinie des particules. L'approximation B fait intervenir les pertes par ionisation (troisième terme de la première équation). La résolution complète conduit alors à la forme analytique de Greisen pour le nombre d'électrons

$$N_e = \frac{0.31}{\sqrt{y}} \exp(t(1 - 1.5 \ln s)), \quad (4.2)$$

où

$$y = \ln \left(\frac{E_0}{E_c} \right) \quad \text{et} \quad s = \frac{3}{1 + 2y/t}.$$

s est l'âge longitudinal, qui reflète l'état de développement de la gerbe. Il vaut 0 à son début et 1 au maximum de son développement. Il a une influence sur l'allure des densités latérales.

Le traitement tridimensionnel (donc l'obtention des distributions latérales) est plus délicat. L'approximation de Landau (diffusion coulombienne multiple aux petits angles) consiste à remplacer le quatrième terme de (4.1) par $\frac{E_s^2}{E^2} \frac{\partial^2 \pi}{\partial \theta^2}$. La résolution analytique dans cette approximation a été réalisée par Nishimura et Kamata en 1958 [160] et conduit à l'expression de la densité latérale en fonction de la distance r à l'axe de la gerbe et de l'âge s

$$\rho(r, s) = \frac{N_e}{R_0^2} f\left(s, \frac{r}{R_0}\right) = \frac{N_e}{R_0^2} \left(\frac{r}{R_0}\right)^{s-2} \left(1 + \frac{r}{R_0}\right)^{s-4.5} \frac{\Gamma(4.5-s)}{2\pi \Gamma(s)\Gamma(4.5-2s)}, \quad (4.3)$$

expression (qu'on référera ultérieurement par NKG) où apparaissent deux régimes. L'âge s se manifeste par l'évolution du rapport entre les densités d'électrons à courte et longue distance (l'influence de la profondeur de la gerbe sur les distributions latérales). Au fur et à mesure du développement, la pente s'accroît.

A l'aide d'outils plus élaborés, Uchaikin et Lagutin ont progressé dans la résolution de ces équations de diffusion [161], conduisant au remplacement de R_0 par $s_m R_0 = (0.78 - 0.21s)R_0$ dans la fonction NKG (équ. 4.3). Récemment [162], ces auteurs ont proposé une nouvelle paramétrisation de la densité latérale EM, pour laquelle les densités à distance de l'axe sont particulièrement réduites.

Un peu plus...

A très haute énergie, il faut également tenir compte, d'une part du champ magnétique terrestre qui peut provoquer la photoproduction de paires e^+e^- (conversion magnétique) à partir de $h\nu \simeq 10^{19}$ eV et le rayonnement synchrotron des électrons aux mêmes énergies [67, 163], d'autre part de l'effet Landau-Pomeranchuk-Migdal (LPM [71], §2.2.4), non négligeable à haute énergie ou à haute densité (dans l'air, l'énergie critique est 4×10^{17} eV, et dans le plomb environ 10^5 fois moins) et qui tend à diminuer les sections efficaces de bremsstrahlung et de production de paires, ceci jusqu'à deux ordres de grandeur. Nous reviendrons sur cette dernière particularité au §5.2.

Dans le contexte des énergies primaires de 10 EeV et plus, des cascades purement EM pourraient se produire si la désintégration de défauts topologiques contribuait au spectre observé.

Photoproduction

Une gerbe n'est jamais purement électromagnétique. L'interaction des photons avec les noyaux peut engendrer leur photodissociation (section efficace de quelques centaines de μb), conduisant à l'émission de nucléons.

Paires de muons

Outre les paires d'électrons, des paires de muons ou de taus sont également susceptibles d'être créées aux plus hautes énergies. Cependant, les sections efficaces de ces processus, réduites par un facteur $(m_e/m_\mu)^2$ ou $(m_e/m_\tau)^2$, les font peu contribuer aux gerbes.

4.3 Cascades hadroniques

4.3.1 Particularité

Comme leur nom l'indique, ces cascades sont composées de hadrons (nucléons et mésons) et sont la plupart du temps générées par une particule primaire hadronique (nucléon ou noyau).

Les hadrons, par interaction avec les noyaux de l'air, sont responsables d'une production multiple, incluant des pions neutres et chargés, qui engendrent respectivement des sous-cascades EM et des muons. Les cascades ne sont cependant jamais purement hadroniques, en raison de ce branchement EM qui emporte environ un tiers de l'énergie par interaction, ne laissant que quelques % aux hadrons qui atteignent le sol.

Cette composante hadronique est source de quelques incertitudes, car les hadrons sont des systèmes liés dont la structure est encore mal comprise, et les calculs sont donc bien plus délicats que pour les interactions EM :

- à basse énergie, la complexité des processus (résonances) implique l'utilisation de modèles phénoménologiques, la constante de couplage des interactions fortes ne permettant pas de développement perturbatif ;
- à plus haute énergie, où le calcul perturbatif peut s'appliquer (ce qui dépend toutefois du moment transféré), les calculs sont gigantesques. De plus, expérimentalement, certaines zones restent inexploitées (régions centrales (QGP), fragmentation ou diffraction à faible impulsion de transfert) ;
- à encore plus haute énergie, comme la physique est inconnue (vide expérimental), on ne peut que partir de l'hypothèse qu'elle est similaire, grâce notamment à des propriétés d'invariance d'échelle (§4.3.2). Cependant, l'incorrection de ces propriétés à haute énergie illustre la difficulté des extrapolations qui peuvent en être déduites. L'extrapolation par rapport aux données existantes porte sur (a) l'énergie dans le centre de masse (Tab. 4.1), (b) la région cinématique des particules produites et (c) la nature des noyaux cibles.

Energies (GeV)	Centre de masse				Labo (Terre)
	pp	p \bar{p}	PbPb	p-air	Rayon Cosmique
Expérience					
ISR	62.5	52			1350-2000
Sp \bar{p} S		900			4×10^5
Tevatron		1800			1.6×10^6
LHC	15000		10^6		10^8
Exp. RC [164, 165]				$\in [6000, 40000]$	$\in [1.8 \times 10^7, 8 \times 10^8]$
Evt. Fly's Eye [49]				8×10^5	3×10^{11}

Tab. 4.1: Correspondances entre les énergies (exprimées en GeV) maximales atteintes par les accélérateurs (colonne centrale) et celles des rayons cosmiques (colonne de droite).

Outre la particule primaire (un proton dans la majorité des cas), les hadrons impliqués dans ces cascades résultent d'une production multiple. Ce sont pour la plupart des mésons dont la durée de vie est limitée (pions π^\pm et π^0 , kaons). On trouve également une fraction d'hypérons ou de particules charmées (contenu mesuré par UA5), mais leur influence sur l'ensemble de la gerbe est minime.

Avant d'étudier l'interaction de ces particules, il faut envisager leur désintégration éventuelle :

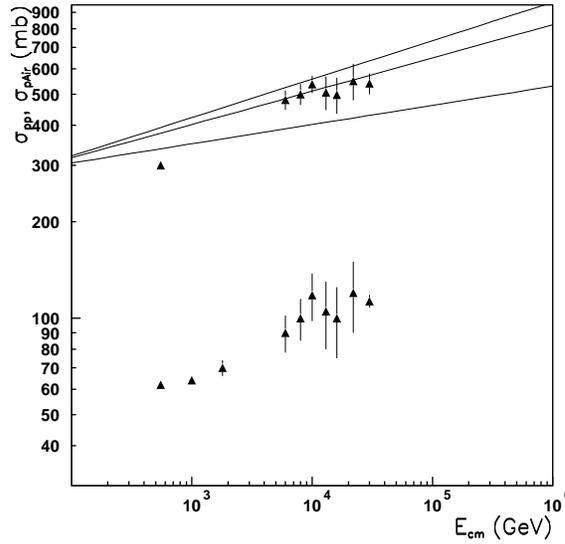


Fig. 4.4: Sections efficaces proton-proton et proton-air [165].

- à basse énergie (< 30 GeV), leur longueur de désintégration ($l_D = \gamma c\tau$) est suffisamment courte pour qu'elles se désintègrent (en muons μ^\pm et neutrinos ν_μ) avant d'interagir. C'est quasiment toujours le cas pour les π^0 , qui provoquent aussitôt une cascade EM via $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$;
- à haute énergie, la longueur de désintégration est plus importante et les particules ne vont pouvoir se désintégrer que si elles sont créées à haute altitude. Elles interviendront donc (sauf les π^0) par leurs interactions fortes dans le développement de la gerbe.

Les muons issus de la désintégration des mésons chargés sont la clé de la discrimination de la nature des particules primaires, car ils reflètent le contenu hadronique de la gerbe. Leur énergie est d'autant plus élevée que l'est leur lieu de production. Leur production est associée à celle de neutrinos, appelés atmosphériques. Ils peuvent ensuite se désintégrer ou interagir par bremsstrahlung avec l'atmosphère. Ils subissent également des déflexions dues au champ magnétique terrestre et à la diffusion coulombienne multiple.

L'interaction particulière des muons leur permet d'être détectés à des profondeurs atteignant plusieurs kilomètres sous terre, ceci d'autant plus que leur énergie est élevée (environ un mètre de roche par GeV).

4.3.2 Interactions fortes

Observables

L'interaction entre particules est caractérisée par des états final et initial. A partir de l'énergie-impulsion (E, \vec{p}) , on écrit l'énergie \sqrt{s} dans le centre de masse particule-air, les impulsions longitudinale p_l et transverse p_t pour chaque produit de la collision. Introduisons ensuite la rapidité et la pseudo-rapidité

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_l}{E - p_l} \right) \quad \text{et} \quad \eta = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{p + p_t}{p - p_t} \right).$$

y est additive par transformations de Lorentz. L'énergie étant rarement mesurable directement, la pseudo-rapidité η est plus commode et tend vers y à haute énergie ($E \gg m$). La variable de Feynman $x_F = \frac{p_L}{p_0}$ représente la quantité d'impulsion longitudinale emportée par une particule.

Que ce soient des mésons, des nucléons ou des noyaux, les hadrons ont une extension spatiale qui rend leur mode d'interaction sensible au paramètre d'impact (distance entre les lignes d'arrivée des particules) :

- lorsqu'il est élevé, cas le plus courant, la collision est dite périphérique. Les réactions sont alors élastiques et n'absorbent ni ne produisent de particules, et sont sans influence sur les gerbes ;
- lorsqu'il est plus faible, on se trouve dans des régions de fragmentation, très mal connues. Dans ces régions peuvent également être produits des jets ;
- quand il est nul, les collisions sont centrales et les densités d'énergie élevées.

Les données des modèles de physique hadronique dont on a besoin pour calculer les gerbes atmosphériques sont :

- les sections efficaces (inélastiques) ;
- les composantes de la production multiple :
 - les distributions de multiplicité des particules produites et la nature de celles-ci ;
 - les distributions de rapidité et d'impulsion transverse ;
 - les propriétés des deux particules pilotes, *leader* et *anti-leader* (particules possédant les rapidités extrémales de la distribution) telles que la fraction d'énergie emportée, l'échange de charge ou non,

tout en tenant compte des corrélations entre ces diverses variables.

Données expérimentales

Les mesures viennent surtout des expériences auprès d'accélérateurs (CDF au Tevatron, UAn aux SPS et ISR, H1 à HERA), mais également, plus indirectement, des détecteurs de rayons cosmiques (Akeno, Yakutsk ou le Fly's Eye donnent des estimations de sections efficaces, les chambres à émulsion en altitude permettent de plus l'estimation des distributions d'impulsions transverses). Le rapport entre le flux des primaires et le flux des secondaires non-accompagnés permet également l'estimation des sections efficaces entre 10^3 et 10^5 GeV dans le référentiel du laboratoire [166].

La section efficace inélastique proton-air est estimée via l'atténuation de X_{\max} et sa fluctuation (Fly's Eye et Yakutsk) ou par la dépendance en angle zénithal des gerbes possédant N_μ et N_e fixés (Akeno).

Avec des noyaux ou d'autres particules que les protons, la situation est plus pauvre.

Lois d'échelle

Le scaling de Feynman (Fig. 4.5) suppose le comportement des multiplicités moyennes $\langle n \rangle$ en $\ln E$, une section efficace et une impulsion transverse moyenne constantes, des distributions de rapidité invariantes. Expérimentalement, il a été prouvé qu'il était violé dans la région centrale, par contre on connaît peu de la région de fragmentation, la plus déterminante pour l'évolution des cascades (car les particules pilotes se trouvent dans la queue de la distribution).

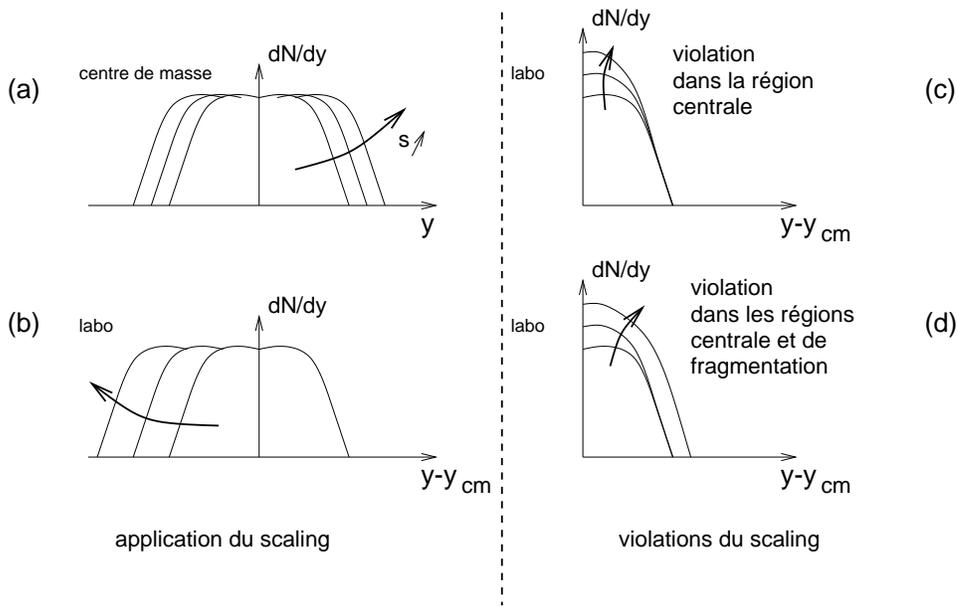


Fig. 4.5: Influence de la validité et des violations du scaling de Feynman sur les distributions de rapidité des particules secondaires chargées. Dans le cas où le scaling s’applique (Figs (a) et (b)), ces distributions sont invariantes lorsque s croît. Dans le cas où la valeur en $y - y_{cm} = 0$ n’est pas invariante, mais où la queue de distribution l’est (Fig. (c) et points “CERN” de la Fig. 4.6), on le dit violé dans la région centrale. Lorsque l’ensemble de la distribution n’est pas invariante (Fig. (d) et tendance suggérée par les points “Fermilab” de la Fig. 4.6), la violation est complète.

Dans la région de fragmentation, la plus influente sur le développement ultérieur des gerbes, les données de CDF à Fermilab rendent difficile d’admettre le scaling (Fig. 4.6). Dans ce cas, l’inélasticité se trouve favorisée et les gerbes sont moins profondes.

Le scaling KNO [168] avait été observé sur les distributions de multiplicité des particules secondaires. Bien qu’il ait été mis en défaut expérimentalement, les raisons de sa violation restent matière à discussion. Il se traduit par une proportion plus importante d’événements à haute multiplicité (dont le comportement devient alors proche de $\ln^2 s$).

Noyau-Noyau

Les noyaux ne subsistent que sur les premières dizaines de $\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$ de la gerbe (environ $15 \text{ g}/\text{cm}^2$ pour les noyaux de fer), après quoi ils se trouvent “réduits” en nucléons.

L’approche la plus simple des propriétés des gerbes provoquées par des noyaux est la superposition. Soit un noyau d’énergie E_0 composé de A nucléons. Après fragmentation complète, la gerbe est composée de A sous-gerbes provoquées chacune par un primaire d’énergie E_0/A . La gerbe totale est donc moins profonde, les pions chargés étant moins énergiques se désintègrent plus tôt et la gerbe est donc plus riche en muons qu’une gerbe de protons de même énergie.

La superposition sous-estime les fluctuations. Un modèle en deux étapes [169], réalisant l’abrasion des noyaux incidents par les noyaux cibles, puis l’évaporation des fragments produits, décrit plus fidèlement ces fluctuations.

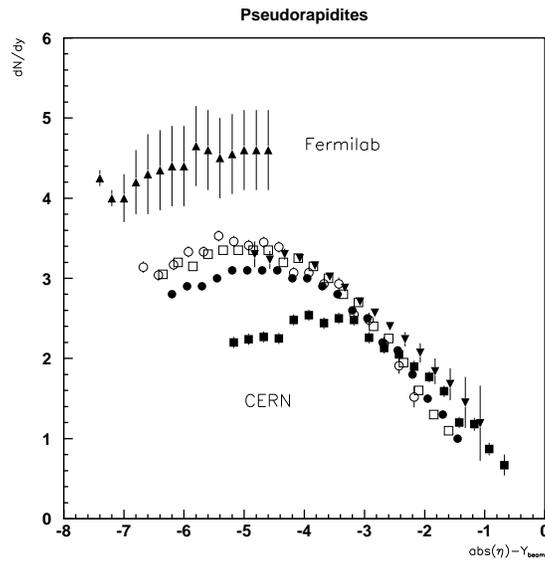


Fig. 4.6: Distributions expérimentales de pseudo-rapacité [167].

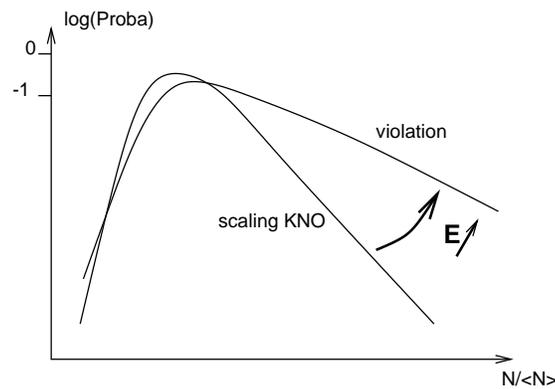


Fig. 4.7: La violation du scaling KNO s'observe sous la forme d'une proportion supérieure d'événements à haute multiplicité. Selon les interprétations, cette évolution à haute énergie est soit due à la contribution de minijets, soit à des phénomènes diffractifs.

Nucléon-Noyau

Dans l'atmosphère, les cibles sont des noyaux d'oxygène, d'azote et plus rarement d'argon. Il faut donc considérer les interactions nucléon-air. Les données des accélérateurs concernant surtout les réactions entre hadrons seuls, on doit appliquer le modèle de superposition de Glauber [170], valide jusqu'aux environs du TeV, aux réactions entre nucléons et noyaux d'azote ou oxygène. Les sections efficaces entre air et proton doivent tenir compte des facteurs correctifs correspondants aux mécanismes suivants [170] :

- l'excitation diffractive d'un des nucléons du noyau cible σ^* ;
- la diffusion quasi-élastique (réactions nucléon-noyau) où le noyau cible est excité σ_{qe} ;
- le screening inélastique : diffusion multiple, états intermédiaires excités des nucléons du noyau cible $\Delta\sigma$.

La dépendance entre $\sigma_{p\text{-air}}$ et σ_{pp} n'est pas triviale, et la relation de Glauber doit être utilisée avec précaution [171, 172] lorsqu'on rapporte les sections efficaces proton-air à proton-proton.

Dans le cadre du "Pomeron QCD", la relation entre les sections efficaces inélastiques avec l'air et les nucléons [172] est donnée par

$$\sigma_{p-p}^{\text{inel}} = \left(\frac{\sigma_{p\text{-air}}^{\text{inel}}}{507 \text{ mb}} \right)^{1.89} \times 100 \text{ mb.} \quad (4.4)$$

En raison de la densité, la superposition n'est pas forcément valide, car des effets "collectifs" peuvent se produire. Ainsi, à l'intérieur du noyau, les collisions centrales avec au moins un des nucléons du noyau cible sont courantes et le nombre moyen de nucléons du noyau cible affectés par le nucléon incident est faible.

Méson-Nucléon et Méson-Noyau

Les mésons sont les particules majoritaires issues de la production multiple. La dépendance de leurs sections efficaces, pondérée par l'isospin, est similaire à celle des nucléons. Des échanges de charge peuvent cependant se produire avec la particule pilote, ce qui peut affecter le développement lorsque des π^\pm donnent des π^0 .

4.3.3 Sections efficaces

La section efficace totale se partage en plusieurs contributions, seule la composante inélastique s'appliquant aux gerbes. Leur comportement en fonction de l'énergie est le premier critère que cherchent à décrire les modèles :

- élastique (aux grands paramètres d'impact) (20 %) ;
- inélastique, dont :
 - diffractive, simple et double (10 à 20 % de l'inélastique) ;
 - non diffractive.

La composante diffractive est due à l'excitation de la cible, du projectile, ou encore des deux, avant la fragmentation. Elle se manifeste par une multiplicité réduite de particules secondaires. ;

- semi-élastique.

Le comportement déduit des expériences auprès d'accélérateurs ou de rayons cosmiques s'exprime en puissance de $\ln s$ ou de $\ln E$, la borne supérieure devant être proportionnelle à $\ln^2 s$. La dépendance maximale provenant des données de rayons cosmiques donne la valeur de $\sigma_{p\text{-air}} = \left(\frac{E_0}{1 \text{ TeV}} \right)^{0.06} \times 290 \text{ mb}$. Les sections efficaces influent en particulier sur la profondeur du maximum X_{max} des gerbes et sur ses fluctuations.

La section efficace totale augmente, cependant on ne sait pas très bien pourquoi. Deux écoles s'affrontent. Pour la première, ceci est dû à une augmentation de la partie diffractive, conduisant à des multiplicités peu élevées. Pour la seconde, il y a une contribution de jets (minijets), qui augmente les impulsions transverses. Ces tendances anormales sont de plus confirmées par la violation du scaling de KNO ou l'augmentation de l'impulsion transverse moyenne avec la multiplicité.

Gribov-Regge

Les modèles basés sur les pôles de Regge utilisent la symétrie de croisement des réactions à deux corps pour identifier les réactions à grand s et petit $t < 0$ (diffusion) à celles à petit s et grand $t > 0$ (domaine des résonances). Cette symétrie permet alors de calculer les sections efficaces totales et élastiques à partir de l'échange de résonances. Celles-ci définissent des pôles qu'on place sur des trajectoires dites de Regge $\alpha(t) = \alpha_0 + \alpha't$.

Cependant, le calcul à partir des résonances mésoniques connues n'est pas satisfaisant. La section efficace totale décroît à grand s , l'introduction du spin fait diverger les sections efficaces, les processus diffractifs ne sont pas pris en compte. Pour résoudre ces problèmes, une nouvelle résonance, appelée Pomeron, a été introduite, possédant les nombres quantiques du vide.

Type	α_0	$\alpha'(\text{GeV}^{-2})$
Reggeon (mésons)	0.53	1
Pomeron	1.08	0.3

En termes de QCD, il est commode d'associer l'échange d'un Pomeron à la diffusion entre gluons. En utilisant un Pomeron $\alpha_0 \simeq 1.08$, la section efficace totale $\sigma_{tot}(s) \sim s^{\alpha_0-1}$ est en accord avec les mesures effectuées sur des γ , K^\pm , π^\pm , p , \bar{p} , n ou d [30]. Cette approche permet de même la prédiction des sections efficaces élastiques, diffractives et, plus difficilement, inélastiques.

L'extrapolation à haute énergie est d'autant plus justifiée que les processus physiques observés sont compris, plutôt que décrits. L'apport de théories plus élaborées, utilisant des idées provenant de la QCD, est une prédiction plus naturelle du comportement à haute énergie (constantes de couplage), ou l'explication des caractéristiques de la production multiple (multiplicités, distributions). Ainsi, les calculs de QCD tentent de retrouver le Pomeron, conduisant à un objet un peu différent qu'est le Pomeron à la Regge.

Modèle dual des partons

La dualité extrapole le comportement de Regge à basse énergie, c'est-à-dire inclut à la fois la description des résonances et celle des processus de diffusion à s élevé. La dualité est liée aux cordes et à la topologie.

L'inclusion des partons dans ces idées conduit au modèle dual des partons (**DPM** [173]). On commence par écrire les fonctions de distribution des quarks à l'intérieur des hadrons (obtenues grâce aux expériences de diffusion profondément inélastique), qui s'expriment en fonction de la variable x de Bjorken sous la forme

$$xf(x) = Ax^\delta(1 + \alpha\sqrt{x} + \beta x)^\gamma(1 - x)^\eta.$$

La dualité conduit à la séparation en deux composantes distinctes, l'une lente et l'autre rapide, qui forment ensuite des chaînes. Les mésons ($q\bar{q}$) sont des cordes ouvertes, de fonction $f^m(x) \sim x^{-0.5}(1-x)^{-0.5}$ (l'un est d'autant rapide que l'autre est lent). Dans les baryons ($q-qq$), $f^p(x) \sim x^{-0.5}(1-x)^{1.5}$, le diquark est généralement le plus rapide. Pour les quarks de la mer ou les gluons, la fonction de distribution est en $x^{-1-\epsilon}$.

Les interactions entre hadrons se décrivent en considérant deux chaînes de hadrons produites par l'isolement d'un parton (q , qq , \bar{q} , g) de chaque hadron en collision. Elles se hadronisent (ou se fragmentent) ensuite. A plus haute énergie, les quarks de la mer contribuent également à la formation de chaînes.

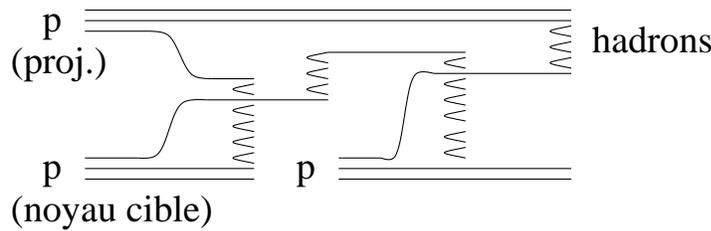


Fig. 4.8: Collision inélastique proton-noyau dans le cadre du modèle dual des partons.

En convoluant les distributions partoniques (fonctions de structure des quarks) avec les fonctions de fragmentation (qui s'expriment en fonction de la variable de Feynman x_F), on obtient la distribution de rapidité des hadrons secondaires, qui peut se paramétrer par la superposition de 2 fonctions gaussiennes symétriques par rapport au centre de masse. A partir d'un diagramme, on connaît les fonctions de distribution d'impulsion qui donnent les fractions x_F des constituants à la fin de la chaîne. Les particules de la chaîne sont déduites des fonctions de fragmentation.

En pratique, on utilise des paramétrisations résultant d'autres simulations. Les valeurs de la densité centrale de rapidité, de la section efficace totale découlent généralement de générateurs Monte-Carlo. A partir de ceux-ci, on obtient les paramétrisations utilisées dans les simulateurs de gerbes atmosphériques, après ajustement sur les distributions de pseudo-rapidités observées aux différentes énergies des collisionneurs et accélérateurs.

Autres modèles

L'application la plus directe du modèle dual des partons est réalisée par les codes **HDPM** et **DPMJET**. D'autres modèles utilisent l'idée de cordes colorées (chaînes) se fragmentant en hadrons, dont [174] :

- **VENUS** [175] (inclut les interactions entre noyaux) et **QGSJET** (Quark Gluon String, développé par les groupes russes) sont basés sur Gribov-Regge et les échanges de Pommérons, leur nature et la fragmentation étant traitées différemment ;
- **SIBYLL** inclut la contribution de minijets à la section efficace.

4.3.4 Multiplicités

Avant la mise en évidence de la production multiple, Heisenberg (1936) avait soupçonné son existence en raison de la non-convergence des calculs perturbatifs. Les premiers modèles ne supposaient alors aucune corrélation entre les particules émises, ce qui conduisait à des multiplicités variant en $E_0^{1/3}$ ou $E_0^{1/2}$, en forte contradiction avec les tendances déjà observées [176]. Vint alors le modèle thermodynamique de Fermi (1950), prédisant une évolution en $E_0^{1/4}$ [177]. Bien qu'en accord avec les données contemporaines, ce modèle nécessitait toutefois l'introduction du concept de "fireball", dans le modèle hydrodynamique de Landau (1953), pour expliquer la moyenne, constante avec l'énergie, des impulsions transverses observées [177]. Ce modèle expliquait également la superposition de deux gaussiennes observée sur les distributions de rapidités. Restent à reproduire les fluctuations, sous-estimées dans ce dernier modèle. A cet effet ont été introduits les modèles multi-fireball de Cocconi ou le quantum lourd de Hasegawa (1961), qui prédisent une dépendance en $\ln E_0$ [176], en accord avec les données actuelles, et avec les modèles basés sur le scaling de Feynman (1969).

De même que pour l'augmentation de la section efficace totale, la violation observée du scaling KNO a deux explications :

- la multiplication des chaînes centrales, conduisant à une loi binomiale négative (NBD) ;
- la contribution des minijets (Gaisser) $\sigma_{\text{soft}} + \sigma_{\text{jets}}$, dont l'importance croît avec l'énergie, à cause du seuil $p_T^{\text{jets}} > p_T^{\text{min}} \sim 1.5 \text{ GeV}$.

4.3.5 Rapidités

Les distributions de rapidité et d'impulsion transverse dépendent de la convolution entre les fonctions de structure et les fonctions de fragmentation ainsi que du nombre de chaînes constituées au cours de l'interaction.

4.3.6 Impulsions transverses

Les distributions d'impulsion transverse suivent une fonction empirique inspirée par la QCD [178]

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} = \text{cte} \left(\frac{p_0}{p_0 + p_t} \right)^n .$$

Dans le cadre du scaling de Feynman, leur valeur moyenne $\langle p_t \rangle$ est stable en fonction de l'énergie d'interaction. Ceci est grossièrement vérifié par des données entre 300 et 500 MeV, toutefois des mesures montrent une corrélation (Fig. 4.9) de $\langle p_t \rangle$ avec la densité centrale de pseudo-rapacité (ou multiplicité), ce qui est cohérent avec la violation du scaling. Après une augmentation, un plateau semble être observé, puis éventuellement une croissance. La réalité du plateau est cependant contestée [179].

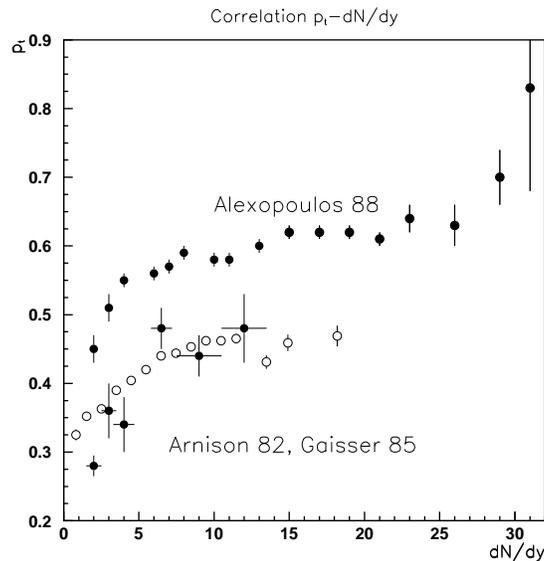


Fig. 4.9: Corrélations entre l'impulsion transverse et la densité centrale de rapidité [180, 181, 182].

4.3.7 Inélasticité

Bien que les particules de faible rapidité soient nombreuses, la majorité de l'énergie est emportée par quelques particules de forte rapidité, dont les deux pilotes. Ces particules sont dues à la non-centralité de la majorité des collisions. Par des processus d'échange de charge, leur nature peut être modifiée, en raison des différentes possibilités de recombinaison du diquark rapide avec un quark de la mer pour former une nouvelle particule pilote.

L'inélasticité totale $\langle K_{\text{tot}} \rangle$ est la fraction de l'énergie que n'a pas emportée le fragment pilote résultant de l'interaction, dans le référentiel du laboratoire. Elle est reliée au caractère pénétrant de la gerbe, déterminant le taux auquel l'énergie de la cascade se dissipe. Cette inélasticité est répartie entre les particules chargées $\langle K_{\text{ch}} \rangle$ et la composante EM $\langle K_{\gamma} \rangle$. Des paramétrisations (KNP [172]) ont été proposées pour l'inélasticité en fonction de la section efficace.

4.3.8 Modélisation

Une difficulté de la modélisation est la reproduction des corrélations observées dans les fluctuations. En plus des sections efficaces, les distributions des particules secondaires produites [22, 183] doivent être générées.

Elles peuvent être représentées par la somme de deux gaussiennes distribuées symétriquement par rapport à l'origine dans le centre de masse, les espérances pouvant être paramétrées en fonction de E_0 . Dans le cas d'interactions nucléon-noyau, on ajoute à cette distribution une troisième gaussienne. Une quatrième gaussienne s'ajoute dans 15 % des cas dans le cas où la cible est plus qu'un nucléon, afin de tenir compte des quarks de la mer.

Cette distribution étant inclusive, il faut la modifier pour des processus semi-inclusifs (à nombre fixé de particules secondaires). Une relation existe entre les densités centrales de rapidité inclusive et semi-inclusive, dépendant du rapport $z_{ch} = \frac{n_{ch}}{\langle n_{ch} \rangle}$. À multiplicité fixée, les distributions de pseudo-rapacité sont indépendantes de l'énergie d'interaction. On utilise alors le rapport $z = \frac{\rho_n(0)}{\rho(0)} = f(z)$, dont l'allure est indépendante de s . Cette relation permet d'obtenir les nouvelles caractéristiques (moyenne, écart-type) des rapidités, de telle sorte que les générateurs reproduisent les propriétés des collisions semi-inclusives, importantes pour les gerbes qui résultent d'une seule interaction à leur départ.

Cas particuliers

Plasma quark-gluon À partir d'une certaine densité d'énergie (vers 2 ou 3 GeV/fm³), une transition de phase peut se produire, modifiant certaines distributions des particules produites [183]. Par exemple, si l'état intermédiaire fait oublier la direction incidente, il peut donner lieu, dans le système du centre de masse, à une émission isotrope de particules. Les expériences actuelles semblent montrer des signatures de cet état de la matière nucléaire.

Comme à 10²⁰ eV la densité d'énergie moyenne est de l'ordre de 30 GeV/fm³, on peut s'attendre à ce que les gerbes soient affectées par ce phénomène. En supposant alors la suppression des leaders, les gerbes seraient moins profondes.

Diquark breaking Dans cette variante du modèle dual des partons DPM (à considérer surtout dans les collisions entre ions, à partir de 10⁷ GeV), la section efficace d'interaction est partagée en une partie préservant le diquark, l'autre le brisant. L'influence d'une éventuelle rupture du diquark est de diminuer les effets dus à l'existence d'un leader (influence identique à la génération

d'une masse diffractive). La gerbe est alors moins profonde, dans le sens des données du Fly's Eye.

4.4 Retour aux gerbes

Nous venons de décrire successivement les cascades électromagnétiques (EM) ainsi que les propriétés particulières des cascades hadroniques. Ces dernières étant généralement composées d'une composante EM, il est légitime d'écrire des paramétrisations similaires aux solutions des équations de diffusion, en incluant soit uniquement la somme des contributions EM, soit également la contribution des muons.

En effet, dans les expériences de grandes gerbes, l'énergie est d'abord estimée grâce aux densités latérales de particules, et les expressions analytiques simplifient cette estimation.

L'inconvénient de ces paramétrisations, cependant, est l'absence de prise en compte de facteurs auxquels certains détecteurs sont très sensibles, comme les temps d'arrivée des particules et leur énergie.

Développement longitudinal

Les mesures du Fly's Eye ont permis de paramétrer ces distributions. A la formule de Greisen (éq. 4.2) on préfère celle de Gaisser-Hillas

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

une fonction similaire à 6 paramètres (dans CORSIKA)

$$N(X) = N_{\max} \left(\frac{X - X_0}{X_{\max} - X_0} \right)^{\frac{X_{\max} - X}{a + bX + cX^2}},$$

ou encore la fonction Gamma [30].

Outre la profondeur du maximum X_{\max} , un paramètre important est le taux d'élongation D_{el} , qui vaut environ 78 g/cm² par décade pour les gerbes EM, est corrigé par un facteur $(1 - B)$ pour les gerbes hadroniques, et est identique pour les noyaux quels qu'ils soient. Les valeurs de X_{\max} en fonction de l'énergie selon plusieurs modèles sont présentées sur la Fig. 4.10.

Développement latéral

Rappelons que les déviations proviennent :

- de la diffusion coulombienne multiple des électrons dans la composante EM ;
- de l'impulsion transverse des pions, puis des muons produits ensuite, les plus éloignés de l'axe provenant des interactions les plus élevées en altitude.

Bien que les gerbes s'étendent sur plusieurs kilomètres carrés, la densité de particules est forte près de l'axe. En partant d'un primaire de 10¹¹ GeV, les particules d'énergie supérieure à 10⁶ GeV ne sont pas écartées de plus de quelques centimètres.

La majorité des particules sont EM près du cœur de la gerbe alors que ce sont des muons à plus longue distance.

Le nombre de particules d'une nature donnée parvenant au sol est appelé **taille**.

Voyons quelques expressions (Tab. 4.2) utilisées pour la paramétrisation des distributions latérales de particules. La notion d'âge, utilisée surtout pour les gerbes EM, existe implicitement à travers le coefficient η des expériences de grandes gerbes.

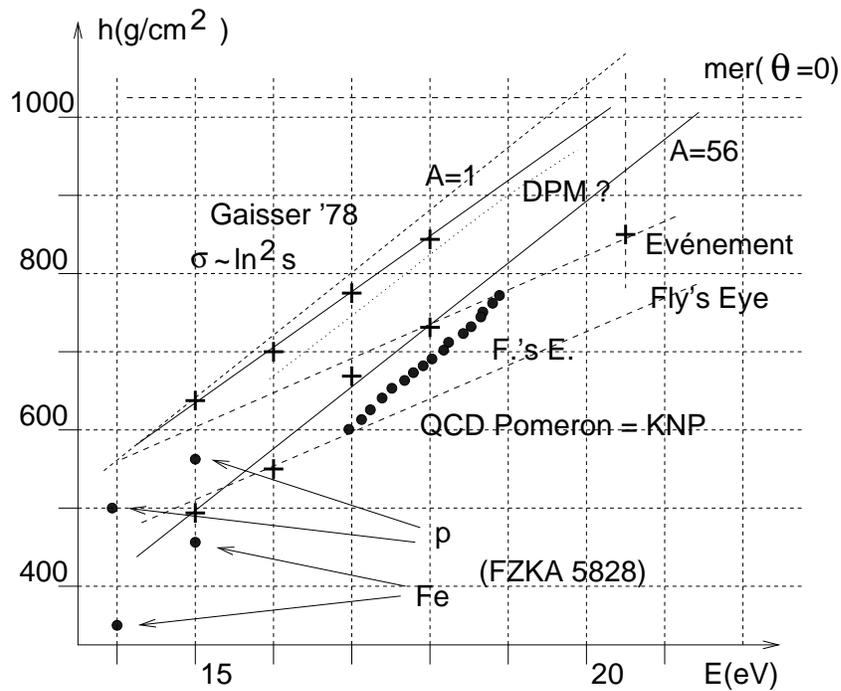


Fig. 4.10: Position du maximum en fonction de l'énergie, de la nature de la particule primaire, et du modèle considéré [184, 185].

Les conditions locales qui influent le développement des gerbes ou leur mesure sont notamment l'altitude d'observation, le champ magnétique terrestre, la température, la pression et la densité.

La longueur d'atténuation relie les densités à 0° à celles à θ . Elle dépend du lpm, donc de σ . Elle a permis à Akeno de donner des estimations de sections efficaces.

Sauf pour la distribution d'Haverah Park, l'intégration donne le nombre d'électrons, et de là une contrainte sur les exposants, obtenus par minimisation.

Interactions

La signature de nouveaux phénomènes directement dans les gerbes elles-mêmes est délicate. A moins de se trouver en altitude où les énergies sont encore suffisamment élevées, seuls des comportements généraux peuvent être déduits. Ainsi, la collaboration KASCADE a fait des études statistiques sur l'influence des paramètres et des modèles sur les gerbes atmosphériques [185].

Développements

Au vu de ce qui a été décrit sur les gerbes atmosphériques, quelles sont les inconnues qui subsistent et justifient la continuation des études sur ce sujet ?

- la connaissance insuffisante des processus intervenant à haute énergie ;
- le peu de prédictions des densités de particules loin de l'axe ;
- la mesure difficile des densités proches pour les plus hautes énergies

Particules chargées

Distribution	$\rho(r)$
H. Park [36]	$r^{-(\eta+r/r_0)}$ $\eta(\theta, \rho_{500}) = 2.3 - 1.22(\sec \theta - 1) + 0.15 \log_{10} \rho_{500}$
Akeno [186]	$x^{s-2}(1+x)^{s-4.5}(1+0.2x^{1.3})$
AGASA [187]	$x^{-\alpha}(1+x)^{-\eta+\alpha} \left(1 + \frac{R_0}{2000 \text{ m}} x\right)^{-0.5}$ $\alpha = 1.2, \eta = 3.8 + 0.1 \log_{10}(N_e/10^9)$
AGASA [50]	$x^{-1.2}(1+x)^{-\eta(\theta)+1.2} \left(1 + \left(\frac{r}{1000 \text{ m}}\right)^2\right)^{-0.6}$ $\eta(\theta) = 3.97 - 1.79(\sec \theta - 1)$
V. Ranch [39]	$x^{-\alpha}(1+x)^{\alpha-\eta(\theta, N_e)}$ $\eta(\theta, N_e) = 3.7 - 0.57(\sec \theta - 1) + 0.085 \log_{10}(N_e/10^8)$ $\alpha = 0.948 \eta - 2.135$
Yakutsk [38]	$x^{-1}(1+x)^{1-\eta(\theta, \rho_{600})}$ $\eta(\theta, \rho_{600}) = 3.54 - 2.16(1 - \cos \theta) + 0.15 \log_{10} \rho_{600}$
NKG	$x^{s-2}(1+x)^{s-4.5}$
NKG+L [161]	$R_0 \rightarrow (0.78 - 0.21s)R_0$
Lagutin [162]	$x^{-1} \exp(-a - b \ln x - c \ln^2 x - d \ln^3 x)$ $a = 3.63, b = 1.89, c = 0.37, d = 0.0168$

Muons

	$\rho_\mu(r)$ (muons/m ²)
Greisen [188]	$18r^{-0.75}(1+r/320)^{-2.5}(N_e/10^6)^{0.75}$
Akeno	$CR_0^{-1.25}N_\mu r^{-0.75}(1+r/R_0)^{-2.5}$
Yakutsk	$K(\theta)E_{18}^{0.87}(r/280)^{-0.75}(1+r/280)^{0.75-b_\mu}$ $K(\theta) = 13.3 \exp\left((\sec \theta - 1)\frac{1020}{440}\right)$

Tab. 4.2: Distributions latérales de particules chargées ($x = r/R_0$, $r_0 = 4000$ m, $r_1 = 800$ m) et de muons selon les formules et les expériences.

Expérience	E	$\rho_{600}(0^\circ), S_0(600)$
H. Park	$7.04 \times 10^{17} \times \rho_{600}^{1.018} \text{ eV}$	
AGASA	$2 \times 10^{17} S_0(600) \text{ eV}$	$S_\theta(600)$
V. Ranch	$10^9 N_v(20 - 3.3y + 0.15y^2) \text{ eV}$	$y = \log_{10}(N_v)$
Yakutsk	$4.6 \times 10^{17} \rho_{600}(0^\circ)^{0.96} \text{ eV}$ $N_\mu = E_{18}^{0.86} 4.8 \times 10^6 \exp\left((1 - \sec \theta)\frac{1020}{1500}\right)$ $\rho_{600} = 0.36(N_\mu/10^6)^{1.2}$	$\rho_{600}(\theta) \exp\left(\frac{1020}{500}(\sec \theta - 1)\right)$

Tab. 4.3: Relations entre les tailles, l'énergie et les densités ρ_{600} .

- des noyaux lourds sont suggérés par les mesures du Fly's Eye (les gerbes sont peu profondes). La difficulté astrophysique d'expliquer la propagation d'une telle proportion de ces noyaux aux énergies mesurées autorise à remettre en question les modèles utilisés.

5. SIMULATIONS DE GERBES ET APPLICATIONS

Ce chapitre présente le travail de simulation réalisé. L'objectif que nous tentons d'atteindre est de parvenir à la meilleure interprétation des signaux qui parviendront aux détecteurs de l'Observatoire Pierre Auger. Cependant, les calculs complets de développement des gerbes sont délicats en raison des difficultés qui affectent les deux composantes principales

- la composante électromagnétique (EM) demande beaucoup de temps de calcul et de place en mémoire et sur disques,
- la composante hadronique est mal connue.

Pour progresser, nous devons donc utiliser des modèles simplifiés, approfondir la compréhension des gerbes de plus basse énergie, ou encore proposer de nouvelles méthodes de calcul. La simulation complète d'une seule gerbe de haute énergie étant fastidieuse, l'utilisation intensive de plusieurs d'entre elles pour les étudier l'est d'autant plus, et il serait également avantageux de disposer de méthodes de calcul rapides.

Nous verrons d'abord quelles observables déduire de calculs rapides, soit en calculant les gerbes de très haute énergie avec le *thinning*, soit en générant des distributions analytiques. Comme dans ce dernier cadre, une approche a été amorcée, consistant à appeler des sous-gerbes pré-calculées par des programmes plus souples, nous présenterons les difficultés que pose cette approche.

Nous regarderons ensuite les tendances présentées par les gerbes provoquées par des photons de haute énergie n'ayant pas subi de conversion magnétique, comparées à celles des protons ou noyaux de fer. Pour terminer cette partie consacrée aux effets mesurables ou non des gerbes, nous nous intéressons à la discernabilité des muons positifs et négatifs. La détermination de la nature des rayons cosmiques primaires étant délicate, toute indication supplémentaire est en effet bienvenue.

A un moment où la conception de l'expérience était encore partiellement ouverte, il a été suggéré qu'un maillage carré du réseau plutôt qu'hexagonal permettrait d'améliorer l'efficacité de détection de l'Observatoire Pierre Auger. A la suite de ces questions, nous avons effectué quelques études afin de comparer les deux configurations. Comme une des approches de ce problème a utilisé le code de simulation AGAsim, nous présenterons auparavant la méthode de reconstruction employée à partir de ce programme.

La méthode de reconstruction utilisée étant alors très grossière, nous nous sommes posé la question de façon plus générale, en l'appliquant notamment aux autres détecteurs de grandes gerbes que sont ou furent AGASA, Volcano Ranch, Yakutsk et Haverah Park.

Dans l'objectif initial d'estimer le bruit de fond, nous présentons les résultats de quelques calculs visant à retrouver ou estimer celui-ci.

CORSIKA

CORSIKA [189] est un code de simulation initialement écrit pour le réseau KASCADE (expérience sensible aux primaires d'énergies de l'ordre du million de GeV, dans la région

du premier genou). La composante EM peut y être calculée soit de façon détaillée grâce au code EGS4 (adapté à l'atmosphère et aux très hautes énergies), soit de façon rapide avec les formules NKG (éq. 4.3). En constante amélioration, CORSIKA inclut actuellement le choix entre les modèles DPMJET, HDPM, QGSJET, SIBYLL et VENUS (§4.3.3). Nous avons utilisé, lorsqu'il n'est pas fait mention du contraire, l'option QGSJET (Quark Gluon String + Jets). Cette préférence a été motivée par le bon accord des distributions de pseudo-rapacité aux énergies les plus élevées ($\sqrt{s} = 1800$ GeV) atteintes à Fermilab et une bonne cohérence dans la région d'extrapolation. La description des interactions nucléon-noyau et noyau-noyau, l'articulation en fonction de la trajectoire du Pomeron, les processus durs et mous, restent homogènes et proches des arguments de Gribov-Regge.

Le *thinning*, méthode qui consiste à éviter de suivre individuellement toutes les particules en affectant un poids statistique à quelques-unes d'entre elles, y est également incorporé. Cette méthode est pratique pour réaliser des estimations rapides des propriétés des gerbes, cependant, en particulier à grande distance des axes des gerbes, elle est la source de fluctuations systématiques importantes. La fraction de *thinning* définit, pour chaque interaction, la fraction d'énergie en-dessous de laquelle les particules sont regroupées. La Tab. 5.1 montre les intervalles typiques que prennent les poids des particules selon le *thinning* appliqué. Ces poids élevés ont surtout une influence pour les particules les plus éloignées de l'axe.

Particule	fraction de <i>thinning</i>		
	10^{-4}	10^{-6}	10^{-8}
photon	4 M → 25 G	6 k → 70 M	50 → 0.3 M
électron	1 M → 1 G	30 k → 12 M	40 → 0.5 M
muon	0.3 M → 20 M	2 k → 0.2 M	10 → 4 k
hadron	3 M → 40 M	5 k → 1 M	30 → 15 k

Tab. 5.1: Poids moyen (sur l'ensemble des particules d'une gerbe) des particules selon leur nature et le *thinning* ($k = \times 10^3$, $M = \times 10^6$, $G = \times 10^9$).

Basses énergies

Au-dessous d'une centaine de GeV, CORSIKA fait appel à une routine de simulation d'interactions hadroniques à basse énergie appelée GHEISHA. Cette routine comporte des limitations, pouvant conduire à des erreurs de 6 % sur la conservation de l'énergie ou de la charge.

Précautions à prendre lors d'une simulation

Lors de l'utilisation d'un code, plusieurs paramètres doivent être définis, outre ceux définissant la particule primaire (nature, énergie, angle d'incidence) :

- les premiers sont liés au site de détection. Ainsi l'altitude de détection est déterminante. En particulier aux énergies de plusieurs dizaines ou centaines de EeV, le maximum de la gerbe se trouve alternativement au-dessus et au-dessous de cette altitude, selon que le détecteur est situé au niveau de la mer ou à 1400 m d'altitude. Vient ensuite le champ géomagnétique local [190], qui va influencer la propagation à la fois de la particule primaire et de celles composant la gerbe. Plus délicates sont les caractéristiques locales de l'atmosphère ;

- les suivants sont liés au détecteur, et définissent quelles particules doivent être suivies ou non. Comme Auger détectera les électrons et photons à partir du MeV, il est à la fois superflu de prendre en compte ceux d'énergie inférieure, et dangereux de prendre une valeur supérieure (en l'occurrence, les tailles de photons et d'électrons sont divisées par 3 lorsque la coupure est effectuée à 15 MeV) ;
- enfin, des paramètres propres à l'application désirée, comme le *thinning* appliqué ou l'altitude d'injection ou de première interaction.

5.1 Calculs rapides

5.1.1 A fraction de thinning élevée

Ces simulations, pour lesquelles une fraction de *thinning* de 10^{-4} a été utilisée, ont été réalisées pour une variété de particules primaires (gammas, protons et fer), d'angles d'incidence (de 0° à 55°) et d'énergies initiales (de 10^8 à 10^{11} GeV), 100 gerbes étant simulées à chaque fois et les observables étant :

- les tailles de photons, électrons et muons ;
- la profondeur du maximum de développement et la taille électronique correspondante ;
- les densités latérales de photons, électrons et muons,

ainsi que leurs fluctuations.

Alors qu'il semble possible d'exploiter l'information donnée par les gerbes individuelles dans le cas des deux premiers points, cela est impossible pour le dernier à cause du *thinning*.

Tailles, maximum de développement

Sur la Fig. 5.1 sont représentées, en fonction de l'énergie et de la nature du primaire, les tailles (en photons, électrons et muons) des gerbes au niveau du sol (à 1400 m d'altitude), ainsi que les corrélations entre tailles d'électrons et de muons. Les gerbes à 45° ont été représentées pour dépasser le maximum de développement dans tous les cas.

L'évolution des tailles de muons en fonction de l'énergie nous montre la gradation attendue noyaux/protons/gammas. L'évolution avec l'énergie du rapport entre hadrons et gammas n'est pas très sensible, cependant nous verrons, au §5.2, que la situation semble différente pour les densités à distance de l'axe

Regardons l'évolution des observables longitudinales que sont la profondeur du maximum X_{\max} et le nombre d'électrons dans la gerbe N_{\max} à ce maximum (Fig. 5.2). Les photons engendrent une augmentation du taux d'élongation, due à l'effet LPM (§2.2.4). Le nombre d'électrons au maximum est stable en fonction du primaire.

Distributions longitudinales

Pour une gerbe donnée, l'âge longitudinal s se calcule à partir de la profondeur du maximum et du nombre d'électrons à cette profondeur. Nous avons reporté (Fig. 5.3) le rapport E/N_e en fonction de s . Les points sont dispersés pour les valeurs de $s < 1$ car la gerbe n'a pas atteint son maximum et l'estimation de celui-ci est imprécise. Ceci se produit en particulier pour les photons, pour lesquels le maximum de développement est très profond.

Distributions latérales

Quel que soit le maillage utilisé dans un réseau, l'échantillonnage des gerbes se fait surtout à distance du cœur, à une distance de l'ordre de la moitié de l'espacement moyen entre les détecteurs du réseau. Ainsi pour Auger, où les cuves d'eau sont séparées de 1.5 km, la distance la plus fréquente entre le pied de la gerbe et le détecteur le plus proche est de 750 m. Pour l'analyse des données, la connaissance préalable des densités attendues à ces distances est donc capitale.

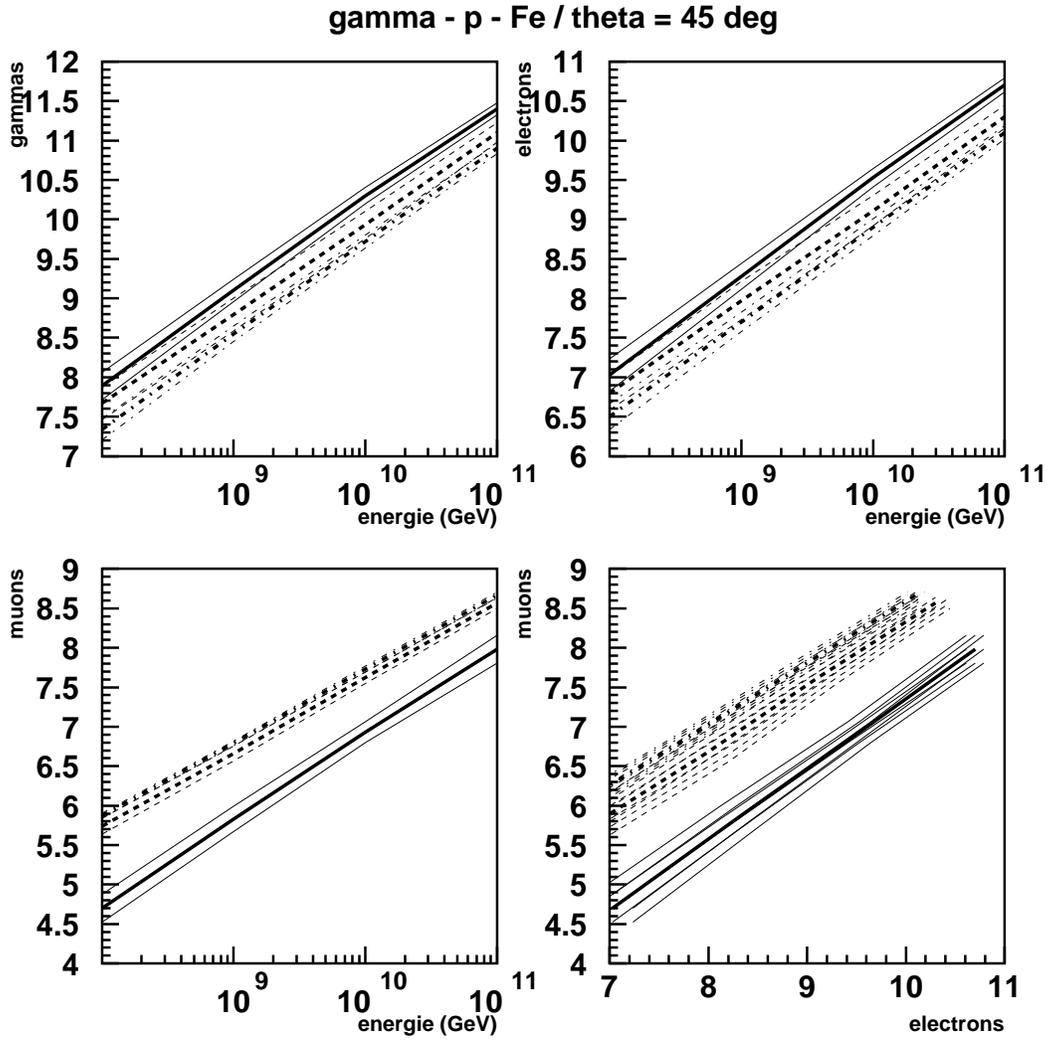


Fig. 5.1: Tailles des gerbes inclinées de 45° en fonction de l'énergie et de la nature du primaire, calculées avec une fraction de *thinning* de 10^{-4} , et détectées à 1400 m d'altitude. *Trait plein* = photons, *trait discontinu long* = protons, *trait irrégulier* = noyaux de fer. Les écarts à 1σ sont représentés en trait fin.

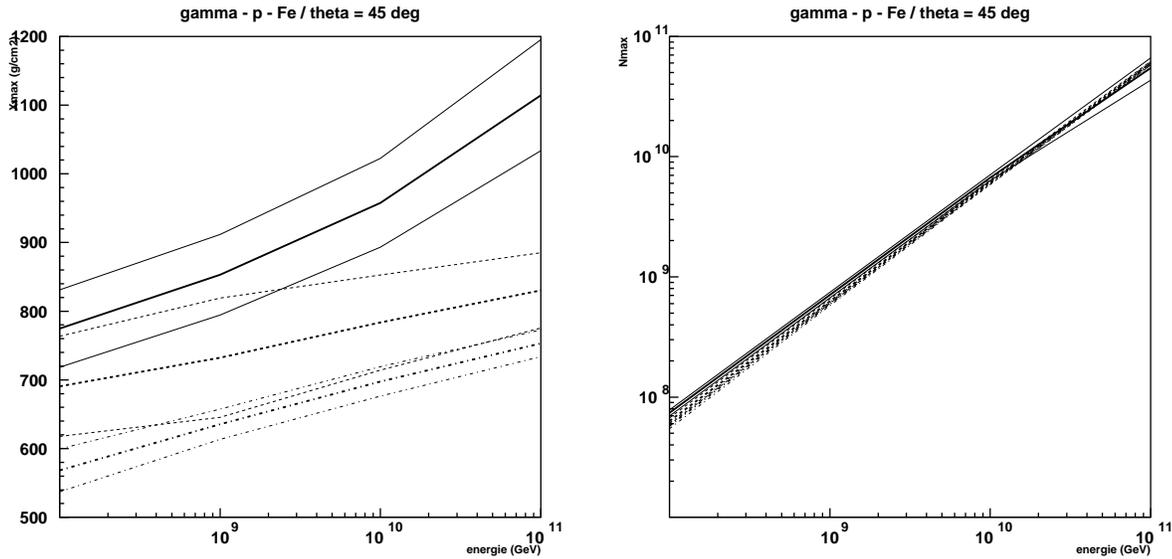


Fig. 5.2: X_{\max} et N_{\max} de gerbes inclinées de 45° en fonction de l'énergie et de la nature du primaire, calculées avec une fraction de *thinning* de 10^{-4} . Trait plein = photons, trait discontinu long = protons, trait irrégulier = noyaux de fer. Les écarts à 1σ sont représentés en trait fin.

A fraction de *thinning* de 10^{-4} , cependant, les fluctuations sont énormes et n'ont pas de sens. La diminution du facteur de *thinning* ou la prise en compte de la moyenne sur une centaine de gerbes permettent certes d'obtenir des valeurs plus réalistes ou de converger vers une distribution moyenne, néanmoins ne répondent pas au besoin de statistique (à temps de calcul égal).

5.1.2 Paramétrisation des gerbes EM

La paramétrisation des distributions de densité latérales ou longitudinales des gerbes doit bien sûr reproduire les valeurs moyennes, mais également les fluctuations d'une gerbe à l'autre. L'estimation des fluctuations doit donc commencer par les gerbes EM pouvant être calculées complètement, c'est-à-dire au-dessous de 10^7 GeV.

Basse énergie

Les questions qui se posent, au vu de la génération complète de plusieurs gerbes d'énergies identiques, sont :

- quelle est la corrélation entre les tailles d'une gerbe et les densités près de son axe ?
- quelle est la corrélation entre les densités près de l'axe et celles à distance ?
- lorsqu'elles existent, ces corrélations sont-elles valables ou applicables lorsqu'on ne sélectionne que les particules EM situées dans une certaine tranche d'énergie ?

Age local

L'âge d'une gerbe contrôle la plus ou moins forte décroissance des densités de particules en fonction de la distance au centre. Ainsi, la distribution d'une gerbe jeune est peu étendue donc

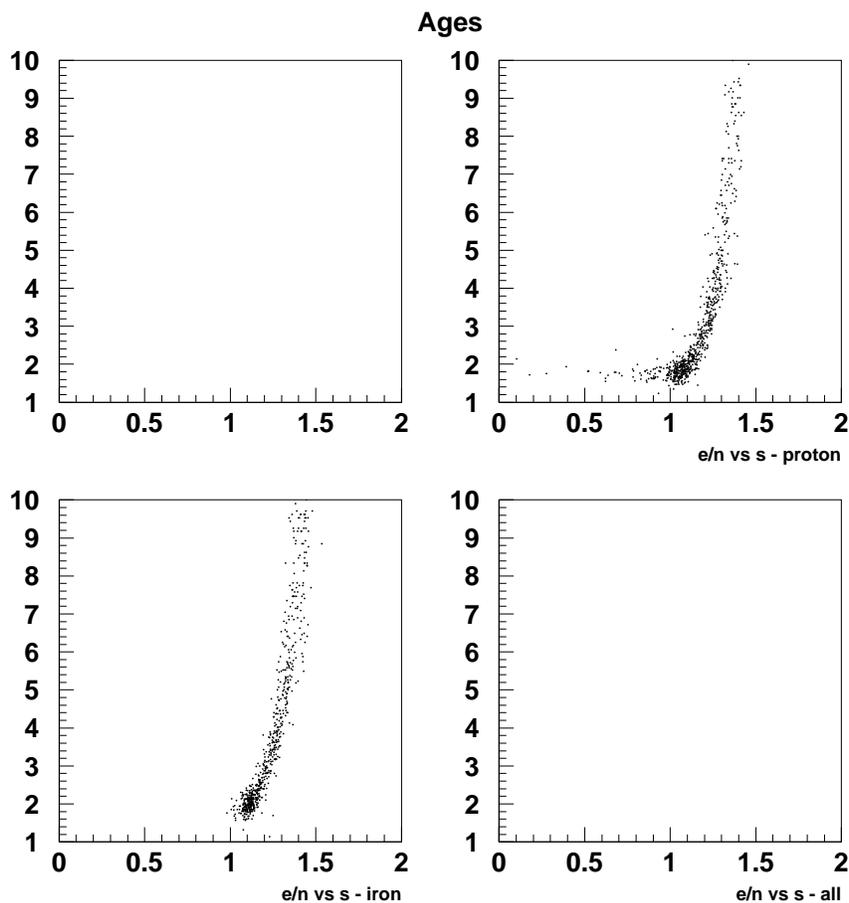


Fig. 5.3: Corrélation entre le rapport E/N_e et l'âge longitudinal des gerbes s , pour des primaires p, Fe et γ , d'énergies comprises entre 10^8 et 10^{11} GeV.

fortement décroissante, celle d'une gerbe plus vieille moins. Cette propriété est exprimée par la dépendance en s ou en η des distributions latérales (§4.4).

Le paramètre d'âge local (LAP) caractérise le profil d'une distribution latérale par rapport à celle de NKG, en des lieux situés à diverses distances du cœur de la gerbe. Théoriquement, ce LAP doit être égal à l'âge longitudinal. La différence reflète alors l'écart avec NKG. Avec $\rho_{ij} = \ln\left(\frac{\rho_i}{\rho_j}\right)$, $r_{ij} = \ln\left(\frac{r_i}{r_j}\right)$, $r'_{ij} = \ln\left(\frac{r_i + R_0}{r_j + R_0}\right)$, le LAP vaut [191]

$$S_{ij} = \frac{\rho_{ij} + 2 \times r_{ij} + 4.5 \times r'_{ij}}{r_{ij} + r'_{ij}}. \quad (5.1)$$

La densité latérale à grande distance sera alors d'autant plus faible que l'âge local sera inférieur à l'âge longitudinal. En appliquant cette formule aux distributions analytiques déjà mentionnées (Fig. 5.4), on voit que la plupart des expériences (Akeno, Volcano Ranch, Yakutsk) supposent une densité latérale importante à grande distance, alors que pour AGASA la dernière situation est en faveur de faibles densités, tendance que les calculs de Lagutin ([162], Fig. 5.4 (f)) corroborent.

En pratique, que ce soit sur des densités latérales ou des résultats de simulations, ce calcul est délicat, car les densités doivent être calculées sur des intervalles larges de distance.

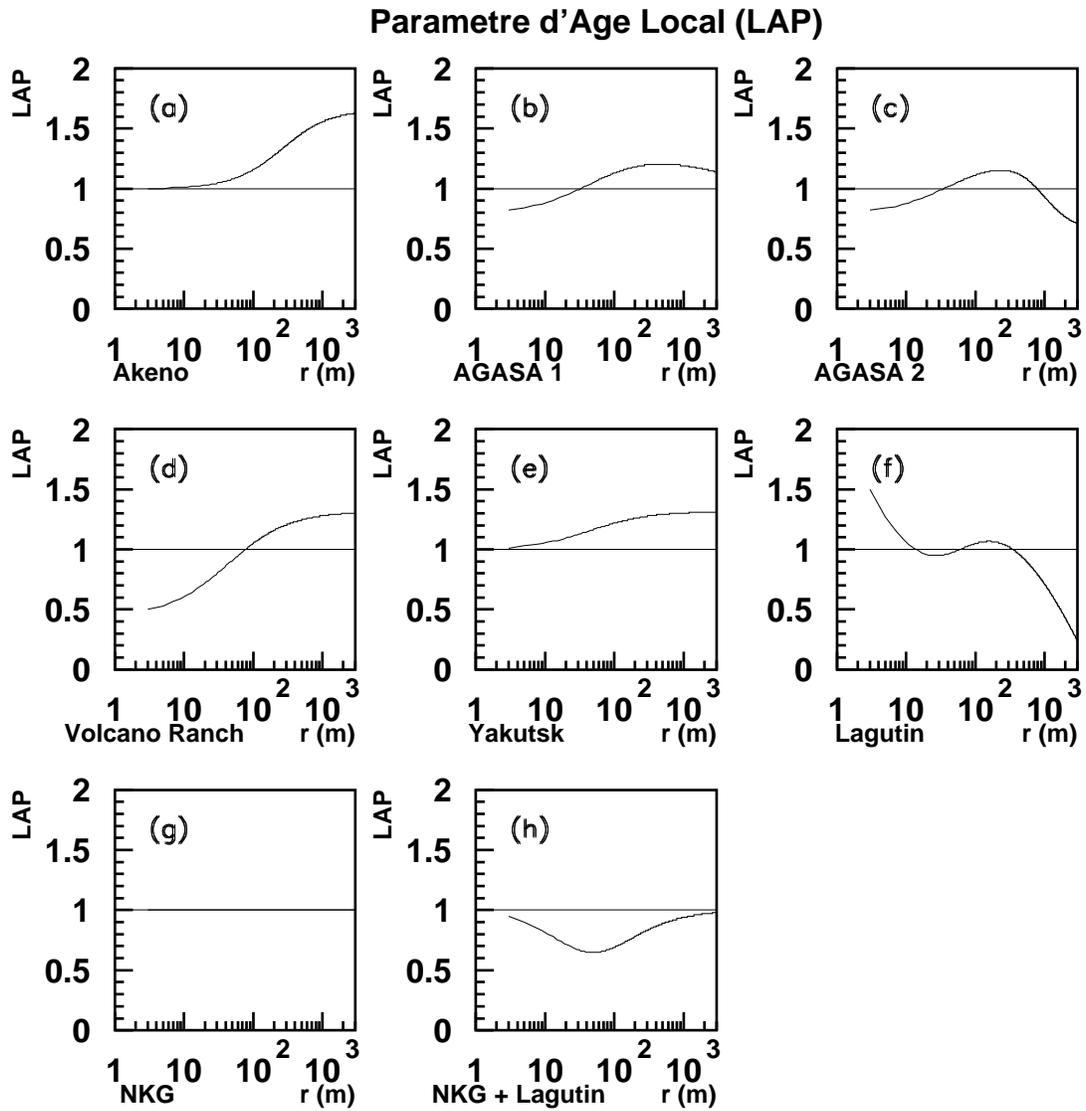


Fig. 5.4: Paramètre d'âge local calculé pour différentes distributions analytiques (Tab. 4.2). La collaboration Akeno a effectué des mesures entre 30 et 300 m [192] dont le comportement est similaire à NKG+Lagutin (h).

Amélioration

Les simulations sont limitées par l'espace disque et, surtout, le temps de calcul. Les solutions qui se présentent pour permettre une meilleure prise en compte de ces distributions à distance sont :

- une méthode de *thinning* plus performante, qui se concentre sur les particules au-delà de 100 m [193], déjà implémentée dans le code AIRES ;
- l'utilisation de bibliothèques de gerbes précalculées de plus basse énergie.

5.1.3 Appel de bibliothèques

Afin de proposer une alternative aux gerbes d'énergie extrême calculées par la méthode du *thinning*, nous avons tenté d'appliquer une nouvelle méthode pour leur génération. Cette méthode s'étant avérée difficile à mettre en œuvre, nous en présentons néanmoins les avantages et les inconvénients, dans l'espoir que les problèmes posés puissent être résolus ultérieurement.

Cette nouvelle approche est motivée par

- la difficulté d'exploiter les densités latérales de particules des gerbes calculées en appliquant le *thinning* ;
- le besoin de générer des gerbes plus rapidement ;
- la connaissance insuffisante de la production multiple à haute énergie, exigeant flexibilité dans les modifications ;
- une application immédiate au calcul de la composante fluorescente.

La méthode proposée est de séparer la simulation en deux parties (Fig. 5.5), l'une de basse énergie (ensemble de sous-gerbes) calculée avec CORSIKA, relativement stable par rapport aux modèles d'interactions hadroniques, et l'autre de haute énergie (qu'on appellera programme pilote (Omega)), plus souple.

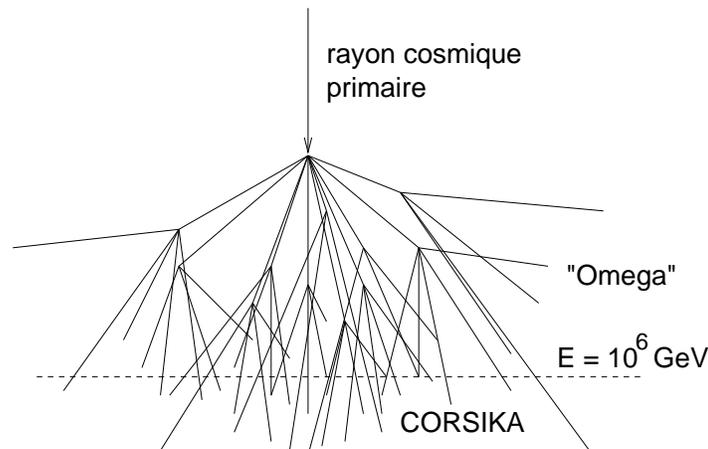


Fig. 5.5: Appel de sous-gerbes. Au-dessus d'une énergie donnée (10^6 GeV par exemple).

Le calcul complet de sous-gerbes permet d'éviter les effets du *thinning*. Un des intérêts étant le gain de temps de calcul et d'espace disque, seul un ensemble limité de telles sous-gerbes est calculé préalablement, mais leurs caractéristiques permettent d'échantillonner la gamme des particules issues du programme pilote (l'énergie, l'altitude et la direction des particules

produites sont échantillonnées), la nature (pions chargés) devant également être prise en compte ainsi que, ultérieurement, la date de production. Une statistique d'une centaine de gerbes est ensuite nécessaire pour chaque échantillon, les propriétés moyennes servant à l'interpolation. Le tirage consiste alors en la contraction ou la dilatation d'une gerbe choisie aléatoirement dans les échantillons aux bornes.

Cette approche possède également un intérêt pour le calcul du développement longitudinal, dont seule la composante électronique est utile en termes de détection.

Programme pilote (Omega)

Ce code inclut :

- pour les réactions entre hadrons, des paramétrisations déduites des données les plus récentes provenant des accélérateurs ;
- un modèle d'interaction entre noyaux plus réaliste que la superposition habituellement utilisée (modèle d'abrasion-évaporation) ;
- le calcul analytique de la composante EM.

Sous-gerbes et liaison

En ne tenant compte que de la composante hadronique, une gerbe géante est obtenue par superposition de plusieurs gerbes de plus basse énergie, car les hadrons (majoritairement des pions) restent fortement collimés aux hautes énergies ($p_t/p_0 \leq 10^{-6}$).

La liaison peut alors s'effectuer, soit en appelant les sous-gerbes ou leurs propriétés depuis le programme pilote, soit en superposant plusieurs sous-gerbes de façon statistique. La seconde méthode est plus rapide, cependant est limitée à certaines applications.

Problèmes

Le premier inconvénient de cette approche vient du développement EM qui n'est effectué qu'analytiquement :

- seuls les électrons et positrons y sont décrits (pas les photons, quoique l'on puisse y remédier). Or dans Auger, le signal induit par les photons dépasse celui des électrons et positrons (Fig. 5.13) ;
- les propriétés plus fines des électrons (énergie, temps de production) sont inconnues. En supposant que les photons soient connus, la photoproduction ne pourrait pas leur être appliquée.

Le second problème est celui de la superposition des sous-gerbes EM. En supposant le premier inconvénient résolu, la diffusion multiple des particules EM excentre les distributions.

5.2 Photons et hadrons primaires

Bien que le champ géomagnétique agisse sur la majorité des photons de haute énergie parvenant à proximité de la terre pour donner des paires e^+e^- [194], cette étude a pour objet de voir à quel point la discrimination entre photons et hadrons primaires qui n'auraient pas subi cette conversion magnétique est affectée, d'une part par l'effet LPM (Landau, Pomeranchuk, Migdal (§2.2.4)) qui réduit les sections efficaces de bremsstrahlung et de production de paires, d'autre part par l'augmentation de la section efficace de photoproduction et donc de la proportion de muons dans ces gerbes.

Nous comparons donc les densités latérales de muons et d'électrons des gerbes provoquées par des protons, des noyaux de fer et des gammas. La question de l'enrichissement en muons des gerbes induites par les gammas s'était déjà posée dans les années 80 [195], à la suite d'événements en provenance de Cyg X-3, à des énergies bien moindres cependant.

La comparaison des densités latérales de muons et d'électrons est-elle pertinente ?

- pour les primaires hadroniques, les densités sont déjà comparables auparavant. L'évolution de la distribution latérale est-elle si différente pour les photons avec LPM ?
- les fluctuations artificielles dues au *thinning* subsistent dans ces calculs ;
- la distance à partir de laquelle cette prédominance survient, et les densités correspondantes, sont-elles susceptibles d'induire un déclenchement (*trigger*) ?

5.2.1 Sections efficaces

Nous avons d'abord recalculé les sections efficaces de bremsstrahlung, de production de paires e^+e^- , et de photoproduction γ -p et γ -air.

Interactions EM

Le calcul des sections efficaces de bremsstrahlung et de création de paires, modifié pour tenir compte de l'effet LPM, est basé sur l'article de Nishimura [160].

Photoproduction

La section efficace de photoproduction γ -air est calculée à l'aide de [189], le dernier point expérimental [196] n'étant qu'à $E_{\text{lab}} \simeq 2 \times 10^4$ GeV,

$$\sigma_{\gamma-p} = \left(73.7 s^{0.073} + \frac{191.7}{s^{0.602}} \right) \sqrt{1 - s_0/s} \mu\text{b}$$

et de

$$\sigma_{\gamma\text{-air}} = A^{0.91} \sigma_{\gamma-p} \simeq 11 \sigma_{\gamma-p}.$$

Nous obtenons donc l'évolution relative des deux sections efficaces aux très hautes énergies (Fig. 5.6), qui se croisent à quelques centaines de EeV.

5.2.2 Influence

La transposition du comportement des sections efficaces aux observables des gerbes a été étudiée à l'aide de simulations à fraction de *thinning* de 10^{-6} avec CORSIKA. Pour chaque primaire gamma, proton et noyau de fer, une statistique de 10 gerbes a été générée et utilisée.

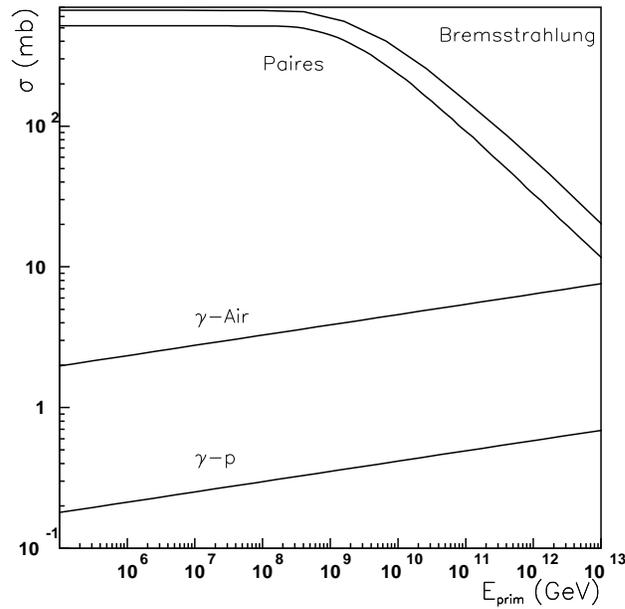


Fig. 5.6: Sections efficaces de production de paires, de bremsstrahlung, de photoproduction γ -p et γ -air, représentées en fonction de l'énergie des photons dans le référentiel du laboratoire. Nous observons qu'à partir de 10^{12} GeV la section efficace de photoproduction se rapproche de celle de création de paires.

Même si le rapport des tailles de muons et d'électrons, d'un primaire à l'autre, ne présente pas de différence majeure en raison de la forte contribution des particules proches de l'axe (Fig. 5.8 (a)), nous nous sommes intéressés aux densités à grande distance de l'axe (Fig. 5.7). Nous notons ainsi (Fig. 5.8 (b)) qu'à distance de l'axe de la gerbe, où les densités électroniques et muoniques sont faibles, la distinction entre gammas et hadrons s'atténue. Il est certain que le *thinning* contribue aux fluctuations présentes sur cette figure. Cependant, le rapport moyen de densités est au plus de 2 ou 3.

Les densités latérales de muons et de particules EM deviennent comparables, mettant a priori en cause l'habituelle discrimination entre photons, protons et noyaux. Cependant, d'autres indices tels que l'augmentation de la profondeur du maximum par les détecteurs de fluorescence ou la mesure du temps de montée du signal sur les cuves Čerenkov, devraient permettre de résoudre cette inconnue.

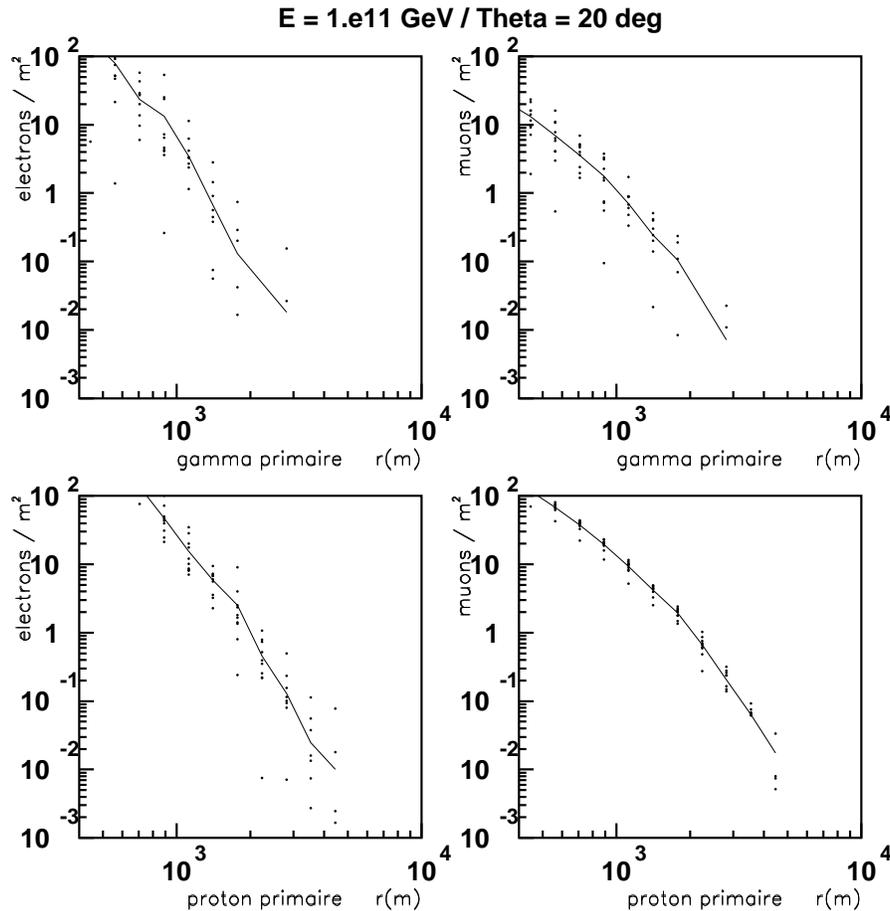


Fig. 5.7: Distributions latérales d'électrons et de muons pour des photons et protons primaires. 10 gerbes à *thinning* de 10^{-6} ont été calculées pour chaque primaire. Leurs densités latérales sont représentées par des points et la moyenne par un trait continu. A partir de 2 km les fluctuations, en grande partie introduites par le *thinning*, limitent les possibilités d'interprétation.

5.3 Champ magnétique terrestre et particules chargées

Le champ magnétique terrestre courbe les trajectoires des particules chargées et influe ainsi sur le développement des gerbes. Alors que nous avons entamé une étude sur des gerbes d'énergies accessibles au PAO, donc calculées avec *thinning*, nous avons préféré regarder, plus en détail, des gerbes complètes de plus basse énergie. En effet, le *thinning* a tendance à ignorer l'existence de particules individuelles de basse énergie, or ce sont celles qui sont le plus affectées par le champ magnétique.

L'intérêt d'une telle étude étant son application au PAO, nous avons utilisé la valeur du champ magnétique au site argentin [190] ($B_y = 20.5 \mu\text{T}$, $B_z = -14.5 \mu\text{T}$, soit $\theta = 55^\circ$). Comme les effets attendus sont très sensibles à la direction du champ magnétique (Fig. 5.9), les résultats pour un champ dont l'orientation est proche de la verticale (en Europe) sont inapplicables à un champ plus proche de l'horizontale (en Argentine). L'application concrète qui pourrait être envisagée serait, dans le cas de l'influence maximale du champ sur les gerbes, la détermination de la composition.

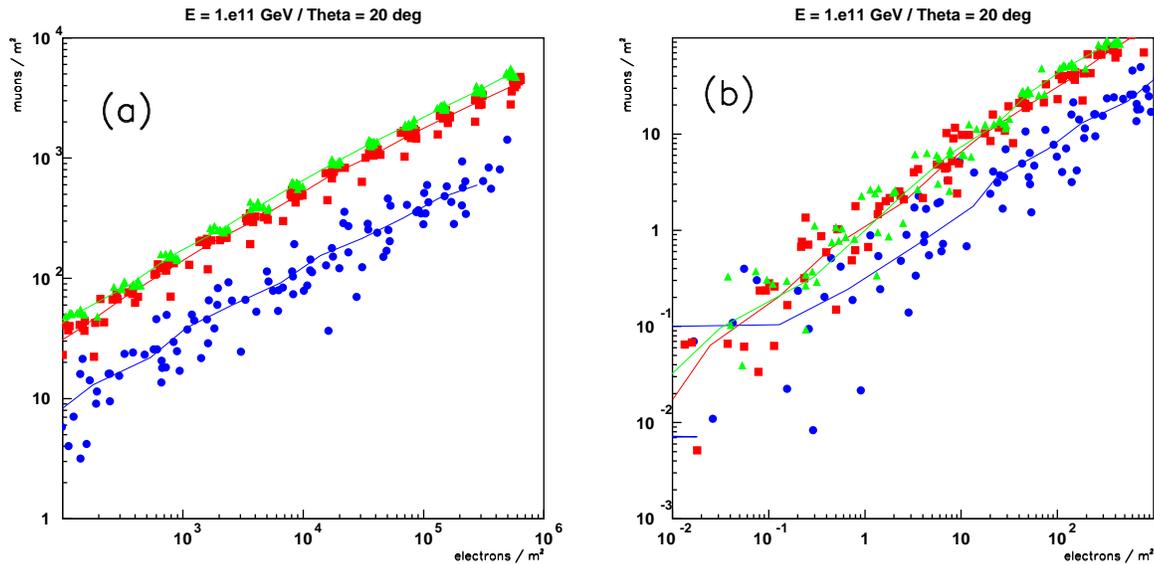


Fig. 5.8: Rapport entre les densités de muons et celles d'électrons pour des primaires photons (cercles), protons (carrés) et noyaux de fer (triangles). Une densité de 100 électrons par m² est la valeur maximale qu'on peut attendre d'une gerbe de 10¹¹ GeV à 1 km de distance du cœur. (a) Séparation des deux composantes près du cœur. (b) Distinction plus difficile à grande distance et faible densité.

La première question qui se pose est celle des observables à considérer, de façon absolue, mais aussi dans le cadre du PAO car celui-ci ne possède a priori aucune sensibilité à la charge des particules des gerbes.

Centres de gravité

Nous avons d'abord calculé le centre de gravité des particules parvenant au sol, ceci pour chaque type de particule chargée (μ^+ , μ^- , e^+ , e^-). L'écart ou non des barycentres positifs ($\langle\mu^+\rangle$, $\langle e^+\rangle$) par rapport aux négatifs ($\langle\mu^-\rangle$, $\langle e^-\rangle$) sera notre première indication d'une influence du champ magnétique. Nous introduisons ainsi, tant pour les muons que pour les électrons, les normes $\delta_{\mu\mu}$, δ_{ee} et phases $\varphi_{\mu\mu}$, φ_{ee} des vecteurs ($\langle\mu^+\rangle\langle\mu^-\rangle$) et ($\langle e^+\rangle\langle e^-\rangle$).

Nous regardons dans un premier temps si $\delta_{\mu\mu}$ ou δ_{ee} sont significatives, puis si $\varphi_{\mu\mu}$ et φ_{ee} sont corrélées à la direction incidente φ_i ou pas. En particulier, pour les gerbes qui se propagent le long de l'axe du champ, $\varphi_{\mu\mu}$ et φ_{ee} doivent prendre des valeurs aléatoires, $\delta_{\mu\mu}$ et δ_{ee} ne signifiant alors rien.

Le champ géomagnétique utilisé étant plus proche de la configuration présentée sur la Fig. 5.9 (c) que (b), nous nous attendons, pour les directions d'incidence des rayons cosmiques primaires proches de la verticale, à une valeur fixe de φ_{ee} ou $\varphi_{\mu\mu}$.

Une première estimation du comportement de ces variables, à partir de gerbes provoquées par des hadrons de 0.1 à 100 EeV, mais calculées à des fractions de *thinning* de 10⁻⁴ ou 10⁻⁵, a révélé des valeurs de $\delta_{\mu\mu}$ atteignant 200 m. L'effet se révèle maximal pour les gerbes de plus basse énergie provoquées par des noyaux de fer, ce qui se conçoit en raison de la contribution de muons de plus basses énergies, soumis plus longuement au champ magnétique, les noyaux interagissant plus haut que les protons. Cependant, pour nous affranchir de l'influence du *thinning* sur ces observables (la tendance à écarter ou non les composantes selon qu'on diminue ou aug-

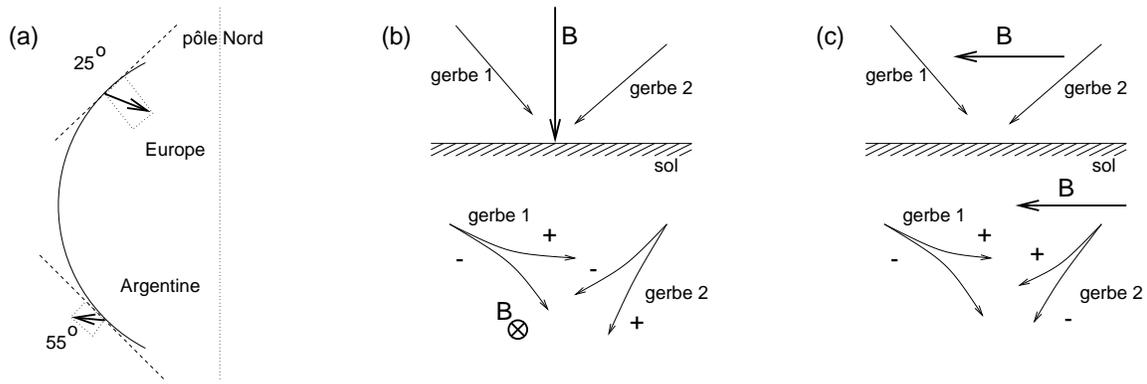


Fig. 5.9: (a) Directions du champ géomagnétique en Europe et en Argentine. (b) Quand le champ magnétique est vertical, les composantes positives et négatives sont séparées suivant une direction dépendant de l'angle azimutal d'arrivée des gerbes. (c) Lorsque le champ est horizontal, la séparation s'effectue le long d'un axe donné, nord-sud ou est-ouest par exemple.

mente la fraction utilisée), nous sommes descendus à des énergies de 10^6 GeV, pour lesquelles le développement complet peut être simulé.

10^6 GeV

Une première observation est l'absence de corrélation de la phase des barycentres électroniques φ_{ee} avec l'angle azimutal injecté. Bien qu'ils soient plus légers, les électrons ont des trajets plus courts et des déviations nombreuses dues à la diffusion coulombienne multiple, comparés à ceux des muons.

Faute de pouvoir déduire une information des électrons, nous avons poursuivi les calculs en supprimant l'option EGS4 (dédiée au calcul explicite de la composante EM) dans CORSIKA. De cette façon, un facteur proche de 100 en temps de calcul et en espace disque est gagné, les informations utiles récoltées étant identiques. Pour réduire partiellement le temps de calcul, nous avons également augmenté l'altitude d'observation à 3000 m. Par homothétie, notons cependant que l'écart observé peut être inférieur à celui qui serait observé plus bas.

Commençons par générer un millier de gerbes à des angles azimutaux aléatoires, mais à angle zénithal fixé (Fig. 5.10). Avant tout, nous remarquons sur cette figure que les fluctuations sont supérieures pour les protons que pour les noyaux de fer, dues aux fluctuations du point de départ. L'écart moyen inférieur pour les protons que pour les noyaux de fer se comprend par le nombre inférieur, l'énergie plus élevée et l'altitude plus basse des muons produits :

- pour $\theta = 20^\circ$, la dépendance en angle azimutal est faible. La direction des barycentres est alors à 90 degrés de la direction incidente, et ils sont écartés d'une centaine de mètres ;
- pour $\theta = 55^\circ$, les gerbes peuvent se trouver alignées avec le champ magnétique. Dans ce cas ($\varphi_i = 180^\circ$), les barycentres ne sont ni alignés dans une direction préférentielle, ni écartés d'une distance minimale.

Densités latérales

La question suivante est de savoir si l'effet observé sur les barycentres se transpose sur les densités latérales. Pour cela, nous sélectionnons une bande parallèle et une bande perpendiculaire à la direction du champ, sur lesquelles les distributions de particules sont projetées.

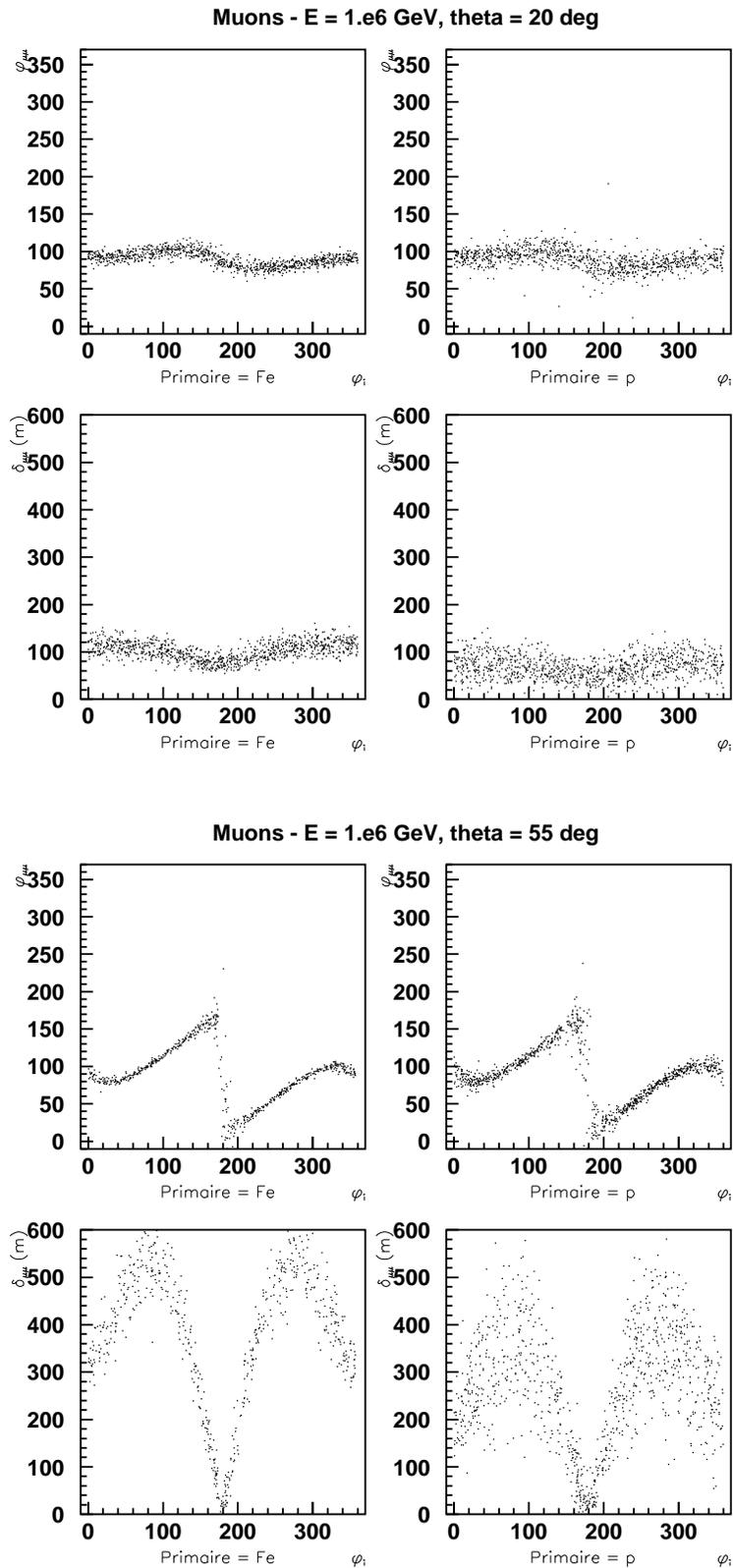


Fig. 5.10: Corrélation entre le vecteur défini par les barycentres des muons positifs et négatifs ($\langle \mu^+ \rangle \langle \mu^- \rangle$) et l'angle azimutal de la gerbe. La phase de ce vecteur est représentée en haut et sa norme en bas, les protons primaires à gauche et les noyaux de fer primaires à droite. Angles zénithaux de 20° et 55° .

Nous utilisons pour cela des gerbes simulées à angle azimutal fixe (Fig. 5.11). Une première constatation est que l'écart entre les barycentres (de l'ordre de la centaine de mètres) est supérieur à l'écart entre les maxima de distribution latérale (de l'ordre de la dizaine de mètres). Cependant, le rapport des densités reste appréciable jusqu'à quelques centaines de mètres du centre. Tout ceci suppose évidemment que le centre ait été bien estimé auparavant.

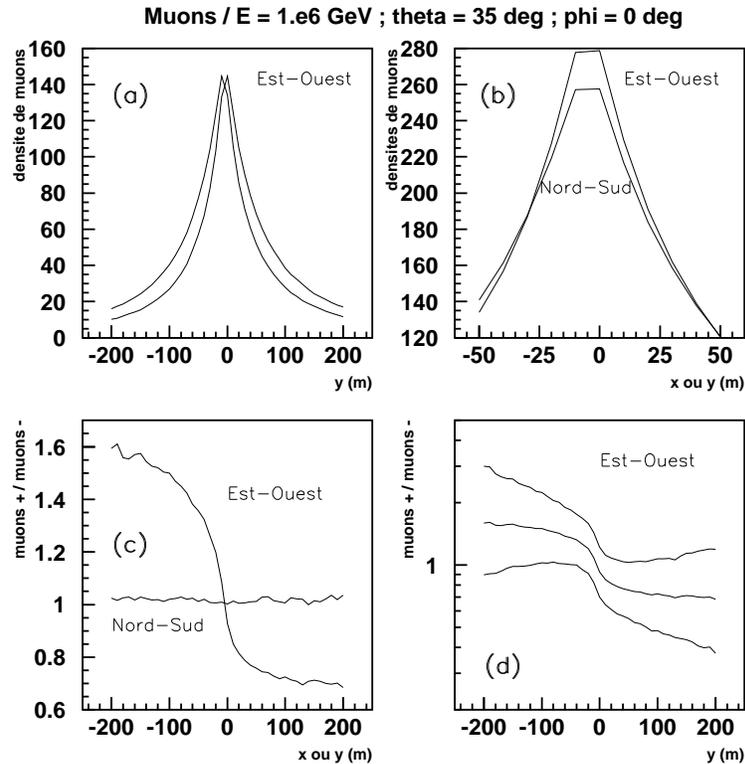


Fig. 5.11: Moyennes, sur 1000 gerbes, des densités latérales de muons projetées sur chacun des axes Est-Ouest (EO) et Nord-Sud (NS), à l'intérieur de bandes de 100 m de part et d'autre. (a) Suivant l'axe EO, densités de muons positifs et négatifs. (b) Somme de tous les muons suivant les 2 axes EO et NS. (c) Rapport des muons positifs aux muons négatifs le long des 2 axes. (d) Moyenne et fluctuation de ce rapport suivant l'axe EO.

Distinction entre μ^+ et μ^-

Bien que dans Auger il soit hors de question de distinguer les muons positifs des négatifs, pourrait-on tout de même voir une signature ? Nous avons à cet effet regardé les temps d'arrivée, en chaque lieu de la gerbe, des deux composantes (Fig. 5.12).

Les fluctuations des temps d'arrivée des particules sont supérieures à la différence de parcours entre les deux zones, et peuvent difficilement donner une indication sur la charge.

L'observable à étudier serait à présent l'ellipticité des distributions induite par cette séparation et son observabilité.

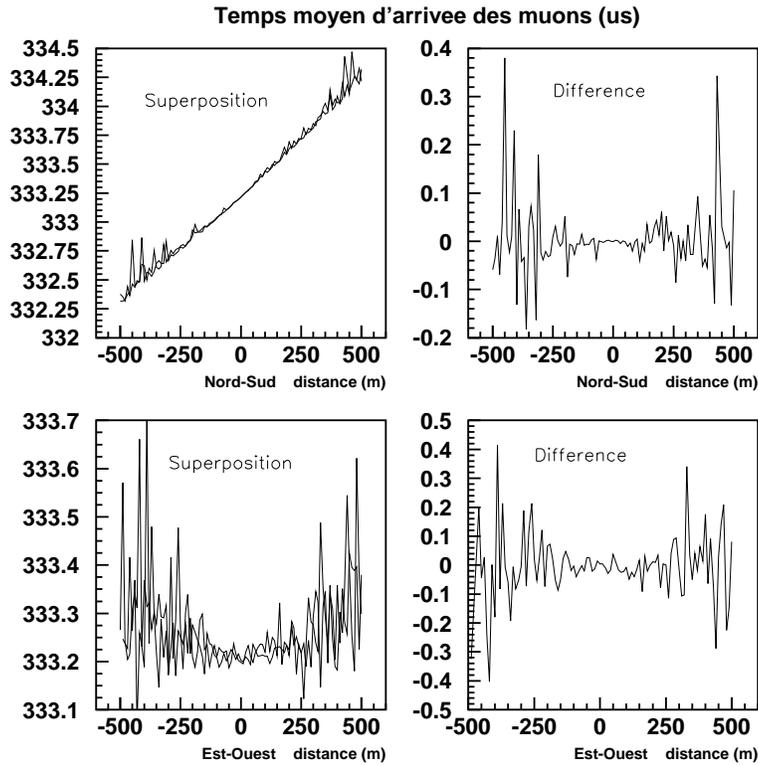


Fig. 5.12: Sur cette figure sont représentés les temps d'arrivee des muons positifs et négatifs, superposés et soustraits, en fonction de leur position le long des axes déjà définis EO et NS.

Tendance à haute énergie

Afin d'avoir une idée de l'évolution de la situation aux énergies d'Auger, nous avons simulé, en moindre statistique, quelques gerbes jusqu'à 10^9 GeV, pour des primaires incidents proton et fer. Nous les avons choisies à incidence de $\theta = 0^\circ$, et avons regardé la valeur moyenne de l'écart entre les barycentres (Tab. 5.2).

E_0 (GeV)	δ (m)		statistique
	Fe	p	
10^6	102 ± 20	68 ± 25	1000
10^7	57 ± 6	49 ± 12	100
10^8	53 ± 4	40 ± 12	10
10^9	(44)	(29)	1

Tab. 5.2: Ecart moyen des barycentres des μ^+ et des μ^- pour des gerbes verticales ($\theta = 0^\circ$).

L'augmentation des énergies primaires ne semble pas augmenter la séparation des deux composantes. Ceci est certainement dû à la même raison qui "favorise" les noyaux de fer par rapport aux protons, c'est-à-dire l'énergie plus élevée des muons impliqués qui affecte moins la séparation des composantes.

Conclusion pour Auger

Les effets du champ géomagnétique sur les particules chargées semblent difficiles à distinguer dans Auger :

- à 10^6 GeV, la distinction n'existe que jusqu'à quelques centaines de mètres, distance faible comparée à l'échantillonnage ;
- à plus haute énergie, cette distance diminue ;
- les détecteurs sont insensibles au signe de la charge des particules qui y parviennent ;
- l'écart temporel provoqué par la différence de parcours ne domine pas les fluctuations de l'ensemble, empêchant l'estimation indirecte de la charge.

Afin de calculer l'effet radio induit par les gerbes de différentes énergies [197], ces simulations pourront être poursuivies cependant.

Nous laissons à présent de côté la génération de gerbes au profit de leur utilisation. Nous nous intéressons d'abord à ce qu'il est possible de déduire du réseau de l'Observatoire Pierre Auger, après quoi nous poserons plus globalement le problème de la reconstruction à partir des données d'un ensemble de détecteurs.

5.4 Problèmes spécifiques à Auger

Détecteurs Čerenkov à eau

Rappelons qu'à la différence des expériences utilisant des scintillateurs, le signal n'est pas directement proportionnel au nombre de particules chargées des gerbes, mais, comme Haverah Park, à l'énergie des particules EM et au nombre de muons (éq. 3.1). Il en est donc de même de l'intégration de la fonction de distribution latérale.

5.4.1 AGAsim

AGAsim, développé par Pryke [66, 198], est un ensemble de programmes destiné à la simulation des réponses des détecteurs aux particules incidentes. Il est constitué

- de `gensamp` qui génère un événement (propriétés des particules parvenant sur chaque station) à partir d'une géométrie de réseau et d'une gerbe ;
- de `detsim` qui simule l'interaction des particules dans les cuves et suit les rayons lumineux jusqu'aux photomultiplicateurs (PM) ;
- de `elecsim` qui convertit les PE en signaux électriques.

Le signal intégré est alors proportionnel au nombre de photoélectrons (PE) parvenant aux PM. La ligne du bas de la Fig. 5.13 nous montre la proportion de PE provoqués par chaque nature de particule. Malgré la prédominance numérique des photons, puis des électrons (ligne du haut de cette même figure), le signal majoritaire provient donc des muons, à hauteur d'environ 80 %, ceci en raison de l'énergie des particules concernées (ligne du milieu).

Trigger de niveau 1

Le nombre d'électrons correspondant à un signal donné correspond alors à la convolution entre le nombre moyen de particules arrivant sur les cuves et leur efficacité de conversion en PE. Un PE sera alors environ à 70 % un photon, à 20 % un électron et à 10 % un muon. Tel qu'est défini `elecsim`, le trigger de niveau 1 (T1) déclenché pour 100 PE l'est donc pour 20 électrons répartis sur 10 m^2 , soit $2 \text{ e}^-/\text{m}^2$, ou encore pour une dizaine de muons. Ces ordres de grandeurs de densité de particules seront utilisés au §5.4.2.

Direction d'arrivée

Cette observable, mesurée indépendamment des 2 autres (énergie et nature), est théoriquement également la plus simple. Elle contient en réalité 3 variables que sont l'angle zénithal, l'angle azimutal et l'instant d'arrivée du rayon cosmique.

En supposant un front de gerbe plan, l'estimation de l'angle d'incidence revient à trouver le plan qui correspond le mieux à un ensemble de points à 3 dimensions, ensemble défini par (en x) les abscisses et (en y) ordonnées des détecteurs et (en z) les temps d'arrivée t_0 du front de gerbe sur chaque détecteur.

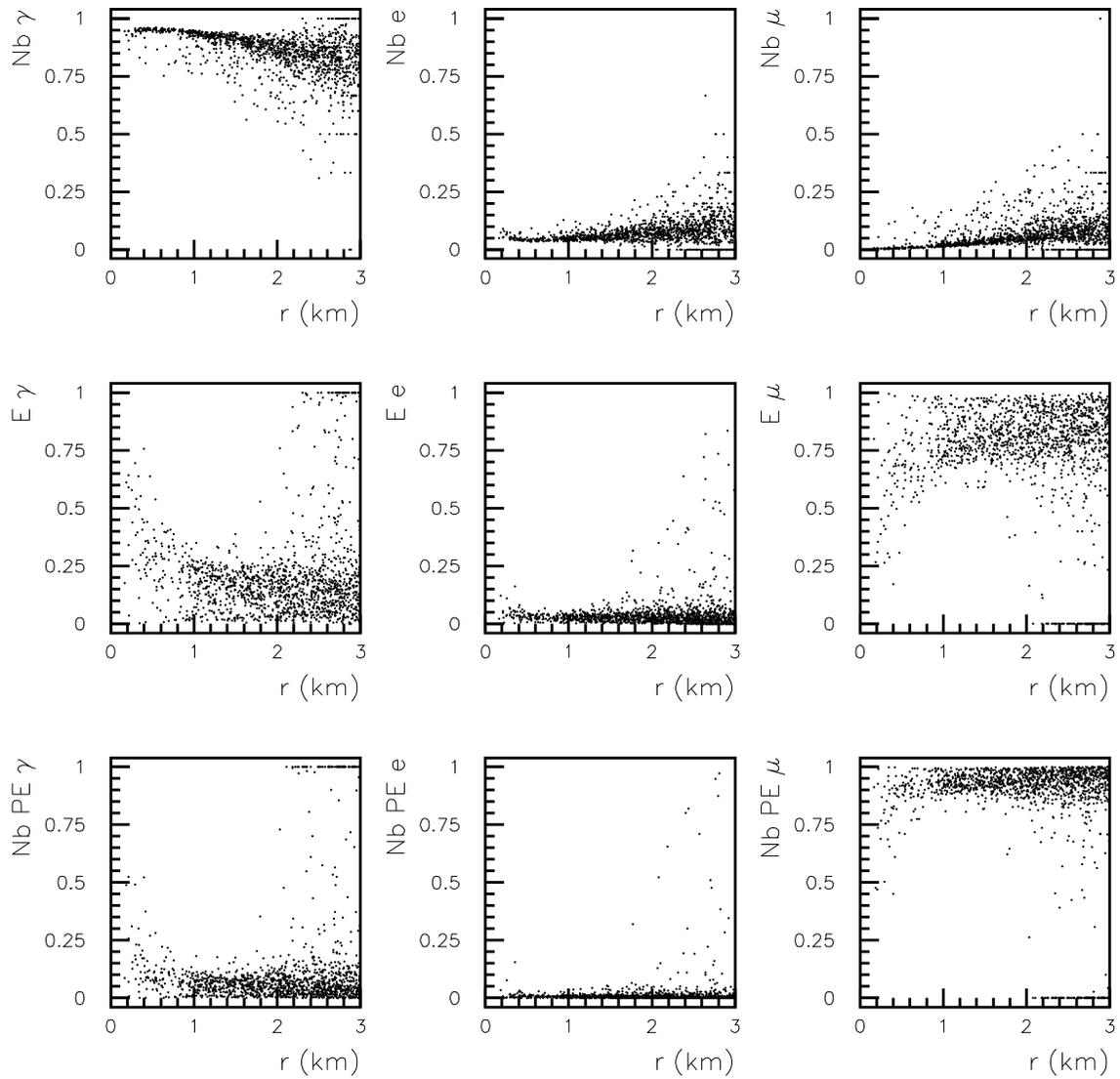


Fig. 5.13: Proportion du nombre et de l'énergie des particules arrivant sur les cuves, et du nombre de photoélectrons produits par chacun des types de particules, en fonction de la distance au cœur. Bien que les photons soient la composante prédominante du flux de particules parvenant sur les cuves (figures du haut), les muons portent la plus grande énergie (figures du milieu) et produisent donc le plus de photoélectrons (figures du bas). Comme le signal intégré est proportionnel au nombre de photoélectrons, il est surtout sensible au nombre de muons.

Malheureusement, le temps de trigger t_t (déterminé sur chaque station grâce à la datation GPS, lors de la validation par l'électronique d'acquisition) est rarement corrélé avec le temps d'arrivée t_0 des premières particules du front de gerbe, car, et ceci en particulier loin du cœur des gerbes, les particules arrivent dispersées et plusieurs cycles d'horloge sont nécessaires avant le déclenchement de l'électronique.

Les estimations de l'angle présentées au §5.4.2 ont été réalisées soit avec t_0 donné par la simulation, soit avec t_t . Dans ce dernier cas, les fluctuations de l'angle zénithal atteignent plusieurs degrés (Fig. 5.19) et montrent la nécessité d'estimer autrement t_0 qu'à partir de t_t .

La prise en compte de la forme du signal est donc indispensable, ce qui peut s'effectuer en calculant des grandeurs temporelles telles que (Fig. 5.14) t_{10} , t_{50} ou t_{90} , représentant chacune une fraction du temps de montée du signal. Dans une étape ultérieure de reconstruction, il

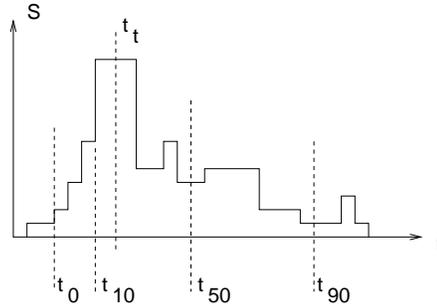


Fig. 5.14: Temps d'arrivée des premières particules (t_0), de trigger (t_t), à 10, 50 et 90 %.

faudrait prendre en compte la forme non plane du front de gerbe [199], ainsi que l'épaisseur plus grande du front d'onde à grande distance, ce qui suppose la connaissance de la position du cœur.

Cœur, distributions latérales et énergie

Une fois l'angle d'incidence obtenu, le second problème rencontré est l'estimation de la position du cœur, dont l'influence sur l'estimation de l'énergie est capitale. Une méthode simple est de calculer le barycentre des différents signaux ρ_i

$$\vec{r}_c = \frac{1}{\mathcal{N}} \sum_i w(\rho_i) \vec{r}_i, \quad (5.2)$$

où le poids $w(\rho_i)$ est une fonction croissante de ces signaux. Une étude rapide semble montrer que, dans la famille des $w(\rho_i) = \rho_i^{1/n}$, la valeur $n = 3$ donne les meilleurs résultats (Fig. 5.15), ce qui peut être dû à la décroissance en r^{-3} des densités.

L'énergie est finalement estimée à partir d'une fonction de distribution similaire à celle de Haverah Park

$$\rho(r) = Ar^{-(\eta+r/r_0)}.$$

Composition chimique

Les signatures de composition chimique sur les cuves sont :

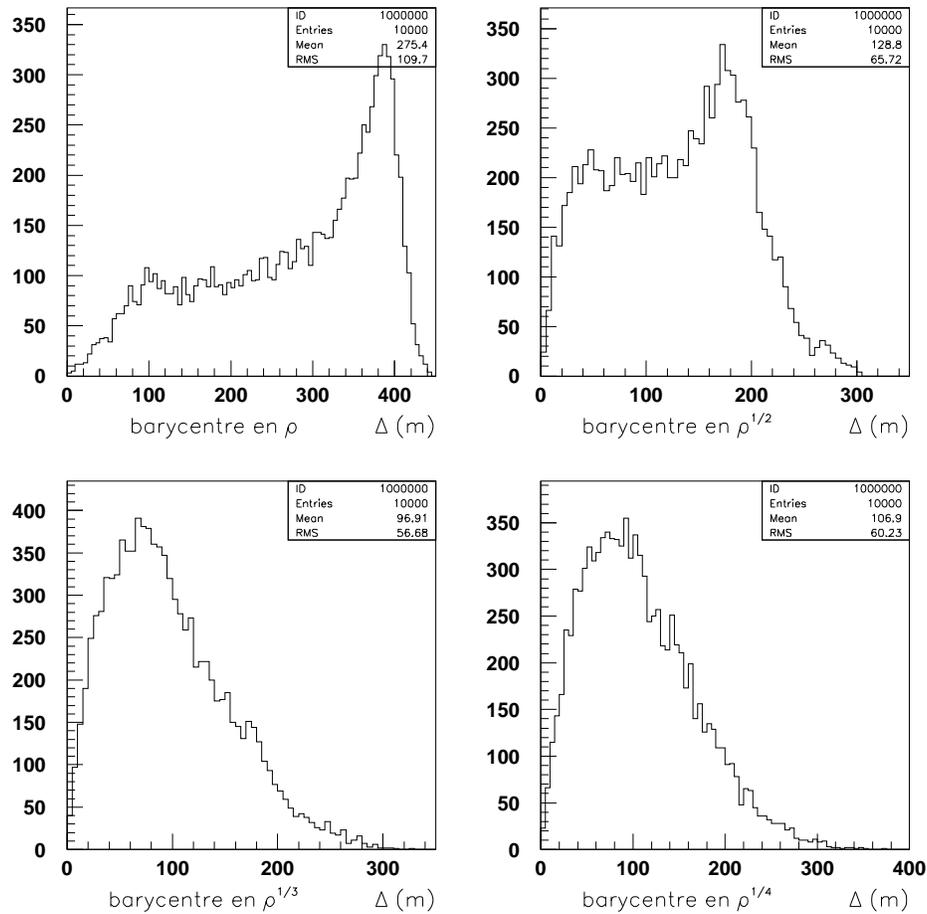


Fig. 5.15: Des distributions latérales de type NKG (éq 4.3) sont appliquées sur un réseau hexagonal de maillage de 1.5 km, puis sont affectées d'une erreur de 10 %. La distribution des écarts entre cœur injecté et cœur calculé est présentée pour 4 types de pondération. Pour chaque événement, de 5 à 20 points du réseau sont utilisés.

- la fraction de muons comparée aux particules EM ;
- le temps de montée des signaux ($t_{50} - t_{10}$ ou $t_{90} - t_{10}$).

5.4.2 Influence de la géométrie

A la suite d'une question posée au sein de la collaboration, nous avons comparé [200] les efficacités des maillages hexagonal et carré. Cette étude, réalisée avec la méthode décrite précédemment, a motivé ensuite le besoin de regarder de plus près la reconstruction des gerbes (§5.5).

Pourquoi changer ?

Les gerbes les moins énergiques sont à la fois les plus nombreuses et les plus difficiles à détecter. Or, nous cherchons en particulier à obtenir une efficacité de réseau quasiment parfaite à

10¹⁹ eV. A énergie donnée, de plus, les gerbes verticales sont les plus délicates. Enfin, les gerbes dont le cœur arrive près d'une des cuves (à moins de 200 m) possèdent deux inconvénients

- le signal est vraisemblablement saturé dans cette cuve "centrale",
- les densités de particules à grande distance sont très faibles et peuvent ne pas déclencher les détecteurs.

Alternative

Le premier problème évoqué dépend de l'électronique des détecteurs (dynamique des signaux, conditions de saturation), cependant le second peut a priori être amélioré en modifiant la disposition des détecteurs (Fig. 5.16). De cette façon, en conservant la surface totale et le nombre de stations, les cuves seraient disposées de sorte à former des carrés de côté 1.4 km (au lieu d'un espacement de 1.5 km entre les stations en configuration hexagonale).

Les stations les plus proches sont désormais moins nombreuses (4 au lieu de 6), cependant les densités y sont plus élevées, donc (1) le déclenchement se produira avec plus de chances et (2) les densités seront évaluées avec moins d'erreur. Nous noterons par la suite H et C ces deux configurations. Le but de l'étude qui suit est de dépasser cet a priori en appliquant certaines gerbes en des points aléatoires de chaque réseau.

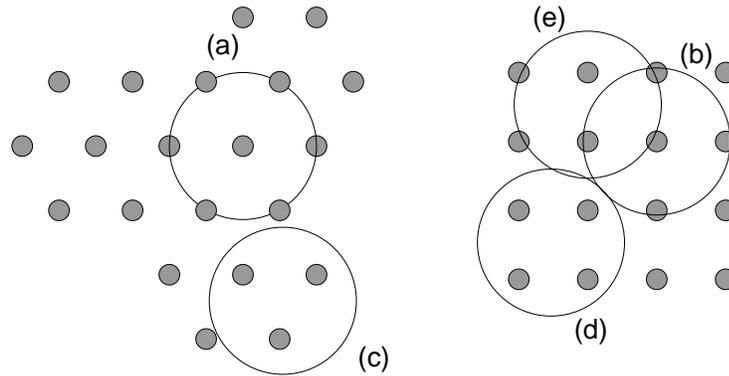


Fig. 5.16: Maillages du réseau H et C.

Quels critères ?

Pour l'estimation d'une efficacité, deux étapes sont à distinguer :

- la réalisation du trigger et la non saturation (contraintes techniques) ;
- l'estimation des énergies à partir des données des détecteurs qui ont déclenché.

Même si la première étape peut être oubliée idéalement, on ne peut tenir compte des densités jusqu'à un taux excessivement bas. De plus, les fluctuations croissent à grande distance et peuvent difficilement servir à une estimation fiable des paramètres primaires des gerbes.

L'étape incontournable est le tirage aléatoire des gerbes sur les mailles d'un réseau. En effet, si la géométrie proposée est avantageuse pour une certaine catégorie de gerbes et leur situation par rapport au réseau, il est nécessaire de tenir compte de la proportion de ces gerbes.

L'étude présentée ici essaie de tenir compte au mieux des conditions expérimentales, en appliquant les gerbes aux codes de simulation des cuves présentés à la section précédente (§5.4.1). Une autre étude, utilisant les données des gerbes mesurées à Yakutsk [200], aboutit aux mêmes conclusions.

Des codes de simulation des détecteurs ayant déjà été développés, les conditions d'expérimentation ont pu être approchées au mieux. La description présentée ici utilise des gerbes (Tab. 5.3) générées par les codes MOCCA ou AIRES, accessibles par le site Web de Chicago [201].

Energie (EeV)	Z	θ (°)	niveau du sol (g.cm ⁻²)	Gerbe n° (mocrun_XXX)
10.	1	0.	850.	9003
10.	1	55.2	870.	7055
13.6	1	4.6	870.	922

Tab. 5.3: Propriétés des 3 gerbes utilisées pour l'étude.

Nous ne nous servons que d'un faible nombre de gerbes dans cette étude, cependant chacune est utilisée plusieurs centaines de fois afin que son cœur tombe en divers points de la surface du réseau. Les réponses des détecteurs sont ensuite obtenues avec AGAsim.

Bien qu'il ne soit pas conseillé d'utiliser chacune de ces gerbes plus de 5 fois, ce qui est testé (dans un premier temps) est la fiabilité de la réponse du réseau, pour une gerbe donnée, à la position de cette gerbe. Cela montre les différentes estimations qui peuvent être faites de la même gerbe avec des configurations différentes. Bien sûr, l'extension à une plus grande statistique de gerbes incidentes serait ensuite souhaitable.

Le code `gensamp` (§5.4.1) lit le fichier définissant la géométrie C ou H, et choisit aléatoirement la position du cœur et l'angle azimutal de la gerbe. Ce code a été légèrement modifié pour ne tenir compte que des événements contenus par le réseau. Les codes `detsim` et `elecsim` (§5.4.1) sont ensuite appliqués. La saturation et le seuil y sont pris en compte implicitement, car les densités trop faibles comme trop fortes ne déclenchent pas (on pourrait tout de même considérer que l'existence d'une station saturée constitue une information).

Triggers

Pour différencier les différentes gerbes simulées, nous utilisons le paramètre r qui représente la distance du cœur de la gerbe à la station la plus proche. Nous comptons ensuite le nombre de cuves qui ont déclenché (T1 et T2 sont confondus dans ce contexte). Si ce nombre est inférieur à 3, la condition de T3 est fausse, sinon elle est vraie. Les histogrammes des gerbes générées sont présentés sur la Fig. 5.17. Nous remarquons l'augmentation attendue de statistique avec r dans un premier temps, puis sa redescente, les distances maximales étant 866 m pour H et 990 m pour C. Nous avons également représenté, sur ces histogrammes, les événements pour lesquels la condition de T3 est fausse (zone hachurée). Ensuite (Fig. 5.18), nous montrons le nombre moyen de stations déclenchées en fonction de la distance au cœur et l'efficacité (proportion de gerbes ayant réalisé un T3) que cela implique. Nous observons donc que pour r peu élevé, le réseau hexagonal répond peu aux gerbes incidentes, et à ces distances le réseau carré est meilleur. Cependant, dès que l'on augmente r , le réseau hexagonal ne pose plus de problème, alors que le carré commence à en poser. Comme la statistique augmente dans cette région, ces inconvénients deviennent d'autant plus critiques. L'efficacité globale est de 91 % pour H et de 78 % pour C.

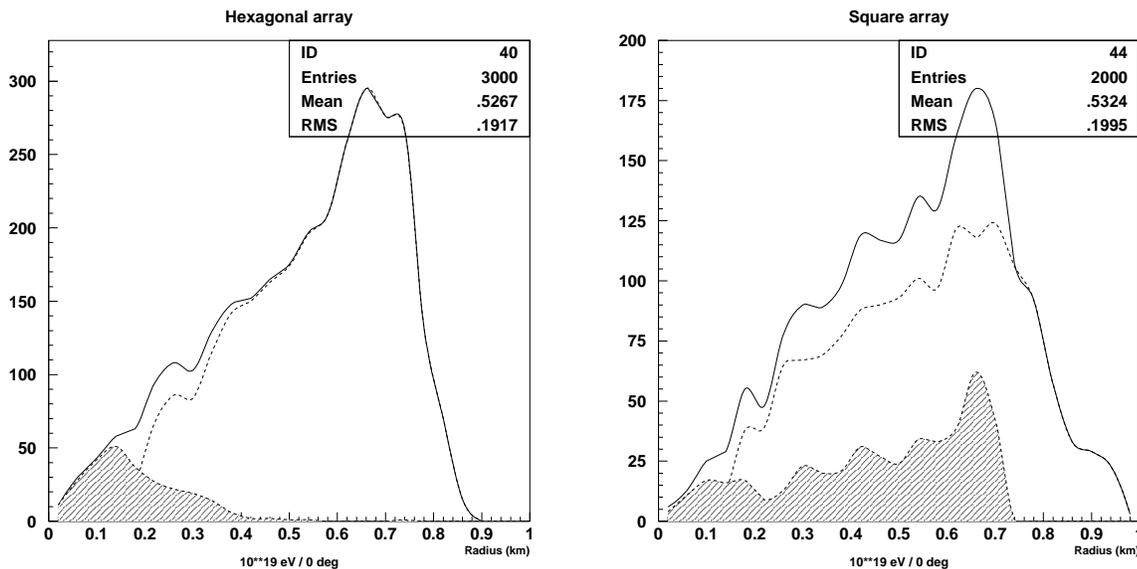


Fig. 5.17: Statistique des gerbes générées (0° , 10^{19} eV). La zone hachurée représente les gerbes n'ayant pas déclenché les détecteurs, et la zone en trait discontinu le complément à l'ensemble des gerbes.

Bien entendu, le seuil de déclenchement présent dans les codes de simulations n'est pas forcément immuable et il suffirait de l'abaisser pour que les deux réseaux déclenchent de manière équivalente. Cependant, le nombre moyen de stations touchées (Fig. 5.18) indique que le réseau H est tout de même légèrement favorisé.

D'où vient le problème posé par le réseau carré ? Principalement à cause des configurations (e) sur la Fig. 5.16. Dans ce cas, le cœur de la gerbe est assez proche (700 m) de deux stations, mais éloignée (1600 m) des deux suivantes, ce qui a tendance à ne déclencher que 2 stations. Remarquons également que l'avantage supposé de la configuration carrée se retourne contre elle en considérant la catégorie de gerbes dont le cœur est le plus distant des stations locales.

Reconstruction

Les résultats qui viennent d'être présentés ne concernent que le trigger. Ils donnent une préférence à la configuration hexagonale (H) par rapport à la carrée (C), et ceci dans les cas limites évoqués au départ, à savoir les gerbes les moins énergiques et les moins inclinées.

Elargissons à présent cette étude sur deux plans :

- l'éventail des énergies et directions d'arrivée ;
- les critères de choix entre les deux géométries proposées.

Ces deux plans sont en partie corrélés, car, pour les gerbes de plus haute énergie ou écartées de la verticale, la question du trigger se pose de façon moins cruciale et nous devons nous focaliser plus sur l'estimation des paramètres primaires.

Nous avons donc tenté d'estimer les paramètres primaires des gerbes tels que :

- l'angle zénithal ;
- la position du cœur et l'énergie (fonction des distributions latérales et du cœur),

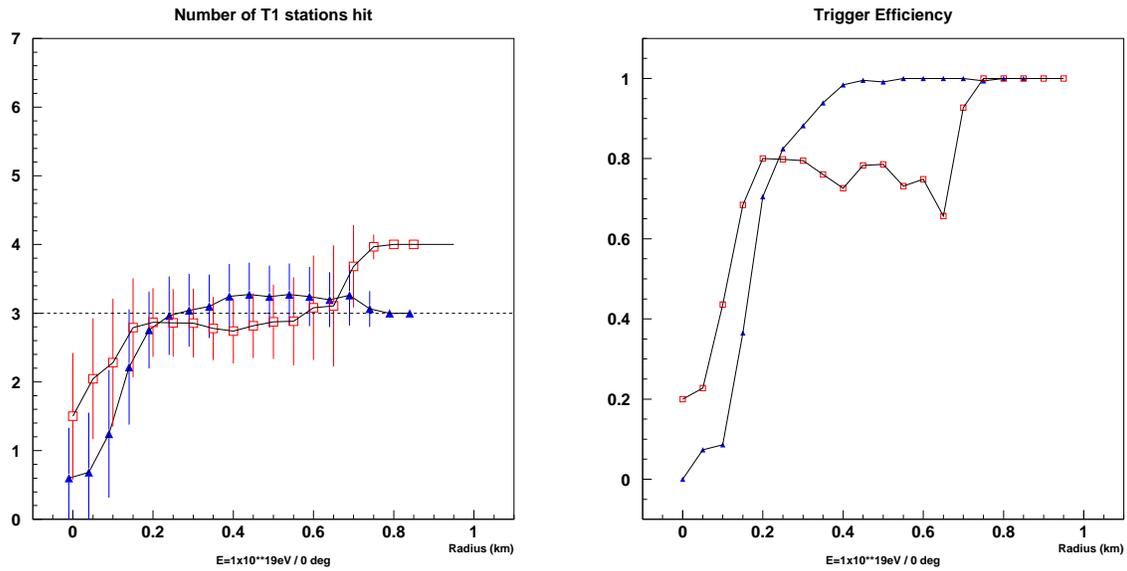


Fig. 5.18: Comparaison des nombres de stations touchées et des efficacités pour les deux géométries considérées (triangles = configuration H, carrés = configuration C).

selon les étapes décrites au §5.4.1. La composition eût été une étape supplémentaire.

L'estimation de l'angle d'incidence (Fig. 5.19) conduit à des distributions plus larges pour la configuration H que pour C. La largeur des distributions est due à l'utilisation du temps de trigger censé être fourni par l'électronique, sans considération de la forme du signal (voir §5.4.1).

Dans le cas des angles zénithaux faibles, l'estimation de l'énergie (Fig. 5.19) favorise C par rapport à H.

Conclusion

Cette étude favorise donc la configuration initiale (**hexagonale**). Elle est loin d'être complète cependant. Un meilleur échantillonnage en énergies et angles d'incidence serait à réaliser. Pour les plus hautes énergies, où le nombre de stations touchées augmente, on peut toutefois s'attendre à ce que les deux géométries soient comparables.

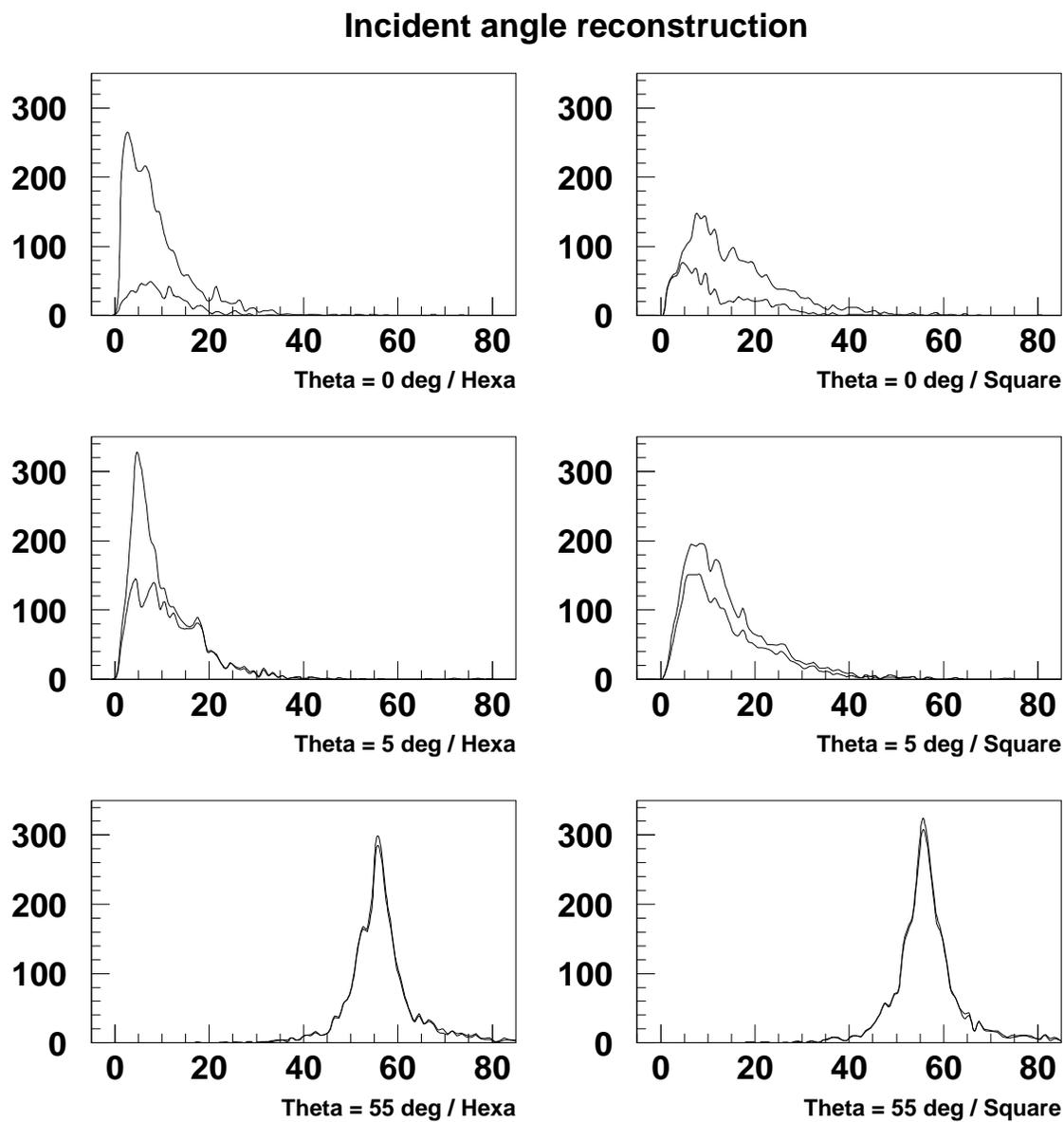


Fig. 5.19: Estimation des angles zénithaux d'arrivée à l'aide des temps de trigger donnés par AGAsim. Sur chaque figure, les distributions pour 3 et 4 stations touchées sont distinguées.

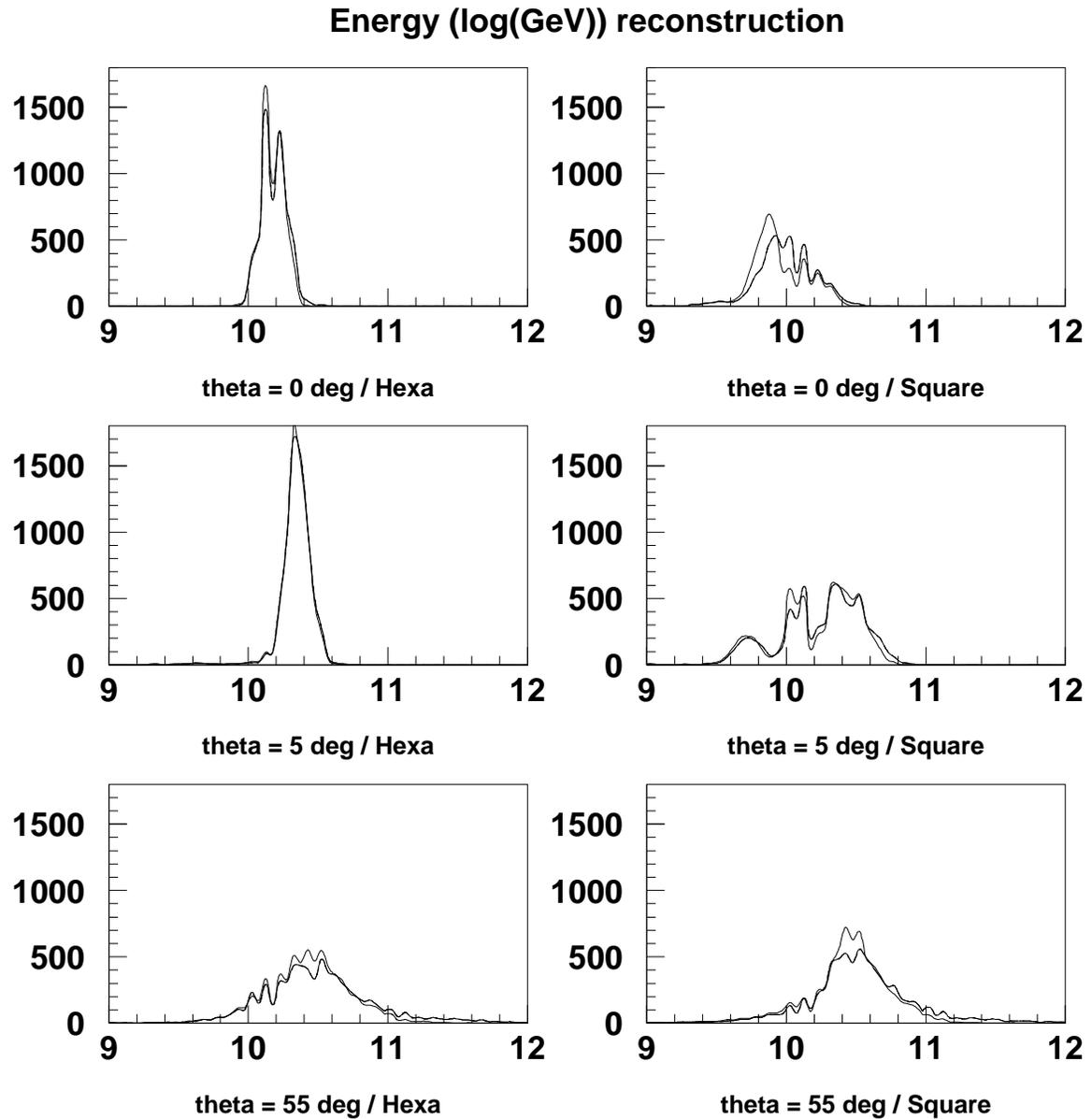


Fig. 5.20: Estimation des énergies incidentes. Sur chaque figure sont représentées les distributions obtenues après soit utilisation de l'angle reconstruit (Fig. 5.19), soit de l'angle réel injecté. La mauvaise discernabilité des deux distributions dans chaque cas semble témoigner du peu d'influence de l'estimation de l'angle sur celle de l'énergie.

5.5 Reconstruction hors Auger

Les exemples de mauvaise interprétation des mesures réalisées par les réseaux de détecteurs ne manquent pas. Citons ainsi un événement annoncé à 4×10^{21} eV [202], revu plus tard entre 4×10^{19} et 1.4×10^{20} eV [203]. Watson [204] mentionne 17 gerbes d'énergie supérieure à 10^{20} eV, dont 8 à Sydney et 8 à Haverah Park. Ce dernier chiffre a été révisé à 4, et les gerbes de Sydney sont peu mentionnées.

5.5.1 Amélioration de la recherche du cœur

Nous avons utilisé à la section précédente une méthode barycentrique pour estimer la position du cœur (éq 5.2). Pour affiner cette estimation rudimentaire, nous avons cherché le cœur des gerbes à partir de minimisations (à l'aide de MINUIT) des fonctions de distributions latérales. En effet, le calcul des barycentres ne prend pas en compte certaines contraintes propres aux distributions latérales des gerbes, comme l'existence d'une symétrie cylindrique et la décroissance des densités en fonction de la distance au cœur.

Le principe est de retrouver, à partir de points expérimentaux $\{\rho_i(\vec{r}_i)\}$ et d'une fonction $f(r, \{a_j\})$, les paramètres $\{a_j\}$ et \vec{r}_c qui minimisent

$$\sum_i |f(|\vec{r}_i - \vec{r}_c|, \{a_j\}) - \rho_i| \times |\vec{r}_i - \vec{r}_c|.$$

En pratique, les paramètres $\{a_j\}$ contiennent le facteur de normalisation ainsi que les exposants des fonctions de distributions latérales. Une minimisation nécessite un point de départ pour ces paramètres ainsi que pour les coordonnées du cœur. Pour ces dernières, les barycentres obtenus précédemment semblaient un point de départ possible. En appliquant des facteurs de pondération divers (donc en changeant les points de départ), il s'est avéré que les résultats obtenus avec MINUIT sont très sensibles aux paramètres initiaux. Les paramètres retenus sont donc ceux qui optimisent l'ensemble des minimisations.

5.5.2 Application aux autres expériences

Dans l'objectif d'un test de validité des méthodes utilisées, il était naturel de l'appliquer aux gerbes de plus haute énergie déjà rapportées. Le cas de la gerbe d'AGASA a été plus étudié que les autres. Pour chaque expérience, nous avons utilisé les fonctions adéquates, mais sans suivre forcément la méthode de chacune, le but étant d'appliquer les mêmes critères à chaque fois.

AGASA

Commençons par la gerbe de plus haute énergie d'AGASA [50]. En effet, l'observation de celle-ci (Figs. 5.21 et 5.22 (a)) peut soulever quelques questions, en particulier le point situé proche de l'axe (densité de 20000 particules par m^2 à 250 m du cœur de la gerbe) :

- la première question est instrumentale et nous n'y répondrons pas, mais, en raison d'effets de cascade dans les scintillateurs, à quel degré une mesure de densité électronique est-elle fiable lorsque plusieurs dizaines de milliers d'électrons parviennent sur un détecteur de $2 m^2$?
- la seconde question concerne la distance de ce point à l'axe de la gerbe. Nous avons vu qu'avec des détecteurs espacés de 1.5 km, l'écart sur l'estimation du cœur pouvait

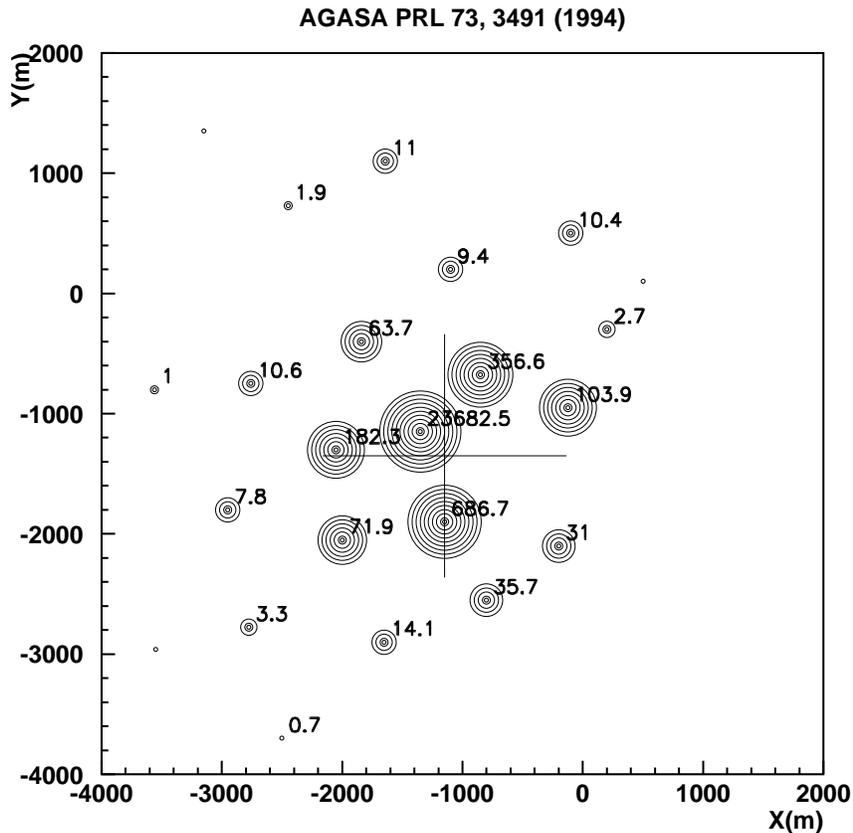


Fig. 5.21: Événement de plus haute énergie enregistré par AGASA [50]. Ce schéma représente les densités mesurées sur chaque détecteur, ainsi que la position estimée du cœur de la gerbe.

atteindre 300 m. En plaçant une incertitude de 100 m sur la position du cœur, quelle serait son influence sur l'estimation de l'énergie ?

En reprenant les positions des détecteurs et les densités correspondantes, nous avons d'abord recalculé les paramètres estimés de la gerbe, nous conduisant à la Fig. 5.22 (b). Comme notre objet de litige était le point le plus proche du cœur, nous l'avons ensuite ignoré (Fig. 5.22 (c)), puis le point qui le suit dans l'ordre décroissant des densités (Fig. 5.22 (d)).

Pour une reconstruction plus complète, nous aurions pu exploiter également les quelques points disponibles concernant les densités de muons. Néanmoins, cet exemple semble prometteur quant à la stabilité des paramètres reconstruits. Bien sûr, le maillage est moitié de celui du PAO, et le nombre de points disponibles (une vingtaine) est considérable.

Volcano Ranch

Voyons à présent une situation plus embarrassante. La reconstruction des événements de Volcano Ranch illustre la difficulté des estimations d'énergie réalisées uniquement à partir de la taille des gerbes (Fig. 5.23).

Une telle estimation pose en effet deux problèmes :

- le premier est intrinsèque au développement des gerbes : la taille des gerbes, sensible aux densités proches de l'axe, est soumise à plus de fluctuations à énergie donnée, que les

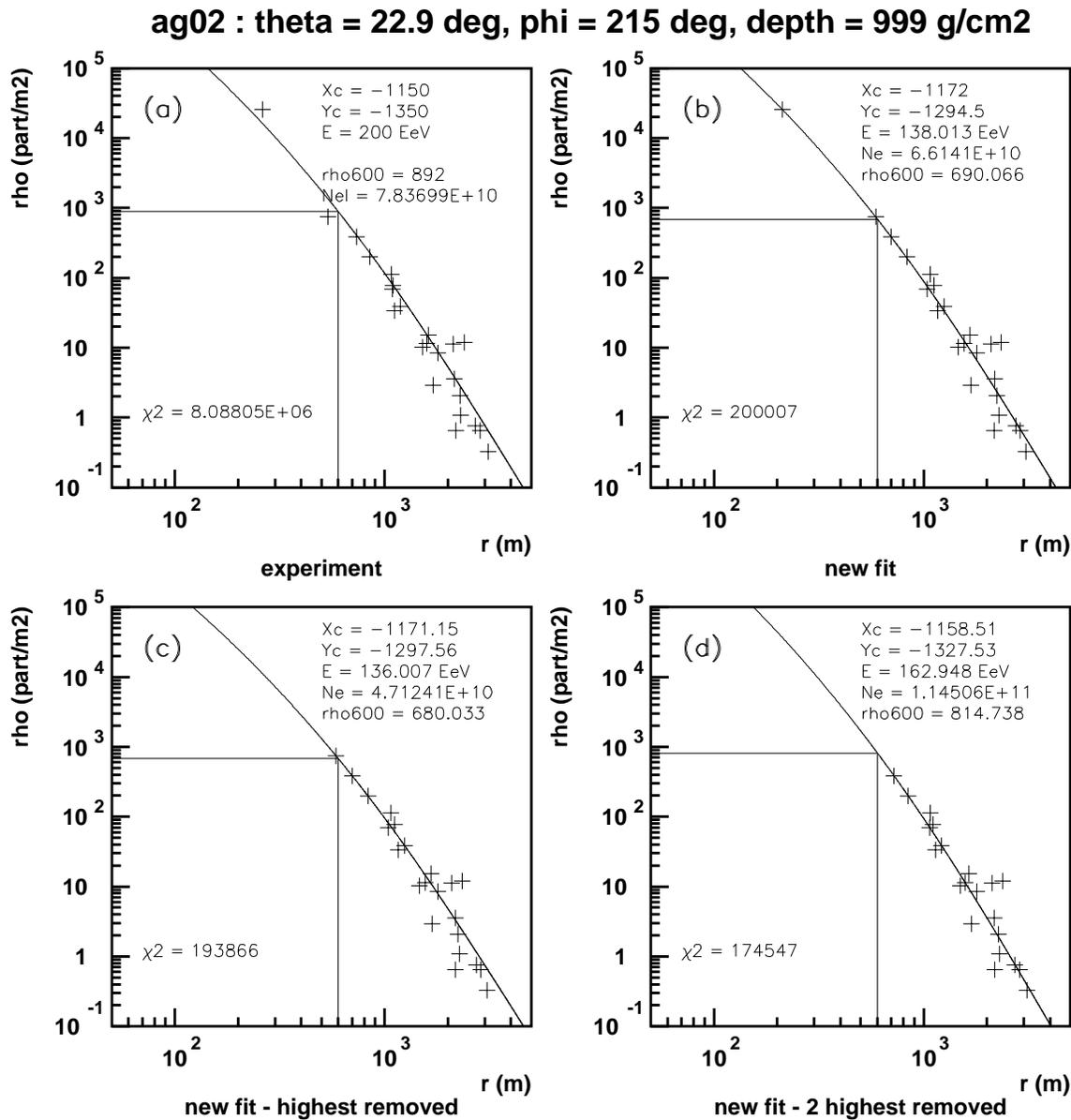


Fig. 5.22: Événement de plus haute énergie d'AGASA [50].

vr19 : theta = 11.7 deg, phi = 95.9 deg, depth = 851.7 g/cm2

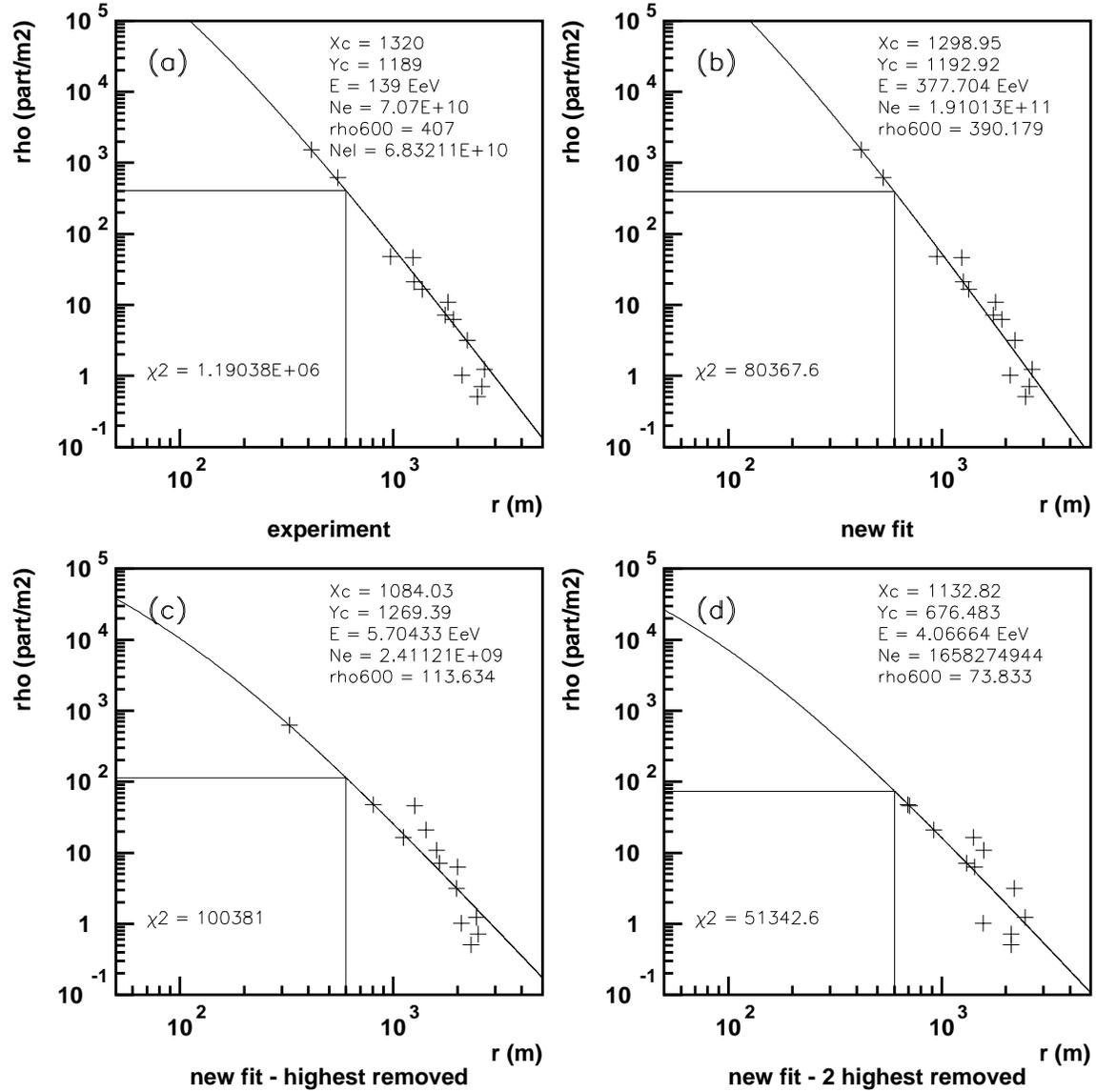


Fig. 5.23: Événement de plus haute énergie de Volcano Ranch [39].

densités à distance de l'axe ;

- le second est dû à l'estimation même de cette taille. Les densités n'étant connues qu'à grande distance, le bras de levier sur l'allure des densités latérales de particules près de l'axe est énorme.

Yakutsk

Pour certaines gerbes, les données des détecteurs de muons sont également disponibles mais n'ont pas été exploitées ici, L'estimation à partir de ρ_{600} (Fig. 5.24)

Haverah Park

La particularité de cette expérience est, comme les détecteurs de surface de l'Observatoire Pierre Auger, l'utilisation de cuves d'eau à effet Čerenkov, qui ne sont pas directement sensibles à la densité de particules, mais à la densité d'énergie des particules EM et au nombre de muons.

Cependant, les estimations d'énergie suivent le même processus (a) détermination du cœur et (b) ajustement à des distributions latérales de densité. C'est la forme de ces distributions latérales qui est différente.

5.5.3 Reconstitution d'un spectre primaire

L'étape ultime de la reconstruction est l'établissement d'un spectre. En partant d'un flux d'indice γ et d'une dispersion gaussienne de l'observable déterminant l'énergie, le spectre obtenu est similaire.

O(ver) HECR ?

Les prédictions de certains modèles de défauts topologiques laissent entendre la possibilité de détection d'un événement de 10^{24} eV en 20 ans d'Auger (Fig. 2.20). La propriété principale d'une gerbe provoquée par un rayon cosmique d'une telle énergie serait sa grande profondeur. En extrapolant le comportement linéaire de X_{\max} en fonction de $\ln E_0$, elle vaudrait 1000 g/cm^2 pour un proton ou un noyau de fer à ces énergies. Il faut tenir compte de ce qu'une grande proportion des particules EM produites sera sujette à l'effet LPM et on peut donc s'attendre à ce que la gerbe soit bien plus profonde, ce qui favorisera surtout la détection à angle d'incidence élevé. L'effet du champ géomagnétique sur les photons secondaires peut toutefois dégrader rapidement la composante EM. Notons également que les π^0 ont un libre parcours moyen de 100 km vis-à-vis de leur désintégration pour $E_{\pi^0} = 5.4 \times 10^{11} \text{ GeV}$.

L'énergie des gerbes pas trop inclinées devrait donc être sous-estimée. A priori, il ne devrait pas y avoir de saturation du centre trop conséquente, l'extension ayant à peine eu le temps de se produire. En tout état de cause, l'étape préalable sera de clarifier la situation à 10^{19} et 10^{20} eV.

yk02 : theta = 41.7 deg, phi = 280 deg, depth = 1365.5 g/cm2

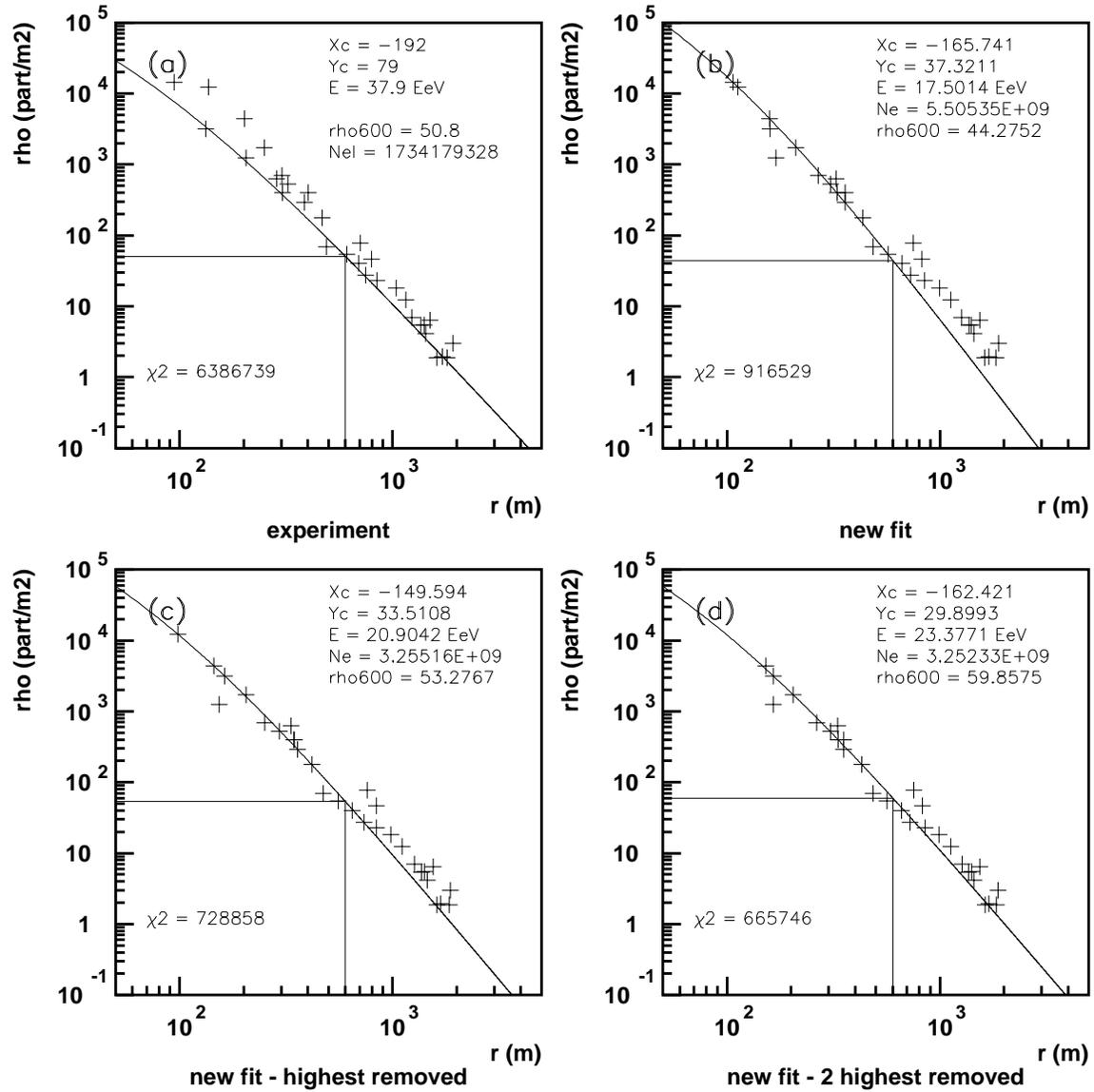


Fig. 5.24: Un événement détecté à Yakutsk [38].

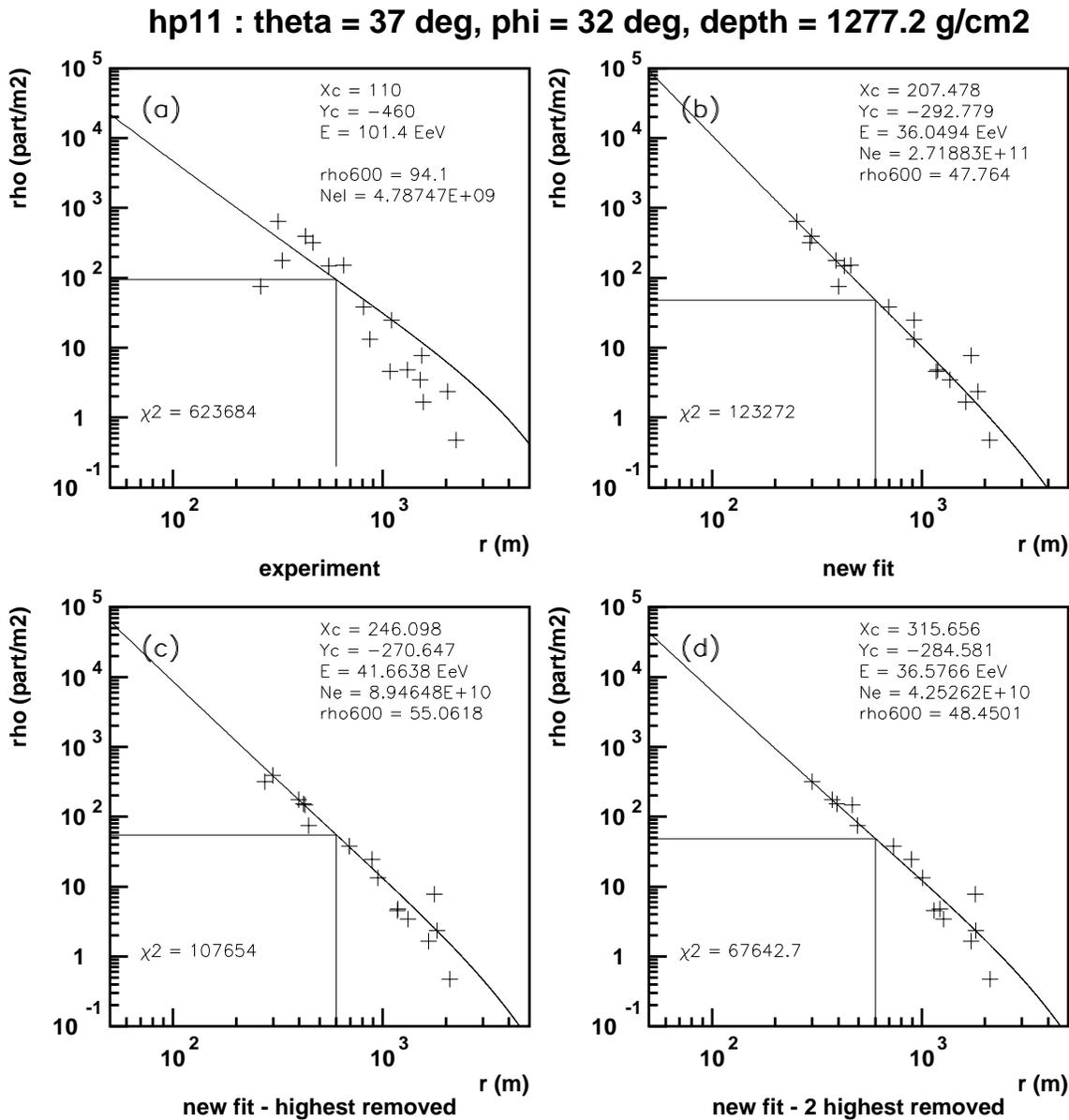


Fig. 5.25: Un événement détecté à Haverah Park [36].

5.6 Bruit de fond

Nous voudrions dans ce paragraphe tenter d'identifier les différentes composantes qui vont contribuer au signal dans les détecteurs, notamment afin de pouvoir mieux définir les différents triggers, en particulier celui de deuxième niveau. Les muons sont assez rapides à calculer, cependant il reste la composante EM dont l'effet sur les cuves est plus incertain.

Muons, basses énergies

Retrouvons, par convolution entre des simulations complètes à basse énergie et le flux primaire estimé, la valeur du flux secondaire de 100 particules/m².s.sr. La contribution majoritaire est provoquée par les primaires de basse énergie (Fig. 5.26).

La contribution des angles supérieurs à 60 degrés n'a pas été calculée, cependant nous pourrions estimer sa contribution par une augmentation de 10 à 20 %. Toutefois, on sort de l'angle d'ouverture du réseau : les efficacités de conversion dans les cuves sont différentes pour ces angles d'incidence.

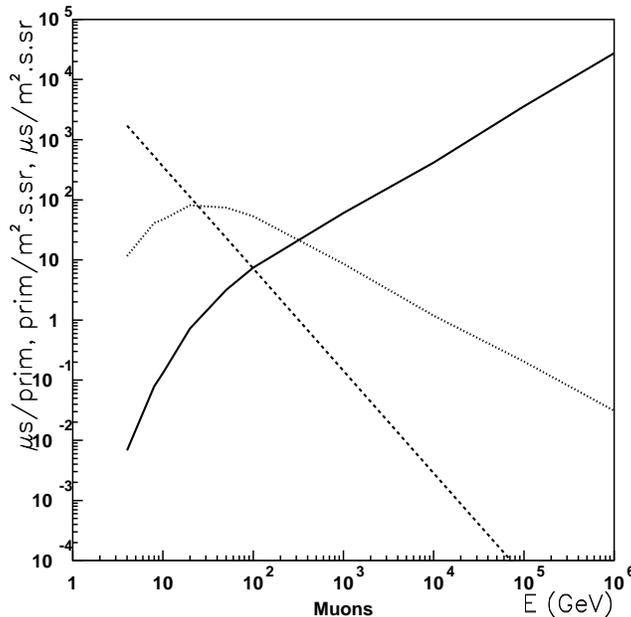


Fig. 5.26: Nombre de muons (d'énergie supérieure à 300 MeV) générés par primaire d'énergie donnée (trait continu), flux primaire (pointillé) et convolution (pointillé serré). On retrouve la contribution majoritaire des primaires de 15 GeV.

Coïncidences fortuites

- entre stations ces coïncidences constituent le bruit de fond T3. Soit F la fréquence du bruit de fond sur une station et w la fraction de temps prise en coïncidence. Les coïncidences à n stations sont au nombre de $F(Fw)^{n-1}$.
- sur une station, elles permettent de retrouver les fréquences correspondant à certains seuils de trigger (2 muons ou plus arrivant simultanément sur une cuve donnée). Subdivisons une cuve en k compartiments, on remplace donc F par F/k . Pour 2 muons, $n = 2$

et il faut multiplier par le nombre de paires parmi k compartiments, à savoir $k(k-1)/2$.

Nous obtenons alors $c_2 = \left(\frac{F}{k}\right)^2 \frac{k(k-1)}{2} w \simeq \frac{F^2 w}{2}$ et

$$c_n \simeq \frac{F^n w^{n-1}}{n!}$$

en faisant tendre k vers l'infini. Comme $F = 3000 \text{ s}^{-1}$ et $w = 2 \times 10^{-5}$, $c_2 = 90 \text{ s}^{-1}$, $c_3 = 1.8 \text{ s}^{-1}$ et $c_4 = 0.027 \text{ s}^{-1}$. Pour chercher des paquets de muons plus concentrés, il faut réduire w (pour comparer aux muons émis simultanément par les gerbes de plus haute énergie).

Groupes de muons

Nous avons calculé, pour chaque énergie primaire, la proportion de muons qui parviennent par paquets de n sur une surface de 10 m^2 , afin d'évaluer leur proportion par rapport au taux de coïncidences fortuites. Pour ceci, il est indispensable de tenir compte de la distribution latérale de ces muons, car la section efficace croît avec le rayon de la couronne considérée.

A partir d'un certain nombre de muons par paquet et d'une énergie correspondante, le taux de tels paquets issus d'une gerbe donnée est supérieur aux corrélations fortuites (Tab. 5.4).

muons n	fortuites dans Δt			gerbes E (GeV)				
	50 ns	200 ns	20 μs	10^3	10^4	10^5	10^6	10^7
2	7.1×10^6	2.8×10^7	2.8×10^9	3600	1900	3200	720	72
3	355	5.7×10^3	5.7×10^7			270	160	25
4	0.013	8.5	8.5×10^6			64	60	13
5		10^{-4}	10^5			22	24	7
6			100			8	10	4.5
7			0.9			0.1	7	3
8							3.7	2
9							2	1.5
10							1.5	1.2
20								0.2
100								0.001

Tab. 5.4: Taux de paquets de n muons attendus par an sur une surface de 10 m^2 . Les colonnes de gauche représentent les coïncidences fortuites à l'intérieur d'un intervalle de temps donné, et celles de droite les flux obtenus des simulations complètes des gerbes.

Composante EM

L'étape ultérieure, plus utile, aurait été le calcul de l'énergie des particules EM de ces gerbes de basse énergie parvenant aux cuves, que ce soit fortuitement ou provoquée par des grandes gerbes.

6. L'ACQUISITION DANS LA STATION LOCALE

Nous décrivons ici l'acquisition des données dans la station locale (SL) et son interaction avec les logiciels tournant dans la station centrale (SC), par échange de messages.

Les tâches de l'acquisition dans chaque SL tournent dans un *contrôleur* dont l'unité centrale est un IBM PowerPC 403 GCX (66 MHz) et le système d'exploitation utilisé OS-9000 (multi-tâches, temps réel). Dans la SC, les divers processeurs utilisent le système Unix.

Nous présenterons tout d'abord brièvement les différentes cartes électroniques qui vont dialoguer entre elles durant la prise des données, nous détaillerons ensuite la philosophie de l'acquisition des données dans le contrôleur, et enfin nous décrirons les messages échangés entre la SC et les SL, ainsi que le format des données envoyées à la SC.

6.1 L'électronique des stations locales

Les différentes parties de l'électronique des SL sont étudiées et construites dans différents laboratoires. De façon à pouvoir tester plus aisément ses diverses composantes, chaque fonctionnalité a été réalisée sur une carte séparée qui peut être connectée avec les autres. Il y a 6 différentes cartes (Fig. 6.1) :

- une carte mère dont le rôle principal est de distribuer les tensions et les bus locaux à toutes les cartes filles. Le récepteur GPS est fixé sur cette carte ;
- le contrôleur (CPU). C'est l'intelligence de la SL ;
- une carte électronique de *Front-End* (FE). Elle reçoit les signaux des photomultiplicateurs (PM), réalise les triggers de niveau 1 et renferme les buffers de données brutes [205] ;
- une carte de datation (Time Tagging, notée TG), reliée au GPS ;
- une carte "Slow Control" (SC) qui pilote et contrôle le bon fonctionnement de l'appareillage (tensions, batteries, températures, etc...);
- une carte Ethernet, nécessaire pour tester les prototypes, et qui pourra être utile en cas d'incidents sur le site.

Cette segmentation est nécessaire dans la période de test et cette électronique équipera les 40 premières SL qui seront installées en 1999-2000. Par la suite, cette électronique sera regroupée sur une seule carte (à l'exception de la partie Ethernet) pour des raisons de fiabilité.

Le PCC du Collège de France est chargé de la conception et de la réalisation des cartes CPU, SC et Ethernet, et participe également à la carte TG.

La Fig. 6.2 montre l'implantation, sur la carte mère, des 3 connecteurs distribuant les alimentations et les signaux aux cartes filles. Nous remarquons sur cette figure qu'il y a 2 différents types de cartes (droite et gauche), selon la position des connecteurs. Chaque carte doit donc être connectée sur une tour particulière. La Fig. 6.1 montre que les cartes CPU, TG et Ethernet

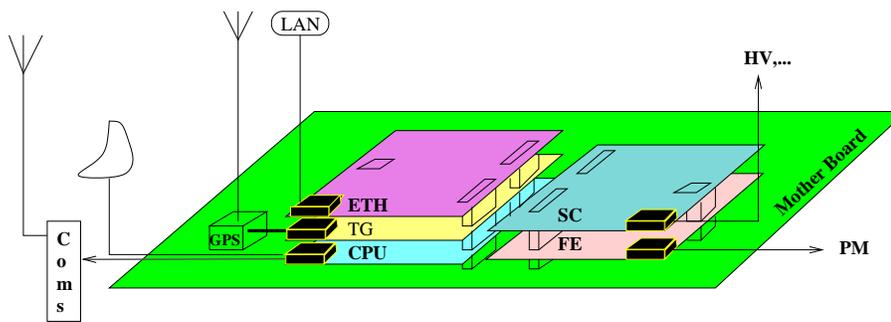


Fig. 6.1: Implantation des cartes filles sur la carte mère.

forment la tour gauche, tandis que les cartes électronique de *Front-End* (FE) et la carte SC forment celle de droite.

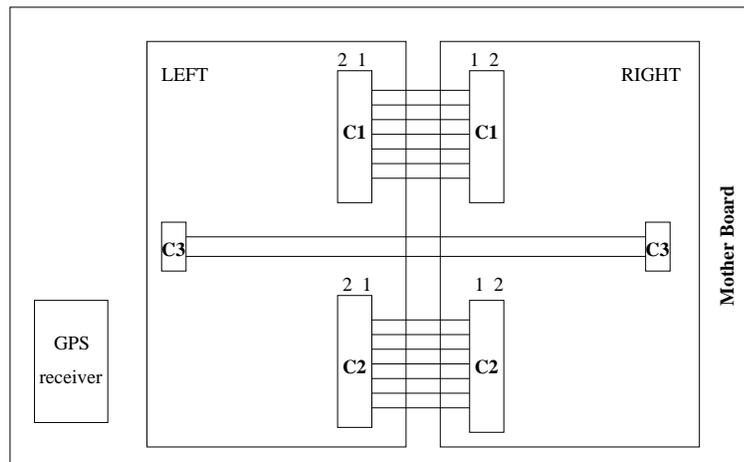


Fig. 6.2: Implantation des bus.

6.2 La carte de Front-End

6.2.1 Buffers

Nous avons vu que l'ASIC de Front-End était composé de 6 FADC à 40 MHz, des buffers de Front-End (FEB), et envoyait les signaux de trigger au contrôleur. Nous reviendrons ultérieurement (§6.3.2) sur les différents modes de fonctionnement en fonction des types de trigger.

Retenons que l'ASIC de Front-End, lorsqu'il déclenche, assigne ses propres *TimeStamps* (qui sont une valeur de compteur échantillonnée sur 24 bits (requis pour parcourir 0.1 s) pour les SLOW et 16 bits (suffisants pour 20 μ s) pour les FAST) pour les placer dans le buffer adéquat. Ces *TimeStamps* ne sont donc pas les dates GPS, qui seront, elles, rappelées dans les buffers d'événements envoyés à la SC.

La taille des buffers au niveau de l'ASIC de FE est présentée dans le Tab. 6.1. La composition des buffers SLOW est indiquée dans le Tab. 6.2, celle des buffers FAST dans le Tab. 6.3, et celle des scalers dans le Tab. 6.4.

Buffer	SLOW	FAST (0 et 1)
Taille	2 × 160 ko (16 k × 10 o)	2 × 8 ko (1 k × 8 o)

Tab. 6.1: Taille des buffers dans l'ASIC FE.

Adresse	Bits (10 octets)					
	72-79	48-71	40-47	32-39	24-31	0-23
xxx	Type du Trigger	TimeStamp (24 bits)	(PMT à bas gain) /8	PMT à bas gain	(somme des PMT) /8	PMT 3-2-1

Tab. 6.2: Format d'une unité du *buffer* SLOW du Front-End.

6.2.2 Spécifications du contrôleur au Front-End

Les commandes à l'ASIC de Front-End se font par l'intermédiaire de registres [205] et sont présentées au §B.3. Elles permettent en outre au contrôleur de décider des seuils et fenêtres de déclenchement, de leur activation ou non, des seuils des échelles de comptage, etc... à appliquer aux signaux sortants des FADC.

6.3 La session de prise de données

Dans cette section, nous décrivons brièvement ce que pourrait être une session standard de prise de données. La Fig. 6.3 montre toutes les tâches tournant dans le contrôleur de SL, leur interaction et comment circule le flot des données. Le mécanisme de téléchargement des logiciels ainsi que la lecture et l'écriture des Flash-Eproms n'est pas totalement défini et ne sera donc pas décrit ici.

6.3.1 Lancement d'une session

Lorsqu'une SL est mise sous tension, ou lors de la réception de la commande M_REBOOT (voir §6.4), la tâche *Control* est lancée.

Durant son initialisation, *Control* lance toutes les autres tâches, crée les buffers et les mécanismes permettant aux différents processus de communiquer entre eux en utilisant des *events OS9*, des signaux, des sémaphores et des modules de données (mémoires partagées entre certaines tâches). Le logiciel complet est schématiquement présenté sur la Fig. 6.3.

Le processus *Control* vérifie que toutes les tâches ont terminé leur initialisation, crée le module de données *Config* à partir des informations contenues dans la FLASH Eprom, puis initialise l'électronique de Front-End, le GPS et les interfaces de télécommunication. Quand il est prêt, *Control* envoie le message M_READY à la SC.

Adresse	Bits (8 octets)				
	48-63	40-47	32-39	24-31	0-23
xxx	TimeStamp (16 bits)	(PMT à bas gain) /8	PMT à bas gain	(somme des PMT) /8	PMT 3-2-1

Tab. 6.3: Format d'une unité du *buffer* FAST du Front-End.

Registre	Adresse	Octet 3	Octet 2	Octet 1	Octet 0
Scaler A	base + 0	0	high order	mid order	low order
Scaler B	base + 4	0	high order	mid order	low order
Scaler C	base + 12	0	high order	mid order	low order

Tab. 6.4: Scalers du Front-End.

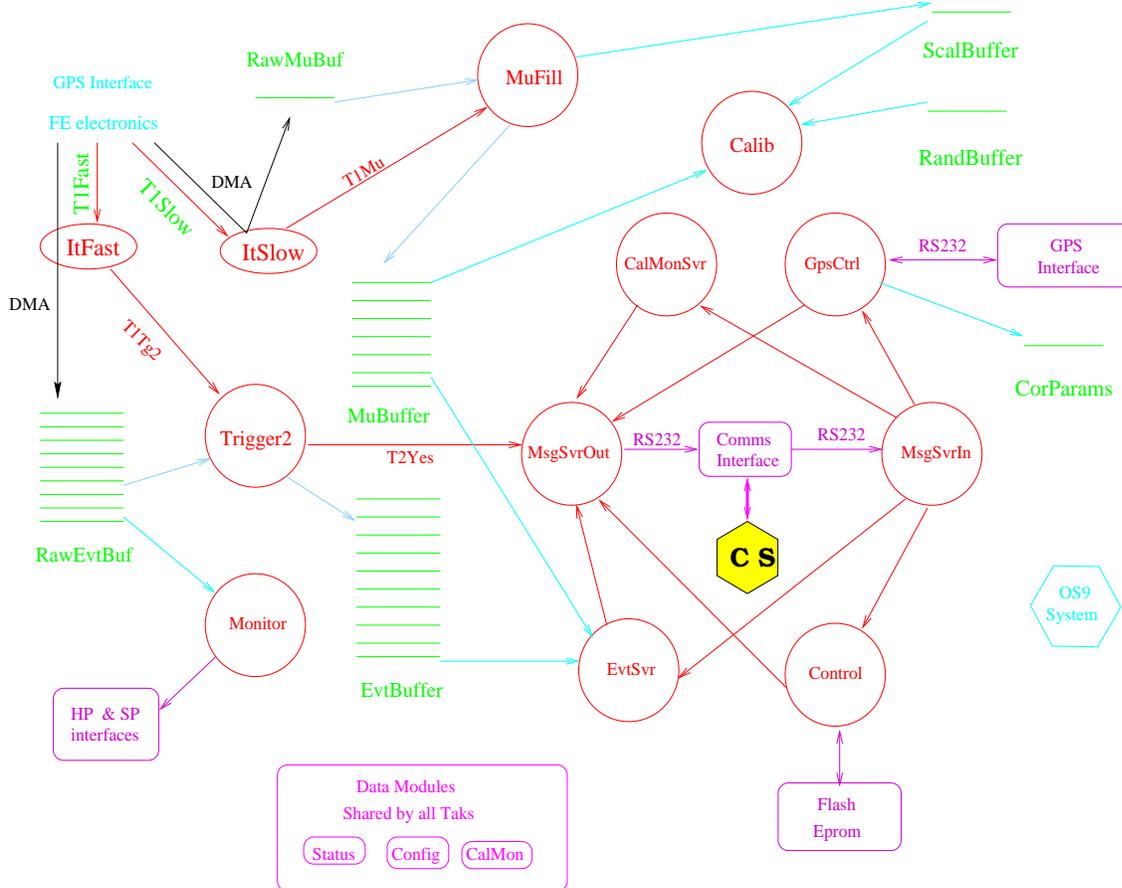


Fig. 6.3: Logiciel d'Acquisition dans les SL : Buffers & Data Modules.

Celle-ci attend ce message de toutes les SL (environ 10 secondes). Si au bout de ce temps certaines stations ne se sont pas manifestées, une nouvelle commande M_REBOOT est lancée vers elles (c'est le rôle du système expert tournant dans la SC de décider du nombre minimum de SL devant participer à une prise de données).

Si nécessaire, un fichier de configuration, décrivant les différents paramètres de l'acquisition, de la calibration et de la surveillance, est téléchargé, depuis la SC, dans toutes les SL (voir §B.1.2) en utilisant des commandes telles que M_CONFIG_SET et M_MONIT_SET. Ces paramètres sont alors écrits, par la tâche Control dans le module de données Config.

Le système est maintenant prêt et la SC peut lancer une session d'acquisition en envoyant la commande M_RUN_START_REQ.

La commande `M_RUN_START_REQ` réveille le processus *Control* qui initialise certains des registres contenus dans l'électronique de Front-End, selon les paramètres du module de données *config*. Puis cette tâche s'endort en attendant un nouveau message en provenance de la SC (Fig. 6.3) :

- Trigger 1 : Le signal d'interruption FAST (SLOW) en provenance de l'électronique de Front-End réveille la fonction *ItFast* (*ItSlow*). Cette fonction lit le registre d'état contenu dans la carte Front-End [205] ainsi que la date, seconde et nano seconde (notée TS), dans l'interface du GPS. Si cette interruption est du type :

- déclenchement FAST (génééré par une gerbe), la fonction d'interruption *ItFast* démarre un transfert de données par DMA en mode *fly by burst*, avec une haute priorité sur le bus (car nous voulons minimiser le temps mort), sur le "Fast Buffer" correspondant dans l'interface de Front-End (voir §B.2). Les données sont placées dans un *RawEvtBuf* (ou dans un *RandBuffer* s'il s'agit d'un déclenchement de type "Random") et les 2 dates (TS) de l'interface GPS sont lues. La première est rangée dans le buffer d'événement, alors que la seconde sert au calcul du temps mort dû au déclenchement T1 (voir §B.2).

Puis *ItFast* lève l'OS9-Event T1Tg2 (qui servira à activer la tâche *Trigger2*), avant de se terminer. La Fig. 6.4 montre l'opération du trigger Fast.

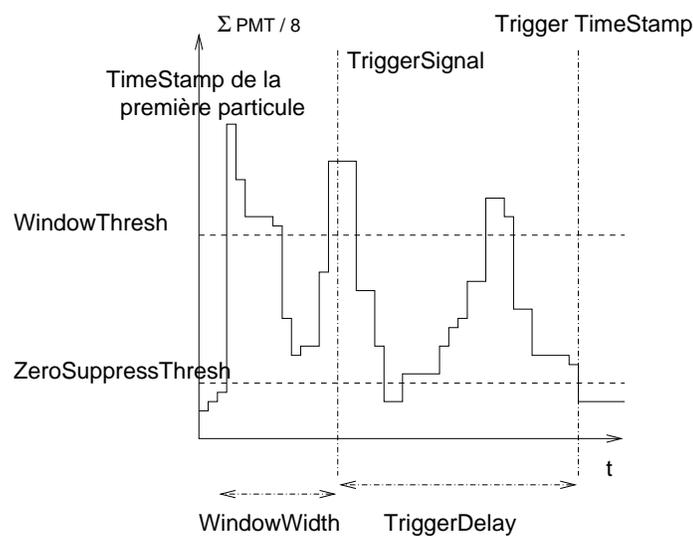


Fig. 6.4: Trigger Fast de l'ASIC de FE.

- déclenchement SLOW (enregistrement de muons). Dans ce cas, nous ne devrions pas avoir de problème de temps mort. La fonction d'interruption *ItSlow* écrit dans le buffer *RawMuBuf* un TS ainsi que le "Slow Buffer" de l'électronique de Front-End, en utilisant un transfert par DMA interruptible (avec une faible priorité sur le bus). Ce DMA peut donc être interrompu par un nouveau déclenchement FAST, permettant ainsi le transfert des buffers de type FAST avec une haute priorité. Comme ces deux fonctions d'interruption tournent dans un état système, elles doivent être aussi rapides que possible. Pour cette raison, la fonction *ItSlow* lève l'OS9-Event *TIMu*

(qui servira à réveiller la tâche *MuFill*), déclenche la lecture par DMA et se termine sans attendre la fin de cette lecture.

C'est le rôle de la tâche *MuFill* que de vérifier que le DMA s'est bien terminé avant de sauver l'événement 'Slow' du *RawMuBuf* dans le *MuBuffer* ainsi que les 3 échelles de comptage à bas seuil de l'électronique de Front-End dans le *ScalBuffer*. La Fig. 6.5 montre l'opération du trigger Slow.

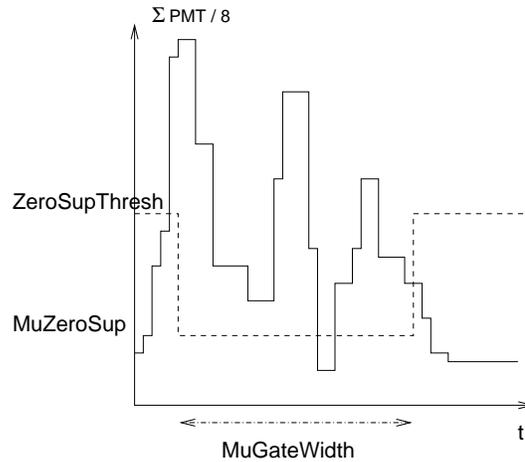


Fig. 6.5: Trigger Slow de l'ASIC de FE.

- Trigger 2 : Lorsqu'elle est activée, la fonction *Trigger2* lit l'événement dans *RawEvtBuf*, vérifie l'algorithme de trigger2 (T2), met les données dans le buffer *EvtBuffer* et, sur une réponse positive de l'algorithme, envoie la date (TS) de ce trigger2 dans la boîte aux lettres de sortie. Chaque seconde, le contenu de cette boîte aux lettres est envoyé, via le message serveur de sortie *MsgSvrOut*, à la SC (message M_T2_YES).

- Trigger 3 : Ces triggers de niveau 2 sont reçus par la SC où la décision trigger de niveau 3 est réalisée. Sur une réponse positive de cet algorithme, la SC envoie, à toutes les SL concernées, le message M_T3_YES.

Ce message est reçu par la tâche *EvtSvr* qui regarde dans le buffer *EvtBuffer* s'il existe un événement comportant la date requise. Si un tel événement existe, *EvtSvr* l'envoie dans un message de type M_T3_EVT. Puis cette tâche recherche un autre événement ayant les mêmes caractéristiques de datation. Sur une réponse positive, cet événement est également envoyé dans un message de type M_T3_NEXT (voir §6.4).

Si aucun événement n'a été trouvé dans le buffer *EvtBuffer*, *EvtSvr* regarde dans le buffer des muons, *MuBuffer*, pour des données correspondant à la gamme de temps requise. S'il existe de telles données, *EvtSvr* les envoie dans un message de type M_T3_MUONS.

A la fin de tous ces messages, *EvtSvr* inclut les données de calibration ainsi que les corrections de temps qui doivent être appliquées sur les données du GPS de la précédente seconde.

Si aucune donnée n'a été trouvée dans l'un des 2 buffers, le code d'erreur (*Error-Code*) M_T3_LOST (ou M_T3_NOT_FOUND ou M_T3_TOO_YOUNG), est positionné (cf §6.4).

- Monitoring : A intervalles plus ou moins réguliers, la SC peut demander les données de calibration et de monitoring (en envoyant aux SL concernées la commande M_CALIB_REQ ou M_MONIT_REQ). Comme tous les messages, cette commande est

reçue par la tâche *MsgSvrIn* puis redirigée vers la tâche *CalMonSvr* qui envoie à la SC les données requises parmi celles conservées dans le Data Module *CalMon*. Il est également possible à la tâche *CalMonSvr*, selon les valeurs des paramètres du fichier de configuration, de prendre elle-même la décision d'avertir la SC d'un dysfonctionnement d'un des éléments de l'appareillage.

- **Run control** : Pour arrêter une prise de données, la SC émet d'abord, en direction de toutes les SL, le message *M_RUN_PAUSE_REQ*. Cette commande est reçue par la tâche *Control* qui arrête les triggers de niveau 1, attend que toutes les autres tâches aient terminé le travail en cours, puis envoie à la SC le message d'acquiescement *M_RUN_PAUSE_ACK*. Sur réception de ce message, la SC émet la commande *M_RUN_STOP_REQ* qui termine le run en cours. Tous ces messages en provenance de la SC se font par émission générale à toutes les SL. La SC se trouve alors en position de lancer un nouveau run après avoir, éventuellement, changé les conditions de prise de données.
- **Calibration** : La tâche *Calib* doit fournir, à partir des données 'muons' (conservées dans le *MuBuffer*), les paramètres qui permettront de calibrer les événements. Ces paramètres sont envoyés à la SC à la fin de chaque événement requis par elle. Quelques histogrammes de surveillance sont également réalisés par cette tâche et conservés dans le Data Module *CalMon*. Ils sont envoyés à intervalles réguliers, ou sur une requête du type *M_CALIB_REQ*, à la SC (voir la description de ce type dans le §6.4). Cette tâche doit aussi travailler sur le *ScalBuffer* pour la surveillance des sursauts gamma (Gamma Ray Bursts). A intervalles réguliers, dépendants des instructions de prise de données contenues dans le 'data module' *Config*, *Calib* peut mettre en service le trigger aléatoire (Random Trigger).
- **Surveillance** : Le rôle de la tâche *Monitor* est de surveiller en permanence l'état des batteries, les températures, etc... et de conserver ces données dans des histogrammes qui seront envoyés à intervalles réguliers, ou sur une requête du type *M_MONIT_REQ* à la SC par la tâche *CalMonSvr* (voir Fig. 6.3). Comme le flot des données pouvant circuler des SL à la SC est limité, le volume des données de surveillance doit être maintenu assez faible.
- **Contrôle du GPS** : La tâche *GpsCtrl* (voir Fig. 6.3) positionne les paramètres définissant le fonctionnement du récepteur GPS et, chaque seconde, remplit la table (*CorParams*) avec les corrections reçues par ce récepteur pour la seconde précédente, ainsi que le nombre de coups d'horloge donnés, pendant la même seconde par le quartz 100 MHz de la carte de datation (Time Tagging). Cette table sera utilisée par la tâche *EvtSvr* pour corriger les dates données par le TG avant d'envoyer l'événement à la SC.

6.4 Format des messages

Les messages échangés entre la SC et les SL sont empaquetés selon le format décrit dans la Fig. 6.6. C'est le rôle de la tâche *MsgSvrOut* (*MsgSvrIn*) d'empaqueter (dépaqueter) ces messages. Ceux-ci sont envoyés (ou reçus) par l'interface de télécommunication et déversés dans le buffer de communication dont la taille est limitée à 1000-1300 bits.

Les deux premiers octets de chaque champ de données constituent l'en-tête du message. La suite du message contient les données brutes.

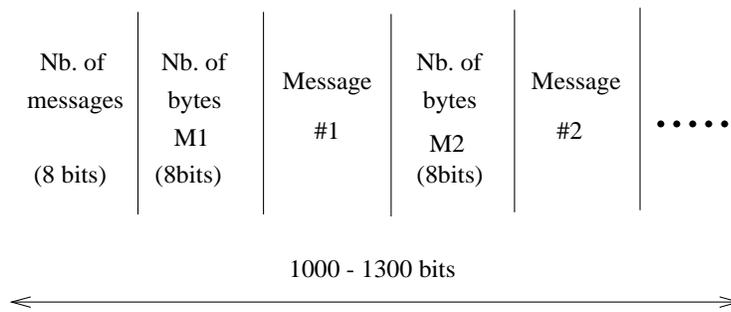


Fig. 6.6: Buffer de communication.

6.4.1 L'entête du message

L'entête du message est formé de deux octets contenant 3 informations : la *Completion* (2 bits), un *Numéro* de message (6 bits) et le *Type* du message (8 bits) (Fig. 6.7).

Comme la taille du buffer de communication est limitée, il arrive souvent qu'un message soit trop grand pour être envoyé dans une seule bouffée. Il doit alors être découpé en plusieurs morceaux.

Le récepteur doit savoir s'il vient de recevoir la première ou la dernière partie du message, ou une bouffée intermédiaire (ou encore si tout le message était contenu dans une seule bouffée). Ce sont les 2 bits de **Completion** qui vont véhiculer cette information. La partie **Completion** de l'entête du message peut prendre les 4 valeurs suivantes : COMPLETION_FIRST, COMPLETION_NEXT, COMPLETION_LAST et COMPLETION_ALL. Le champ "numéro de message" sert à remettre en ordre le message entier.

Completion (2 bits)	# Message (6 bits)	Message Type (8 bits)
------------------------	-----------------------	--------------------------

Fig. 6.7: Format de l'en-tête des messages.

Les messages envoyés par la SC sont captés par le système de télécommunication. Celui-ci détecte si ce message, qui est diffusé d'une façon globale, lui est destiné. Dans l'affirmative, son contenu est versé dans le buffer de communication qui est envoyé à la tâche *MsgSvrIn*. Cette tâche est réveillée par l'arrivée de ces données qu'elle découpe en divers messages. Pour chacun d'eux, *MsgSvrIn* détermine à quelle tâche il doit être envoyé. Pour connaître cette destination, le serveur de messages regarde la partie **Type** de l'entête. La tâche réceptrice doit alors consulter les 2 bits de **Completion** pour savoir si le message est complet ou non.

D'une façon tout à fait similaire, un buffer de communication est préparé par la tâche *MsgSvrOut*. Il est envoyé à la SC où il est reçu par une station de travail qui le découpe en messages et adresse chacun d'eux à la station de travail concernée (les processus de la SC sont répartis sur des stations de travail dédiées). Ainsi (voir Fig. 6.8), les messages contenant les triggers 2 sont interprétés par *MsgSvrIn(CS)* comme devant parvenir à la tâche *Trigger3(CS)*, qui décide ou non de ce trigger. Dans le cas positif, *MsgSvrOut(CS)* informe les SL d'envoyer leurs données, qui seront traitées par *EvtBuilder(CS)*.

Les logiciels tournant dans la SC ainsi que dans les SL devant connaître la signification des bits de **Completion** et du **Type**, une “include file” doit être partagée par eux (voir §B.1.1).

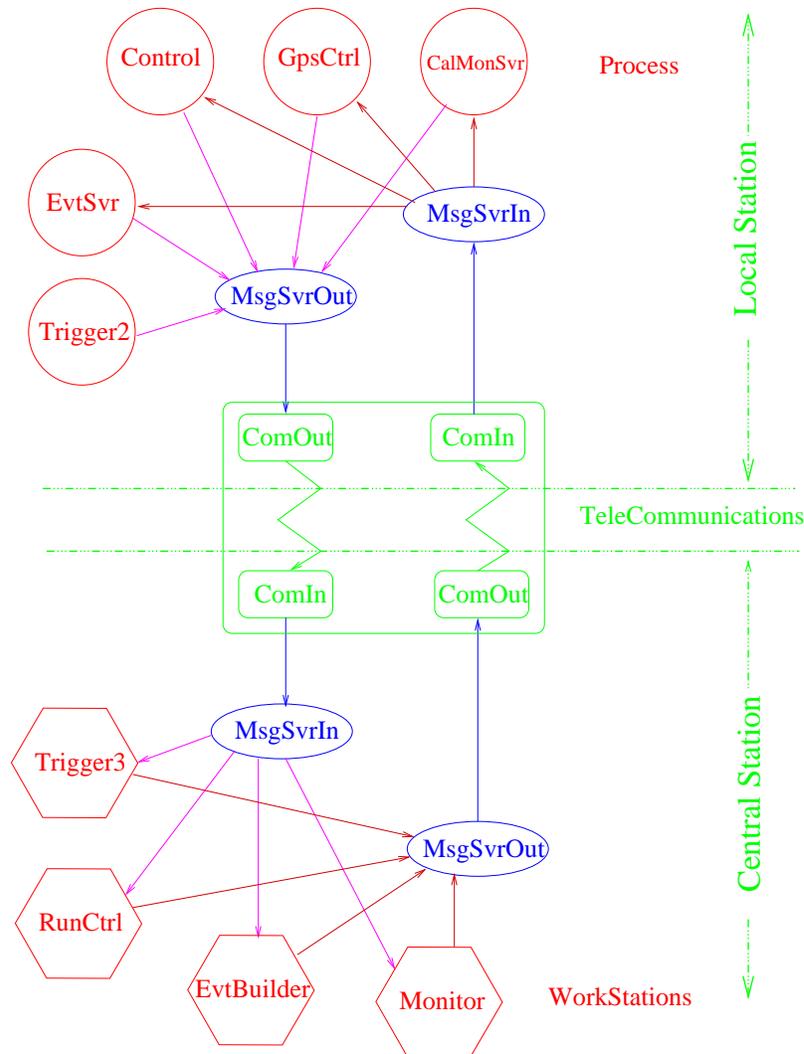


Fig. 6.8: Communications entre la SC et les SL.

6.4.2 Les messages du contrôleur à la station centrale

La partie *Type* de l’entête, dans les messages dirigés du contrôleur vers la SC sont :

- M_READY (tâche Control)
La SL a subi un “Reboot” et le logiciel d’acquisition est maintenant prêt à recevoir des commandes de la SC.
Données : aucune
- M_STATUS_ACK (tâche Control)
Données : run_status (voir §B.1.1)
- M_RUN_START_ACK (tâche Control)
Données : aucune

- M_RUN_PAUSE_ACK (tâche Control)
Données : aucune
- M_RUN_CONTINUE_ACK (tâche Control)
Données : aucune
- M_RUN_STOP_ACK (tâche Control)
Données : aucune
- M_T2_YES (tâche Trigger2)
Chaque seconde, toutes les dates des événements dont l'algorithme de trigger de deuxième niveau a été positif sont envoyées.
Données : Seconde (32 bits) puis, pour chaque T2, une évaluation de $\log_2(\text{charge})$ (4 bits) et le temps d'arrivée de la première particule (20 bits).
- M_T3_EVT (tâche EvtSvr) ou M_T3_NEXT ou M_T3_MUONS
Envoi d'un événement à la SC suivant une requête de celle-ci.
Données :
 - 2 premiers mots : Date (second, nano) requise.
 - 3^{ème} mot : NO_ERROR : OK
sinon, le Code d'Erreur (cet événement n'a été trouvé ni dans le Buffer d'Événements, ni dans celui des Muons).
 - Puis, s'il n'y a pas d'erreur, toutes les données de l'événement correspondant. Sinon, aucune donnée n'est envoyée (voir §6.5).

Code d'Erreur :

- M_T3_LOST : Il n'y avait pas de trigger de niveau 1 pour cet événement.
 - M_T3_NOT_FOUND : l'événement n'est plus dans les Buffers (plus de 10 secondes se sont écoulées entre le trigger de niveau 1 et la réception du message M_T3_YES).
 - M_T3_TOO_YOUNG : Cette erreur ne devrait jamais se produire puisque la SC a demandé des données pour une date encore dans le futur.
- M_CONFIG_SET_ACK (tâche Control)
Message de confirmation que le fichier de configuration a bien été modifié.
Donnée : Code d'Erreur (à définir)
 - M_MONIT_SET_ACK (tâche Control)
Message de confirmation que les paramètres définissant les tâches de surveillance ont été modifiés.
Donnée : Code d'Erreur (à définir)
 - M_MONIT_REQ_ACK (tâche Calmon)
La SC a demandé les histogrammes de surveillance (via un message M_MONIT_REQ)
Données : Nombre d'octets des données qui suivent, puis le contenu des histogrammes de surveillance.
 - M_MONIT_SEND : La décision d'envoyer les résultats de la surveillance a été prise par la tâche *Calmon*
Données : Nombre d'octets des données qui suivent, puis le contenu des histogrammes de surveillance.

- M_CALIB_REQ_ACK (tâche Calmon)
La SC a demandé les résultats de calibration (via un message M_CALIB_REQ)
Données : Nombre d'octets des données qui suivent, puis le contenu des histogrammes de calibration.
- M_CALIB_SEND : La décision d'envoyer les résultats de calibration a été prise par la tâche *Calmon*
Données : Nombre d'octets des données qui suivent, puis le contenu des histogrammes de calibration.
- M_UNKNOWN (toutes les tâches)
Une commande inconnue a été reçue et ignorée par cette tâche.
Données : Entête du message reçu
- M_BAD_SEQUENCE (toutes les tâches)
Une commande de la SC vient d'être reçue mais ne peut être exécutée, ie M_CONFIG_SET lorsque l'acquisition est lancée.
Données : L'entête du message envoyé.

6.4.3 Les messages de la station centrale au contrôleur

La partie *Type* de l'entête, dans les messages dirigés de la SC vers le contrôleur sont :

- M_REBOOT (envoyé à Control)
Données : aucune.
- M_STATUS_REQ (envoyé à Control)
Pour connaître les conditions courantes de la prise de données.
Données : aucune.
- M_RUN_START_REQ (envoyé à Control)
Données : aucune.
- M_RUN_PAUSE_REQ (envoyé à Control)
Données : aucune.
- M_RUN_CONTINUE_REQ (envoyé à Control)
Données : aucune.
- M_RUN_STOP_REQ (envoyé à Control)
Données : aucune.
- M_T3_YES (envoyé à EvtSvr)
L'algorithme du trigger de niveau 3 a détecté une gerbe potentielle. La SC demande donc l'événement correspondant aux SL concernées.
Données : 3 mots : Date du trigger de niveau 1 (2 mots : second, nano seconde) et intervalle de temps (en dizaines de nano secondes).
- M_CONFIG_SET (envoyé à Control)
Pour changer un ou plusieurs des paramètres de Configuration.
Données : nombre de paramètres à changer puis, pour chacun d'eux, son code et sa valeur.
- M_FLASH_TO_CONFIG (envoyé à Control)
Pour remettre le 'data module' *Config* dans sa version initiale (à partir des valeurs sauvées dans la Flash Eprom.
Données : aucune.

- M_CONFIG_TO_FLASH (envoyé à Control)
Sauve le 'data module' *Config* dans la Flash Eprom.
Données : aucune.
- M_MONIT_SET (envoyé à Control)
Données : non encore définies.
- M_MONIT_REQ (envoyé à CalMon)
Demande des histogramme de surveillance.
Données : aucune.
- M_CALIB_REQ (envoyé à CalMon)
Demande des histogramme de calibration.
Données : aucune.
- M_GPS (envoyé à GpsCtrl)
Pour modifier les paramètres du GPS
Données : non encore définies.

6.5 Format des données de sortie

Le format des événements T3 (Tab. 6.5) et des données muons (Tab. 6.6) envoyés à la SC est présenté.

Bits 31-24	Bits 23-16	Bits 15-08	Bits 07-00
Date GPS : seconde			
Date GPS : nano-seconde			
Horloge FAST trigger			
Trigger Status		Nb d'échantillons suivants (Fast)	
Sum PMT/8	PMT3	PMT2	PMT1
Mid order index	Low order index	Low gain PMT/8	Low gain PMT
Sum PMT/8	PMT3	PMT2	PMT1
Mid order index	Low order index	Low gain PMT/8	Low gain PMT
...
Sum PMT/8	PMT3	PMT2	PMT1
Mid order index	Low order index	Low gain PMT/8	Low gain PMT
Nb de mots suivants (Calibration)			
<i>Format non encore défini</i>			

Tab. 6.5: Format d'un événement T3.

Bits 31-24	Bits 23-16	Bits 15-08	Bits 07-00
Date GPS : seconde (Start trigger)			
Date GPS : nano seconde			
Horloge SLOW trigger			
Nb d'échantillons suivants (Muons)			
0	High order index	Mid order index	Low order index
Sum PMT/8	PMT3	PMT2	PMT1
Sum PMT/8	PMT3	PMT2	PMT1
Sum PMT/8	PMT3	PMT2	PMT1
Sum PMT/8	PMT3	PMT2	PMT1
...
0	High order index	Mid order index	Low order index
Sum PMT/8	PMT3	PMT2	PMT1
Sum PMT/8	PMT3	PMT2	PMT1
Sum PMT/8	PMT3	PMT2	PMT1
Sum PMT/8	PMT3	PMT2	PMT1
Nb de mots suivants (Calibration)			
<i>Format non encore défini</i>			

Tab. 6.6: Format des données muons.

CONCLUSION

La physique se nourrit d'expériences, et l'Observatoire Pierre Auger (PAO) sera, dans le domaine des énergies extrêmes $E_0 \geq 10^{19}$ eV, un outil d'investigation unique. Il serait évidemment prétentieux de s'attendre à une réponse immédiate, claire et définitive au problème de l'origine des rayons cosmiques de haute énergie. Cependant cet Observatoire franchira des étapes importantes, qui permettront au moins de trier parmi les modèles existant, de stimuler la perspicacité et l'imagination des physiciens, et de poser, espérons-le, de nouvelles questions embarrassantes. Dans un cas plus favorable, il est possible que l'expérience Auger ouvre une fenêtre sur une nouvelle physique (cordes cosmiques, particules supersymétriques, ...).

Aux énergies auxquelles le PAO sera sensible, la déflexion induite sur les trajectoires des particules chargées par les champs magnétiques est plus faible et autorisera la détection d'anisotropies voire, mieux, de sources ponctuelles qui éventuellement pourront trouver un candidat dans les catalogues de sources connues (pulsars, noyaux actifs de galaxie) ou inconnues (sursauts gamma). Sinon, la nature des rayons cosmiques primaires donnera des limites sur la distance de ces sources. Enfin, le couplage entre l'identification d'une source et les distributions des directions d'arrivée des rayons cosmiques d'énergie donnée servira à sonder les champs magnétiques traversés par ces particules.

Parallèlement et grâce à ces interprétations brutes, d'autres informations seront apportées par plusieurs années d'opération du PAO :

- grâce aux mesures de composition et d'anisotropie, des limites sur l'existence ou non d'une fraction substantielle de défauts topologiques (leur identification en cosmologie serait une première) devraient apporter des informations précieuses pour la physique des particules et la cosmologie ;
- l'étude des énergies extrêmes, en cas de succès, rendra plus cohérente la physique des rayons cosmiques aux plus basses énergies, où subsistent des ambiguïtés notamment au niveau du genou ;
- la mesure simultanée de profils latéraux et longitudinaux permettra la contrainte et la vérification de la physique des gerbes et des interactions qui s'y produisent.

En tout état de cause, d'importantes et abondantes informations supplémentaires seront collectées, dont l'interprétation sera d'autant meilleure que les données seront fiables, peu biaisées, et que les effets intervenant dans le développement des gerbes auront été correctement traités. C'est ce qui a motivé ce travail de thèse, d'une part dédié à l'amélioration et à l'utilisation de simulations de gerbes atmosphériques, d'autre part consacré à la définition de l'acquisition dans les stations locales des détecteurs de surface, étape incontournable pour l'obtention de données.

La simulation correcte des gerbes de haute énergie est délicate, en raison d'une part de la multiplicité des particules, nécessitant du temps de calcul (devant être organisé judicieusement) et de la place sur disque, d'autre part des énergies d'interaction entre particules, situées bien

au-delà du domaine accessible expérimentalement au CERN ou au Fermilab. Nous avons ainsi entamé une approche destinée à la fois à réduire les problèmes posés par la multiplicité et à rendre flexible l'utilisation de différents modèles ou extrapolations d'interactions hadroniques.

Cependant, la distinction entre ces différents comportements est justifiée s'ils ne sont pas masqués par les erreurs systématiques de reconstruction, voire les fluctuations propres aux gerbes sont suffisamment faibles. C'est dans cet état d'esprit que nous nous sommes intéressés d'une part aux problèmes de reconstruction inhérents à l'échantillonnage, d'autre part à l'influence des fluctuations dans le cadre d'un modèle donné. Nous avons retrouvé le résultat selon lequel la connaissance des densités de particules à distance donnée de l'axe des gerbes permet une estimation stable de l'énergie des particules primaires.

Une étude comparant les dispositions triangulaire et orthogonale des détecteurs sur le réseau est également détaillée dans ce travail. Motivée par quelques discussions internes à la collaboration, elle a abouti à la meilleure adéquation de la configuration triangulaire, notamment pour les gerbes faiblement échantillonnées telles que les verticales provoquées par des primaires d'énergies proches du seuil requis de 10^{19} eV.

Nous avons enfin étudié l'influence de phénomènes encore peu considérés dans l'étude des gerbes atmosphériques, à savoir l'effet Landau-Pomeranchuk-Migdal qui réduit les sections efficaces des interactions électromagnétiques ainsi que l'effet du champ géomagnétique sur la propagation des gerbes. Alors que le premier effet semble mettre en cause la possibilité de discrimination entre photons et hadrons primaires, habituellement réalisée grâce aux proportions de muons et de particules électromagnétiques présentes dans les gerbes, le second a été étudié dans l'espoir d'y trouver des clés pour la distinction entre protons et noyaux primaires.

Le groupe Auger du Laboratoire est engagé dans la définition et la réalisation de l'acquisition des données dans les détecteurs de surface tant du point de vue du matériel que du logiciel. Dans ce cadre, nous avons présenté la structure actuellement définie. Rappelons que la difficulté, sinon la nouveauté de cette expérience est l'autonomie des stations. Ce point impose au logiciel, outre l'acquisition et le filtrage des données, la gestion des récepteurs GPS et des protocoles de télécommunications. Les caractéristiques de l'électronique d'acquisition sont désormais établies et incorporées à ce logiciel, et les détails des échanges avec la station centrale restent soumis à quelques modifications et tests.

Les études de gerbes ne manqueront jamais de perspectives, et l'appréciation des effets observés reste délicate en raison des approximations systématiquement introduites. Il reste à envisager, pour des études plus complètes, la description analytique plus complète des gerbes électromagnétiques, l'étude des corrélations des différentes fluctuations, et enfin l'observabilité dans les détecteurs des phénomènes mentionnés. Hors du cadre d'Auger, des calculs de l'effet radio induit par les dipôles de particules chargées, ou encore des neutrinos atmosphériques, ont été abordés.

La première pierre du PAO a été posée en mars 1999 et un prototype du détecteur de fluorescence associé à un réseau test, de surface comparable à celle d'AGASA, sera opérationnel à la fin de l'an 2000.

ANNEXE

A. GLOSSAIRE

Processus physiques, effets, phénomènes

BLR	Broad Line Region	
CCS (SCS)	Cordes Cosmiques Supraconductrices	
CDM	Cold Dark Matter	
CIB	Cosmic Infrared Background	
CMB(R)	Cosmic Microwave Background (Radiation)	
DPM	Dual Parton Model	
EM	Electromagnétique	
FR I-II	Fanaroff-Riley	Distinction entre les luminosités des radio-galaxies
GRB	Gamma-Ray Burst	
GUT	Grand Unified Theory	
GZK	Greisen, Zatsepin, Kuzmin	
HDM	Hot Dark Matter	
IC	Inverse Compton	
IR	Infra Rouge	
KNO	Koba, Nielsen, Olesen	Scaling des distributions de multiplicité
KNP	Kopeliovich, Nikolaev, Potashnikova	Application du Pomeron QCD
LAP	Paramètre d'âge local	
ldf	fonction de distribution latérale	
lpm	libre parcours moyen	
LPM	Landau, Pomeranchuk, Migdal	A haute énergie ou haute densité, diminution des sections efficaces de production de paires et de Bremsstrahlung.
MHD	Magnéto Hydro Dynamique	
NAG (AGN)	Noyau Actif de Galaxie	
NBD	Negative Binomial Distribution	
NKG	Nishimura, Kamata, Greisen	
NLR	Narrow Line Region	
QCD	Quantum Chromo-Dynamics	
SN	Supernova	
SNR	Supernova Remnant	
TD	Défauts topologiques	
(U)HECR	(Ultra) High Energy Cosmic Rays	
UV	Ultra Violet	

Quantités

E_c	énergie critique pour les pertes des électrons dans les gerbes
E_0	énergie primaire
G	constante gravitationnelle de Newton
M_\odot	masse solaire
N_{\max}	taille électronique d'une gerbe à son maximum
$T_{c,G}$	températures critique et de Ginzburg
$U_{1,2}$	vitesse du milieu en amont et en aval, dans le référentiel lié à l'onde de choc
$V_{S,P}$	vitesse de l'onde de choc et du piston
X_{\max}	profondeur du maximum d'une gerbe
r_L	rayon de Larmor
v_A	vitesse d'Alfvén
v	vitesse des particules
r_G	rayon de Schwarzschild
d	distance à une source
r	rapport de compression d'un choc
$t_{\text{acc,esc,cycle}}$	temps d'accélération, d'échappement, et de cycle dans un choc
Λ	échelle de brisure de symétrie
$\Omega_{0,m,\Lambda}$	proportions de densité d'énergie totale, dues à la matière et à la constante cosmologique
σ_T	section efficace de Thomson
λ	libre parcours moyen, absorption atmosphérique
$\kappa_{1,2,\perp,\parallel}$	coefficients de diffusion spatiale
$\omega_{c,s}$	fréquences cyclotron et synchrotron
β	V_P/c
φ	champ scalaire brisant une symétrie
ϵ	probabilité d'échappement
μ	masse linéique
$\nu_{1,2,s}$	taux d'accélération
γ, x, q	indices spectraux
η	λ/r_L
ϵ_0	énergie critique pour les pertes des photons dans les gerbes
ξ	efficacité de l'accélération par chocs
θ_B	angle d'attaque

Expériences

AGASA	Akeno Giant Air Shower Array
ASCA	Advanced Satellite for Cosmology and Astrophysics
BATSE	Burst And Transient Source Experiment
CASA-MIA	Chicago Air Shower Array - Michigan Air shower array
CAT	Cherenkov Atmospheric Telescope
CGRO	Compton Gamma Ray Observatory
COBE	COsmic Background Explorer
ECHOS	Emulsion CHamber On Supersonic Concorde
EGRET	Energetic Gamma Ray Experiment Telescope
KGF	Kolar Gold Fields
HST	Hubble Space Telescope
JACEE	Japanese American Collaborative Emulsion Experiment
PAO	Pierre Auger Observatory
UAN	Underground Area : expériences réalisées au CERN

Nomenclature

3C	Troisième catalogue de Cambridge
LMC, SMC	Large & Small Magellanic Clouds
M31, M87	Objets de Messier
Mrk	Galaxies de Markarian
NGC	New General Catalogue

Matériel

ASIC	Integrated Circuit
DM	Data Module
DMA	Direct Memory Access
FE(B)	Front-End (Buffer)
GPS	Global Positioning System
OS-9000	Système d'exploitation
PE	photoélectron
PM(T)	photomultiplicateur (tube -)
PPC	Power PC
RS232	liaison série
T1, T2, T3	triggers de niveau 1, 2 et 3
TS	time stamp, étiquetage temporel de tout ou partie d'un signal
VME, VXI	standards de bus

Observatoire Pierre Auger

DF	Détecteur de fluorescence
DS	Détecteur de surface
SB	Station de base (Relais entre SL et SC)
SC	Station centrale
SL	Station locale
VEM	Vertical Equivalent Muon, signal équivalent au passage d'un muon vertical dans une cuve

Codes de simulation

AIRES

CORSIKA COsmic Ray SIMulation for KAscade

DPMJET DPM

EGS(4) Electron Gamma Shower, pour les gerbes électromagnétiques

GEANT

GHEISHA interactions hadroniques à basse énergie (< 80 GeV)

HDPM Hybrid DPM

MOCCA MOnte Carlo CAscade

QGSJET Quark Gluon String

SIBYLL pour les interactions hadroniques, basé sur les minijets

VENUS Very Energetic NUClear Scattering

Unitéserg 10^{-7} JG 10^{-4} Tpc (parsec) 3.26 années-lumière = 3×10^{16} m

B. ACQUISITION

B.1 Include files

Les “include files” suivantes sont partagées par les stations Centrale et Locales.

B.1.1 *central_local.h*

```
#ifndef _CENTRAL_LOCAL_
#define _CENTRAL_LOCAL_

                /* Completion definition */
#define COMPLETION_ALL      0x00
#define COMPLETION_FIRST   0x40
#define COMPLETION_NEXT    0x80
#define COMPLETION_LAST    0xC0

typedef enum {
    WAIT_STATE= 0,
    START_RUN_REQUESTED,      RUN_STARTED,
    STOP_RUN_REQUESTED,      RUN_STOPPED,
    PAUSE_RUN_REQUESTED,     RUN_PAUSED,
    CONTINUE_RUN_REQUESTED,
    REBOOT
} run_status;

                /* Event Serveur Error Codes */
typedef enum {
    NO_ERROR, M_T3_LOST, M_T3_NOT_FOUND, M_T3_TOO_YOUNG
} ErrorCode;

typedef enum {                /* Messages from Local to Central sta-
tion */
    M_READY,                  /* from Control to CS      */
    M_RUN_START_ACK,          /*      Control      CS      */
    M_RUN_PAUSE_ACK,          /*      Control      CS      */
    M_RUN_CONTINUE_ACK, /*      Control      CS      */
    M_RUN_STOP_ACK,           /*      Control      CS      */
    M_T2_YES,                  /*      Trigger2      CS      */

```

```

M_T3_EVT,          /* EvtSvr    CS    */
M_T3_MUON,        /* EvtSvr    CS    */
M_T3_NEXT,        /* EvtSvr    CS    */
M_CONFIG_SET_ACK, /* Control   CS    */
M_MONIT_SET_ACK,  /* Control   CS    */
M_MONIT_REQ_ACK,  /* CalMon    CS    */
M_MONIT_SEND,     /* CalMon    CS    */
M_CALIB_REQ_ACK,  /* CalMon    CS    */
M_CALIB_SEND,     /* CalMon    CS    */
M_ERROR,          /* ?         CS    */
M_BAD_SEQUENCE,   /* Control   CS    */
M_UNKNOWN         /* Control   CS    */
} MsgTypeOut;

```

```

typedef enum {      /* Messages from Central to Local sta-
tion */
M_REBOOT,          /* from CS    to Control */
M_RUN_START_REQ,   /* from CS    to Control */
M_RUN_PAUSE_REQ,   /* from CS    to Control */
M_RUN_CONTINUE_REQ, /* from CS    to Control */
M_RUN_STOP_REQ,    /* from CS    to Control */
M_T3_YES,          /* CS        EvtSvr */
M_CONFIG_SET,      /* CS        Control */
M_FLASH_TO_CONFIG, /* CS        Control */
M_CONFIG_TO_FLASH, /* CS        Control */
M_MONIT_SET,       /* CS        Control */
M_MONIT_REQ,       /* CS        CalMon */
M_CALIB_REQ,       /* CS        CalMon */
M_GPS              /* CS        GPS    -
Must be the LAST *****/
} MsgTypeIn;

```

```

#define BUFCOMSIZE 130 /* Available Communication buf-
fer size */

```

```

#ifdef MAIN
    unsigned char BufCom[BUFCOMSIZE];
#else
    extern unsigned char BufCom[];
#endif

#endif

```

B.1.2 run_configuration.h

```

typedef struct {          /* FE electronics parameters */
    unsigned char IsFast0Enabled,    IsFast1Enabled,
                  IsSlowEnabled,    IsRandomEnabled;
    unsigned int  Fast0WindowWidth,  Fast0WindowOccupancy,
                  Fast0WindowThresh, Fast0TriggerDelay;
    unsigned int  Fast1WindowWidth,  Fast1WindowOccupancy,
                  Fast1WindowThresh, Fast1TriggerDelay;
    unsigned int  FastZeroSupThresh, FastRandomTriggerDelay,
                  FastExternTriggerDelay;
    unsigned int  SlowZeroSupThresh, SlowWindowWidth,
                  SlowMuZeroSup,    SlowMuGateWidth;
    unsigned int  Scaler1LowThresh,  Scaler2LowThresh,
                  Scaler3LowThresh;
} FE_PARAMS;

typedef struct {          /* Acquisition parameters */
    int Trigger2Algorithm, Log2Emin;
} ACQ_PARAMS;

FE_PARAMS FeParams;
ACQ_PARAMS AcqParams;

```

B.2 La lecture de l'électronique de Front End

Le rayonnement Čerenkov, dû au passage des particules de la gerbe dans l'eau des cuves des stations locales, est détecté par 3 photomultiplicateurs (PM) placés au sommet de chaque cuve. 6 Flash-ADC 8 bits permettent de lire ces données avec une dynamique de 17 bits (Fig. 3.10). Sur cette figure, W1, W2, .. W6 sont des mots de 8 bits (voir [205, 206, 207] pour plus de renseignements sur l'organisation des buffers dans l'ASIC de Front-End).

B.2.1 Lecture du 'Fast Buffer'

8 octets doivent être lus pour chaque échantillonnage en temps : 6 octets pour les 6 FADC + 2 octets pour la datation.

Pour un 'FAST trigger' (25 ns d'échantillonnage), il y a un maximum de 800 échantillons (sans aucune suppression de zéros). La taille maximum d'un événement est donc de 6400 octets. La taille du buffer requise, pour un 'Fast trigger' de 100 Hz et un facteur 4 de réduction des données, grâce à la suppression des zéros (nous attendons 5), est donc de **1.6 Moctets** si nous voulons conserver 10 secondes de données.

La lecture par DMA nécessite 60 ns par mot de 32 bits, conduisant à un temps maximum pour la lecture de **100 μs**.

B.2.2 Lecture du 'Slow Buffer'

Il y a un nombre moyen de 3000 μ par seconde. Pour chaque μ sont enregistrées les 4 valeurs consécutives de 4 des 6 FADC (PMT1, PMT2, PMT3 et Sum PMT/8) ainsi que 4 octets pour la valeur de l'horloge de l'électronique de Front-End à la première valeur enregistrée. Chaque μ occupe donc 20 octets dans le 'Slow buffer'.

Le 'Slow trigger' survient 10 fois par seconde et pour chacun d'eux nous devons lire 6000 octets (300 μ). La taille requise pour le buffer, avec un taux de trigger de 10 Hz, pour conserver 10 secondes de données est donc de **0.6 M octets**.

Le temps de lecture par DMA est de 60 ns par mot de 32 bits, ce qui conduit à un temps maximum de lecture de **90 μ s**.

B.2.3 Charge du CPU pour la lecture

Pour chaque seconde de prise de données, la lecture par DMA occupe :

- pour le 'Fast Buffer', avec un facteur 4 de suppression de zéros et un taux 'Fast Trigger' de 100 Hz :

$$\frac{100 \mu\text{s}}{4} \times 100 \text{ Hz} < 3 \text{ ms}$$

- pour le 'Slow Buffer', avec un taux 'Slow Trigger' de 10 Hz :

$$90 \mu\text{s} \times 10 \text{ Hz} < 1.5 \text{ ms}$$

Le temps total dépensé dans la lecture des données par DMA est donc inférieur à **4.5 ms** pour 1 seconde d'acquisition.

B.3 Registres

Bits du Registre Statut		
Bit	R/W	Signification
0	R	OR de tous les autres bits de trigger en attente
1	R	trigger SLOW en attente
2	R	trigger FAST 0 en attente
3	R	trigger FAST 1 en attente
4	R	trigger FAST random en attente
5	R	trigger FAST externe en attente
6-7	R	non attribué
8	R/W	non attribué
9	R/W	trigger SLOW autorisé
10	R/W	trigger FAST 0 autorisé
11	R/W	trigger FAST 1 autorisé
12	R/W	trigger FAST random autorisé
13	R/W	trigger FAST externe autorisé
14-15	R/W	non attribué
16-19	R	EVTSYNC pour trigger SLOW
20-23	R	EVTSYNC pour trigger FAST
24	R	buffer SLOW lu si trigger en attente
25	R	buffer FAST lu si trigger en attente
26	R	condition de lockout existe sur le trigger FAST
27-31	R	non attribué

Adresses ASIC			
Adresse	Bits	R/W	Contenu
0	32	R/W	Registre de Statut
4	13	R	WordCount SLOW
8	24	R	TimeStamp SLOW
12	12	R/W	Adresse de début de lecture SLOW
16	32	R	Interval trigger memory
20	-	W	autorise/interdit le trigger SLOW
28	10	R	Adresse courante FAST
32	24	R	TimeStamp FAST
36	10	R/W	Adresse de début de lecture FAST
40	32	R	Time over threshold memory
44	-	W	autorise/interdit le trigger FAST
52	32	R	Interval counter 1
56	32	R	Interval counter 2
60	32	R	Interval counter 3
64	32	R	Interval counter 4
72	6	R/W	WindowWidth FAST 0
76	6	R/W	WindowOccupancy FAST 0
80	8	R/W	WindowThresh FAST 0
84	10	R/W	TriggerDelay FAST 0
92	6	R/W	WindowWidth FAST 1
96	6	R/W	WindowOccupancy FAST 1
100	8	R/W	WindowThresh FAST 1
104	10	R/W	TriggerDelay FAST 1
112	8	R/W	ZeroSuppressThresh FAST
120	8	R/W	ZeroSuppressThresh SLOW
124	23	R/W	WindowWidth SLOW
128	8	R/W	zero suppress μ -decay SLOW
132	10	R/W	gate width μ -decay SLOW
136	10	R/W	TriggerDelay FAST random
140	10	R/W	TriggerDelay FAST externe
144	-	W	autorise le trigger random
152	8	R/W	seuil bas du scaler 1
156	8	R/W	seuil bas du scaler 2
158	8	R/W	seuil bas du scaler 3
168	24	R	buffer de scaler 1
172	24	R	buffer de scaler 2
176	24	R	buffer de scaler 3

C. DONNÉES

C.1 Rayons cosmiques d'énergie $> 10^{20}$ eV

Expérience	E_0 (EeV)	Date	UT	$\alpha(^{\circ})$	$\delta(^{\circ})$
Fly's Eye (1500 m)	320 \pm 93	911015	073416	85.2 \pm 0.5	48.0 $^{+5.2}_{-6.3}$
Akeno (920 m)	101	930112		124.3	16.8
	213	931203	123247	18.9	21.1
	110	940706		280.7	48.4
	144	960111		241.5	23.0
	105	961022		298.5	18.7
	150	970330		294.5	-5.8
	120	980612		349.0	12.3
Volcano Ranch (1770 m)	100(139)	6204/ ?		306.7	46.8
Yakutsk (105 m)	120-230	8905/ ?		75 \pm 10	45 \pm 4
Haverah Park (220 m)	102(116)	701231		353	19
	105(101)	800112		201	71
	105(159)	7112/ ?		199	44
	121(126)	750418		179	27

Tab. C.1: Evénements d'énergie supérieure à 10^{20} eV.

Expérience	Alt. (g/cm ²)	Nb $> 10^{20}$ eV	Années	Surface (km ²)	Détecteurs
V. Ranch	834	1	59 à 63	8	20 scint. 3.26 m ²
H. Park	1020	4	68 à 87	10	60 Čer. à eau [1, 34 m ²]
Yakutsk	1020	1	74 →	18	100 scint. [0.25, 2 m ²], Čer. atm., Muons
Akeno	920	7	90 →	20 à 100	111 scint. 2.2 m ² , 27 Muons
Fly's Eye	869	2	81 →	-	Fluorescence
Sydney	1020	8	68 à 79	77	2 \times 47 dét. de Muons 6 m ²

Tab. C.2: Caractéristiques des expériences sensibles aux énergies supérieures à 10^{19} eV.

C.2 Noyaux actifs de galaxies

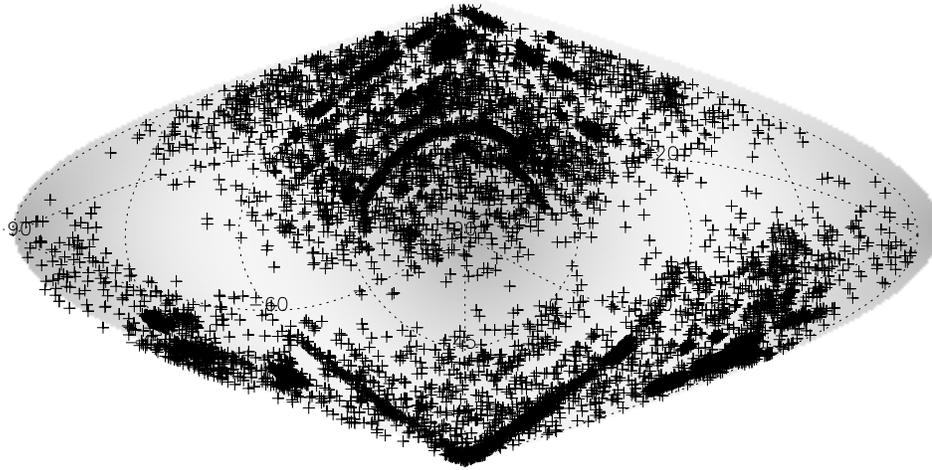


Fig. C.1: Positions des 11662 noyaux actifs de galaxie répertoriés dans le catalogue de Véron-Cetty & Véron [208]. La projection utilisée est sinusoidale et les coordonnées sont équatoriales. La figure est tournée de façon à ce que le pôle nord terrestre apparaisse au centre. La bande vide est due à l'écrantage de notre galaxie.

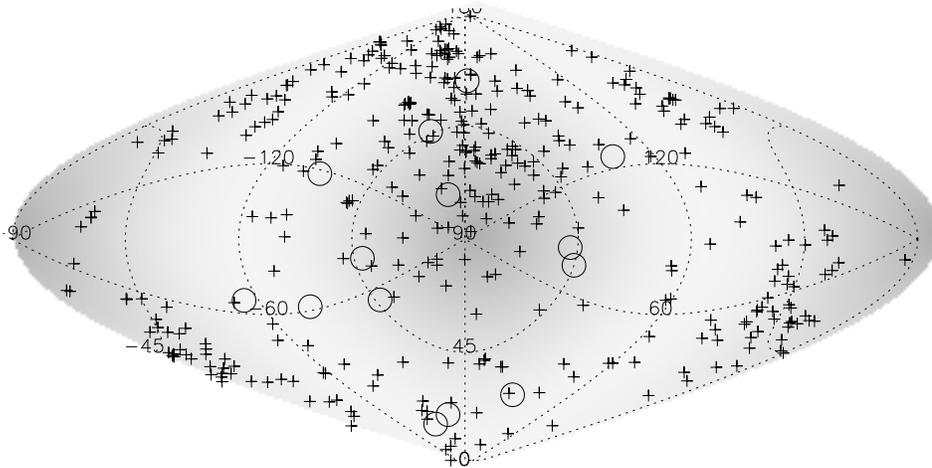


Fig. C.2: Distribution des rayons cosmiques d'énergie extrême ($> 10^{20}$ eV) et position des noyaux actifs de galaxie de *redshift* $z \leq 0.01$, sélectionnés d'après le catalogue [208].

BIBLIOGRAPHIE

- [1] Geddes, J., Quinn, T. C., and Wald, R. M. *Ap. J.* **459**, 384–392 (1996).
- [2] Wilson, C. T. R. *Proc. Roy. Soc.* **68**, 151–161 (1901).
- [3] Longair, M. S. *High Energy Astrophysics*. Cambridge University Press, (1983).
- [4] Capdevielle, J.-N. *Que sais-je ? Les Rayons Cosmiques*. PUF, (1984).
- [5] Hess, V. *Phys. Zeit.* **13**, 1084–1091 (1912).
- [6] Kolhörster. *Phys. Zeit.* **14**, 1153 (1913).
- [7] Rossi, B. *Z. Phys.* **82**, 151–178 (1933).
- [8] Blackett, P. M. S. and Occhialini, G. P. S. *Proc. Roy. Soc. A.* **139**, 699 (1933).
- [9] Niu, K. et al. *Prog. Theor. Phys.* **46**, 1644–1646 (1971).
- [10] Auger, P. et al. *J. Phys. Radium* **10**, 39–48 (1939).
- [11] Auger, P., Maze, R., and Grivet-Meyer, T. *C. R. Acad. Sc.* **206**, 1721–1723 (1938).
- [12] Auger, P. et al. *Rev. Mod. Phys.* **11**, 288–291 (1939).
- [13] Kolhörster, W. et al. *Naturwiss.* **26**, 576 (1938).
- [14] Baltrusaitis, R. M. et al. *Nucl. Instr. and Meth. A* **240**, 410–428 (1985).
- [15] Clark, G. W. et al. *Phys. Rev.* **122**, 637–654 (1961).
- [16] Baltrusaitis, R. M. et al. *Ap. J.* **293**, L69–L72 (1985).
- [17] Capdevielle, J.-N. et al. *Proc. 16th ICRC Kyoto* **6**, 324–329 (1979).
- [18] Lattes, C. M. G., Fujimoto, Y., and Hasegawa, S. *Phys. Rep.* **65**, 151–229 (1980).
- [19] Baradzei, L. T. et al. *Nucl. Phys. B* **370**, 365–431 (1992).
- [20] Chen, H. et al. *Phys. Rep.* **282**, 1–34 (1997).
- [21] Gaisser, T. K. and Yodh, G. B. *Ann. Rev. Nuc. Part. Sci.* **30**, 475–542 (1980).
- [22] Attalah, R. *Physique des collisionneurs et gerbes cosmiques de haute énergie*. PhD thesis, (1994).
- [23] Capdevielle, J.-N. *Proc. 24th ICRC Roma* (1995).
- [24] Wilk, G. and Wlodarczyk, Z. *Acta Phys. Polon.* **B27**, 2649–2656 (1996).
- [25] Halzen, F. and Morris, D. A. *Phys. Rev. D* **42**, 1435–1439 (1990).
- [26] Capdevielle, J.-N. *Proc. 25th ICRC Durban* (1997).
- [27] Clay, R. W. et al. *Astron. Astrop.* **255**, 167–170 (1992).
- [28] The Pierre Auger Collaboration. *The Pierre Auger Project Design Report*. Fermilab, (1995).
- [29] Drury, L. O. *Contemp. Phys.* **35**, 231–242 (1994).

- [30] The Particle Data Group. *Phys. Rev. D* **54**, 1–720 (1996).
- [31] McCusker, C. B. A. *Phys. Rep.* **20**, 229–285 (1975).
- [32] Sokolsky, P. *Introduction to Ultrahigh Energy Cosmic Ray Physics*. Addison-Wesley, (1989).
- [33] Hayashida, N. et al. *astro-ph/9807045* (1998).
- [34] Hayashida, N. et al. *Phys. Rev. Lett.* **77**, 1000–1003 (1996).
- [35] Takeda, M. et al. *astro-ph/9902239* (1999).
- [36] Reid, R. J. O. and Watson, A. A. *Catalogue of Highest Energy Cosmic Rays n.1*. M. Wada, WDC-C2 for Cosmic Rays, Tokyo, (1980).
- [37] Winn, M. M. et al. *Catalogue of Highest Energy Cosmic Rays n.2*. WDC-C2 for Cosmic Rays, Tokyo, (1986).
- [38] Efimov, N. N. et al. *Catalogue of Highest Energy Cosmic Rays n.3*. WDC-C2 for Cosmic Rays, Tokyo, (1988).
- [39] Linsley, J. *Catalogue of Highest Energy Cosmic Rays n.1*. M. Wada, WDC-C2 for Cosmic Rays, Tokyo, (1980).
- [40] Szabelski, J. *astro-ph/9710191* (1997).
- [41] Teshima, M. et al. *Phys. Rev. Lett.* **64**, 1628–1631 (1990).
- [42] Cassiday, G. L. et al. *Phys. Rev. Lett.* **62**, 383–386 (1989).
- [43] Lawrence, M. A., Prosser, D. C., and Watson, A. A. *Phys. Rev. Lett.* **63**, 1121–1124 (1989).
- [44] Borione, A. et al. *Phys. Rev. D* **55**, 1714–1731 (1997).
- [45] Protheroe, R. J. *Ap. J. Suppl. Series* **90**, 883–888 (1994).
- [46] Linsley, J. *Phys. Rev. Lett.* **10**, 146–148 (1963).
- [47] Lawrence, M. A., Reid, R. J. O., and Watson, A. A. *J. Phys. G* **17**, 733–757 (1991).
- [48] Dyakonov, M. N. et al. *Proc. 22nd ICRC Dublin* **2**, 93–96 (1991).
- [49] Bird, D. J. et al. *Ap. J.* **441**, 144–150 (1995).
- [50] Hayashida, N. et al. *Phys. Rev. Lett.* **73**, 3491–3494 (1994).
- [51] Takeda, M. et al. *Phys. Rev. Lett.* **81**, 1163–1166 (1998).
- [52] Greisen, K. *Phys. Rev. Lett.* **16**, 748–750 (1966).
- [53] Zatsepin, G. T. and Kuzmin, V. A. *JETP Lett.* **4**, 78–80 (1966).
- [54] Linsley, J. *Ap. J.* **235**, L167–L169 (1980).
- [55] Pryke, C. L. <http://aupc1.uchicago.edu/~pryke/auger/showsim/dustgrains.html> (1997).
- [56] Sokolsky, P. *XXXIIInd Rencontres de Moriond*, 213–216 (1997).
- [57] Teshima, M. *XXXIIInd Rencontres de Moriond*, 217–222 (1997).
- [58] Hojvat, C. *XXXIIInd Rencontres de Moriond*, 223–226 (1997).
- [59] http://www.auger.org/admin-cgi-bin/woda/gap_notes.pl/Search? .
- [60] Vallée, J. P. *Ap. J.* **366**, 450–454 (1991).

- [61] Kronberg, P. P. *Rep. Prog. Phys.* **57**, 325–382 (1994).
- [62] Lemoine, M. *Séminaire au Collège de France* (1998).
- [63] Degrange, B. *Cours de l'école de Gif* (1997).
- [64] Hillas, A. M. *Ann. Rev. Astron. Astrop.* **22**, 425–444 (1984).
- [65] Puget, J.-L., Stecker, F. W., and Bredekamp, J. H. *Ap. J.* **205**, 638–654 (1976).
- [66] Pryke, C. L. *Instrumentation development and experimental design for a next generation detector of the highest energy cosmic rays*. PhD thesis, (1995).
- [67] Erber, T. *Rev. Mod. Phys.* **38**, 626–659 (1966).
- [68] Stanev, T. et al. *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3056–3059 (1995).
- [69] Stecker, F. W. *Phys. Rev. Lett.* **21**, 1016–1018 (1968).
- [70] Landau, L. D. and Pomeranchuk, Y. A. *Dokl. Akad. Nauk SSSR* **92**, 535 (1953).
- [71] Migdal, A. B. *Phys. Rev.* **103**, 1811–1820 (1956).
- [72] Swann, W. F. G. *Phys. Rev.* **43**, 217–220 (1933).
- [73] Riddiford, L. and Butler, S. T. *Phil. Mag.* **43**, 447–456 (1952).
- [74] Morrison, P. *Handbuch der Physik* **46/1**, 1–87 (1961).
- [75] Baade, W. and Zwicky, F. *Proc. Nat. Acad. Sci.* **20**, 239 (1934).
- [76] Fermi, E. *Phys. Rev.* **75**, 1169–1174 (1949).
- [77] Fermi, E. *Ap. J.* **119**, 1–6 (1954).
- [78] Fan, C. T. *Phys. Rev.* **101**, 314–319 (1954).
- [79] Parker, E. N. *Phys. Rev.* **109**, 1328–1344 (1958).
- [80] Gunn, J. E. and Ostriker, J. P. *Phys. Rev. Lett.* **22**, 728–731 (1969).
- [81] Goldreich, P. and Julian, W. H. *Ap. J.* **157**, 869–880 (1969).
- [82] Colgate, S. A. *Phys. Rev. Lett.* **5**, 235–238 (1960).
- [83] Colgate, S. A. and White, R. H. *Ap. J.* **143**, 626–681 (1966).
- [84] Colgate, S. A. *Phys. Rev. Lett.* **34**, 1177–1180 (1975).
- [85] Axford, W. I., Leer, E., and Skadron, G. *Proc. 15th ICRC Plovdiv* **11**, 132 (1977).
- [86] Krimsky, G. F. *Dokl. Akad. Nauk SSSR* **234**, 1306 (1977).
- [87] Bell, A. R. *M.N.R.A.S.* **182**, 147–156 (1978).
- [88] Bell, A. R. *M.N.R.A.S.* **182**, 443–455 (1978).
- [89] Blandford, R. D. and Ostriker, J. P. *Ap. J.* **221**, L29–L32 (1978).
- [90] Biermann, P. L. and Strittmatter, P. A. *Ap. J.* **322**, 643–649 (1987).
- [91] Rachen, J. P. and Biermann, P. L. *Astron. Astrop.* **272**, 161–175 (1993).
- [92] Rachen, J. P., Stanev, T., and Biermann, P. L. *Astron. Astrop.* **273**, 377–382 (1993).
- [93] Axford, W. I. *Ap. J. Suppl. Series* **90**, 937–944 (1994).
- [94] Ginzburg, V. L. and Ptuskin, V. S. *Rev. Mod. Phys.* **48**, 161–189 (1976).
- [95] Ginzburg, V. L. and Syrovatskii, S. I. *The Origin of Cosmic Rays*. Pergamon Press, (1964).

- [96] Eilek, J. A. and Hughes, P. A. *Beams and Jets in Astrophysics*, 428–483 (1991).
- [97] Blandford, R. D. and Eichler, D. *Phys. Rep.* **154**, 1–75 (1987).
- [98] Pelletier, G. *Cours de l'école de Gif* (1997).
- [99] Jones, F. C. *Ap. J. Suppl. Series* **90**, 561–565 (1994).
- [100] Celnikier, L. M. *Journée Astrophysique des Energies Ultimes* (1996).
- [101] Eichler, D. *12th Texas Symposium on Relativistic Astrophysics*, 205–214 (1986).
- [102] Protheroe, R. J. *International School of Cosmic Ray Astrophysics, Erice, Italy, 16-26 Jun 1996* (1996).
- [103] Drury, L. O. *Rep. Prog. Phys.* **46**, 973–1027 (1983).
- [104] Kirk, J. G. and Schneider, P. *Ap. J.* **315**, 425–433 (1987).
- [105] Ostrowski, M. *Astron. Astrop.* **335**, 134–144 (1998).
- [106] Clay, R. W. et al. *Proc. Adelaide Design Workshop on Techniques for the Study of Cosmic Rays above 10^{19} eV* (1993).
- [107] Colgate, S. A. *Physica Scripta* **T52**, 96–105 (1994).
- [108] Cavallo, G. *Astron. Astrop.* **65**, 415–419 (1978).
- [109] Blackman, E. G. *Ap. J.* **456**, L87–L90 (1996).
- [110] Sigl, G., Schramm, D. N., and Bhattacharjee, P. *Astropart. Phys.* **2**, 401–414 (1994).
- [111] Cronin, J. W. *The Highest Energy Cosmic Rays*. Cours au Collège de France, (1997).
- [112] Cronin, J. W. *Nucl. Phys. B (Proc. Supp.)* **28B**, 213–226 (1992).
- [113] Aharonian, F. A. and Cronin, J. W. *Phys. Rev. D* **50**, 1892–1900 (1994).
- [114] Anchordoqui, L. A. et al. *Phys. Rev. D* **55**, 7356–7360 (1997).
- [115] Berezhinsky, V. S. and Grigor'eva, S. I. *Astron. Astrop.* **199**, 1–12 (1988).
- [116] Haissinski, J. *Cours de l'école de Gif* (1997).
- [117] Yoshida, S. and Teshima, M. *Prog. Theor. Phys.* **89**, 833–845 (1993).
- [118] Hill, C. T. and Schramm, D. N. *Phys. Rev. D* **31**, 564–580 (1985).
- [119] Anchordoqui, L. A. et al. *Phys. Rev. D* **57**, 7103–7107 (1998).
- [120] Lagage, P. O. and Cesarsky, C. J. *Astron. Astrop.* **125**, 249–257 (1983).
- [121] Jokipii, J. R. and Morfill, G. E. *Ap. J.* **290**, L1–L4 (1985).
- [122] Kegel, W. H. *Astron. Astrop.* **12**, 452–455 (1971).
- [123] Jokipii, J. R. and Morfill, G. E. *Ap. J.* **312**, 170–177 (1987).
- [124] Ostriker, J. P. and Cowie, L. L. *Ap. J.* **243**, L127–L131 (1981).
- [125] Kang, H., Ryu, D., and Jones, T. W. *Ap. J.* **456**, 422–427 (1996).
- [126] Vallée, J. P. *Ap. J.* **360**, 1–6 (1990).
- [127] Vallée, J. P. *Astron. Journal* **99**, 459–462 (1990).
- [128] Urry, C. M. and Padovani, P. *Pub. Astr. Soc. Pacif.* **107**, 803–845 (1995).
- [129] Blandford, R. D. and Znajek, R. L. *M.N.R.A.S.* **179**, 433–456 (1977).
- [130] Blandford, R. D. *M.N.R.A.S.* **176**, 465–481 (1976).

- [131] Barrau, A. *Astrophysique γ de très haute énergie : étude du noyau actif de galaxie Mrk 501 et implications cosmologiques*. PhD thesis, (1998).
- [132] Elbert, J. W. and Sommers, P. *Ap. J.* **441**, 151–161 (1995).
- [133] Brandenberger, R. H. *15th Symposium on Theoretical Physics, Seoul, Korea, 22-28 Aug 1996* (1997).
- [134] Kibble, T. W. B. *Phys. Rep.* **67**, 183–199 (1980).
- [135] Vilenkin, A. *Phys. Rep.* **121**, 263–315 (1985).
- [136] Kibble, T. W. B. *J. Phys. A* **9**, 1387–1398 (1976).
- [137] Zurek, W. H. *Phys. Rep.* **276**, 177–221 (1996).
- [138] Hill, C. T., Schramm, D. N., and Walker, T. P. *Phys. Rev. D* **36**, 1007 (1987).
- [139] Bonazzola, S. and Peter, P. *Astropart. Phys.* **7**, 161–172 (1997).
- [140] Kephart, T. W. and Weiler, T. J. *Astropart. Phys.* **4**, 271–279 (1996).
- [141] Peter, P. *Habilitation à diriger des recherches* (1997).
- [142] Quenby, J. J. et al. *Nucl. Phys. B (Proc. Supp.)* **28B**, 85–89 (1992).
- [143] Bhattacharjee, P. and Sigl, G. *Phys. Rev. D* **51**, 4079–4091 (1995).
- [144] Sigl, G. *astro-ph/9503014* (1995).
- [145] Sigl, G. *astro-ph/9611190* (1996).
- [146] Sigl, G. et al. *Phys. Rev. D* **52**, 6682–6693 (1995).
- [147] Zeldovich, Y. B. *M.N.R.A.S.* **192**, 663–667 (1980).
- [148] Vilenkin, A. *Phys. Rev. Lett.* **53**, 1016–1018 (1984).
- [149] Silk, J. and Vilenkin, A. *Phys. Rev. Lett.* **53**, 1700–1703 (1984).
- [150] Yoshida, S., Sigl, G., and Lee, S. *hep-ph/9808324, soumis à PRL* (1998).
- [151] Capelle, K. S. et al. *Astropart. Phys.* **8**, 321–328 (1998).
- [152] Fishman, G. J. and Meegan, C. A. *Ann. Rev. Astron. Astrop.* **33**, 415–458 (1995).
- [153] Milgrom, M. and Usov, V. *Ap. J.* **449**, L37–L40 (1995).
- [154] Vietri, M. *Ap. J.* **453**, 883–889 (1995).
- [155] Waxman, E. *Phys. Rev. Lett.* **75**, 386–389 (1995).
- [156] Waxman, E. and Coppi, P. *Ap. J.* **464**, L75–L78 (1996).
- [157] Nitz, D. *GAP-97-067* (1997).
- [158] Pryke, C. L. *GAP-96-031* (1996).
- [159] Skobelzyn, D. *Z. Phys.* **54**, 686–702 (1929).
- [160] Nishimura, J. *Handbuch der Physik* **46/2**, 1–114 (1967).
- [161] Lagutin, A. A., Plyasheshnikov, A. V., and Uchaikin, V. V. *Proc. 16th ICRC Kyoto* **7**, 18–23 (1979).
- [162] Lagutin, A. A., Plyasheshnikov, A. V., and Goncharov, A. I. *Nucl. Phys. B (Proc. Supp.)* **60B**, 161–167 (1998).
- [163] Stanev, T. and Vankov, H. P. *Phys. Rev. D* **55**, 1365–1371 (1997).
- [164] Baltrusaitis, R. M. et al. *Phys. Rev. Lett.* **52**, 1380–1383 (1984).

- [165] Honda, M. et al. *Phys. Rev. Lett.* **70**, 525–528 (1993).
- [166] Yodh, G. B., Pal, Y., and Trefil, J. S. *Phys. Rev. Lett.* **28**, 1005–1008 (1972).
- [167] Abe, F. et al. *Phys. Rev. D* **41**, 2330 (1990).
- [168] Koba, Z., Nielsen, H. B., and Olesen, P. *Nucl. Phys. B* **40**, 317–334 (1972).
- [169] Attalah, R. et al. *J. Phys. G* **22**, 1497–1506 (1996).
- [170] Gaisser, T. K., Sukhatme, U. P., and Yodh, G. B. *Phys. Rev. D* **36**, 1350–1357 (1987).
- [171] Wibig, T. and Sobczynska, D. *J. Phys. G* **24**, 2037–2047 (1998).
- [172] Kopeliovich, B. Z., Nikolaev, N. N., and Potashnikova, I. K. *Phys. Rev. D* **39**, 769–779 (1989).
- [173] Capella, A. et al. *Phys. Rep.* **236**, 225–329 (1994).
- [174] Gaisser, T. K. *Nucl. Phys. B (Proc. Supp.)* **52B**, 10–16 (1997).
- [175] Werner, K. *Phys. Rep.* **232**, 87–299 (1993).
- [176] Fujimoto, Y. *Handbuch der Physik* **46/2**, 115–180 (1967).
- [177] Feinberg, E. L. *Phys. Rep.* **5**, 237–350 (1972).
- [178] Hagedorn, R. *Riv. Nuovo Cim.* **6**, 1–50 (1984).
- [179] Bocquet, G. et al. *CERN-PPE* **94-47** (1994).
- [180] Arnison, G. et al. *Phys. Lett. B* **118**, 167 (1982).
- [181] Gaisser, T. K. and Halzen, F. *Phys. Rev. Lett.* **54**, 1754–1756 (1985).
- [182] Alexopoulos, T. et al. *Phys. Rev. Lett.* **60**, 1622–1625 (1988).
- [183] Geich-Gimbel, C. *Int. J. of Mod. Phys. A* **4**, 1527–1680 (1989).
- [184] Gaisser, T. K. et al. *Rev. Mod. Phys.* **50**, 859–880 (1978).
- [185] Knapp, J., Heck, D., and Schatz, G. *FZKA 5828* (1996).
- [186] Nagano, M. et al. *J. Phys. G* **10**, 1295–1310 (1984).
- [187] Teshima, M. et al. *J. Phys. G* **12**, 1097 (1986).
- [188] Greisen, K. *Ann. Rev. Nuc. Part. Sci.* **10**, 63–108 (1960).
- [189] Heck, D. et al. *FZKA 6019* (1998).
- [190] Cillis, A. N. and Sciutto, S. J. *astro-ph/9712345* (1997).
- [191] Capdevielle, J.-N. and Gawin, J. *J. Phys. G* **8**, 1317–1335 (1982).
- [192] Nagano, M. et al. *J. of the Phys. Soc. of Japan* **53**, 1667–1681 (1984).
- [193] Kobal, M., Filipčič, A., and Zavrtanik, D. *GAP-98-058* (1998).
- [194] Bertou, X. and Billoir, P. *GAP-98-049* (1998).
- [195] Stanev, T., Gaisser, T. K., and Halzen, F. *Phys. Rev. D* **32**, 1244–1247 (1985).
- [196] Ahmed, T. et al. *Phys. Lett. B* **299**, 374–384 (1993).
- [197] Allan, H. R. *Prog. in Elem. Part. and Cosmic Ray Physics* **10**, 169–302 (1971).
- [198] Pryke, C. L. *GAP-97-026* (1997).
- [199] Pryke, C. L. *GAP-97-005* (1997).
- [200] Le Gall, C., Brunet, J.-M., and Capdevielle, J.-N. *GAP-98-025* (1998).

- [201] Pryke, C. L. <http://aupc1.uchicago.edu/~pryke/auger/agasim> (1997).
- [202] Suga, K. et al. *Phys. Rev. Lett.* **27**, 1604–1607 (1933).
- [203] Garmston, H. J. and Watson, A. A. *Nature Phys. Sci.* **237**, 39–41 (1972).
- [204] Watson, A. A. *Proc. 19th ICRC La Jolla* **9**, 111–140 (1985).
- [205] Ball, R. <http://www.umich.edu/~augproj> (1998).
- [206] Nitz, D. <http://www.umich.edu/~augproj> (1998).
- [207] Guglielmi, L. and Courty, B. <http://cdfinfo.in2p3.fr/Experiences/Auger/auger.html> : Discussion and Draft Papers. (1998).
- [208] Véron-Cetty, M. P. and Véron, P. *ESO Scientific Report 17*, voir aussi <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/W3Browse/all/veron96.html> (1996).

RESUME :

L'observation de rayons cosmiques d'énergies supérieures à 10^{19} eV ne possède pas d'explication satisfaisante actuellement. L'Observatoire Pierre Auger (PAO) a pour objectif l'augmentation significative de la statistique, très faible, de ces rayons cosmiques, grâce à des détecteurs de gerbes atmosphériques situés dans chaque hémisphère, l'un en Argentine et l'autre en Utah, la surface utile de chacun approchant 3000 km^2 . Ils détecteront d'une part la fluorescence, d'autre part les particules des gerbes, mesurant ainsi les profils longitudinaux et latéraux, qui permettront l'estimation améliorée des observables astrophysiques que sont l'énergie, la direction et la nature des particules primaires.

La réussite d'une expérience requiert à la fois la compréhension des signaux collectés et une instrumentation adaptée ; cette thèse expose donc les résultats de simulations de gerbes atmosphériques de haute énergie et leur application à la discrimination entre les natures de particules primaires, ainsi que les éléments du logiciel d'acquisition des stations locales composant les détecteurs de surface du PAO.

MOTS-CLES :

Propagation des Rayons Cosmiques, Grandes Gerbes de l'Air, Physique des Hautes Energies, Production Multiple, Acquisition de Données

ABSTRACT :

The highest energy cosmic rays ($> 10^{19}$ eV) are hardly explained by common astrophysics. In order to improve the available statistics, the Pierre Auger Observatory (PAO) has been designed with an area of 3000 km^2 in each hemisphere, in Argentina and in Utah. The set of primary parameters, such as energy, arrival direction and chemical composition will be accurately measured by both fluorescence and surface detectors, through lateral and longitudinal developments of extensive air showers.

Beside an overview of cosmic ray and air shower physics, the work presented here deals with the two main concerns of an upcoming experiment, namely simulation and design. The former is focused on extensive air shower simulations and their application to the primary charge and mass estimations, while the latter deals with local data acquisition inside PAO's surface detectors.

KEYWORDS :

Cosmic Ray Propagation, Extensive Air Showers, High Energy Physics, Multiple Production, Data Acquisition

DISCIPLINE :

Champs, Particules, Matières

ADRESSE DU LABORATOIRE OU DE L'U.F.R. :

Laboratoire de Physique Corpusculaire et Cosmologie
Collège de France
11, pl. Marcelin Berthelot
F-75231 PARIS Cedex 05