



HAL
open science

Radiodétection des gerbes atmosphériques à l'observatoire Pierre Auger

Sandra Le Coz

► **To cite this version:**

Sandra Le Coz. Radiodétection des gerbes atmosphériques à l'observatoire Pierre Auger. Phénomènes cosmiques de haute énergie [astro-ph.HE]. Université de Grenoble, 2014. Français. NNT : 2014GRENY073 . tel-01400693

HAL Id: tel-01400693

<https://theses.hal.science/tel-01400693v1>

Submitted on 22 Nov 2016

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.

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Physique subatomique et astroparticules**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

Sandra Le Coz

Thèse dirigée par **Corinne Bérat**
et codirigée par **Anne Stutz**

préparée au sein du **Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie**
et de l'école doctorale de physique de Grenoble

Radiodétection des gerbes atmosphériques à l'Observatoire Pierre Auger

Thèse soutenue publiquement le **14 octobre 2014**,
devant le jury composé de :

Mr Aurélien Barrau

Professeur, LPSC/UJF, Président

Mme Isabelle Lhenry-Yvon

Directeur de recherche 2, IPNO, Rapporteur

Mme Piera Ghia

Directeur de recherche 2, LPNHE, Rapporteur

Mr Benoit Revenu

Chargé de recherche 1, Subatech, Examineur

Mme Corinne Bérat

Directeur de recherche 2, LPSC, Directeur de thèse

Mme Anne Stutz

Chargé de recherche 1, LPSC, Co-Directeur de thèse



Remerciements

~ *Le mot de l'auteur* ~

Je remercie tous les gens qui ont compté pendant ces 3 années...

- le groupe Auger au LPSC, en particulier mes encadrantes, Corinne et Anne, pour leur présence et leur patience, et Didier pour m'avoir expliqué ses idées.
- mon jury de thèse, Isabelle, Piera et Benoit, pour avoir accepté ce rôle et lu attentivement mon manuscrit, et en particulier Aurélien pour m'avoir acceptée au master PSA, sans qui tout aurait été bien différent.
- mon tuteur de monitorat Benoit. Et tous les enseignants de l'université Joseph Fourier avec qui j'ai partagé cette vocation.
- la collaboration Pierre Auger, surtout mes collègues de shift à Malargüe dont Sebastian, avec qui j'ai vécu cette expérience unique, ainsi que Tanguy et Karl-Heinz pour leur aide.
- Karim pour m'avoir expliqué au moins trois fois la commande `cp` sous linux. Oui c'est réducteur, il y a bien plus encore ! Merci Karim pour m'avoir guidée à travers ce monde bizarre qu'est la recherche..
- Mathieu pour son ROOT logon et pour son PC, et pour être membre de la rébellion végétarienne.
- Elsa et Arnaud, pour leur immense soutien, surtout sous forme de chocolat.
- mes binômes de bad avec qui j'ai fait d'énormes progrès, Mickaël et Amaury. Mickaël, c'est à mon tour de te rapporter des Kit Kat¹ japonais.
- ma prof de chant Marie Luise, qui m'a permis de me taper la honte de ma vie en chantant sur scène.
- Alix, qui a été une élève parfaite !
- Florent et Stéphane, pour leur curiosité et leur bonne humeur sans failles !
- mes collègues des labels, Sophie, Jérôme, Jean, avec qui j'ai partagé entre autres les joies immenses des formations moniteur et la colonie de vacances à Autrans.
- Alex, toi aussi tu pourras bientôt chanter *sad je kraj* !
- mes amis marseillais qui sont toujours là malgré mon départ, Mickaël, Yann, Maude, Arnaud.
- l'ensemble des doctorants et post doctorants du BIDUL de toutes les années, avec une pensée particulière pour Aurélie, Mariya et Benjamin. Une pensée aussi pour Vincent et Alex, avec qui j'ai pu partager ces instants inoubliables de vie monacale à Annecy. Une dernière pensée pour tous les doctorants qui ont participé à la tournée des restaurants de Grenoble avec Elsa et Arnaud : Floriane (et Damien), Rachel, Robin, Mathieu, Yoann et Axel (mérite spécial pour la transparence PNG).
- mes parents, qui m'ont laissé la liberté de réaliser toutes ces années d'études pourtant laborieuses. Ma famille en général, mes sœurs Aurélie et Mélanie, mes grand-parents, qui m'ont appris à comprendre. Daniel, Claude et Laurent qui m'ont soutenue le jour de la libération.

1. Ce texte contient du placement de produits japonais.

- les lapins du LPSC, pour m'avoir tenue compagnie le week end.
 - mon PC portable SONY 1, pour n'avoir jamais craqué.
 - Guillaume, pour avoir été là toutes ces années à Grenoble, à qui je dois presque tout.
- Bonne lecture!

Table des matières

Remerciements	3
Introduction	9
1 Les rayons cosmiques d’ultra haute énergie	11
1.1 Historique	11
1.1.1 Découverte du rayonnement cosmique	11
1.1.2 Essor de la physique des particules	12
1.1.3 Vers la détection des rayons cosmiques d’ultra haute énergie	14
1.1.4 L’ère moderne de la détection des rayons cosmiques	15
1.2 Spectre en énergie	15
1.3 Origine des rayons cosmiques d’ultra haute énergie	18
1.3.1 Modèles bottom-up	18
1.3.2 Modèles top-down	20
1.4 Propagation des rayons cosmiques d’ultra haute énergie	20
1.4.1 L’effet GZK	20
1.4.2 La déviation magnétique	21
1.5 Le développement des gerbes hadroniques	22
1.5.1 Le grammage et l’atmosphère	22
1.5.2 Modélisation simplifiée	23
1.5.3 Simulations numériques et modèles hadroniques	25
2 L’observatoire Pierre Auger	29
2.1 Le détecteur de fluorescence	30
2.1.1 Sélection des événements	31
2.1.2 Reconstruction des événements	31
2.2 Le détecteur de surface	34
2.2.1 Sélection des événements	35
2.2.2 Reconstruction des événements	36
2.3 Etablissement du spectre en énergie	41
2.3.1 Détermination de l’exposition	41
2.3.2 Spectre en énergie	42
2.4 Composition du rayonnement cosmique chargé	43
2.4.1 Mesure directe de la profondeur du maximum	43
2.4.2 Observables obtenues avec le détecteur de surface	44
2.4.3 Interprétation en terme de $\langle \ln A \rangle$	47
2.5 Recherche de neutrinos et photons d’ultra haute énergie	47
2.5.1 Recherche de neutrinos	48
2.5.2 Recherche de photons	50
2.6 Etudes des anisotropies et recherche de sources	51

2.6.1	Recherche d'anisotropies au delà de 10^{18} eV	51
2.6.2	Recherche d'anisotropies au delà de 55×10^{18} eV	53
2.7	Interactions hadroniques à très haute énergie	55
2.7.1	Section efficace proton-air à $\sqrt{s} = 57$ TeV	55
2.7.2	Etude de la composante muonique	55
2.8	Améliorations du détecteur : <i>beyond</i> 2015	58
3	La radiodétection	61
3.1	Historique de la radiodétection	61
3.1.1	L'effet Cerenkov	61
3.1.2	La détection Cerenkov des gerbes atmosphériques	62
3.1.3	Du bleu-UV à la radio	63
3.1.4	La première détection radio	63
3.1.5	L'origine géomagnétique de l'émission radio des gerbes	64
3.1.6	La détection radio à Haverah Park	65
3.1.7	Première synthèse des mesures dans le domaine décimétrique	65
3.1.8	L'ère moderne	66
3.2	Développement de simulateurs radio	67
3.3	Expériences actuelles de détection des ondes décimétriques	68
3.3.1	LOPES	68
3.3.2	CODALEMA	73
3.3.3	AERA	75
3.3.4	Synthèse sur la détection des ondes décimétriques	77
3.4	Recherche de l'émission centimétrique émise par les gerbes	78
3.4.1	Expériences sur faisceau	78
3.4.2	Expériences auprès des détecteurs de gerbes atmosphériques	82
3.4.3	Synthèse sur la détection des ondes centimétriques	86
3.5	EASIER	87
4	Détection de signaux radio avec EASIER	89
4.1	Rappels sur les antennes radioélectriques	89
4.1.1	Les ondes électromagnétiques	90
4.1.2	Le diagramme de rayonnement	91
4.1.3	La surface effective	92
4.1.4	L'impédance d'antenne et de charge	93
4.1.5	Polarisation et vecteur effectif	93
4.1.6	Calcul des paramètres d'antenne	94
4.1.7	Température de l'antenne passive	94
4.2	Le système de détection EASIER	97
4.2.1	Les antennes et amplificateurs	98
4.2.2	L'électronique associée à l'antenne	103
4.2.3	Installation	105
4.3	Etalonnage du système de détection	112
4.3.1	Réponse des antennes MHz	112
4.3.2	Réponse des antennes GHz	112
4.3.3	Etalonnage de l'électronique des antennes MHz	116
4.3.4	Etalonnage de l'électronique des antennes GHz	119
4.3.5	Température et sensibilité du système de détection	123
4.4	Analyse des événements radio	124
4.4.1	Production des EDST	125

4.4.2	Variables caractérisant un événement radio	125
4.4.3	Données et critères de sélection	127
4.4.4	Analyse des signaux MHz	128
4.4.5	Analyse des signaux GHz	139
5	Simulation des signaux micro-onde émis par les gerbes	149
5.1	Caractérisation de l'atmosphère	149
5.1.1	La masse volumique de l'air	150
5.1.2	L'indice de réfraction de l'air	151
5.2	Paramétrisations du développement des gerbes	151
5.2.1	Premier point d'interaction	153
5.2.2	L'âge de la gerbe	153
5.2.3	Le profil longitudinal des électrons	154
5.2.4	La distribution latérale des électrons	156
5.2.5	Le spectre en énergie des électrons	157
5.2.6	L'énergie perdue par les électrons dans l'air	157
5.3	Les mécanismes d'émission au GHz	158
5.3.1	Extrapolation de l'expérience SLAC T471	159
5.3.2	Le rayonnement Cerenkov	161
5.3.3	Calcul de l'émission de bremsstrahlung moléculaire	163
5.4	L'antenne radioélectrique	167
5.5	Algorithme	169
5.5.1	Discrétisation longitudinale de la gerbe	170
5.5.2	Discrétisation latérale de la gerbe	173
5.5.3	Discrétisation temporelle	174
5.5.4	Propagation	174
5.6	Résultats	175
5.6.1	Caractéristiques du signal reçu par une antenne	175
5.6.2	Les rayonnements de bremsstrahlung moléculaire et Cerenkov	185
5.6.3	La simulation des événements EASIER GHz	194
5.6.4	Amélioration de la détection du rayonnement	202
5.6.5	Conclusions	208
	Conclusion	209
A	Accélération de Fermi	213
A.1	Second ordre	213
A.2	Premier ordre	216
B	Mesures réalisées à l'IMEP	217
B.1	Antennes de référence	217
B.2	Gains des antennes actives	218
B.3	Diagrammes de rayonnement	220
B.4	Température électronique	223
C	Mesure de la température électronique par la méthode du <i>Y-factor</i>	229
C.1	Calibration de l'instrument de mesure	229
C.2	Caractérisation du DUT	230
C.3	Résultats du KIT	230

Introduction

La Terre est en permanence “bombardée” par un flux de particules chargées. L’étude de ces rayons cosmiques a débuté au début du XXème siècle, suite à la découverte de l’ionisation continue de l’atmosphère, y compris loin du sol. Le phénomène de gerbe atmosphérique est ensuite décrit à la fin des années 30 : ces particules ionisantes sont produites lors de l’interaction entre des particules venant du cosmos et l’atmosphère terrestre. Des expériences de détection des gerbes se multiplièrent dans les années qui suivirent. Elles furent à l’origine de la découverte d’une multitude de particules et ainsi de l’essor de la physique subatomique. Grâce à ces expériences, mais aussi à des détecteurs embarqués sur satellites et ballons, le flux de rayons cosmiques a été mesuré sur une large gamme en énergie, de la centaine de MeV à la centaine d’EeV ($1 \text{ EeV} = 10^{18} \text{ eV}$). La caractéristique la plus remarquable du spectre obtenu est la forte décroissance du flux de 26 ordres de grandeur sur 12 ordres de grandeur en énergie, en loi de puissance quasi constante. Par conséquent, du fait de leur faible flux, la détection des rayons cosmiques aux énergies extrêmes requiert de larges surfaces de détection, ils ne sont donc étudiés que par le biais des gerbes atmosphériques qu’ils génèrent.

Deux techniques de détection sont avérées : la détection des particules de la gerbe qui atteignent le sol, et la détection de la lumière de fluorescence indirectement émise par les particules de la gerbe le long de son développement. Ces techniques sont utilisées conjointement à l’Observatoire Pierre Auger, ce qui en fait un détecteur “hybride”. Malgré l’exploitation de détecteurs de plusieurs centaines, voire milliers de km^2 comme l’Observatoire Pierre Auger, le nombre cumulé de gerbes atmosphériques initiées par des rayons cosmiques au delà de la dizaine d’EeV est réduit. De plus, les observables relatives aux gerbes actuellement utilisées par ces techniques présentent chacune leur limite, principalement au sujet de la nature des rayons cosmiques dont les gerbes sont issues. La détermination de la composition aux plus hautes énergies est pourtant primordiale, car elle apporterait des contraintes sur les modèles de propagation de leur source à la Terre, et sur les modèles d’interaction à des énergies non reproductibles en accélérateur.

La détection radio a débuté dans les années 40, suite à la découverte du rayonnement Cerenkov. Elle s’est développée dans la bande de fréquences MHz jusque dans les années 70 et a mis en évidence un rayonnement d’origine géomagnétique associé au passage de gerbes. Abandonnée au profit des techniques de détection de la fluorescence, la détection radio a été reconsidérée dans les années 2000. Le coût moindre des antennes et la transparence de l’atmosphère aux ondes radio, associée à la standardisation de dispositifs de traitement du signal, ont été à l’origine de sa renaissance. A la même époque, un rayonnement isotrope dans la bande de fréquence GHz a été associé à des gerbes produites lors d’expériences sur faisceau. Des prototypes de détection GHz ont été installés au sein d’observatoires de rayons cosmiques afin de rechercher ce type de rayonnement en coïncidence avec des gerbes atmosphériques. Le présent travail s’inscrit dans ce contexte de recherche d’observables radio, via le prototype EASIER (Extensive Air Shower Identification using Electron Radiometer). EASIER est constitué d’antennes MHz et GHz installées dès 2011 en mode esclave sur les cuves de l’Observatoire Pierre Auger, et conçu dans le but de détecter l’émission radio associée au passage d’une gerbe. Le travail de cette thèse a consisté en l’analyse des données d’EASIER et en la simulation des processus rayonnants pouvant contribuer

au signal reçu par les antennes.

Le chapitre 1 relate l'histoire de la découverte des rayons cosmiques et de la construction de détecteurs voués à leur étude. La problématique de la physique des rayons cosmiques, de leur origine à leur propagation sur Terre est introduite. On termine par la description des gerbes atmosphériques, pour la détection desquelles l'Observatoire Pierre Auger a été conçu. Cet observatoire fait l'objet du chapitre 2, dans lequel sont exposés les deux dispositifs de détection utilisés, le détecteur de surface et le détecteur de fluorescence. Les avantages de la détection hybride sont mis en avant. On présente les principaux résultats de l'Observatoire Pierre Auger sur les rayons cosmiques aux plus hautes énergies, que ce soit leur spectre, la recherche d'anisotropies de leurs directions d'arrivée, ou concernant leur nature.

Le chapitre 3 se consacre à la détection radio, de son histoire jusqu'aux enjeux actuels. Les apports des diverses expériences opérant dans les bandes de fréquence MHz et GHz sont développés. Dans le cadre du projet EASIER, des antennes MHz et GHz ont été installées à l'Observatoire Pierre Auger. Le chapitre 4 est dédié à ce projet. Il décrit le dispositif expérimental, les procédures d'étalonnage et l'analyse des données. Les caractéristiques des signaux détectés dans les deux bandes de fréquence sont présentées. Le chapitre 5 est consacré à la simulation développée dans le but d'évaluer le signal émis par une gerbe atmosphérique dans la bande de fréquence GHz.

Chapitre 1

Les rayons cosmiques d'ultra haute énergie

Les rayons cosmiques désignent les particules chargées (et neutres, selon la définition) circulant dans le milieu interstellaire et intergalactique et pouvant potentiellement atteindre la Terre. Les rayons cosmiques de basse énergie affluent tandis que ceux qui parviennent à des énergies de plus de 10^{20} eV sont exceptionnels (moins d'un événement par km^2 et par siècle). Toutes énergies confondues, le rayonnement qui atteint la Terre est constitué en nombre d'1% d'électrons et de 99% de noyaux. Parmi ces derniers on trouve 89% de protons, 10% d'Hélium et 1% de noyaux plus lourds.

On s'intéressera plus particulièrement à la problématique posée par les rayons cosmiques d'ultra haute énergie ($E > \sim 10^{18}$ eV), dont la nature, l'origine et les mécanismes d'accélération sont mal connus. Générant des gerbes de particules après impact avec l'atmosphère, ils furent (et seront peut être encore) à l'origine de découvertes majeures en physique subatomique.

Après un bref historique, on décrira le spectre en énergie des rayons cosmiques, déterminé grâce aux nombreuses expériences dédiées à leur étude. On abordera ensuite les problématiques de l'origine et de la propagation du rayonnement cosmique aux plus hautes énergies. On traitera enfin des gerbes atmosphériques, dont le développement dépend de la nature du rayonnement primaire.

1.1 Historique

Cette section relate l'histoire des rayons cosmiques, de leur découverte en 1912 à la réalisation de détecteurs toujours plus performants. La détection radio a volontairement été exclue de l'historique car elle fera l'objet d'un historique propre au chapitre 3.

1.1.1 Découverte du rayonnement cosmique

Après la découverte en 1896 de la radioactivité par Henri Becquerel, et Pierre et Marie Curie, il était admis que le rayonnement ionisant mesuré sur Terre provenait de la désintégration des éléments radioactifs présents dans le sol. Diverses mesures effectuées montrant une décroissance du taux d'ionisation avec l'altitude confirmaient cette origine. En 1909, Theodore Wulf découvrit lors d'une expérience sur la tour Eiffel que la diminution du taux d'ionisation était plus faible que celle attendue en se basant sur le coefficient d'absorption des rayons γ dans l'air. En 1912, Victor Hess emporta 3 électromètres tels que ceux conçus par Wulf à 5300 mètres d'altitude lors d'un vol en ballon (voir figure 1.1 en haut à gauche). Le taux d'ionisation indiqué par les appareils était quatre fois supérieur à celui au sol et ne faiblissait pas la nuit. Il en déduisit que l'origine du rayonnement se trouvait au delà du système solaire, ce qui lui valut plus tard

le nom de rayonnement cosmique. Hess reçut le prix Nobel en 1936 pour sa découverte. Dans les années 1920, un conflit opposa Robert Millikan et Arthur Compton sur la nature de ce rayonnement. Les expériences montraient que les particules reçues au sol étaient chargées, ce que Millikan interprétait comme des électrons fruits de l'interaction entre des photons de très haute énergie et l'atmosphère, tandis que Compton pensait que les rayons cosmiques étaient chargés. A l'initiative de Compton, plusieurs équipes mesurèrent au début des années 1930 le flux de rayons cosmiques à différentes altitudes et latitudes (figures 1.1 en bas à gauche et à droite). L'analyse des mesures montra qu'il était au minimum 14% plus fort aux pôles qu'à l'équateur [1]. Compton en déduisit que le rayonnement primaire subissait des déviations dans le champ magnétique terrestre, ce qui trahissait sa nature chargée. Le nom de rayonnement est néanmoins resté. En 1934, Bruno Rossi observa des coïncidences temporelles entre les taux de comptage de deux compteurs Geiger spatialement éloignés, ce qu'il interpréta comme la manifestation de réactions physiques à grande échelle. Ce fut la première indication du développement en cascade du nombre de particules issues de l'interaction entre le rayon cosmique primaire et l'air. Pierre Auger effectua les mêmes travaux parallèlement et décrivit formellement le phénomène de gerbe atmosphérique en 1937 : les rayons cosmiques sont des noyaux qui interagissent dans la haute atmosphère et génèrent une gerbe de particules par réaction en chaîne. Il put estimer l'énergie des rayons cosmiques à 10^{15} eV par le biais des particules secondaires. Ces particules furent identifiées par la suite. Pour plus de détails, le lecteur se référera à [2].

1.1.2 Essor de la physique des particules

En 1932 et lors de ses recherches sur les rayons cosmiques, Anderson découvrit une particule de même masse que l'électron mais de charge positive, la courbure de sa trajectoire lors de la traversée d'une chambre à brouillard étant de même intensité mais de sens opposé à celle de l'électron à vitesses égales (voir figure 1.2 de gauche). Cet anti-électron ou positron fut la première antiparticule répertoriée. Son existence s'inscrivait parfaitement dans le cadre théorique posé antérieurement par Dirac (1928). Pour sa découverte, Anderson partagea le prix Nobel de physique en 1936 avec Hess. Anderson et son assistant Neddermeyer observèrent en 1937 une autre particule, dont le rayon de courbure se situait entre celui de l'électron et celui du proton (voir figure 1.2 de droite). Elle fut alors appelée mésotron (du grec *meso* pour intermédiaire). Anderson et Neddermeyer suggérèrent que le mésotron pouvait être le médiateur de l'interaction forte prédit par Yukawa en 1935. En 1947, Powell, Lattes et Occhialini découvrirent par des mesures sur émulsions embarquées en ballon d'autres particules intermédiaires, les pions chargés. Le nombre de particules répertoriées de courbures intermédiaires se multiplia et le mésotron dut être renommé mu-méson. Par le fruit de leurs interactions, il fut observé que les différents mésons interagissaient fortement à l'exception du mu-méson. Ne pouvant médier l'interaction forte, le mu-méson fut exclu de la famille des mésons et simplement renommé muon. Le muon se trouvait finalement être un électron 200 fois plus massif, soit une nouvelle particule élémentaire leptonique. Les mésons, dont le pion fait partie, désignèrent par la suite une famille de particules composées de quarks et d'antiquarks, et les gluons désignèrent les véritables médiateurs de l'interaction forte. C'est ainsi que l'étude des composants des gerbes atmosphériques permit l'essor de la physique des particules élémentaires, avant que des instruments soient capables d'accélérer des noyaux ou des électrons à des énergies suffisantes. L'ère des accélérateurs qui débuta dans les années 1960 s'accompagna de la découverte d'une multitude de particules supplémentaires et de l'établissement du modèle standard. Pour plus de détails, le lecteur se référera à [3].

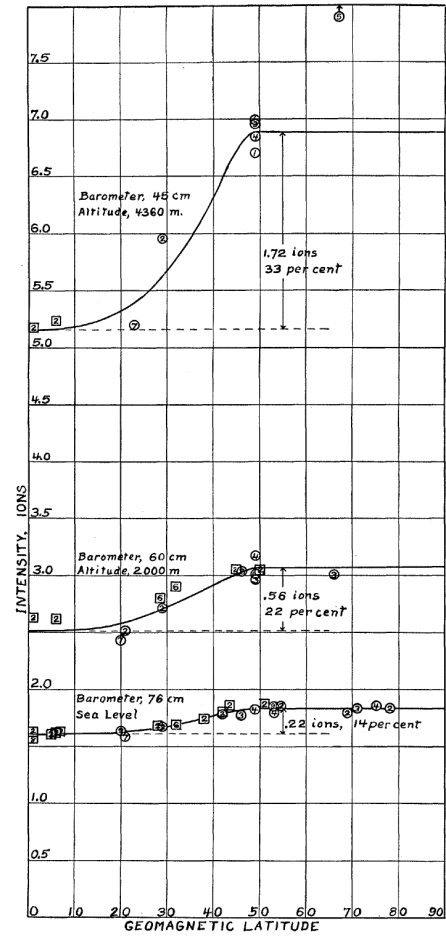
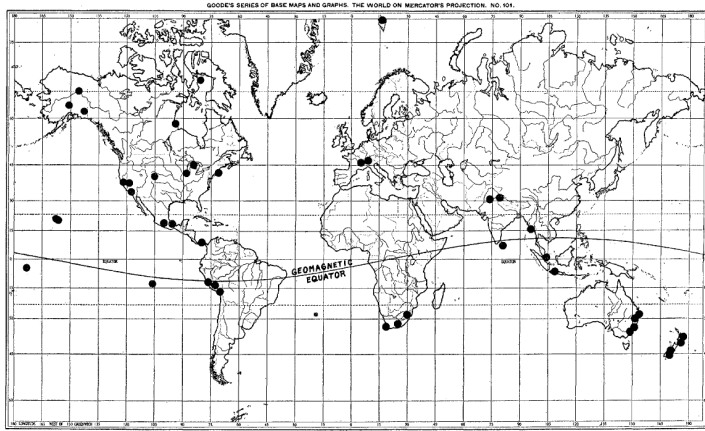


FIGURE 1.1 – Gauche haut : Victor F. Hess en ballon (crédits : VF Hess Society). Gauche bas : carte des lieux (rond noirs) où ont été effectuées des mesures par Compton et ses équipes. Droit : résultats des mesures d'ionisation en fonction de la latitude pour trois altitudes différentes [1].

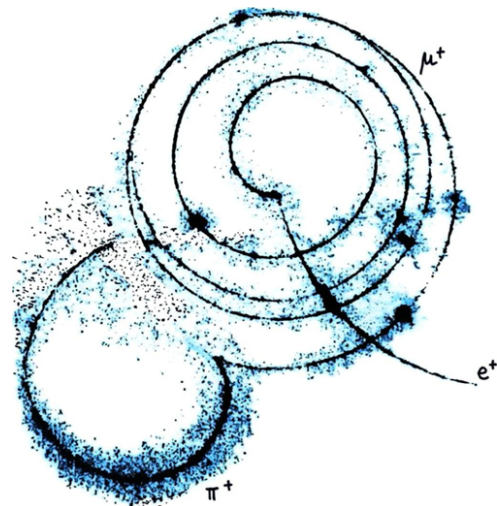
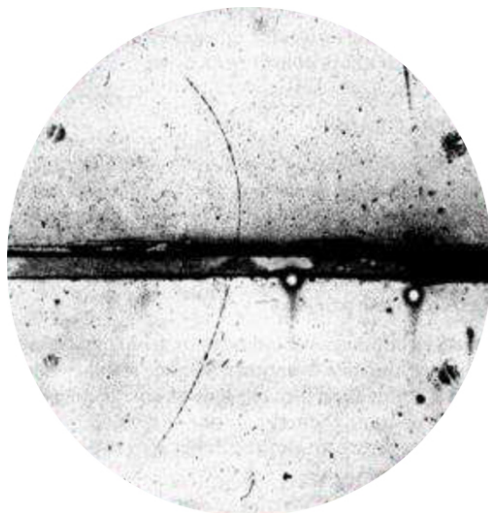


FIGURE 1.2 – Gauche : trace d'un positron traversant par le bas une chambre à brouillard (chambre de Wilson) plongée dans un fort champ magnétique. Droite : trace de la désintégration pion-muon-électron dans une chambre à brouillard [3].

1.1.3 Vers la détection des rayons cosmiques d’ultra haute énergie

Expériences pionnières

Au MIT et à la fin des années 1940, Rossi et son équipe utilisèrent des chambres d’ionisation afin de déterminer la densité de particules produites par les gerbes en différentes positions. La résolution temporelle de $1 \mu\text{s}$ des chambres était bien trop faible pour déterminer la direction de la gerbe. Ils la déterminèrent plus tard à l’aide de chambres à brouillard et il s’avéra que l’angle zénithal était inférieur à 20° pour 80% d’entre elles. A l’aide de compteurs à scintillation liquides, ils montrèrent en 1953 que, proche de son axe, l’épaisseur de la gerbe n’était que de 10 ns, ce qui rendait possible la reconstruction de la direction du rayon cosmique primaire. L’équipe du MIT remplaça ensuite les scintillateurs liquides par des scintillateurs solides. En 1959, John Linsley mis en place un réseau de 10 km^2 de scintillateurs plastiques pour son expérience à Volcano Ranch au Nouveau Mexique. Linsley observa en 1962 le premier rayon cosmique d’ultra haute énergie, estimé à 10^{20} eV [4]. Une équipe de l’université de Leeds au Royaume-Uni construisit en 1967 un réseau de taille similaire à Haverah Park, mais constitué de cuves d’eau dans lesquelles les particules de la gerbe interagissent par effet Cerenkov. Les approches étaient complémentaires. Un groupe japonais de l’université de Tokyo conçut à Akeno un réseau de 20 km^2 de scintillateurs plastiques couplés à des détecteurs de muons (des tubes proportionnels enterrés sous du béton). Un groupe d’URSS fit de même à Yakutsk, expérience aujourd’hui toujours opérationnelle.

Toutes ces expériences de détection des rayons cosmiques d’ultra haute énergie, associées aux expériences à plus basse énergie, qu’elle tirent partie des informations fournies par les gerbes, ou qu’elles détectent directement le rayonnement cosmique (satellites et ballons), permirent l’établissement du spectre en énergie. La dépendance du flux avec l’énergie se révéla être une loi de puissance d’indice quasi-constant d’environ -3 . Une extrapolation estima le flux au delà de 10^{20} eV à 1 particule par km^2 et par siècle. Des réseaux de taille supérieure (100 km^2) furent construits, SUGAR (Sydney University Giant Air shower Recorder) en Australie en 1968 et AGASA (Akeno Giant Air Shower Array), en tant que successeur d’Akeno dans les années 90. Pour plus de détails, le lecteur se référera à [5, 6].

Détection de la fluorescence de l’air

Tous ces détecteurs de surface mesuraient la distribution spatiale et l’énergie des particules de la gerbe au sol, et utilisaient des simulations Monte-Carlo pour estimer l’énergie de la particule primaire. En 1967, les équipes de K. Greisen (qui fut l’étudiant de Rossi) à Cornell, USA et de T. Suga à Tokyo développèrent une méthode de détection calorimétrique des gerbes issues de rayons cosmiques d’ultra haute énergie, basée sur la fluorescence de l’air. La fluorescence de l’air avait été détectée en tant que bruit de fond au rayonnement Cerenkov par A. Chudakov à la fin des années 50. Une application réussie de la méthode de détection fut réalisée en 1976 par l’équipe de l’Utah menée par G. Cassiday, lorsqu’elle observa la fluorescence émise par l’air en coïncidence avec la détection de particules par le réseau de Volcano Ranch. A la suite de ce succès, l’équipe élaborera en 1981 un détecteur de fluorescence, Fly’s eye, constitué de multiples facettes sensibles à la lumière UV (voir figure 1.3 de gauche). Un second fut placé à proximité en 1986 pour permettre une vision stéréo du développement des gerbes. En octobre 1991, Fly’s eye détecta un événement d’une énergie encore aujourd’hui inégalée, 3×10^{20} eV. En plus d’une mesure quasi-absolue de l’énergie, l’installation a apporté de nombreuses informations sur le problème de la composition primaire des rayons cosmiques. HiRes (High Resolution Fly’s eye), une version améliorée de Fly’s eye, a vu le jour en 1997, toujours dans l’Utah (figure 1.3 de droite). Pour plus de détails, le lecteur se référera à [7, 8].

1.1.4 L'ère moderne de la détection des rayons cosmiques

A partir des années 1990, des spectromètres modernes sont embarqués lors de vols en ballon stratosphériques et lors de mise en orbite. Les expériences BESS [9] (Balloon Borne Experiment with a Superconducting Solenoid Spectrometer), ATIC [10] (Advanced Thin Ionization Calorimeter), PAMELA [11] (Payload for Antimatter Matter Exploration and Light Nuclei Astrophysics), et plus récemment CREAM [12] (Cosmic Ray Energetics And Mass) et AMS [13, 14] (Alpha Magnetic Spectrometer) succèdent aux prototypes spatiaux envoyés dans les années 60 à 80. Ces spectromètres interceptent directement le rayonnement primaire avant son entrée dans l'atmosphère ou après la traversée d'une faible couche atmosphérique. La détection étant (quasi)directe, elle a permis l'identification du primaire et l'établissement du spectre en masse des rayons cosmiques, qui s'est révélé caractéristique des éléments constitutifs du système solaire. En raison de leur faible surface de collecte, les expériences en ballon et satellites se limitent à la détection des rayons cosmiques abondants et donc de faible énergie (typiquement inférieure au $\text{PeV} = 10^{15} \text{ eV}$).

Au delà du PeV , des détecteurs de surface comme KASCADE [15], Tibet [16], GAMMA [17], Tunka [18] ou IceTop [19] échantillonnent les particules des gerbes atmosphériques.

Au delà de l'EeV, les expériences au sol qui détectent les gerbes atmosphériques couvrent désormais des surfaces de plusieurs centaines de km^2 . Elles observent le développement longitudinal via la fluorescence des gerbes atmosphériques et/ou en font un échantillonnage latéral. Elles peuvent ainsi couvrir des surfaces suffisantes à la détection des flux très faibles, donc des hautes énergies. L'inconvénient de la détection indirecte réside dans la difficulté à reconstituer les caractéristiques de la particule primaire et particulièrement sa nature. L'Observatoire Pierre Auger (chapitre 2) ou Telescope Array [20, 21] combinent les télescopes de fluorescence à des cuves d'eau ou à des scintillateurs, ce qui permet une mesure de l'énergie indépendante des modèles.



FIGURE 1.3 – Gauche : détecteur de rayons cosmiques Fly's Eye dans l'Utah. Chaque module est constitué d'un miroir réfléchissant la lumière UV sur des photomultiplicateurs. Droite : HiRes II, Utah.

1.2 Spectre en énergie

La combinaison des résultats des expériences au sol et embarquées a permis une mesure du spectre en énergie des rayons cosmiques sur plusieurs ordres de grandeur. La figure 1.4 de gauche représente le flux de rayons cosmiques reçus par intervalle d'énergie de 1 GeV et par unité de

surface, de temps, et d'angle solide. Ce flux suit une loi de puissance décroissante de l'énergie,

$$\phi(E) = \frac{dN}{dEdAd\Omega}(E) \propto E^k. \quad (1.1)$$

L'exposant k est appelé indice spectral et change de valeur à des énergies particulières. La figure 1.4 de droite présente le spectre en énergie des rayons cosmiques entre 10^{13} et 10^{21} eV, en multipliant le flux par $E^{2.6}$. Sur ce spectre, les différents changements d'indice spectral apparaissent clairement. On observe une rupture de pente dite "du genou" à 4×10^{15} eV où l'indice spectral passe de $-2,7$ à -3 . A plus haute énergie, vers 5×10^{17} eV, on repère une "rupture du tibia" ou "second genou" mal défini(e), où l'indice spectral descend à $-3,3$, et enfin la "cheville" vers 4×10^{18} eV, où il remonte à $-2,7$. A partir de 5×10^{19} eV, on observe une nouvelle diminution de l'indice, ou probablement la "coupure GZK".

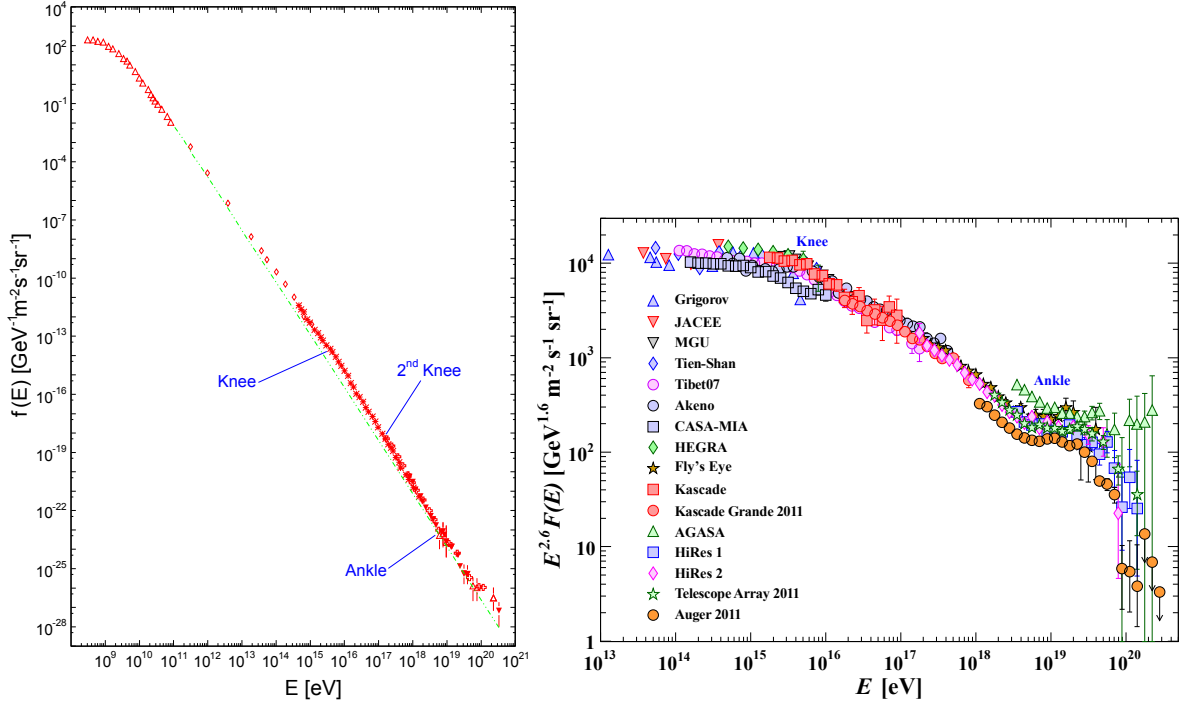


FIGURE 1.4 – Gauche : spectre en énergie établi en 2001 [22]. Droite : spectres en énergie obtenus par les diverses expériences citées [23]. Le flux $f(E)$ est multiplié par $E^{2.6}$. Les barres d'erreur représentent les erreurs statistiques.

Jusqu'à la centaine de MeV, le rayonnement cosmique provient principalement du vent solaire (protons, noyaux d'hélium et électrons), mais il est piégé par le champ magnétique terrestre au niveau des ceintures de Van Hallen. Jusqu'aux environs de 10 GeV, les rayons cosmiques sont affectés par les modulations solaires quelle que soit leur origine. Durant les périodes de forte activité solaire, les champs magnétiques s'intensifient et empêchent les particules d'accéder à l'intérieur de l'héliosphère. Et ce d'autant plus que le rapport de leur énergie sur leur charge est faible. Ainsi, le flux de rayons cosmiques à ces énergies est inversement corrélé au cycle solaire de 11 ans et la suppression du flux rend le spectre courbe. Jusqu'à 100 GeV, les sections efficaces d'interaction entre les noyaux cosmiques et le milieu ambiant restent suffisamment élevées pour que la composition soit affectée par la spallation. Pour un noyau donné, l'étude du rapport d'abondance du secondaire à la spallation et du primaire peut permettre de remonter à la quantité de matière traversée par le rayonnement et donc à sa source.

Il est généralement admis que les particules situées en deçà du genou sont d'origine galactique et accélérées par les ondes de choc produites par les restes de supernovæ(SNR). Si le flux diminue

encore plus rapidement que la loi de puissance en $-2,7$ à partir du genou, ce pourrait être parce que les protons ont atteint l'énergie maximale qu'elles pouvaient leur fournir. D'autres genoux moins visibles devraient suivre le principal, expliqués par le même phénomène cette fois appliqué aux éléments plus lourds (plus chargés) et naturellement plus rares. On détaillera les limites d'accélération dans la section 1.3. La cheville peut être décrite par le croisement de deux lois de puissance d'indices différents : la composante d'indice le plus faible (celle qui décroît le plus vite) est dépassée par une composante d'indice plus fort à 4×10^{18} eV. La transition entre rayons cosmiques d'origine galactique et rayons cosmiques d'origine extra-galactique pourrait se situer à cet endroit. Le genou ne peut quant à lui être décrit par l'intersection de deux lois de puissances pures : la fonction à cet endroit est concave et non convexe (en échelle log-log) comme dans le cas de la cheville. On peut rendre compte de cette singularité par le croisement de deux composantes de même point d'inflexion : une première composante représentée par une loi de puissance dont l'indice s'effondre à partir du genou, et une seconde quasi inexistante relativement à la première en amont du genou et qui émerge ensuite en loi de puissance d'indice inférieur. Des lois de puissance apparaissent facilement lorsque l'on considère l'effet statistique des processus accélérateurs, mais ces ruptures au niveau du genou sont physiquement difficilement explicables.

Suite à la découverte du fond diffus cosmologique (CMB), Greisen, Zatsepin et Kuz'min prédirent en 1966 une rupture de flux aux environs de 6×10^{19} eV, due à l'interaction entre les rayons cosmiques de très haute énergie et le CMB, ou coupure "GZK" détaillée dans la section 1.4.1. Les expériences AGASA et HiRes ont respectivement observé une absence de rupture et une rupture à 5.6×10^{19} eV [24]. Un des objectifs de l'Observatoire Pierre Auger a été de lever l'ambiguïté [25] (voir section 2.3.2 au chapitre 2).

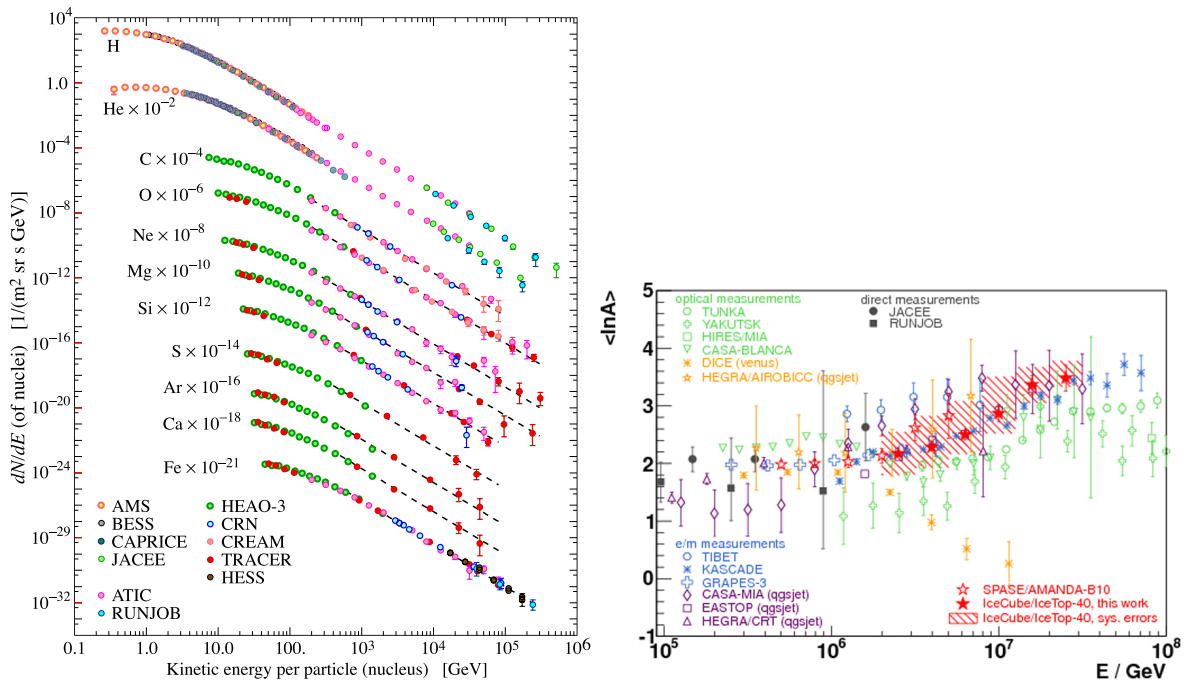


FIGURE 1.5 – Composition en masse obtenue par les diverses expériences mentionnées. Gauche : spectre en énergie jusqu'au PeV, en séparant les rayons cosmiques en fonction de leur masse [23]. Droite : logarithme moyen du nombre de masse des rayons cosmiques détectés, en fonction de l'énergie, entre 0.1 et 100 PeV [19]. Sauf mention contraire entre parenthèses, le modèle d'interaction hadronique utilisé est SIBYLL (voir section 1.5.3).

Toutes énergies confondues, le rayonnement cosmique qui atteint la Terre est constitué en nombre d'1% d'électrons et de 99% de noyaux. Parmi ces derniers on trouve 89% de protons,

10% d'Hélium et 1% de noyaux plus lourds. Jusqu'au PeV, les rayons cosmiques peuvent être détectés et identifiés directement. Le spectre en énergie est représenté sur la figure 1.5 de gauche en séparant les rayons cosmiques en fonction de leur masse. A ces énergies, la composition relative évolue peu. Au delà du PeV, la détection est indirecte. La reconstruction de la masse du primaire est alors réalisée via des observables relatives au développement de la gerbe. Le lien entre la masse et ces observables dépend des modèles d'interaction hadroniques utilisés (section efficaces, élasticité, multiplicité..., voir section 1.5). La figure 1.5 de droite représente le logarithme moyen du nombre de masse des rayons cosmiques détectés en fonction de l'énergie, de 0.1 à 100 PeV, gamme sur laquelle on observe un alourdissement clair de la composition avec l'augmentation en énergie. La composition au delà de la centaine de PeV est encore plus incertaine, du fait de la méconnaissance des interactions à ces énergies et du faible flux de rayons cosmiques. Elle sera l'objet de la section 2.4 du chapitre 2, dans le cadre des expériences Pierre Auger et Telescope Array, et est à l'origine de la radiodétection des gerbes et donc de cette thèse.

1.3 Origine des rayons cosmiques d'ultra haute énergie

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

1.3.1 Modèles bottom-up

Selon les modèles "bottom-up", les rayons cosmiques acquièrent leur énergie par accélérations successives liées à des ondes de chocs et à des inhomogénéités magnétiques au sein de structures particulières comme les rémanents de supernovæ. Ils y sont confinés par le champ magnétique global et les calculs montrent que le spectre en énergie des particules ainsi accélérées suit naturellement une loi de puissance.

Accélération de Fermi du premier et second ordre

La force gravitationnelle étant toujours attractive, les particules n'ont pas la possibilité d'être accélérées sans être piégées. Concernant la force électromagnétique, le champ électrique moyen de l'univers vaut zéro à très courte échelle, ce qui ne peut conférer une différence de potentiel suffisante. Des structures magnétiques en mouvement peuvent cependant céder une partie de leur énergie car -vues depuis le référentiel du milieu ambiant- elles sont constituées de champs électriques. Ces structures magnétiques particulières sont identifiées comme des nuages magnétiques et des ondes de choc (voir figure A.1). Les processus d'accélération de Fermi [26] qui s'y déroulent sont présentés en annexe A à l'aide de modèles simplifiés, dans le but de faire comprendre au lecteur l'idée générale. Des informations complémentaires sont données dans [27]. La limite supérieure en énergie des particules accélérées par ces mécanismes provient uniquement du critère de Hillas.

Critère de Hillas

Le rapport $\|\vec{p}\|$ sur Z est caractéristique de la rigidité de la particule. A charge électrique constante, plus la particule gagne en énergie et donc en quantité de mouvement, et moins sa

trajectoire est courbe. Elle finit donc par s'échapper du site accélérateur quand son énergie devient trop grande.

Hillas montra que l'énergie maximale que peut acquérir une particule suit la relation

$$E_{max} \sim \beta \cdot Z \cdot B \cdot L \times 10^{15} \text{ eV}, \quad (1.2)$$

avec β représentant l'efficacité du processus accélérant, Z le nombre de charge de la particule, B le champ magnétique moyen en μG et L la taille de la zone en pc [28]. En effet, la particule gagne d'autant plus d'énergie que le phénomène est violent (présence de β), mais elle doit avant tout être confinée à l'intérieur de la zone accélératrice pour en gagner. La durée de confinement dépend directement de l'intensité B du champ magnétique -ainsi que de Z qui ordonne le couplage- et de la taille L de la zone. Par exemple, les particules pourraient atteindre une énergie $E_{max} \sim 10^{15}$ eV en étant accélérées par des restes de supernovæ(SNR).

Pour être plus réaliste, il serait en fait essentiel de considérer les pertes énergétiques par rayonnement synchrotron qui augmentent avec l'intensité du champ magnétique. En plus de la taille de la zone affectée, il serait aussi nécessaire de prendre en compte sa densité (pour estimer les pertes par collision) et la durée du phénomène accélérateur.

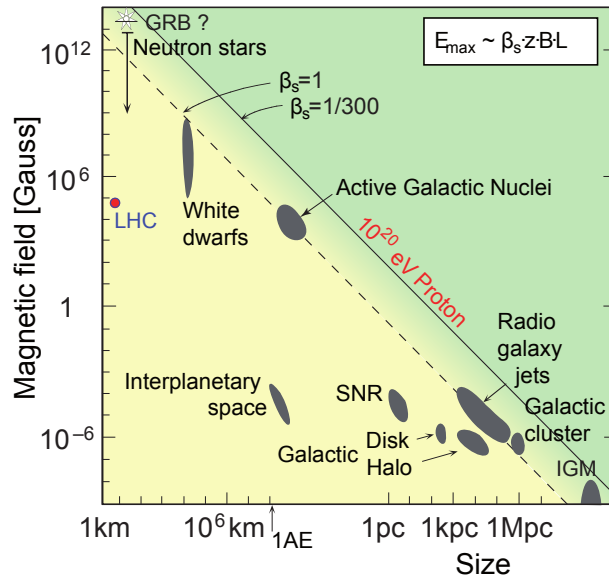


FIGURE 1.6 – Diagramme de Hillas [29]. Voir texte.

Les objets astrophysiques sont représentés par leur taille et leur champ moyen sur le diagramme de Hillas (figure 1.6). Ceux situés au delà de la ligne continue respectent les contraintes imposées sur B et L pour accélérer des protons jusqu'à 10^{20} eV. Des objets comme les AGN (Noyaux Actifs de Galaxie), GRB (Sursauts Gamma), les étoiles à neutrons, ou les galaxies radio peuvent ainsi prétendre être la source des rayons cosmiques d'ultra haute énergie. Un noyau actif de galaxie représente une région compacte au centre d'une galaxie, dont la luminosité élevée résulterait de l'accrétion de matière autour d'un trou noir supermassif. Les sursauts gamma sont les phénomènes les plus lumineux observés dans l'univers. Ce sont des flash de rayons gamma qui seraient émis lors d'explosions se produisant à la fin de vie d'une étoile supermassive ou d'un système d'étoiles liées. Les étoiles à neutrons sont des rémanents compacts d'étoiles issus de leur effondrement gravitationnel, de champ magnétique très intense. Comme leur nom l'indique, les galaxies radio sont des galaxies actives qui émettent un fort rayonnement radio. Les rayons cosmiques d'ultra haute énergie seraient donc d'origine extragalactique.

1.3.2 Modèles top-down

Les modèles “top-down” sont invoqués pour expliquer les énergies extrêmes du spectre [30]. Ils consistent généralement en la désintégration d’une particule hypermassive qui lègue son énergie de masse sous forme cinétique à ses descendants légers. L’énergie des rayons cosmiques générés n’est alors limitée que par la masse de ces particules exotiques. L’existence de ces particules ne peut cependant être expliquée dans un cadre standard de physique. Leurs désintégrations devraient, de plus, produire de nombreux photons et neutrinos d’ultra haute énergie qui n’ont encore jamais été observés, l’expérience Auger ayant en effet posé de fortes contraintes sur leur nombre. C’est pourquoi des modèles de type “bottom-up” restent privilégiés, même s’il peinent à expliquer des accélérations aboutissant à des énergies extrêmes.

1.4 Propagation des rayons cosmiques d’ultra haute énergie

Comme mentionné précédemment, les rayons cosmiques les plus énergétiques proviendraient de sources extra-galactiques. Tout au long de leur trajet jusqu’à leur lieu de détection, la Terre, ils sont susceptibles d’interagir avec les photons du fond diffus cosmologique et infrarouge et d’être déviés par les champs magnétiques. Les conséquences possibles sont la perte d’énergie, les changements de composition et de direction.

1.4.1 L’effet GZK

L’effet GZK a été prédit en 1966 simultanément par Greisen d’une part [31] et Zatsepin et Kuz’min d’autre part [32], à la suite de la découverte du fond diffus cosmologique radio -ou CMB- en 1964. Il limite la distance de provenance -et donc finalement le flux- des particules d’énergie supérieure à 5×10^{19} eV, comme expliqué dans ce qui suit.

Protons

Les protons interagissent avec les photons du CMB par photo-production de pions via la résonance Δ ,

$$\gamma_{CMB} + p \rightarrow \Delta^+ \rightarrow p + \pi^0, \quad (1.3)$$

$$\text{ou } \gamma_{CMB} + p \rightarrow \Delta^+ \rightarrow n + \pi^+, \quad (1.4)$$

ou par création de paire

$$\gamma_{CMB} + p \rightarrow p + e^+ + e^-, \quad (1.5)$$

et redistribuent ainsi leur énergie le long de leur propagation. Ils voient par ailleurs leur énergie diluée par l’expansion de l’univers, mais dans des proportions moindres.

Le libre parcours moyen -ou longueur d’interaction- λ est la distance moyenne parcourue par la particule avant interaction,

$$\lambda = \frac{1}{n\sigma}, \quad (1.6)$$

avec n la densité du milieu en m^{-3} et σ la section efficace en m^2 . La longueur de perte d’énergie -ou longueur d’atténuation- est définie comme

$$x_{loss} = \frac{\lambda}{\epsilon}, \quad (1.7)$$

avec ϵ la fraction d’énergie moyenne perdue par interaction.

La figure 1.7 de gauche représente x_{loss} (*energy loss length*, en trait noir épais et continu) et montre que sa pente chute brutalement à 6×10^{19} eV. La réduction de la longueur de perte

d'énergie est provoquée par la réduction du libre parcours moyen (*interaction length*, en trait noir épais et discontinu pour le fond radio) associée à une augmentation de la fraction d'énergie perdue par interaction (non représentée). Les protons provenant d'une zone accélératrice plus lointaine que 100 Mpc ou 326 Ma.l. (à titre de comparaison la voie lactée s'étend sur 25 kpc et l'amas local sur 3 Mpc) ne peuvent statistiquement pas nous atteindre avec une énergie supérieure à $\sim 10^{20}$ eV, comme le montre aussi la figure 1.7 de droite, qui illustre schématiquement l'évolution de l'énergie moyenne d'un proton en fonction de la distance parcourue, pour 3 énergies initiales. Le fond infrarouge n'a qu'une influence modérée sur la propagation des rayons cosmiques d'ultra haute énergie (ligne en trait noir fin et discontinu de la figure 1.7 de gauche).

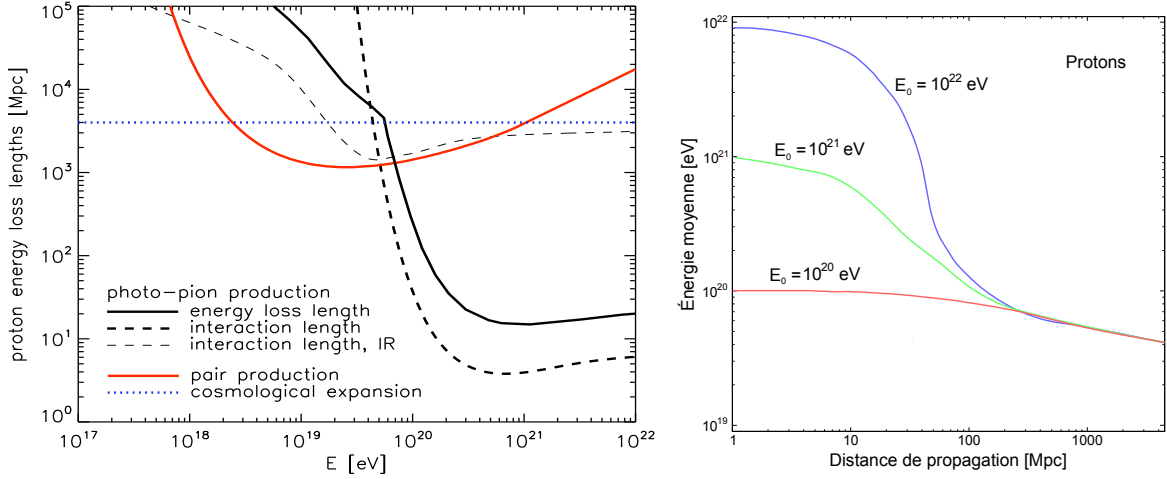


FIGURE 1.7 – Longueurs caractérisant la propagation d'un proton dans le fond diffus cosmologique radio et infrarouge (IR) - Gauche : longueurs de perte d'énergie vis à vis de la création de paire (*pair production*) et de l'expansion de l'univers (*cosmological expansion*), libre parcours moyen (*interaction length*) et longueur de perte d'énergie (*energy loss length*) vis à vis de la photo-production de pions, pour d'un proton d'énergie E [33]. Droite : énergie moyenne d'un proton après un parcours de D Mpc depuis sa source d'accélération (schéma).

Noyaux

Un noyau de masse atomique A , interagit avec le CMB par création de paire,

$$\gamma_{CMB} + A \rightarrow A + e^+ + e^-, \quad (1.8)$$

mais principalement par un ensemble de réactions de photo-dissociations,

$$\gamma_{CMB} + A \rightarrow (A - x) + xN, \quad (1.9)$$

N désignant un nucléon, avec x majoritairement égal à 1. Ces réactions impliquent la perte de nucléons, ce qui modifie la nature du rayon cosmique et son énergie par la relation $\Delta E = \gamma \Delta A m_N c^2$. L'effet des interactions de différentes particules avec le CMB et le fond infrarouge est représenté sur la figure 1.8. Le libre parcours moyen des noyaux composites est plus faible que celui du proton, quelle que soit l'énergie considérée. Quant à l'énergie perdue, elle est plus élevée pour les noyaux dès 10^{20} eV. La suppression du flux de rayons cosmiques interviendrait donc à plus basse énergie si ce sont des noyaux.

1.4.2 La déviation magnétique

Lors de leur propagation, les rayons cosmiques peuvent être déviés par les champs magnétiques. Le rayon de Larmor d'une particule de charge q , soumise à un champ magnétique

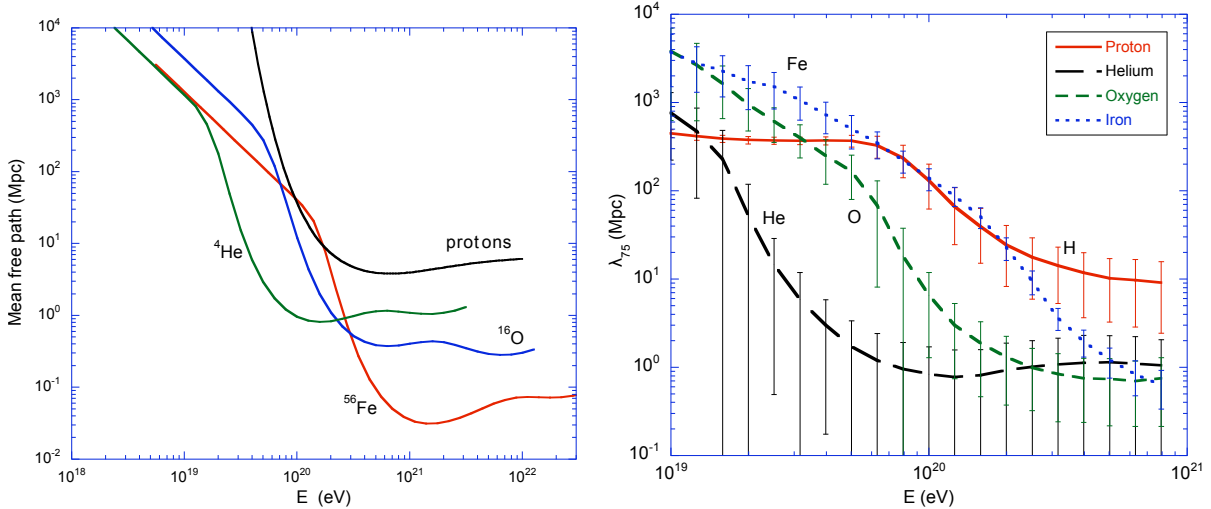


FIGURE 1.8 – Longueurs caractérisant la propagation de particules dans le fond diffus cosmologique radio et infrarouge [34] - Gauche : libre parcours moyen de la particule en fonction de sa nature et de son énergie. Droite : distance moyenne à partir de laquelle la particule a perdu 25% de son énergie, en fonction de son énergie, pour différents noyaux.

d'intensité B , et avec p_{\perp} sa quantité de mouvement normale au champ, est donné par

$$r_L = \frac{p_{\perp}}{|q|B}. \quad (1.10)$$

Dans le cas d'une particule de vitesse relativiste, $p_{\perp} = \gamma m_0 v_{\perp} \sim \gamma m_0 c = E/c$, on a $r_L = E/|q|Bc$. Le rayon de Larmor d'un proton de 55×10^{18} eV, plongé dans un champ magnétique d'1 nG ($= 10^{-13}$ T) et perpendiculaire à sa vitesse, est de 1.8×10^{24} m ~ 60 Mpc. On déduit que ce proton se trouve au maximum dévié d' 1° après avoir parcouru une distance de $2\pi r_L/360 \sim 1$ Mpc, les champs magnétiques extra-galactiques ne dépassant pas *a priori* le nanogauss [35]. Un proton 10 fois plus énergétique sera 10 fois moins dévié, tandis qu'un noyau de fer de même énergie qu'un proton le sera 26 fois plus. S'ils sont peu chargés et si l'horizon GZK est confirmé, les rayons cosmiques d'ultra haute énergie permettraient l'émergence d'une nouvelle astronomie en pointant directement les sources. L'identification de ces sources mènerait à des contraintes sur leur champ magnétique et sur la propagation des particules.

1.5 Le développement des gerbes hadroniques

Les rayons cosmiques interagissent par interaction forte inélastique avec l'azote et l'oxygène de la haute atmosphère. Les particules résultantes sont instables et interagissent à nouveau. Les plus représentatives d'entre elles sont les plus simples des mésons, les pions neutres et chargés $\pi^{0,\pm}$. Les réactions s'enchaînent en cascade et forment une gerbe atmosphérique (figure 1.9).

Dans le but d'identifier la composition et l'origine des rayons cosmiques d'ultra haute énergie, leur faible flux (inférieur à 1 événement par km² par an au delà de la "cheville") doit être compensé par la construction de détecteurs de plusieurs centaines de km². De tels dispositifs ne peuvent être implantés qu'au sol et ne détectent les rayons cosmiques qu'indirectement, par le fruit de leur interaction avec l'air.

1.5.1 Le grammage et l'atmosphère

Afin de décrire le développement d'une gerbe dans l'atmosphère, on utilisera la notion de grammage X (g.cm⁻²), qui permet de s'affranchir de la densité de l'atmosphère -ou, pour des

raisons équivalentes, de l'inclinaison de la gerbe- lorsque l'on souhaite se référer à un point particulier de son développement. X représente la quantité d'atmosphère par unité de surface traversée par la gerbe entre la hauteur h_1 et h_2 , elle est ainsi définie par l'intégration de la masse volumique de l'air à la hauteur h sur l'intervalle $[h_1, h_2]$,

$$X = \int_{h_1}^{h_2} \rho(h) \frac{dh}{\cos \theta}, \quad (1.11)$$

avec θ l'angle zénithal de la gerbe. Provenant théoriquement d'une altitude infinie, une gerbe se trouvant à l'altitude H a alors traversé la quantité

$$X(H) = \int_H^\infty \rho(h) \frac{dh}{\cos \theta}. \quad (1.12)$$

En approximant $\rho(h) \sim \rho_0 \exp(-h/8 \text{ km})$ avec $\rho_0 = 1.2 \times 10^{-3} \text{ g.cm}^{-3}$, on obtient

$$X(H) = \frac{960 \text{ g.cm}^{-2}}{\cos \theta} \exp\left(\frac{-H}{8 \text{ km}}\right). \quad (1.13)$$

Dans cette approximation, $X = 960 \text{ g.cm}^{-2}$ représente donc le grammage traversé lorsque la gerbe atteint le niveau de la mer.

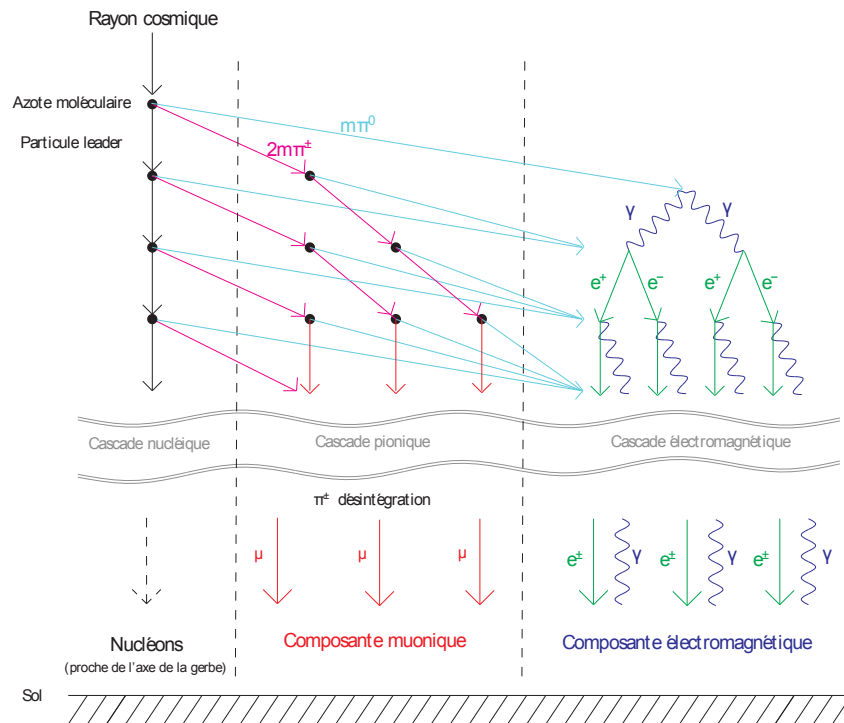


FIGURE 1.9 – Schéma de principe du développement d'une gerbe atmosphérique. La séparation spatiale des composantes n'a pas de réalité physique.

1.5.2 Modélisation simplifiée

On peut établir le développement longitudinal d'une gerbe atmosphérique à l'aide des hypothèses simplificatrices suivantes, basées sur le modèle de Heitler [36].

Nucléon primaire

L'interaction entre le rayon cosmique primaire d'énergie E_0 et l'air génère m (pour multiplicité) pions d'énergie E_0/m , dont $f_0 m$ neutres et $f_{\pm} m$ chargés. Les pions neutres ($\tau_{\pi^0} = 0,83 \times 10^{-16}$ s) se désintègrent quasi-immédiatement en une paire de photons et les pions chargés ($\tau_{\pi^{\pm}} = 2,60 \times 10^{-8}$ s) interagissent à nouveau avec l'atmosphère, relançant alors le mécanisme. Les photons issus de pions sont suffisamment énergétiques ($E > 2 \times 511$ keV) pour se convertir en paires électron-positron, qui perdent leur énergie par bremsstrahlung à cause de la déviation induite par le champ électromagnétique des constituants de l'air. Ce rayonnement de freinage se convertit à son tour en paires électron-positron qui rayonnent à nouveau. Les électrons, positrons et photons ainsi créés forment la composante électromagnétique de la gerbe.

Le mécanisme hadronique se reproduit tant que l'énergie par particule le rend probable. On note E_{π} l'énergie en deçà de laquelle la distance moyenne parcourue par le pion chargé avant sa désintégration $\gamma\tau_{\pi^{\pm}}v$ devient plus petite que la distance moyenne λ parcourue avant son interaction avec l'air. E_{π} vaut environ 20 GeV. Lorsque E_{π} est atteinte, la gerbe hadronique cesse de se développer et la composante muonique se forme par la désintégration $\pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} + \nu_{\mu}/\bar{\nu}_{\mu}$. La composante électromagnétique n'est alors plus alimentée, elle atteint un maximum puis disparaît progressivement par ionisation, lorsque l'énergie par particule devient inférieure à l'énergie critique E_c (~ 80 MeV).

En considérant que l'énergie moyenne des particules est divisée par m à chacun des niveaux d'interaction de la cascade jusqu'à atteindre une énergie moyenne par particule E_{π} , le nombre n de niveaux d'interaction est défini par

$$m^n = \frac{E_0}{E_{\pi}}, \quad (1.14)$$

$$n = \frac{\ln(E_0/E_{\pi})}{\ln(m)}. \quad (1.15)$$

A chacun des n niveaux d'interactions, une fraction de f_{\pm} pions chargés sont produits. On en compte ainsi $(f_{\pm} m)^n$ au maximum de développement. Autant de muons provenant de leurs désintégrations se retrouvent alors au sol,

$$N_{\mu^{\pm}} = (f_{\pm} m)^n. \quad (1.16)$$

L'énergie convertie sous forme électromagnétique correspond à la fraction d'énergie emportée par les pions neutres,

$$E_{em} = E_0(1 - f_{\pm}^n). \quad (1.17)$$

Sachant qu'au maximum de développement, les particules électromagnétiques ont une énergie E_c , on en déduit leur nombre

$$N_{em} = \frac{E_{em}}{E_c}. \quad (1.18)$$

En faisant l'hypothèse d'une multiplicité des interactions électromagnétique égale à 2, et sachant que l'énergie des pions neutres qui initient les dernières cascades électromagnétiques vaut E_{π} , le nombre de niveaux d'interaction de ces dernières cascades vaut

$$n_e = \frac{\ln(E_{\pi}/E_c)}{\ln 2} \sim \frac{5.5}{\ln 2}. \quad (1.19)$$

En notant X_1 et X_{max} les quantités d'atmosphère traversées antérieurement à la première interaction et au maximum de développement, la gerbe se développe finalement sur

$$X_{max} = X_1 + nX_{\pi} \ln 2 + n_e X_0 \ln 2, \quad (1.20)$$

avec $X_\pi \sim 120 \text{ g.cm}^{-2}$ la quantité de matière caractéristique d'un niveau d'interaction hadronique, et $X_0 \sim 37 \text{ g.cm}^{-2}$ celle d'un niveau d'interaction électromagnétique.

On estime la multiplicité et les fractions à $m = 10$, $f_0 = 1/3$ et $f_\pm = 2/3$. Une gerbe de 10^{19} eV issue d'un nucléon présente alors $n = 8.7$ niveaux d'interaction hadroniques, $N_{\mu^\pm} = 10^7$ muons, un rapport $E_{em}/E_0 = 0.97$, $N_{em} = 10^{11}$ particules électromagnétiques et $X_{max} = 920 \text{ g.cm}^{-2}$. Les muons ne représenteraient ainsi qu'une fraction négligeable de la gerbe en nombre mais emporteraient quelques pourcentages de son énergie.

Noyau primaire

En utilisant le principe de superposition, on peut considérer qu'un noyau contenant A nucléons est équivalent à A protons incidents d'énergie E_0/A . Par rapport à une gerbe issue d'un proton, on obtient A gerbes d'énergie initiale A fois inférieure. En reprenant les équations établies précédemment,

$$m^{n(A)} = \frac{E_0/A}{E_\pi}, \quad (1.21)$$

$$n(A) = \frac{\ln(E_0/(AE_\pi))}{\ln(m)}, \quad (1.22)$$

$$n(A) = n(p) - \frac{\ln(A)}{\ln(m)}. \quad (1.23)$$

Le nombre de niveaux d'interactions -et par conséquent X_{max} - d'une gerbe issue de noyau est donc inférieur à celui d'une gerbe issue de proton à énergies égales.

Pour obtenir le nombre de muons générés par une gerbe issue de noyau, il faut additionner les contributions de chacune des A gerbes,

$$N_{\mu^\pm}(A) = A(f_\pm m)^{n(A)} = AN_{\mu^\pm}(p)(f_\pm m)^{-\frac{\ln(A)}{\ln(m)}}, \quad (1.24)$$

$$\frac{N_{\mu^\pm}(A)}{N_{\mu^\pm}(p)} = A(f_\pm m)^{-\frac{\ln(A)}{\ln(m)}}. \quad (1.25)$$

En considérant les valeurs de m et f_\pm mentionnées plus haut, on trouve ce rapport égal 2 dans le cas du noyau de fer.

1.5.3 Simulations numériques et modèles hadroniques

Les simulations numériques confirment le comportement général des gerbes présenté plus haut, mais permettent de l'établir de façon plus précise à partir des modèles actuels décrivant les interactions et désintégrations. Pour la gerbe initiée par un proton de 10^{19} eV, les principales différences avec le modèle simplifié concernent le X_{max} , estimé à environ 800 g.cm^{-2} et l'énergie électromagnétique, avec $E_{em}/E_0 = 0.90$.

La mesure de l'énergie déposée dans l'atmosphère par la composante électromagnétique de la gerbe et de l'angle d'incidence de la gerbe permet de remonter quasi-directement à l'énergie du rayon cosmique primaire E_0 et à sa direction d'arrivée. L'utilisation de simulations permet d'établir le lien entre certaines propriétés de la gerbe et du primaire (en particulier sa nature) et les valeurs et fluctuations d'observables liées au développement longitudinal de la gerbe (le nombre de particules électromagnétiques en fonction de la quantité d'atmosphère traversée $N_e = f(X)$, la quantité d'atmosphère traversée en moyenne au maximum de développement $\langle X(N_{max}) \rangle = \langle X_{max} \rangle$ et ses fluctuations $\sigma(X_{max})$ et à la distribution latérale au sol (le nombre de muons, de particules électromagnétiques ou la somme des deux, en fonction de la distance à l'axe de la gerbe, $dN/dr = f(r)$).

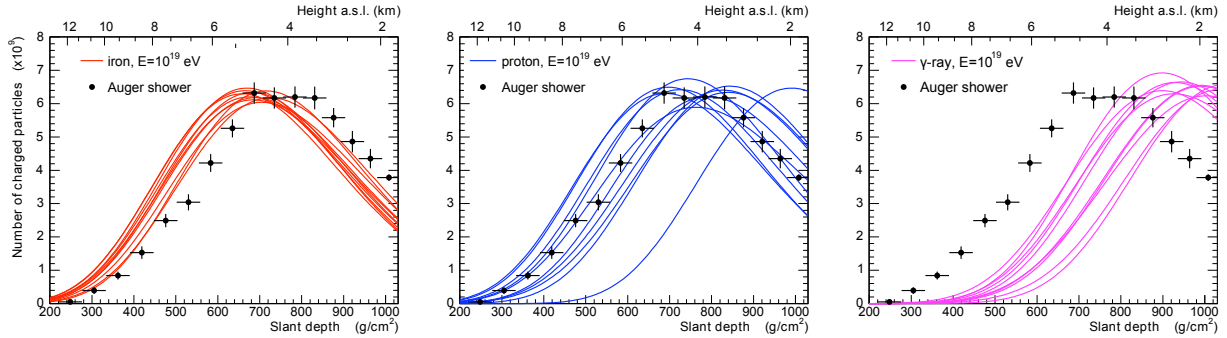


FIGURE 1.10 – Profil longitudinal simulé de gerbes initiées par des protons, fer et photons de 10^{19} eV. Une gerbe détectée par l’Observatoire Pierre Auger de primaire estimé à 10^{19} eV est représentée.

Avec $\langle X_{max}(p) \rangle \sim \langle X_{max}(fer) \rangle + 100 \text{ g.cm}^{-2}$ à énergies égales (figure 1.10), il semble envisageable de déduire la nature du primaire par la mesure de X_{max} , si son énergie E_0 est connue de façon indépendante. Néanmoins, les interactions étant par nature stochastiques, la profondeur de première interaction X_1 et le développement qui s’ensuit varient, au point que $\langle X_{max}(p) \rangle \pm \sigma(X_{max}(p))$ est compatible avec $\langle X_{max}(fer) \rangle \pm \sigma(X_{max}(fer))$. La détermination de la composition en masse des rayons cosmiques d’ultra haute énergie ne peut donc être envisagée que statistiquement et non événement par événement. Les fluctuations de développement offrent cependant une observable supplémentaire liée à la masse. En effet, celles-ci sont fort réduites dans le cas du fer car le principe de superposition qui s’applique aux noyaux composites tend à atténuer les disparités ($\sim 20 \text{ g.cm}^{-2}$ pour le fer, à comparer aux $\sim 60 \text{ g.cm}^{-2}$ du cas proton). Le rapport du nombre de muons entre une gerbe issue de proton et une gerbe de même énergie issue de fer est quant à lui généralement estimé à 1.4 [37]. On pourrait ainsi distinguer les gerbes issues de proton, de fer ou d’autres éléments intermédiaires, par la mesure du nombre de muons au sol si on connaît là encore E_0 de façon indépendante.

Parmi les programmes informatiques simulant des gerbes atmosphériques, on peut citer CORSIKA [38] (COsmic Ray SIMulation for KASCADE) et AIRES (AIR-shower Extended Simulation). CORSIKA fut à l’origine créé pour l’expérience KASCADE [39, 40] mais peut être employé pour simuler les gerbes adaptées à n’importe quelle expérience de rayons cosmiques. AIRES est une amélioration de MOCCA [41, 42], un programme de simulation historique conçu par Hillas. La QED est une théorie achevée tandis que la QCD est incomplète et décrite par plusieurs modèles. Ceci oblige à adopter des modèles d’interaction hadronique comme QGSJET [43] ou SIBYLL [44] qui, à haute énergie, se basent sur une extrapolation des sections efficaces observées en accélérateur.

L’étude des rayons cosmiques d’ultra haute énergie permettrait de vérifier si les modèles d’interactions hadroniques utilisés dans les simulateurs de gerbes restent valables à des énergies jamais atteintes par les accélérateurs artificiels. Par exemple, le LHC peut accélérer en sens opposé des protons jusqu’à $E = 7 \text{ TeV}$, ou $7 \times 10^{12} \text{ eV}$, soit à des énergies entre 10^7 et 10^8 fois inférieures à celle des rayons cosmiques les plus énergétiques. La section efficace de l’interaction fait intervenir l’invariant \sqrt{s} , défini comme la norme de la somme des quadrivecteurs énergie-impulsion de deux particules entrant en interaction,

$$\sqrt{s} = \sqrt{(P_1 + P_2)^2}. \quad (1.26)$$

Il représente simplement la somme des énergies des deux particules lorsque l’on considère le référentiel du centre de masse de ce système. Le référentiel du LHC coïncide avec le référentiel du centre de masse des systèmes de protons qu’il accélère, et donc

$$\sqrt{s} = 2E = 14 \times 10^{12} \text{ eV}. \quad (1.27)$$

Si l'on considère le référentiel où l'un des protons a une énergie E et l'autre est au repos,

$$\sqrt{s} = \sqrt{2m_p c^2(m_p c^2 + E)}, \quad (1.28)$$

avec $m_p c^2$ l'énergie de masse du proton (938 MeV). Ainsi, si un proton cosmique d'énergie $E = 10^{17}$ eV frappe un noyau d'hydrogène atmosphérique au repos, l'interaction est équivalente aux collisions dans le LHC. Avec une énergie $E = 10^{20}$ eV, l'énergie dans le centre de masse fournie par le LHC est cette fois surpassée de plus d'un ordre de grandeur (31 fois). Un des enjeux de l'étude des rayons cosmiques à ultra haute énergie est donc l'évaluation des interactions hadroniques à des énergies encore insondées. Des résultats expérimentaux en contradiction avec les prédictions des modèles amèneraient à revoir ces modèles et éventuellement les fondements de la physique aux énergies extrêmes.

Deux principales techniques de détection des gerbes permettent d'appréhender leur profil longitudinal et latéral. Ces techniques sont utilisées conjointement à l'Observatoire Pierre Auger et détaillées dans le chapitre 2, et une troisième est en cours de développement.

Chapitre 2

L'observatoire Pierre Auger

S'étendant sur 3000 km^2 dans la pampa Argentine (près de Malargüe, province de Mendoza, 35° S et 69° W , altitude : 1400 m), l'Observatoire Pierre Auger est le plus grand détecteur de rayons cosmiques au monde (figure 2.1). Il est le premier observatoire à avoir mis en œuvre la détection dite "hybride", en utilisant conjointement les deux techniques éprouvées de détection des grandes gerbes atmosphériques. D'une part, les particules chargées et les photons de la gerbe qui atteignent le sol sont échantillonnés par des cuves d'eau à effet Cerenkov disposées en réseau. Ces cuves forment le détecteur de surface et sont séparées les unes des autres d'1.5 km, de façon à détecter les rayons cosmiques avec une efficacité de 100% au delà de $3 \times 10^{18} \text{ eV}$ (au delà de $4 \times 10^{18} \text{ eV}$ pour ceux générant une gerbe d'angle zénithal $> 60^\circ$). D'autre part, des télescopes de fluorescence sont placés en bordure du réseau de surface afin de détecter la lumière de fluorescence indirectement produite par les électrons et positrons de la gerbe. Les télescopes mesurent ainsi le développement longitudinal et l'énergie de la gerbe. La détection de la lumière de fluorescence ne peut s'effectuer qu'à l'occasion de nuits claires, sans lune et sans vent, ce qui correspond à un cycle utile d'environ 13%, tandis que le réseau de surface a un cycle utile d'environ 100%. La détection hybride qui ne concerne alors qu'une fraction des événements permet d'opérer l'étalonnage en énergie du détecteur de surface par les télescopes de fluorescence, et de pouvoir ainsi reconstruire l'énergie des gerbes à partir des observables du détecteur de surface sans devoir recourir à des modèles.

La construction du prototype de l'Observatoire a commencé en 1999. Après évaluation des performances du détecteur [45], l'installation de 1600 cuves à effet Cerenkov et de 4×6 télescopes de fluorescence a débuté en 2003, permettant une prise de données dès 2004, et s'est achevée en 2008. Depuis, afin d'étudier la région du spectre autour de 10^{18} eV , une surface de 23 km^2 a été équipée de 49 cuves supplémentaires, formant un réseau de détection plus dense. La maille de ce réseau est de 750 m, et le seuil d'efficacité de 100% est à $3 \times 10^{17} \text{ eV}$. L'installation dans cette zone de détecteurs de muons enterrés est en cours. 3 télescopes de fluorescence supplémentaires (HEAT) ont été installés pour mesurer la fluorescence des gerbes détectées par ce sous-réseau plus dense. L'Observatoire a récemment été équipé de plusieurs dispositifs à base d'antennes radio fonctionnant dans différents domaines de longueurs d'onde. Le projet EASIER dans le cadre duquel s'inscrit cette thèse constitue l'un des dispositifs de radiodétection de l'Observatoire Pierre Auger. L'objectif est de rechercher de nouvelles observables similaires à celles obtenues avec le détecteur de fluorescence mais avec un détecteur ayant un cycle utile proche de 100%.

Dans ce chapitre on présentera le détecteur de surface et le détecteur de fluorescence, ainsi que les grandes lignes de la reconstruction des événements, en soulignant l'apport du caractère hybride de l'Observatoire pour la détermination de l'énergie des rayons cosmiques. Les contributions majeures de l'Observatoire Pierre Auger à la physique des rayons cosmiques aux ultra hautes énergies seront évoquées, que ce soit la mesure du spectre en énergie, les limites obtenues sur les flux de neutrinos et photons d'ultra haute énergie, la mesure d'anisotropies et la

composition en masse ou encore la section efficace proton-air.

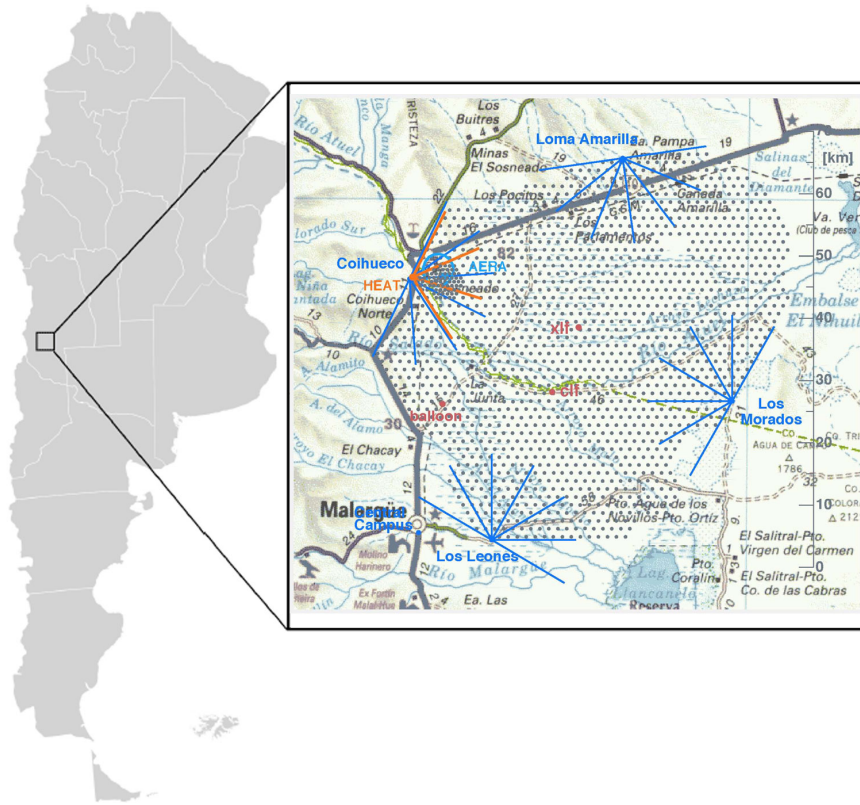


FIGURE 2.1 – Carte de l’Observatoire Pierre Auger. Chaque point gris représente un détecteur de particules du réseau de surface. Les 4 bâtiments du détecteur de fluorescence sont indiqués par des point bleus. Les lignes bleues indiquent le champ de vue des télescopes.

2.1 Le détecteur de fluorescence

L’atmosphère permet une mesure destructive de l’énergie du rayon cosmique et constitue donc un calorimètre. Ce calorimètre est complexe, dans le sens où ses caractéristiques évoluent dans l’espace et le temps. Le rayonnement de fluorescence est émis de façon isotrope par les molécules de diazote de l’air, qui, excitées par les électrons et positrons de la gerbe, retournent à leur état fondamental en émettant un rayonnement UV discret de longueur d’onde comprise entre 300 et 400 nm.

Le détecteur de fluorescence (FD) est formé de 4 ensembles (Los Leones, Los Morados, Loma Amarilla et Coihueco) de 6 télescopes de fluorescence situés aux sommets de collines surplombant le détecteur de surface. Chaque télescope est composé d’un diaphragme, d’un filtre UV qui ne laisse passer que les longueurs d’onde comprises entre 290 et 410 nm, ainsi que d’un miroir concave de 12 m^2 qui focalise la lumière sur une caméra de 440 photomultiplicateurs (figure 2.3). Chacun des photomultiplicateurs couvre $1.5^\circ \times 1.5^\circ$, pour un total de 30° en azimuth \times 30° en élévation, soit $180^\circ \times 30^\circ$ par ensemble de 6 télescopes. Les pixels de la caméra enregistrent à une fréquence de 10 MHz la quantité de lumière de fluorescence reçue. Les traces sont constituées de canaux de 100 ns pour un total de $100 \mu\text{s}$, afin de recouvrir la durée maximale du développement d’une gerbe perçue par le détecteur.

L’étalonnage absolu du système est réalisée à l’aide d’un tambour de 2.5 m de diamètre illuminé par une source de Xénon et disposé face aux télescopes. La lumière émise est homogène

et d'intensité parfaitement caractérisée. La réponse des photomultiplicateurs à l'intensité émise constitue la relation d'étalonnage.

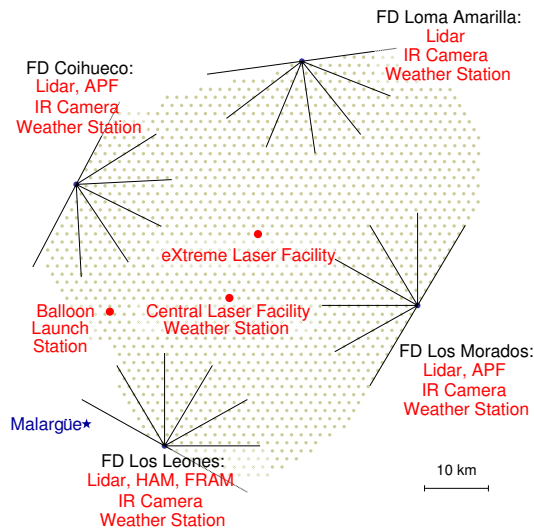


FIGURE 2.2 – Emplacement des télescopes de fluorescence et des dispositifs de surveillance de l'atmosphère.

L'atmosphère doit être surveillée en permanence pour que les reconstructions soient les plus justes possibles. Plusieurs dispositifs tels que des stations météo, caméras infrarouge, LIDARs (Light Detection And Ranging), et installations laser (XLF et CLF) surveillent l'atmosphère lors des périodes d'acquisition (figure 2.2). Les LIDARs envoient un signal laser UV en direction de l'atmosphère, dont ils récupèrent la portion diffusée élastiquement à 180° par les aérosols et les molécules de l'air, à l'aide d'un miroir parabolique et d'un photomultiplicateur. Les installations laser simulent des gerbes atmosphériques en produisant de la lumière UV à 355 nm en direction des télescopes. La réponse des télescopes à la lumière reçue permet d'étalonner à un temps donné le détecteur et apporte des informations sur l'atmosphère. Les tirs laser ne peuvent être confondus avec de vraies gerbes puisque la direction de tir se déplace du sol vers le ciel, soit dans le sens contraire au développement d'une gerbe. Les stations météo et les lancers de ballons permettent d'évaluer la température, la pression et le taux d'humidité. Les caméras infrarouge détectent la position des nuages par triangulation.

2.1.1 Sélection des événements

Pour être enregistrés, les signaux doivent satisfaire certains critères correspondant à des niveaux de déclenchement successifs. Le niveau T1 concerne les pixels pris individuellement. Il est déclenché si le signal des photomultiplicateurs dépasse une valeur seuil, variable dans le temps de façon à ce que le taux de T1 soit compris entre 100 et 200 Hz. Le niveau T2 est déclenché si au moins 5 pixels voisins de niveau T1 forment un motif prédéfini de type gerbe. Le taux d'événements au stade T2 est de 1 Hz. Au niveau T3, des coïncidences temporelles entre les différents télescopes d'un bâtiment sont requises, le taux final d'événements enregistrés atteint alors 0.02 Hz.

2.1.2 Reconstruction des événements

Après reconstruction de la géométrie de la gerbe et de son profil longitudinal, l'énergie est déduite de l'intégration du profil de l'énergie dissipée et la valeur du grammage auquel le profil est maximum peut être relié à la composition du rayon cosmique primaire.

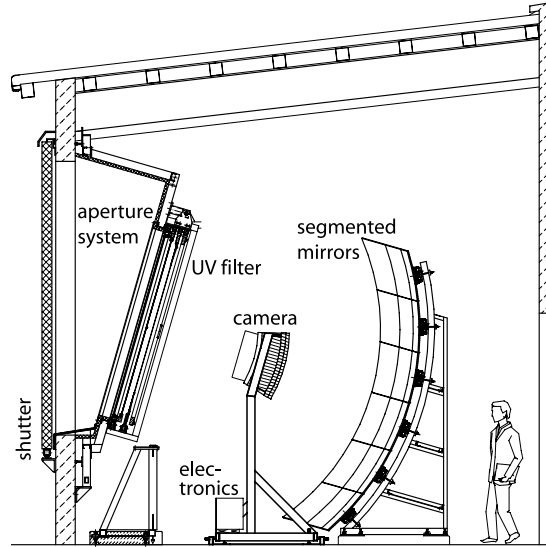


FIGURE 2.3 – Schéma de principe d'un télescope de fluorescence.

Géométrie de la gerbe

La reconstruction géométrique des gerbes détectées par le FD utilise des informations en temps fournies d'une part par les pixels touchés, et d'autre part par au moins une des cuves du SD. Pour ces événements hybrides, la résolution angulaire sur la direction de la gerbe est d'environ 0.6° et la résolution sur la position du cœur d'environ 50 m.

Profil longitudinal

Après reconstruction de la géométrie de la gerbe et prise en compte des profils atmosphériques de la pression P , de la température T et de la masse volumique ρ en tout point, le nombre de photons collectés en fonction du temps (figure 2.4 gauche) peut être converti en nombre de photons par unité de quantité d'atmosphère traversée ou grammage X ,

$$\frac{dI_\gamma}{dt}(t) \rightarrow \frac{dN_\gamma}{dX}(X). \quad (2.1)$$

Afin d'effectuer la conversion entre la quantité de photons de fluorescence reçus et l'énergie déposée par la gerbe, le rendement de fluorescence, qui donne le nombre moyen de photons de fluorescence émis par MeV d'énergie déposée, a été mesuré en laboratoire. Ainsi, pour la raie principale à 337 nm, la collaboration AIRFLY [46] a obtenu la valeur suivante,

$$Y_{f-337 \text{ nm}}(P = 1013 \text{ hPa}, T = 293 \text{ K}) = 5.61 \pm 0.06(\text{stat}) \pm 0.21(\text{syst}) \text{ MeV}^{-1}. \quad (2.2)$$

Le rendement a été mesuré dans plusieurs bandes de longueur d'onde et pour différentes conditions de température, pression et humidité. Ceci permet d'évaluer un rendement de fluorescence moyen dans la gamme de longueurs d'onde 290-410 nm pour chaque point du profil mesuré. Sachant que le nombre de photons de fluorescence émis est proportionnel à l'énergie déposée et au rendement de fluorescence, il est possible d'obtenir l'énergie déposée par la gerbe au cours de son développement dans l'atmosphère.

$$\frac{dN_{\gamma-fluo}}{dX} = Y_f(P, T) \frac{dE}{dX} \quad (2.3)$$

Afin de reconstruire correctement le profil longitudinal d'énergie déposée, il est essentiel de considérer le rayonnement Cerenkov émis par les électrons et positrons de la gerbe. Contrairement à la fluorescence, ce rayonnement suit une direction similaire à celle de la particule émettrice.

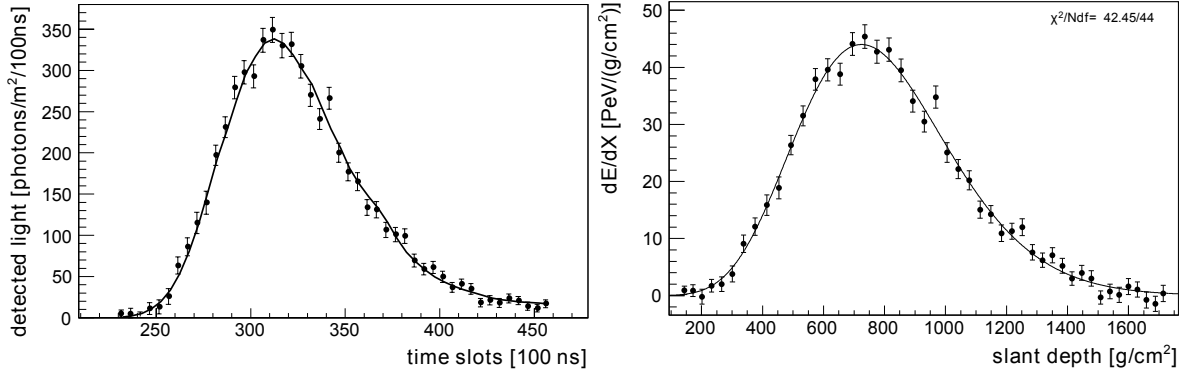


FIGURE 2.4 – Profil longitudinal réel d’une gerbe - Gauche : quantité de photons reçus par unité de surface et par canal de 100ns. Droite : Profil longitudinal du dépôt d’énergie, obtenu à partir de la figure de gauche [47].

L’effet est donc plus important si les particules se dirigent vers les télescopes. Il faut également prendre en compte les diffusions des photons dans l’atmosphère (Mie et Rayleigh) qui déforment et atténuent le signal par altération de la direction des photons de fluorescence/Cerenkov due à leur ré-émission sans respect de l’incidence initiale. Après de multiples corrections, le profil longitudinal de la gerbe est enfin évalué en terme d’énergie déposée par unité de grammage (figure 2.4 droite),

$$\frac{dN_\gamma}{dX}(X) \rightarrow \frac{dE}{dX}(X) \quad (2.4)$$

Selon la géométrie de la gerbe, le profil mesuré ne contient pas nécessairement l’ensemble du développement de la gerbe, celle-ci n’ayant pas traversé assez de matière avant d’atteindre le sol. Le profil longitudinal est alors obtenu en ajustant la forme paramétrée de Gaisser-Hillas [48] sur les données,

$$\frac{dE}{dX}(X) = \frac{dE}{dX}(X_{max}) \left(\frac{X - X_{par}}{X_{max} - X_{par}} \right)^{\frac{X_{max} - X_{par}}{\lambda}} \exp\left(-\frac{X_{max} - X}{\lambda} \right), \quad (2.5)$$

avec X_{max} , λ et X_{par} des paramètres d’ajustement.

Energie de la gerbe

L’énergie électromagnétique est donnée par l’intégrale du profil ajusté par la fonction de Gaisser-Hillas. Elle ne dépend pas d’hypothèses quant au modèle d’interaction hadron-air ou quant à la nature du primaire.

L’énergie de la gerbe est ensuite déduite de

$$E_0 = E_{em} + E_{inv}, \quad (2.6)$$

E_{inv} étant la portion d’énergie invisible -non dissipée dans l’atmosphère- car emportée par les muons et les neutrinos. Cette énergie est généralement estimée par simulations Monte Carlo et dépend du modèle hadronique et de la nature du rayon cosmique utilisés.

Un important travail a été réalisé pour améliorer la détermination de l’énergie du primaire à partir des événements hybrides (reconstruits par les détecteurs de surface et de fluorescence). Outre l’utilisation d’une mesure plus précise du rendement de fluorescence faite par la collaboration AIRFLY [46], une meilleure connaissance du détecteur, une reconstruction plus précise du profil longitudinal, et une estimation de l’énergie invisible obtenue à partir des données et

non plus des simulations ont eu un impact à la fois sur l'échelle absolue en énergie et sur l'erreur systématique associée, considérablement réduite.

La part d'énergie non calorimétrique a été ajustée sur la représentation simultanée des données FD et SD, ces dernières permettant une estimation du nombre de muons [49],

$$E_{inv} = a_0 \left(\frac{E_{em}}{10^{18} \text{ eV}} \right)^{a_1}, \quad (2.7)$$

avec $a_0 = 0.174 \pm 0.001 \times 10^{18} \text{ eV}$ et $a_1 = 0.914 \pm 0.008$.

L'erreur systématique totale sur l'énergie est estimée à $\Delta E/E \sim 14\%$. Elle provient des incertitudes sur le rendement de fluorescence ($\sim 4\%$), sur les effets atmosphériques ($\sim 4\%$), sur calibration du détecteur de fluorescence ($\sim 10\%$), sur la reconstruction du profil ($\sim 6\%$), de l'erreur sur l'énergie invisible ($\sim 3\%$). Puisque l'énergie inférée sert à la calibration du détecteur de surface, l'incertitude sur les paramètres apportés par ce dernier doit être prise en compte ($\sim 5\%$) pour les événements détectés par le réseau de surface mais non hybrides [50].

Reconstruction de X_{max}

X_{max} est défini comme le grammage traversé au maximum du profil longitudinal après ajustement de celui-ci par la paramétrisation de Gaiser-Hillas. L'erreur sur X_{max} est inférieure à 20 g.cm^{-2} . Comme mentionné dans la section 1.5, à énergie fixée, la valeur de X_{max} peut être reliée à la nature du primaire, par le biais de la modélisation du développement des gerbes. Les fluctuations du développement des gerbes dues à la nature stochastiques des interactions empêchent l'identification de la nature des rayons cosmiques gerbe par gerbe. C'est la valeur moyenne et l'écart-type de la distribution en X_{max} qui permettent alors d'estimer statistiquement leur nature.

2.2 Le détecteur de surface

Le détecteur de surface (SD) est constitué de 1600 détecteurs de particules espacés de 1500 m et couvrant 3000 km^2 . A l'intérieur de celui-ci, un réseau plus dense où les cuves sont alors disposées tous les 750 m recouvre 23 km^2 . Ce réseau est appelé SD 750 m par opposition au réseau SD 1500 m. Le détecteur de surface est sensible à toutes les directions de gerbe. Les événements sont reconstruits de façon spécifique en fonction du réseau par lequel la gerbe est détectée et en fonction de l'angle zénithal de la gerbe.

Les détecteurs de particules du réseau de surface sont des cuves d'eau à effet Cerenkov (figure 2.5). Chacune d'elles est constituée d'un cylindre en polyéthylène de 1.5 m de haut pour 3.6 m de diamètre, contenant un sac réfléchissant en tyvek rempli de 12 tonnes d'eau pure. Les particules comme les électrons, les positrons et les muons qui entrent dans la cuve produisent directement un rayonnement Cerenkov, alors que les photons en produisent indirectement par création de paire et effet Compton. La lumière est émise principalement dans l'UV et est détectée par les 3 photomultiplicateurs (PM) de 9 pouces (Photonis XP1805/D1) disposés sur la face supérieure du sac. L'intensité du signal dépend fortement de la distance qui sépare la cuve de l'axe de la gerbe. Ainsi, pour couvrir toute la gamme d'intensités possibles, chaque photomultiplicateur dispose de deux sorties, une sur l'anode (bas gain) et l'autre sur la dernière dynode, où le signal est amplifié de manière à obtenir un signal équivalent à 32 fois celui fourni par l'anode. Le signal analogique est filtré puis numérisé par un convertisseur analogique digital (FADC) sur 768 canaux de 25ns (correspondant à une fréquence de 40 MHz) couvrant une gamme dynamique de 1023 canaux.

L'étalonnage des détecteurs de particules s'effectue localement sur l'électronique de chaque détecteur et utilise le flux de muons atmosphériques. Sachant que le signal est proportionnel

à la quantité d'eau traversée et que l'énergie moyenne des muons atmosphériques vaut 1 GeV, la distribution du signal intégré de la cuve après le passage d'un muon présente un maximum qui permet d'étalonner le VEM (pour Vertical Equivalent Muon) en canaux ADC. 1 VEM correspond au signal moyen intégré sur les 3 PM, produit par un muon vertical de 1 GeV [51]. Au niveaux des PM, 1 VEM correspond à environ 94 photoélectrons.

Les cuves sont énergétiquement autonomes : elles sont alimentées par leur propre panneau solaire qui fournit en moyenne 10 W, et qui est relié à deux batteries afin de produire une tension d'alimentation de 24 V et de fournir la puissance nécessaire la plupart du temps, de jour comme de nuit et quelles que soient les conditions météorologiques. Elles communiquent avec le centre de contrôle (CDAS, Central Data Acquisition System) par radio et la technologie GPS permet leur positionnement et le marquage en temps des événements [52].

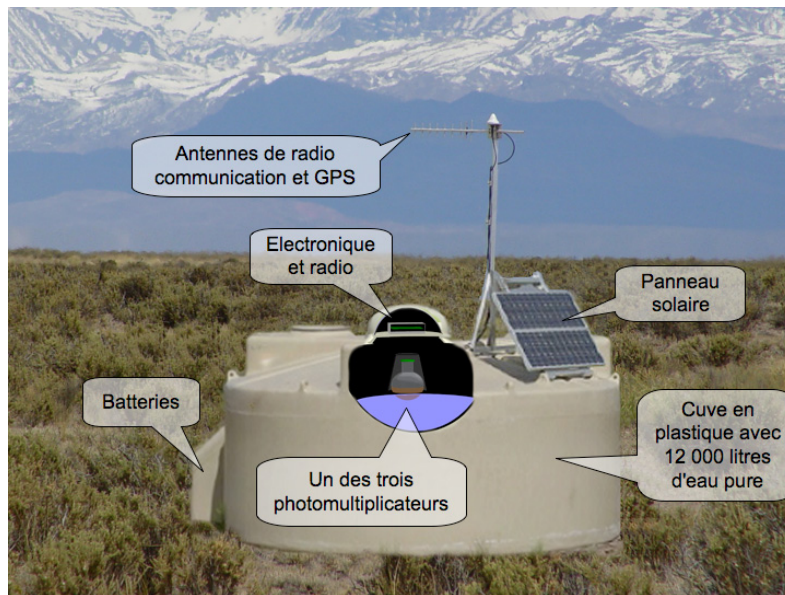


FIGURE 2.5 – Cuve d'eau à effet Cerenkov installée dans la pampa.

2.2.1 Sélection des événements

La sélection des événements s'effectue à plusieurs niveaux. D'une part au niveau local sur chaque détecteur de particules et d'autre part au niveau du réseau où une coïncidence entre plusieurs détecteurs est demandée. Ces niveaux de sélection constituent la sélection dite *online* qui déclenche l'enregistrement de l'événement. Une sélection *offline* est ensuite appliquée en fonction du type d'analyse effectuée.

Les données de la cuve sont envoyées au CDAS uniquement si elles satisfont certains critères de déclenchement (triggers). Les triggers 1 et 2 s'appliquent localement à chaque cuve. Le premier trigger dispose de deux modes : *Threshold* ou TH-T1, et *Time over Threshold* ou ToT-T1. TH-T1 est déclenché si les 3 PM donnent simultanément un signal d'au moins 1 canal de large au delà de l'énergie seuil d'1.75 VEM. Son taux de sélection est de 100 Hz. Ce mode sélectionne les cuves touchées par des gerbes horizontales, dont la composante muonique est majoritaire, et les cuves très proches d'un cœur de gerbe verticale. Le mode T1 alternatif, ToT-T1, requiert 13 canaux au delà de 0.2 VEM, pris dans une fenêtre glissante de 120 canaux, en coïncidence temporelle sur 2 PM. Ce mode sélectionne les cuves touchées par des gerbes verticales de faible énergie ou les cuves éloignées d'un cœur de gerbe verticale. Le niveau T2 est automatiquement validé pour les ToT, et il ne l'est que pour les TH dont le signal dépasse 3.2 VEM. Le taux de sélection est de 1 Hz pour les ToT, et de 20 Hz pour les TH-T2.

Si les données passent les critères T2, elle sont stockées durant 10 s dans l'attente d'un éventuel T3. Le niveau T3 est collectif et possède deux modes, incluant tous deux une cohérence temporelle des signaux entre les différentes cuves impliquées, situées dans un rayon de 6 km autour de la cuve centrale. Le taux de T3 est alors de 2 par minute. Si le niveau T3 est déclenché, les données des cuves de niveau TH-T1 n'ayant pas passé le niveau TH-T2 sont également enregistrées si elles satisfont la coïncidence en temps de $\pm 30 \mu\text{s}$. Tout ceci constitue la sélection *online*, qui déclenche l'enregistrement des données.

Une sélection *offline* est ensuite appliquée pour éviter les biais de reconstruction. Elle dépend de la catégorie d'événement à laquelle appartient la gerbe. Les gerbes dites "verticales" correspondent pour le réseau standard de paramètre 1500 m à des angles zénithaux $\theta < 60^\circ$ ou pour le réseau de 750 m de maille à des $\theta < 55^\circ$. Les gerbes dites "inclinaées" ont un angle zénithal compris entre 62° et 80° , elles sont reconstruites de façon spécifique [53].

Le niveau T4 permet de séparer les vraies des fausses gerbes. Il est obtenu selon deux modes ayant pour point commun des temps de signaux compatibles avec un front de gerbe voyageant à la vitesse c . Lorsque le signal d'une des cuves n'est pas temporellement compatible, la cuve est alors marquée "accidentelle" ou "non candidate" pour l'événement. Enfin, le trigger T5 représente une sélection géométrique, il conserve les événements dont la cuve de signal le plus élevé est entourée par les 6 cuves voisines en fonctionnement, c'est à dire par toute la couronne alentour. Un événement situé en bordure de réseau dont l'énergie serait alors mal reconstruite ne satisferait pas au critère T5 [54, 55].

2.2.2 Reconstruction des événements

La reconstruction des caractéristiques des gerbes détectées par le détecteur de surface se base sur la distribution en temps et en intensité du signal sur les différentes cuves ayant déclenché l'acquisition. Une première estimation de la direction de l'axe de la gerbe dans le référentiel local (l'angle azimuthal φ et zénithal θ) et de la position de son cœur sont obtenus en ajustant les temps d'arrivée des signaux dans les cuves par un modèle de front de gerbe.

On décrit dans ce qui suit les estimateurs de l'énergie de la gerbe, définis à partir de la valeur du signal total reçu par les cuves à une distance particulière propre à chaque réseau (réseau standard ou SD 750 m), ou à partir d'un estimateur sensible au nombre de muons, selon que les gerbes sont dites verticales ($\theta < 60^\circ$) ou inclinaées. Un étalonnage utilisant les événements hybrides reconstruits indépendamment par le détecteur de surface et par le détecteur de fluorescence permet ensuite de relier les différents estimateurs à l'énergie mesurée par le détecteur de fluorescence. Ainsi la détermination de l'énergie est indépendante des modèles.

Reconstruction des gerbes verticales

Le signal total S en VEM de chaque cuve participant à l'événement est déterminé à partir des données d'étalonnage, et la distribution latérale des signaux résultants $S(r)$ (avec r la distance à l'axe de la gerbe) est ajustée par une fonction dite *Lateral Density Function* (LDF) (voir figure 2.6), dont l'expression a été établie à partir d'une fonction NKG (voir section 5.2.4) modifiée,

$$S(r) = S(r_{opt}) \left(\frac{r}{r_{opt}} \right)^\beta \left(\frac{r + r_1}{r_{opt} + r_1} \right)^{\beta + \gamma}, \quad (2.8)$$

avec $r_1 = 700$ m et $r_{opt} = 1000$ m pour le réseau SD 1500 m. β et γ sont des paramètres d'ajustement. Le point d'impact de la gerbe au sol correspond au maximum de l'ajustement. La résolution angulaire est inférieure à 1 degré pour des événements ayant déclenché plus de 6 cuves.

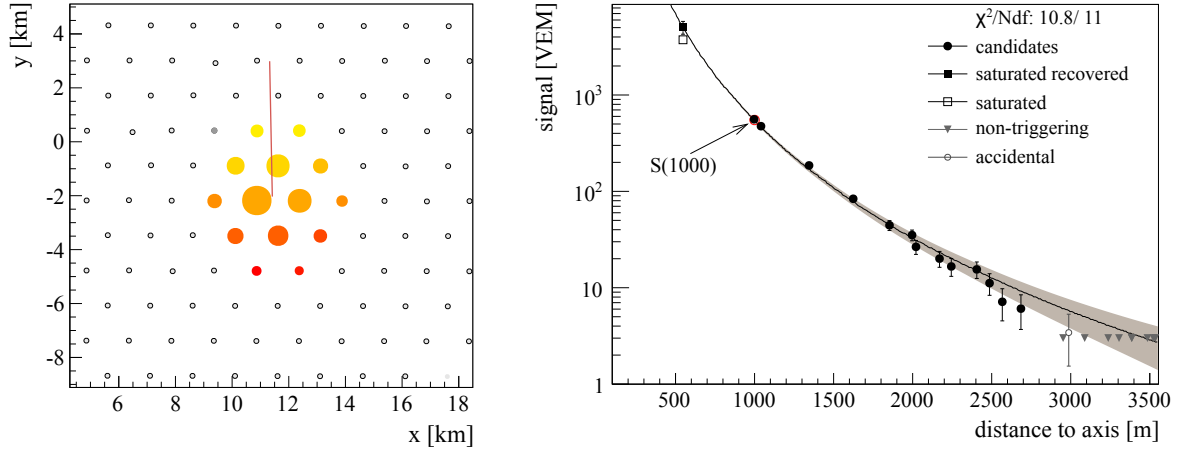


FIGURE 2.6 – Gerbe verticale reconstruite. Gauche : empreinte du signal et projection de l’axe de la gerbe au sol. La taille des disques indique l’intensité du signal reçu dans chacune des cuves déclenchées, et leur couleur le temps d’arrivée du signal (les cuves en jaune reçoivent un signal avant les cuves en rouge). Droite : *Lateral Density Function* (courbe) ajustée sur les signaux des cuves de l’événement (points). La légende indique si les cuves sont accidentelles ou candidates, si le signal sature la dynamique d’acquisition ou non, et les cuves qui n’ont pas déclenché l’acquisition.

Estimateurs de l’énergie des gerbes verticales

Dans le cas des gerbes verticales détectées par le réseau standard ($\theta < 60^\circ$), les simulations montrent que l’énergie du primaire peut être reliée à l’intensité du signal total perçu à 1000 m de l’axe de la gerbe (distance à laquelle les fluctuations gerbe à gerbe sont minimales et à laquelle le signal ne dépend pas de la forme de la LDF).

Pour une énergie de gerbe fixée, la valeur de $S(1000)$ diminue avec l’augmentation de l’angle θ , à cause de la plus grande quantité de matière traversée qui atténue le nombre de particules de la gerbe. En faisant l’hypothèse que le flux de rayons cosmiques qui entre dans l’atmosphère est isotrope (ce qui est décorrélié d’une éventuelle anisotropie des sources), il est possible d’utiliser les données pour obtenir la courbe d’atténuation de $S(1000)$ en fonction de $\cos^2 \theta$, en appliquant la méthode dite *CIC* (*Constant Intensity Cut*) [56, 57] expliquée dans ce qui suit.

Si le flux de rayons cosmiques qui entrent dans l’atmosphère est isotrope, il y a autant de particules primaires, et toutes les énergies du spectre sont représentées en même proportion, dans chaque canal en $\cos^2 \theta$, avec θ l’angle zénithal de la gerbe. L’atténuation du signal et donc l’atténuation du nombre d’événements finalement détectés avec l’angle zénithal n’est alors due qu’aux effets d’atténuation et de géométrie et non pas à la distribution de base. La courbe d’atténuation du signal est alors établie, pour chaque canal en $\cos^2 \theta$, par la valeur de $S(1000)$ à partir de laquelle il faut comptabiliser le nombre d’événements détectés pour que ce nombre soit égal à une valeur fixée, et normalisée au cas $\theta = 38^\circ$, 38° étant l’angle zénithal moyen des gerbes observées. Plus l’inclinaison est élevée, plus le signal est atténué et plus la valeur seuil de $S(1000)$ est basse.

La courbe d’atténuation est ajustée par un polynôme du troisième degré [58] de la variable $x = \cos^2 \theta - \cos^2 38^\circ$. Cet angle est pris comme référence pour convertir $S(1000)$ en S_{38} [56],

$$S_{38} = \frac{S(1000)}{CIC(\theta)}. \quad (2.9)$$

S_{38} correspond alors au signal à 1000 m (en VEM) que la gerbe aurait produit avec la même énergie mais une inclinaison de $\bar{\theta} = 38^\circ$. La figure 2.7 représente l’atténuation du signal à 1000 m pour une gerbe de 9×10^{18} eV, l’équivalence entre le signal à 1000 m et l’énergie étant apportée par une calibration avec le détecteur de fluorescence.

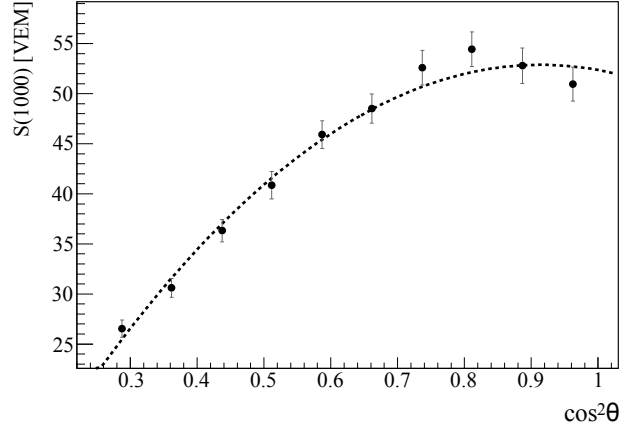


FIGURE 2.7 – Signal à 1000 m en VEM en fonction du cosinus carré de l’angle zénithal d’une gerbe initiée par un primaire de 9×10^{18} eV. Le signal pour un angle de 38° est de 47 VEM. Le signal est ajusté par une fonction polynomiale de $\cos^2 \theta$.

Pour les gerbes détectées par le réseau *infill*, les paramètres $S(1000)$ et S_{38} sont respectivement remplacés par $S(450)$ et S_{35} , les signaux à 450 m pour un angle quelconque et pour un angle de 35° . S_{38} et S_{35} peuvent être reliés à l’énergie de la gerbe par le biais des simulation ou en utilisant les événements hybrides.

Reconstruction des gerbes inclinées

Les gerbes inclinées ($62^\circ < \theta < 80^\circ$) représentent 25% des gerbes collectées. L’empreinte au sol de ces gerbes est plus étendue que dans le cas des gerbes dites verticales (voir figure 2.6 de gauche et figure 2.8). Les événements inclinés sont reconstruits avec une résolution angulaire d’environ 0.5° .

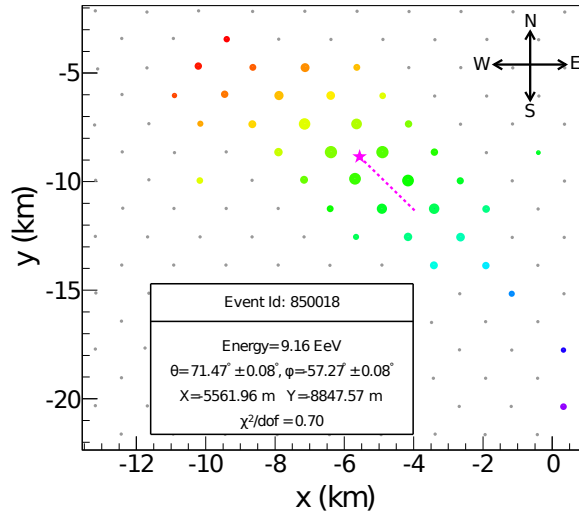


FIGURE 2.8 – Empreinte du signal et projection de l’axe de la gerbe au sol pour une gerbe inclinée à 71° . La taille des disques indique l’intensité du signal reçu dans chacune des cuves déclenchées, et leur couleur le temps d’arrivée du signal (les cuves en bleu reçoivent un signal avant les cuves en rouge) [53].

Comme la composante électromagnétique de ces gerbes est absorbée par la quantité importante d’atmosphère traversée, la population de particules au sol est dominée par les muons. Le signal muonique s’obtient par la soustraction du signal électromagnétique résiduel (environ

20%) au signal total du détecteur, à l'aide de paramétrisations. Ce signal présente une asymétrie azimuthale autour de l'axe de la gerbe, due à la déviation des muons par le champ magnétique terrestre, comme le montre la figure 2.9.

Pour ces gerbes, il a été montré que la forme de la distribution surfacique du signal muonique dans les cuves dépend fortement de l'orientation de la gerbe mais est quasi-indépendante de l'énergie ou de la nature du primaire. Ceci permet, pour chaque événement, d'ajuster la densité du signal muonique mesuré dans les cuves par une densité de référence, issue de la simulation du signal muonique d'une gerbe de même orientation dans l'hypothèse d'un proton de 10^{19} eV avec QGSJetII-03, pondérée d'un facteur N_{19} (dit *shower size parameter*) contenant l'information sur l'énergie et la nature du primaire [53],

$$\rho_\mu(\vec{r}) = N_{19}\rho_{\mu,19}(\vec{r}, \theta, \varphi). \quad (2.10)$$

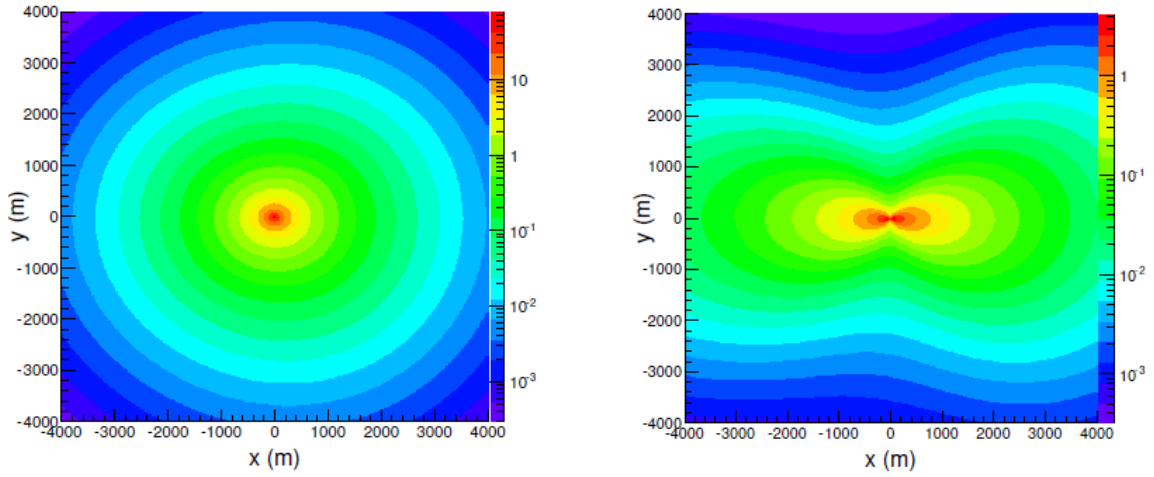


FIGURE 2.9 – Distribution surfacique muonique dans le plan perpendiculaire à la gerbe pour un proton de 10^{19} eV, simulé avec QGSJetII-03. L'axe des ordonnées est orienté selon la direction de la projection dans ce plan du champ magnétique terrestre. Gauche : pour une gerbe inclinée de 70° . Droite : pour une gerbe inclinée de 84° .

Estimateurs de l'énergie des gerbes inclinées

Les simulations montrent que, pour une inclinaison donnée, l'énergie des gerbes inclinées peut être reliée au nombre de muons. De part son rôle dans l'équation 2.10, N_{19} représente le nombre de muons observés dans le détecteur de surface, rapportée à la même quantité, attendue par la simulation (par QGSJetII-03) d'une gerbe issue de proton d'énergie 10^{19} eV, de même inclinaison,

$$N_{19} = \frac{N_\mu}{N_{\mu,19}}. \quad (2.11)$$

Les nombres de muons N_μ et $N_{\mu,19}$ sont le résultat de l'intégration des densité muoniques $\int \rho_\mu dS$ et $\int \rho_{\mu,19} dS$.

La relation entre N_{19} et l'énergie de la gerbe peut être fournie par les simulations ou par une calibration des événements hybrides. Les résultats des deux méthodes sont comparés afin de vérifier la validité des modèles hadroniques utilisés en simulation (voir section 2.7.2).

Étalonnage en énergie

Pour réaliser l'étalonnage en énergie, on utilise des événements hybrides, reconstruits à la fois par le détecteur de surface et le détecteur de fluorescence. Ce dernier permet d'établir la corrélation entre l'énergie reconstruite à partir du profil longitudinal et les estimateurs S_{38} , S_{35} ou N_{19} apportés par le détecteur de surface (qui assure la majeure partie de la prise de données). Le cycle utile du détecteur de fluorescence (13%) et les critères de qualité de reconstruction requis limite le nombre d'événements utilisés pour l'étalonnage. Les critères de qualité concernent principalement la reconstruction du profil longitudinal par le détecteur de fluorescence. L'atmosphère doit être claire, la gerbe doit se développer dans le champ de vue des télescopes et le profil doit s'ajuster précisément à la paramétrisation de Gaisser-Hillas.

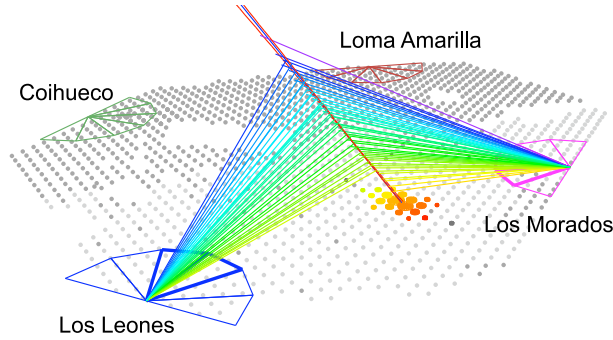


FIGURE 2.10 – Schéma d'un événement hybride détecté par le réseau de surface et par les télescopes de deux bâtiments de fluorescence.

La calibration entre E_{FD} et S_{38} est réalisée en exploitant des événements hybrides verticaux [58]. Les données représentées en double échelle logarithmique sont ajustées linéairement (figure 2.11 de gauche),

$$E_{FD} = A S_{38}^B, \quad (2.12)$$

avec $A = (0.190 \pm 0.005) \times 10^{18}$ eV, $B = 1.025 \pm 0.007$ [59].

Pour l'*infill*, la même méthode est utilisée, en remplaçant le signal à 1000 m par le signal à 450 m, rapporté au signal perçu pour une gerbe de 35° . On a

$$E_{FD} = A S_{35}^B, \quad (2.13)$$

avec $A = (1.21 \pm 0.07) \times 10^{-2} 10^{18}$ eV, $B = 1.03 \pm 0.02$.

Pour l'estimateur reconstruit dans le cas des gerbes inclinées, on obtient après un ajustement par la méthode de vraisemblance (figure 2.11 de droite)

$$E_{FD} = A N_{19}^B, \quad (2.14)$$

avec $A = (5.61 \pm 0.1) \times 10^{18}$ eV et $B = 0.985 \pm 0.02$ [59].

L'étalonnage en énergie du détecteur de surface permet ainsi l'établissement du spectre en énergie entre $10^{17.5}$ et $10^{20.5}$ eV grâce aux nombreux événements SD. Les résultats majeurs obtenus grâce aux données de l'Observatoire Pierre Auger sont présentées dans les sections suivantes.

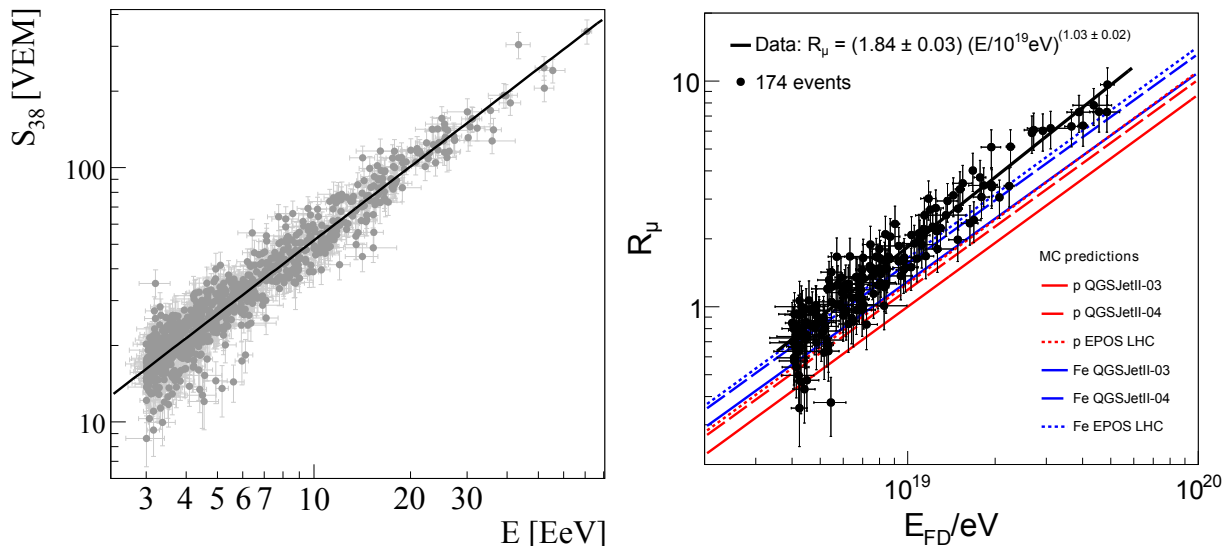


FIGURE 2.11 – Gauche : signal à 1000 m (en VEM) que la gerbe aurait produit avec une inclinaison de $\bar{\theta} = 38^\circ$ en fonction de son énergie FD pour des événements réels (points). Droite : R_μ désigne N_{19} . Valeur de N_{19} données par les modèles (lignes) et par les événements réels (points) en fonction de l'énergie FD de la gerbe [87].

2.3 Etablissement du spectre en énergie

Le spectre ou flux différentiel de rayons cosmiques à une énergie E , $\phi(E)$, est établi à partir des données prises entre janvier 2004 et décembre 2012. Il s'exprime par

$$\phi(E) = \frac{\Delta N_{sel}(E)}{\Delta E} \times \frac{1}{\Sigma(E)}, \quad (2.15)$$

avec $\Delta N_{sel}(E)$ le nombre d'événements sélectionnés dans le canal d'énergie centré en E et de largeur ΔE et $\Sigma(E)$ l'exposition, calculée de la façon suivante.

2.3.1 Détermination de l'exposition

L'exposition correspond à l'intégration en temps de l'ouverture ou acceptance de l'Observatoire. Elle est définie de la façon la plus générale par la relation

$$\Sigma(E) = \int_T \int_\Omega \int_S \varepsilon(E, T, \theta, \varphi, x, y) \cos\theta dS d\Omega dt \quad (2.16)$$

avec ε l'efficacité globale incluant la détection, la reconstruction, et la sélection des événements ainsi que l'évolution du détecteur sur la période de temps T considérée, Ω l'angle solide, et $\cos\theta dS$ l'élément de surface projeté.

Dans le cas des gerbes verticales détectées par le réseau du surface et dont l'énergie est au dessus de 3×10^{18} eV (3×10^{17} eV pour le réseau SD 750 m), les efficacités de trigger et de sélection sont de 100%, et l'ouverture ne dépend ni de la nature du primaire, ni de son énergie ou de sa direction d'arrivée. Dans le cas des gerbes inclinées, l'efficacité est totale à partir de 4×10^{18} eV. Le calcul de l'exposition se simplifie, et revient à la détermination de l'ouverture géométrique et du temps d'observation. En effet, comme le trigger T5 représente une sélection géométrique basée sur un hexagone (la cuve de signal le plus élevé doit être entouré par un hexagone complet en fonctionnement, section 2.2.1) l'ouverture instantanée est obtenue en multipliant l'ouverture géométrique d'un hexagone élémentaire $a(t)$ (égale à $4.59 \text{ km}^2 \cdot \text{sr}$ pour le réseau SD 1500 m)

par le nombre d'hexagones $N(t)$ en fonctionnement au moment considéré. Si $N(t)$ ne varie pas pendant Δt , on a simplement

$$\Sigma(E) = \sum a(t) N(t) \Delta t. \quad (2.17)$$

La détermination de l'exposition est plus complexe pour les événements hybrides, et dans ce cas, il faut avoir recours à des simulations qui reproduisent les conditions réelles de prises de données.

La figure 2.12 donne la variation de l'exposition pour chacune des catégories de gerbes déjà mentionnées en fonction de l'énergie. Pour les gerbes verticales détectées par le SD au dessus de 3×10^{18} eV (SD 1500), l'exposition a atteint 32 000 $\text{km}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{an}$ fin 2012, et quasiment 40 000 $\text{km}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{an}$ si on prend en compte les gerbes inclinées et le réseau dense [59]. Cette valeur très élevée illustre le bon fonctionnement de l'Observatoire.

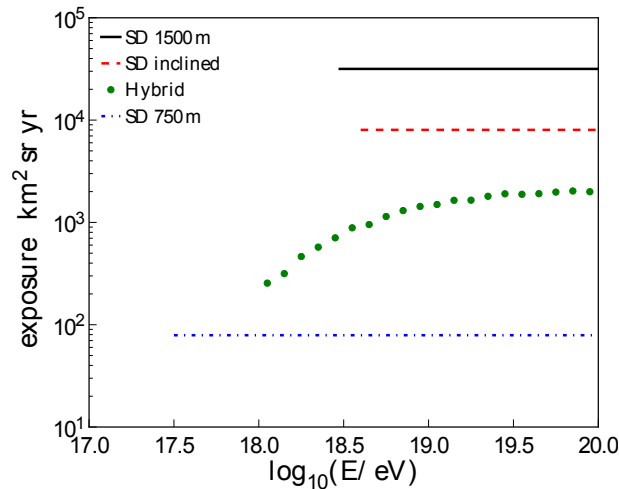


FIGURE 2.12 – Expositions (*exposure*) de l'Observatoire Pierre Auger en fonction de l'énergie de la gerbe [59]. “SD 1500 m” concerne le réseau standard entre 01/2004 et 12/2012 avec $\theta < 60^\circ$, “SD inclined” dans sa version $62^\circ < \theta < 80^\circ$, et “SD 750 m” le réseau infill entre 08/2008 et 31/2012 avec $\theta < 55^\circ$. Les différentes expositions SD sont représentées à partir des énergies seuil pour lesquelles $\epsilon(E) \sim 1$. L'exposition hybride correspond aux gerbes détectées en mode hybride (FD + “SD 1500 m”).

2.3.2 Spectre en énergie

Le spectre en énergie représenté sur la figure 2.13 combine les résultats des 4 analyses distinctes mentionnées sur la figure 2.12. Environ 130 000 événements ont été utilisés pour établir ce spectre [59]. Il couvre une gamme de $0,3 \times 10^{18}$ eV à plus de 10^{20} eV (4 événements au dessus de 10^{20} eV) avec une précision remarquable. Deux caractéristiques spectrales se détachant d'une loi de puissance très régulière sont clairement visibles dans ces mesures. A la cheville (voir section 1.2) située à 5×10^{18} eV, l'indice spectral passe de -3.23 à -2.67 . Au dessus de 2×10^{19} eV, la forme du spectre s'éloigne d'une simple loi de puissance et on observe une forte suppression du flux dès 4×10^{19} eV.

Ces structures contiennent de l'information sur l'origine des rayons cosmiques et leur propagation dans l'univers. Le domaine d'énergie autour de la cheville pourrait correspondre à une transition entre origine galactique et extra-galactique, généralement associés à un changement de l'indice spectral. Dans des scénarii alternatifs, on considère cette rupture de pente comme résultant de la production e^+e^- lors de l'interaction avec les photons du CMB, de protons qui seraient majoritaires dans le flux observé. La forte diminution de flux au-delà de 4×10^{19} eV est compatible avec l'effet GZK (section 1.4.1) due à l'interaction des rayons cosmiques avec

les photons du fond cosmologique, mais peut aussi être liée à l'énergie maximale pouvant être fournie par les sites accélérateurs astrophysiques.

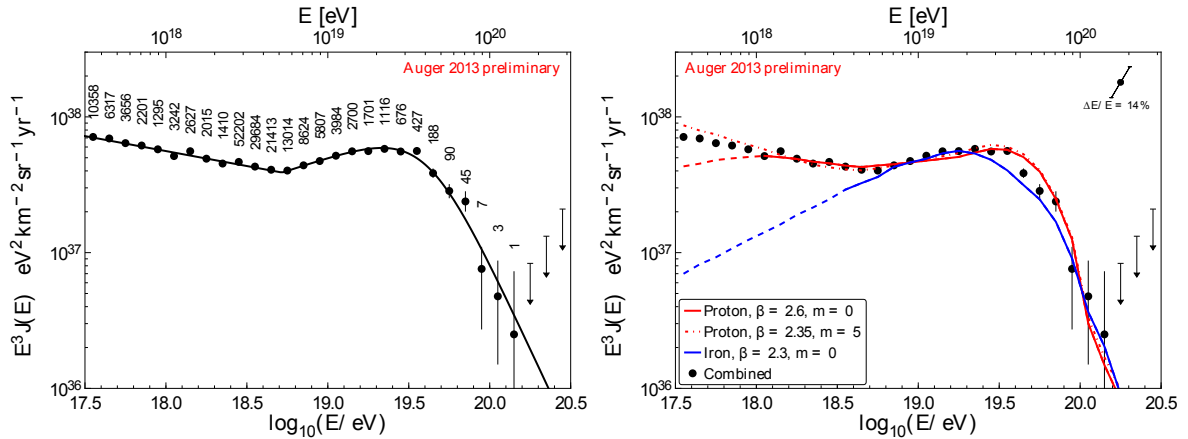


FIGURE 2.13 – Spectre en énergie redressé $f(E) \times E^3$ de l’Observatoire Pierre Auger [59]. Les barres d’erreur représentent les erreurs statistiques et les flèches les limites supérieures. L’erreur systématique de 14% sur l’énergie n’est pas représentée. Gauche : les chiffres indiquent le nombre d’événements utilisés pour chaque canal en énergie. Droite : superposition du spectre en énergie obtenu avec les données et des spectres obtenus par des simulations basées sur trois scénarii astrophysique. β et m représentent des paramètres de simulations relatif aux sources.

La figure 2.13 de droite représente des spectres établis à partir des simulations de trois scénarii astrophysiques superposés au spectre expérimental. Dans ces scénarii, les sources sont réparties de façon homogène et caractérisées par β , l’indice spectral à l’injection et par m , leur paramètre d’évolution. Les résultats sont présentés pour des compositions pures en proton ou en fer. Malgré la remarquable grande précision obtenue dans la mesure du spectre, celui-ci seul n’est pas suffisant pour séparer les différents scénarios astrophysiques pouvant le reproduire. Plusieurs paramètres caractérisant la distribution et l’évolution des sources, ainsi que les processus d’accélération, et nature des rayons cosmiques sont inconnus. D’autres observables comme les anisotropies et la composition du flux doivent être combinées pour pouvoir éclaircir la situation.

2.4 Composition du rayonnement cosmique chargé

D’après l’étude du développement des gerbes (section 1.5), à énergie et angle donnés, un noyau léger va pénétrer plus profondément dans l’atmosphère qu’un noyau lourd, et l’altitude du maximum de développement est plus basse. On a vu aussi que le contenu en muons de la gerbe est plus important dans le cas de noyaux lourds. Plus la gerbe est ancienne en arrivant au sol, plus la composante électromagnétique est réduite, ce qui a une influence sur la structure en temps des signaux dans les cuves, sur leur intensité et leur forme. L’identification de la composition du rayonnement cosmique se fait donc en étudiant le développement de la gerbe dans l’atmosphère et/ou ses composantes électromagnétiques et muonique au sol.

2.4.1 Mesure directe de la profondeur du maximum

L’Observatoire Pierre Auger utilise les profils de gerbe reconstruits grâce aux télescopes de fluorescence pour déterminer la composition du flux de rayons cosmiques chargés. La nature du primaire est statistiquement estimée de façon modèle-dépendante par la moyenne $\langle X_{max} \rangle$ et les fluctuations $\sigma(X_{max})$ de la profondeur à laquelle le profil est maximal. La composition ne peut être déterminée événement par événement car le maximum de développement des gerbes fluctue

pour un même primaire et ses distributions se recouvrent d'un primaire à l'autre. L'évolution de $\langle X_{max} \rangle$ et de $\sigma(X_{max})$ en fonction de l'énergie du primaire est comparée aux prédictions des modèles d'interaction post-LHC sur la figure 2.14, pour les événements hybrides sélectionnés sur les données du 1^{er} décembre 2004 au 31 décembre 2012 [60]. Cette comparaison suggère que la nature des rayons cosmiques tend à s'alourdir avec l'énergie à partir d'environ 4×10^{18} eV.

A l'inverse, les données de HiRes et Telescope Array [61] s'accorderaient mieux avec une composition stable de noyaux légers (compatible avec des protons) mais en se comparant à des modèles pré-LHC (non représenté). La comparaison entre les résultats de ces expériences et celles d'Auger est cependant limitée, les méthodes comparant données et simulations étant très différentes. Telescope Array compare les valeurs de X_{max} obtenues expérimentalement avec les valeurs de X_{max} obtenues après simulation du développement des gerbes détectées et simulation de la réponse du détecteur. L'Observatoire réalise des coupures géométriques importantes sur les événements, ce qui permet de comparer directement les valeurs de X_{max} expérimentales et simulées, sans avoir à simuler la réponse du détecteur car sans biais de reconstruction *a priori*. L'application de ces coupures ne peut être envisagée que si la statistique est suffisamment importante [62].

Il est à noter que l'interprétation des résultats est faite en supposant que les propriétés des interactions hadroniques ne changent pas de façon drastique dans la gamme d'énergie explorée par rapport à celles observées à des énergies plus basses.

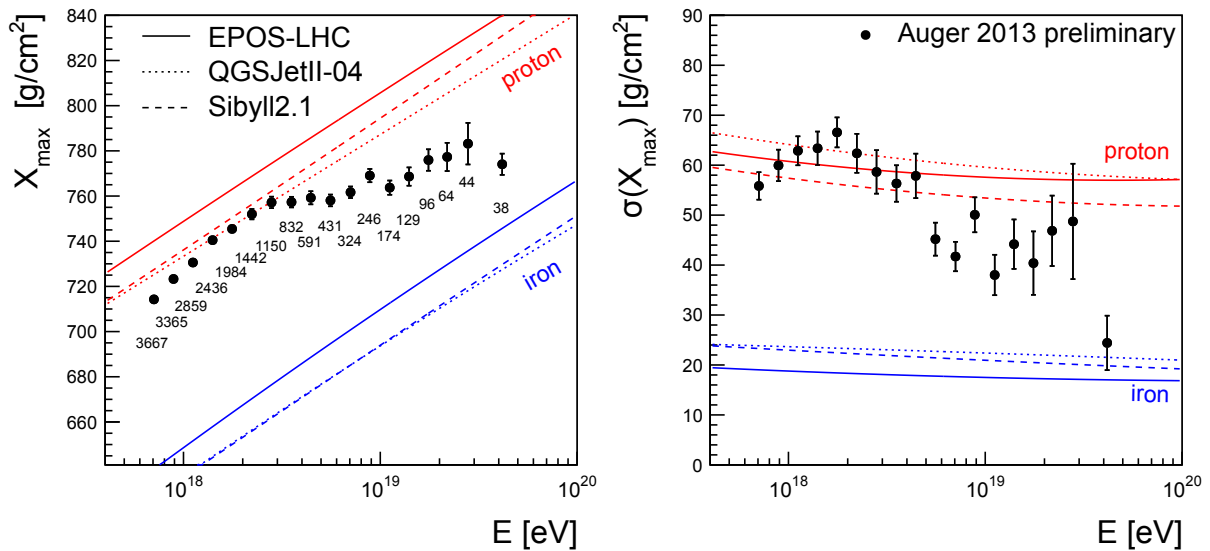


FIGURE 2.14 – $\langle X_{max} \rangle$ (gauche) et $\sigma(X_{max})$ (droite) en fonction de l'énergie du primaire [60]. Les lignes représentent les simulations indiquées et les points les résultats de l'expérience Auger. Les chiffres indiquent le nombre d'événements pour chaque canal en énergie.

2.4.2 Observables obtenues avec le détecteur de surface

En raison du cycle utile du FD (13%) et du flux très faible de rayons cosmiques aux énergies extrêmes, l'étude de la composition à partir de la reconstruction du profil ces énergies est limitée. Pour profiter de la statistique importante d'événements enregistrés par le détecteur de surface (cycle utile de 100%), plusieurs analyses utilisent les données du SD pour construire des observables sensibles à la nature du primaire, liées à la forme du front de gerbe et au temps d'arrivée des particules au sol.

Asymétrie azimuthale du temps de la montée du signal

Par opposition aux gerbes verticales ($\theta = 0^\circ$) et par simple effet géométrique, les gerbes inclinées engendrent une asymétrie azimuthale au niveau des signaux reçus par les cuves. Plus spécifiquement, il est attendu que, pour une énergie donnée, l'angle de gerbe auquel l'asymétrie azimuthale de la distribution en temps des signaux dans les cuves est maximale reflète le développement de la gerbe, et indique donc la nature du rayon cosmique dont elle est issue [63]. Les muons voyageant en quasi-ligne droite et étant très peu atténués par l'atmosphère, l'asymétrie attendue ne concerne que le signal associé à la composante électromagnétique de la gerbe. Pour cette étude, on considère le repère déterminé par le plan normal à l'axe de la gerbe, et par le point d'impact de la gerbe. Dans ce plan, on définit l'angle azimuthal ζ , égal à 0 lorsque la direction considérée est la projection de la gerbe au sol. Les cuves participant à un événement gerbe peuvent être scindées en deux groupes, celles pour lesquelles $-\pi/2 < \zeta < \pi/2$, où les particules arrivent le plus tôt, et les autres pour lesquelles les particules les atteignent plus tard. Le temps de la montée du signal reçu par une cuve, notée $t_{1/2}$, est défini comme la durée qui s'écoule entre le moment où le signal atteint 10% de son intégrale et le moment où il atteint 50%. L'asymétrie azimuthale du temps de la montée du signal, ou *risetime asymetry*, est reliée au développement de la gerbe et donc à l'énergie, à l'angle zénithal et à la nature du primaire.

Afin d'utiliser le temps de la montée du signal à plusieurs distances r du coeur de gerbe, on considère la variable $t_{1/2}/r$, dont la valeur obtenue à partir de simulations est représentée sur la figure 2.15 en fonction de l'angle ζ , pour différents angles de gerbe θ entre 32° et 60° . $t_{1/2}/r$ est ajustée par un polyôme $a + b \cos \zeta$, le rapport b/a permettant de caractériser l'ampleur de l'asymétrie azimuthale. Puisque le signal électromagnétique de la gerbe est d'autant plus atténué au sol que la gerbe est inclinée, $\langle t_{1/2}/r \rangle_\zeta$ est une fonction décroissante de l'angle zénithal. A énergie fixée et en partant d'un angle zénithal de 0° , l'asymétrie azimuthale du temps de la montée du signal b/a augmente avec l'angle zénithal car la géométrie est d'autant plus asymétrique que l'inclinaison de la gerbe est grande. L'asymétrie diminue ensuite, la gerbe étant alors trop ancienne pour que le signal électromagnétique soit suffisant pour laisser apparaître une asymétrie. Θ_{max} est défini comme la sécante de l'angle zénithal de gerbe pour lequel le rapport b/a est le plus élevé. Les valeurs de cette observable pour différentes compositions en masse sont obtenues par des simulations. Ces valeurs sont représentées sur la figure 2.16 de gauche en fonction de l'énergie, aux cotés des données. D'après les modèles, ce résultat permet de conclure sur un alourdissement de la composition avec l'énergie aux environs de 6×10^{18} eV, ce qui est en accord avec les résultats obtenus par la mesure de X_{max} .

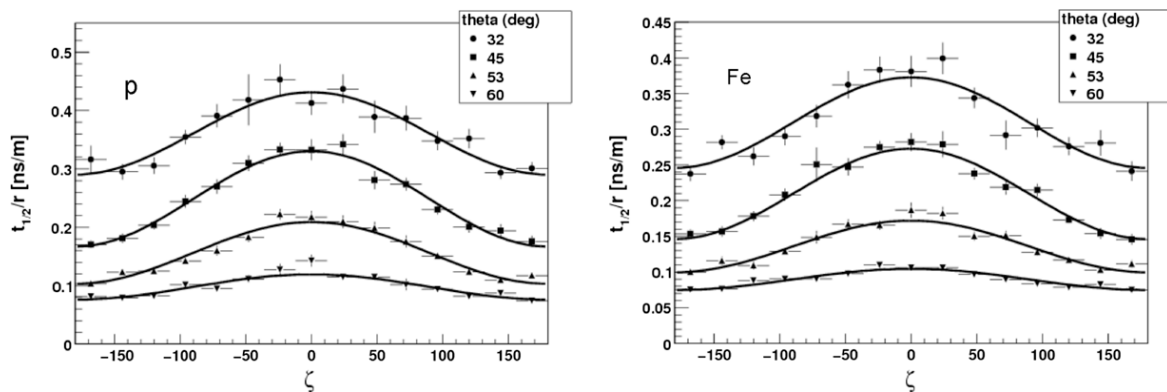


FIGURE 2.15 – Temps de montée du signal, normalisé à la distance au point d'impact de la gerbe, en fonction de l'angle azimuthal ζ défini dans le texte, pour 4 angles zénithaux de gerbes différents et pour une gerbe de 10^{19} eV. Le temps de montée du signal est reconstruit à partir de gerbes simulées dans l'hypothèse proton (gauche), et dans l'hypothèse fer (droite) [63].

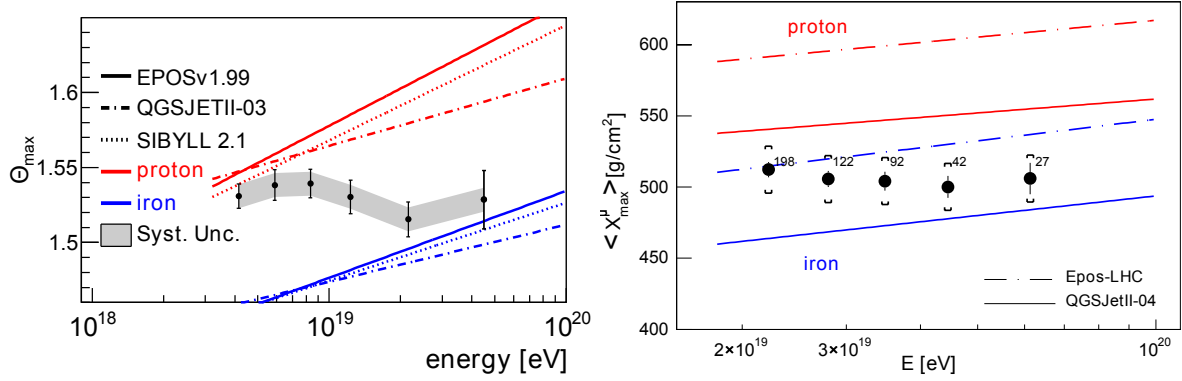


FIGURE 2.16 – Observables SD relatives à la composition en fonction de l’énergie. Les modèles sont représentés par des lignes et les données par des points. Gauche : Θ_{max} [64]. Droite : $\langle X_{max}^\mu \rangle$ [66].

Profondeur de production de muons

Les muons de la gerbe proviennent principalement de la désintégration des pions chargés. La profondeur de production des muons contient donc des informations sur le développement de la cascade hadronique. Tandis que les électrons de la gerbe sont continuellement diffusés par l’air, les muons se propagent en quasi ligne droite et conservent ainsi la mémoire de leur point d’émission. Une procédure exploitant ces particularités a été développée [65, 66]. L’analyse de la distribution en temps d’arrivée du signal dans la cuve permet de reconstruire la distribution des distances de production des muons sur l’axe de la gerbe. Une rapide conversion permet d’associer à chaque distance le grammage correspondant, ce qui apporte des informations sur le développement de la gerbe, à la manière et complémentaires des informations apportées par les photons de fluorescence reçus par le FD. En réalité, les muons ne se propagent pas tout à fait en ligne droite car ils sont soumis à des délais cinématiques provoqués par la collision inélastique avec les électrons atomique de l’air, aux diffusions multiples et à l’effet du champ magnétique. Ces effets doivent être pris en compte.

La sélection des événements s’effectue sur le set de données du 1er janvier 2004 au 31 décembre 2012. Les critères de sélection sont établis de façon à limiter l’incertitude sur la distribution reconstruite. Afin d’éliminer un maximum de signal électromagnétique, l’angle zénithal des gerbes sélectionnées appartient à l’intervalle $[55^\circ, 65^\circ]$. Pour éliminer le signal électromagnétique résiduel, des coupures sur les signaux sont réalisées, basées sur le fait que le signal électromagnétique est moins intense et plus dispersé temporellement que le signal muonique. Seuls les événements au delà de 20×10^{18} eV sont considérés afin de comptabiliser un maximum de muons. 481 événements sont finalement utilisés.

Pour chaque événement sélectionné, la distribution du nombre de muons en fonction de la profondeur de production $dN_\mu/dX = f(X)$ est reconstruite à partir des cuves situées au delà d’un seuil en distance de 1700 m, les cuves trop proches du point d’impact de la gerbe présentant des signaux trop compressés en temps au regard de la précision des canaux ADC pour en tirer des informations pertinentes. En moyenne, 50 muons correspondant à 10 cuves contribuent à la distribution. De façon analogue au X_{max} obtenu grâce au FD, la profondeur à laquelle la production du nombre de muons atteint son maximum, notée X_{max}^μ , peut être reliée à la composition du primaire. La figure 2.16 de droite représente la valeur de $\langle X_{max}^\mu \rangle$ en fonction de l’énergie du primaire. Sur la même figure sont tracées les prédictions de $\langle X_{max}^\mu \rangle$ pour les modèles QGSJetII-04 [67] et EPOS-LHC [68] et pour les primaires proton et fer. Un alourdissement de la composition avec l’énergie est observé dès le premier canal en énergie (2×10^{19} eV), ce qui est en accord avec les résultats des mesures de $\langle X_{max} \rangle$, $\sigma(X_{max})$ ou Θ_{max} . Alors que les données sont encadrées par les prédictions proton et fer du modèle QGSJetII-

04, elles sont situées au delà du fer pour le modèle Epos-LHC. Ce résultat est en désaccord avec les autres mesures et permet de plus de remettre en question la validité du modèle Epos-LHC quant à sa capacité à décrire l'évolution de la composante muonique, si la méthode utilisée pour inférer X_{max}^μ est correcte.

2.4.3 Interprétation en terme de $\langle \ln A \rangle$

Les valeurs expérimentales de $\langle X_{max} \rangle$ et $\langle X_{max}^\mu \rangle$ peuvent être converties en logarithme moyen du nombre de masse du primaire, par le biais de modèles hadroniques [69]. En première approximation, l'interprétation de $\langle X_{max} \rangle$ en terme de $\langle \ln A \rangle$ peut être tirée du modèle de Heitler. En considérant que $\langle X_{max} \rangle$ est une fonction linéaire du logarithme de l'énergie de la gerbe par nucléon (principe de superposition), on a

$$\langle X_{max} \rangle (E, A) = \langle X_{max} \rangle (E_0, A_0) + \frac{dX_{max}}{d \log_{10} E} \log_{10} \left(\frac{EA_0}{E_0A} \right). \quad (2.18)$$

Si les variables indicées 0 correspondent à un proton d'énergie E et que l'on considère un noyau de même énergie mais de nombre de masse A , il vient alors

$$\langle X_{max} \rangle_A = \langle X_{max} \rangle_p - \frac{dX_{max}}{d \ln E} \ln A. \quad (2.19)$$

En généralisant le modèle de Heitler, le coefficient devant $\ln A$ est remplacé par une fonction de l'énergie et de paramètres dépendants du modèle d'interaction, f_E [69]. En considérant la composition mixte, on obtient alors

$$\langle \ln A \rangle = \frac{\langle X_{max} \rangle - \langle X_{max} \rangle_p}{f_E}. \quad (2.20)$$

$\langle X_{max}^\mu \rangle$ peut être relié à $\langle \ln A \rangle$ de la même façon. La figure 2.17 montre que la conversion des mesures de $\langle X_{max} \rangle$ et $\langle X_{max}^\mu \rangle$ sont compatibles avec des noyaux légers autour de 10^{18} eV, puis avec des noyaux plus lourds dont la moyenne du logarithme du nombre de masse tend environ vers 3 quand l'énergie tend vers 10^{20} eV. Elle montre aussi que, si la méthode utilisée pour inférer X_{max}^μ est correcte, le modèle Epos-LHC ne peut décrire simultanément l'évolution des composantes électromagnétique et muonique de façon cohérente avec les mesures. La section 2.7 est consacrée à l'utilisation des données de l'Observatoire Pierre Auger pour contraindre les modèles d'interaction à ultra haute énergie.

2.5 Recherche de neutrinos et photons d'ultra haute énergie

La détection de neutrinos ou photons d'ultra haute énergie apporterait des preuves de l'existence de la coupure GZK, et pourrait indiquer l'origine des rayons cosmiques aux énergies extrêmes. Les données de l'Observatoire Pierre Auger ont été analysées dans le but de détecter des photons et neutrinos d'ultra-haute énergie, dont les gerbes se différencieraient des gerbes hadroniques par plusieurs aspects.

Les photons d'ultra-haute énergie qui atteindraient l'atmosphère pénétreraient en moyenne encore plus profondément que les protons et leur composante muonique serait quasi-inexistante. L'identification des neutrinos passe par la sélection de gerbes très inclinées mais "jeunes" (se développant à proximité du système de détection), afin de les discriminer des gerbes hadroniques inclinées, généralement anciennes.

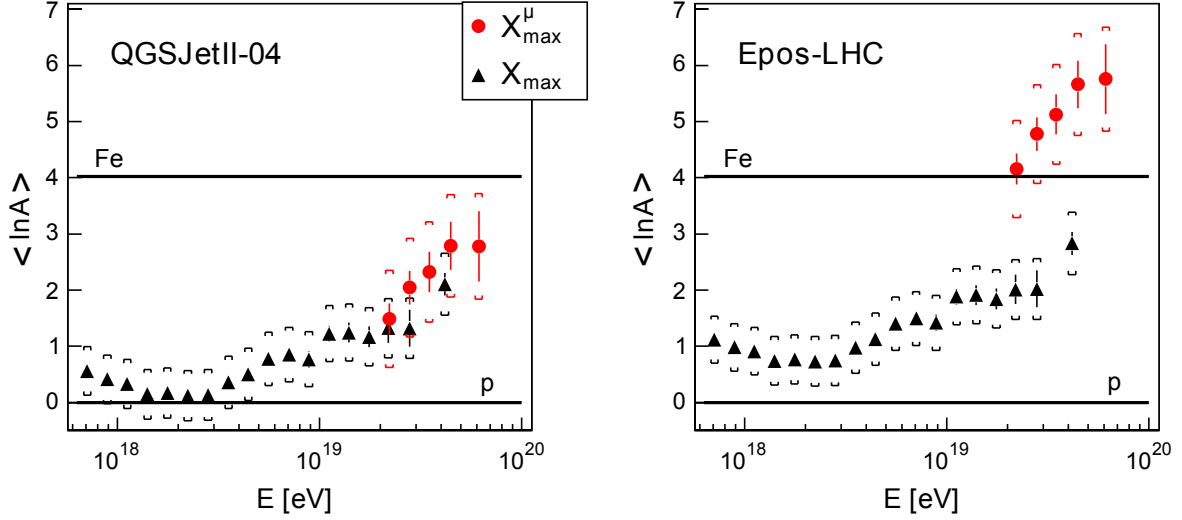


FIGURE 2.17 – Moyenne du logarithme du nombre de masse du primaire en fonction de son énergie, inférée à partir des valeurs expérimentales de X_{max} (noir) et X_{max}^μ (rouge) associées au modèle QGSJetII-04 à gauche et au modèle Epos-LHC à droite [66].

2.5.1 Recherche de neutrinos

Des neutrinos d’ultra haute énergie (au delà de 10^{18} eV) seraient issus de la désintégration des pions chargés produits par l’interaction des protons avec les particules et le rayonnement émis à leur sources, ou sur le fond diffus cosmologique (neutrinos cosmogéniques, voir section 1.4.1),

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ (\rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu) + \nu_\mu, \quad (2.21)$$

et en moindre mesure par la désintégration des neutrons produits de façon similaire,

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e. \quad (2.22)$$

Leur détection permettrait l’essor de l’astronomie neutrino en pointant vers les sources de protons dont ils seraient issus. Ils n’interagissent que par interaction faible, ce qui représente à la fois un avantage et un inconvénient : ils ne sont pas déviés ou absorbés lors de leur propagation, mais sont très difficiles à détecter.

Bien que non conçu pour la détection de neutrinos, l’Observatoire Pierre Auger est capable d’observer les gerbes induites par des neutrinos dans certaines situations, illustrées sur la figure 2.18. Les “neutrinos descendants” de toutes saveurs peuvent générer directement une gerbe s’ils ont la chance d’interagir avec un noyau. Des gerbes inclinées issues de neutrinos ne présenteraient pas le front muonique au sol typique des gerbes anciennes, à l’instar des gerbes hadroniques inclinées, dont la composante électromagnétique a été absorbée. Plus l’inclinaison de la gerbe est proche de 90° et plus le bruit de fond représenté par les gerbes hadroniques est réduit. Les “neutrinos à incidence rasante” peuvent aussi être détectés s’ils sont de type tauique et si $90^\circ < \theta < 95^\circ$. Ils interagissent avec la croûte terrestre et le τ résultant émerge dans l’atmosphère et se désintègre rapidement en vol ($\tau_\tau = 291 \times 10^{-15}$ s), ce qui peut générer une gerbe se développant au dessus du SD. Des “neutrinos descendants” de type τ peuvent de façon similaire interagir avec les montagnes environnantes.

Aucun des événements de l’Observatoire enregistrés entre le 1er janvier 2004 et le 31 décembre 2012 n’a satisfait les critères de sélection neutrino. Une limite sur le flux a cependant été établie à partir de la limite sur le nombre d’événements détectés, après prise en compte de l’exposition

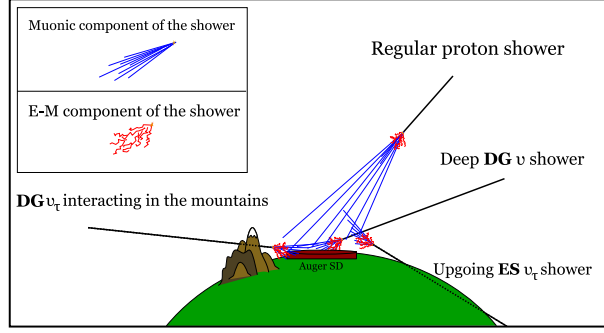


FIGURE 2.18 – Représentation schématique des différents canaux de détection de neutrinos d’ultra haute énergie à l’Observatoire Pierre Auger. DG pour *Downward-Going* et ES pour *Earth-Skimming*. [70]

d’Auger aux neutrinos entre 10^{17} et 10^{20} eV, soit entre 10^8 et 10^{11} GeV (figure 2.19 de gauche).

$$N_{up} = \int_{10^8}^{10^{11}} \phi_{up}(E) \Sigma(E) dE, \quad (2.23)$$

avec N_{up} la limite supérieure sur le nombre d’événements détectés, égale à 2.44 selon l’approche de Feldman-Cousins pour un intervalle de confiance de 90% (en tenant compte des erreurs statistiques uniquement). $\phi_{up}(E)$ est la limite supérieure sur le flux en $\text{GeV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ et $\Sigma(E)$ l’exposition en $\text{cm}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{s}$, pour des neutrinos d’énergie E . Les neutrinos sont supposés se trouver en proportion ($\nu_e : \nu_\mu : \nu_\tau = 1 : 1 : 1$), et $\phi(E)$ être une loi de puissance négative de l’énergie de type kE^{-2} , $k = E^2 \times dN/dE$ étant la partie du flux indépendante de l’énergie, en $\text{GeV} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$,

$$k_{up} = \frac{N_{up}}{\int_{10^8}^{10^{11}} E^{-2} \Sigma(E) dE}. \quad (2.24)$$

On obtient ainsi la limite à 90% de confiance, $k_{90\%} < 1.3 \times 10^{-8} \text{ GeV} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ [70]. Cette limite est la plus contraignante établie à ce jour comme indiqué sur la figure 2.19 droite. La limite différentielle est aussi représentée. Elle indique le flux limite par GeV, redressé en E^2 pour être représenté sur le même graphe, sans émettre d’hypothèse sur la dépendance en énergie de $\phi(E)$.

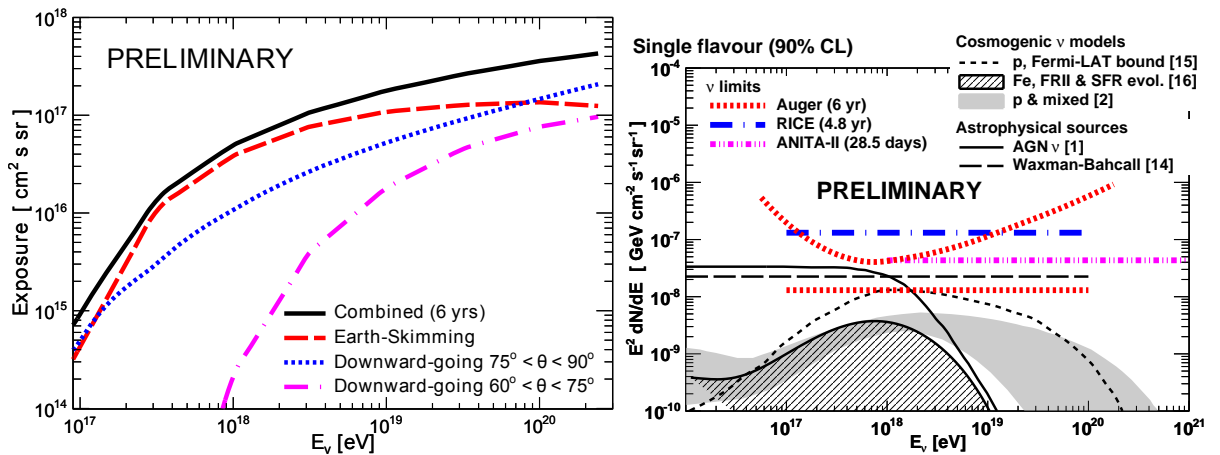


FIGURE 2.19 – Gauche : exposition SD de l’Observatoire Pierre Auger aux différentes catégories de neutrinos mentionnées dans le texte en fonction de leur énergie. Droite : limites sur le flux de neutrinos établies par les expériences indiquées, superposées aux flux de neutrinos prédits par les modèles [70].

2.5.2 Recherche de photons

A l’instar des neutrinos, des photons seraient aussi issus des sources de rayons cosmiques chargés ou du processus GZK, par la désintégration des pions neutres,

$$\pi^0 \rightarrow 2\gamma \quad (2.25)$$

Les photons de 10^{18} eV ont une longueur d’atténuation x_{loss} de 4.5 Mpc, due à l’interaction avec le fond diffus par production de paires,

$$\gamma + \gamma_{CMB} \rightarrow e^+ + e^-. \quad (2.26)$$

Une sphère de 4.5 Mpc centrée sur la Terre englobe malgré tout l’amas local et centaurus A.

Les gerbes issues de photons se distinguent des gerbes issues de primaires hadroniques au niveau de plusieurs observables : la valeur de X_{max} (qui dans le cas d’une gerbe électromagnétique est beaucoup plus élevée), la forme du profil longitudinal (la fonction de Greisen [71] s’ajuste mieux sur une gerbe électromagnétique), le rapport entre les énergies inférées par des ajustements par les fonctions de Gaiser Hillas et de Greisen, la forme de la distribution latérale au sol (la composante muonique est très faible dans le cas de gerbes électromagnétiques), et enfin la largeur temporelle du signal au sein d’une cuve, cette dernière étant plus élevée dans le cas d’un photon primaire.

La recherche de photons a été réalisée sur un ensemble de données hybrides prises entre janvier 2005 et septembre 2010, satisfaisant des critères de qualité. Les événements photons sont ensuite sélectionnés en utilisant les variables discriminantes mentionnées. Seuls 6 événements photon ont passé les critères de sélection (tous entre 1 et 2×10^{18} eV). Comme pour les neutrinos, une limite sur le flux a été obtenue à partir de l’exposition (figure 2.20) et du nombre de candidats. La limite sur le flux intégré au delà de 10^{18} eV a été déterminée à 8.2×10^{-2} $\text{km}^{-2}.\text{sr}^{-1}.\text{an}^{-1}$. Au delà de 2×10^{18} eV, la limite supérieure du flux intégré n’est plus que de 2.0×10^{-2} $\text{km}^{-2}.\text{sr}^{-1}.\text{an}^{-1}$ [72].

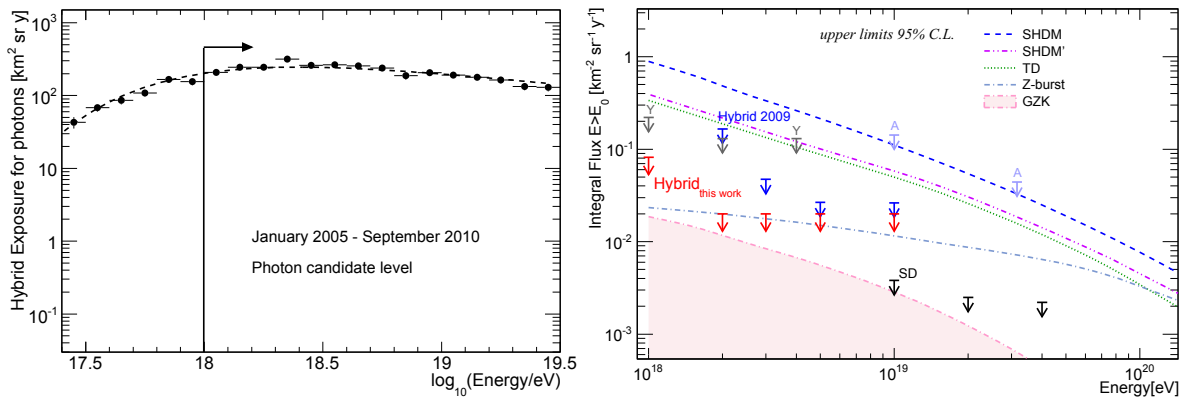


FIGURE 2.20 – Gauche : exposition hybride de l’Observatoire Pierre Auger aux photons en fonction de leur énergie. Droite : limites sur le flux de photons intégré au delà de 1, 2, 3, 5, et 10×10^{18} eV, établies par l’analyse mentionnée et réalisée à l’Observatoire Pierre Auger (marqueurs rouges), comparées aux analyses précédentes (Hybrid 2009 et SD) et aux limites établies par d’autres expériences (Y pour Yakutsk, A pour Agasa). Sur la même figure sont superposés les flux de photons prédits par 4 scenarii top-down et par l’effet GZK (rose) [72].

Finalement, les résultats des recherches de neutrinos et de photons d’ultra haute énergie permettent d’exclure fortement les scenarii de type “top-down”, au cours desquels de grandes quantités de neutrinos et photons très énergétiques seraient produits. Puisque les scenarii “bottom-up”

sont privilégiées, les directions d'arrivée des rayons cosmiques devraient refléter les directions des sources, et devraient suivre la repartition de la matière dans l'univers à grande échelle, sous réserve que les champs magnétiques traversés n'isotropisent pas complètement leur direction d'origine.

2.6 Etudes des anisotropies et recherche de sources

Différents scénarii interprètent la cheville comme la transition entre les sources galactiques et extra-galactiques. Suivant le scénario astrophysique considéré, différents niveaux d'anisotropies dans les directions d'arrivée des rayons cosmiques sont attendus. La collaboration Pierre Auger a analysé les directions d'arrivée des rayons cosmiques dans plusieurs gammes d'énergie et sur différentes échelles angulaires et en distance. Pour étudier la distribution des directions d'arrivée, celle-ci doit être corrigée de l'exposition de l'Observatoire aux différentes directions de la sphère céleste.

2.6.1 Recherche d'anisotropies au delà de 10^{18} eV

Si la cheville correspond à la transition de sources distribuées dans la galaxie vers des sources extragalactiques, cela doit laisser une trace dans la distribution des directions d'arrivée dans cette gamme d'énergie.

Analyse harmonique

L'analyse en harmonique sphérique de la distribution en ascension droite et en déclinaison des événements permet d'obtenir l'évolution de l'amplitude et de la phase des multipôles autour de la cheville (5×10^{18} eV). Pour cela, le flux d'événements au delà de 10^{18} eV est décomposé en fonctions harmoniques sphériques $Y_{\ell m}$,

$$\phi(\vec{n}) = \sum_{\ell \geq 0} \sum_{m=-\ell}^{\ell} a_{\ell m} Y_{\ell m}(\vec{n}), \quad (2.27)$$

avec \vec{n} le vecteur unitaire de la direction considérée, dans le but d'obtenir les coefficients dipolaire a_{1m} et quadripolaire a_{2m} , fonctions de l'ascension droite α et de la déclinaison δ . La statistique d'Auger entre janvier 2004 et le 31 décembre 2011 est suffisante pour compenser la perte en précision due au fait que seule la sphère céleste sud est accessible depuis l'Observatoire Pierre Auger, jusque $\ell < 2$. Lorsque l'hypothèse du dipôle pur est considérée, le flux directionnel s'écrit simplement

$$\phi(\vec{n}) = \frac{\phi_0}{4\pi} \left(1 + r \vec{d} \cdot \vec{n} \right), \quad (2.28)$$

avec \vec{d} le vecteur unitaire orienté selon la direction du dipôle. Le dipôle est caractérisé par ses coordonnées équatoriales α_d et δ_d et son intensité r , qui se déduisent de a_{1m} . Un biais dans la reconstruction en énergie ou en direction zenithale locale des gerbes altérerait la valeur du flux directionnel obtenue pour un canal en énergie déterminé. Puisque l'on cherche des intensités dipolaire et quadripolaire très faibles, l'exposition directionnelle de l'Observatoire doit être déterminée précisément. Les effets des conditions atmosphériques et du champ magnétique terrestre sont pris en compte pour déterminer S(1000) et l'exposition suivant la direction d'arrivée.

La figure 2.21 montre que l'intensité du dipôle obtenue à partir des données est inférieure à l'intensité du dipôle calculée à partir de l'hypothèse isotrope en tenant compte de ses fluctuations à 99% de confiance pour chaque canal en énergie. Ces résultats ne permettent donc pas de mettre en évidence une anisotropie. Les mêmes calculs ont été réalisés dans l'hypothèse d'une

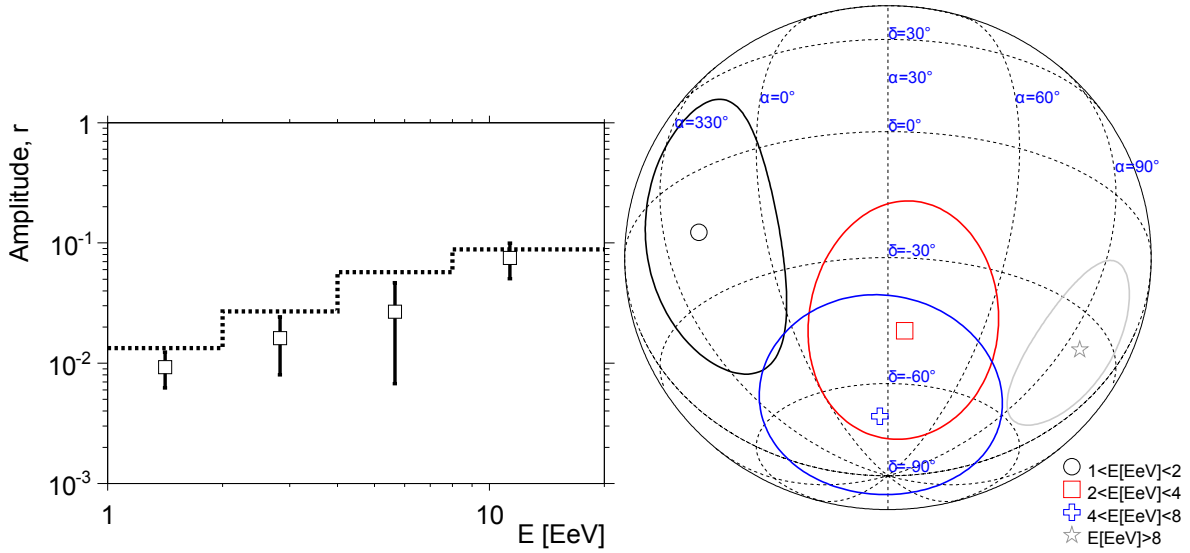


FIGURE 2.21 – Gauche : intensité du dipôle obtenue à partir des données superposée à l’intensité du dipôle calculée à partir de l’hypothèse isotrope en tenant compte de ses fluctuations à 99% de confiance, en fonction de l’énergie. Droite : ascension droite et déclinaison du dipôle obtenues à partir des données et incertitudes correspondantes, pour les 4 canaux en énergie mentionnés [73].

combinaison dipolaire et quadripolaire, et la précision des résultats ne permet pas non plus d’exclure l’hypothèse isotrope. Les intensités des dipôles et quadripôles obtenues à partir des données ont été comparées à celle prédites par des scénarii astrophysiques, pour lesquels les sources de rayons cosmiques de 10^{18} eV sont stationnaires, distribuées de façon uniforme dans le disque galactique et émettent dans toutes les directions. La simulation de la propagation de rayons cosmiques depuis ces sources jusqu’à la Terre est réalisée pour les hypothèses proton et fer en supposant que les champs magnétiques galactiques ne dépassent pas le μG . Les résultats sont présentés sur la figure 2.22. Elle indique que des protons générés selon ces scénarii sont exclus par la limite supérieure de l’intensité du dipôle établie à partir des données, sauf si les champs magnétiques galactiques sont en réalité plus forts. Une fraction de 10% de protons au maximum pourrait être cependant compatible avec l’intensité du dipôle mesurée en dessous de la cheville. Alternativement, l’intensité du dipôle mesurée serait compatible avec des protons d’origine extragalactique et du fer d’origine galactique.

Recherche de sources galactiques de neutrons

La durée de vie d’un neutron libre au repos n’est que de $\tau = 900$ s. A une énergie de 10^{18} eV, son facteur de Lorentz atteint $\gamma = E/mc^2 = 10^9$, et son temps de vie $\Delta t = \gamma\tau \sim 10^{12}$ s correspond alors à une distance de 3×10^{20} m = 10 kpc parcourus à la vitesse de la lumière. Des neutrons d’origine galactique (la voie lactée a un diamètre de 25 kpc) d’énergie supérieure $E > 10^{18}$ eV pourraient être ainsi détectés.

Les gerbes issues de neutrons sont indiscernables des gerbes issues de protons. Les neutrons n’étant pas chargés électriquement, ils peuvent cependant, à la différence des protons, pointer vers leur source. L’observation d’une accumulation de gerbes provenant d’une même source permettrait de mettre en évidence un flux de neutrons d’ultra haute énergie.

Des neutrons seraient issus de l’interaction de protons au niveau de leur source, tout comme le seraient les photons détectés au TeV par des expériences comme HESS. Des ensembles de sources galactiques potentielles ont été identifiées à partir de catalogues de sources de photons au TeV : les sources de l’expérience HESS, les pulsars à rayons gamma, les systèmes binaires

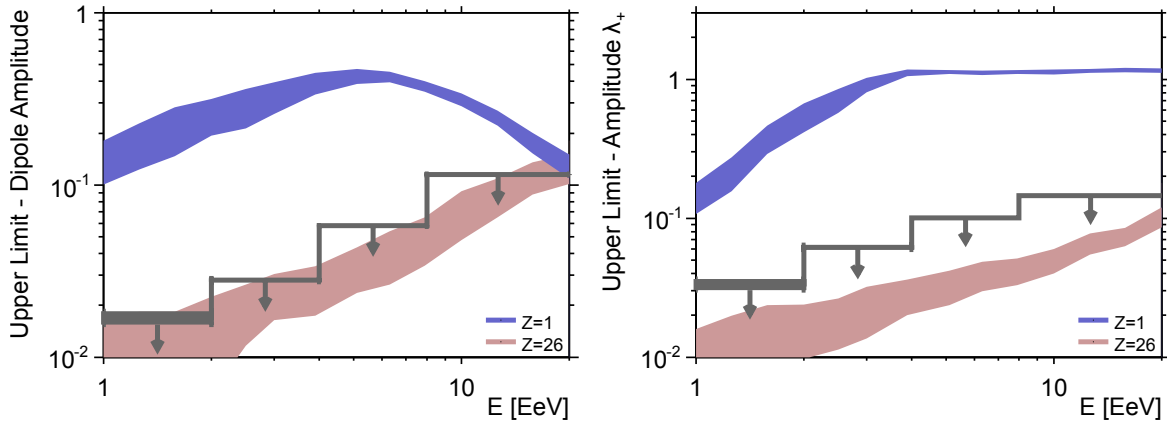


FIGURE 2.22 – Limites à 99% de confiance sur les intensités du dipôle (gauche) et du quadrupôle (droite) mesurées, superposées aux intensités du dipôle et du quadrupôle calculées à partir des simulations d'un flux anisotrope en provenance du disque galactique, en fonction de l'énergie et pour les hypothèses proton et fer [73]. Les bandes représentent les valeurs et les incertitudes associées.

à rayons X, les pulsars milliseconde et radio, les microquasars et les magnetars. Le plan et le centre galactiques ont aussi été considérés. Des simulations ont été réalisées afin de déterminer le flux attendu en dehors d'un éventuel excès. Aucun excès significatif provenant d'une de ces sources n'a été détecté [74], ce qui ne permet pas de les identifier comme sources galactiques de rayons cosmiques chargés.

2.6.2 Recherche d'anisotropies au delà de 55×10^{18} eV

Soumis à l'effet GZK, les protons qui nous parviennent avec une énergie supérieure à 5×10^{19} eV proviendraient de sources distantes de 1 Mpc (galaxies les plus proches) à quelques dizaines de Mpc. Les événements les plus énergétiques détectés par l'Observatoire devraient donc pointer vers leurs sources si les rayons cosmiques sont des protons et si les champs extra galactiques ne sont pas trop intenses (voir section 1.4.2). Une corrélation angulaire dans une fenêtre de 3.1° a été établie entre les AGN (Noyaux Actifs de Galaxies) proches (< 75 Mpc) des catalogues Veron-Cetty et Veron (VCV) et la direction d'arrivée des rayons cosmiques d'énergie supérieure à 55×10^{18} eV [75, 76]. Cette corrélation (figure 2.23 gauche) s'est affaiblie avec la statistique (65% en 2007 et 38% en 2009) mais les directions d'arrivée restent anisotropes (niveau de confiance $> 99\%$) alors qu'elles ne le sont pas aux énergies plus faibles. La figure 2.23 de droite montre que des corrélations sont mises en évidence principalement dans la gamme d'énergie entre 55 et environ 70×10^{18} eV. Ces corrélations sont à l'origine de l'ensemble des corrélations observées sur la figure 2.23 de gauche.

La recherche d'excès localisés par l'utilisation d'une fenêtre angulaire glissante a permis de mettre en évidence un excès d'événements autour de centaurus A qui n'apparaît qu'au delà de 55×10^{18} eV. Le noyau actif de la galaxie centaurus A est situé à moins de 4 Mpc de la Terre. La figure 2.24 représente le nombre d'événements obtenu après soustraction du nombre d'événements attendus dans le cas d'un flux isotrope, en fonction de la taille de la fenêtre angulaire autour de centaurus A, pour des énergies au delà de 55×10^{18} eV. Elle montre la présence d'un excès significatif dans une fenêtre de 18° autour de l'AGN. En effet, seuls 2.44 événements sont attendus dans cette fenêtre dans l'hypothèse isotrope, alors que 10 événements sont en réalité détectés.

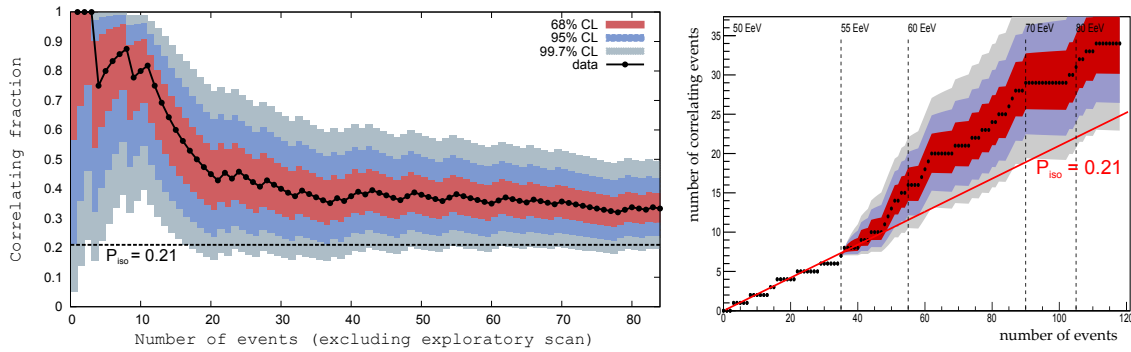


FIGURE 2.23 – Gauche : probabilité de corrélation entre la direction d’arrivée des rayons cosmiques d’énergie supérieure à 55×10^{18} eV et les AGN proches, en fonction du nombre d’événements considérés. En effectuant des simulations à partir de l’hypothèse isotrope, on obtient une probabilité de corrélation de 0,21, qui est alors exclue par les données à plus de 99%. $P = 0,21$ peut cependant aussi représenter une anisotropie. Mise à jour de juin 2011 [77]. Droite : nombre d’événements corrélatant, les événements étant cette fois ordonnés selon leur énergie et non selon leur ordre d’arrivée. Mise à jour de 2013 [78].

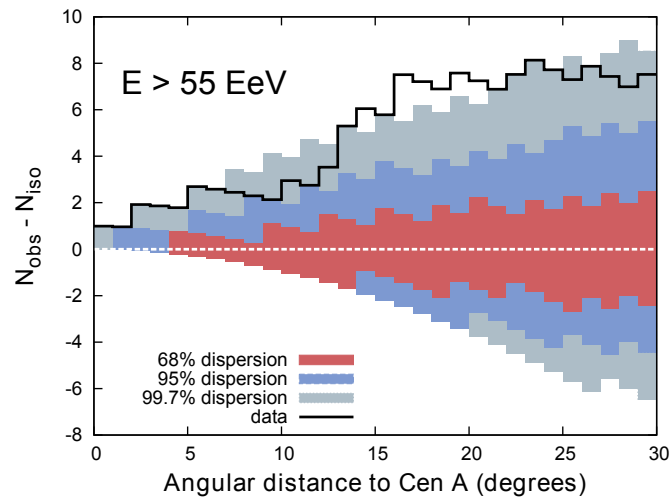


FIGURE 2.24 – Nombre d’événements après soustraction des événements attendus dans le cas d’un flux isotrope, en fonction de la taille de la fenêtre angulaire autour de l’AGN de la galaxie centaurus A, pour des énergies au delà de 55×10^{18} eV [79].

2.7 Interactions hadroniques à très haute énergie

L'expérience Pierre Auger permet d'étudier les interactions hadroniques à des énergies extrêmes, bien supérieures aux énergies accessibles au LHC. Les premières interactions dans l'atmosphère sont déterminantes pour le développement électromagnétique de la gerbe. Par conséquent, des observables telles que la profondeur du maximum ou le nombre de particules électromagnétiques mesuré à une profondeur donnée, qui sont caractéristiques des premiers stades de développement de la gerbe, peuvent être associées à la longueur de première interaction.

2.7.1 Section efficace proton-air à $\sqrt{s} = 57$ TeV

La méthode pour déterminer la section efficace proton-air à des énergies encore insondées en accélérateur est la suivante. Tous les modèles convergent vers l'idée que les gerbes de X_{max} le plus élevé détectées par l'Observatoire sont issues de protons. Sont alors sélectionnés les $\eta = 20\%$ événements de X_{max} le plus élevé pris dans une gamme d'énergie allant de 10^{18} à 3×10^{18} . Plus la fraction η d'événements sélectionnés est faible et plus la contamination par des primaires plus lourds que le proton est faible mais plus on perd en statistique. Un biais intervient à ce niveau car seules les gerbes proton de plus haut X_{max} sont prises en compte et l'échantillon peut tout de même être contaminé par des gerbes issues d'Helium.

La distribution en énergie des événements finalement retenus sur les données du 1^{er} décembre 2004 au 20 septembre 2010 suit une loi en puissance d'indice -1.9 , avec une moyenne de $10^{18.24}$ eV. La réaction proton-air s'effectue dans le référentiel de leur centre de masse où l'énergie du système est alors comprise entre 43 et 70 TeV, avec une moyenne à 57 TeV (voir section 1.5.3). On s'intéresse ensuite à la distribution des X_{max} dont la queue est sensible à la section efficace de première interaction. En effet, plus la distribution s'étale et plus la section efficace proton-air est faible. Cet étalement est repéré par le paramètre de décroissance Λ_η tel que

$$\frac{dN}{dX_{max}} \propto \exp\left(\frac{-X_{max}}{\Lambda_\eta}\right). \quad (2.29)$$

La courbe exponentielle qui s'ajuste sur les données a pour paramètre $\Lambda_\eta = 55.8 \pm 2.3(\text{stat}) \pm 1.6(\text{sys})$ g.cm⁻². Les modèles QGSJet01 [80], QGSJetII.3 [81], SIBYLL 2.1 [82] et EPOS 1.99 [83] sont ensuite testés numériquement un à un en ajustant leur section efficace d'origine afin de reproduire ce paramètre de décroissance. La plupart des modèles ont vu leur section efficace proton-air varier de moins de 5%, celle de SIBYLL 2.1 a du être en revanche ajustée de 12%. Ce résultat est limité par la dépendance de Λ_η à d'autres paramètres d'interaction qui varient d'un modèle à l'autre comme l'élasticité, la multiplicité ou le ratio pions neutres et chargés.

Après estimation de toutes les erreurs et en moyennant les sections efficaces obtenues pour les 4 modèles, on obtient [84]

$$\sigma_{p-air} = 505 \pm 22(\text{stat})_{-36}^{+28}(\text{sys}) \text{ mb}. \quad (2.30)$$

Ce résultat est compatible avec une extrapolation prenant en compte les premières mesures de sections efficaces réalisées au LHC à des énergies plus faibles.

2.7.2 Etude de la composante muonique

La connaissance limitée de la production multiple de particules lors des interactions hadroniques à de telles énergies entraîne des incertitudes théoriques importantes sur la composante muonique des gerbes atmosphériques. Les différentes analyses effectuées pour déterminer cette composante, utilisant les données hybrides ou SD, indiquent que les modèles actuels prédisent un nombre de muons plus faible que celui déduit des données.

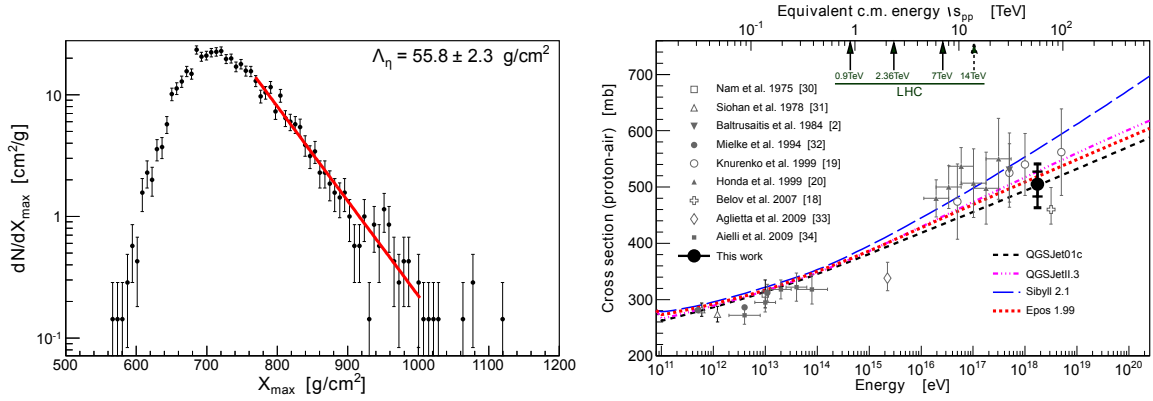


FIGURE 2.25 – Gauche : distribution des X_{max} des événements sélectionnés et ajustement de la queue de distribution par une exponentielle décroissante de paramètre Λ_η . Droite : section efficace proton-air en fonction de l'énergie du primaire ou de l'énergie dans le centre de masse . Les lignes représentent les simulations indiquées et les points les résultats d'expériences utilisant les rayons cosmiques. *This work* représente le résultat mentionné (Auger 2012) [84].

Avec les détecteurs Cerenkov à eau, la forme du signal liée à la perte d'énergie d'un muon dans la cuve comparée à celle d'un électron ou d'un photon peut permettre de différencier ces deux composantes. Plusieurs méthodes sont déjà mises en oeuvre pour séparer la contribution des muons de celle des électrons et photons du signal des cuves : algorithmes de comptage des muons ou obtention de la composante électromagnétique après soustraction de la partie du signal attribuée au muons [85].

Fraction de muons dans les gerbes verticales

La fraction muonique du signal, $f_\mu = S_\mu/S$, est déterminée à partir du signal de la cuve, par une méthode multivariée ou par une méthode de lissage [85]. Pour la méthode multivariée, f_μ est reconstruite à partir d'observables sensibles au contenu muonique : l'angle de la gerbe θ , la distance entre la cuve et l'axe de la gerbe r , $f_{0.5}$, la portion du signal en canaux FADC dont l'intensité est supérieure à 0.5 VEM, et P_0 , la composante de fréquence nulle du spectre fréquentiel du signal. Ces deux dernières grandeurs sont sensibles aux fortes et brèves fluctuations du signal, et donc au signal muonique. f_μ est reconstruite à partir de toutes ces observables par la relation

$$f_\mu = a + b\theta + cf_{0.5}^2 + dP_0 + er, \quad (2.31)$$

les coefficients a, b, c, d , et e étant déduits de simulations. Alternativement, la composante muonique peut être déduite d'un lissage du signal de la cuve par l'opération d'une moyenne glissante de largeur L , ajustée selon l'angle de la gerbe avec $L = 7.83 + 0.9\theta/\text{deg}$, de façon à séparer les composantes muonique et électromagnétique.

Le signal muonique produit par une gerbe de 10^{19} eV et à $r = 1000$ m peut être estimé à partir de la fraction muonique et du signal total correspondant, $S_{\mu,19}(1000) = f_\mu S_{19}(1000)$. Les gerbes enregistrées entre janvier 2004 et décembre 2012, d'angle zénithal inférieur à 60° , d'énergie contenue dans l'intervalle $[10^{18.98}, 10^{19.02}]$ eV et détectées par des cuves dans l'intervalle $[950, 1050]$ m, sont utilisées pour comparer les résultats des deux méthodes présentées et les résultats des simulations, ce qui représente 521 signaux SD. Le signal muonique inféré à ces énergie et distance, à partir des données (par les deux méthodes) ou à partir de simulations, est normalisé au signal muonique obtenu par la simulation utilisant le modèle QGSJetII-04 [67] dans l'hypothèse proton. Ces rapports de signaux muoniques sont illustrés en fonction de l'angle de la gerbe sur la figure 2.26 de gauche, qui montre que les deux méthodes utilisées pour

déterminer la composante muonique apportent des résultats compatibles. En comparant données et simulations, elle met aussi en évidence un excès de muons si l'on considère une composition proton.

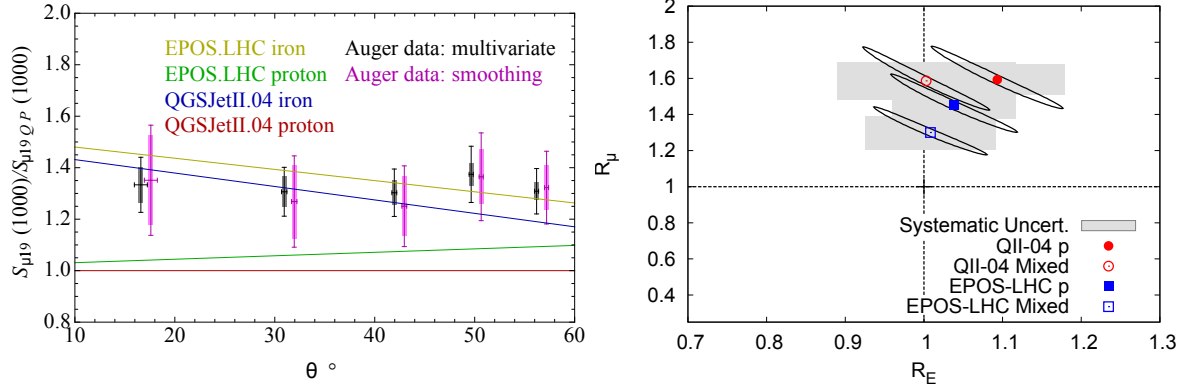


FIGURE 2.26 – Gauche : signal muonique pour des gerbes de 10^{19} eV et à $r = 1000$ m, obtenu à partir des données par la méthode multivariée ou de lissage ou à partir des simulations mentionnées, rapporté au même signal obtenu par la simulation utilisant le modèle QGSJetII-04 dans l’hypothèse proton, en fonction de l’angle zénithal de la gerbe. Les rectangles indiquent la part systématique de l’incertitude [85]. Droite : valeurs des paramètres R_μ et R_E obtenues par la comparaison des données hybrides avec les simulations mentionnées. Les rectangles indiquent les incertitudes systématiques et les ellipses les incertitudes statistiques [86].

Composante muonique des événements hybrides

Une étude a été réalisée sur les événements hybrides de l’Observatoire Pierre Auger, dans le but de tester la compatibilité entre les modèles et les observables que sont le profil de développement longitudinal de la gerbe et la composante muonique détectée au sol [86]. Pour cela, des événements ont été sélectionnés dans la gamme en énergie $[10^{18.98}, 10^{19.02}]$ eV, issue d’un compromis entre une statistique suffisante et l’assurance d’une composition constante. Ces événements représentent 411 signaux SD. Pour chaque gerbe sélectionnée, des simulations de gerbes de même énergie et géométrie sont réalisées avec les modèles QGSJetII-04 [67] et EPOS-LHC [68] et pour les hypothèses proton, hélium, azote et fer, jusqu’à l’obtention d’un accord suffisant entre profil longitudinal mesuré et profil longitudinal simulé. La réponse SD est simulée à son tour, et la composante muonique est reconstruite pour les événements simulés et pour les données. R_μ est défini comme le rapport entre le signal muonique observé et le signal muonique simulé, il représente donc le facteur de désaccord entre les composantes muoniques mesurées et simulées. R_E représente le facteur d’ajustement éventuel de l’énergie de la gerbe pour reproduire le signal total mesuré au sol. La figure 2.26 de droite montre que, pour les modèles présentés, l’énergie peut être préservée dans le cas d’une composition mixte, mais que le nombre de muons ne peut être expliqué, puisque $R_\mu = 1.3$ pour le modèle EPOS-LHC et $R_\mu = 1.6$ pour QGSJetII-04. Dans le cas d’une composition imposée (proton), l’énergie de la gerbe doit être modifiée quel que soit le modèle considéré.

Composante muonique des gerbes inclinées

La valeur expérimentale du paramètre N_{19} , défini en section 2.2.2, est comparée à sa valeur prédite par les modèles dans ce qui suit [87]. Le fait que N_{19} soit modèle dépendant n’impacte pas l’énergie inférée, mais permet de vérifier la validité du modèle hadronique utilisé pour la simulation de $N_{\mu,19}$. On compare pour cela $N_{19}^{data} = N_{\mu}^{data}/N_{\mu,19}$ et $N_{19}^{MC} = N_{\mu}^{MC}/N_{\mu,19}$ pour

le modèle de référence (QGSJetII-03 [81]) ainsi que pour deux modèles actualisés d'après les données du LHC (QGSJetII-04 [67] et EPOS LHC [68]). Les événements réels sont sélectionnés entre le 1 janvier 2004 et le 31 décembre 2012, ont un angle compris entre 62° et 80° et satisfont des critères de qualité. Des milliers de gerbes proton et fer d'énergie $\in [10^{18}, 10^{19}]$ sont ensuite simulées à l'aide des modèles. Les résultats sont présentés sur la figure 2.11 de droite, avec $R_\mu = N_{19}$ en utilisant les données et différents modèles. On peut y vérifier que $R_\mu = 1$ pour une gerbe proton d'énergie 10^{19} eV simulée par QGSJetII-03. On y remarque aussi que le nombre de muons estimés par la simulation QGSJetII-03 dans un cas proton (resp. fer) est inférieur d'un facteur 1.8 (resp. 1.4) aux données. EPOS LHC et QGSJetII-04 prédisent cependant 20% de muons en plus que QGSJetII-03, s'accordant ainsi mieux aux données. On pourrait alternativement remettre en cause la méthode de comptage des muons. On peut aussi noter que l'indice caractérisant la loi de puissance entre N_{19} et E_{FD} diffère entre données et simulation (prédit entre 0.93 à 0.94, il est expérimentalement établi à 1.03). Ainsi, à en croire les modèles, la composition ne serait pas constante avec l'énergie.

Bien que EPOS LHC soit le modèle décrivant actuellement le mieux le nombre de muons détectés, on a montré dans la section 2.4.3 que ce modèle ne permettait pas de décrire correctement l'évolution de la composante muonique lors du développement des gerbes. Aucun des modèles d'interactions hadroniques actuels ne peut finalement décrire de façon cohérente l'ensemble des caractéristiques des gerbes mesurées.

2.8 Améliorations du détecteur : *beyond 2015*

Malgré les nombreux résultats apportés par l'Observatoire Pierre Auger, la question de la composition aux plus hautes énergies reste en suspend. En raison du faible flux de rayons cosmiques aux plus hautes énergie et du cycle utile limité de la détection de fluorescence, peu d'événements ont participé à l'identification directe du maximum de développement. Bien que des méthodes basées sur la séparation entre la composante électromagnétique et la composante muonique du signal soient en cours de développement, les informations collectées par les détecteurs de particules au sol ne permettent pas d'identifier clairement la nature des primaires. La confrontation des observables mesurées par l'Observatoire Pierre Auger avec les prédictions obtenues par les simulations de gerbes couplées aux modèles hadroniques montre que ces derniers peinent à reproduire l'ensemble des données toujours plus précises, comme le nombre de muons dans les gerbes. La détermination de la nature des rayons cosmiques aux plus hautes énergies avec un meilleur cycle utile que celui du détecteur de fluorescence est, dans l'état actuel des choses, difficile.

Sa détermination représente pourtant un enjeu majeur, puisqu'elle permettrait de confirmer ou d'infirmer l'origine GZK de la coupure à 5×10^{19} eV, de contraindre les sources et les champs magnétiques, et de vérifier l'extrapolation des modèles hadroniques. L'accumulation de données n'étant pas suffisante, la collaboration Pierre Auger prévoit la réalisation d'un *upgrade* basé sur des techniques éprouvées afin de poursuivre l'exploitation de l'Observatoire au-delà de 2015 et jusqu'en 2023. Il est prévu d'améliorer la capacité du détecteur de surface à séparer les composantes électromagnétiques et muoniques par l'ajout de scintillateurs ou par la segmentation des cuves d'eau à effet Cerenkov, dont la partie haute permettrait de mesurer la composante électromagnétique et la partie basse la composante muonique. Si une solution est retenue fin 2014 et quelle qu'elle soit, ces nouveaux détecteurs seront associés à une nouvelle électronique. Elle permettra d'améliorer et de faciliter le traitement des données localement. L'augmentation de la fréquence d'échantillonnage de 40 à 120 MHz et l'introduction d'un système GPS *up to date* devraient permettre une reconstruction plus précise des données. En apportant des indications supplémentaires sur la suppression du flux et sur la composition, l'*upgrade* pourra fournir les

éléments essentiels pour le futur de la détection des rayons cosmiques aux plus hautes énergies.

En parallèle, une technique alternative de détection des gerbes atmosphériques est au stade de recherche et développement à l'Observatoire Pierre Auger, la détection radio, dans le but de répondre aux mêmes questions fondamentales. Des prototypes d'antennes sont installés sur des cuves du réseau de surface (projet EASIER), dans l'idée d'associer de nouvelles observables "radio" aux observables des cuves d'eau à effet Cerenkov.

Le chapitre suivant relate l'histoire de la détection radio des gerbes atmosphériques des années 40 jusqu'à aujourd'hui et expose les principales avancées dans ce domaine.

Chapitre 3

La radiodétection

Le but de la radiodétection des gerbes atmosphériques est de permettre la reconstruction des paramètres des gerbes grâce aux caractéristiques des signaux enregistrés par des antennes. Une des principales motivations quant à cette technique de détection concerne la recherche de nouvelles observables relatives à la composition en masse des rayons cosmiques, qui n'est pas contrainte au delà du PeV (10^{15} eV). Des notions relatives aux antennes seront mentionnées dans ce chapitre, elles seront explicitées au chapitre 4.

Après un aperçu historique, on traitera des principales expériences contemporaines de détection des ondes décimétriques. On verra que ces expériences ont permis de démontrer la capacité de la détection radio à reconstruire la direction d'arrivée et l'énergie de la gerbe. On s'intéressera ensuite à l'expérience réalisée par Gorham *et al.* (section 3.4.1), à l'origine de la mise en place de dispositifs de détection des ondes centimétriques. On passera en revue les projets entrepris, et on terminera par EASIER, projet dédié à la détection radio des gerbes atmosphériques à l'Observatoire Pierre Auger, que l'on détaillera dans le chapitre 4.

3.1 Historique de la radiodétection

L'histoire de la détection radio des rayons cosmiques commence dans les années 40, après la découverte du rayonnement Cerenkov. Elle est amorcée par la suggestion du physicien britannique Blackett quant à la production d'un tel rayonnement par les gerbes atmosphériques, et par la question de sa détection dans le domaine radio. Les expériences réalisées jusque dans les années 70 révèlent finalement l'existence de radiations induites par l'action du champ magnétique terrestre sur les particules des gerbes.

3.1.1 L'effet Cerenkov

Le rayonnement Cerenkov est une radiation électromagnétique habituellement détectée aux longueurs d'onde bleues et UV, qui apparaît lorsqu'une particule chargée traverse un milieu diélectrique d'indice de réfraction n , avec une vitesse supérieure à celle de la lumière, c/n . Le champ électromagnétique de la particule chargée déforme les dipôles atomiques qui rayonnent alors du fait de leur oscillations transitoires. Ces ondes électromagnétiques sont de faible intensité, mais si la particule progresse dans le milieu plus vite que les ondes qu'elle génère indirectement à chacune de ses positions successives, les fronts d'ondes interfèrent constructivement à un angle déterminé géométriquement par

$$\cos \theta_c = \frac{(c/n)t}{vt} = \frac{1}{n\beta}, \quad (3.1)$$

si $n\beta > 1$ (voir figure 3.1). L'angle Cerenkov est d'autant plus faible que la vitesse de la particule ou que l'indice de réfraction du milieu sont faibles. Pour un matériau faiblement diffusif, on peut assimiler la distribution en angle θ par une distribution de Dirac $\delta(\theta)$. Pour les gerbes, on s'intéressera à une distribution plus réaliste. La polarisation du rayonnement Cerenkov est telle que le vecteur champ électrique \vec{E} est normal à la surface du cône Cerenkov et le vecteur champ magnétique \vec{H} tangent à cette même surface.

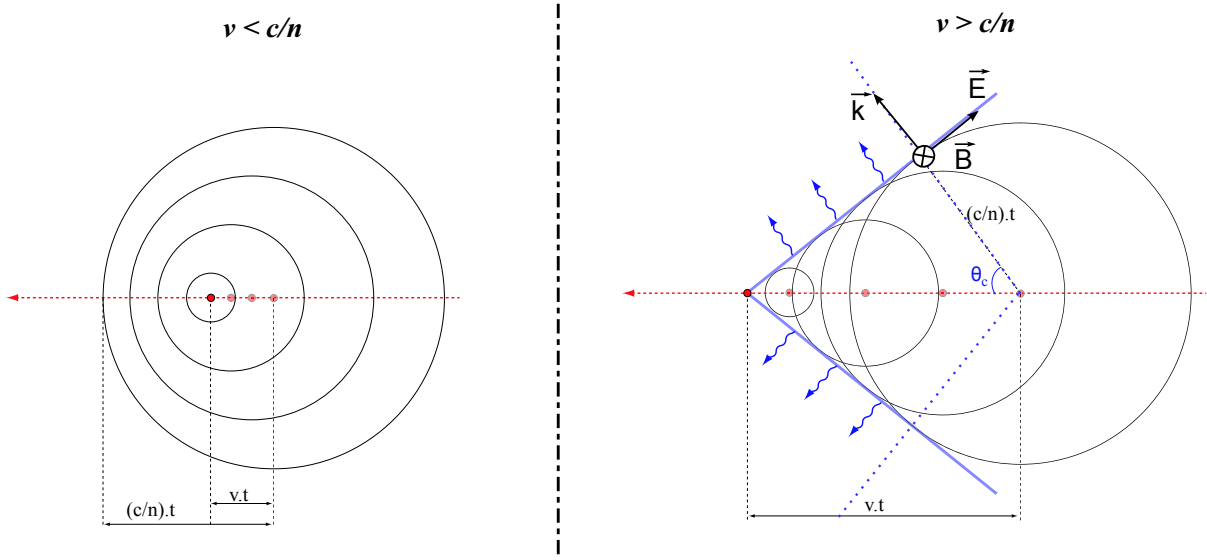


FIGURE 3.1 – Positions spatiales des fronts d'onde successifs générés par le passage d'une particule chargée, si sa vitesse est inférieure à celle de la lumière dans le milieu considéré à gauche, ou si elle lui est supérieure à droite. La ligne rouge discontinue indique la trajectoire de la particule, les cercles noirs les fronts d'onde, les lignes bleues continues la direction du champ électrique, les flèches bleues la direction de propagation du rayonnement, et les lignes bleues discontinues le cône Cerenkov. Le phénomène suit une symétrie axiale autour de la trajectoire de la particule. D'après [88].

La découverte de l'effet Cerenkov a été attribuée aux russes Sergey Vavilov et Pavel Cerenkov bien que le français Lucien Mallet fut la première personne à s'y intéresser (1926), mais il dut interrompre ses travaux par manque de moyens. Ilja Frank et Igor Tamm formalisèrent le phénomène et reçurent le prix Nobel aux cotés de Cerenkov en 1958. La densité spectrale et linéique Cerenkov est donnée par

$$d^2E = \frac{\mu(\omega)q^2}{4\pi}\omega \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\omega)}\right) dx d\omega, \quad (3.2)$$

avec E l'énergie rayonnée en joules, avec $\mu(\omega)$ et $n(\omega)$ la perméabilité et l'indice du milieu, dépendant de la fréquence angulaire ω considérée, avec $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ kg.mA}^{-2}.\text{s}^{-2}$. De façon équivalente, le nombre différentiel de photons émis est donné par

$$d^2N = \frac{2\pi\alpha Z^2}{\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\lambda)}\right) dx d\lambda, \quad (3.3)$$

où $\alpha = e^2/4\pi\epsilon_0\hbar c$. Pour l'air et au niveau de la mer, $n = 1.0003$, le facteur de Lorentz seuil de production Cerenkov vaut $\gamma_{seuil} = 1/\sqrt{1 - n^{-2}} = 41$, ce qui correspond à un électron de $E_{seuil} = \gamma_{seuil}m_e c^2 = 21 \text{ MeV}$.

3.1.2 La détection Cerenkov des gerbes atmosphériques

En 1947, Blackett suggéra que les gerbes atmosphériques induisaient un rayonnement Cerenkov susceptible de contribuer à la lumière du ciel nocturne. Deux chercheurs du UK's Atomic

Energy Research Establishment, Galbraith et Jelley, vérifièrent expérimentalement la prédiction de Blackett par une nuit sans lune de 1952. Ils utilisèrent un miroir parabolique, un photomultiplicateur, un amplificateur et un oscilloscope, et observèrent des signaux lumineux rapides (< 200 ns), de 2 à 3 fois supérieurs au bruit ambiant, entre 300 et 550 nm (des UV proches au vert). Ils associèrent ensuite leur dispositif au réseau de compteurs Geiger-Müller de leur groupe de recherche sur les rayons cosmiques. La coïncidence temporelle entre les signaux lumineux et les particules reçues par les compteurs était une preuve de leur origine commune : les gerbes atmosphériques [89]. La confirmation de l'origine Cerenkov du rayonnement ne fut établie que dans les années qui suivirent, lorsque Galbraith et Jelley étudièrent la direction, la polarisation et la longueur d'onde exacte du rayonnement [90]. Ces travaux sont à l'origine de la détection Cerenkov des rayons cosmiques, et en particulier des rayons γ . Voir [91, 92].

3.1.3 Du bleu-UV à la radio

Une question se pose alors, dans le but d'améliorer la précision et le cycle utile de la détection Cerenkov : est-il possible de détecter le rayonnement Cerenkov émis par les gerbes dans le domaine radio ? Les premières réponses sont pessimistes. Puisque le spectre $dE/d\omega$ est en première approximation une fonction croissante de la fréquence (équation 3.2), passer du domaine bleu-UV ($\nu \sim 10^{15}$ Hz) au domaine radio ($\nu < 10^{11}$ Hz) est réellement pénalisant. De plus, lorsque la distance entre les particules responsables du rayonnement est inférieure à sa longueur d'onde λ , les ondes sont cohérentes et interfèrent. Puisque l'épaisseur et le rayon du front de gerbe sont respectivement de l'ordre de quelques mètres et de quelques dizaines de mètres, la cohérence est présente jusqu'à des fréquences de l'ordre de quelques centaines de MHz. En considérant que les gerbes contiennent autant de positrons que d'électrons, et puisque les champs qu'ils génèrent sont de signes opposés, ils auront tendance à s'annuler dans le domaine radio.

En 1962, Askaryan prédit l'existence d'un effet qui porte son nom [93]. Une particule électromagnétique supraluminique qui traverse un milieu diélectrique dense comme la roche engendre une gerbe électromagnétique. Puisque la roche est transparente aux ondes radio et que la répartition en charge de la gerbe est fortement anisotrope, le rayonnement Cerenkov radio devrait être détectable. Par similitude, il avance l'idée que les gerbes atmosphériques contiendraient un excès de charges négatives dû à l'annihilation des positrons, à l'effet Compton et aux électrons δ (électrons issus de l'ionisation des molécules de l'atmosphère provoquée par les électrons de la gerbe), et que cet excès permettrait à l'émission Cerenkov de ne pas s'annuler complètement. Le champ électrique Cerenkov total \vec{E} serait proportionnel au nombre de charges dont les effets ne s'annulent pas, soit au nombre de charges négatives en excès ϵN , avec N le nombre de particules de la gerbe et ϵ la fraction d'excès de charge.

Puisque $P \propto \vec{E}^2$, la puissance est donc proportionnelle à $(\epsilon N)^2$ dans le cas cohérent. Si l'émission n'est pas cohérente (pour des fréquences au delà de la centaine de MHz), la puissance est proportionnelle à N . Avec un excès de seulement 10%, $(\epsilon N)^2 > N$ dès lors que le nombre de particules en cohérence dépasse 10^2 . On obtient un gain considérable (de 10^7) si on considère une gerbe de très haute énergie ($E \sim 10^{19}$ eV), à l'instant où son nombre de particules atteint les 10^9 . Ces conclusions optimistes ont permis d'évoquer l'idée que l'excès de charge couplé à l'effet de cohérence pourraient compenser suffisamment la diminution de $dE/d\omega$ pour rendre l'émission Cerenkov détectable dans le domaine radio.

3.1.4 La première détection radio

Jelley, *et al.* réalisèrent en 1964 à Jodrell Bank (une station expérimentale de radioastronomie de l'université de Manchester) la première détection radio de gerbes atmosphériques (figure 3.2) [94]. Ils utilisèrent un réseau de 1800 m² constitué de 72 antennes dipolaires de polarisation E-W (*East-West*) dont l'acquisition était déclenchée par des compteurs Geiger-Müller répartis

triangulairement. La bande de fréquence était de 4 MHz centrée sur 44 MHz, choisie de façon à ce que le bruit électromagnétique induit par la radio et la télévision y soient absents. De novembre 1964 à mars 1965, 4500 gerbes furent enregistrées et 11 furent à l'origine d'un signal radio bref et assez fort pour n'apparaître qu'en coïncidence. Jelley *et al.* estimèrent que l'énergie nécessaire à une gerbe pour être radio-détectée par leur expérience était de 5×10^{16} eV. Bien que l'énergie reçue soit compatible avec un effet Cerenkov dans le cadre du couplage cohérence-excès de charge, une origine géomagnétique est aussi suspectée.

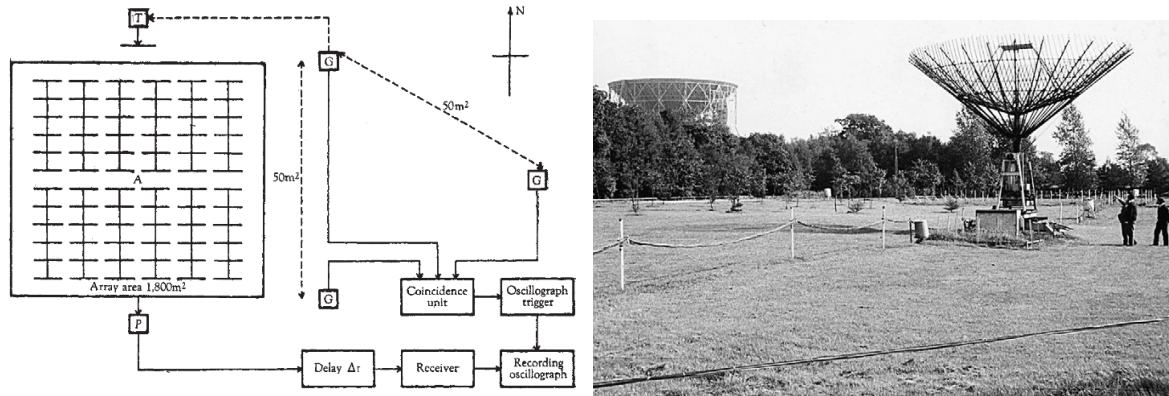


FIGURE 3.2 – Expérience de Jodrell Bank réalisée par Jelley *et al.* en 1964. Gauche : chaque ligne horizontale du réseau représente une antenne. Les lignes verticales représentent le câblage. G pour compteur Geiger, T pour *transmitter*, A pour *aerial array* (réseau d'antennes) P pour *pre-amplifier*. La coïncidence entre 3 compteurs dans une fenêtre de $0.5 \mu\text{s}$ est requise. Les signaux radio sont retardés de $5 \mu\text{s}$ de façon à apparaître sur l'oscillographe (oscilloscope) après le déclenchement [94]. Droite : Réseau de dipôles et de détecteurs de particules à Jodrell Bank, photographié au début de l'année 1967 [95].

3.1.5 L'origine géomagnétique de l'émission radio des gerbes

L'idée d'un effet géomagnétique fut évoquée à diverses reprises. Kahn et Lerche publièrent en 1966 [96] une analyse complète sur les divers mécanismes probablement à l'origine d'une émission radio associée aux gerbes atmosphériques. Trois processus relatifs aux particules chargées seraient en jeu : l'effet Cerenkov par excès de charge précédemment mentionné (ou effet Askaryan), le courant transverse (effet de type synchrotron), et l'apparition d'un dipôle. Les deux derniers cités seraient provoqués par la présence du champ géomagnétique (voir figure 3.3 de gauche). Le champ magnétique terrestre dévie en effet les particules chargées selon $\vec{F} = q\vec{v} \times \vec{B}$ et leur fait perdre une énergie proportionnelle à l'intensité de \vec{F} , sous forme d'ondes électromagnétiques. Puisque le sens de \vec{F} et donc le sens de déviation des particules dépend du signe de la charge, les positrons et les électrons sont spatialement séparés et donnent naissance à un dipôle électrique. Comme le dipôle électrique agit sur le mouvement des charges qui le composent, et que ces charges apparaissent et disparaissent, le champ dipolaire oscille et est à son tour responsable d'un rayonnement électromagnétique. Par l'étude théorique de gerbes simples, Kahn et Lerche suggèrent que le courant transverse est le processus dominant, et que l'effet Cerenkov par excès de charge ne représente que 10% de l'émission en moyenne, mais qu'il peut dominer dans les cas où la configuration géométrique gerbe-champ magnétique est telle que le produit vectoriel $\vec{v} \times \vec{B}$ est faible. Quant au dipôle, son effet serait négligeable en comparaison à l'effet d'excès de charge au delà de la centaine de mètres de la gerbe.

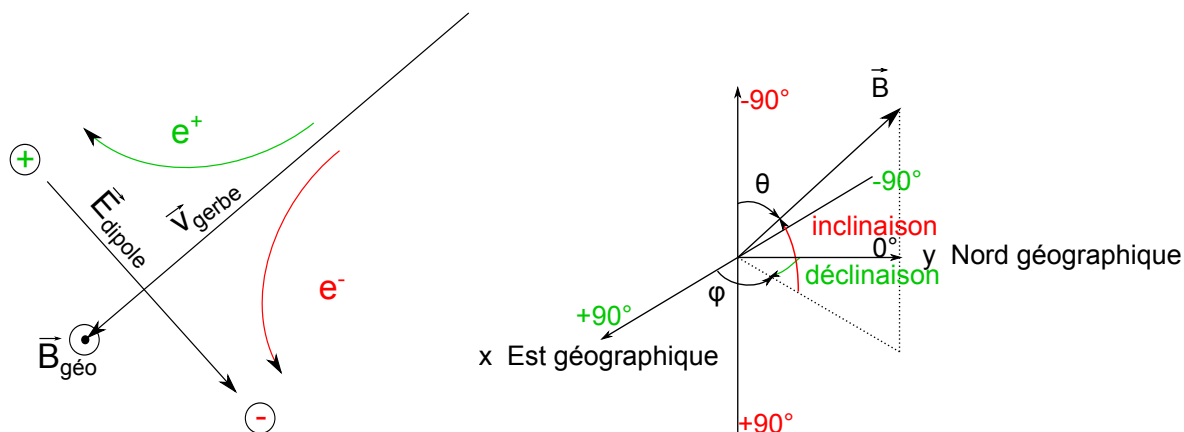


FIGURE 3.3 – Gauche : effets géomagnétiques de courant transverse et de champ dipolaire. Droite : coordonnées utilisées pour caractériser la direction du champ magnétique terrestre. En première approximation, les inclinaisons sont positives dans l’hémisphère nord et négatives dans l’hémisphère sud.

3.1.6 La détection radio à Haverah Park

Dès 1966, Allan (de l’Imperial College de Londres) et Jones (de l’université de Leeds) utilisèrent le réseau de détecteurs de particules d’Haverah Park. Ils y installèrent des antennes dipolaires de 2 MHz de bande passante centrée sur 60 MHz, orientées E-W pour favoriser la détection des signaux radio géomagnétiques prédits par Kahn et Lerche [96] et Colgate [97]. En effet, le champ magnétique en Angleterre est d’environ 2° en déclinaison et 78° en inclinaison (voir figure 3.3 de droite), soit dirigé vers le sol comme dans tout l’hémisphère Nord, et approximativement contenu dans le plan N-S, $\vec{v} \times \vec{B}$ est donc maximal et orienté E-W pour une gerbe en provenance du Nord, de $78 - 90 = -12^\circ$ d’inclinaison.

Puisque l’angle Cerenkov dans l’air est inférieure à quelques degrés (équation 3.1), et en considérant que l’axe de la gerbe représente la trajectoire de tous les électrons, la polarisation du rayonnement Cerenkov est en première approximation contenue dans le plan perpendiculaire à l’axe de la gerbe (voir figure 3.1). Tous deux émis le long de l’axe de la gerbe, le rayonnement Cerenkov peut ainsi se distinguer du rayonnement géomagnétique par sa polarisation radiale à l’axe de la gerbe et non selon $\vec{v} \times \vec{B}$. Un autre processus était évoqué occasionnellement, la contribution radio non polarisée de bremsstrahlung des électrons δ . La figure 3.4 de gauche recense les caractéristiques -fournies par la détection des particules- des 27 événements radio enregistrés en 1966. La gerbe de plus fort signal (33 a.u.) satisfait les critères géométriques nécessaires dans le cadre d’une origine géomagnétique, contient un nombre de particules parmi les plus importants et se trouve à une distance réduite de l’antenne la plus proche.

L’équipe d’Haverah Park modifia ensuite les fréquences centrales (5, 32, 44 puis 408 MHz) ainsi que l’orientation des antennes afin de sonder le spectre et la polarisation du rayonnement [99, 100, 101]. La figure 3.4 de droite montre que l’amplitude du champ électrique reçu augmente d’un facteur 2.5/2.1 lorsque l’énergie moyenne de la gerbe augmente de 1.3 à 2.8×10^{17} eV, et d’un facteur 2.7/1.7 lorsque la distance moyenne entre la gerbe et l’antenne augmente de 130 à 310 m. D’autres expériences comme BASJE [102] (Bolivia Air Shower Joint Experiment) s’intéressèrent également à la détection radio associée à la détection des particules des gerbes atmosphériques.

3.1.7 Première synthèse des mesures dans le domaine décimétrique

Allan publia en 1971 [103] une synthèse sur les résultats apportés par les diverses expériences de radio détection réalisées aux fréquences de l’unité à la centaine de MHz. Il conclut son analyse

Table 1. RADIO PULSES AT 2 Mc/s BANDWIDTH

Shower size $N \div 10^6$	Distance from aerial R (m)	Zenith angle (θ)	Azimuth	Radio pulse amplitude
2.6	139	47	331	10
3.3	284	60	197	8
3.8	90	48	356	12
4.3	191	43	170	16
6.4	158	39	83	9
6.4	125	46	68	12
7.1	530	54	206	10
9.0	502	64	136	14
9.9	104	34	197	10
10.0	250	59	343	22
11.0	258	27	139	17
11.0	136	59	280	23
12.0	110	20	322	10
12.0	591	20	35	12
14.0	100	12	354	13
14.0	454	23	264	16
16.0	151	7	16	10
17.0	531	15	298	8
20.0	132	18	301	16
24.0	146	36	60	13
25.0	157	21	295	13
25.0	150	9	79	16
37.0	339	7	236	16
48.0	350	53	66	18
48.0	137	10	288	33
49.0	144	33	35	20
250.0	216	17	310	28

Table 1. MEAN PULSE AMPLITUDES AT 44 MHZ, IN ARBITRARY UNITS, FOR DIFFERENT INTERVALS OF E_p AND R

R	R_{mean}	E_p		E_p		E_p	
		$(1-2).10^{17}$ eV	Mean	$(2-5).10^{17}$ eV	Mean	$(1-5).10^{17}$ eV	Mean
		No. of pulses	ampl.	No. of pulses	ampl.	No. of pulses	ampl.
0-200 m	130 m	13	2.4	8	3.1	21	2.7
200-400 m	310 m	13	1.75	7	1.8	20	1.7
0-400 m		26	2.1	15	2.5		

FIGURE 3.4 – Résultats des expériences de radio détection menées à Haverah Park. Gauche : caractéristiques des 27 événements radio enregistrés en 1966, le nombre estimé de particules reçues, la distance antenne-gerbe mesurée le long du sol, l’angle zénithal et l’angle azimuthal par rapport au nord magnétique (environ au nord géographique car la déclinaison de \vec{B} est faible) de la gerbe en degrés, et l’amplitude du signal radio relative. 2 Mc/s signifie 2 MHz [98]. Droite : Amplitudes relatives moyennes de 41 signaux radio classés en fonction de l’énergie moyenne de la gerbe (E_p pour particle energy) dont ils sont issus et de la distance moyenne R à laquelle ils sont détectés (1969) [100].

en faveur d’un mécanisme géomagnétique dominant :

- la polarisation du champ électrique mesuré est compatible avec la direction de $\vec{v} \times \vec{B}$,
- l’intensité du champ électrique E_ν est proportionnelle à $\vec{v} \times \vec{B}$, soit -pour ne considérer que les paramètres variables- proportionnelle à $\sin \alpha$, le sinus de l’angle entre \vec{v} et \vec{B} ,
- l’intensité de E_ν est proportionnelle à l’énergie du primaire E_p si elle est peu inclinée ($\theta < 35^\circ$),
- l’intensité de E_ν suit une exponentielle décroissante de la distance à l’axe de la gerbe R (si $R < 300$ m) de paramètre R_0 , dépendant de la fréquence considérée ν et fonction croissante de θ , avec $R_0(55 \text{ MHz}) = 100 \pm 10$ m,
- l’intensité de E_ν diminue quand l’inclinaison de la gerbe augmente, selon son cosinus,
- le spectre de puissance en fréquence du signal est constant, si on se situe à $R = 0$ et pour $\nu \sim [32, 55]$ MHz.

Ces considérations sont résumées par la “formule d’Allan”,

$$E_\nu = 20 \frac{E_p}{10^{17} \text{ eV}} \sin \alpha \cos \theta \exp\left(\frac{-R}{R_0(\nu, \theta)}\right) \mu\text{V.m}^{-1}.\text{MHz}^{-1}, \quad (3.4)$$

valable si $R < 300$ m et $\theta < 35^\circ$. La constante de $20 \mu\text{V.m}^{-1}.\text{MHz}^{-1}$ est controversée car la mesure absolue du champ est délicate. Une étude réalisée à l’aide d’un réseau d’antennes et de scintillateurs à Penticton en Colombie britannique est publiée la même année [104]. Elle stipule que le champ électrique radio ne disparaît pas complètement dans le cas où la gerbe est parallèle au champ magnétique. Ce champ résiduel pourrait bien être la signature de l’effet Askaryan.

3.1.8 L’ère moderne

La recherche en radio détection s’estompa dans les années 1970 et laissa place au développement de la détection de la lumière de fluorescence émise par les gerbes. Un regain d’intérêt pour la radio détection s’opéra dans les années 2000. Sa renaissance fut facilitée par la standardisation de dispositifs modernes de traitement du signal quasi-inexistants 30 ans plus tôt comme les

analyseurs de spectre. Elle fut motivée par la capacité limitée des détecteurs de particules et de fluorescence quant à la détermination de la masse aux énergies où la statistique est faible et par une série d'avantages comme un cycle utile de quasi 100%, une faible atténuation atmosphérique des ondes (figure 3.5) et un coup moindre.

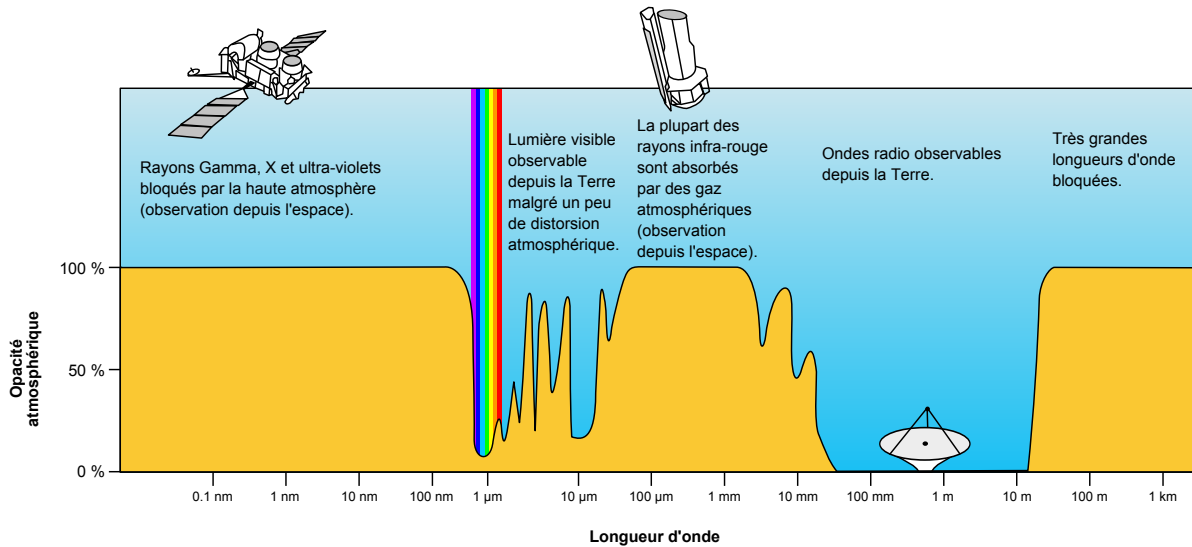


FIGURE 3.5 – Opacité de l’atmosphère aux différentes ondes électromagnétiques représentées par leurs longueurs d’ondes (échelle des abscisses logarithmique). D’après NASA.

3.2 Développement de simulateurs radio

Nouveaux dispositifs de détection radio et codes de simulations se sont développés en parallèle. Les codes de simulation sont utilisés pour prédire l’intensité des champs électriques reçus par les antennes à partir d’une gerbe atmosphérique donnée et permettent ainsi d’identifier les phénomènes physiques et d’optimiser les systèmes de détection. Depuis les années 2010, les résultats des différents codes ont convergé [105]. Ces codes sont généralement classés en deux groupes distincts, selon qu’ils suivent une approche microscopique ou macroscopique. Ceux qui opèrent à l’échelle microscopique considèrent l’émission radio individuelle de chaque électron et chaque positron, tandis que ceux qui opèrent à l’échelle macroscopique s’intéressent à l’émission radio produite par les courants et la charge nette globale. Quelle que soit l’échelle considérée, le développement de la gerbe peut être simplement paramétré ou bien simulé pas à pas, et les calculs peuvent être effectués dans les domaines temporel ou fréquentiel. Les codes REAS3.1 [106] (Radio Emission from Air Shower), SELFAS2 [107] (Simulation of ELectric Field from Air Shower), CoREAS [108] (CORSIKA REAS) et ZHAireS [109] (E. Zas, F. Halzen [110] AIREs) suivent l’approche microscopique. Ils sont basés sur la théorie de l’électrodynamique classique appliquée aux créations, mouvements et disparitions des particules individuelles de la gerbe. Les codes MGMR [111] (Macroscopic Geo-Magnetic Radiation) et son successeur EVA [112] (Electric fields, using a Variable index of refraction in Air shower simulation) suivent l’approche macroscopique. Ils offrent une rapidité d’exécution et un aperçu de la physique globale mais la tâche de fixer certains des paramètres libres reste complexe.

Les simulations radio montrent que l’effet dit “Askaryan” n’est pas nécessairement relié à l’effet Cerenkov car il peut être produit en l’absence de milieu par la **variation** de l’excès de charge, dont résulte un champ électrique cohérent et temporellement variable. La présence du milieu (représenté par son indice $n \neq 1$ dans les équations de Maxwell) accroît les phénomènes

géomagnétique (dit de **variation** de courant) et d'excès de charge produits par les particules dont l'énergie dépasse l'énergie seuil Cerenkov, et provoque une distorsion temporelle du signal reçu.

Ces simulations ont mis en évidence un lien entre la nature du primaire et les caractéristiques suivantes relatives au signal radio MHz,

- la forme du front d'onde électromagnétique,
- la distribution latérale du champ électrique,
- la forme temporelle du signal électrique,
- la forme du spectre en fréquence $dE/d\omega$, en particulier sa pente.

Les expériences contemporaines de détection des ondes décimétriques qui feront l'objet de la section suivante tirent partie des prédictions apportées par les simulations.

3.3 Expériences actuelles de détection des ondes décimétriques

La conception des premières expériences modernes se basent sur la formulation d'Allan. L'acquisition des antennes est déclenchée par des détecteurs de particules afin de rechercher un signal radio *a posteriori*, mais l'autonomie de la détection radio est envisagée. Selon les résultats obtenus par les différentes expériences, l'effet géomagnétique reste dominant, et l'effet Askaryan dû à l'excès de charge devient essentiel pour expliquer la contribution de polarisation radiale détectée. On présente ici les expériences les plus marquantes et quelques uns de leurs résultats les plus récents, dans le domaine décimétrique.

3.3.1 LOPES

LOPES [113] (LOFAR (LOw Frequency Array) PrototypE Station) est un réseau d'antennes situé à Karlsruhe et lié à KASCADE(-Grande)[15], expérience spécialisée dans la détection des rayons cosmiques d'énergie comprise entre 10^{16} et 10^{18} eV. Il fut construit en 2003 sur une base de 10 antennes sensibles entre 40 et 80 MHz, de type dipôle en V inversé et orientées E-W (figure 3.6 de gauche). Leur nombre passe à 30 en 2005. En 2006, la moitié d'entre elles sont tournées de 90° afin d'être orientées N-S. En 2009, LOPES-3D voit le jour par la mise en place de 10 sets de 3 antennes croisées et orientées dans les 3 dimensions spatiales (N-S, E-W et verticale), dans le but d'étudier de façon détaillée la polarisation du rayonnement (figure 3.6 de droite). LOPES fut finalement démantelé en 2013.

Le beam-forming

L'environnement électromagnétique du campus de Karlsruhe est très bruyant. C'est pourquoi un suivi du bruit est réalisé en permanence entre 44 et 75 MHz, afin de filtrer les fréquences parasites lors de l'analyse des données. Après filtrage et pour chaque événement, une méthode interférométrique est appliquée. Les signaux obtenus par les antennes sont décalés en temps de façon à ce que la racine de la somme de leur produit forme un signal maximum, et de façon à ce que la distribution des temps d'arrivée des signaux soit compatible avec la direction de la gerbe donnée par KASCADE, dans une fenêtre de 2.5° , à partir de l'hypothèse d'un front d'onde sphérique à conique. La méthode s'appelle le beam-forming et la fonction après maximisation est appelée CC-beam (Cross Correlation beam),

$$cc(t) = \pm \sqrt{\left| \frac{1}{N_{pairs}} \sum_{i=1}^{i=N-1} \sum_{j>i}^{j=N} s_i(t)s_j(t) \right|}, \quad (3.5)$$

avec N_{pairs} le nombre de paires d'antennes concernées par l'événement, $s_n(t)$ le signal fournit par l'antenne n décalé en temps selon l'hypothèse sur la direction de la gerbe et sur la forme du



FIGURE 3.6 – Antennes LOPES situées à l’intérieur du réseau de détecteurs de particules KASCADE. Gauche : antenne en V inversé. Droite : antenne LOPES-3D constituée de 3 dipôles croisés [113].

front d’onde testée. Le signe de $cc(t)$ est donné par le signe de l’argument de la valeur absolue à l’intérieur de la racine carrée. La figure 3.7 de gauche montre les signaux (champs électriques) des antennes de l’événement après beam-forming. A droite, le CC-beam (courbe bleu foncé) est superposé au CC-beam obtenu sans aucune contrainte sur la direction et le front d’onde (courbe marron). Puisque leurs courbes respectives se chevauchent de façon quasi-parfaite, ces deux figures montrent qu’il est possible d’obtenir une direction de gerbe compatible avec la direction inférée par KASCADE et un type de front d’onde réaliste tels que les signaux soient en phase, ou “cohérents”.

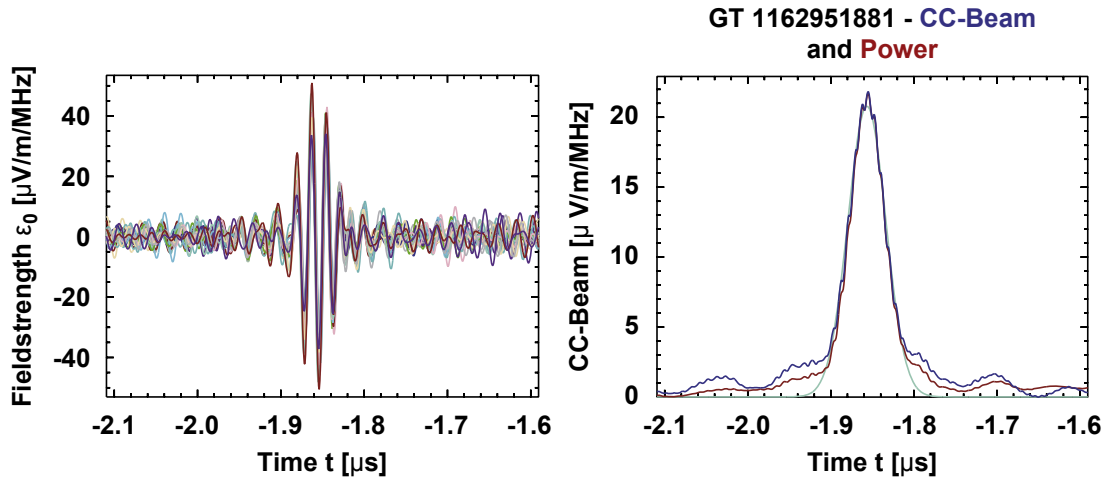


FIGURE 3.7 – CC-beam [113]. Gauche : positions temporelles des champs électriques reçus par les différentes antennes après beam-forming, dans les hypothèses direction de gerbe (dans une fenêtre de 2.5° autour de la direction inférée par KASCADE) et front d’onde (conique ou sphérique) maximisant la fonction 3.5. Droite : CC-beam (bleu foncé) superposé au CC-beam sans contrainte de direction et de forme de front d’onde (marron). La courbe bleu clair est un ajustement.

Les différences entre les directions de gerbe données par LOPES et par KASCADE-Grande sont indiquées sur la figure 3.8 de gauche. Comme mentionné, elles sont limitées à 2.5° . La

figure montre que ces différences sont en moyenne moins importantes lorsque le front d’onde est supposé conique plutôt que sphérique.

La LDF (*radio Lateral Distribution Function*) peut représenter le champ électrique reçu par chaque antenne en fonction de leurs positions relatives à l’axe de la gerbe pour un événement donné comme dans la “formule d’Allan” (équation 3.4). Elle peut aussi représenter le pic du CC-beam en fonction du barycentre des antennes touchées, pour une série d’événements.

Dans le cas où l’on considère une LDF dépendante d’une seule quantité par événement (le CC-beam) en fonction de la position moyenne des antennes à l’axe, l’énergie reconstruite par LOPES est de la forme

$$E_{LOPES,CC} = k \frac{CC - beam_{peak}}{31 \text{ MHz} \left| \vec{v} \times \vec{B} \right|_{EW} \exp(-d/180 \text{ m})}, \quad (3.6)$$

les antennes étant orientées E-W et de largeur de bande 31 MHz. La constante k est expérimentalement déterminée à 0.13 (KASCADE-Grande) ou 0.17 (KASCADE) $\times 10^{17} \text{ eV} \cdot \mu\text{V}^{-1} \cdot \text{m} \cdot \text{MHz}$, de façon à ce que la distribution des écarts entre les énergies inférées par LOPES et par KASCADE(-Grande) soit centrée en zéro (figure 3.8 de droite). La distribution présente alors un écart-type de 20 à 26%. La corrélation entre le $CC - beam_{peak}$ et la composante E-W du produit vectoriel $\vec{v} \times \vec{B}$ privilégie l’hypothèse d’une origine géomagnétique.

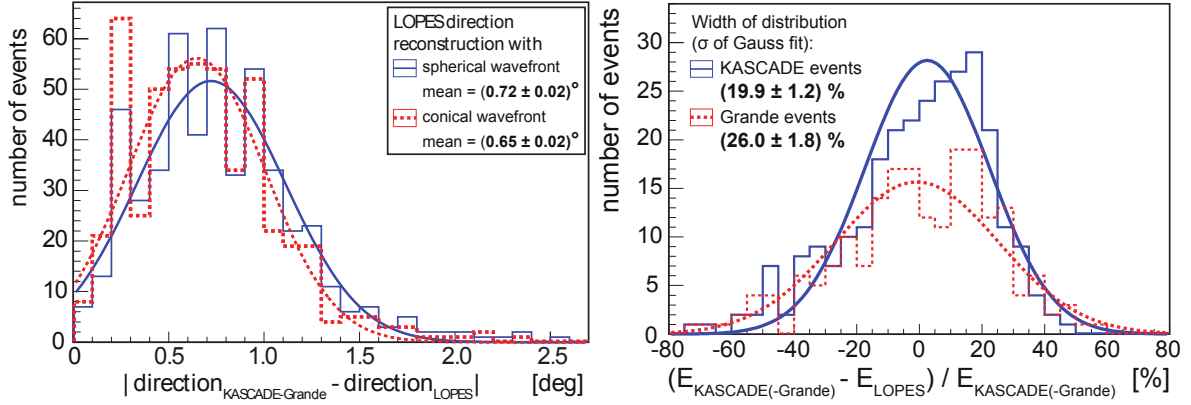


FIGURE 3.8 – Distributions des différences de direction de gerbe selon l’hypothèse sur la forme du front d’onde (gauche) et des différences d’énergie (droite) inférées par LOPES et par KASCADE(-Grande), ajustées par des courbes de Gauss, pour 500 événements au delà de 10^{17} eV passant une sélection sur la qualité de la reconstruction. [114]

Prédictions CoREAS sur l’énergie et le X_{max}

Dans le cas où l’on représente les LDF de chacun des événements et non une LDF globale, il existe une distance d_0 où, selon les simulations, la dépendance de la LDF à la composition est minimale. 200 événements réels détectés par LOPES d’énergie environ égale à 10^{17} eV , et d’angle zénithal $\theta < 40^\circ$, sont simulés par CoREAS, à partir des paramètres de gerbes fournis par KASCADE (énergie et géométrie) [115]. D’après les résultats de la simulation illustrés sur la figure 3.9 en haut à gauche, d_0 vaudrait environ 70 m dans le cas des gerbes d’inclinaison $\theta < 20^\circ$. La figure 3.9 en haut à droite montre que le champ électrique pris en d_0 afin de minimiser l’incertitude, et normalisé à $\vec{v} \times \vec{B}$ projeté sur la direction de l’antenne, est proportionnel à l’énergie. Un ajustement linéaire donne le coefficient de proportionnalité $k_{0^\circ-20^\circ} = 0.3 \times 10^{17} \text{ eV} \cdot \mu\text{V}^{-1} \cdot \text{m} \cdot \text{MHz}$.

Toujours selon les simulations, la pente de la LDF d’un événement est liée à la composition du primaire comme indiqué sur la figure 3.9 en haut à gauche. Ceci s’expliquerait par le fait

qu'une gerbe issue de noyau composite se développe plus vite qu'une gerbe issue de proton. La source du rayonnement étant plus éloignée du sol dans le premier cas que dans le second, le rayon de courbure de l'onde y est plus élevé et la distribution spatiale du champ électrique y est plus plate. Puisque la pente de la LDF est liée au maximum du développement de la gerbe, on peut relier X_{max} à deux valeurs du champ électrique, que l'on peut ensuite ajuster par une relation de la forme

$$X_{max} = a \left(\ln \left(b \frac{\epsilon_0}{\epsilon_{200}} \right) \right)^c, \quad (3.7)$$

avec ϵ_d le champ électrique observé à la distance d . Les valeurs de a , b et c sont données sur la figure 3.9 du bas.

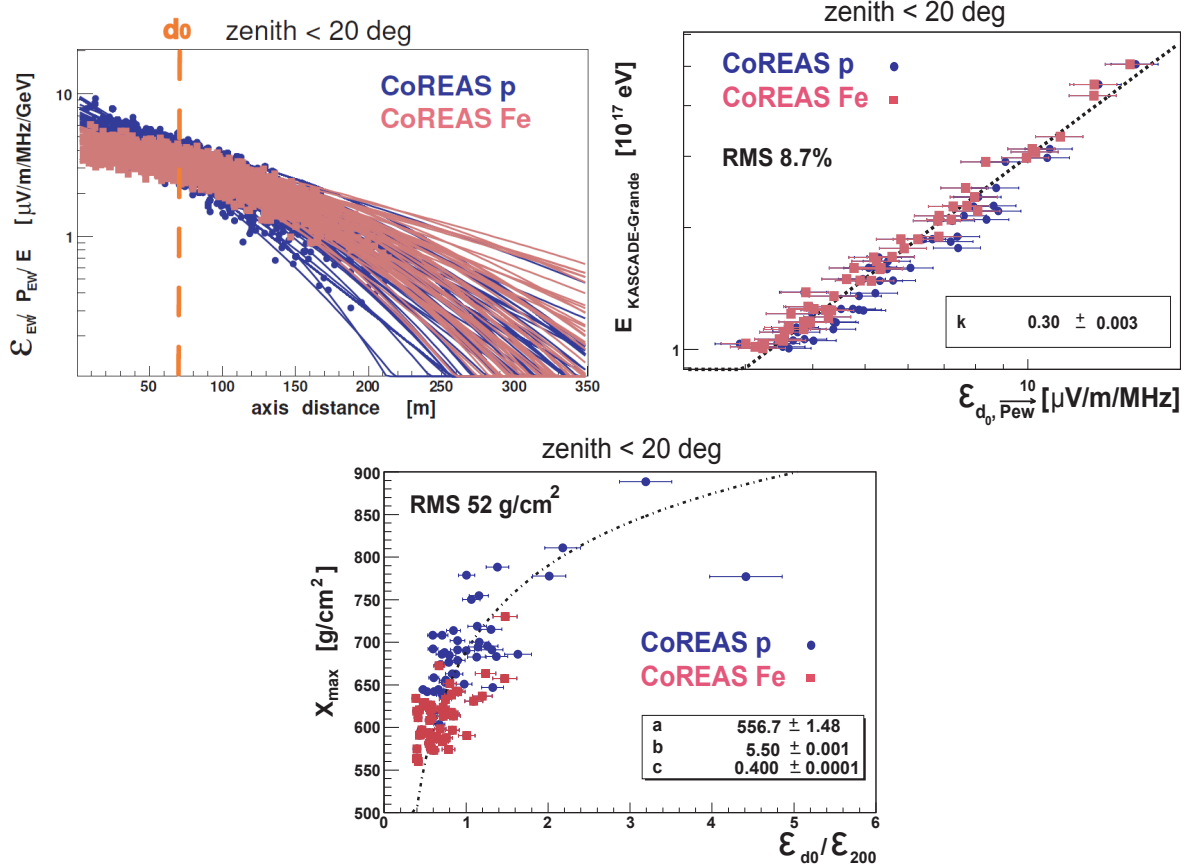


FIGURE 3.9 – Simulations CoREAS réalisées à partir des paramètres de gerbes (énergie E et géométrie) fournis par KASCADE, pour les événements réels satisfaisant $\theta < 20^\circ$, parmi les 200 événements sélectionnés pour l'analyse [115]. Haut gauche : radio-LDF simulée dans l'hypothèse proton ou fer. Les LDF sont ici ajustées par des fonctions de type gaussien. Les abscisses des points représentent les positions réelles des antennes LOPES, et P_{EW} ou \vec{p}_{ew} le facteur de normalisation géomagnétique $\vec{v} \times \vec{B}$ projeté sur la direction de l'antenne (ici E-W). Haut droit : énergie de l'événement en fonction du champ électrique simulé normalisé pris en $d_0 \sim 70\text{m}$. Bas : X_{max} de la gerbe en fonction du ratio $\epsilon_{d_0} / \epsilon_{200}$.

Confrontation avec les données

Les LDF des événements réels sont à leur tour considérées et ajustées par des fonctions de Gauss comme les LDF simulées. La figure 3.10 en haut à gauche représente les fluctuations de la valeur de la LDF (écart-type en pourcentage de la moyenne) pour une série de distances antenne-axe de gerbe, moyennées sur toutes les inclinaisons de gerbe, et donne la valeur minimale de 26% pour $d_0 = 50$ m. L'énergie fournie par KASCADE est alors représentée sur la figure 3.10 en haut à

droite en fonction du champ électrique (normalisé à $\vec{v} \times \vec{B}$ projeté sur la direction de l'antenne) pris à 50 m. Un ajustement linéaire donne le coefficient de proportionnalité $k = 0.19 \times 10^{17}$ eV. μV^{-1} .m.MHz. Les X_{max} des événements sont calculés à partir des valeurs $\epsilon_0/\epsilon_{200}$ issues des LDF réelles, insérées dans la relation 3.7. La distribution des X_{max} est comparée avec celle obtenue en appliquant le même traitement sur les LDF des simulations CoREAS des mêmes événements dans l'hypothèse proton ou fer (bas de la figure 3.10). Il n'est pas évident de conclure quant à la nature des primaires à l'origine des gerbes détectées. Une composition mixte peut être envisagée. Les événements inclinés ont été exclus de l'analyse présentée ci-dessus, l'asymétrie azimuthale prononcée de la gerbe rendant la LDF bien plus plate.

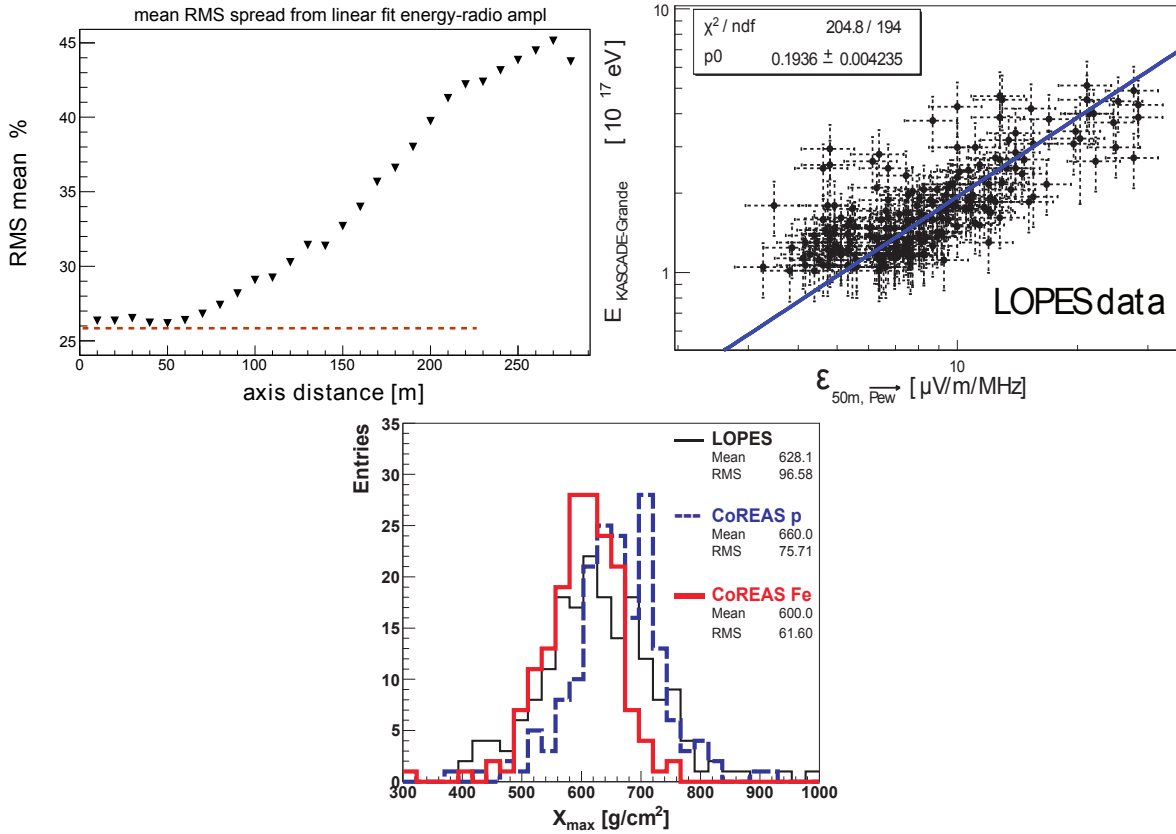


FIGURE 3.10 – Événements réels enregistrés par LOPES [115]. Haut gauche : fluctuations de la LDF en fonction de la distance antenne-axe gerbe. Haut droit : énergie des événements en fonction du champ électrique normalisé et pris à 50 m, là où les fluctuations sont minimales. Bas : X_{max} obtenu par la relation 3.7, à partir des LDF réelles (labellisés LOPES), et à partir les LDF simulées dans l'hypothèse proton ou fer (labellisés CoREAS p et Fe).

LOPES 3D

LOPES 3D a été mis en place dans le but de tester les mécanismes d'émission, différenciables par la polarisation du rayonnement engendré. Par rapport à une mesure simple ou double de la polarisation du rayonnement, sa mesure dans les 3 dimensions spatiales permet d'améliorer le rapport signal/bruit et de reconstruire directement le champ électrique reçu. Puisque les ondes émises par la gerbe sont transverses, la détermination du plan contenant la direction de propagation du rayonnement et donc du plan contenant la direction de la gerbe (la direction du rayonnement étant concentrée très proche de l'axe) est rendue possible en utilisant une seule des antennes 3D, ce qui permet par conséquent de vérifier la cohérence de la distribution des temps d'arrivée du signal sur le réseau d'antenne. L'ajout d'antennes orientées verticalement

améliore aussi la détection des événements inclinés pour lesquels la contribution verticale de la polarisation du rayonnement est plus élevée. LOPES 3D a fonctionné comme attendu mais une analyse détaillée n'est pas encore publiée [116].

3.3.2 CODALEMA

CODALEMA [117] (Cosmic ray Detection Array with Logarithmic Electromagnetic Antennas) est une expérience localisée dans la Station de Radioastronomie de Nançay, où des projets d'envergure internationale comme LOFAR [118] (LOW Frequency ARray) ou SKA [119] (Square Kilometer Array) sont présents. Le fait que la station de Nançay constitue une zone où le bruit électromagnétique est réduit entre 24 et 82 MHz permet, contrairement à LOPES, d'analyser les événements détectés par la radio indépendamment des informations géométriques apportées par les détecteurs de particules. Bien que l'acquisition radio nécessite la validation d'un événement par les détecteurs de particules dans les premières phases de CODALEMA (en 2003 pour la première et en 2005 pour la seconde), la radio détection autonome est envisagée depuis 2011 (troisième phase).



FIGURE 3.11 – Antenne dipolaire de CODALEMA II.

CODALEMA I et II

Lors de la première phase, 11 antennes log-périodiques du réseau décamétrique de Nançay, de 7 m de haut, orientée vers le sud (car disposées dans l'optique originelle d'étudier le soleil et Jupiter) et polarisées circulairement, ainsi que 4 détecteurs de particules sont utilisés conjointement. Des signaux radio sont détectés en coïncidence temporelle avec la détection de particules, et suivent la distribution exponentielle décroissante de la distance mentionnée par Allan (voir section 3.1.7). La seconde phase consiste en la construction d'antennes dédiées. Finalement, CODALEMA II couvre une surface de 600 m par 500 m, est composé de 17 scintillateurs plastiques disposés tous les 85 m et de 24 antennes dipolaires (figure 3.11) orientée E-W (sauf 3 N-S) situées à 1 m du sol, peu directives, et utilisées sous leur résonance (120 MHz) afin d'obtenir un gain constant sur une large bande de fréquence. Les signaux des 24 antennes sont amplifiés par un LNA (Low Noise Amplifier) puis enregistrés sur un ordinateur lorsque le détecteur de particules déclenche l'acquisition. Après analyse fréquentielle des signaux, des filtres sont appliqués pour couper les émissions radio anthropiques présentes hors de la bande 24-82 MHz.

CODALEMA III

En 2011, 60 antennes *butterfly* à orientation double (E-W et N-S) ont été installées en mode détection autonome sur une surface de 1.5 km² (figure 3.12). La détection radio autonome nécessite une maîtrise de l'environnement électromagnétique extérieur. La signature du passage d'un avion sur le réseau d'antenne est claire. Pour les autres bruits, on obtient la direction de la source par la distribution des temps d'arrivée des signaux et sa position par le rayon de courbure du front d'onde supposé sphérique. Il a été démontré de cette façon que la majorité du bruit provient de sources situées à 1300 m, en direction de l'horizon, sans doute des clôtures électriques ou des transformateurs EDF. Ces sources produisent un signal périodique, ce qui rend sa suppression possible par analyse du signal. Une fois le bruit éliminé, le positionnement de la source principale du rayonnement pourrait permettre de remonter au développement longitudinal de la gerbe et donc à la nature du primaire [121].



FIGURE 3.12 – CODALEMA III [120]. Gauche : vue aérienne du site. Les carrés blancs représentent les antennes *butterfly*, les ronds jaunes les antennes dipolaires orientées E-W, les ronds orange les antennes dipolaires orientées N-S, et les ronds bleus les détecteurs de particules. Droite : double antenne *butterfly* et son électronique.

Résultats majeurs

Les principaux résultats sont obtenus grâce aux données de CODALEMA II [117], et sont confirmés par les données de CODALEMA III. Les détecteurs de particules sont sensibles aux gerbes d'énergie comprise entre 10^{16} et 10^{18} eV, mais les antennes ne détectent que les plus énergétiques d'entre elles, avec une efficacité totale à 10^{18} eV. Un excès de gerbes radiodétectées en provenance du Nord a été mis en évidence, excès plus important si l'on ne considère que les événements ayant produit un signal polarisé E-W (figure 3.13). Le nord correspondant aux directions de gerbe maximisant la composante E-W du produit vectoriel de leur direction avec le champ magnétique terrestre à Nançay, cet excès confirme une fois de plus l'implication d'un processus géomagnétique.

Plus récemment, un processus produisant un rayonnement polarisé de façon radiale a été mis en évidence par l'écart entre les points d'impact reconstruits par la détection des particules et ceux reconstruits à partir du maximum de l'émission radio, comme le montre la figure 3.14

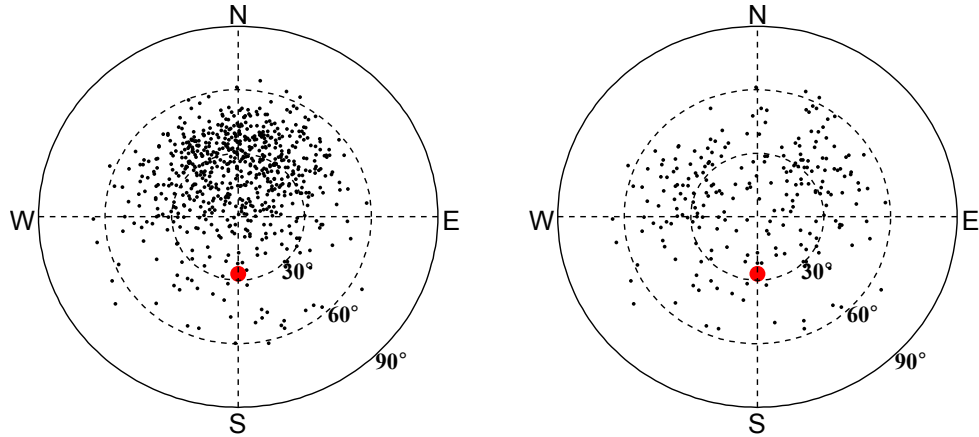


FIGURE 3.13 – Cartes du ciel des directions des gerbes sélectionnées lors de la phase 2. Le point rouge indique la direction du champ magnétique à Nançay [117]. Gauche : événements vus au minimum une fois en polarisation E-W. Droite : événements vus au minimum une fois en polarisation N-S.

de gauche. Ce décalage se retrouve dans les simulations tenant compte de la superposition des champs électriques d’origine géomagnétique et d’excès de charge [122].

On peut expliquer “simplement” cet effet en considérant les particules en excès dans la gerbe, soit les particules négatives, constitutives de deux gerbes d’angle zénithal égal à l’inclinaison $\beta = 63^\circ$ du champ magnétique terrestre à Nançay et d’angles azimuthaux opposés, comme illustré sur la figure 3.14 de droite par les labels 1 et 2. Le champ électrique produit par l’interaction entre le champ magnétique et les particules négatives de la gerbe est proportionnel et orienté selon $-\vec{v} \times \vec{B}$. Ce champ est donc plus intense dans le cas de la première gerbe où α , l’angle entre le champ magnétique et la direction de la gerbe, vaut 90° que dans le cas de la seconde, où α vaut 36° . Le produit vectoriel est orienté E-W dans le premier cas et W-E dans le second. Quant au champ électrique produit par l’excès de charge, son orientation est radiale et dépend donc de la position de l’observateur. Si on considère le premier cas de gerbe, les champs électriques générés par les deux effets sont de sens contraire et s’annihilent partiellement coté ouest, tandis que la résultante de l’addition des champ électriques est maximale coté est. Pour le second cas de gerbe, la situation est inversée, les vecteurs s’annihilent partiellement coté est et s’additionne de façon maximale coté ouest. Les points d’impacts radio seraient autant déviés à l’est qu’à l’ouest par rapport aux points d’impact particuliers si les intensités des produits vectoriels étaient équivalentes pour les deux cas de gerbe. Puisqu’à énergies de gerbe égales, les gerbes en provenance du nord (représentées par le premier cas) engendrent un champ électrique géomagnétique plus intense que celles en provenance du sud (représentées par le second cas), c’est le coté est qui reçoit en moyenne le plus fort champ électrique. La superposition des effets géomagnétique et d’excès de charge permet donc d’expliquer la déviation vers l’est des points d’impacts inférés.

3.3.3 AERA

AERA (Auger Engineering Radio Array) est un dispositif de détection radio installé à l’Observatoire Pierre Auger. En avril 2011, AERA était constitué 24 stations composées de 2 antennes de type dipôle log-périodique espacées de 125 m et couvrant 0.5 km^2 . En 2013, 100 stations composées de 2 antennes *butterfly* ont été ajoutées au réseau. Les antennes utilisées sont orientées selon la direction géomagnétique N-S et selon sa perpendiculaire E-W. Elles sont sensibles aux fréquences comprises entre 30 et 80 MHz, les signaux perçus en deçà et au delà sont supprimés par des filtres lors de l’analyse. Les stations sont indépendantes et peuvent auto-déclencher l’ac-

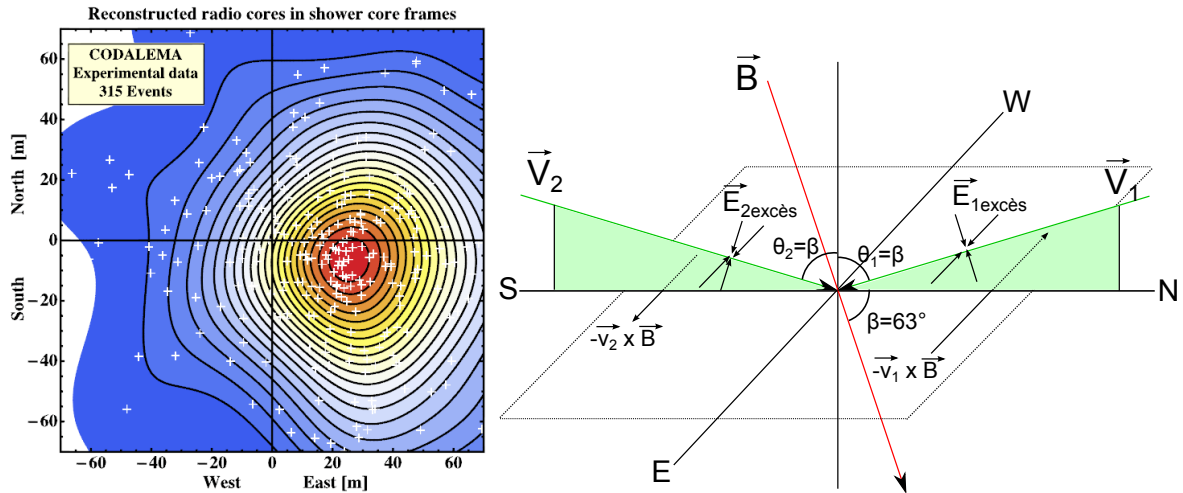


FIGURE 3.14 – Gauche : points d’impact des gerbes atmosphériques reconstruits à partir du maximum des LDF radio, dans le référentiel des points d’impact reconstruits à partir des LDF particules. Le décalage le plus fréquent est d’environ 20 mètres vers l’est [122]. Droite : champs électriques produits par des charges négatives et dus à l’effet géomagnétique ($\vec{v} \times \vec{B}$) et à l’excès de charge ($\vec{E}_{excès}$), pour deux gerbes d’angle zénithal égal à l’inclinaison $\beta = 63^\circ$ du champ magnétique terrestre de Nançay et d’angle azimutaux opposés, une en provenance du nord (cas labellisé 1) et une en provenance du sud (cas labellisé 2).

quisition radio mais d’autres modes de déclenchement sont testés, une partie des stations AERA étant esclave du détecteur de surface de l’Observatoire Pierre Auger tandis qu’une autre se sert de scintillateurs intégrés.

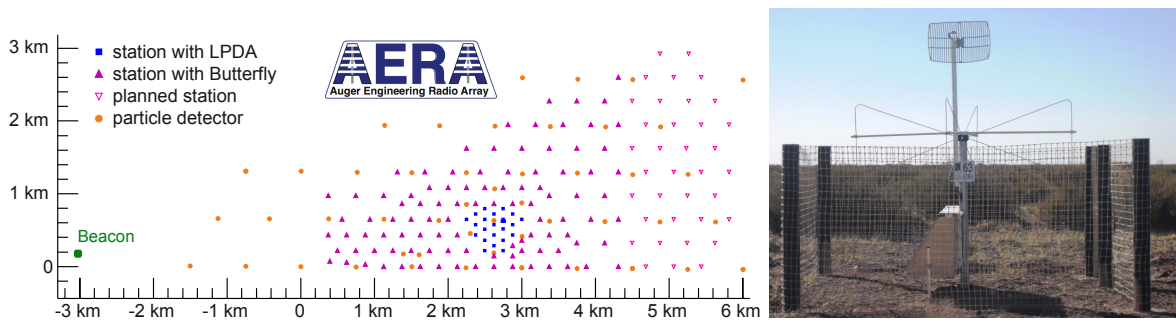


FIGURE 3.15 – AERA [123]. Gauche : réseau AERA situé dans l’infill d’Auger. Les *particle detector* sont les cuves d’eau. LPDA signifie Logarithmic Periodic Dipole Antenna. Les *planned stations* sont les installations prévues. Le *beacon* est un émetteur radio servant de référence. Droite : double antenne *butterfly* et son antenne de communication sans fil. La boîte est surmontée d’un panneau solaire et contient l’électronique et la batterie, le grillage protège de la faune environnante.

Distribution latérale du champ électrique

Au 27 février 2013, 356 événements radio de qualité ont été enregistrés, satisfaisant au minimum un signal présent sur 3 antennes et dont la direction de gerbe obtenue par AERA coïncide avec celle reconstruite par le détecteur de surface dans une fenêtre angulaire de 20° . La déviation moyenne obtenue pour ces événements est finalement de 4° . Un événement est présenté sur la figure 3.16. La LDF obtenue expérimentalement est en bon accord avec celles prédites par les simulations CoREAS et ZHAires. L’aplanissement de la LDF aux environs de la centaine de

mètre est principalement un effet géométrique de compression temporelle du signal qui apparaît lorsque le milieu de propagation est considéré ($n \neq 1$), voir section 5.6.1 du chapitre 5.

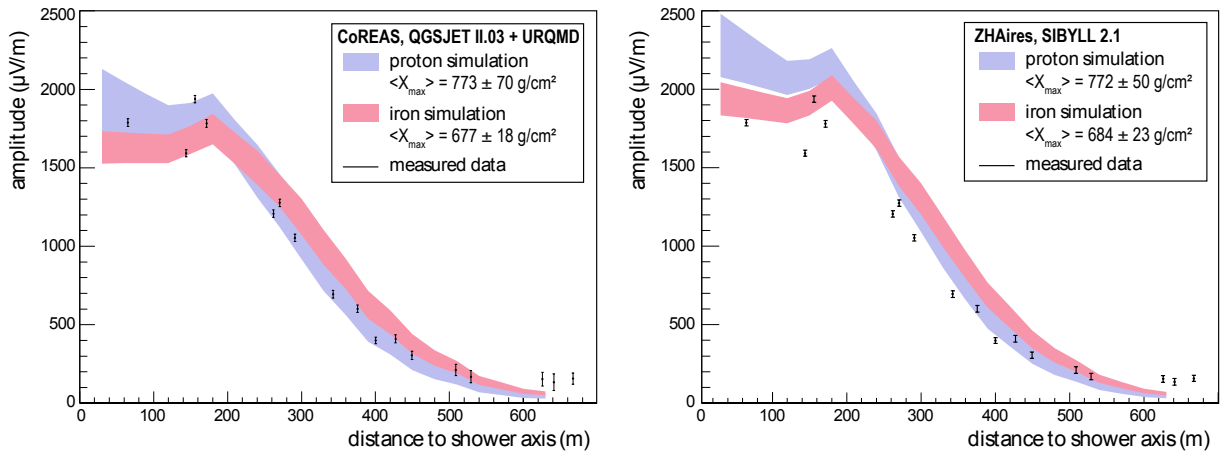


FIGURE 3.16 – LDF radio d'un événement AERA (avec $\theta = 58.4^\circ$, $\varphi = 16.3^\circ$ et $E = 4.3 \times 10^{18}$ eV) comparée aux LDF radio obtenue par les simulations CoREAS (à gauche) et ZHAires (à droite) du même événement dans l'hypothèse proton ou fer [123]. L'amplitude du maximum de l'enveloppe du champ électrique total reçu est représenté en fonction de la position de l'antenne à l'axe de la gerbe.

Mise en évidence de l'effet d'excès de charge

La domination d'un effet géomagnétique démontré par les différentes expériences a aussi été confirmée par AERA, associée à la présence d'un effet à polarisation radiale [124]. La variable R est définie telle que $R = 0$ dans le cas d'un signal purement géomagnétique et $R = \pm 1$ dans le cas où la contribution géomagnétique est nulle. Afin de déterminer R , le repère classique dans lequel le nord est situé dans la direction des ordonnées positives et l'est dans celle des abscisses positives est tourné de façon à ce que le nouvel axe des abscisses désigne la direction de $\vec{v} \times \vec{B}$ projeté dans le plan horizontal. R quantifie alors la composante du champ électrique selon le nouvel axe des ordonnées relativement à celle selon le nouvel axe des abscisses.

La figure 3.17 montre la valeur de R expérimentale en fonction de la valeur de R simulée par MGMR sur la base d'un effet géomagnétique couplé à l'effet d'un excès de charge, pour une série d'événements réels sélectionnés. Cette valeur est généralement différente de 0 et l'accord entre données et simulation est remarquable. Les simulations ne prenant pas en compte l'excès de charge donnent $R = 0$ pour tous les événements, ce qui est en désaccord avec les données (non représenté).

3.3.4 Synthèse sur la détection des ondes décimétriques

Bien que la radiodétection autonome reste encore difficile à mettre en oeuvre, les expériences mentionnées ont contribué à une meilleure compréhension des phénomènes à l'origine d'ondes électromagnétiques MHz relatives au gerbes entre environ 10^{17} et 10^{19} eV : la variation de courant transverse (effet géomagnétique) et la variation d'excès de charge, due à l'annihilation des positrons et à la création d'électrons par ionisation (variable selon l'évolution du profil longitudinal de la gerbe). L'identification en masse des rayons cosmiques est en cours de développement, par exploitation de la forme du front d'onde et du profil latéral du signal. La détection des ondes décimétriques est principalement limitée par l'anisotropie du rayonnement émis, qui entraîne la rapide décroissance du signal avec la distance à l'axe de la gerbe. Excepté pour les gerbes inclinées, le fait que le rayonnement soit émis le long de la gerbe rend difficile sa détection à des

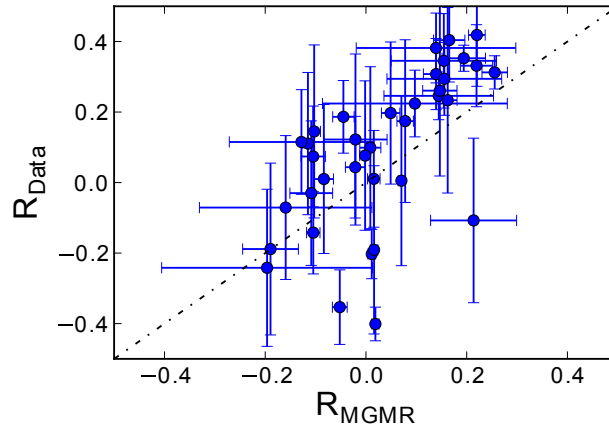


FIGURE 3.17 – Variable R (voir texte) obtenue par les données en fonction de la même variable obtenue par la simulation MGMR des mêmes données [125, 126].

distances de quelques kilomètres, et donc la reconstitution éventuelle d’un profil longitudinal de gerbe qui permettrait une mesure plus directe de la masse. Une autre plage de fréquence radio est actuellement sondée, les fréquences GHz, appelées micro-ondes ou ondes centimétriques.

3.4 Recherche de l’émission centimétrique émise par les gerbes

Depuis les années 2000, la détection radio s’intéresse aussi aux fréquences GHz. Le domaine centimétrique est attractif car *a priori* plus concerné par le mécanisme isotrope de bremsstrahlung moléculaire que par un effet géomagnétique anisotrope, ce qui rendrait la technique exploitable à des distances élevées de l’axe des gerbes. Ce rayonnement est émis lorsque les électrons issus de l’ionisation des molécules de l’atmosphère par la gerbe sont diffusés quasi-élastiquement par les molécules neutres de l’atmosphère. De part ce mécanisme d’émission, ce rayonnement serait non polarisé et à spectre continu. En 2004, Gorham *et al.* détectèrent au SLAC un rayonnement centimétrique isotrope, relatif au passage d’un faisceau d’électrons à travers des cibles d’aluminium. Suite à la publication de ces résultats en 2008, des expériences sur faisceau ont tenté de les reproduire. En parallèle, des installations dédiées à la détection GHz des gerbes atmosphériques ont été déployées à KASCADE et à l’Observatoire Pierre Auger.

3.4.1 Expériences sur faisceau

Les expériences AWA INCOBREMS et SLAC T471 ont mis en évidence un signal isotrope aux fréquences GHz, en coïncidence temporelle avec le passage d’une gerbe artificiellement créée par l’association d’un faisceau d’électrons et de cibles matérielles. Un flux a été déduit des signaux antennes et sert de référence comparative aux expériences faisceau MAYBE (Microwave Air Yield Beam Experiment) et AYME (Air Microwave Yield). Leur objectif est de déterminer le rendement de l’émission GHz isotrope associée aux gerbes électromagnétiques. Le bremsstrahlung moléculaire a été suggéré par Gorham *et al.* comme explication théorique aux résultats expérimentaux de l’expérience SLAC T471.

AWA INCOBREMS et SLAC T471

Gorham *et al.* réalisèrent deux expériences sur faisceau [127] dans le but de détecter l’émission de bremsstrahlung moléculaire (MBR pour Molecular Bremsstrahlung Radiation), isotrope, non polarisée et à spectre continu, à la différence des rayonnements Cerenkov et géosynchrotron, anisotropes et polarisés, et de la lumière de fluorescence en spectre de raies. Cette émission

proviendrait de la décélération des électrons du plasma généré par le passage des électrons et positrons de la gerbe atmosphérique. Ce processus est expliqué plus en détail en section 5.3.3 du chapitre 5. Le principe des expériences est illustré sur la figure 3.18.

La première expérience, INCOBREMS (Incoherent Bremsstrahlung System) s'est déroulée à AWA (Argonne Wakefield Accelerator) en 2003. Un faisceau d'électrons de 12 MeV envoyés par paquets de 7 nC (soit 4×10^{10} électrons), de 40 ps et d'énergie totale 5×10^{17} eV, est dirigé vers une cible de tungstène puis entre dans une cage de Faraday anéchoïque. L'épaisseur de tungstène traversée est de 2 ou 5 mm ($X_0 = 3.5$ mm dans le tungstène), permettant au faisceau de produire une gerbe électromagnétique. Dans la cage de Faraday anéchoïque sont installées des antennes sensibles dans la bande C (3.4-4.2 GHz), Ku (10.7-11.8 GHz), et Ka (20.2-21.2 GHz).

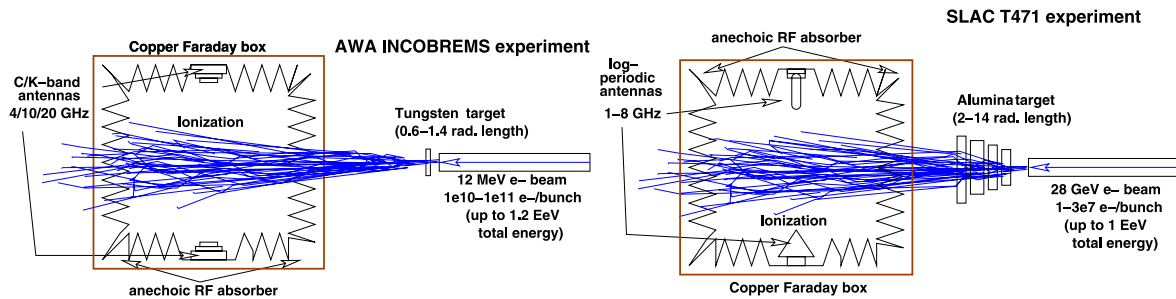


FIGURE 3.18 – Schéma de principe des expériences AWA INCOBREMS (gauche) et SLAC T471 (droite).

Les résultats ne furent pas concluants par manque d'isolation électromagnétique, ce qui amena Gorham *et al.* à réaliser l'année suivante (2004) une expérience similaire au SLAC (Stanford Linear Accelerator Center). Le faisceau est cette fois constitué de paquets de 2×10^7 électrons de 28.5 GeV, soit de 6×10^{17} eV d'énergie totale. Il est dirigé vers des cibles d'aluminium, représentant de 0 à 14 longueurs de radiation, et entre dans la cage de Faraday anéchoïque dans laquelle sont disposées des antennes log-périodiques orientées relativement au faisceau et sensibles dans la bande 1-8 GHz. La figure 3.19 montre la puissance moyenne par unité de surface reçue par l'antenne polarisée selon l'axe du faisceau à gauche et par l'antenne polarisée perpendiculairement au faisceau à droite, dans une configuration où la gerbe artificielle atteint son maximum de développement. Le signal de gauche est environ 100 fois plus intense que celui de droite, et se composerait de deux signaux à décroissance exponentielle superposés. Le plus long des deux signaux de la figure de gauche serait identique au signal de la figure de droite, ce qui indiquerait qu'il ne soit pas polarisé et donc potentiellement dû au rayonnement de bremsstrahlung. La polarisation du plus court signal serait un signe en faveur d'une origine Cerenkov. Les résultats ont permis d'estimer le flux de rayonnement non polarisé à $I_0 = 4 \times 10^{-16}$ W.m⁻².Hz⁻¹ pour une gerbe de 3.36×10^{17} eV à son maximum de développement, vue sur 0.65 m et détectée à 0.5 m. La répétition de l'expérience avec variation du nombre de cibles d'aluminium utilisées n'a pas permis d'établir le type de relation entre le nombre de particules et l'intensité du flux (non représenté).

MAYBE

L'expérience MAYBE s'est déroulée à l'accélérateur Van der Graaff du Laboratoire National d'Argonne (Illinois). Son principe est analogue à celui de SLAC T471, mais le faisceau utilisé est constitué de paquets d'électrons de 3 MeV, énergie largement inférieure à l'énergie seuil nécessaire à la production de rayonnement Cerenkov dans l'air (21 MeV). Les paquets sont composés de 10^{10} à 10^{13} électrons, et durent 1 μ s. Les électrons entrent dans une chambre anéchoïque mesurant 1 m³, et tapissée de cônes en mousses de 30 dB d'atténuation au delà de

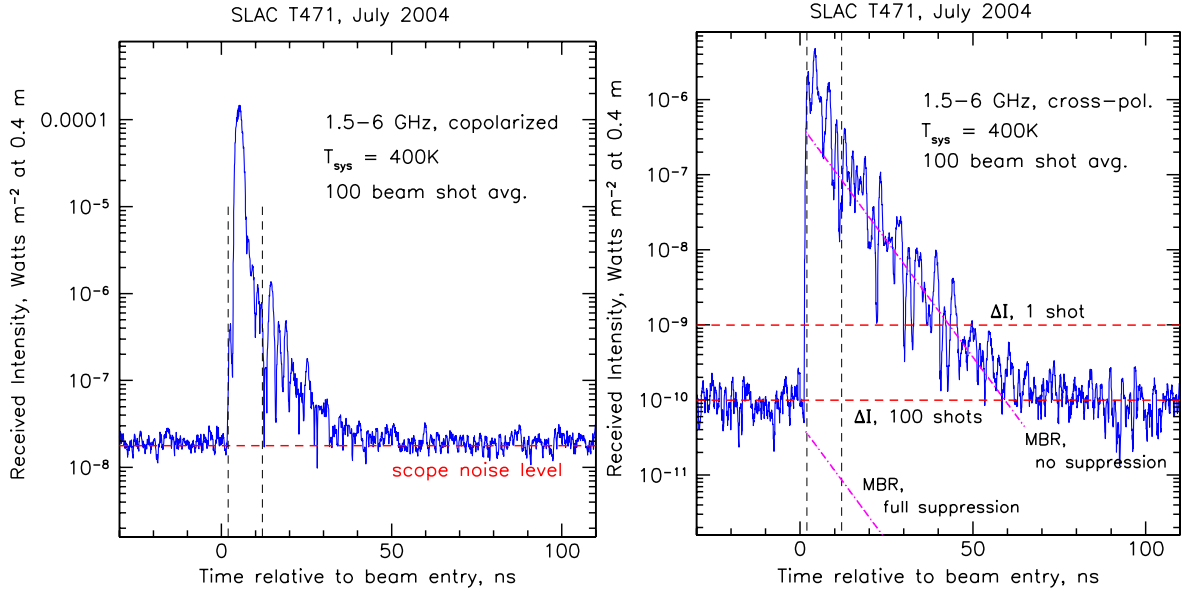


FIGURE 3.19 – Flux moyen (sur 100 tirs) détecté dans la chambre anéchoïque à 0.4 m du faisceau qui recrée artificiellement une gerbe de 6×10^{17} eV au maximum de son développement, en fonction du temps relatif à l’entrée du faisceau dans la chambre, par l’antenne orientée dans sa direction (gauche) et par l’antenne orientée perpendiculairement (droite). Le faisceau parcourt la chambre en 3.3 ns. Les lignes rouges discontinues labellisées ΔI représentent le flux minimum détectable pour 1 tir d’électrons et pour 100 tirs (s’il se répète 100 fois, on peut statistiquement présumer que le signal n’est pas une fluctuation de bruit thermique s’il dépasse 10^{-10} $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$). Les lignes roses discontinues représentent le bremsstrahlung moléculaire prédit selon deux hypothèses théoriques amenant ou non à une suppression du flux.

1 GHz et en incidence normale. Les antennes utilisées sont des LNBF bandes C et Ku, et log-périodique Rohde & Schwarz HL050 (0.85-26.5 GHz). L’analyse a été réalisée pour les données des antennes bande-C et log-périodique. Après soustraction du bruit calculé à partir de la partie initiale des enregistrements, la puissance du signal est représentée en fonction de l’intensité du faisceau entrant, pour les deux antennes et pour deux polarisations relatives à la direction du faisceau. La figure 3.20 montre que la relation entre l’intensité du faisceau et l’intensité du signal engendré est linéaire. D’après [129], le flux inféré d’après les résultats de MAYBE pour une gerbe de 3.36×10^{17} eV à son maximum de développement, vue sur 0.65 m et détectée à 0.5 m, serait significativement inférieur au flux $I_0 = 4 \times 10^{-16}$ $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{Hz}^{-1}$ détecté au SLAC.

AMY

AMY [130] est une expérience réalisée au BTF (Beam Test Facility) à Frascati (Italie). Des gerbes électromagnétiques sont créées artificiellement par un faisceau (LINAC) constitué de paquets de 10^{10} électrons ou positrons de 25 à 750 MeV (au delà du seuil Cerenkov), pénétrant jusqu’à 6 plaques d’aluminium d’épaisseurs variables dont le total mesure 45 cm (voir figure 3.21 de gauche). L’énergie déposée par la gerbe électromagnétique qui entre ensuite dans une chambre anéchoïque dépend de l’énergie des électrons du faisceau et du nombre de plaques utilisées, et atteint un maximum pour 1.2 longueurs de radiations ($X_0 \sim 7.5$ cm d’aluminium). La chambre anéchoïque est composée de cuivre afin de réduire les radiations extérieures de 40 dB à 1 GHz et de plus de 85 dB au delà de 4 GHz. L’intérieur de la chambre est recouvert de cônes en mousse (voir figure 3.21 de droite) permettant d’atténuer la réflexion des ondes radio de 30 dB à 1 GHz et de 50 dB pour les fréquences supérieures à 6 GHz. AMY dispose de deux types d’antenne : deux antennes log-périodiques Rohde & Schwarz HL050 (0.85-26.5 GHz), et deux cornets guides d’onde RFspin DRH20 (1.7-20 GHz). Elles peuvent se placer dans la chambre en différentes

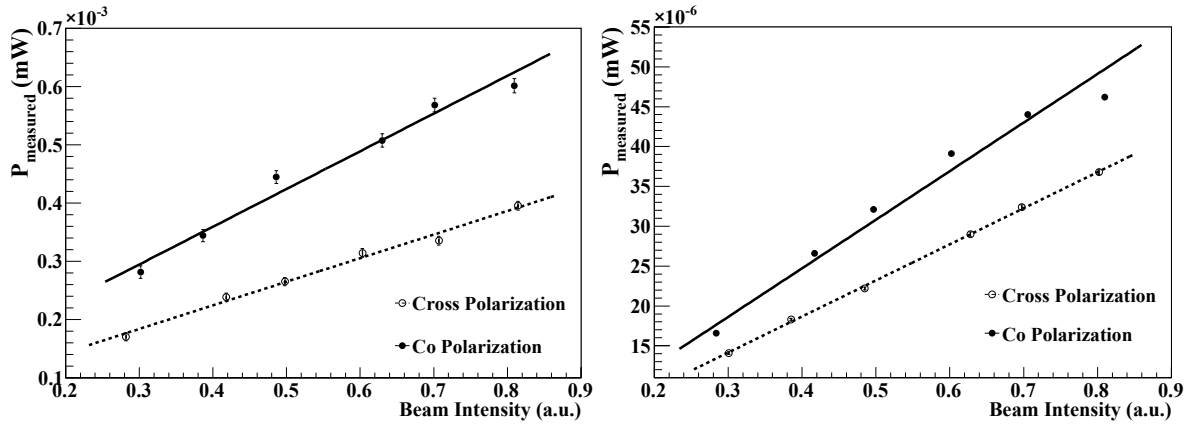


FIGURE 3.20 – Puissance mesurée en polarisation perpendiculaire au faisceau (*cross polarization*) et en polarisation parallèle au faisceau (*co polarization*) par les antennes bande-C (gauche) et log-périodique (droite) en fonction de l'énergie du faisceau [128].

positions, et de façon à ce que leur polarisation soit parallèle ou perpendiculaire au faisceau entrant. Les signaux sont amplifiés d'environ 26 dB en sortie d'antenne par des amplificateurs minicircuit (800 MHz-21 GHz). Il sont ensuite numérisés à 40 GS/s (*giga samples per second*) par un oscilloscope Lecroy et analysés en fréquence quasi simultanément.

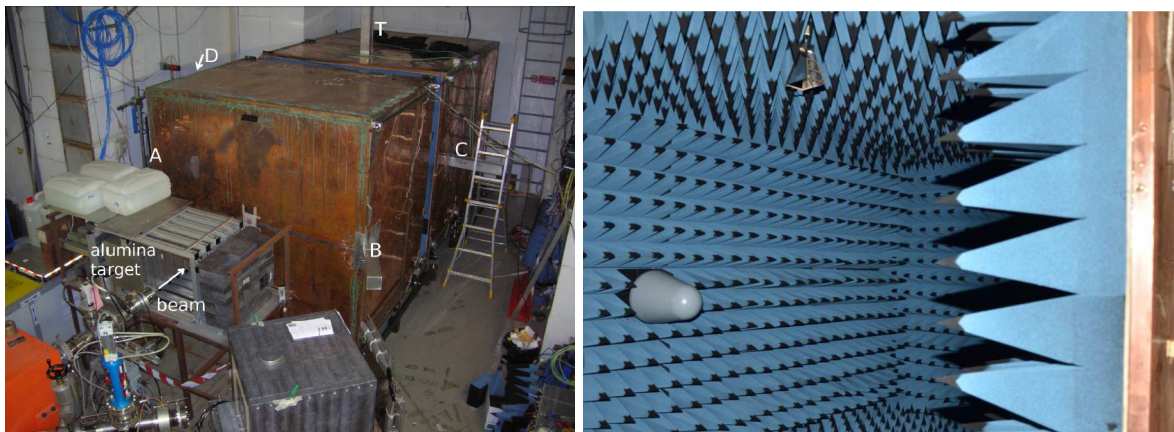


FIGURE 3.21 – Gauche : installation d'AMY, le volume de cuivre constitue la chambre anéchoïque. Droite : intérieur de la chambre anéchoïque, où sont installées une antenne Rohde & Schwarz HL050 (gauche) et une antenne RFspin DRH20 (haut).

Quelle que soit l'antenne utilisée, un signal transitoire n'apparaît que pour la configuration de polarisation parallèle au faisceau tandis qu'un autre apparaît que la polarisation soit parallèle ou perpendiculaire. Le premier signal est alors supposé être d'origine Cerenkov alors que le second qui ne serait pas polarisé pourrait être dû au phénomène de bremsstrahlung moléculaire. Après étalonnage et conversion en puissance ($P = (V^2 - V_{bkg}^2)/50\Omega$, avec V_{bkg} la tension due au bruit de fond estimée à partir de la partie des enregistrements antérieure au passage du faisceau), l'intensité du second signal s'est trouvé être compatible avec le signal observé par Gorham, si on suppose une relation quadratique avec le nombre d'électrons du faisceau (ce qui revient à une relation quadratique avec l'énergie de la gerbe, voir figure 3.22 de gauche). Une analyse spectrale (figure 3.22 de droite) montre cependant une forte contribution du signal aux fréquences LINAC, qui correspondent aux intervalles de temps entre les micro-*bunches* du faisceau. En effet, les électrons du faisceau sont envoyés plusieurs fois par seconde par paquets

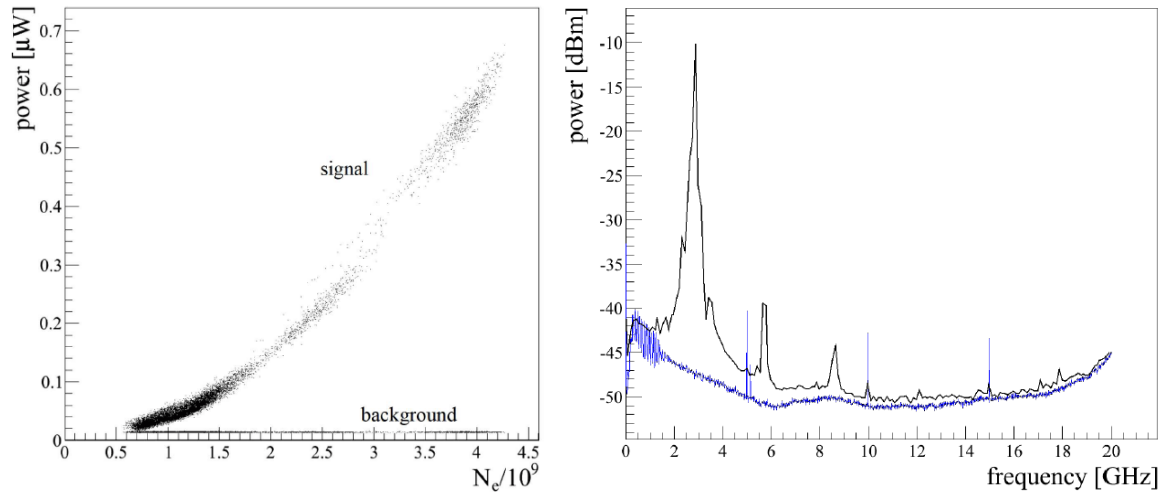


FIGURE 3.22 – Gauche : puissance du signal en fonction du nombre d’électrons par *bunch* normalisé à 10^9 particules. Droite : densité spectrale de puissance pour le signal (en noir) et pour le bruit (en bleu) obtenue après moyennage de nombreux enregistrements. L’unité fréquentielle de la densité spectrale n’est pas indiquée [130].

de 3 ou 10 ns appelés *bunchs*. Chaque *bunch* est constitué de micro-*bunchs* de largeur 0.14 ps, séparés de 0.3501 ns, soit 2856 MHz (voir figure 3.23). Après retrait de cette fréquence et de ses harmoniques, le signal total se trouve réduit d’un facteur 10^2 au minimum. Ces résultats sont pour le moment préliminaires (communication privée).

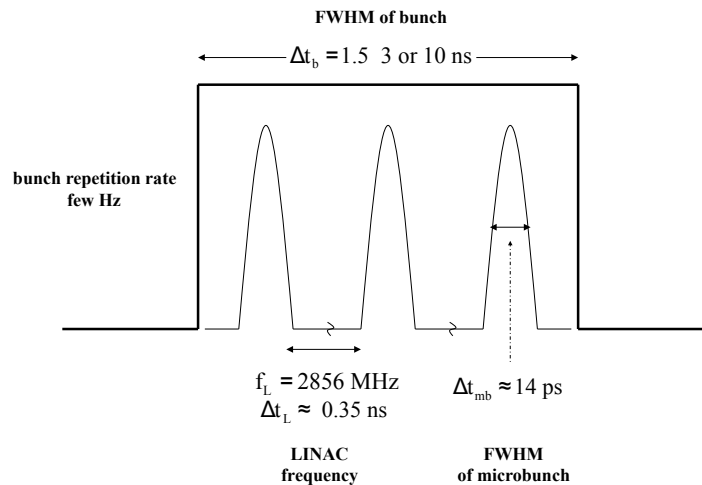


FIGURE 3.23 – FWHM (*Full Width at Half Maximum* ou largeur à mi-hauteur) et fréquences des bunchs et micro-bunchs constituant le faisceau d’électrons/positrons.

3.4.2 Expériences auprès des détecteurs de gerbes atmosphériques

Des prototypes d’antennes GHz ont été installés au sein d’observatoire de rayons cosmiques tels que KASCADE et l’Observatoire Pierre Auger. AMBER (Air shower Microwave Bremsstrahlung Experimental Radiometer) et MIDAS (MICrowave Detection of Air Shower) sont des détecteurs radio utilisant une parabole. Ils sont de type *FD-like* (télescopes de fluorescence) car disposés et orientés de façon à observer le développement longitudinal des gerbes plutôt que leur profil latéral, à l’opposé des expériences décimétriques citées en section 3.3, pour lesquelles les

détecteurs ne peuvent être situés que proche du point d'impact, là où le rayonnement géomagnétique anisotrope est détectable. CROME (Cosmic Ray Observation via Microwave Emission) et EASIER sont des ensembles d'antennes incorporées aux réseaux de détecteurs de particules, et ainsi adaptés à la détection de rayonnements isotrope et anisotropes.

AMBER

Le prototype d'AMBER [127] est installé à l'université d'Hawaii en 2005 par l'équipe de Gorham. Il consiste en une parabole de 1.8 m de diamètre, dans le plan focal de laquelle sont disposées 4 antennes de type cornet sensibles dans la bande C et Ku (respectivement 3.4-4.2 et 10.7-12.7 GHz) et reliées à des amplificateurs LNB (Low Noise Block). Des événements se dirigeant du ciel vers le sol comme attendu dans le cas d'une gerbe ont été détectés après filtrage du bruit. Aucune preuve n'a cependant été établie quant à l'origine des signaux car AMBER fonctionne sans détecteur de particules.

Une version améliorée d'AMBER est en fonctionnement depuis 2011 à l'Observatoire Pierre Auger aux côtés des détecteurs de fluorescence Coihueco et HEAT. Le réflecteur parabolique mesure 2.4 m d'envergure et observe le ciel à une élévation de 30° et avec un champ de vue de $7^\circ \times 7^\circ$. Dans son plan focal se trouvent 16 pixels composés pour les 4 centraux d'antennes de type cornet doublement polarisées et sensibles dans les bandes C et Ku (Seavay OSA-124D), et d'antennes de type cornet unipolarisées et sensibles dans la bande C (Chaparral 11-7100-1) pour les 12 autres. Les antennes sont toutes reliées à des amplificateurs (LNB) de 65 dB. Une mémoire tampon (*buffer*) circulaire de 5 s de capacité et de 3 s de latence guette le déclenchement de l'acquisition provoquée par le détecteur de surface (SD). Une durée de $100 \mu\text{s}$ autour du temps d'arrivée du signal sur le télescope est enregistré. Le temps d'arrivée du signal est calculé à partir des informations géométriques préliminaires apportées par le SD. L'intensité absolue du signal détecté est déterminée par étalonnage sur les sources connues que représentent le soleil et la nébuleuse du crabe. Aucun événement de qualité n'a été détecté à ce jour.

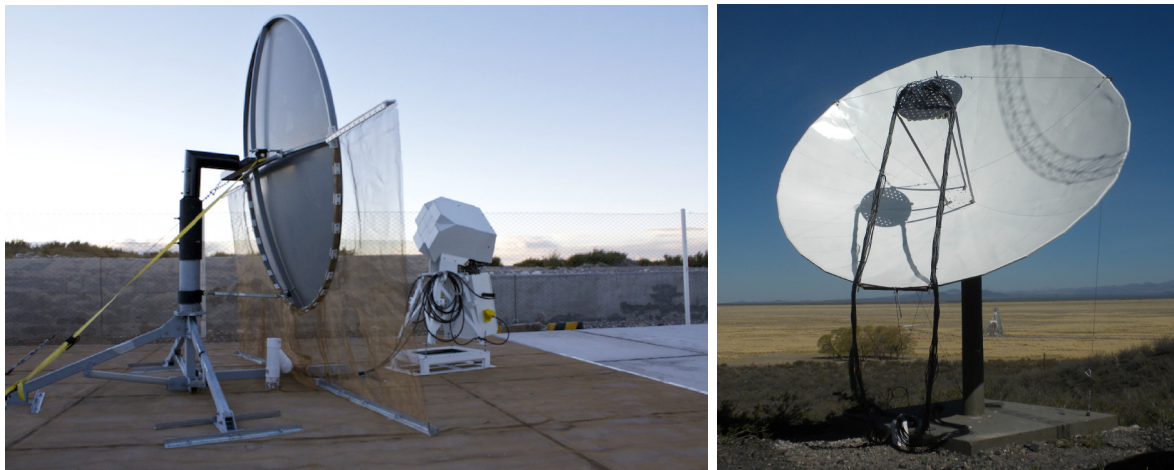


FIGURE 3.24 – Télescopes AMBER (gauche) et MIDAS (droite) à l'Observatoire Pierre Auger [131].

MIDAS

Le prototype de MIDAS a été conçu à Chicago à partir d'une antenne parabolique de 4.5 m et d'une caméra de 53 LNBf (LNB + *feed*, ou cornets intégrés) sensibles dans la bande C. Son champ de vue est de $20^\circ \times 10^\circ$. Le bruit est retiré du signal par un filtre passe bande. Le signal est ensuite envoyé vers un *power detector*, puis numérisé à une fréquence de 20 MHz.

Le signal doit satisfaire plusieurs critères afin de déclencher l'acquisition autonome de MIDAS. Pour chacun des 53 pixels, un premier niveau est validé si le signal dépasse le seuil sur une durée d'1 μs minimum. Le seuil est calculé dynamiquement de façon à ce que le critère soit satisfait à une fréquence de 100 Hz. Le second niveau est validé si 4 pixels ayant passé le premier niveau se retrouvent en coïncidence temporelle sur 10 μs et forment un motif de type gerbe sur la caméra. L'acquisition est alors déclenchée et une trace de 100 μs contenant tous les signaux de la caméra est enregistrée (voir figure 3.25 de gauche). Après un total de 61 jours d'acquisition, la quantité de données s'élève à 1.1×10^6 événements, et aucun ne survit aux coupures qualité effectuées *a posteriori*. Pour plus de détails techniques, voir [132]. En l'absence d'événements sélectionnés, une limite sur le flux est estimée.

L'émission GHz associée à la réponse de MIDAS est simulée pour 4×10^6 gerbes atmosphériques distribuées isotropiquement et d'énergie comprise entre $10^{17.65}$ et $10^{20.05}$ eV. Le nombre d'événements passant les coupures de qualité est pondéré par le flux réel de gerbes. L'opération est réalisée pour différentes valeurs de $\{I_{ref}, \alpha\}$, avec I_{ref} le flux de référence en $\text{W.m}^{-2}.\text{Hz}^{-1}$ obtenu pour une gerbe de 3.36×10^{17} eV à une distance de 0.5 m et pour une longueur de gerbe de 3 m, et α le facteur de cohérence de l'émission (si $\alpha = 1$, le flux est proportionnel à l'énergie de la gerbe, si $\alpha = 2$, la relation est quadratique). $I_{ref,0}$, le flux de référence obtenu par Gorham *et al.* lors de l'expérience du SLAC pour une énergie et des distances identiques, est représentée sur la figure 3.26 par une constante en trait continu. Par exemple, pour les 61 jours d'acquisition de MIDAS simulés, 15 événements sont sélectionnés pour $\{I_{ref,0}, 2\}$. Le fait que MIDAS ne voit en réalité aucun événement exclut ces paramètres avec une certitude de plus de 5σ . La zone grisée de la figure indique les couples de paramètres exclus à 95% et plus. Le fait que la zone correspondante à $\{I_{ref,0}, 1\}$ soit restée libre signifie que le nombre d'événements sélectionnés issus de la simulations de 61 jours de données selon ces paramètres n'est pas suffisant pour statistiquement les exclure.

MIDAS a été installé en septembre 2012 sur le site de l'Observatoire Pierre Auger, aux cotés du détecteur de fluorescence Los Leones. La parabole de 4.5 m a été remplacée par une parabole de 5 m. La limite prévue par MIDAS après 1 an d'acquisition à l'Observatoire Pierre Auger si aucun signal n'est détecté est donnée par la ligne discontinue. Le flux de référence calculé par Gorham *et al.* à partir d'expérience faisceau serait alors totalement exclu, quel que soit le paramètre de cohérence α .

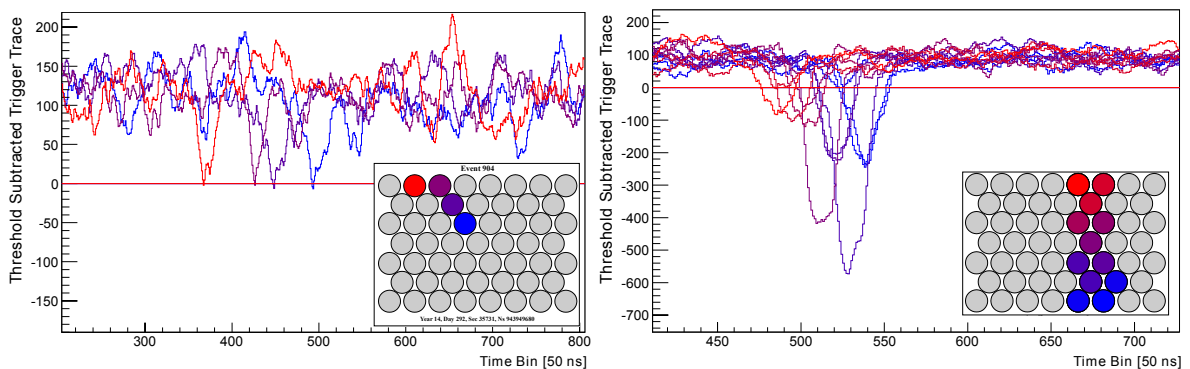


FIGURE 3.25 – Signaux reçu par les différents pixels ayant passé le premier niveau en fonction du temps, pour un événement MIDAS réel (gauche) et pour la simulation d'un événement MIDAS (droite). Le niveau seuil est représenté par la ligne rouge et l'intensité des signaux est relative à ce seuil [133].

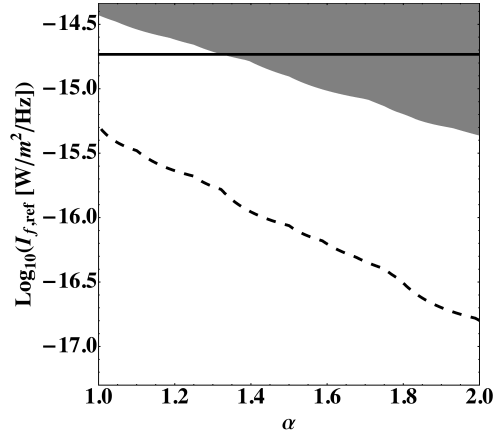


FIGURE 3.26 – Limites sur le flux de référence I_{ref} associé à un facteur de cohérence α . Le flux de référence obtenu par Gorham *et al.* est représenté par la ligne noire continue. La zone grisée est exclue à 95% et plus. La courbe discontinue délimite la zone d'exclusion si MIDAS ne détecte aucun événement après 1 an d'acquisition à l'Observatoire Pierre Auger [133].

CROME

CROME est un ensemble de diverses antennes installées au sein du réseau de détecteurs de particules KASKADE. On s'intéresse ici à 3 détecteurs paraboliques de 335 cm de diamètre installés entre 2011 et 2012, dont un est orienté verticalement et deux à $\pm 15^\circ$ en direction du nord géomagnétique. Ils sont chacun composés de 9 antennes de type cornet sensibles dans la bande C (3.4-4.2 GHz), couplées à 9 LNB Norsat 8215F (Low Noise Block) et disposées 3 par 3 dans le plan focal de la parabole. Pour 4 antennes de chacun des détecteurs, un second LNB a été installé afin de mesurer une direction de polarisation supplémentaire. Le signal total est envoyé sur un *power detector* qui mesure son enveloppe (figure 3.27 de gauche). Pour plus de détails techniques, voir [134].

L'acquisition radio commence lorsque KASKADE détecte un événement. Une gerbe passe le premier critère de sélection radio si elle traverse le champ de vue de l'un des 3 détecteurs au minimum, selon les informations apportées par le détecteur de particules. Un signal est recherché au temps d'arrivée prévu, et il est sélectionné s'il dépasse le bruit ambiant de 8 dB et si l'énergie de la gerbe est supérieure à 3×10^{16} eV. 35 événements passent les sélections, et l'angle entre la gerbe et le détecteur parabolique est inférieur à 4° pour 30 d'entre eux. Ce résultat indique que le rayonnement est concentré dans un faisceau étroit. La durée très courte du signal (environ 10 ns) peut aussi elle aussi se justifier par l'anisotropie du rayonnement.

La figure 3.27 de droite représente pour chacun des 30 événements mentionnés la position du détecteur radio dans le référentiel du point d'impact de la gerbe. La valeur du champ électrique simulé par CoREAS pour une gerbe verticale y est superposée, basée sur la séparation géomagnétique et l'excès de charge avec prise en compte du milieu ($n \neq 1$), ce qui implique un effet de type Cerenkov (d'origine autre que l'excitation des dipôles atomiques du Cerenkov standard). Tout rayonnement émis par les électrons ou positrons dépassant l'énergie seuil de 21 MeV (dans l'air et au niveau de la mer) subit en effet une modification d'ordre géométrique de type Cerenkov (interférences constructives et propagation). Ceci explique que le maximum du champ électrique soit localisé sur un cercle autour du point d'impact et non au point d'impact lui-même. L'asymétrie E-W s'explique quant à elle par la superposition des polarisations des champs électriques produits par les effets géomagnétique et d'excès de charge (voir section 3.3.2). Malgré le manque de statistique, la simulation et les données superposées semblent être en accord au moins d'un point de vue géométrique, la valeur absolue du signal détecté n'ayant pas été déterminée. Les directions des antennes qui ont observé un signal sont comparées avec

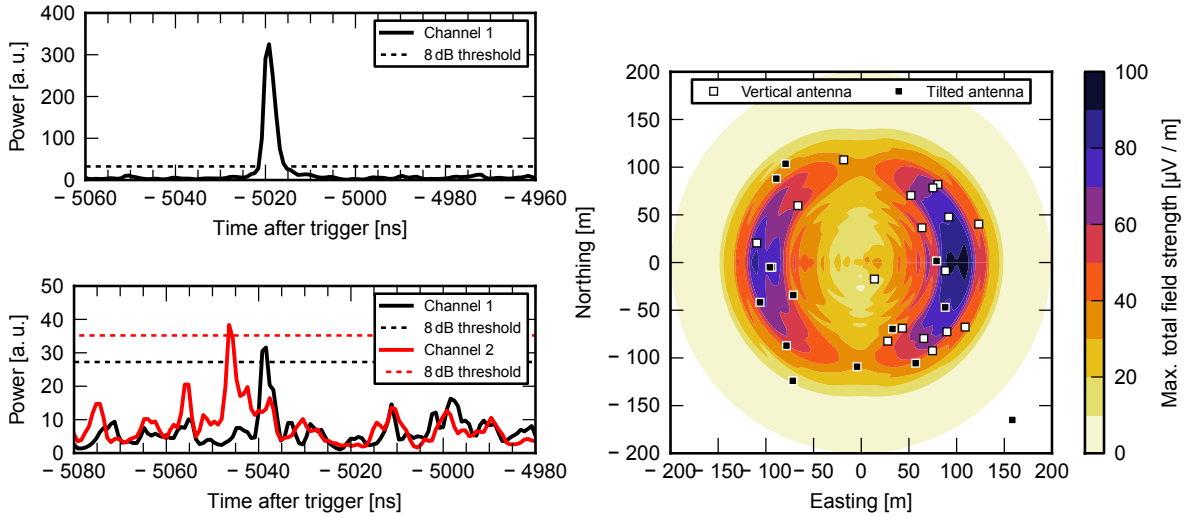


FIGURE 3.27 – Événements CROME [135]. Gauche : puissance fournie par le *power detector* pour un événement simple dont l'énergie est estimée à 2.5×10^{17} eV (haut) et pour un événement double d'énergie 3.7×10^{16} eV (observé par deux détecteurs paraboliques, bas). Les lignes en pointillés représentent le seuil de sélection à 8 dB. Droite : carte des positions des signaux radio sélectionnés, dans le référentiel du point d'impact des gerbes dont ils sont respectivement issus. Les carrés blancs représentent les positions relatives du détecteur vertical et les carrés noirs celles des 2 détecteurs pivotés de $\pm 15^\circ$. Le fond coloré illustre les valeurs du champ électrique simulé par CoREAS pour une gerbe verticale avec X_{max} imposé à 658 g.cm^{-2} (X_{max} typique des gerbes de 10^{17} eV détectées), dans le référentiel de son point d'impact.

la polarisation du rayonnement prédit par CoREAS pour chacune des gerbes concernées (non représenté). Là encore, la correspondance est bonne mais le manque de statistique ne permet pas de conclure.

L'anisotropie et la polarisation du rayonnement sont en faveur des mêmes mécanismes que ceux qui priment dans le domaine MHz. CROME n'exclut pas le bremsstrahlung moléculaire bien qu'il ne constituerait pas le processus dominant. Les effets géomagnétique et d'excès de charge (de 20 à 30% d'électrons) seraient donc aussi responsables d'un rayonnement détectable dans le domaine GHz car amplifié par l'effet du milieu.

3.4.3 Synthèse sur la détection des ondes centimétriques

Les expériences sur faisceau mentionnées ont toutes détecté un signal isotrope et non polarisé, mais les résultats ne s'accordent pas concernant l'origine de ce signal et le paramètre de cohérence associé. L'expérience SLAC T471 aurait détecté un rayonnement de bremsstrahlung moléculaire, sans que la relation entre le nombre de particules et l'intensité du signal ne soit clairement établie. Ayant détecté un signal plus faible qu'attendu, l'expérience MAYBE n'a pu identifier son origine mais a observé une relation linéaire entre son intensité et le nombre de particules. Enfin, AMY a observé un signal dont l'intensité est proportionnelle au carré du nombre de particules, mais dont l'analyse spectrale correspond aux fréquences du LINAC. En ce qui concerne les expériences sur détecteurs de gerbes atmosphériques, AMBER et MIDAS n'ont détecté aucun signal, ce qui a permis à MIDAS de poser une limite supérieure sur le flux de bremsstrahlung moléculaire. Enfin, l'expérience CROME a observé une trentaine de signaux anisotropes et polarisés dont l'origine serait sans doute géomagnétique et due à l'excès de charge.

3.5 EASIER

Comme mentionné en fin de chapitre 2, la recherche de nouvelles observables complémentaires à celles déjà disponibles à l’Observatoire Pierre Auger est essentielle à une meilleure compréhension de la physique des rayons cosmiques d’ultra haute énergie. Les installations de détection radio à l’Observatoire Pierre Auger sont illustrées sur la figure 3.28. Une des principales motivations de l’utilisation de cette technique concerne la mesure de la composition, en particulier au delà de 5×10^{19} eV, énergies pour lesquelles le nombre d’événements est limité par le faible flux.

EASIER (Extensive Air Shower Identification using Electron Radiometer) est une expérience contemporaine à AERA, MAYBE, AMBER, MIDAS et CROME. Elle est installée à l’Observatoire Pierre Auger dans le but de détecter les rayonnements observés et prédits dans les bandes MHz et GHz (géosynchrotron et bremsstrahlung moléculaire) par le biais d’antennes dédiées. Ce projet de R&D est mené par le LPSC, le LPNHE, l’IPNO et Subatech. L’idée initiale d’EASIER est d’améliorer le détecteur de surface quant à sa capacité à distinguer les gerbes riches en muons, issues préférentiellement de noyaux lourds, de celles moins riches, issues de protons, par l’estimation de la contribution électromagnétique du signal de la cuve Cerenkov, à partir du signal radio détecté. Le prochain chapitre est consacré à la détection des signaux radio avec EASIER.

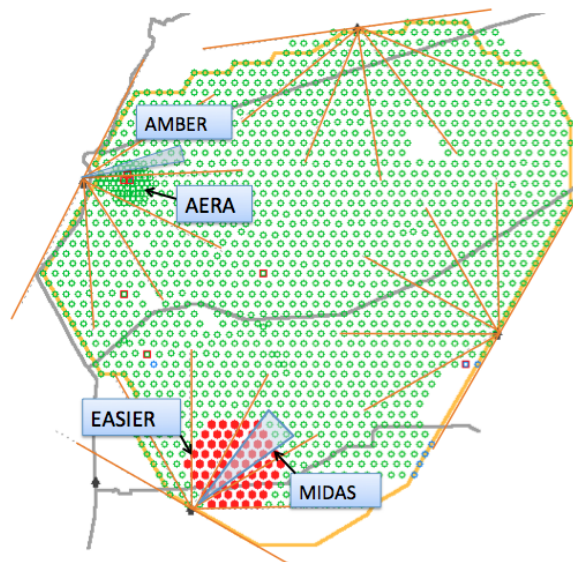


FIGURE 3.28 – Installations de détection radio à l’Observatoire Pierre Auger.

Chapitre 4

Détection de signaux radio avec EASIER

Le principe d'EASIER est d'installer une antenne en "mode esclave" sur chacune des cuves d'eau. L'antenne est intégrée au système d'acquisition de la cuve, ce qui permet la prise de données par l'antenne simultanément au déclenchement de la cuve, la synchronisation temporelle et l'alimentation des composants actifs de l'antenne. En plus de fournir les caractéristiques de la gerbe associée à chaque enregistrement radio, la détection esclave présente l'avantage de réduire la durée et le coût du développement des prototypes. Des informations sont disponibles en ligne pour le contrôle des détecteurs, ce qui permet de vérifier le comportement du système dès son installation.

En 2010, des premiers tests concernant l'intégration du système radio sur la chaîne d'acquisition des cuves ont été concluants. Au printemps 2011, 7 cuves formant un hexagone ont été équipées d'antennes dipolaires sensibles aux fréquences MHz. Sur 7 autres cuves voisines ont été installées des antennes commerciales, habituellement utilisées pour la réception de la télévision par satellite, et sensibles aux fréquences comprises entre 3.4 et 4.2 GHz. A l'automne 2011, les antennes dipolaires ont été désinstallées et remontées sur 5 cuves plus éloignées, afin de laisser place à l'installation de 54 antennes GHz supplémentaires au printemps 2012. Grâce à un boîtier électronique spécifique, le signal antenne a été adapté à l'entrée du FADC (Flash Analog to Digital Converter) normalement utilisé par l'anode d'un des trois photomultiplicateurs (PM) de la cuve. L'impact de la perte de ce canal bas gain sur la reconstruction des principaux paramètres de la gerbe a été étudié, et l'effet s'est avéré négligeable [136]. Le principe d'EASIER a ainsi été validé.

La détection radio requiert l'utilisation d'une antenne et d'une série de composants actifs nécessaires à l'acquisition de signaux exploitables. Les caractéristiques générales des antennes sont présentées dans une première partie, puis les antennes utilisées par EASIER et la chaîne électronique adaptée aux détecteurs de particules de l'Observatoire Pierre Auger sont détaillées dans une seconde partie. La troisième partie traite de l'étalonnage du système de détection EASIER, soit de la relation entre le signal finalement enregistré et la grandeur physique à son origine. Enfin, la dernière partie sera consacrée à l'analyse des événements radio et à la recherche de signaux relatifs aux gerbes à partir des deux dispositifs sensibles aux fréquences MHz et GHz.

4.1 Rappels sur les antennes radioélectriques

Une antenne est un dispositif permettant d'émettre ou de recevoir des ondes électromagnétiques. L'antenne émettrice tire son énergie de son alimentation, agissant comme une charge, tandis que l'antenne réceptrice fournit la puissance captée à un récepteur et agit comme une

source. Considérer l'antenne en réception ou émission est équivalent selon le principe de réciprocité, car le phénomène en jeu est le même : l'énergie électrique est convertie en énergie électromagnétique ou inversement. Les antennes d'EASIER ne sont utilisées qu'en réception, mais les concepts qui suivent sont valables dans les deux cas. Le schéma équivalent de thévenin d'une antenne en réception chargée est représenté sur la figure 4.1.

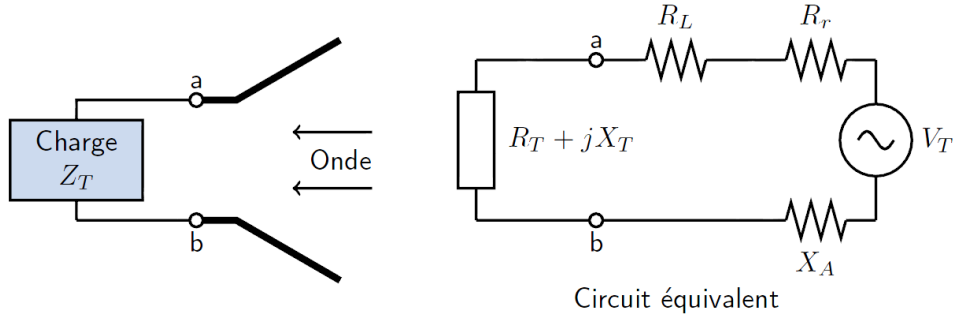


FIGURE 4.1 – Schéma d'une antenne en réception chargée (gauche) et son schéma équivalent de thévenin (droite). Z_T est l'impédance de charge, égale à $R_T + jX_T$, et l'impédance de l'antenne vaut $Z_a = R_L + R_r + jX_a$ [137].

4.1.1 Les ondes électromagnétiques

L'onde électromagnétique est une onde **vectorielle**, les champs \vec{E} et \vec{B} sont déterminés à chaque instant et position par leur amplitude et par leur direction. La polarisation de \vec{E} indique les directions prises successivement par le vecteur \vec{E} . Tout champ \vec{E} peut être décomposé selon deux polarisations rectilignes perpendiculaires. Si les deux composantes oscillent en phase (ou déphasées de $n\pi$, avec n entier), la polarisation résultante sera rectiligne, tandis que si elles sont déphasées de $\varphi = \pi/2$ (un quart de longueur d'onde) et qu'elles sont de même amplitude, la polarisation sera circulaire. Pour tous les autres cas elle sera elliptique. La polarisation d'une antenne est la polarisation du champ électrique qu'elle émet ou la composante du champ électrique qu'elle reçoit.

Les ondes électromagnétiques sont **transverses** : la perturbation électrique et la perturbation magnétique sont en phase et perpendiculaires à la direction de propagation, de façon à ce que \vec{k} , \vec{E} , et \vec{B} (où \vec{k} est le vecteur d'onde) forment un trièdre direct. De plus, lorsque l'on se place loin de la source, l'onde électromagnétique à géométrie sphérique (puisque son intensité décroît en R^2) peut être vue comme une onde **plane** : les fronts d'onde successifs contenant \vec{E} et \vec{B} sont des plans infinis et parallèles entre eux.

Le **vecteur de Poynting** $\vec{\Pi}$ représente la puissance électromagnétique par unité de surface (W.m^{-2}) en un point $M(r, \theta, \varphi)$ de l'espace, et a pour direction celle de la propagation de l'onde, $\vec{k} = \vec{e}_r$. La puissance n'est pas forcément émise de façon isotrope, ainsi $\vec{\Pi}$ peut dépendre de θ et φ .

$$\vec{\Pi}(r, \theta, \varphi) = \frac{dP}{dS} \vec{e}_r = \frac{\vec{E}(r, \theta, \varphi) \times \vec{B}(r, \theta, \varphi)}{\mu_0} = \frac{E^2(r, \theta, \varphi)}{Z_0} \vec{e}_r, \quad (4.1)$$

où μ_0 est la perméabilité du vide et Z_0 l'impédance caractéristique du vide, égale à $\mu_0 c$. Pour qu'il y ait rayonnement, seuls les composantes des champs \vec{E} et \vec{B} qui décroissent linéairement avec la distance r à la source sont prises en compte, $\vec{\Pi}$ décroît alors quadratiquement avec la distance r à la source.

\vec{E} et \vec{B} oscillant continuellement, on définit le vecteur de Poynting moyenné sur la période

T ,

$$\langle \vec{\Pi} \rangle_T = \frac{1}{T} \int_T \vec{\Pi} dt \quad (4.2)$$

avec T la période de l'onde. L'intégrale du vecteur de Poynting moyen sur une surface fermée contenant la source représente la puissance moyenne totale émise,

$$\langle P \rangle_T = \oint_S \langle \vec{\Pi} \rangle_T d\vec{S}. \quad (4.3)$$

On peut aussi définir la puissance moyenne non pas par unité de surface mais par unité d'angle solide,

$$K(\theta, \varphi) = \frac{d\langle P \rangle_T}{d\Omega} = \langle \Pi(r, \theta, \varphi) \rangle_T r^2. \quad (4.4)$$

Cette définition rend K indépendant de r . La puissance moyenne totale émise devient

$$\langle P \rangle_T = \oint_0^{4\pi} K(\theta, \varphi) d\Omega. \quad (4.5)$$

Si la puissance est émise de façon isotrope, K ne dépend plus de θ et φ et on a

$$\langle P \rangle_T = K_{iso} 4\pi. \quad (4.6)$$

4.1.2 Le diagramme de rayonnement

Le diagramme de rayonnement représente la capacité à émettre ou à recevoir un rayonnement en fonction de sa direction. Cette capacité est généralement comparée au cas isotrope qui n'est pas réalisable en pratique. Le diagramme de rayonnement est la représentation graphique de la **directivité** D ,

$$D(\theta, \varphi) = \frac{K(\theta, \varphi)}{K_{iso}}. \quad (4.7)$$

Les directions où $D > 1$ (ou bien $D > 0$ dB) sont celles pour lesquelles l'antenne émet plus que dans le cas isotrope. Inversement, les directions où $D < 1$ sont défavorisées par rapport au cas isotrope. L'unité de la directivité est souvent notée dBi plutôt que dB quand l'antenne de référence est l'antenne isotrope. La notion de directivité permet de s'affranchir de la puissance totale qu'émettrait ou recevrait l'antenne, tout en conservant l'information sur les directions qu'elle privilégie. Le diagramme de rayonnement devient diagramme de réception sans modification en vertu de la réciprocité. Il est à noter que ce diagramme dépend de la longueur d'onde reçue.

D peut être normalisée à son maximum,

$$D_n(\theta, \varphi) = \frac{D(\theta, \varphi)}{D_{max}}, \quad (4.8)$$

avec $0 \leq D_n(\theta, \varphi) \leq 1$, D_{max} est appelé maximum de la directivité ou **gain géométrique**. Si D est en dB ou dBi,

$$D_n(\theta, \varphi)[\text{dB}] = D(\theta, \varphi)[\text{dB, dBi}] - D_{max}[\text{dB, dBi}], \quad (4.9)$$

avec $-\infty \leq D_n(\theta, \varphi)[\text{dB}] \leq 0$. D_n ne peut pas s'écrire en dBi car cette notion n'est pas uniquement relative au cas isotrope, mais aussi à la directivité du maximum.

Lorsque la polarisation des champs \vec{E} et \vec{B} est rectiligne, il est habituel de représenter le diagramme de rayonnement de l'antenne dans deux plans perpendiculaires contenant tous deux la direction du maximum : un plan E contenant la polarisation du champ \vec{E} , et un plan B ou H contenant la polarisation du champ \vec{B} , comme représenté sur la figure 4.2.

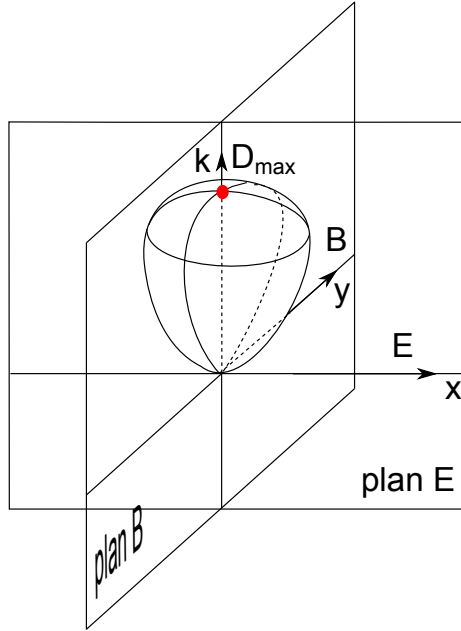


FIGURE 4.2 – Diagramme de rayonnement. La direction où le maximum de rayonnement est émis/reçu est indiquée en rouge.

Les lobes sont formés par les directions privilégiées par l'antenne. On caractérise l'**ouverture angulaire** (ou champ de vue) d'une antenne par les premières directions du lobe principal où l'intensité de rayonnement a diminué de 3 dB (d'un facteur 2). Une antenne est d'autant plus directive que son ouverture angulaire est faible, soit donc que D_{max} est important.

Le **gain** est défini par $G = \epsilon D$, avec $\epsilon \in [0, 1]$ l'efficacité ou gain de couplage de l'antenne, illustrant sa capacité à transformer une onde électromagnétique en signal électrique ou inversement. La directivité ainsi que l'efficacité dépendent de la fréquence considérée. L'efficacité de l'antenne pour chaque fréquence est déterminée par ses dimensions. La **fréquence de résonance** d'une antenne est la fréquence à laquelle elle est la plus efficace, elle dépend de ses dimensions propres et de son environnement proche. La **bande passante** est constituée des fréquences pour lesquelles $G(\nu) \geq G(\text{résonance})/2$. L'antenne en réception ne sélectionne que les fréquences pour lesquelles elle est conçue, elle agit comme un filtre passe bande non idéal car en réalité le gain n'est pas constant sur la bande passante ni nul en ses bords. De par la définition du gain, le gain normalisé est égal à la directivité normalisée, $G_n = D_n$. Lorsque ϵ est égal à 1, les notions de gain et de directivité sont confondues.

4.1.3 La surface effective

La surface effective A_{eff} d'une antenne est la surface virtuelle orientée perpendiculairement à la direction (θ, φ) de l'onde incidente qui permet d'obtenir la puissance reçue P_a à partir du vecteur de Poynting,

$$P_a = A_{eff} \frac{dP}{dS} = A_{eff} \Pi. \quad (4.10)$$

Elle dépend de λ , la longueur d'onde du rayonnement incident, et est définie par

$$A_{eff}(\theta, \varphi, \nu) = \frac{\lambda^2}{4\pi} G(\theta, \varphi, \nu). \quad (4.11)$$

4.1.4 L'impédance d'antenne et de charge

Pour que la transmission de la puissance soit totale, l'impédance de charge du circuit connecté à l'antenne doit être égale au conjugué de l'impédance de l'antenne, qui dépend de la longueur d'onde considérée. Autrement dit, avec $Z_a = R_a + X_a j$, Z_c doit idéalement valoir $R_a - X_a j$ à la fréquence recherchée. Dans le cas contraire, une partie de l'onde transmise sera réfléchiée dans la liaison. La superposition de deux ondes de même fréquence se propageant en sens contraire crée une onde stationnaire. L'amplitude de cette onde est d'autant plus grande que le rapport

$$SWR = \frac{A_i + A_r}{A_i - A_r} \quad (4.12)$$

est grand, avec A_i et A_r les amplitudes des ondes incidentes et réfléchiées, $A_i + A_r$ l'amplitude maximale de l'onde stationnaire résultante et $A_i - A_r$ son amplitude minimale. Ce rapport est dit SWR pour Standing Wave Ratio, il est relié aux impédances d'antenne et de charge par $SWR = Z_a/Z_c$ ou $SWR = Z_c/Z_a$, tel que $SWR \geq 1$ (car $0 \leq A_r \leq A_i$). Le coefficient de réflexion

$$\Gamma = \frac{SWR - 1}{SWR + 1} = \frac{A_r}{A_i} \quad (4.13)$$

donne finalement la valeur du gain de l'antenne chargée par la relation $G_c = (1 - \Gamma^2)G$.

À la fréquence de résonance, le terme imaginaire de l'impédance de l'antenne est nul. Pour obtenir un SWR le plus bas possible à la résonance, l'impédance de charge doit égaler celle de l'antenne. Lorsque l'antenne et la charge sont parfaitement adaptées, la puissance disponible en sortie de l'antenne vaut [138]

$$P_r = \frac{V^2}{8R_a}, \quad (4.14)$$

avec V la tension aux bornes de l'antenne.

4.1.5 Polarisation et vecteur effectif

La direction de l'onde incidente définit le plan de polarisation de \vec{E} . Si la polarisation de l'antenne et celle du rayonnement ne sont pas colinéaires, la puissance reçue doit être multipliée par un facteur $\cos^2 \phi$ avec ϕ l'angle entre les deux polarisations. La puissance est ainsi rendue nulle si les polarisations sont perpendiculaires l'une à l'autre.

Le vecteur effectif $\vec{\ell}$ [138] décrit la polarisation de l'antenne et est utilisé pour relier le champ électrique incident \vec{E} à la tension aux bornes de l'antenne,

$$V = \vec{\ell} \cdot \vec{E}, \quad (4.15)$$

$$V = E \cdot \ell \cdot \cos \phi. \quad (4.16)$$

Dans le cas où la direction de l'onde correspond à la polarisation de l'antenne, la puissance disponible aux bornes de l'antenne vaut

$$P_i = A_{eff}(\theta, \varphi, \nu)\Pi, \quad (4.17)$$

où Π représente la norme du vecteur de Poynting moyenné sur le temps,

$$\Pi = \frac{1}{2} \frac{E^2}{Z_0}. \quad (4.18)$$

En égalisant P_r (équation 4.14) et P_i , et en exprimant A_{eff} selon la relation 4.11, on obtient

$$\frac{V^2}{8R_a(\nu)} = \frac{1}{2} \frac{\lambda^2}{4\pi} G(\theta, \varphi, \nu) \frac{E^2}{Z_0}, \quad (4.19)$$

$$V = \lambda \sqrt{\frac{R_a(\nu)}{\pi Z_0}} G(\theta, \varphi, \nu) E. \quad (4.20)$$

On en déduit donc la valeur de ℓ , qui intervient dans la relation 4.16,

$$\ell = \frac{c}{\nu} \sqrt{\frac{R_a(\nu)}{\pi Z_0}} G(\theta, \varphi, \nu). \quad (4.21)$$

4.1.6 Calcul des paramètres d'antenne

Les paramètres d'antenne dépendent de la géométrie de l'antenne, mais aussi de son environnement (comme la cuve, le mât, le panneau solaire (...) dans le cas d'EASIER). Lorsque la configuration est complexe, un logiciel comme HFSS [139] permet de calculer les diagrammes de rayonnement de l'antenne dans de multiples configurations. HFSS est un simulateur 3D à interface graphique. L'antenne et son voisinage sont construits géométriquement par l'utilisateur, librement ou à partir d'une bibliothèque de matériaux dont les caractéristiques électromagnétiques sont recensées. Après choix du ou des *port(s)* (supports de l'excitation électromagnétique) et assignement d'une ou d'une superposition de polarisations rectilignes (*modes*), le calculateur propose plusieurs méthodes pour résoudre le problème à partir de sa discrétisation (maillage ou *mesh*). Une fois terminée, la simulation peut fournir la fréquence de résonance, le diagramme de rayonnement en champ lointain ou les coefficients de réflexion/transmission liés aux adaptations d'impédance entre les différents ports. La figure 4.3 représente le diagramme de rayonnement de l'antenne dipolaire simulé sans environnement (cas d'école) et à 1 m au dessus du sol. Pour le second cas, les interférences entre ondes incidentes et ondes réfléchies sur le sol se traduisent par une suppression des ondes reçues ou émises provenant ou en direction du sol, et par une augmentation du gain dans les directions opposées. D'autres logiciels moins performants que HFSS mais en accès partiellement libre simulent les paramètres d'antenne : EZNEC [141] ou 4NEC2 [142].

4.1.7 Température de l'antenne passive

La radiance spectrale ou puissance émise par un corps noir, par unité de surface et d'angle solide observés et par unité de fréquence, ne dépend que de sa température T et de la fréquence ν considérée. Dans la limite classique de Rayleigh-Jeans (valable pour les fréquences radio), elle s'écrit

$$B_\nu = \frac{2\nu^2 k_B T}{c^2}, \quad (4.22)$$

en $\text{W.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}.\text{Hz}^{-1}$, avec k_B la constante de Boltzmann égale à $1.38 \times 10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$ et c la vitesse de la lumière dans le vide. La relation entre la radiance d'un corps noir de surface A_s et la puissance totale P_0 qu'il émet est

$$B_\nu = \frac{dP_0}{d\nu} \frac{1}{A_s 4\pi}. \quad (4.23)$$

Sachant que la puissance P_r reçue par un récepteur est telle que

$$\frac{dP_r}{d\nu} = \frac{dP_0}{d\nu} \frac{\Omega_r}{4\pi}, \quad (4.24)$$

avec Ω_r l'angle sous lequel la source voit le récepteur, la puissance reçue par une antenne polarisée rectilignement (le 1/2 provient de la non polarisation du rayonnement) s'écrit

$$\frac{dP_{ant}}{d\nu} = \frac{1}{2} \frac{dP_r}{d\nu} = \frac{1}{2} B_\nu A_s \Omega_r. \quad (4.25)$$

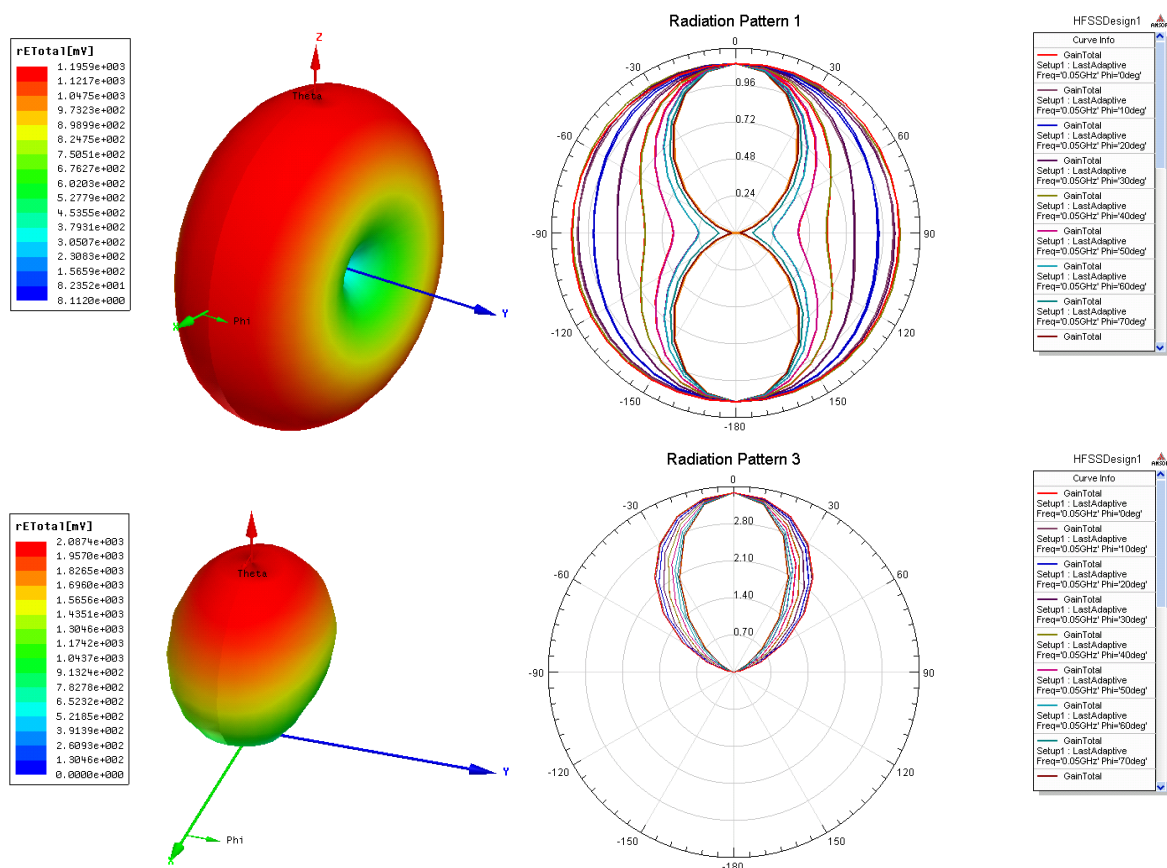


FIGURE 4.3 – Simulations HFSS du diagramme de rayonnement du dipôle orienté selon Oy . Haut : en espace libre. Bas : disposé 1 m au dessus d'un sol infini. Gauche : représentation tridimensionnelle de la valeur du champ électrique rayonné selon la direction de propagation de l'onde. Plus la valeur du champ est intense, plus la distance à l'origine du repère est élevée, et plus sa couleur s'approche du rouge. La valeur absolue de l'échelle n'a pas d'importance puisqu'elle dépend de la source imposée par l'utilisateur. Droite : gain normalisé au gain maximum en haut et non normalisé en bas, en fonction de la direction de propagation de l'onde. La position angulaire par rapport à la verticale correspond à l'angle zénithal de propagation et les cercles concentriques correspondent aux valeurs du gain. La dépendance à l'angle azimuthal est illustrée pour 8 de ses valeurs qui se distinguent par différentes couleurs [140].

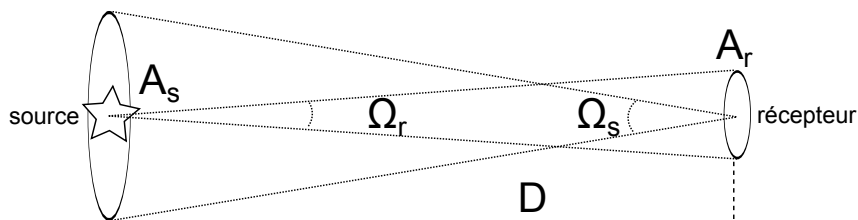


FIGURE 4.4 – Représentation de A_s et A_r , les surfaces de la source et du récepteur assimilables à des disques, et Ω_s et Ω_r respectivement l'angle sous lequel le récepteur voit la source, et l'angle sous lequel la source voit le récepteur. Puisque $D^2 \gg A_s$ et $D^2 \gg A_r$, les disques peuvent être assimilés à des portions de sphère, et $\Omega_s = A_s/D^2$ et $\Omega_r = A_r/D^2$.

Puisque $A_s \Omega_r = A_r \Omega_s$ (voir figure 4.4), avec A_r la surface du détecteur et Ω_s l'angle sous lequel le récepteur voit la source,

$$\frac{dP_{ant}}{d\nu} = \frac{1}{2} B_\nu(\nu, T) A_{eff}(\nu, \theta, \varphi) \Omega_s, \quad (4.26)$$

avec $A_r = A_{eff}$ la surface effective de l'antenne, fonction de la direction $\{\theta, \varphi\}$ de la source (équation 4.11). Plusieurs sources pouvant contribuer à la puissance reçue par l'antenne, on considère tout l'angle solide vu par l'antenne, $\Omega_s = 4\pi$. Le produit de la température de corps noir par le gain de l'antenne est alors moyenné sur tout l'angle solide,

$$\frac{dP_{ant}}{d\nu} = \frac{1}{2} \frac{2\nu^2 k_B}{c^2} \langle T(\theta, \varphi) G(\nu, \theta, \varphi) \rangle_\Omega \frac{c^2}{\nu^2 4\pi} 4\pi. \quad (4.27)$$

Etant donné que la moyenne du produit de la température et du gain sur tout l'angle solide s'écrit

$$\langle T(\theta, \varphi) G(\nu, \theta, \varphi) \rangle_\Omega = \frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} T(\theta, \varphi) G(\theta, \varphi) d\Omega, \quad (4.28)$$

l'antenne reçoit finalement une puissance

$$P_{ant} = \frac{1}{2} \int_{4\pi} \int_{\nu_1}^{\nu_2} B_\nu A_{eff} d\nu d\Omega = \frac{1}{2} \int_{4\pi} \int_{\nu_1}^{\nu_2} \frac{2\nu^2 k_B}{c^2} T(\theta, \varphi) G(\theta, \varphi) \frac{c^2}{\nu^2 4\pi} d\nu d\Omega. \quad (4.29)$$

ν_1 et ν_2 sont les bornes inférieure et supérieure de la bande passante de l'antenne $\Delta\nu = \nu_2 - \nu_1$. Plus la fréquence est élevée et plus le rayonnement de la source est intense (dans la limite de Rayleigh-Jeans), mais moins la surface effective de l'antenne est importante, et donc moins l'antenne y est réceptive. La combinaison de ces deux effets rend la puissance reçue à l'antenne par unité de fréquence indépendante de la fréquence considérée.

$$P_{ant} = k_B \Delta\nu \frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} T(\theta, \varphi) G(\theta, \varphi) d\Omega, \quad (4.30)$$

On définit la température d'antenne telle que

$$P_{ant} = k_B \Delta\nu T_{ant}, \quad (4.31)$$

avec

$$T_{ant} = \frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} T(\theta, \varphi) G(\theta, \varphi) d\Omega, \quad (4.32)$$

la température moyenne de bruit perçue par l'antenne, compte tenu de son gain et de l'environnement dans lequel elle se trouve. Lorsque l'antenne est isotrope, et que la source de rayonnement est unique et couvre tout l'angle solide, la température de l'antenne est donc égale à la température de la source.

Pour estimer cette température lorsque l'antenne est en environnement extérieur sans bruit anthropique, il faut prendre en compte les différentes sources de rayonnement électromagnétique présentes dans le ciel, dont la somme des températures définit la température de brillance du ciel, fonction de l'angle de visée, et la température du sol,

$$T_{env}(\theta)_\nu = T_{CMB} + T_{gal,\nu} + T_{atmos,\nu} + T_{sol}. \quad (4.33)$$

Le CMB et le sol sont des corps noirs quasi-parfaits respectivement à 2.7 et 290 K. Pour ce qui est de la galaxie et de l'atmosphère, on définit une température de corps noir équivalente (ou température de brillance) pour les micro-ondes, de $\langle T_{gal} \rangle_\Omega \sim 2$ K pour la galaxie et mentionnée sur la figure 4.5 pour l'atmosphère. Un ajustement permet d'obtenir la relation

$$T_{atmos,\nu} = \left(79.01 + 7.284 \frac{\nu}{1 \text{ GHz}} \right) \left(1 - \exp \left(\frac{-0.02313}{\cos(\theta)} \right) \right), \quad (4.34)$$

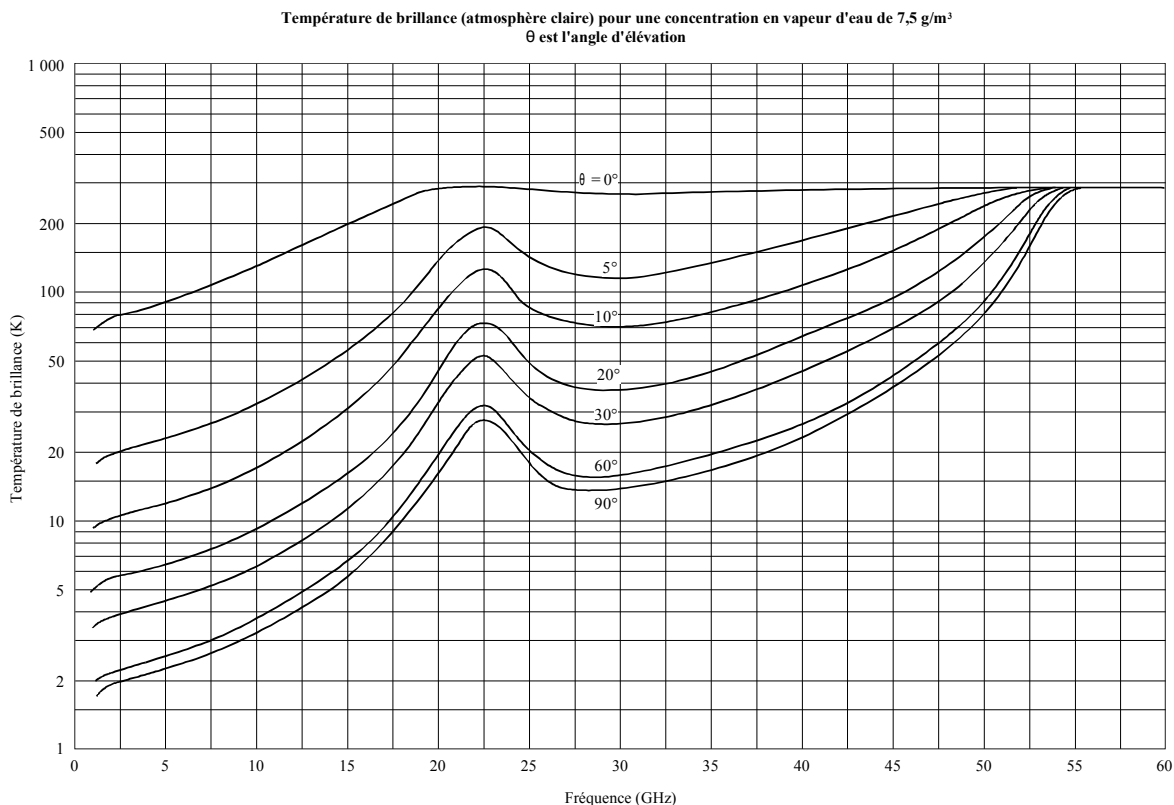


FIGURE 4.5 – Température de corps noir équivalent pour l'atmosphère en fonction de la fréquence et de l'angle d'élévation, défini à 90° au zénith [143].

avec θ l'angle zénithal (défini à 0° au zénith).

La radiance du soleil est approximativement celle d'un corps noir à 6000 K, mieux décrite par une température de 6×10^4 K autour de 3 GHz (figure 4.6), qui varie selon le cycle solaire. Son diamètre apparent n'étant que de $\theta_S = 2 \arctan(R_S/D_{TS}) = 0.53^\circ$, il est vu sous un angle solide $\Omega_S = \pi R_S^2/D_{TS}^2 = 6.84 \times 10^{-5}$ sr, avec R_S le rayon solaire et D_{TS} la distance Terre-Soleil. Le bruit qu'il apporte à l'antenne dépend donc fortement de sa position dans le ciel et de la directivité de l'antenne. La lune est vue sous un angle solide similaire à celui du soleil, mais sa température est de 2 à 3 ordres de grandeur inférieure. Elle est indépendante de la fréquence pour les ondes radio au delà de 1 GHz et évolue entre 140 K (nouvelle lune) et 280 K (pleine lune).

Au MHz, les températures de bruit atmosphérique et galactique sont donnés sur la figure 4.7.

4.2 Le système de détection EASIER

Sur chaque cuve du réseau EASIER, le système de détection est constitué d'une antenne et de l'électronique associée. Puisque l'ensemble est connecté au convertisseur analogique digital (*flashADC* ou FADC) de la cuve à la place de l'anode de l'un des PM, le signal en sortie de l'antenne doit être transformé en une tension comprise entre -2 et 0 V. Le rayonnement électromagnétique génère dans l'antenne un signal électrique. Après être amplifié par un LNA (Low Noise Amplifier) ou LNB (Low Noise Block), le signal est filtré, transformé en son enveloppe par un *power detector* et enfin adapté à l'acquisition de la cuve par l'EB (EASIER Board). On décrit ici les éléments du système de détection des dispositifs MHz et GHz d'EASIER représentés

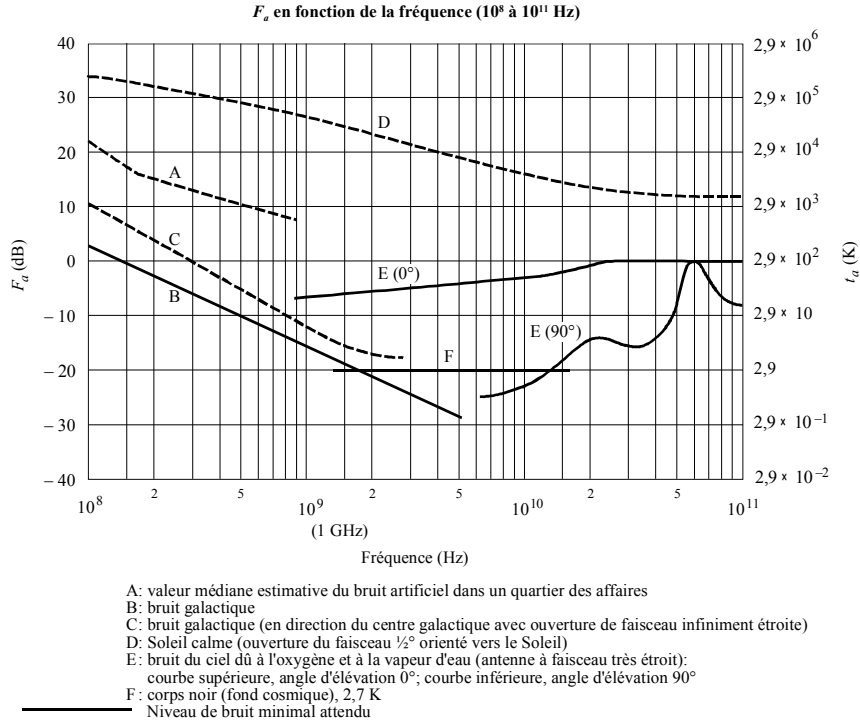


FIGURE 4.6 – Facteur de bruit d’une antenne en dB, défini comme $F_a = 10 \log_{10}(t_a/T_0)$ avec $t_a = T_{ant}$ la température d’antenne et T_0 la température de référence égale à 290 K, en fonction de la fréquence et de la source visée, pour les directivités mentionnées. Mesures réalisées par l’UIT (Union Internationale des Télécommunications) [143].

sur la figure 4.8. Pour chaque élément, les tensions sont données en volts ou dBV, avec

$$V[\text{dBV}] = 20 \log_{10} \left(\frac{V}{1 \text{ V}} \right), \quad (4.35)$$

et les puissances sont données en watts ou dBm (dBmW), avec

$$P[\text{dBm}] = 10 \log_{10} \left(\frac{P}{1 \text{ mW}} \right). \quad (4.36)$$

4.2.1 Les antennes et amplificateurs

Les antennes utilisées pour EASIER se composent d’une partie passive (dipôle ou cornet, peu directifs) et d’un pré-amplificateur bas bruit, ce qui leur vaut alors le nom d’**antennes actives**. L’intérêt d’un pré-amplificateur à bas bruit est d’amplifier le signal fourni par l’antenne avant qu’il ne traverse les composants suivants qui apportent à leur tour du bruit, de façon à ce que le rapport signal/bruit en fin de chaîne soit le plus élevé possible. Un filtre est placé en sortie de l’amplificateur de l’antenne afin de supprimer les fréquences non désirées.

Les antennes MHz

Des antennes dipolaires et ensuite des antennes *butterfly* sont utilisées pour la détection des ondes électromagnétiques dans la bande MHz, associées à des LNA (Low Noise Amplifier) fabriqués à Subatech.

Les antennes dipolaires Les antennes dipolaires actives utilisées lors des premières phases du réseau MHz d’EASIER sont les mêmes qu’à CODALEMA II (voir section 3.3.2 et figure 4.9 de

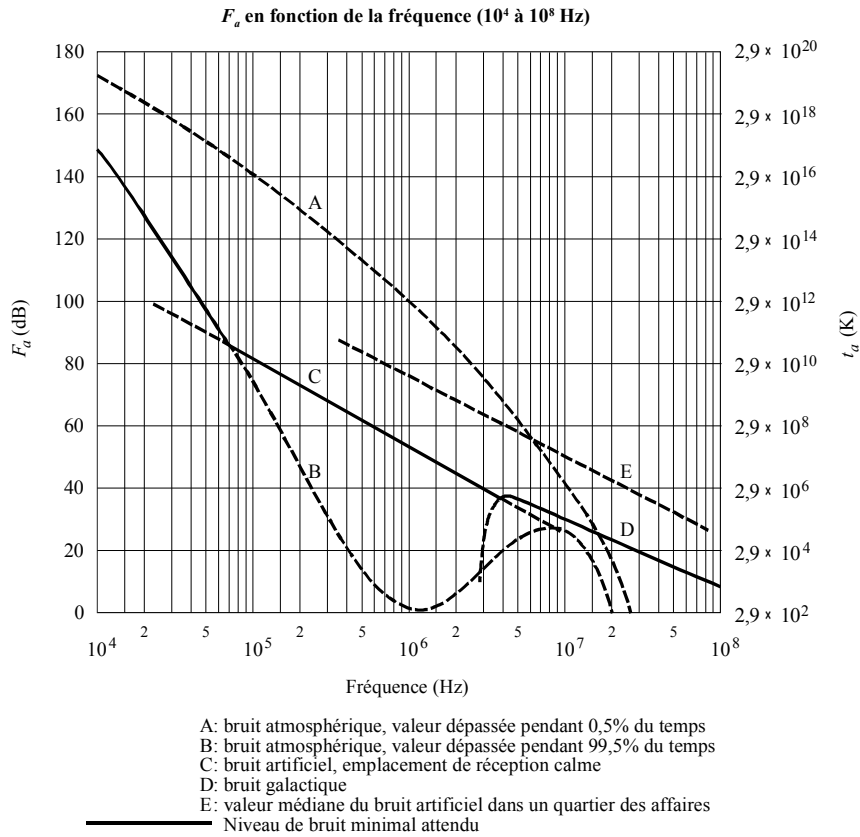


FIGURE 4.7 – Facteur de bruit d’une antenne en dB, défini comme $F_a = 10 \log_{10}(t_a/T_0)$ avec $t_a = T_{ant}$ la température d’antenne et T_0 la température de référence égale à 290 K, en fonction de la fréquence et de la source visée. Mesures réalisées par l’UIT (Union Internationale des Télécommunications) [143].

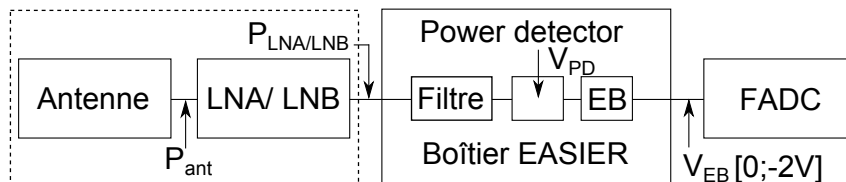


FIGURE 4.8 – Système de détection d’EASIER. P_{ant} et $P_{LNA/LNB}$ sont les puissances en sortie de la partie passive de l’antenne et en sortie de l’amplificateur. V_{PD} et V_{EB} sont les tensions en sortie du *power detector* et de l’EB (voir texte).

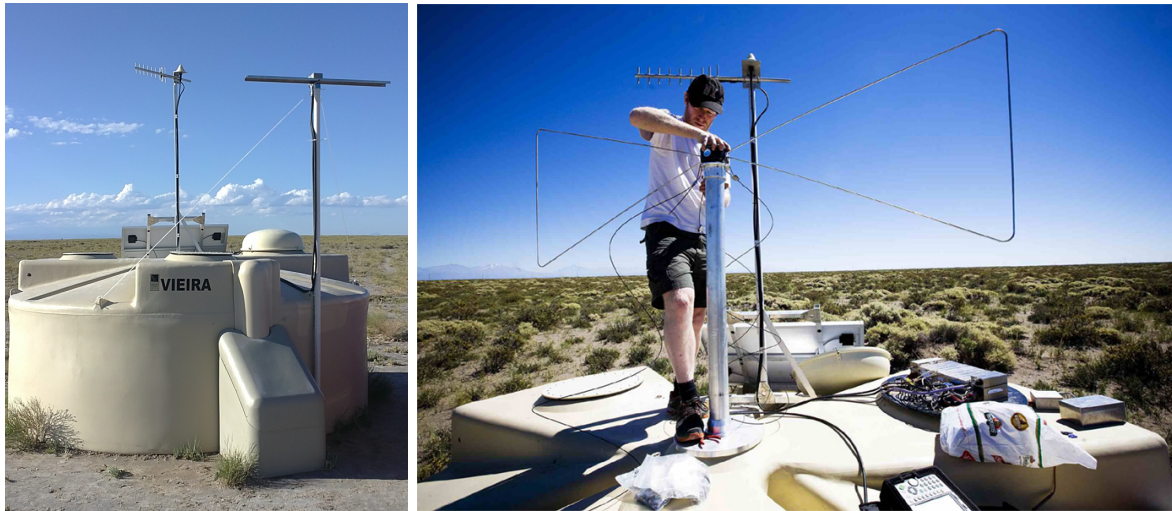


FIGURE 4.9 – Gauche : antenne dipolaire installée sur le coté de la cuve VIERA. Un mât supporte l’antenne et est attaché à la cuve. Entre le mât et la cuve sont tendues des cordes en nylon. L’antenne en haut du mât central est l’antenne de communication de la cuve. Droite : installation d’une antenne butterfly au centre d’une cuve.

gauche), elles mesurent 1.2 mètres d’envergure, leur polarisation est rectiligne et elles sont sensibles à la bande de fréquence $[30,70]$ MHz, bande à la fois adaptée à la détection géo-synchrotron et peu polluée par le bruit. Elles ont été installées en mars 2011 sur les 7 cuves d’un hexagone centré sur VIERA, 5 mètres de câbles coaxiaux relient alors le LNA (le boîtier sur l’antenne) à l’électronique de l’antenne, elle même reliée à l’acquisition de la cuve.

Les antennes butterfly 5 antennes *butterfly* actives ont été installées en février 2013, lors de la dernière phase d’exploitation MHz. Elles sont identiques à celles de CODALEMA III et de la seconde phase d’AERA (section 3.3.3), à la différence qu’un seul des deux dipôles en forme de papillon est installé (figure 4.9 de droite), ce qui ne confère qu’une seule polarisation rectiligne. Ces antennes de 3 m d’envergure détectent le rayonnement électromagnétique principalement entre 30 et 80 MHz et sont *a priori* plus robustes que les antennes dipolaires. Un filtre 30-60 MHz est ensuite appliqué. Il atténue le signal de 2 dB dans la bande passante et de plus de 48 dB en deçà de 27 MHz et au delà de 63 MHz.

Les antennes GHz

Les antennes GHz utilisées sont appelées LNbf (LNB *feed*) car ce sont des cornets guides d’onde qui intègrent un amplificateur LNB (Low Noise Block). Des LNbf présentant un guide d’onde circulaire et habituellement commercialisées pour la réception de la télévision sont utilisées pour le réseau GHz d’EASIER : 7 Golden Interstar GI-301SC pour le premier hexagone installé en avril 2011 (figure 4.10), et 54 WS International DMX/ESX 241 pour l’extension d’avril 2012 (figure 4.11), de qualité supérieure aux Golden Interstar. Les 61 antennes couvrent environ 120 km^2 et forment “EASIER 61”.

Ces antennes actives sont du même type que celles utilisées à AMBER, MIDAS et CROME (section 3.4.2). La polarisation de ces antennes est rectiligne, et leur bande passante est la bande C, formée des fréquences appartenant à l’intervalle $[3.4, 4.2]$ GHz. Le cornet amène les ondes vers l’embout du guide d’onde où se trouvent deux monopoles. Les avantages de ces antennes sont principalement

- leur petite taille lorsque l’on reste dans le domaine des micro-ondes,

- leur compacité et leur robustesse qui en font des objets assez simples à intégrer et stables dans le temps,
- leur faible gain qui en font des collecteurs/émetteurs bien adaptés lorsque l’on souhaite couvrir un champ assez large.

Le maximum de la directivité correspond à l’axe du cornet.

Les “hautes” fréquences radio se propagent facilement dans l’atmosphère, mais très mal dans les guides d’onde ou câbles coaxiaux ordinaires (la résistance d’un conducteur augmente en $\sqrt{\nu}$), les pertes en amplitude sont donc réduites si les fréquences sont abaissées. Un élément électronique appelé *local oscillator* est pour cela intégré à ces antennes, ce qui produit 3 types de fréquences : la fréquence d’origine perçue par l’antenne, la fréquence de l’oscillateur local, ici de 5.15 GHz, et la différence entre ces deux fréquences. Les deux premières fréquences sont filtrées, et la dernière décale les fréquences reçues dans l’intervalle [1.75, 0.95] GHz. Un adaptateur 75/50 Ω permet ensuite d’adapter l’impédance de l’antenne -standardisée à 75 Ω pour la télévision- à l’impédance de l’électronique associée -standardisée à 50 Ω pour les fréquences radio. Des radômes et collerettes ont été disposés sur ces LNBf afin de réduire leur directivité arrière et de les protéger de la pluie et de la faune.



FIGURE 4.10 – Gauche : antenne Golden Interstar GI-301SC Single C-band LNBf avec collerette. Droite : Golden Interstar installée sur le côté d’une cuve du réseau SD et surmontée d’un radôme. Un mat supporte l’antenne et est attaché à la cuve. Entre le mât et la cuve sont tendues des cordes en nylon. Un câble relie le LNB à l’électronique. Un radôme en fibre de verre recouvre l’antenne afin de la protéger de la pluie.

Température électronique

Comme mentionné en section 4.1.7, le lien entre la puissance de bruit thermique transmise par une antenne et la température de corps noir ou équivalent des sources présentes dans son champ de vision est de $P = k_B T \Delta\nu$. De la même façon, un conducteur électrique à l’équilibre thermique et de température physique T rayonne une puissance de bruit thermique identique causée par le mouvement aléatoire de ses électrons (bruit de Johnson-Nyquist). Le concept est généralisé à toute puissance de bruit rayonné (d’origine thermique ou non) par un dispositif, à laquelle on peut associer une température équivalente $T_e = P/k_B \Delta\nu$. La température d’un système de détection T_{sys} comme l’antenne active est la somme de la température extérieure d’origine thermique perçue par l’antenne T_{ant} et de la température électronique interne équivalente de ces

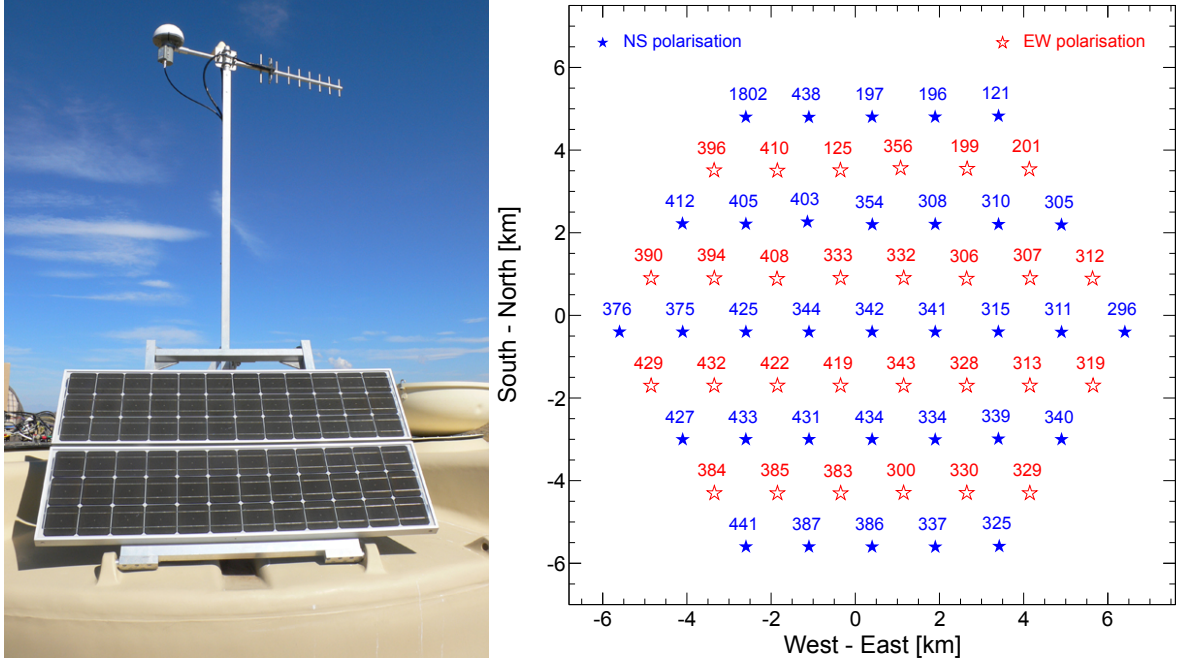


FIGURE 4.11 – Gauche : antenne WS International DMX/ESX 241 C-band LNBf en haut du mât à gauche. Antenne de communication en haut du mât à droite, et panneau solaire au premier plan. Droite : Réseau des 61 antennes d’EASIER GHz. Les antennes de polarisation N-S sont indiquées par des étoiles bleues pleines et celles de polarisation E-W par des étoiles rouges creuses [144].

composants actifs T_e comme l’amplificateur.

La température équivalente T_e apporté par un composant électronique est généralement indiqué par sa figure ou son facteur de bruit. Le facteur de bruit ou *noise factor* d’un dispositif comme l’amplificateur de l’antenne est le rapport du rapport signal/bruit (S/N) en entrée et en sortie

$$F = \frac{S_{in}/N_{in}}{S_{out}/N_{out}} = \frac{S_{in}/N_{in}}{GS_{in}/G(N_{in} + \Delta N)} = \frac{N_{in} + \Delta N}{N_{in}} = \frac{T_{in} + T_e}{T_{in}}, \quad (4.37)$$

avec T_{in} la température équivalente au bruit N_{in} à l’entrée du composant, G le gain du composant, ΔN le bruit qu’il apporte et T_e la température équivalente de bruit apportée par le composant. Pour que le facteur de bruit soit indépendant des conditions de mesure, il est exprimé avec T_{in} égale à la température de référence $T_0 = 290$ K,

$$F = 1 + \frac{T_e}{T_0}. \quad (4.38)$$

F est souvent donné en dB et est alors appelé figure de bruit ou *noise figure*.

Des mesures ont été réalisées à l’IMEP dans le but de déterminer la température équivalente apportée par la partie active des antennes GHz représentée par leur LNB (voir annexe B). Ces mesures n’ont pas permis de déterminer la température électronique des LNB testés sans émettre d’hypothèse sur leurs gains ou sur l’efficacité de l’antenne. La solution choisie a été de considérer les température électroniques des LNB fournies par les constructeurs, et d’en déduire leur gains. Puisqu’il n’est pas possible d’isoler l’antenne du bruit extérieur pour exclure la température d’origine thermique de la composante passive de l’antenne, la méthode du *Y-factor* [145] consiste en la mesure, pour au minimum deux puissances de bruit extérieur connues, des puissances obtenues en sortie de l’antenne. Cette méthode permet de déduire le gain et le facteur de bruit d’un dispositif comme le LNB [146], et est décrite en annexe C.

4.2.2 L'électronique associée à l'antenne

La chaîne électronique associée à l'antenne génère l'enveloppe du signal électrique puis l'adapte à l'acquisition de la cuve.

Le *power detector*

Le *power detector* effectue une moyenne glissante de la puissance P fournie par l'antenne sur la bande de fréquence sélectionnée sur des intervalles Δt assez grands pour générer l'enveloppe du signal P_{env} ,

$$P_{env}(t_i) = \frac{1}{\Delta t} \int_{t_i - \Delta t/2}^{t_i + \Delta t/2} P(t) dt. \quad (4.39)$$

La tension en sortie du *power detector* est proportionnelle au logarithme de l'enveloppe de la puissance initialement reçue par l'antenne,

$$V_{PD}(t) \propto \log_{10}(P_{env}(t)). \quad (4.40)$$

Il est à noter que la précision logarithmique constante engendre une précision linéaire qui diminue quand l'intensité du signal augmente. La figure 4.12 représente les *data sheet* des *power detectors* utilisés pour EASIER.

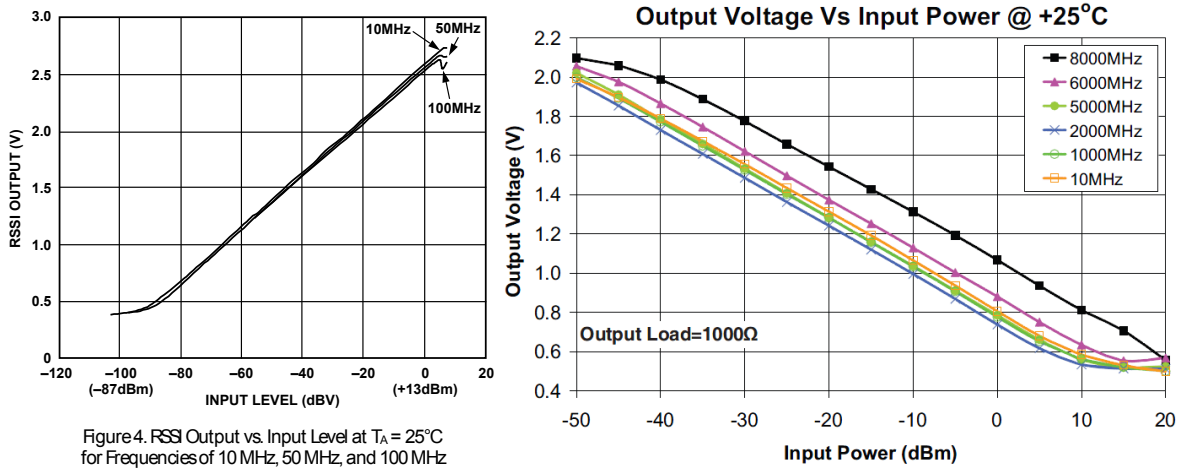


FIGURE 4.12 – Tension en sortie du *power detector* en V, en fonction de la tension ou de la puissance d'entrée en dBV ou dBm, pour le modèle AD8310 pour des signaux de fréquence 10, 50 et 100 MHz (gauche), et pour le modèle Minicircuit ZX 47-50+ aux fréquences GHz (droite).

Un générateur d'enveloppe transforme un bruit blanc bidimensionnel en enveloppe de puissance suivant la loi de Rayleigh. Il utilise en effet les deux composantes du bruit périodique : la composante de phase v_I (*in phase*) et celle d'intensité v_Q (*quadrature*), chacune soumise à la même densité de probabilité gaussienne d'écart type σ et centrée en 0 pour un bruit filtré en fréquence, avec $v = v_I + v_Q$ et $v_{env} = \sqrt{v_I^2 + v_Q^2}$. La densité de probabilité de v_{env} correspond à la densité de probabilité des cercles de rayon v_{env} , d'une gaussienne bidimensionnelle de paramètre v_I et v_Q , voir figure 4.13 de gauche.

$$gauss(v_I, v_Q) \propto \left[\exp\left(-\frac{v_I^2 + v_Q^2}{2\sigma^2}\right) = \exp\left(-\frac{v_{env}^2}{2\sigma^2}\right) \right] \quad (4.41)$$

$$PDF(v_{env}) \propto 2\pi v_{env} \times gauss(v_I, v_Q) \quad (4.42)$$

Puisqu'elle doit être normalisée à la valeur de son intégrale de $v = 0$ à $v = +\infty$, elle s'écrit

$$PDF(v_{env}) = \frac{2\pi v_{env} \times gauss(v_I, v_Q)}{\int_0^{+\infty} 2\pi v_{env} \times gauss(v_I, v_Q)} = \frac{v_{env}}{\sigma^2} \exp\left(-\frac{v_{env}^2}{2\sigma^2}\right). \quad (4.43)$$

C'est la distribution de Rayleigh, représentée sur la figure 4.13 de droite, dont le maximum se situe à $v_{env} = \sigma$ et dont l'espérance vaut $\sigma\sqrt{\pi/2}$. La valeur moyenne de l'enveloppe en puissance est de

$$\overline{P_{env}} = \int_0^{+\infty} \frac{v_{env}^2}{R} PDF(v_{env}) dv_{env} = \frac{2\sigma^2}{R}. \quad (4.44)$$

On s'attend ainsi à ce que la distribution du signal radio suive une loi de Rayleigh lorsque un générateur d'enveloppe est utilisé.

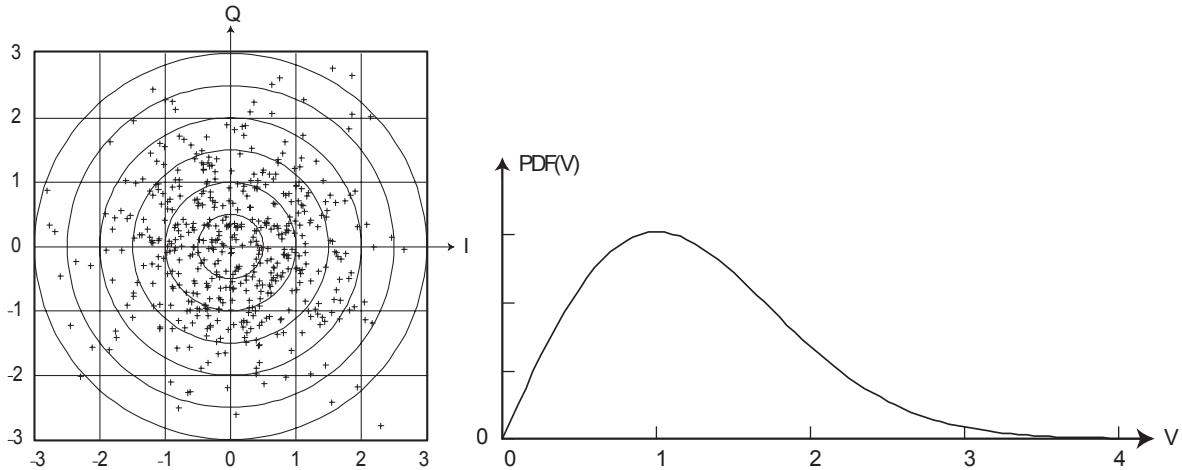


FIGURE 4.13 – Gauche : composantes v_I et v_Q de v_{env} distribuées selon la loi normale. Des cercles iso- v_{env} sont représentés. Droite : distribution de Rayleigh de la variable v et d'écart-type égal à 1 [147].

Adaptation à l'électronique du SD

L'acquisition de l'antenne prend la place de l'anode (voie bas gain) d'un des photomultiplicateurs (PM) de la cuve, des études ayant montré que l'impact du retrait de l'anode d'un des 3 PM était négligeable [136]. Le signal en sortie du *power detector* doit donc être adapté au FADC de la cuve. La tension qu'il fournit est alors convertie par l'EB (EASIER ou *adaptation board*) de façon à ce que la plage de puissance attendue à l'antenne corresponde à une dynamique de 2 V à l'entrée du FADC, pour être numérisée sur 1023 canaux. Le canal d'acquisition temporel unitaire est de 25 ns. Sauf dans le cas où les antennes détecteraient un rayonnement associé au passage d'une gerbe, le signal FADC représente le bruit continu, ou ligne de base, que l'on peut suivre sur un site dédié à la surveillance de l'Observatoire Pierre Auger et présenté dans la section 4.2.3.

Alimentation des éléments actifs

Une carte d'alimentation ou *power supply board* a été réalisée dans le but d'alimenter tous les composants actifs du système de détection. Elle est elle même alimentée par la batterie de la cuve et distribue la tension nécessaire au fonctionnement du LNA/LNB, du *power detector*, et de la *adaptation board*. Les éléments actifs de l'antenne sont choisis tels que leur consommation soit compatible avec la puissance fournie par le panneau solaire à la batterie de la cuve. Un té (*bias tee*) permet de connecter l'antenne active, l'alimentation et l'électronique entre eux. La

figure 4.14 illustre et schématise l'électronique associée à l'antenne pour une cuve d'EASIER GHz.

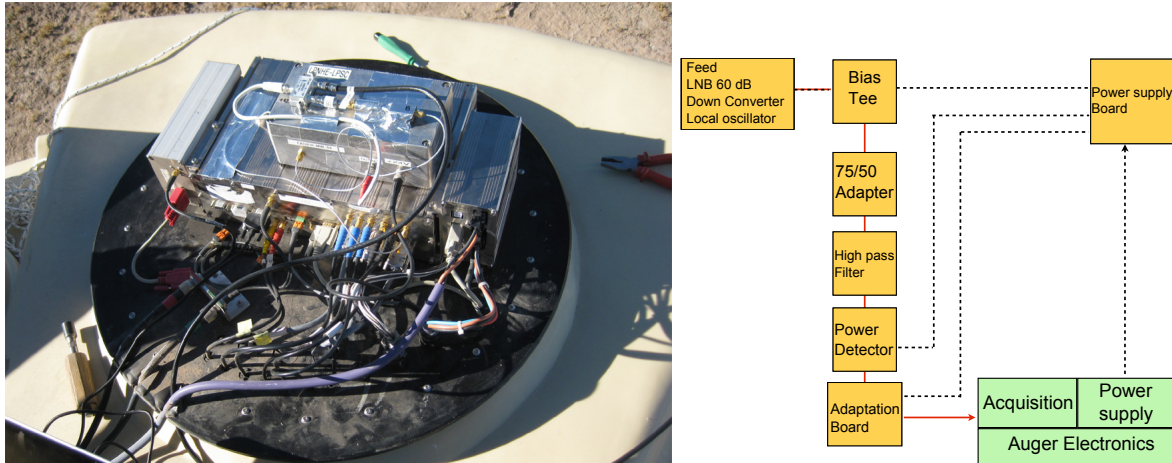


FIGURE 4.14 – Electronique EASIER GHz. Gauche : la boîte contenant l'électronique de l'antenne est apposée sur l'électronique de la cuve. Le tout est recouvert par un dôme en plastique visible sur la figure 4.10 de droite. Droite : vue schématique de l'électronique de l'antenne (composants orange) et de son lien avec l'électronique de la cuve (composants verts). Les lignes rouges indiquent le parcours du signal radio et les lignes noires discontinues le circuit d'alimentation de tous les éléments actifs. Image modifiée de [148].

4.2.3 Installation

Dans cette section sont résumées les mesures de puissance de bruit réalisées dans la pampa, antérieurement à l'installation des antennes MHz et GHz, et sont exposées les différentes phases de prises de données d'EASIER.

Mesures de la puissance de bruit dans la pampa

Des mesures de bruit ont été réalisées à l'Observatoire Pierre Auger, pour déterminer la puissance de bruit extérieure attendue dans les domaines MHz et GHz, dans le but de fixer la ligne de base, et donc de régler la dynamique du FADC compte tenu du signal attendu.

Antennes MHz Comme le montre la figure 4.15, la puissance moyenne détectée dans la pampa, à l'aide d'une antenne dipolaire et de son amplificateur, est d'au minimum $\langle dP/d\nu \rangle_{t,\nu} = -130 \text{ dBm.Hz}^{-1}$. Cette densité spectrale correspond au minimum à -54 dBm (4 nW) si l'on sélectionne la bande de fréquence de $[30,70] \text{ MHz}$, intéressante car peu bruyante. L'électronique d'acquisition des antennes a donc été adaptée à la détection de puissances dépassant ce seuil.

Pour les antennes butterfly, une simulation du bruit galactique perçu par l'antenne en sortie du LNA, avec $G_{LNA} = 26 \text{ dB}$, a été réalisée à Subatech pour CODALEMA. Elle est représentée sur la figure 4.16, la température de bruit galactique étant d'environ $2.9 \times 10^4 \text{ K}$ à 30 MHz (voir figure 4.7). A 30 MHz , la simulation donne $dP/d\nu = -130 \text{ dBm.Hz}^{-1}$, ce qui permet de retrouver la valeur approximative du gain du LNA si l'on néglige l'efficacité de l'antenne,

$$G_{LNA} \sim -10(\log_{10}(k_B T) + 3) + dP/d\nu \sim 24 \text{ dB}. \quad (4.45)$$

Un filtre 30-60 MHz est appliqué en sortie de l'antenne. Il atténue le signal de 2 dB dans la bande passante et de plus de 48 dB en deça de 27 MHz et au delà de 63 MHz . Selon la simulation, le

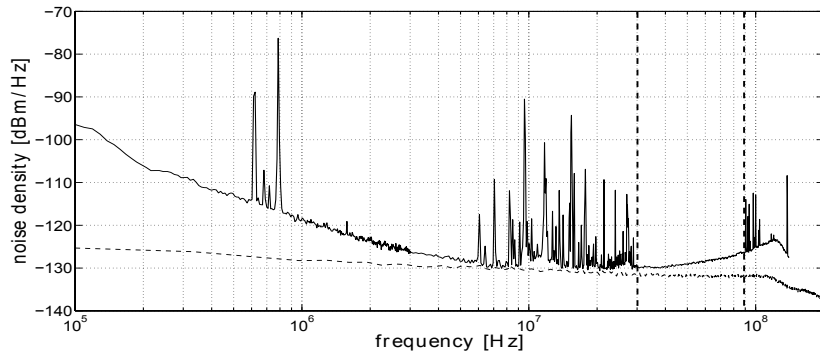


FIGURE 4.15 – Densité spectrale de puissance mesurée dans la pampa par les antennes dipolaires et leur LNA, associées à un analyseur de spectre. La courbe discontinue représente la puissance de bruit apportée par l’amplificateur, et la courbe continue la puissance de bruit totale. La zone entre les lignes verticales discontinues représente la bande de fréquence la moins bruyante.

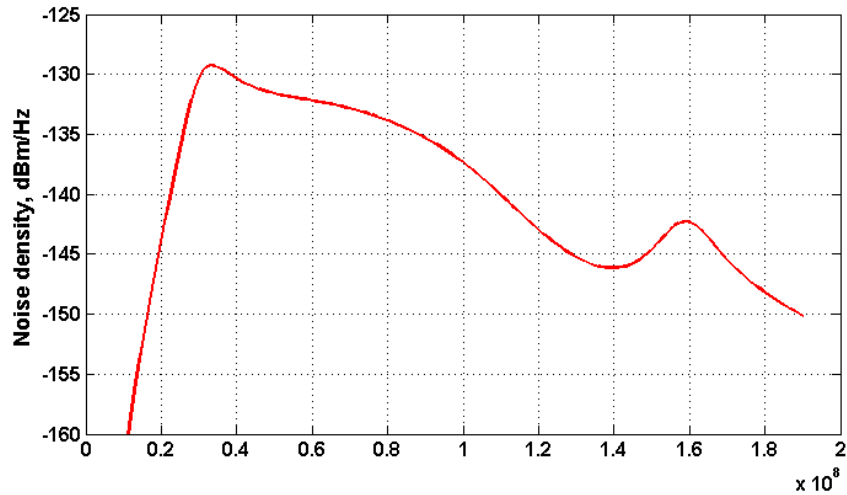


FIGURE 4.16 – Simulation du bruit galactique perçu par l’antenne en sortie du LNA. Réalisée à Subatech pour CODALEMA.

bruit attendu après le filtre est donc d'au minimum

$$P[\text{dBm}] = 10 \log_{10} \left(\int_{30 \times 10^6}^{60 \times 10^6} 10^{(dP/d\nu - 2[\text{dB}])/10} d\nu \right) = -58 \text{ dBm}. \quad (4.46)$$

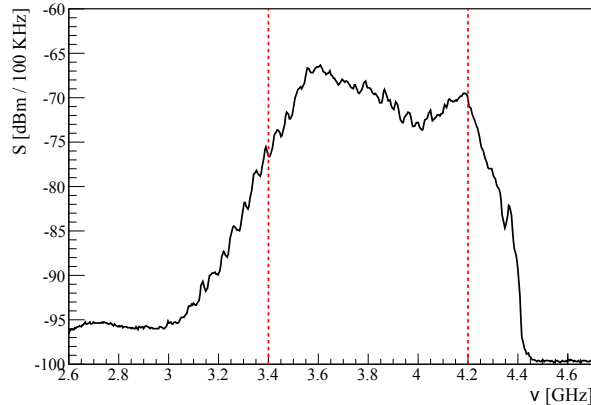


FIGURE 4.17 – Densité spectrale de puissance mesurée dans la pampa par l'antenne Golden Interstar GI-301SC C-band LNB. Les lignes rouges indiquent les bornes de la bande passante.

Antennes GHz La densité spectrale de puissance mesurée dans la pampa par l'antenne Golden Interstar (incluant l'amplification du LNB) est présentée sur la figure 4.17. L'intégration du spectre entre 3.4 et 4.2 GHz donne une puissance d'environ -33 dBm. L'électronique GHz est donc adaptée à la mesure des rayonnements de puissances supérieures à ce seuil.

Les différentes phases de prise de données

Les antennes d'EASIER ont été installées dès 2011 et la prise de donnée fut immédiate. En 2012, le réseau atteint les 120 km^2 .

Antennes MHz En mars 2011, des antennes MHz dipolaires polarisées selon la direction E-W ont été installées sur chacune des 7 cuves d'un hexagone du réseau de surface centré sur la cuve dénommée Viera et disposé face au 5ème télescope du bâtiment Los Leones pour permettre une détection éventuelle des événements radio par le FD. L'électronique des antennes est connectée sur la voie du FADC de la cuve normalement réservée à l'anode du PM numéro 2. Ces antennes constituent la phase 1 d'EASIER MHz.

Fin juin 2011, les 7 antennes dipolaires ont cessé de fonctionner à cause de la météo (brins désalignés, antennes à terre) et ont finalement été désinstallées en novembre 2011. Dans une deuxième phase, 4 d'entre elles ont été réinstallées sur 4 autres cuves. Après un second dysfonctionnement toujours d'ordre météorologique, les 4 antennes dipolaires ont été démontées en février 2013.

Au centre des mêmes cuves (ainsi que sur une 5ème cuve connexe) et à 1.5 m au dessus de l'eau ont été installées 5 antennes *butterfly* sensibles entre 30 et 80 MHz et toujours orientées E-W, constituant la phase 3 d'EASIER MHz. Les antennes révélèrent un comportement anormal au bout de quelques mois. Il semblerait que des LNA aient été détériorés par des décharges électrostatiques en provenance de la cuve. Les installations et désinstallations successives d'antennes MHz sur les cuves de l'Observatoire sont résumées dans le tableau 4.1.

Antennes GHz En avril 2011, des antennes GHz Golden Interstar GI-301SC C-band LNB ont été installées sur chacune des 7 cuves d'un hexagone du réseau SD centré sur Nene (342) et

N° cuve	Nom cuve	Inst. dipôle	Dés. dipôle	Inst. butterfly	Dés. butterfly
433	Viera	01/03/11	19/11/11	-	-
422	Luis	04/03/11	19/11/11	-	-
432	Juan	04/03/11	19/11/11	-	-
427	Domo	05/03/11	19/11/11	-	-
384	Chape	05/03/11	19/11/11	-	-
385	Popey	05/03/11	19/11/11	-	-
431	Orteguina	07/03/11	19/11/11	-	-
276	Claire	23/11/11	26/02/13	26/02/13	12/03/14
266	Lina	23/11/11	26/02/13	26/02/13	12/03/14
272	Plateado	23/11/11	26/02/13	26/02/13	12/03/14
279	Dhue	23/11/11	26/02/13	26/02/13	12/03/14
277	Andromeda	-	-	26/02/13	12/03/14

TABLE 4.1 – Dates d’installation et de désinstallation des antennes MHz sur les cuves de l’Observatoire.

orientées E-W. Le signal est alors relié à l’acquisition de la cuve à la place de l’anode du PM numéro 3. L’analyse des données a permis la mise en évidence du premier signal GHz jamais détecté en coïncidence avec une gerbe atmosphérique en juin 2011 (figure 4.60). L’installation de 54 antennes supplémentaires autour des 7 déjà en place s’est déroulée en avril 2012, en remplaçant cette fois l’acquisition de l’anode du PM numéro 1. Les nouvelles antennes sont disposées en lignes successives d’orientation N-S et E-W (figure 4.11). Ce sont des WS International DMX/ESX 241 C-band LNBf associées à une nouvelle électronique. Dans un but de cohérence, la connexion des 7 premières antennes a alors été déplacée au niveau de l’acquisition de l’anode du PM numéro 1.

ID	Nom cuve	Date instal. (UTC)	(GPS)
343	Paloma	14/04/11 18 :40	986841615
419	Jose maria	15/04/11 15 :10	986915415
341	Leandro	15/04/11 18 :50	986928615
342	Nene	15/04/11 19 :50	986932215
344	Magali	15/04/11 20 :40	986935215
332	Concorde	16/04/11 14 :30	987000015
333	Bastille	16/04/11 16 :00	987004815

TABLE 4.2 – Installation des premières antennes GHz sur les cuves de l’Observatoire.

Contrôle en ligne

Pour contrôler l’ensemble du réseau de détecteurs de surface, différents capteurs sont installés dans chaque cuve. La température est mesurée à la base de chaque photomultiplicateur, sur la carte électronique, et sur chaque batterie. La tension et le courant alimentant chaque photomultiplicateur sont également régulièrement mesurés ainsi que la tension des panneaux solaires, celle des batteries, et leur état de charge. L’étalonnage des cuves est effectué en ligne

chaque minute. Pour vérifier leurs comportements, plusieurs variables sont calculées localement dont la valeur des lignes de base.

Ces informations qui servent au contrôle et à l'étalonnage de la cuve sont envoyées toutes les 6 minutes au système d'acquisition central, et stockées dans une base de données appropriée (système de gestion MySQL). Ces paramètres sont ensuite traités pour afficher des informations pertinentes sur un site web conçu pour le contrôle en ligne (monitoring) du fonctionnement des détecteurs de l'Observatoire. Le monitoring du SD a été adapté pour afficher les paramètres relatifs au fonctionnement des détecteurs de surface modifiés et de leurs antennes.

Grâce à cela, il est possible de vérifier si le raccordement de l'antenne et de son électronique associée perturbe ou non le fonctionnement standard de la cuve. Il s'agit de s'assurer d'une part que l'alimentation requise par les composants actifs de l'antenne reste raisonnable par rapport au système d'alimentation de la cuve, et d'autre part que les 5 autres voies de PM (3 haut gain, 2 bas gain) fonctionnent sans perturbations. Sur la figure 4.18, l'augmentation de la charge de courant de la cuve est visible dès l'installation d'une antenne sur la cuve Paloma (343). La valeur moyenne de la charge de courant est indiquée pour chaque cuve du réseau sur la figure 4.19, où l'on voit nettement les deux hexagones équipés d'antennes en mai 2011. Même si la charge de courant est visiblement plus élevée, elle reste dans les capacités du système d'alimentation des cuves.

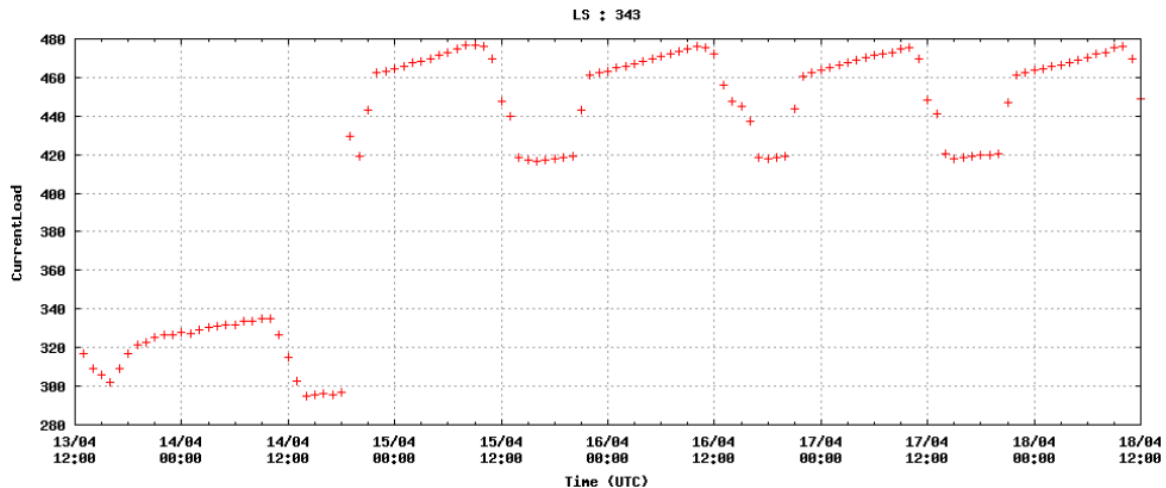


FIGURE 4.18 – Charge de courant pour la cuve 343. Avril 2011.

Le système de monitoring permet également le contrôle en ligne de la valeur de la ligne de base des antennes d'EASIER, et son suivi à plus ou moins long terme. Les informations affichées sur le site du monitoring ont permis d'identifier en ligne les périodes de mauvais fonctionnement, ou de se rendre compte de problèmes plus graves, tel l'absence de signal venant des antennes, ce qui fut le cas pour des antennes dipolaires finalement détruites par le vent. Lors de l'installation des 54 antennes supplémentaires, un problème de dépendance entre la ligne de base et la valeur de la tension de la batterie a été observé, comme l'illustre la figure 4.20, sur le site du monitoring de l'Observatoire. Il a ainsi pu être corrigé (voir section 4.3.4).

Les variations de la ligne de base ont été étudiées, en les corrélant avec les variations des conditions environnementales. Les paramètres atmosphériques sont mesurés en différents points de l'Observatoire, et les valeurs sont stockées dans des bases de données. Outre la mesure de la température réelle du site, de l'humidité et de la pression, on dispose aussi d'un indicateur de pluie, et d'une mesure du champ électrique, réalisée dans le cadre d'AERA. Le soleil étant une source d'émission aux fréquences GHz, on prend en compte les éphémérides solaires (lever,

Draw Monitoring Data For The Whole Array

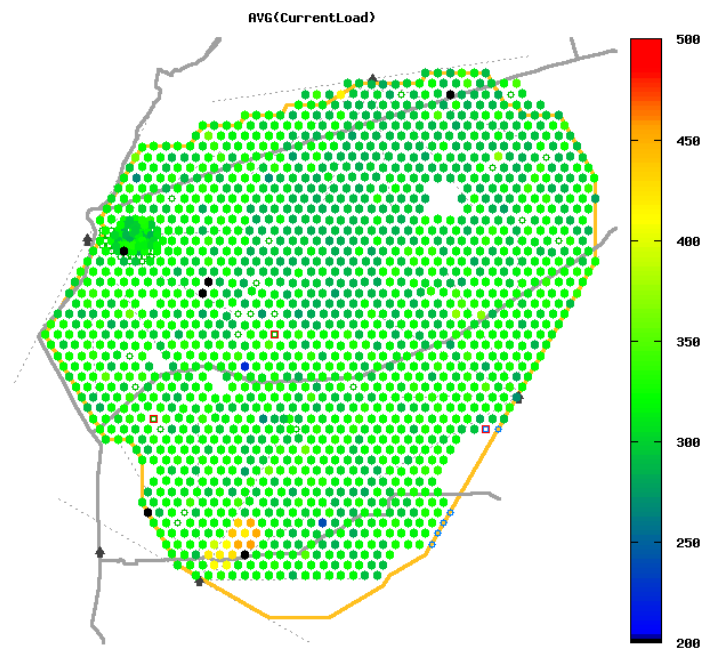


FIGURE 4.19 – Charge de courant moyenne pour le mois de mai 2011 pour l'ensemble du réseau. Les deux premiers hexagones MHz et GHz sont nettement visibles en jaune.

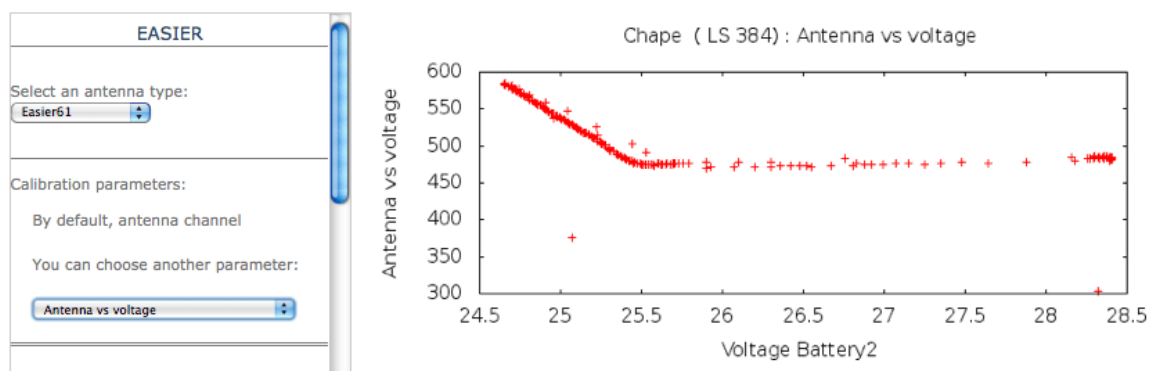


FIGURE 4.20 – Valeur de la ligne de base en fonction de la tension, pour l'antenne de la cuve Chape, telle qu'affichée sur le site du monitoring de l'Observatoire.

passage au méridien, coucher)[149]. Contrairement à ce qui a été observé dans des détecteurs de type AMBER ou MIDAS, le transit du soleil n'est pas visible au niveau des antennes.

On observe une variation journalière du niveau de bruit (figure 4.21), quel que soit le type d'antennes installées considéré. De même, une modulation saisonnière existe (non représenté). Ces variations sont liées aux variations de la température réelle, comme le montre la corrélation entre la valeur de la ligne de base et la température mesurée (figure 4.22).

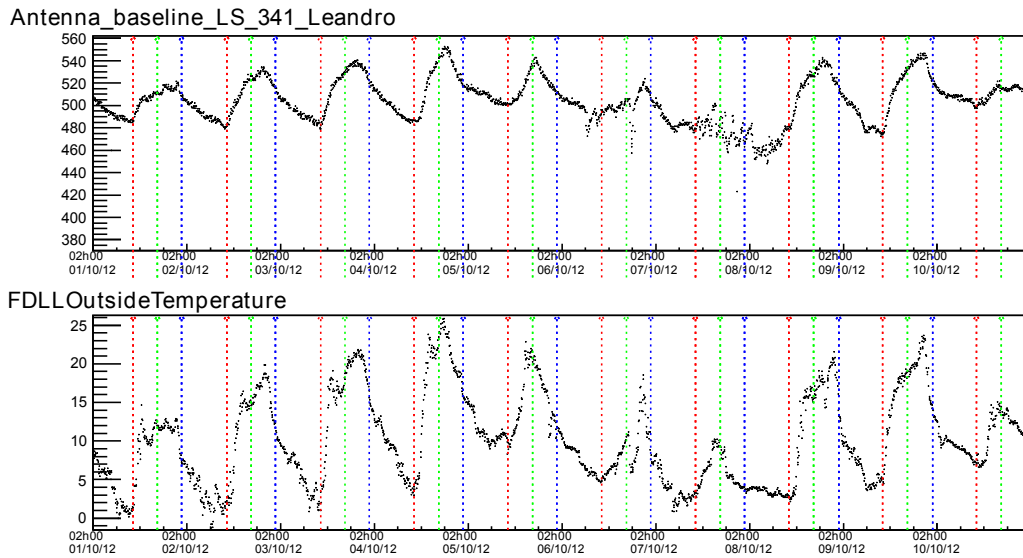


FIGURE 4.21 – Variations en fonction du temps. Haut : ligne de base d'une antenne GHz. Bas : température extérieure mesurée au niveau de Los Leones. Les éphémérides solaires sont indiquées : bleu = lever, rouge = coucher, vert = passage au méridien.

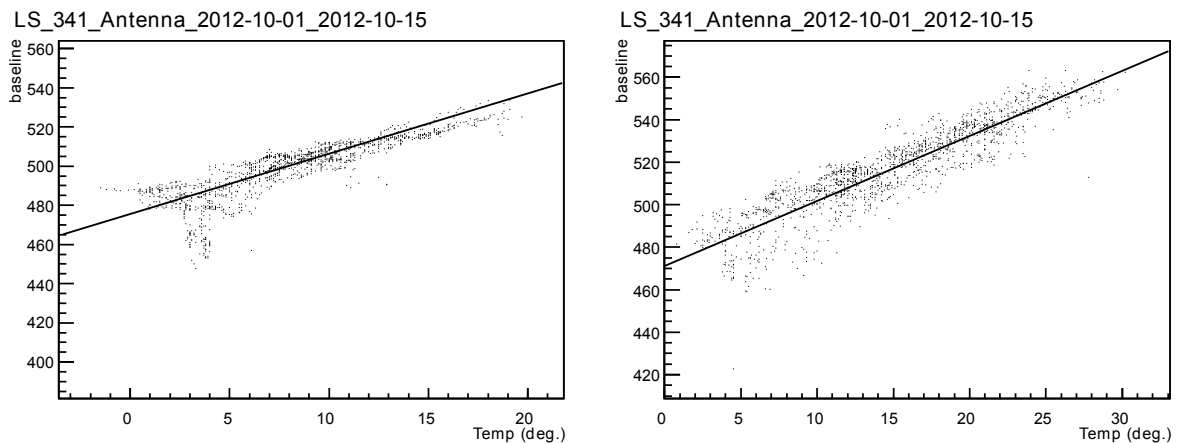


FIGURE 4.22 – Corrélation entre la valeur de ligne de base et la température mesurées.

De grandes variations ont pu être observées en corrélation avec les précipitations et les orages (variations du champ électrique et présence de pluie). Ces informations météorologiques sont indispensables pour la sélection des signaux, et pour ne pas prendre en compte dans l'analyse ceux en période d'instabilité liées aux mauvaises conditions climatiques.

4.3 Etalonnage du système de détection

La réponse des composants du système de détection a été adaptée de façon à ce que la puissance attendue à l'antenne se retrouve sur la plage dynamique du *flash*ADC de la cuve. L'inversion de la réponse des composants permet de retrouver la puissance perçue par l'antenne en fonction du temps à partir des traces enregistrées.

La densité de puissance ou vecteur de Poynting à l'antenne en fonction du temps est complexe à reconstruire car il faut considérer la surface effective de l'antenne aux directions successivement suivies par le rayonnement émis par la gerbe en direction de l'antenne, et le temps d'arrivée de chacun de ces rayons. A défaut de permettre une reconstruction de la densité de puissance, les diagrammes de rayonnement établis dans les sections qui suivent apportent des informations sur les directions privilégiées par les antennes. Ils sont d'importance majeure pour la simulation du signal reçu à l'antenne qui sera l'objet du chapitre 5.

L'étalonnage de l'électronique permet de retrouver la puissance à l'entrée de la chaîne électronique, ou à l'entrée du LNA/LNB en tenant compte du gain de ce dernier, à partir du signal en canaux ADC. Les grandeurs sont ici données en sortie des appareils indicés.

4.3.1 Réponse des antennes MHz

Les diagrammes de rayonnement simulés par les logiciels HFSS ou EZNEC sont décrits dans cette section pour les antennes EASIER présentées en section 4.2.

Antennes dipolaires

Le diagramme de rayonnement de l'antenne dipolaire disposée telle que dans sa configuration d'acquisition, soit orientée E-W sur le bord sud de la cuve et au bout d'un mât plastique de 3 m, a été simulé avec HFSS pour 3 fréquences caractéristiques de sa bande passante. Les résultats présentés sur la figure 4.23 montrent que cette configuration déforme le diagramme de rayonnement, que cette déformation dépend de la fréquence, et qu'elle privilégie la détection de rayonnements en provenance du sud. La racine carrée du gain non normalisé est aussi représentée, puisque pour ν fixé, la tension reçue à l'antenne est proportionnelle à la longueur effective ℓ (équation 4.16), elle même proportionnelle à $\sqrt{G(\theta, \varphi)}$ (équation 4.21).

Antennes *butterfly*

La simulation EZNEC fournit les diagrammes de rayonnement de l'antenne *butterfly* pour diverses positions relatives à la cuve. La proximité de la cuve et de son bord déforme le diagramme de rayonnement comme dans le cas des antennes dipolaires. Le diagramme de rayonnement le plus régulier est obtenu lorsque l'antenne est positionnée au centre de la cuve, à 1.5 m au dessus de l'eau, soit à $\lambda/4$, voir figure 4.24. A cette distance de la cuve, les ondes incidentes et réfléchies s'ajoutent, alors qu'à $\lambda/2$ ces ondes s'annuleraient. Centrée à 1.5 m de la cuve, la fréquence de résonance de l'antenne vaut environ 46 MHz, et son impédance à 46 MHz est de $207.1 - 11.1j \Omega$. L'antenne doit être chargée sur une impédance similaire afin de réduire les pertes. L'impédance du LNA doit donc se situer autour de 200Ω . La figure 4.25 traduit les pertes en fonction de la fréquence reçue considérée, pour une charge de 200Ω en terme de *SWR*, qui sont nulles lorsque $SWR = 1$.

4.3.2 Réponse des antennes GHz

Dans cette section sont présentés les diagrammes de rayonnement des LNBf utilisées pour EASIER aux fréquences GHz, simulés par le logiciel HFSS (voir figures 4.26 et 4.27). Une campagne de mesures réalisée à l'IMEP a permis de caractériser la plupart des paramètres des

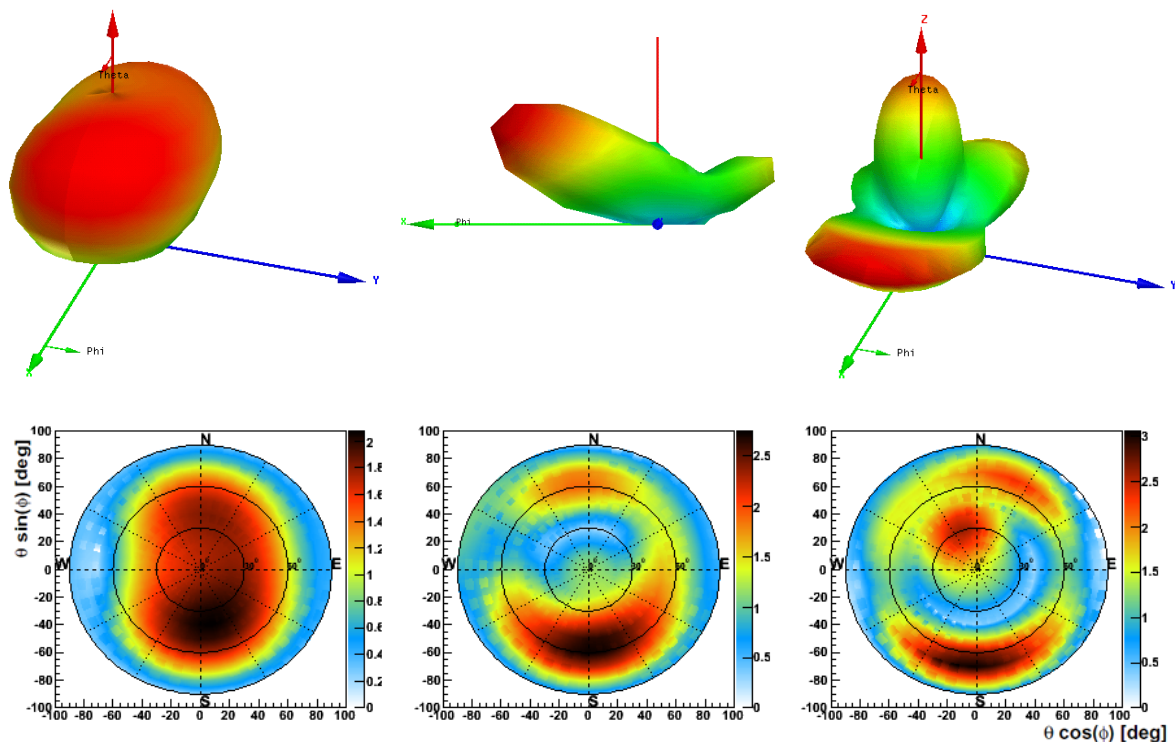


FIGURE 4.23 – Simulation HFSS du diagramme de rayonnement de l’antenne dipolaire située sur le bord de la cuve à 3 mètres du sol, pour les fréquences 30 (gauche) 50 (milieu) et 70 (droite) MHz. Haut : l’axe y (bleu) désigne l’axe de polarisation de l’antenne et l’axe x (vert) est orienté vers l’extérieur de la cuve [140]. Bas : racine carrée du gain non normalisé de l’antenne en fonction de la direction du rayonnement incident. Les cercles concentriques correspondent aux angles zénithaux et les rayons aux directions azimuthales.

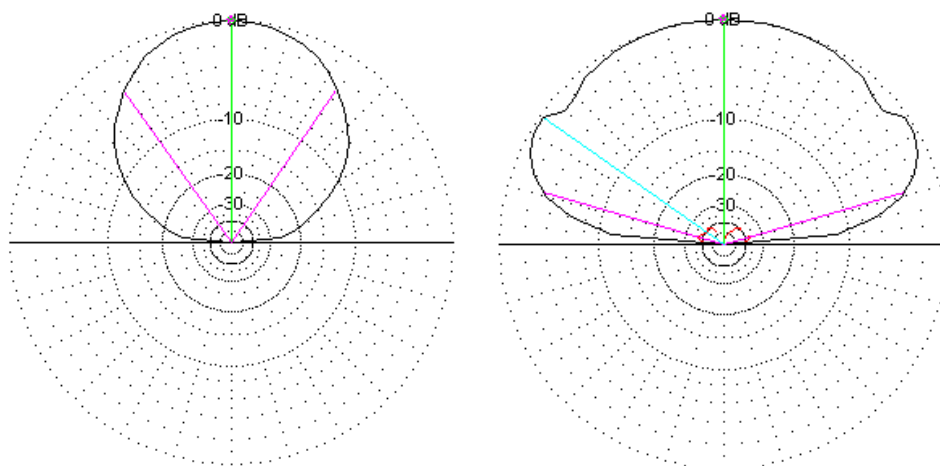


FIGURE 4.24 – Simulations EZNEC du diagramme de rayonnement de l’antenne *butterfly* positionnée au centre de la cuve à 1.5 m au dessus de l’eau. Gain en dB, normalisé au gain maximum (6.75 dBi) en fonction de la direction de propagation de l’onde, pour la fréquence de 46 MHz [150]. Gauche : en plan E (selon l’axe de polarisation de l’antenne). Droite : en plan H (plan perpendiculaire au plan E et contenant la direction du gain maximum).

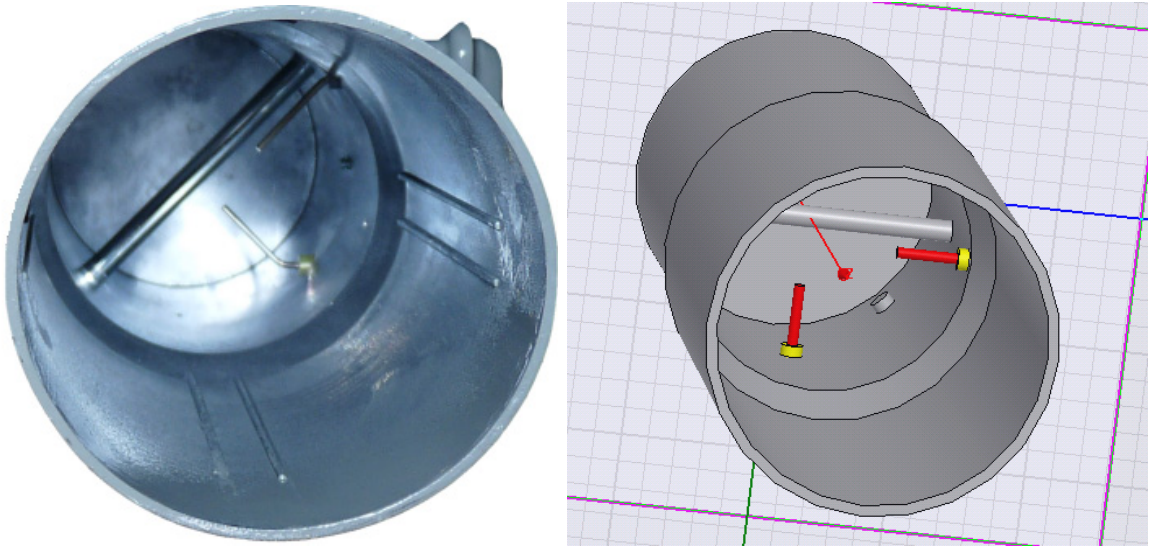


FIGURE 4.26 – Cornet de la LNBf DMX/ESX 241. Gauche : photographie de l'intérieur du cornet. Droite : conception du cornet sous HFSS. [140]. Les aiguilles (en rouge sur la figure de droite) sont les supports de l'excitation électromagnétique. Une seule des polarisations est utilisée à EASIER et dans la simulation HFSS car on n'utilise qu'une seule voie de l'acquisition de la cuve. La barre grise constitue le plan de masse de l'aiguille qui lui est parallèle, et le fond constitue le plan de masse de l'aiguille qui lui est le plus proche.

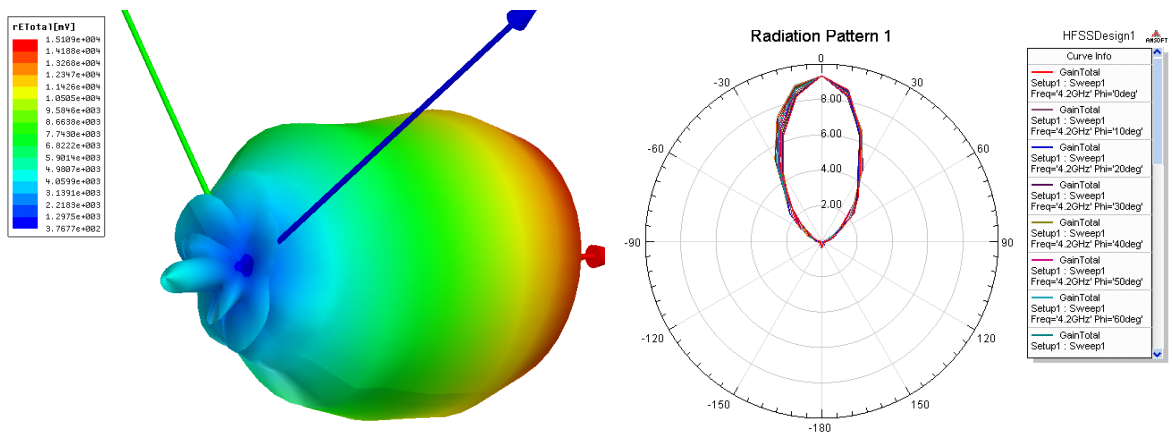


FIGURE 4.27 – Simulation HFSS du diagramme de rayonnement en dBi du LNBf DMX/ESX 241 à 4.2 GHz sans environnement. Le matériau conducteur choisi est du cuivre. Droite : Gain non normalisé à son maximum. Voir figure 4.3 pour plus d'explications [140].

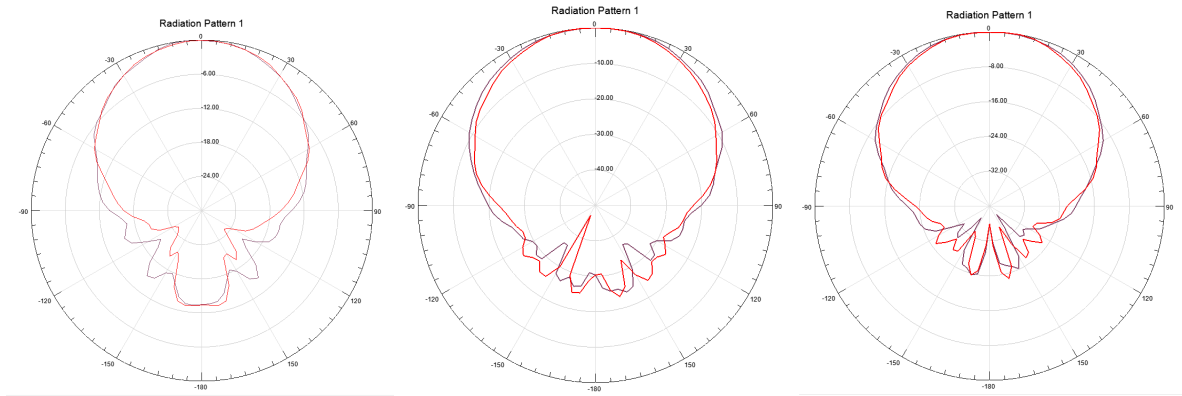


FIGURE 4.28 – Simulation HFSS du diagramme de rayonnement du LNBf DMX/ESX 241 à 3.8 GHz et sans environnement, seule (gauche), avec collerette (milieu), avec radôme et collerette (droite). Le gain est normalisé à sa valeur maximale et donné en dB [151].

l'IMEP. Les différences peuvent s'expliquer par le fait que HFSS modélise l'antenne de façon idéale et ne tient donc pas compte de ses imperfections, et par le fait que les mesures réalisées à l'IMEP sont associées à des incertitudes expérimentales.

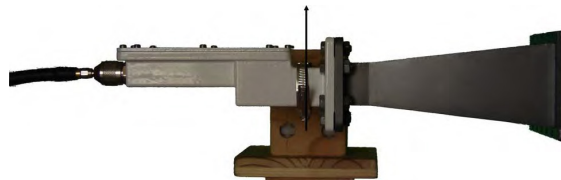


FIGURE 4.29 – Cornet ATM et LNB Norsat 8115N.

4.3.3 Etalonnage de l'électronique des antennes MHz

La réponse de chaque élément du dispositif électronique connecté à l'antenne est décrite dans ce qui suit à la fréquence de 50 MHz. La sensibilité de l'antenne au champ électrique ou au vecteur de Poynting incident est représentée par sa longueur ou sa surface effective (section 4.1). Le LNA de l'antenne amplifie le signal qu'elle génère d'un facteur G_{LNA} ,

$$G_{LNA}[dB] = V_{LNA}[dBV] - V_{ant}[dBV] = P_{LNA}[dBm] - P_{ant}[dBm]. \quad (4.47)$$

Le boîtier EASIER est composé d'une série de composants dédiés à l'ajustement du signal en sortie du LNA à l'entrée du FADC (section 4.2.2) : un filtre passe-bande, un amplificateur AD8011, un *power detector* AD8310 et un inverseur. L'effet du *power detector* est représentée sur la figure 4.12 de gauche en fonction de la tension ou de la puissance en sortie du LNA. L'inverseur réduit la gamme de tension de moitié et change son signe,

$$V_{inv} = -0.5V_{PD}. \quad (4.48)$$

L'effet de l'ensemble du boîtier EASIER est représenté sur figure 4.32 pour les dipôles et sur la figure 4.33 pour les *butterfly*.

Le FADC de la cuve numérise le signal sur 1024 canaux *ADC*. Le tableau 4.3 résume finalement la contribution des composants du système de détection. Les valeurs de G_{LNA} , a et b mentionnées dans ce tableau sont données dans le tableau 4.4 pour les deux types d'antennes.

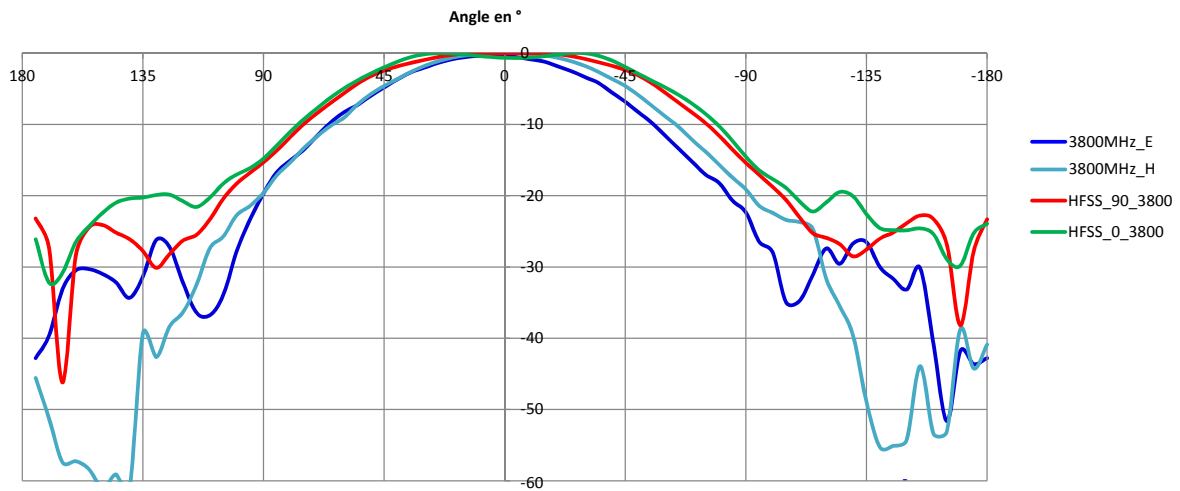


FIGURE 4.30 – Diagrammes de rayonnement normalisés (en dB) obtenus avec HFSS (labellisés HFSS) et à l'IMEP (sans label) à 3.8 GHz, dans les plans E (0) et H (90), pour l'antenne WSI DMX/ESX 241 avec collerette.

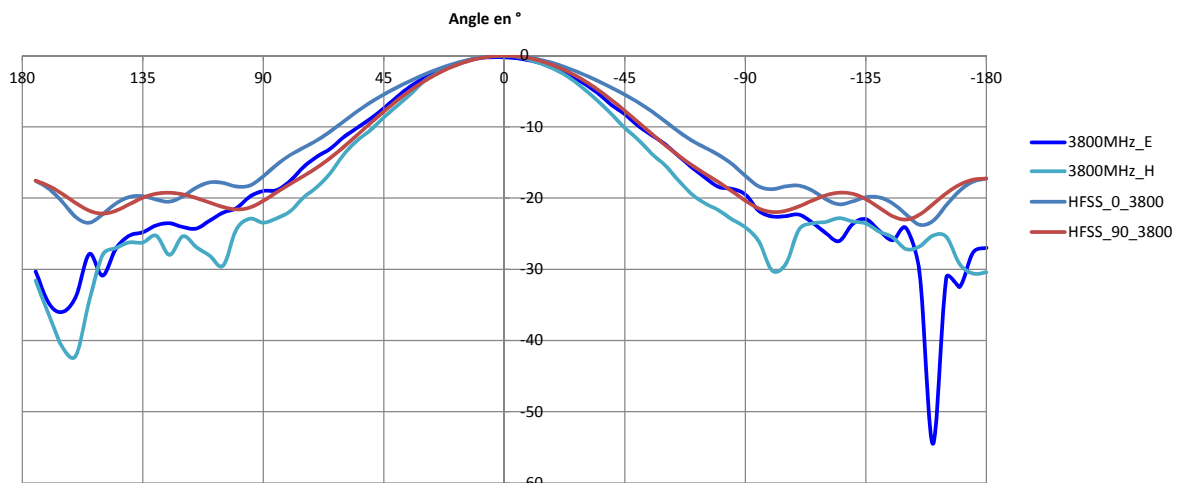


Diagramme en dB

FIGURE 4.31 – Diagrammes de rayonnement normalisés (en dB) obtenus avec HFSS (labellisés HFSS) et à l'IMEP (sans label) à 3.8 GHz, dans les plans E (0) et H (90), pour le cornet ATM.

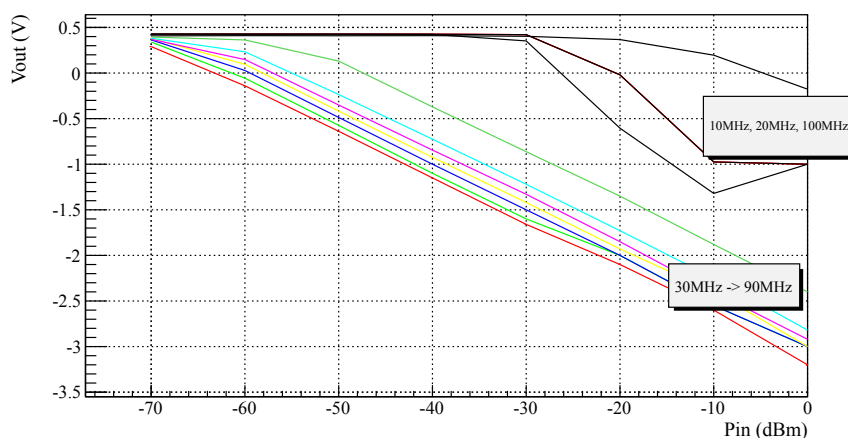


FIGURE 4.32 – Tension en sortie du boîtier EASIER en V, en fonction de la puissance d'entrée en dBm.

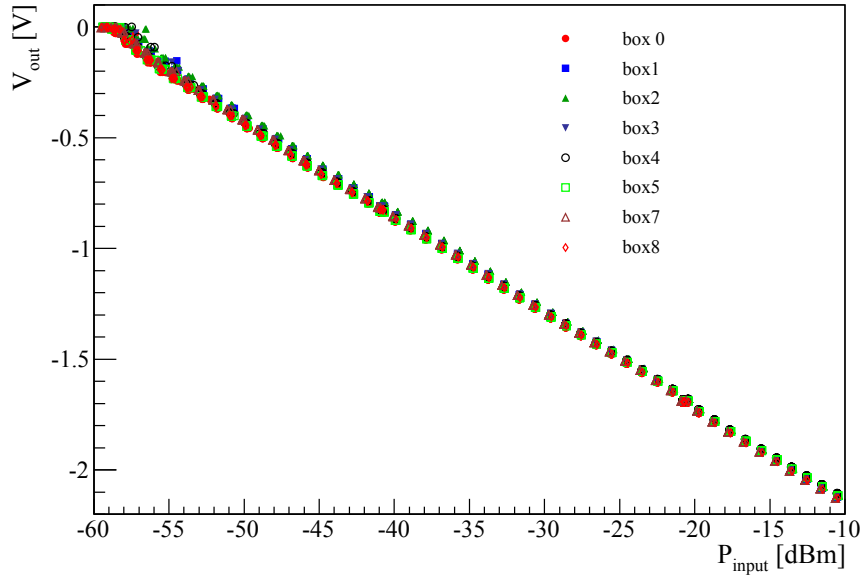


FIGURE 4.33 – Voltage en sortie de l’ensemble *power detector* et carte EASIER des antennes *butterfly*, en fonction de la puissance en sortie du LNA. Courbe d’étalonnage réalisée au LPNHE, pour les 8 ensembles fabriqués, et pour une onde sinusoïdale de fréquence 45 MHz.

Composant	Effet	Intervalle dynamique dipôles
Antenne	$P_{ant}[\text{W}] = (EL_{eff})^2 / Z_a$	[-90 ; -50 dBm]
LNA	$P_{LNA}[\text{dBm}] = P_{ant}[\text{dBm}] + G_{LNA}[\text{dB}]$	[-60 ; -20 dBm]
Boîtier EASIER	$V_{EB} = aP_{LNA}[\text{dBm}] + b$	[0 ; -2 V]
FADC	$\#ADC = -(1023/2)V_{EB}$	[0, 1023]

TABLE 4.3 – Effet des composants du système de détection MHz.

ID	Nom cuve	G_{LNA} [dB]	a	b	Ajustement local de b
dipôles	-	30	-0.04	-2.4	-
266	Lina	26	-0.043	-2.55	-
272	Plateado	26	-0.043	-2.55	-0.45
276	Claire	26	-0.043	-2.55	-
277	Andromeda	26	-0.043	-2.55	-0.15
279	Dhue	26	-0.043	-2.55	-0.15

TABLE 4.4 – Constantes d’étalonnage de la chaîne d’acquisition des antennes MHz. Les constantes données pour les cuves 266, 272, 276, 277, 279 concernent les antennes *butterfly*.

L'inversion de la chaîne d'acquisition permet de retrouver la puissance à l'entrée du LNA,

$$V_{EB} = -\frac{2}{1023}\#ADC, \quad (4.49)$$

$$P_{LNA}[\text{dBm}] = \frac{V_{EB} - b}{a}, \quad (4.50)$$

$$P_{ant}[\text{mW}] = 10^{(P_{LNA}[\text{dBm}] - G_{LNA}[\text{dB}])/10}. \quad (4.51)$$

4.3.4 Etalonnage de l'électronique des antennes GHz

Un *power detector* Minicircuit ZX 47-50+ est utilisé pour les antennes GHz. Sa réponse est fournie par le fabricant (figure 4.12 de droite). Un étalonnage supplémentaire est réalisé au LPNHE. Un générateur de signal sinusoïdal de fréquence ν déterminée est connecté à un séparateur de puissance Mini Circuit ZFRSC-42, afin d'observer simultanément le signal brut et le signal après traversée du *power detector* par le biais de deux oscilloscopes, l'un étant connecté directement en sortie du séparateur de puissance, et le second en sortie du power detector. La tension affichée par le premier oscilloscope et la puissance fournie par le générateur sont reliées par une impédance de 50Ω . La figure 4.34 décrit la relation établie entre la puissance fournie par le générateur et la tension en sortie du *power detector*, pour différentes valeur de ν . L'expérience est à nouveau réalisée en remplaçant le générateur de signal sinusoïdal par le LNBf qui génère un signal de type bruit, ou une superposition de signaux sinusoïdaux de fréquences contenues dans la bande C. Le résultat est présenté sur la figure sous le label *noise waveform*. Les relations obtenues et celles mentionnées dans la fiche technique sont similaires. La tension en sortie du *power detector* est reliée à la puissance en sortie du LNB par

$$V_{PD}(1 \text{ GHz}) = -0.0244P_{LNB}[\text{dBm}] + 0.789 \text{ V}, \quad (4.52)$$

et pour la forme d'onde,

$$V_{PD} = -0.0234P_{LNB}[\text{dBm}] + 0.877 \text{ V}. \quad (4.53)$$

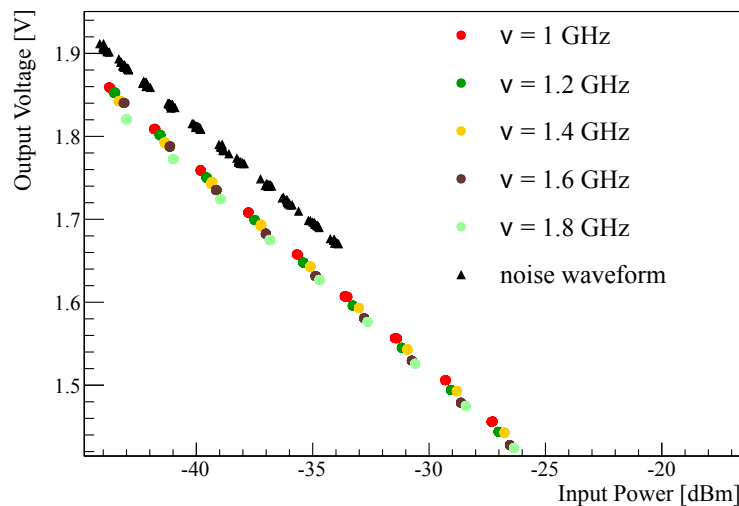


FIGURE 4.34 – Tension en sortie du *power detector* en V, en fonction de la tension ou de la puissance d'entrée en dBV ou dBm, pour le modèle Minicircuit ZX 47-50+ aux fréquences GHz. Résultats de l'étalonnage réalisé au LPNHE.

Un condensateur a d'abord été intégré au circuit du *power detector* Mini circuit ZX47-50+. Il permettait de réduire le bruit en sortie du LNB, mais supprimait les signaux transitoires les plus courts. Pour les 54 nouvelles boîtes électroniques, le condensateur a été retiré. La carte EASIER permet de transformer la tension en sortie du *power detector* en une tension comprise entre -2 et 0 V, pour l'intervalle de puissance détectée attendu. Un potentiomètre permet d'ajuster X ,

$$V_{EB} = -4.1V_{PD} + X. \quad (4.54)$$

La tension V_{EB} en sortie de la carte EASIER est reliée à l'acquisition de la cuve, où son intensité est traduite en nombre de canaux ADC (Analog to Digital Converter) par la relation

$$\#ADC = -\frac{1023}{2}V_{EB}. \quad (4.55)$$

Installation des 7 premières antennes

X est au départ ajusté tel qu'une puissance $P_{LNB} = -30$ dBm à la fréquence d'1 GHz produise une tension de $V_{EB} = -1$ V. X vaut alors 5.24 V. X a ensuite été localement ajusté afin que la ligne de base soit au centre de l'intervalle dynamique.

La calibration inverse permet de remonter à la puissance en sortie du LNB,

$$V_{EB} = -\frac{2}{1023}\#ADC, \quad (4.56)$$

$$V_{PD} = \frac{X - V_{EB}}{4.1}, \quad (4.57)$$

$$P_{LNB}[\text{dBm}] = \frac{V_{PD} - 0.877}{-0.0234}. \quad (4.58)$$

En posant x l'équivalent $\#ADC$ de l'offset X ,

$$X = -\frac{2}{1023}x, \quad (4.59)$$

$$P_{LNB}[\text{dBm}] = \frac{(-x + \#ADC)/511.5 - 0.877 \times 4.1}{-0.0234 \times 4.1}, \quad (4.60)$$

et avec

$$ADC_{offset} = x + 0.877 \times 4.1 \times 511.5 = x + 1839 = -511.5X + 1839, \quad (4.61)$$

$$P_{LNB}[\text{dBm}] = \frac{\#ADC - ADC_{offset}}{-511.5 \times 0.096}. \quad (4.62)$$

Les valeurs de ADC_{offset} et de son équivalent X sont données pour chaque antenne dans le tableau 4.5.

ID	333	332	344	342	341	419	343
ADC_{offset}	-857	-812	-848	-893	-903	-803	-936
X [V]	5.27	5.18	5.25	5.34	5.36	5.17	5.43

TABLE 4.5 – Offset après ajustement local.

La première relation du tableau 4.6 permet d'obtenir les intervalles dynamiques de puissance en sortie du LNB auxquels l'électronique de la cuve est sensible, intervalles résumés dans le tableau 4.7.

Composant	Intervalle dynamique en sortie
LNB [dBm]	$\left[-\frac{X+2}{0.0959} + 37.48, -\frac{X}{0.0959} + 37.48\right]$
Power detector [V]	$[X/4.1, (X + 2)/4.1]$
Carte EASIER [V]	$[0, -2]$
FADC	$[0, 1023]$

TABLE 4.6 – Intervalle dynamique en sortie des composants listés.

ID	333	332	344	342	341	419	343
$P_{LNB}(\text{min})$ [dBm]	-38.3	-37.4	-38.1	-39.1	-39.3	-37.3	-40.0
$P_{LNB}(\text{max})$ [dBm]	-17.5	-16.5	-17.3	-18.2	-18.4	-16.4	-19.1

TABLE 4.7 – Intervalle dynamique en sortie du LNB.

Installation des 54 antennes supplémentaires et problème de ligne de base

Lors de l'installation des 54 antennes supplémentaires autour du premier hexagone GHz, le problème suivant a été rapporté : la ligne de base des traces dépend de la tension apportée par la batterie de la cuve. On perd alors l'information sur la puissance associée à chaque compte ADC si on ne corrige pas de cet effet. Les valeurs prises par la tension de la batterie au fil du temps doivent être considérées, et la relation entre ces valeurs et celles de la ligne de base doit être établie, afin d'appliquer une correction lors de l'étalonnage. L'ajout d'un régulateur permet d'éviter la saturation du signal et de limiter la réduction de l'intervalle dynamique.

On considère 3 tensions (figure 4.35) : la tension de la batterie V_{bat} , fonction des conditions solaires, la tension V_{reg} alimentant la carte EASIER après régulation de la tension de la batterie, et la tension de la ligne de base V_{EB} correspondant, proportionnelle à V_{reg} .

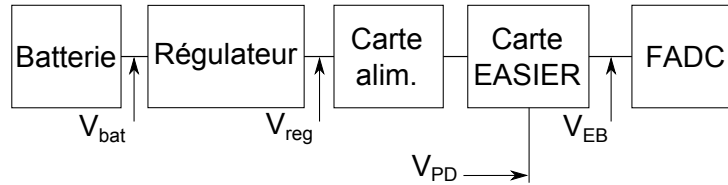


FIGURE 4.35 – Régulateur de tension.

L'étalonnage de base a été réalisé pour une tension d'alimentation $V_{bat} = V_{calib} = 24$ V. Le régulateur choisi force la tension qui alimente la carte EASIER à $V_{reg} = V_{cst} \sim 24$ V lorsque la tension de la batterie dépasse la tension seuil $V_{bat} = V_{seuil} \sim 24 + 1.5$ V. Lorsque la tension est inférieure à la tension seuil, la tension régulée en fonction de la tension de la batterie ne présente qu'un décalage à l'origine de $V_{cst} - V_{seuil} \sim -1.5$ V. (figure 4.36 de gauche). La tension de la ligne de base V_{EB} est proportionnelle à la tension V_{alim} qui lui est fournie et a pour limite maximale $V_{EB} \sim -0.4$ V lorsque $V_{reg} = V_{cst}$, donc lorsque $V_{bat} \geq V_{seuil}$ (figure 4.36 de droite). Notons a le coefficient de proportionnalité.

Pour chaque station, les valeurs précises de V_{cst} , V_{seuil} et a sont tabulées. Par rapport à l'étalonnage, lors duquel la tension d'alimentation était de V_{calib} , la tension en sortie de la carte EASIER a été modifiée artificiellement de

$$V_{corr} = \Delta V_{EB} = a \Delta V_{alim} = a(V_{reg} - V_{calib}). \quad (4.63)$$

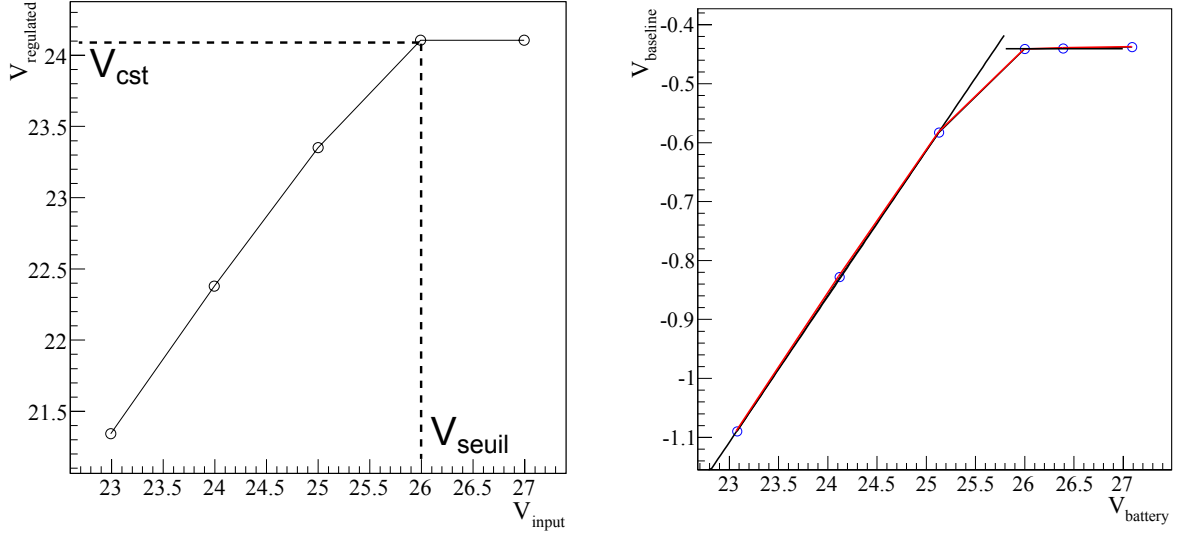


FIGURE 4.36 – Gauche : action du régulateur sur la tension d’entrée. Droite : tension de la carte EASIER en fonction de la tension de la batterie avec usage du régulateur.

Lorsque la tension fournie par la batterie V_{bat} (donnée par le monitoring continu) est supérieure ou égale à la tension seuil V_{seuil} , et puisque la tension régulée n’est pas exactement égale à la tension d’étalonnage,

$$V_{corr} = a(V_{cst} - V_{calib}). \quad (4.64)$$

Lorsque la tension fournie par la batterie V_{bat} est inférieure à la tension seuil V_{seuil} ,

$$V_{corr} = a(V_{bat} + (V_{cst} - V_{seuil}) - V_{calib}). \quad (4.65)$$

En plus de cela, la tension de la ligne de base a été augmentée de $V_{shift} = 600$ mV avant installation. La tension de la ligne de base réellement due à la puissance reçue par l’antenne et utilisée pour la calibration est donc

$$V'_{EB} = V_{EB} - V_{corr} - V_{shift} \quad (4.66)$$

$$V_{EB} = -\frac{2}{1023} \#ADC \quad (4.67)$$

$$V'_{EB} = -\frac{2}{1023} \#ADC - V_{corr} - V_{shift} \quad (4.68)$$

En utilisant la relation (donnant -1.43 V à 30 dBm ou -1.24 V à -28 dBm)

$$V'_{EB} = -4.1V_{PD} + 5.04V \quad (4.69)$$

$$V_{PD} = -0.0234P_{LNB}(dBm) + 0.877V, \quad (4.70)$$

$$P_{LNB}[dBm] = \frac{-\frac{2}{1023} \#ADC - V_{corr} - V_{shift} - 1.4443}{0.096}, \quad (4.71)$$

Puissance en sortie de l'antenne

La puissance en sortie de l'antenne en mW est déduite après soustraction du gain du LNB et linéarisation,

$$P_{ant}[\text{mW}] = 10^{0.1(P_{LNB}[\text{dBm}] - G_{LNB})}. \quad (4.72)$$

Les gains des 61 LNB ont été évalués à environ 60 dB. Pour obtenir le flux de puissance qui atteint l'antenne, il faudrait corriger de la polarisation, de la surface effective et de l'efficacité.

4.3.5 Température et sensibilité du système de détection

La puissance de bruit produit par un dispositif est habituellement décrit sous la forme d'une température système (voir sections 4.1.7 et 4.2.1), avec

$$T_{sys} = \frac{P_N}{k_B \Delta\nu}. \quad (4.73)$$

La température du système antenne active associée à une chaîne électronique se compose de deux températures distinctes, la température de corps noir réel ou équivalent perçue par l'antenne passive, et la température électronique apportée par sa composante active (par l'amplificateur LNA ou LNB et par l'électronique associée),

$$T_{sys} = T_{ant} + T_e. \quad (4.74)$$

La température système caractérise alors la puissance de bruit de fond (et donc ses fluctuations) qui se superpose au signal éventuellement détecté. Ainsi, plus la température système est faible et meilleure est la détection du signal.

Estimation de la température d'antenne

Pour les antennes peu directives d'EASIER 61 de gain géométrique 8.9 dB à 3.8 GHz (voir figure B.6 de l'annexe B) et orientées vers le zénith, en considérant une directivité gaussienne en angle zénithal et symétrique en azimuth, on estime la température d'antenne à $T_{ant} \sim 10$ K, en négligeant les sources que représentent la soleil et la lune (section 4.1.7). Cette estimation de la température de l'antenne passive sera utilisée au chapitre 5.

Mesures de la température système avec le contrôle en ligne

Les valeurs prises par la ligne de base permettent d'évaluer la puissance de bruit mesurée par l'antenne après étalonnage de l'électronique. Ainsi, il est possible d'estimer les variations de bruit liées aux conditions de fonctionnement, ainsi que l'effet des modifications apportées à la chaîne de détection sur le niveau de bruit. La puissance détectée par une des antennes d'EASIER, obtenue après étalonnage de sa ligne de base permet de mesurer la température de corps noir équivalent des sources de bruit détectées par l'antenne.

Un programme d'analyse traitant les données du monitoring a été développé. Il permet d'effectuer l'étalonnage des valeurs des lignes de base pour chaque type de chaîne électronique installé.

Aux fréquences GHz, les valeurs à l'entrée du *power detector* sont dans la gamme -36 à -33 dBm suivant les antennes. L'estimation de la valeur du gain des LNB (~ 60 dB) à partir de mesures réalisées au LPNHE permet une estimation de la puissance à l'entrée du LNB entre -96 et -93 dBm, et donc d'une température équivalente de

$$T_{sys} = \frac{P_{PD} - G_{LNB}}{k_B \Delta\nu}, \quad (4.75)$$

comprise entre 23 et 45 K, tenant compte de la température d'antenne et du LNB. Cependant, la détermination des paramètres de calibration et en particulier du gain des LNB étant relativement incertaine, il est difficile de déduire une valeur fiable de la température équivalente à partir des valeurs des lignes de base.

Sensibilité du système de détection

La sensibilité de l'antenne associée à son électronique est déterminée par sa température système et par le temps d'intégration du signal. Dans le cadre d'un signal moyenné sur une durée τ , les fluctuations de la puissance de bruit P_N sont données par

$$\Delta P_N = \frac{\langle P_N \rangle}{\sqrt{n}} = \frac{\langle P_N \rangle}{\sqrt{\tau \Delta \nu}}. \quad (4.76)$$

D'une part, les fluctuations d'une grandeur sont fonction croissante de la moyenne de la grandeur. D'autre part, plus le nombre $n = \tau \Delta \nu$ (avec $\Delta \nu$ la bande de fréquence) de mesures indépendantes du bruit est élevé (nombres de périodes), et plus la moyenne inférée sur ces n mesures sera proche de la "vraie" moyenne (celle obtenue lorsque $n \rightarrow \infty$), et donc plus les fluctuations d'un canal d'échantillonnage à un autre seront faibles. Autrement dit, $\langle P_N \rangle \rightarrow \langle P_N \rangle_{true}$ et $\Delta P_N \rightarrow 0$ pour $\tau \Delta \nu \rightarrow \infty$.

Pour être détectable, un signal doit être supérieur ou égal aux fluctuations du bruit sur un temps supérieur ou égal au temps d'intégration τ , ce qui se traduit par

$$P_S \geq \Delta P_N \quad \text{ou} \quad SNR = \frac{P_S}{\langle P_N \rangle} \geq \frac{1}{\sqrt{\tau \Delta \nu}}. \quad (4.77)$$

Avec I le flux incident (en $\text{W.m}^2.\text{Hz}^{-1}$) et A_{eff} la surface effective de l'antenne (équation 4.10), la condition posée par l'équation 4.77 se traduit par

$$I A_{eff} \Delta \nu \geq \frac{k_B T_{sys} \Delta \nu}{\sqrt{\tau \Delta \nu}}, \quad (4.78)$$

ce qui correspond à un flux minimal de

$$I_{min} = \frac{k_B T_{sys}}{A_{eff} \sqrt{\tau \Delta \nu}}, \quad (4.79)$$

reçu sur $\Delta t \geq \tau$, avec T_{sys} la température du système. Si le signal est transitoire et que l'expérience peut être répétée n fois dans les mêmes conditions, le flux minimum détectable est de

$$I_{min} = \frac{k_B T_{sys}}{A_{eff} \sqrt{n}}. \quad (4.80)$$

Avec T_{sys} estimée entre 23 et 45 K (voir sous-section précédente), A_{eff} maximal égal à 0.00384 m^2 dans le cas de l'antenne WSI de 8.9 dBi à 3.8 GHz (figure B.6), et avec τ de l'ordre de la dizaine de ns et $\Delta \nu = 0.8 \text{ GHz}$, I_{min} est de l'ordre de $5 \times 10^{-20} \text{ W.m}^2.\text{Hz}^{-1}$.

4.4 Analyse des événements radio

Le but de l'analyse des événements radio est de mettre en évidence des signaux radio ayant pour origine le rayonnement électromagnétique émis par la gerbe et de les caractériser. Des fichiers EDST (pour EASIER Data Summary Tree) sont produits dans cette optique à partir du flux de données brutes de l'Observatoire Pierre Auger. Dans ces fichiers sont stockées les informations apportées par les antennes, en plus de celles apportées par la reconstruction de la gerbe.

4.4.1 Production des EDST

Les événements détectés par l’Observatoire Pierre Auger sont reconstruits à partir des données fournies par les détecteurs de surface et éventuellement de fluorescence, à l’aide du logiciel “Offline”[152], développé par la collaboration Pierre Auger. Le programme est écrit en C++ et bénéficie des avantages de la programmation orientée objet et des outils open source tels que la bibliothèque logicielle ROOT [153] du CERN. Le logiciel est suffisamment souple pour permettre aux collaborateurs de développer et tester leur propre algorithme et/ou de construire leur propre séquence d’analyse. A la fin du programme de reconstruction, il est possible de sauvegarder l’ensemble des variables de haut niveau nécessaire à l’analyse physique ainsi qu’un certain nombre de variables de plus bas niveau qui facilitent le développement de nouveaux critères de sélection et la correction des erreurs des algorithmes de reconstruction. Ces variables sont stockées dans un format basé sur ROOT et appelé ADST pour Advanced Data Summary Tree.

Une séquence particulière de l’Offline a été développée pour EASIER afin de sélectionner les événements contenant des données en provenance d’au moins une cuve du réseau EASIER. Aucune autre sélection particulière n’est faite à ce niveau. L’événement est conservé même si la gerbe n’a pas pu être reconstruite. Une nouvelle classe *EasierTrace* a été développée afin de calculer des variables spécifiques pour l’analyse des signaux radio à partir des traces des FADC. Le résultat de cette étape de reconstruction est sauvegardé dans des fichiers au format EDST. Ce format s’inspire du format ADST, permettant ainsi de conserver toutes les variables issues de la reconstruction “standard” réalisée à partir des données de l’Observatoire Pierre Auger, et d’ajouter les variables issues du pré-traitement du signal radio. La classe *EasierTrace* permet de calculer des traces correspondant à la puissance en entrée du LNA/LNB en utilisant l’étalonnage des traces FADC décrit en section 4.3. Les traces FADC brutes sont également conservées dans les fichiers EDST pour faciliter une analyse ultérieure. Le programme de visualisation des événements, *EventBrowser*, a été adapté au format EDST afin de visualiser les signaux radio événement par événement. Des exemples sont donnés sur les figures 4.55, 4.56 et 4.59. Les fichiers au format EDST sont produits tous les jours et mis à la disposition des collaborateurs du groupe EASIER.

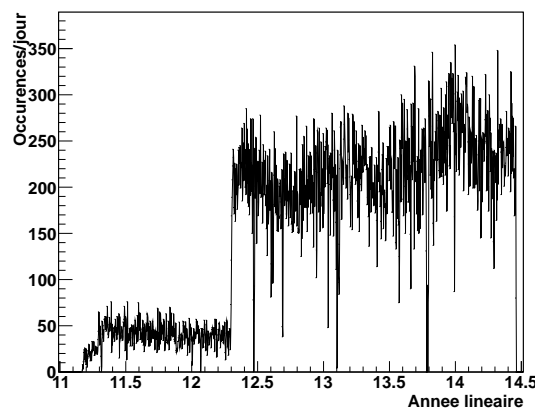


FIGURE 4.37 – Nombre d’événements “gerbe-antenne” (voir texte) par jour et en fonction du temps, contenues dans les fichiers EDST générés.

4.4.2 Variables caractérisant un événement radio

Un programme orienté objet, nommé *selectEasierEvents* et utilisant ROOT relit ensuite les fichiers EDST, dans le but de ne sélectionner que quelques variables intéressantes pour l’analyse

des signaux radio et de les stocker sous forme d'arbre ROOT (TTree), plus simple à manipuler à l'aide de macros interprétées directement par ROOT. Ce programme utilise également la librairie développée dans le cadre de la simulation (voir chapitre 5) afin de stocker les résultats de la simulation dans le même format que les données.

L'arbre ROOT, nommé *radiotree*, est relatif à chaque antenne radio. Un événement de l'arbre correspond à l'enregistrement d'un signal sur une des cuves du réseau EASIER. Chaque événement lu dans le fichier EDST (événement "gerbe"), permet donc de créer un ou plusieurs événements dans l'arbre *radiotree* en fonction du nombre de cuves du réseau EASIER présentes dans l'événement "gerbe". Par la suite on nommera ce type d'événement "événement gerbe-antenne" en opposition à l'événement "gerbe" correspondant à un événement Auger. A chaque événement "gerbe-antenne" correspond une trace antenne FADC. La figure 4.37 illustre l'évolution temporelle du nombre d'événements "gerbe-antenne" enregistrés par jour. Ce nombre passe d'environ 40 traces par jour à plus de 200 après l'installation d'EASIER 61 en avril 2012. Ce nombre dépend du taux de triggers de l'Observatoire Pierre Auger. Il est donc sensible à ses variations saisonnières du fait des variations saisonnières des profils atmosphériques. L'augmentation du nombre de traces enregistrées par jour observée à partir de septembre 2013 correspond à l'implémentation de nouveaux triggers sur l'ensemble du réseau de surface. Lors de la reconstruction des événements Auger, le signal enregistré par certaines cuves peut être considéré comme fortuit et ces cuves ne sont pas prises en compte dans la suite de la reconstruction. Les traces radio associées à ces cuves sont néanmoins conservées dans l'arbre ROOT pour une analyse ultérieure, elles sont appelées traces non candidates par opposition aux traces candidates qui correspondent à des cuves prises en compte pour la reconstruction des paramètres de la gerbe.

Pour chaque événement "gerbe-antenne", l'arbre *radiotree* contient des feuilles permettant de stocker les variables nécessaires à l'analyse. Les variables les plus importantes sont décrites ci-dessous. Elles sont relatives à la gerbe reconstruite, à la cuve sur laquelle se trouve l'antenne et enfin au signal radio lui-même.

Les variables relatives à la gerbe reconstruite (voir chapitre 2) sont

- la date et l'heure de l'événement,
- l'énergie reconstruite de la gerbe,
- les angles zénithal et azimuthal,
- la position du point d'impact,
- le signal VEM à 1000 m,
- le type de trigger.

Les variables relatives à la cuve sont

- l'identifiant de la cuve/de l'antenne,
- la position de la cuve/de l'antenne,
- un "flag" définissant si la cuve fait partie d'un événement gerbe ou est considérée comme fortuite (cuve candidate ou non),
- un "flag" permettant de savoir s'il s'agit d'une antenne MHz ou GHz,
- la distance de la cuve à l'axe de la gerbe reconstruit ou SPD pour Shower Plane Distance,
- les temps définissant le début (t_{start}) et la fin du signal induit par les particules de la gerbe dans la cuve,
- le signal de la cuve en VEM,
- le signal des antennes.

Les variables relatives au signal radio calculées à partir de la trace non étalonnée (en canaux ADC, voir figure 4.38 de gauche) sont, sachant que les signaux sont inversés dans le cas GHz,

- l'intensité moyenne (ou ligne de base) calculée sur l'ensemble de la trace $\langle \#ADC \rangle$,
- l'écart-type ou déviation standard de la distribution de la puissance, $\sigma_{\#ADC}$ ou $RMS_{\#ADC}$,
- l'intensité maximale (MHz) ou minimale (GHz) soustraite de l'intensité moyenne ou ligne de base, $\#ADC_{max}$ ou $\#ADC_{min}$,

- la position temporelle de l’intensité maximale (MHz) ou minimale (GHz), $t_{\#ADC,max}$.
- Les mêmes grandeurs relatives au signal sont calculées après étalonnage (voir figure 4.38 de droite),
- la puissance moyenne (ou ligne de base) calculée sur l’ensemble de la trace $\langle P \rangle$,
 - l’écart-type ou déviation standard de la distribution de la puissance, σ_P ou RMS_P ,
 - la puissance maximale soustraite de la puissance moyenne, P_{max} ,
 - la position temporelle de la puissance maximale, $t_{P,max}$, égale à $t_{\#ADC,max}$.

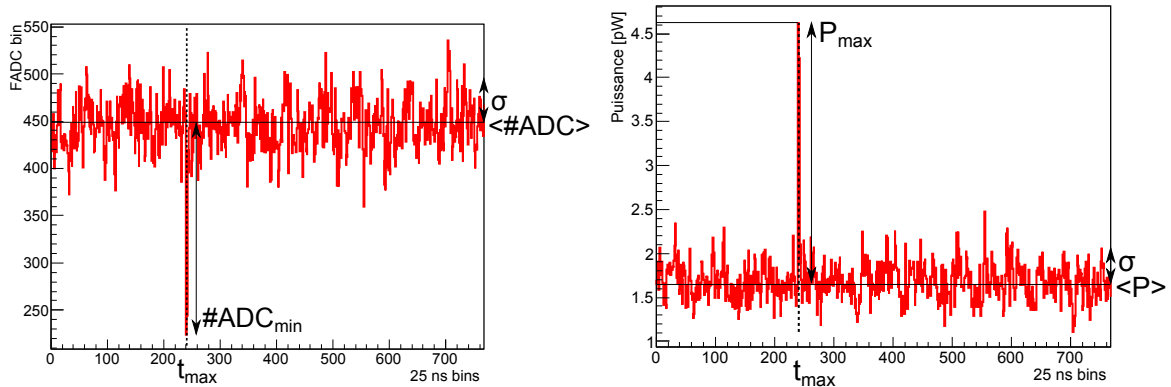


FIGURE 4.38 – Exemple de trace GHz brute (gauche) et après étalonnage (ou trace “calibrée”, droite). Les notations sont simplifiées par rapport au texte.

4.4.3 Données et critères de sélection

L’acquisition des données radio du 1^{er} mars 2011 au 15 juin 2014 concerne 70026 événements. Le nombre d’événements et de traces MHz et GHz sont regroupés dans le tableau 4.8. Parmi ces traces, les cas pathologiques signalent un dysfonctionnement du système et doivent être éliminées. Des coupures sur la ligne de base des traces ($\langle P \rangle$ ou $\langle \#ADC \rangle$) sont appliquées dans cette optique pour les dispositifs MHz et GHz (voir sections correspondantes).

Fréquences	Evénements	Traces	Traces candidates
MHz	12198	18850	14990
GHz	59079	167730	134155

TABLE 4.8 – Nombre d’événements incluant une antenne MHz/GHz et nombre de traces MHz/GHz totales et puis seulement candidates (lorsque le signal de la cuve n’est pas accidentel).

L’identification du signal consiste en la recherche du maximum de la trace antenne et de son lien temporel avec le *start* des particules, qui annonce le début du signal Cerenkov émis par les particules dans les cuves d’eau. Le maximum de la trace doit être suffisamment au dessus du bruit pour être sélectionné. Pour chaque dispositif de détection, la relation entre l’intensité du maximum et sa position temporelle relative au *start* est établie et des coupures sont en conséquence appliquées sur le temps et sur l’intensité du signal. Voyageant tous deux approximativement à la vitesse de la lumière, le rayonnement radio et les particules devraient atteindre la cuve au même moment, et le signal radio devrait donc coïncider avec le *start* des particules.

4.4.4 Analyse des signaux MHz

Les différentes phases d'installation d'antennes MHz et de prises de données ont été mentionnées en section 4.2.3.

Antennes dipolaires

Le nombre de traces MHz pour la première phase s'élève à 5432, dont 4579 provenant d'une cuve candidate à un événement gerbe. La seconde phase est à l'origine de 5633 traces, dont 5326 candidates. L'analyse des données et les coupures sont effectuées à partir des traces non calibrées, l'amplitude étant alors en canaux ADC .

Critères de sélection du signal radio Le bruit moyen de la trace ou ligne de base doit être évalué(e) afin d'évaluer l'amplitude d'un éventuel signal. Ce bruit étant généralement gaussien, sa moyenne et son écart-type sont déduits d'un ajustement suivant la loi normale. Les traces qui présentent un bruit non gaussien, pour lesquelles l'ajustement donne des aberrations, sont éliminées par des coupures de qualité sur la ligne de base et sur ses fluctuations. On conserve alors les traces (non calibrées) qui passent les coupures suivantes

- ligne de base $\langle \#ADC \rangle$ comprise entre 100 et 800 canaux,
- écart-type $\sigma_{\#ADC}$ compris entre 0 et 250 canaux.

L'application de ces **critères de qualité** élimine environ 15% des traces sur chaque set de données. Un exemple de trace éliminée et de trace conservée est présenté sur la figure 4.39.

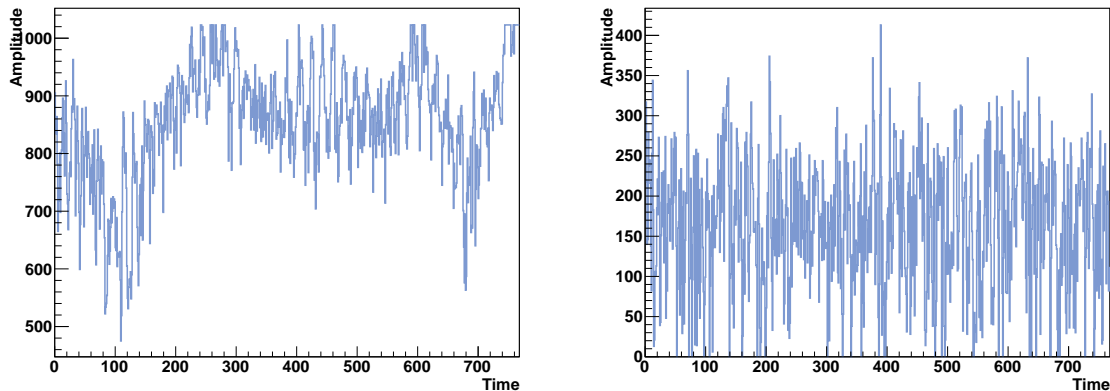


FIGURE 4.39 – Exemple de trace éliminée (gauche) et conservée (droite) par les coupures de qualité sur la ligne de base et ses fluctuations. L'amplitude est en canaux ADC et le temps en canaux de 25 ns.

Pour les traces ainsi pré-sélectionnées, on détermine la corrélation entre l'amplitude du maximum $\#ADC_{max}$ et son temps d'arrivée relatif au temps des particules. La figure 4.40 montre que pour le premier set d'antennes, à l'exception de celles fournies par la cuve 432, plus l'amplitude des maxima est élevée, plus on a de chance d'observer une coïncidence temporelle avec le *start* des particules. Les traces de l'antenne de la cuve 432 présentent fréquemment des séries de pics situés aléatoirement en temps et séparés d'environ 400 canaux (soit 10 μs , figure 4.42 de droite), ce qui explique l'allure du graphe de corrélation amplitude-temps pour la cuve 432, qui est alors exclue de l'analyse.

En ce qui concerne le second set d'antennes, l'analyse a permis de déceler une défaillance sur la cuve 272, similaire à celle de la 432. Les traces antennes fournies par la cuve 272 présentent en effet des doubles pics situés aléatoirement en temps et séparés d'environ 10 μs (figure 4.43 de gauche). La cuve 272 est aussi exclue de l'analyse. La figure 4.41 présente la relation entre

l'amplitude du maximum de chaque trace et sa position temporelle relative au *start* des particules. Les conclusions tirées pour le premier set sont ici moins évidentes, à l'exception de la cuve 276 pour laquelle de nombreux maxima s'accumulent entre 4 et 20 canaux temporels au delà du *start*. La figure 4.43 de droite montre une trace typique de la cuve 276, où les signaux sont en majorité larges de 40 canaux ou $1 \mu\text{s}$.

La sélection des signaux se base sur les **critères en amplitude et en temps** suivants, reliés au fait que le signal antenne est attendu au temps des particules et qu'il doit être plus intense que le bruit,

- amplitude du maximum soustraite de la ligne de base, $\#ADC_{max}$ (appelée amplitude relative), supérieure à 250 canaux,
- coïncidence temporelle avec le *start* des particules sur l'intervalle $]-4,4[$.

Les coupures successives appliquées aux données permettent de sélectionner 53 traces sur le premier set et 18 sur le second, telles que la trace de la figure 4.42 de gauche, présentant un bref signal (de 1 à 2 canaux de 25 ns), situé entre -1 et 3 canaux en temps du *start*.

Lorsque la coupure en temps est décalée sur l'intervalle $[4,20[$ pour observer les signaux larges fournis par l'antenne de la cuve 276, 67 traces sont sélectionnées, et les distributions des événements gerbe-antenne associés semblent représenter un échantillon significatif de la distribution brute (non représenté). Ces 67 signaux ne seraient donc pas issus de la détection d'un rayonnement électromagnétique produit par la gerbe et les critères de leur sélection ne sont alors pas retenus. Puisqu'il n'existe aucune corrélation entre le signal VEM de la cuve 276 et le signal antenne (non représenté), l'électronique d'acquisition de la cuve ne permet pas de rendre compte de l'origine de ces larges signaux.

Coupure	433	422	427	384	385	431	Total
-	805	615	775	838	837	798	4668
Candidates	689	504	667	715	706	667	3948
Qualité	312	110	659	699	687	598	3065
Amplitude	5	21	33	59	56	94	268
Temps	5	5	8	13	8	14	53

TABLE 4.9 – Nombre de traces sélectionnées après cumul des coupures successivement mentionnées, par cuve et pour le premier set d'antennes.

Le nombre de traces sélectionnées dépend de l'antenne considérée. Par exemple, les cuves 431 et 384 sont responsables de la moitié des traces sélectionnées pour le premier set d'antennes (voir tableau 4.9). La figure 4.44 illustre l'évolution temporelle du ratio entre le nombre de traces sélectionnées après les coupures qualité et amplitude-temps, et le nombre de traces totales candidates hors cuves 432/272. Ce ratio est calculé à chaque intervalle de temps d'un mois. Il atteint presque 3% pour les mois de mars, avril et mai 2011 (mois 3, 4 et 5), puis s'est effondré. Autrement dit, lorsque le système fonctionne correctement, moins de 3% des événements détectés par l'Observatoire peuvent être détectés grâce aux antennes. Au mois d'octobre 2011, plus aucune antenne ne fonctionne. L'analyse des données de monitoring confirme le dysfonctionnement global des antennes dès la fin du mois de juin via l'effondrement des lignes de base. La figure montre aussi que ce ratio est similaire entre le premier et le second set d'antennes au début de leur installation, ce qui permet d'associer la valeur 3% à des périodes de fonctionnement pour l'association de ce système de détection radio et de la détection SD. Le monitoring de la ligne de base des antennes du second set rend compte d'un nouveau dysfonctionnement dès le mois de février 2012 (mois 14). Le second set est à l'abandon à partir d'avril 2012 (mois 16).

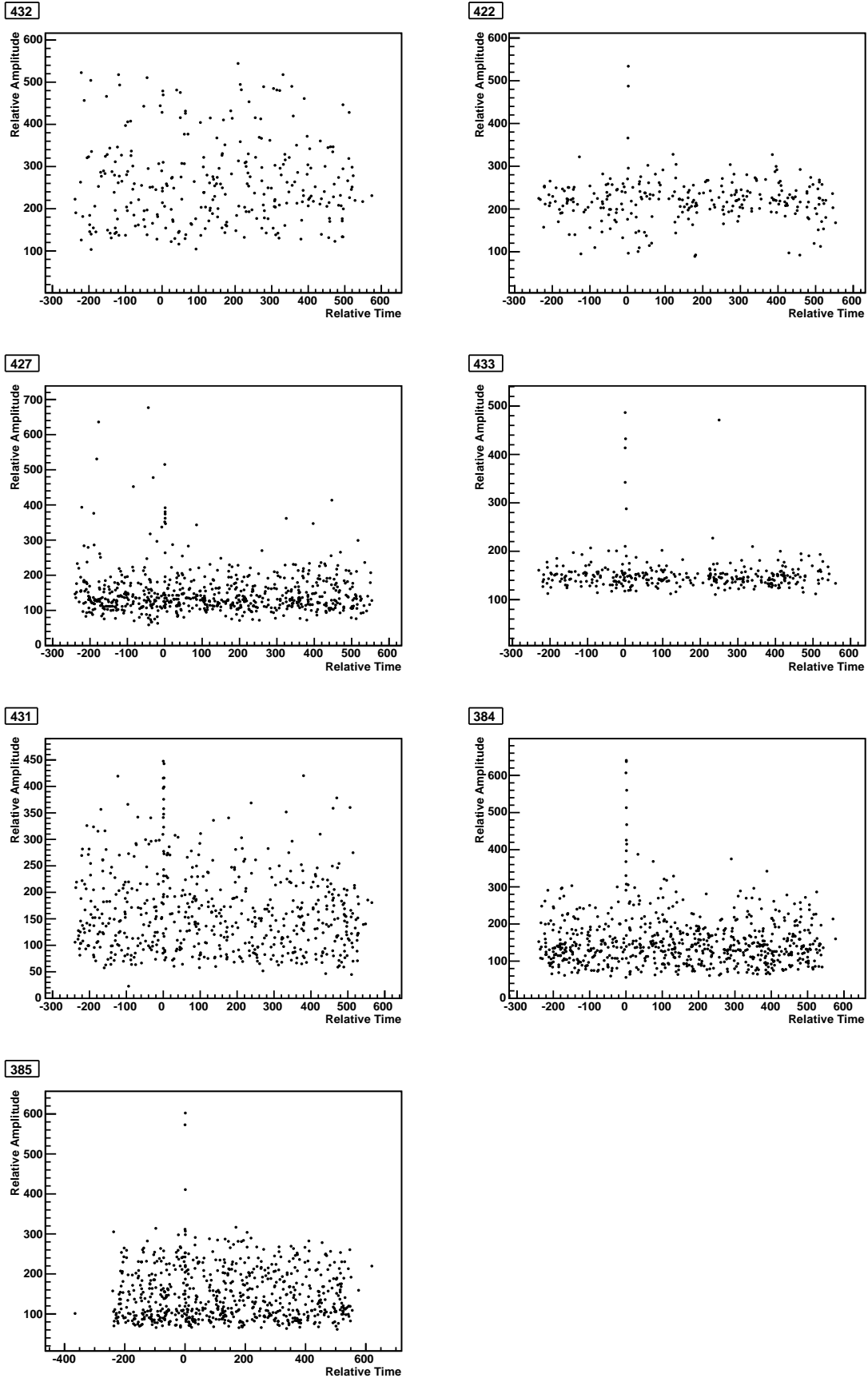


FIGURE 4.40 – Premier set d’antennes dipolaires. Amplitude du maximum de la trace relative à sa ligne de base en canaux *ADC*, en fonction de sa position temporelle relative au *start* des particules.

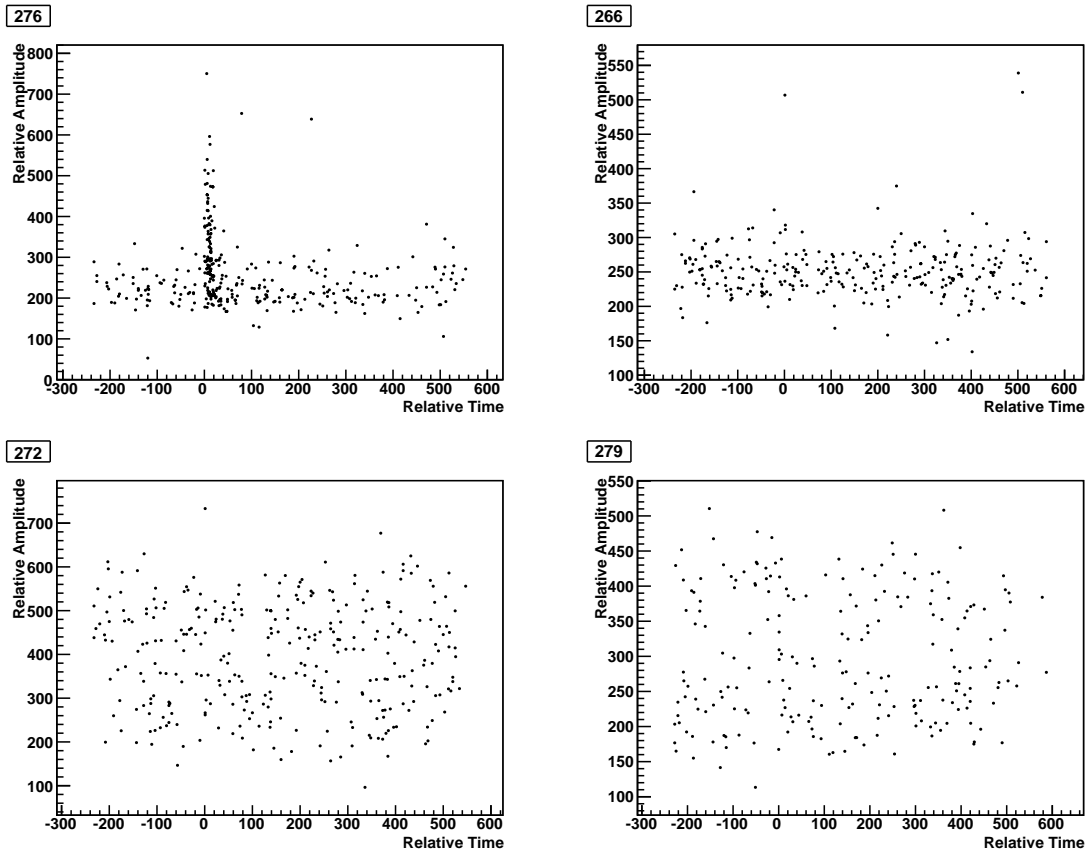


FIGURE 4.41 – Second set d’antennes dipolaires. Amplitude du maximum de la trace relative à sa ligne de base en canaux *ADC*, en fonction de sa position temporelle relative au *start* des particules.

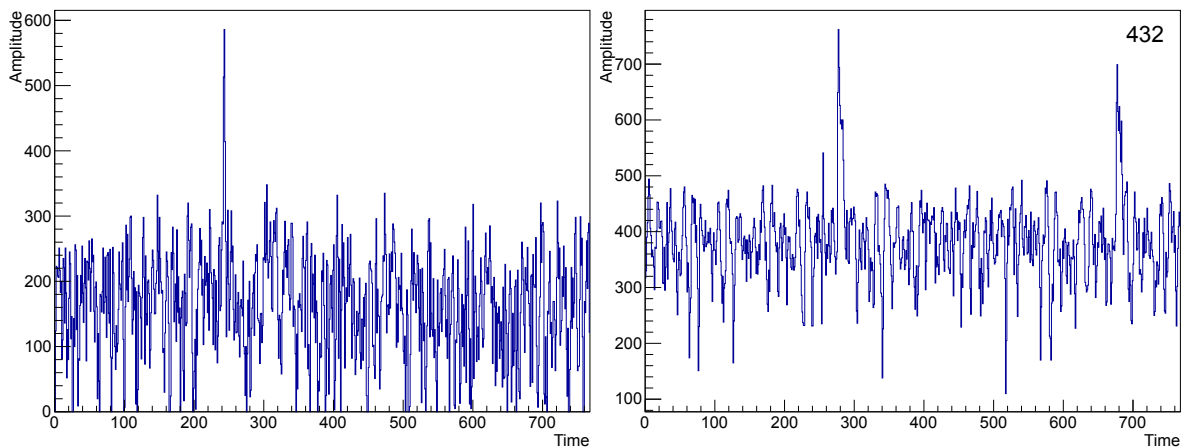


FIGURE 4.42 – Phase 1. Trace antenne sélectionnée (gauche) et trace antenne typique de la cuve 432 (droite). L’amplitude est en canaux *ADC* et le temps en canaux de 25 ns.

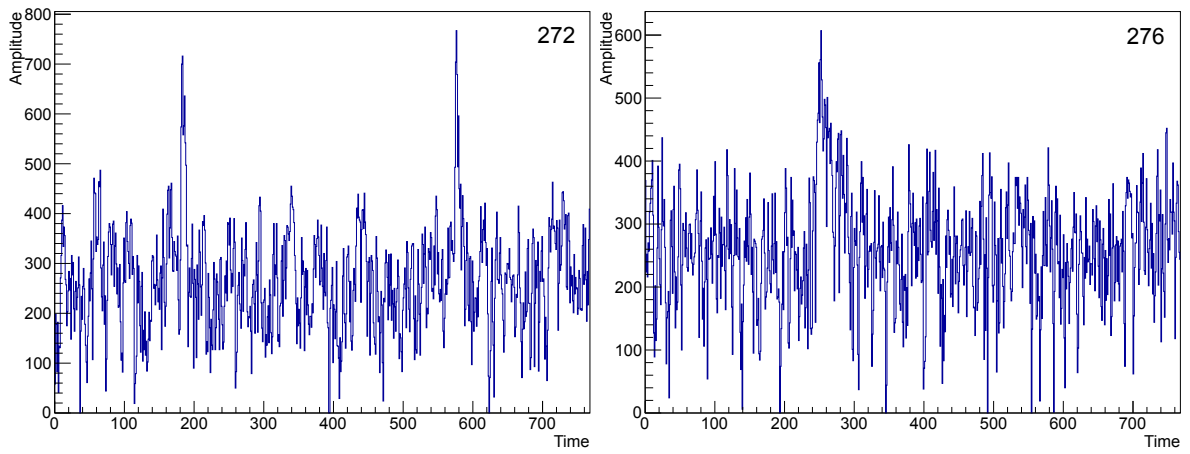


FIGURE 4.43 – Phase 2. Trace antenne typique de la cuve 272 (gauche) et de la cuve 276 (droite). L’amplitude est en canaux *ADC* et le temps en canaux de 25 ns.

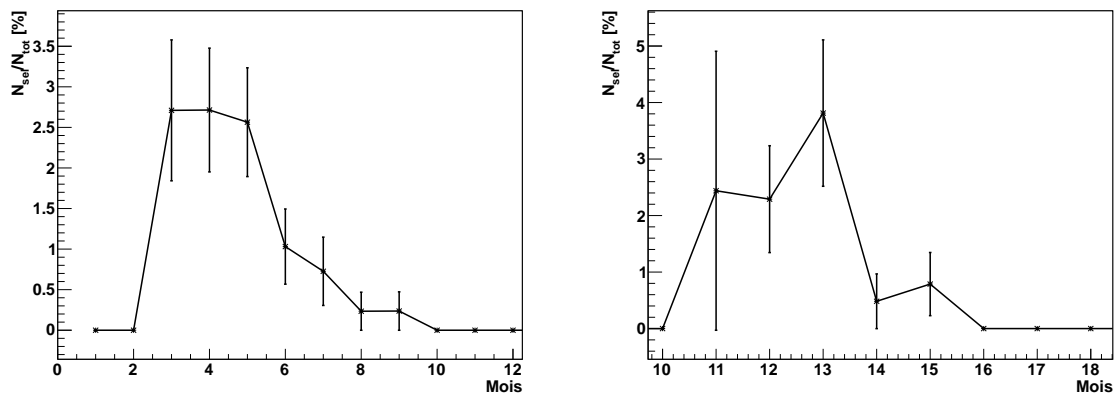


FIGURE 4.44 – Ratio entre le nombre de traces sélectionnées après les coupures qualité et amplitude-temps, et le nombre de traces totales candidates hors cuves 432/272, en fonction du mois, pour la première installation d’antennes dipolaires à gauche et la seconde à droite. Mois 3 : mars 2011. Mois 11 : novembre 2011. Mois 15 : mars 2012.

Influence de l'électronique du SD On s'intéresse à l'hypothèse selon laquelle l'électronique de la cuve pourrait être à l'origine des signaux antenne sélectionnés. La figure 4.45 illustre le fait que les signaux antenne sélectionnés ne correspondent pas systématiquement à la présence d'un fort signal VEM et qu'il n'existe pas de corrélation évidente entre ces signaux. On en conclut que le signal de la cuve ne contribue pas significativement au signal antenne via des perturbations électromagnétiques.

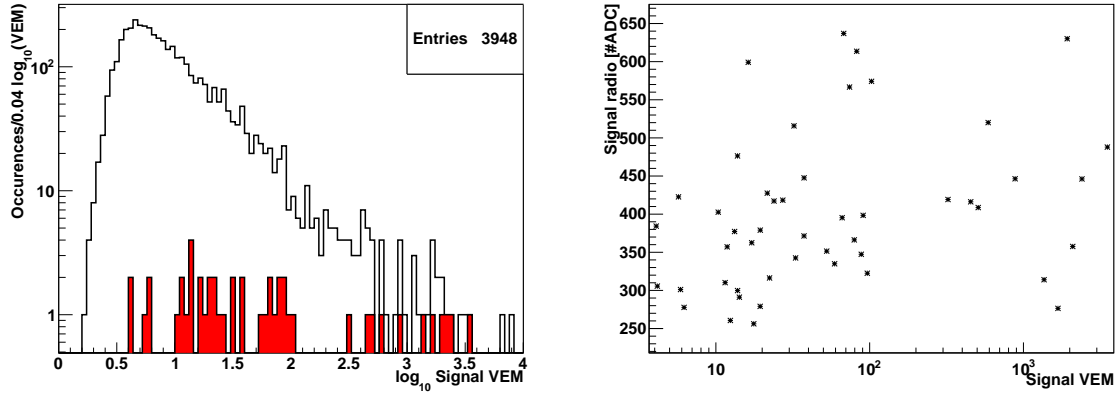


FIGURE 4.45 – Phase 1. Gauche : signal VEM de la cuve pour les événements gerbe-antenne sélectionnés après coupures de qualité et coupures en intensité et en temps (rouge), superposées à la distribution du signal VEM de la cuve pour tous les événements gerbe-antenne candidats hors cuve 432 (transparent). Droite : signal radio en fonction du signal VEM pour les événements sélectionnés.

Une étude supplémentaire a été réalisée de façon à établir l'influence de l'électronique de la cuve au signal radio, en déclenchant l'acquisition de la cuve volontairement et de façon artificielle par une LED [154]. Idéalement, l'antenne ne devrait pas présenter de signal dans ces cas de "fausses" gerbes. L'étude conclut là encore que l'influence de l'électronique de la cuve n'est pas suffisante pour induire les signaux radio sélectionnés.

Caractérisation des signaux radio sélectionnés Les 53 traces sélectionnées pour le premier set sont associées à 44 événements gerbe (dont 5 présentant 2 traces antennes et 2 présentant 3 traces antennes). Les caractéristiques de ces 53 événements gerbe-antenne sont résumées dans les distributions des figures 4.46 et 4.47,

- l'énergie de la gerbe,
- la distance entre l'axe de la gerbe et l'antenne,
- la direction d'arrivée de la gerbe,

et comparées aux caractéristiques de tous les événements gerbe-antenne candidats hors cuve 432. La distribution des caractéristiques des événements gerbe-antenne sélectionnés du second set est similaire.

Le haut de la figure 4.46 montre que la détection est plus efficace si l'énergie de la gerbe est élevée et si la distance entre l'axe de la gerbe et l'antenne est faible. Le bas de la figure 4.46 et la figure 4.47 de gauche montrent que la sélection des signaux radio privilégie les gerbes plutôt inclinées et en provenance du sud.

Si ces signaux sont d'**origine géomagnétique**, le champ électrique radio induit par la gerbe devrait dépendre du produit vectoriel entre la direction de la gerbe et le champ magnétique terrestre à Malargüe. Puisque l'antenne ne reçoit que la composante E-W du champ électrique émis, c'est lorsque cette composante E-W est maximale que le signal détecté devrait être le plus

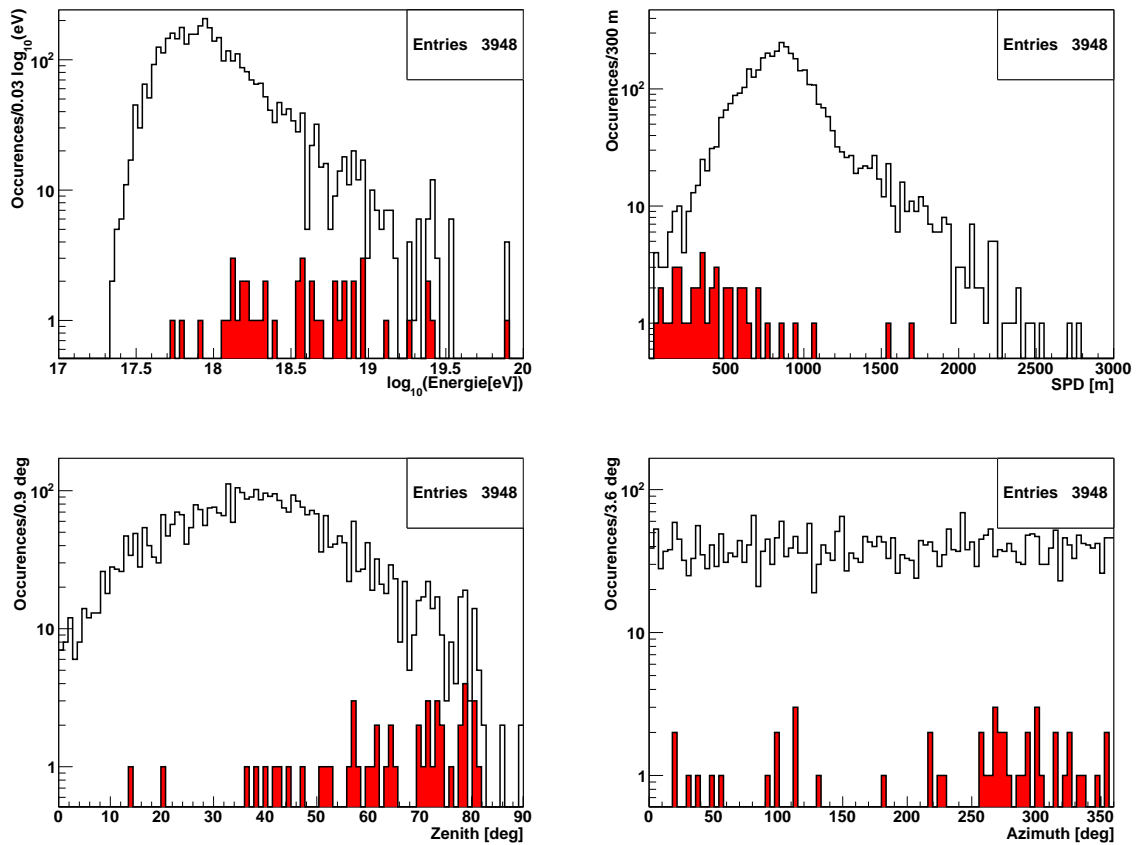


FIGURE 4.46 – Phase 1. Energie (haut gauche), distance à l'axe de la gerbe (haut droit), angle zénithal (bas gauche) et angle azimuthal (bas droit) pour les événements gerbe-antenne sélectionnés après coupures de qualité et coupures en intensité et en temps (rouge), superposées aux énergie et distances à l'axe de la gerbe pour tous les événements gerbe-antenne candidats hors cuve 432 (transparent).

intense.

$$E_{E-W} \propto \frac{(\vec{v} \times \vec{B})_{E-W}}{\|\vec{v} \times \vec{B}\|} = \cos \theta \cos \alpha \cos \beta - \sin \theta \sin \varphi \sin \beta, \quad (4.81)$$

avec θ et φ les angles zénithal et azimuthal de la gerbe, $\alpha = 2.897^\circ$ la déclinaison du champ magnétique et $\beta = -35.659$ son inclinaison (voir figure 3.3 de droite). Cette dépendance est illustrée sur la figure 4.47, qui montre la cohérence entre les directions des gerbes sélectionnées et celles privilégiées par l'effet géomagnétique. Si le rayonnement reçu est d'origine géomagnétique, la direction d'émission du rayonnement et la direction de la gerbe sont approximativement confondues. La déformation de la directivité de l'antenne par la cuve qui amplifie la détection des rayonnements horizontaux en provenance du sud (montrée sur la figure 4.23) serait alors aussi en mesure de privilégier la détection des gerbes horizontales en provenance du sud. La figure 4.48 représente la combinaison des deux effets, soit

$$\frac{(\vec{v} \times \vec{B})_{E-W}}{\|\vec{v} \times \vec{B}\|} \sqrt{G(\theta, \phi, \nu)}, \quad (4.82)$$

la racine du gain intervenant dans la longueur effective, cette dernière déterminant la tension générée par l'antenne à partir du champ électrique incident (voir équation 4.21). La cohérence entre les directions privilégiées par la combinaison de ces effets et la distribution des directions d'arrivées des gerbes sélectionnées est en faveur d'une origine géomagnétique.

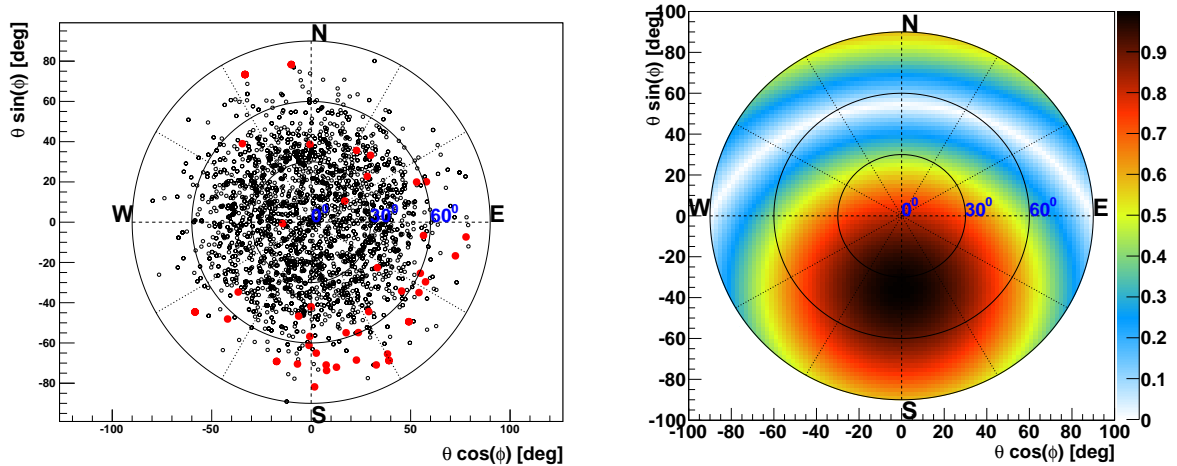


FIGURE 4.47 – Phase 1. Gauche : directions d'arrivée des événements gerbe-antenne sélectionnés après coupures de qualité et coupures en intensité et en temps (rouge), superposée aux directions d'arrivée de tous les événements gerbe-antenne candidats hors cuve 432 (transparent). Droite : composante sur l'axe Ox (axe de polarisation de l'antenne) du produit vectoriel normalisé entre la direction d'arrivée de la gerbe et le champ magnétique terrestre à Malargüe, en fonction de la direction d'arrivée de la gerbe.

Considérant la contribution du produit vectoriel (équation 4.81) et supposant que la dépendance entre le champ électrique et l'énergie est linéaire, la racine carrée de la puissance maximale du signal (la puissance étant proportionnelle au carré du champ électrique) est représentée (après étalonnage) sur la figure 4.49, normalisée à l'énergie de la gerbe et à la composante sur E-W du produit vectoriel $\vec{v} \times \vec{B}$ lui-même normalisé, en fonction de la distance à l'axe de la gerbe (SPD). Les barres d'erreur sont des indicateurs de l'incertitude sur la puissance maximale via les fluctuations de la puissance sur la trace étalonnée. On constate que la dépendance du signal à la distance à l'axe peut être ajustée par une exponentielle de paramètre de décroissance $\lambda = 250$ m.

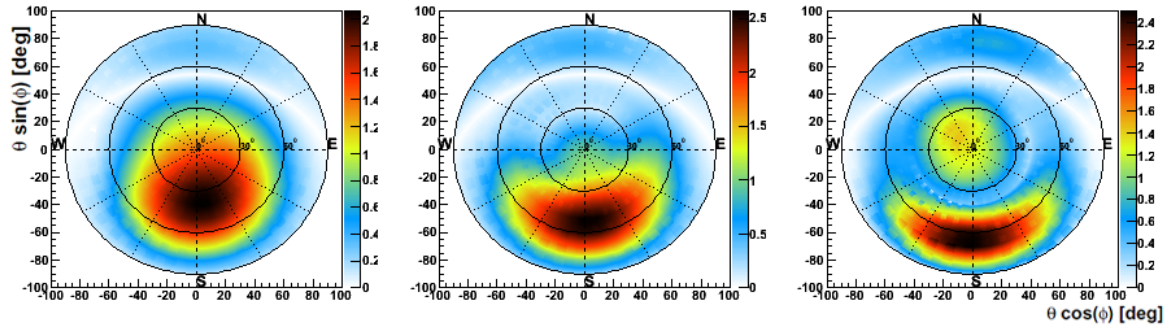


FIGURE 4.48 – Produit de la racine carrée du gain de l’antenne dipolaire dans sa configuration d’acquisition pour les fréquences 30 (gauche), 50 (milieu) et 70 (droite) MHz par la composante E-W du produit vectoriel normalisé entre la direction de la gerbe et la direction du champ magnétique.

Ces résultats sont au premier ordre en accord avec les expériences réalisées historiquement et avec les expériences plus modernes que constituent LOPES et CODALEMA (voir chapitre 3).

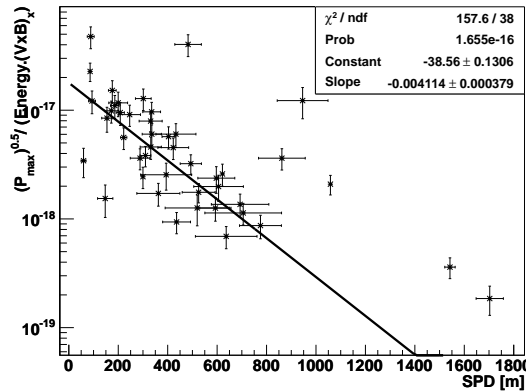


FIGURE 4.49 – Dépendance à la SPD de la racine carrée de la puissance normalisée à l’énergie et à la composante normalisée du produit vectoriel $\vec{v} \times \vec{B}$ sur l’axe E-W (ou axe Ox).

La figure 4.50 montre qu’en ne pré-sélectionnant que les événements d’énergie supérieure à 3×10^{18} eV et les distances à l’axe inférieures à 500 m, le pourcentage de traces sélectionnées par les coupures peut atteindre les 40%.

Antennes *butterfly*

L’analyse est effectuée sur les 5719 traces antennes, dont 4482 candidates, enregistrées entre le 26 février 2013 et le 12 mars 2014. Elle révèle chez l’antenne de la cuve 277 un comportement similaire à celui de l’antenne dipolaire de la 276 du second set. Des signaux larges de 40 canaux temporels apparaissent fréquemment quelques dizaines de canaux au delà du *start* des particules. Encore une fois, ce type de trace n’a pu être associé à aucune caractéristique particulière d’événement gerbe-antenne, ni à une perturbation en provenance de l’acquisition de la cuve. L’analyse révèle aussi que les traces de la cuve 279 présentent des signaux périodiques à la manière des cuves 432 (phase 1) et 272 (phase 2), mais de 4 μ s de période au lieu des 10 μ s habituels.

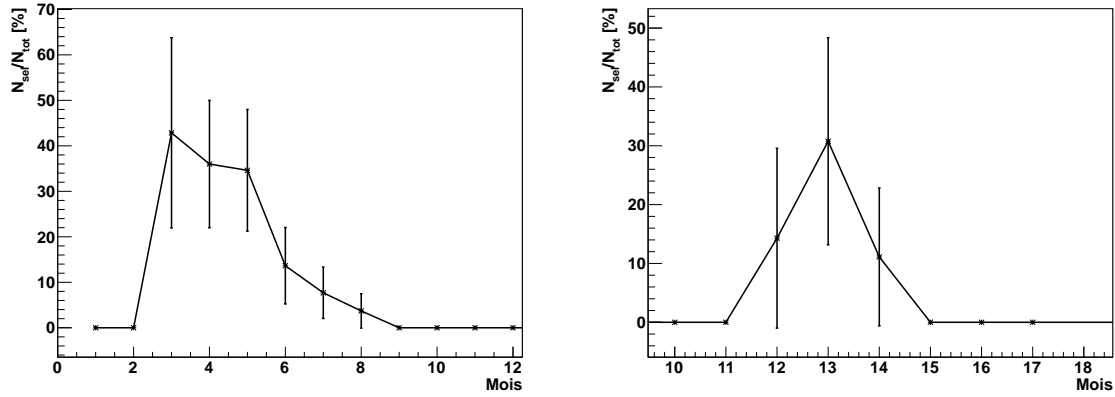


FIGURE 4.50 – Ratio entre le nombre de traces sélectionnées après les coupures qualité et amplitude-temps, en excluant les énergies inférieures à 3×10^{18} eV et les distances à l'axe supérieures à 500 m, et le nombre de traces totales candidates hors cuves 432/272, en fonction du mois, pour la première installation d'antennes dipolaires à gauche et la seconde à droite. Mois 3 : mars 2011. Mois 11 : novembre 2011. Mois 15 : mars 2012.

Critères de sélection du signal radio La sélection est effectuée sur traces non calibrées, en canaux *ADC*. Les coupures de qualité établies pour les antennes dipolaires sont appliquées et seules les traces candidates sont sélectionnées. Il reste alors 2700 traces.

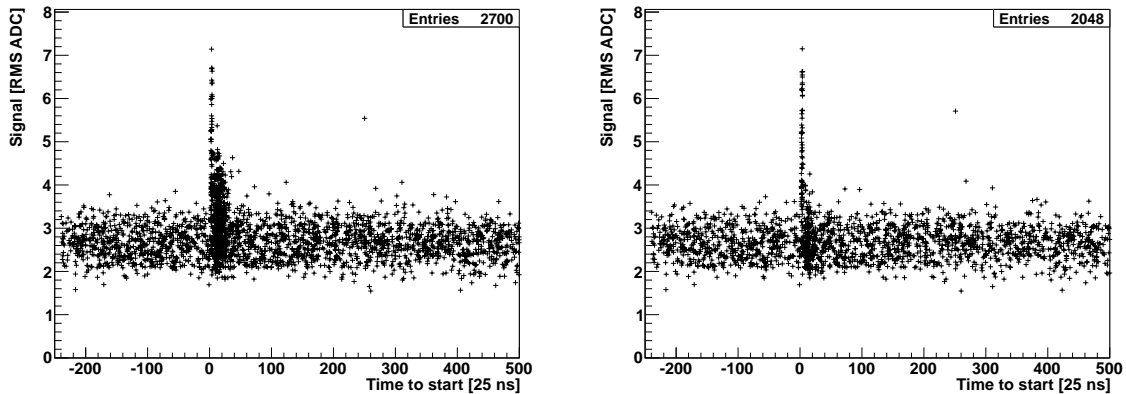


FIGURE 4.51 – Phase 3. Amplitude du maximum de la trace relative à sa ligne de base et en unité de déviation standard, en fonction de sa position temporelle relative au *start* des particules. Gauche : toutes traces candidates (cuves 276, 266, 272, 277, 279) satisfaisant les coupures qualité. Droite : après exclusion des cuves 277 et 279.

Les cuves 277 et 279 sont ensuite exclues de l'analyse, ce qui élimine en grande partie l'accumulation de traces à quelques dizaines de canaux du *start*. À partir de la relation entre l'amplitude du maximum de la trace et sa position temporelle (figure 4.51), on définit les coupures suivantes,

- $\#ADC_{max}$, le maximum de la trace soustrait de la ligne de base, supérieur à $3\sigma_{\#ADC}$,
- $0 < t_{max} - t_{start} < 6$, en canaux temporels.

57 traces associées à 56 événements gerbe présentant un signal bref (1 à 2 canaux) et situé entre 2 et 4 canaux en temps du *start* sont ainsi sélectionnées, dont 43 sont fournies par la cuve 272, 13 par la cuve 266 et 1 par la cuve 276. On considère le ratio entre le nombre de traces sélectionnées et le nombre de traces totales candidates hors cuve 277 et 279. La figure

4.52 de gauche montre que ce ratio atteint les 3.5% puis qu'il s'effondre dès le mois de mai 2013 (mois 29). En ne pré-sélectionnant que les événements d'énergie supérieure à 3×10^{18} eV et les distances à l'axe inférieures à 500 m, le pourcentage est environ 10 fois plus élevée (figure 4.52 de droite). La surveillance des lignes de base des antennes révèle que les antennes cessent une à une de fonctionner. Au 12 mars 2014, toutes les antennes sont désinstallées.

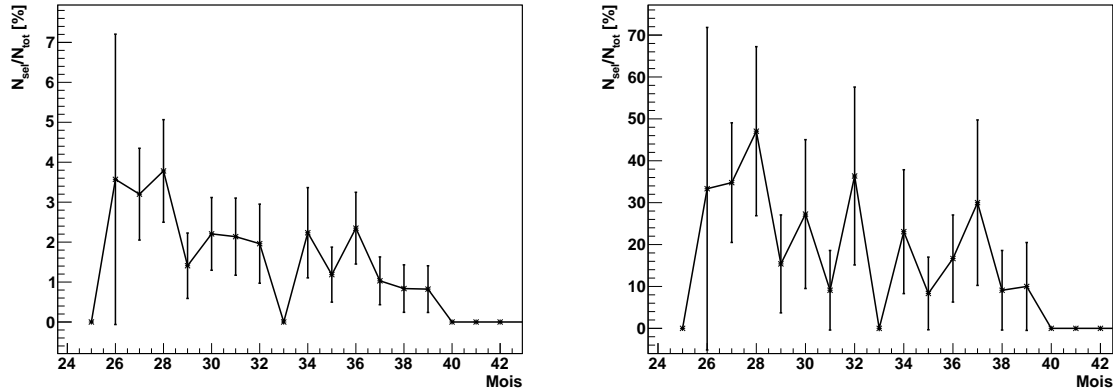


FIGURE 4.52 – Ratio entre le nombre de traces sélectionnées après les coupures qualité et amplitude-temps, et le nombre de traces totales candidates hors cuves 277 et 279, en fonction du mois, pour les antennes *butterfly*. Mois 26 : février 2013. Mois 39 : mars 2014. Sur la figure de droite, la sélection de base exclut en plus les énergies inférieures à 3×10^{18} eV et les distances à l'axe supérieures à 500 m.

Caractérisation des signaux radio sélectionnés Les caractéristiques des événements gerbe-antenne sélectionnés sont comparées aux caractéristiques de tous les événements gerbe-antenne candidats hors cuve 277 et 279 sur les figures 4.53, et 4.54. Avec 18 gerbes en provenance du nord et 38 en provenance du sud, l'asymétrie de détection N-S est moins évidente que pour les antennes dipolaires (10 nord et 31 sud) mais est toujours présente. La différence peut s'expliquer par le positionnement des antennes *butterfly* au centre des cuves, ce qui rend les lobes d'antenne plus symétriques que dans le cas des antennes dipolaires positionnées en bordure des cuves (voir figure 4.24).

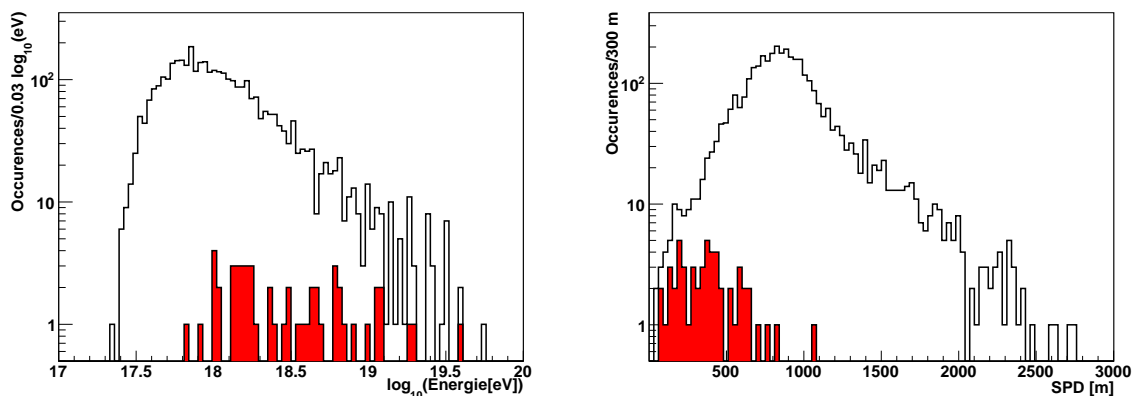


FIGURE 4.53 – Phase 3. Energie (gauche) et distance à l'axe de la gerbe (droite) pour les événements gerbe-antenne sélectionnés après coupures de qualité et coupures en intensité et en temps (rouge), superposées aux énergie et distances à l'axe de la gerbe pour tous les événements gerbe-antenne candidats hors cuves 277 et 279 (transparent).

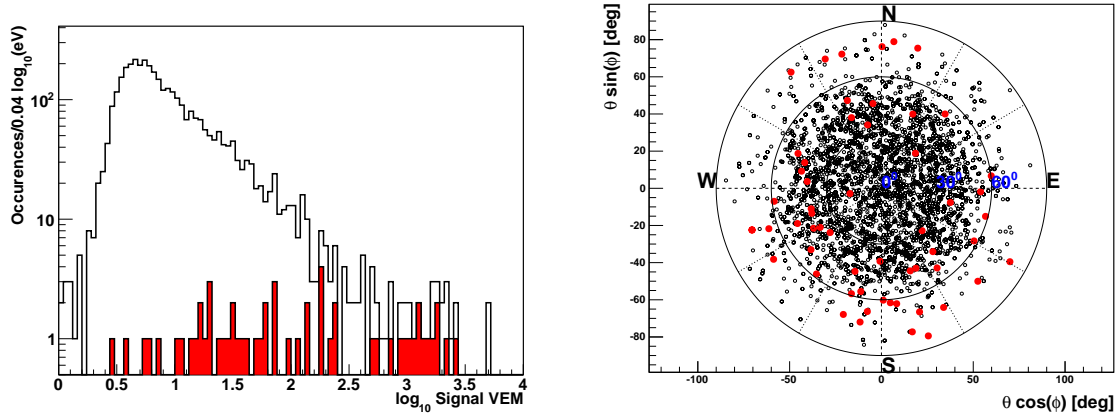


FIGURE 4.54 – Phase 3. Directions d’arrivée des événements gerbe-antenne sélectionnés après coupures de qualité et coupures en intensité et en temps (rouge), superposée aux directions d’arrivée de tous les événements gerbe-antenne candidats hors cuves 277 et 279 (transparent).

Conclusions

L’étude des signaux délivrés par les antennes dipolaires a rapidement permis d’observer le rayonnement électromagnétique émis par les gerbes atmosphériques aux fréquences MHz, rayonnement déjà observé et étudié par plusieurs expériences (LOPES, AERA, CODALEMA). Une centaine d’événements en coïncidence avec le réseau au sol ont ainsi pu être clairement identifiés. Une asymétrie nord-sud compatible avec une émission géomagnétique a été mise en évidence, mais le manque de précision de l’étalonnage du système de détection limite les possibilités de l’étude. De plus, l’espacement entre les antennes ne permet pas l’étude de la LDF radio événement par événement. Un réseau MHz nécessiterait une densité d’antennes plus élevée, comme dans le cas d’AERA (section 3.3.3). EASIER MHz a pris fin car les installations se sont toutes avérées trop vulnérables aux conditions environnementales extrêmes de la pampa argentine (principalement le vent). Le dispositif de détection d’EASIER a néanmoins démontré sa capacité à mesurer le rayonnement électromagnétique émis par les gerbes aux fréquences MHz avec une efficacité pouvant atteindre 40% pour des énergies au delà de 10^{18} eV et pour des distances à l’axe en deçà de 500 m. Le concept de la détection esclave s’avère finalement être un moyen très simple d’étudier l’émission radio.

4.4.5 Analyse des signaux GHz

L’installation des 7 puis 54 antennes GHz supplémentaires a été décrite en section 4.2.3. Comme mentionné dans cette section, la ligne de base de l’antenne peut signaler la présence d’orages, aussi bien sur les antennes MHz que GHz. Les figures 4.55 et 4.56 illustrent deux événements de l’Observatoire Pierre Auger enregistrés pendant un orage, appelés événements *lightning*, identifiés lors de la reconstruction SD par les séries d’oscillations des signaux des photomultiplicateurs des cuves. Ces événements ont été observés par des antennes du réseau EASIER GHz. Le signal est représenté pour deux antennes des deux événements mentionnés au bas des images correspondantes, et est constitué d’une série de pics qui signifieraient la présence d’une perturbation électromagnétique. Au contraire des antennes MHz, les perturbations engendrées par les orages dans les antennes GHz ne sont pas assez marquées pour que les traces puissent être éliminées par des coupures qualité. Les cuves touchées par les orages sont cependant associées à un flag *lightning* et ne sont pas candidates, ce qui permet de les éliminer facilement de l’analyse.

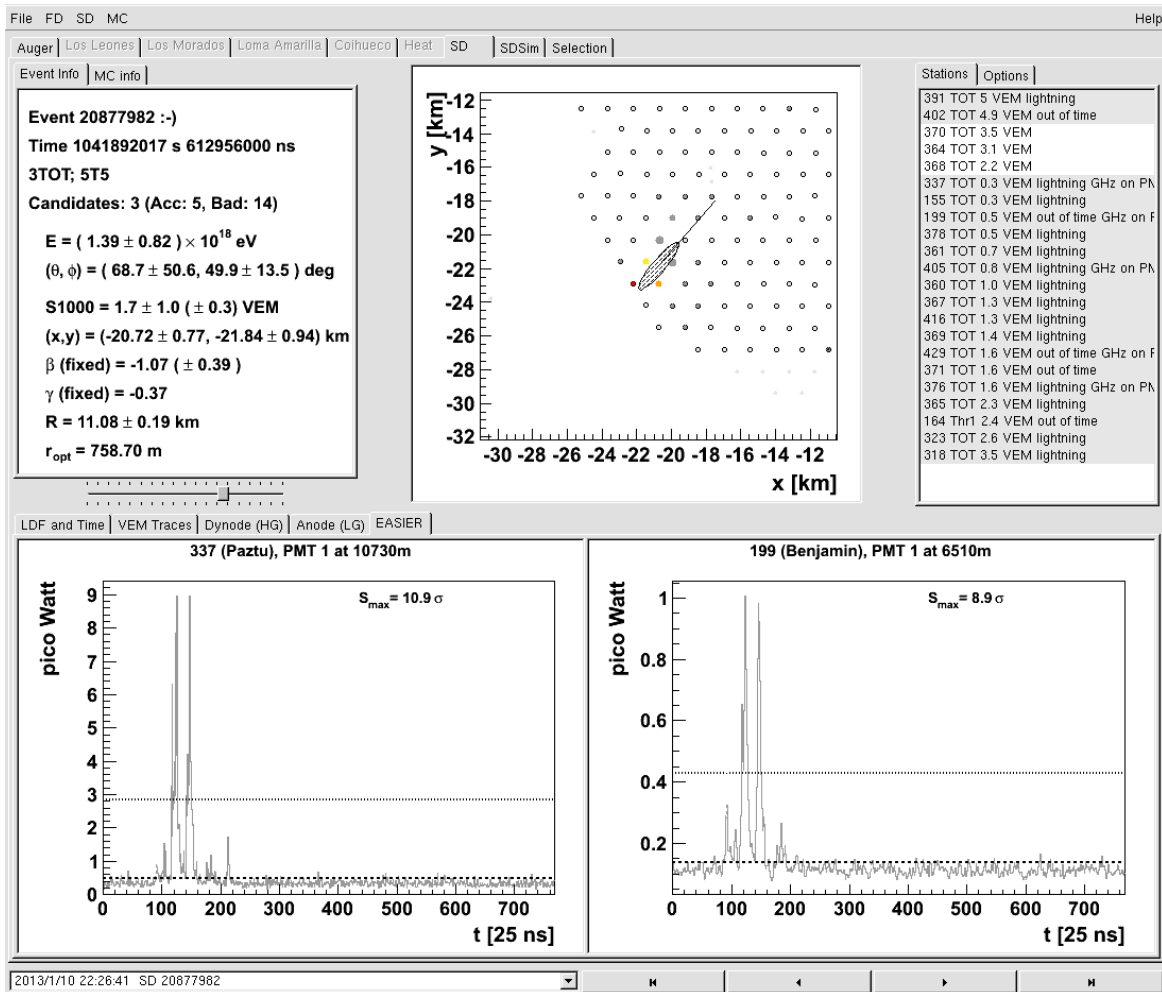


FIGURE 4.55 – Event Browser : logiciel de visualisation des événements. Un événement *lightning* détecté par des antennes GHz est représenté. La boîte en haut à gauche contient les caractéristiques reconstruites du pseudo-événement. Les graphes de la partie inférieure constituent les traces antennes étalonnées de deux des antennes touchées, les lignes discontinues sont tracées à la ligne de base et 3σ au delà.

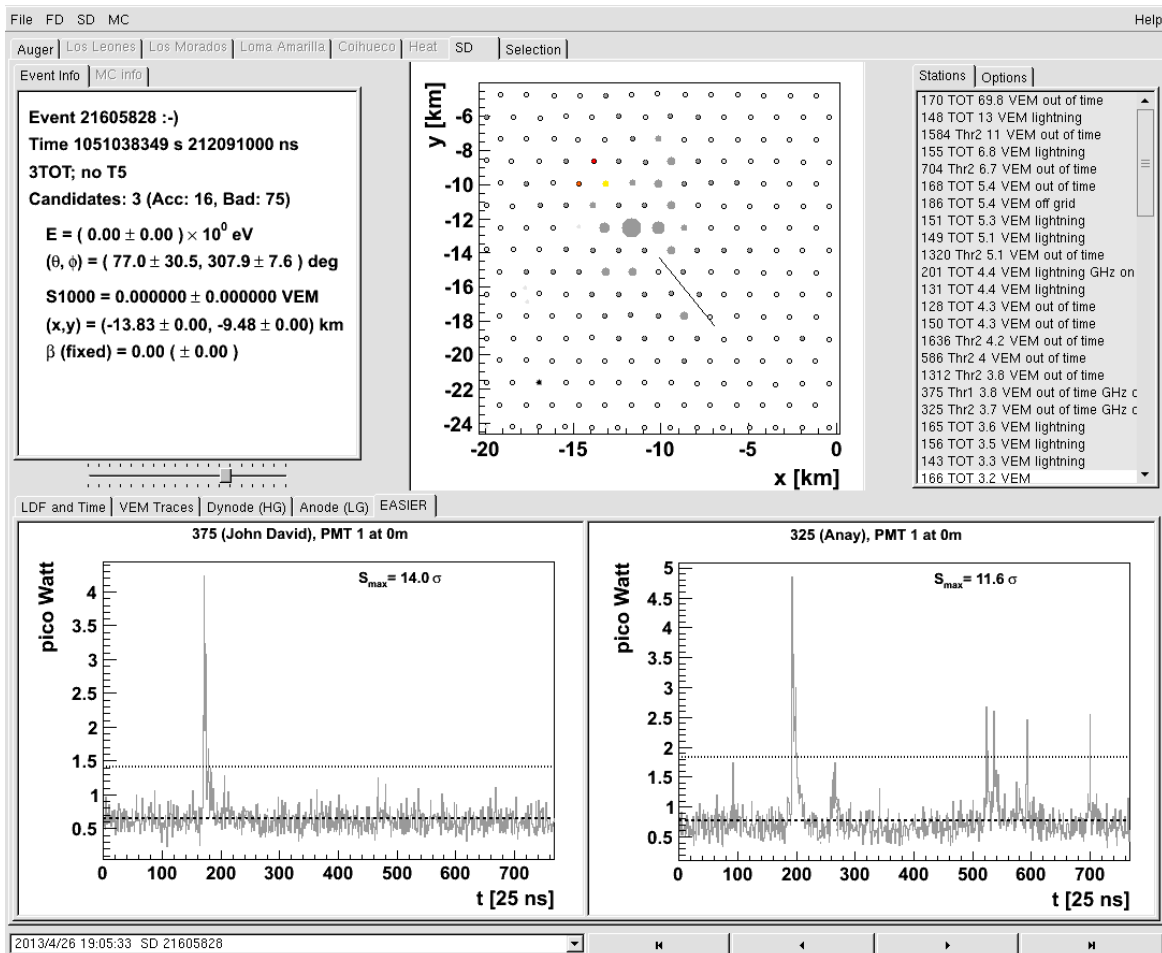


FIGURE 4.56 – Event Browser : logiciel de visualisation des événements. Un événement *lightning* détecté par des antennes GHz est représenté. La boîte en haut à gauche contient les caractéristiques reconstruites du pseudo-événement. Les graphes de la partie inférieure constituent les traces antennes étalonnées de deux des antennes touchées, les lignes discontinues sont tracées à la ligne de base et 3σ au delà.

Sur les 167730 traces GHz,

- les traces pour lesquelles la ligne de base est supérieure à 950 canaux FADC (bruit trop bas hors de la dynamique ou anomalie signalant un dysfonctionnement de l’antenne) sont éliminées. Après cette coupure sur la **qualité**, il reste 165315 traces.
- les traces pour lesquelles la cuve n’est pas **candidate** (signal fortuit) sont ensuite exclues de la recherche de signal et il reste alors 132251 traces.

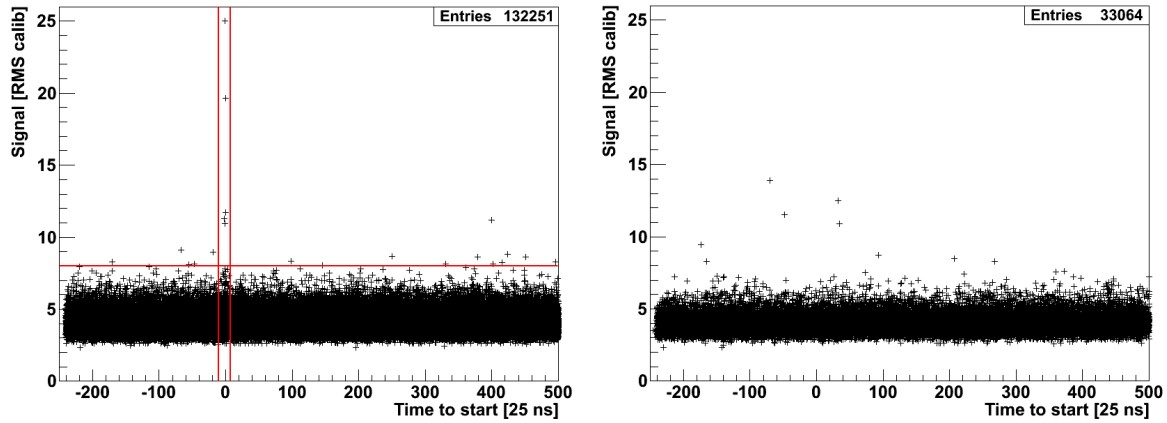


FIGURE 4.57 – Puissance maximale (après soustraction de la ligne de base) de la trace après étalonnage en unité de déviation standard, en fonction de sa position temporelle relative à t_{start} . Gauche : pour les traces candidates satisfaisant les coupures sur la qualité et sur la reconstruction de la gerbe. Les lignes rouges représentent les coupures en intensité et temps. Droite : pour les traces satisfaisant les coupures de qualité mais non candidates. Les puissances au delà de 10σ sont dues aux événements *lightning* des figures 4.55 et 4.56.

Le temps de réponse du *power detector* Minicircuit ZX 47-50+ est de 35 ns. Puisque le temps nécessaire à un photo-électron pour parcourir les tubes des photomultiplicateurs est estimé à plus de 70 ns, et que les câbles des deux systèmes sont de longueur similaire et induisent donc le même retard, le signal antenne est ainsi attendu quelques dizaines de ns antérieurement au start des particules, soit de 1 à 2 canaux de 25 ns. La figure 4.57 de gauche représente la puissance maximale (après soustraction de la ligne de base) de la trace après étalonnage en unité de déviation standard, en fonction de sa position temporelle relative à t_{start} , pour les traces candidates satisfaisant les coupures sur la qualité et sur la reconstruction de la gerbe. Comme attendu, cette figure montre que lorsque la puissance du maximum est bien au delà du bruit, sa position temporelle est proche de celle du *start* des particules.

La figure 4.57 de gauche illustre aussi que 978 puissances maximales de trace se trouvent jusqu’à 6σ de la puissance moyenne de la trace correspondante, ce qui est en partie expliqué par le fait que ces puissances représentent la queue de la distribution de la puissance de chaque trace de paramètres $(\langle P \rangle, \sigma_P)$. Dans le cas d’une loi normale, la probabilité d’obtenir une puissance au delà de 6σ de la moyenne est de 1.973×10^{-9} . Sur les 768 occurrences d’une trace, en moyenne 1.515×10^{-6} puissances devraient donc être supérieures à 6σ de la puissance moyenne. Multipliée par le nombre de traces (132251), on aurait en moyenne 0.20 occurrences, ce qui n’est pas compatible avec les 978 traces présentant un maximum au delà de 6σ . Soit de nombreuses traces présentent un signal superposé au bruit, soit la distribution du bruit n’est pas gaussienne.

Si de nombreuses traces présentent un signal relié au passage de la gerbe, la distribution de la puissance des traces non candidates devrait se différencier de la distribution de la puissance des traces candidates. La figure 4.57 de droite représente la puissance maximale, en fonction de sa position temporelle relative à t_{start} , pour les 33064 traces satisfaisant les coupures sur la qualité mais non candidates. Le nombre de puissances maximales au delà de 6σ pour les

traces non candidates est de 264, ce qui représente $0.80\% \pm 0.050\%$ du total, compatible avec les $0.74\% \pm 0.024\%$ de traces candidates supérieures à 6σ .

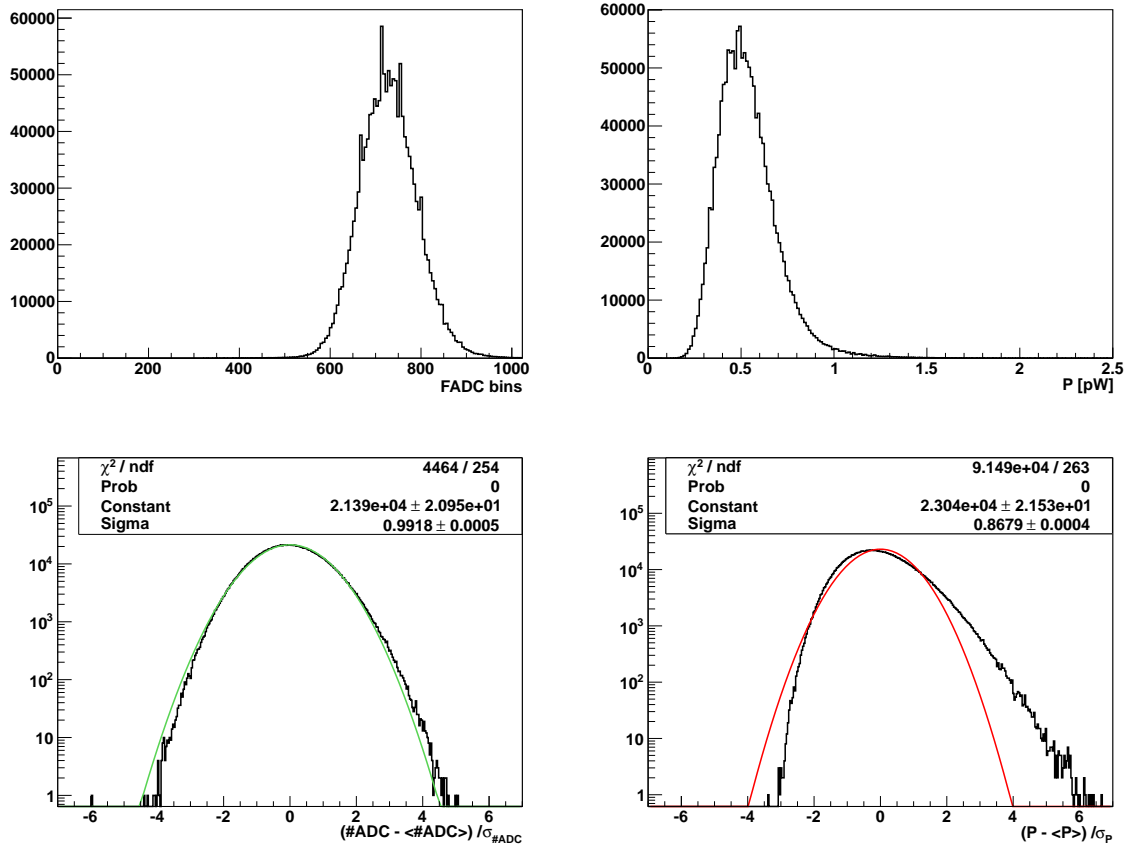


FIGURE 4.58 – Distribution en comptes ADC (gauche) et puissance (droite) des traces antenne candidates de la cuve 429 satisfaisant les coupures de qualité. Les distributions sont brutes en haut et relatives à la moyenne et en unité de déviation standard en bas. Les lignes de couleur représentent les ajustements gaussiens centrés en 0. L'échelle logarithmique permet une meilleure visualisation des ajustements.

L'hypothèse la plus probable est donc que les puissances maximales au delà de 6σ ne représentent généralement pas un signal mais du bruit. On étudie la distribution des traces dans ce qui suit. On prend pour exemple la cuve 429, dont le comportement de l'antenne est représentatif. La distribution en $\#ADC$ ou en puissance pour toutes les traces candidates satisfaisant les coupures de qualité et concernant l'antenne de la cuve 429 sont représentés sur la figure 4.58. Les distributions sont aussi représentées relativement à la valeur moyenne ou ligne de base, par la soustraction de $\langle P \rangle$ ou $\langle \#ADC \rangle$, et en unité d'écart-type en divisant chaque entrée par σ_P ou $\sigma_{\#ADC}$, les valeurs de la moyenne et de l'écart-type étant identifiées trace par trace. Les paramètres issus des ajustements des distributions relatives (bas de la figure 4.58) indiquent que les distributions non calibrées, en canaux ADC (gauche), suivent la loi normale, tandis que les distributions calibrées, en puissance (droite), ne la suivent pas. Cette relation entre la distribution calibrée et non calibrée peut s'expliquer simplement, en tenant compte de (voir section 4.3)

$$P_{ant}[\text{pW}] = 10^{9.1 \left(\frac{-\#ADC/1023 - V_{corr} - V_{shift} - 1.4443}{0.096} - G_{LNB} \right)} \quad (4.83)$$

puisque la puissance se retrouve à l'échelle logarithmique en comptes ADC , et qu'elle est d'autant plus importante que le signal ADC est bas, la partie inférieure de la distribution en comptes ADC se retrouve élargie et dans la partie supérieure de la distribution calibrée. Mais ceci n'explique

pas la forme absolue de la distribution calibrée du bruit puisque le bruit est *a priori* blanc ou gaussien à l'entrée de l'antenne. Si le bruit reconstitué après étalonnage n'est pas gaussien, une hypothèse est qu'il a été transformé par le générateur d'enveloppe après avoir été filtré par l'antenne. Le *power detector* transforme en effet un bruit gaussien bidimensionnel en enveloppe de puissance suivant la loi de Rayleigh (voir section 4.2.2).

Sélection des signaux radio

On associe les coupures en **temps** et **intensité** mentionnées sur la figure 4.57 pour séparer les signaux du bruit de fond,

- $-4 \text{ canal} < t_{max} - t_{start} < 1 \text{ canal}$,
- $P_{max} > 8\sigma$ (après étalonnage).

La coupure en intensité est justifiée par l'analyse des fréquences d'apparition de maxima au delà d'un seuil en unité de déviation standard sur les traces non candidates, pour lesquelles aucun signal associé au passage d'une gerbe ne devrait apparaître. D'après les données sur les traces non candidates, la probabilité d'obtenir une puissance maximale qui soit du bruit au delà de 8σ n'est que de 0.027%. En retirant les 4 événements *lightning* (les 4 points les plus hauts de la figure 4.57 de gauche), cette probabilité passe à 0.015%, et en associant la coupure en temps autour du *start* des particules, cette probabilité devient nulle. L'effet des coupures appliquées successivement sont résumées dans le tableau 4.10.

Coupure	Traces restantes	%
-	167730	
Qualité	165315	
Non candidate	33064	100
$P_{max} > 6\sigma$	264	0.80
$P_{max} > 7\sigma$	30	0.091
$P_{max} > 8\sigma$	9	0.027
Temps	0	0

Coupure	Traces restantes	%
-	167730	
Qualité	165315	
Candidates	132251	100
Temps	569	0.43
$P_{max} > 8\sigma$	5	0.0038

TABLE 4.10 – Nombre de traces sélectionnées après cumul des coupures successivement mentionnées. Dans le tableau de gauche, une coupure ne sélectionne que les cuves non candidates. Dans le tableau de droite, une coupure ne sélectionne que les cuves candidates.

Les 5 traces sélectionnées sont présentées sur les figures 4.60 et 4.61 avant (traces en $\#ADC$) et après étalonnage (ce qui inclut une linéarisation). Les signaux radio sont très courts (1 à 2 canaux de 25 ns) et de l'ordre du picowatt. Les signaux des anodes des photomultiplicateurs encore reliés à l'acquisition (les PM 2 et 3) sont présents sur les traces brutes. Ces signaux sont si élevés que la dynamique est saturée, en particulier pour le premier et le quatrième événement. La détection du premier des 5 événements (figure 4.60) -dont la reconstruction SD est représentée sur la figure 4.59- a été à l'origine de l'extension du réseau de détection GHz. Les caractéristiques des 5 gerbes et traces sélectionnées sont recensées dans le tableau 4.11. La figure 4.62 représente les distributions des énergies de gerbe et des distances entre l'axe de la gerbe et l'antenne pour ces 5 événements, superposée aux distributions des mêmes paramètres pour les 130549 événements gerbe-antenne pré-sélectionnés par les critères de qualité, où la cuve est candidate et pour lesquelles la gerbe est correctement reconstruite (énergie et distance à l'axe non nulles). Comparés à tous ces événements, les 5 événements sélectionnés ont en commun une énergie élevée et une distance entre l'antenne et l'axe de la gerbe faible (inférieure à 300 m) .

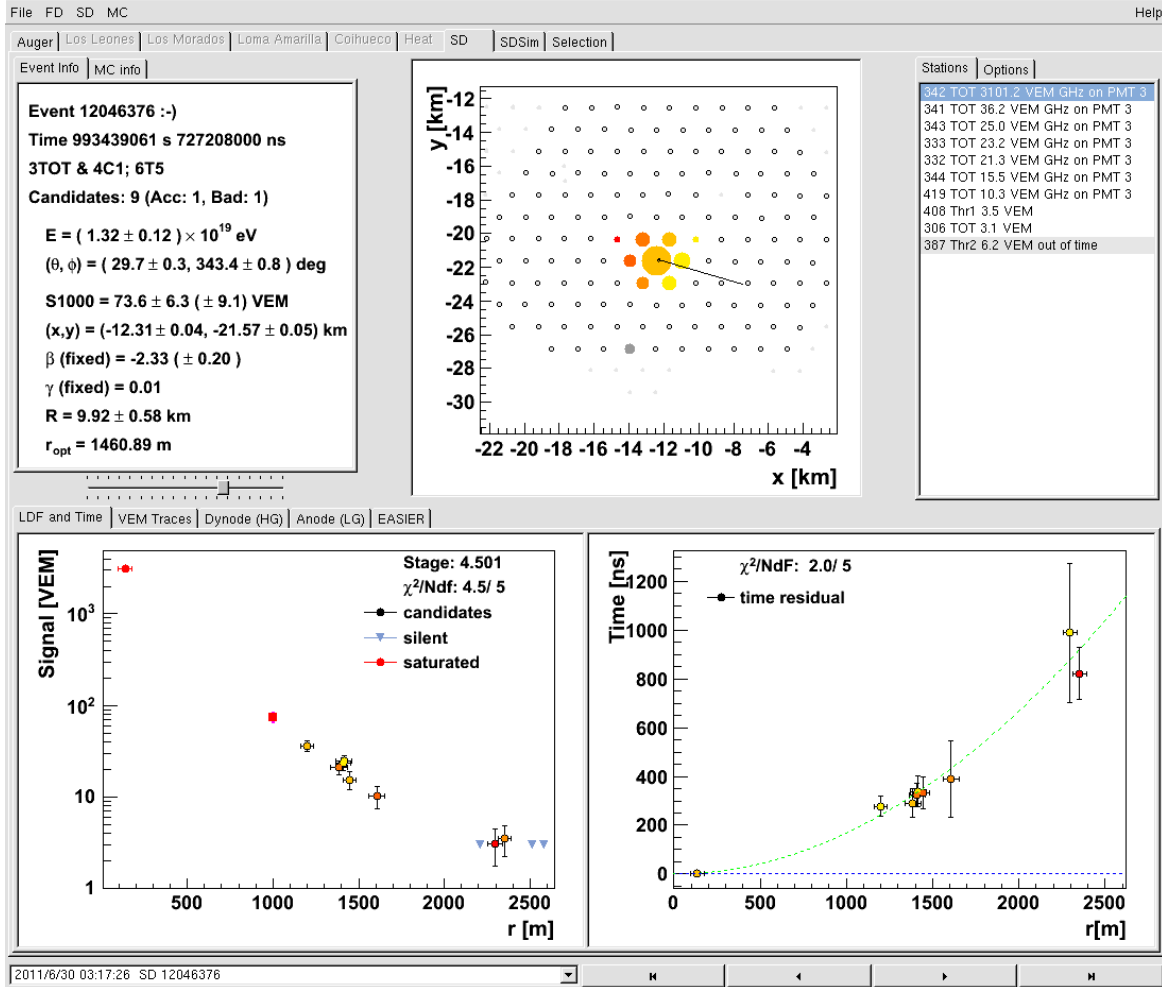


FIGURE 4.59 – Event Browser : logiciel de visualisation des événements. Le premier événement détecté par une antenne GHz et sélectionné est représenté. La boîte en haut à gauche contient les caractéristiques reconstruites de l'événement. Les graphes de la partie inférieure constituent la LDF et les temps d'arrivée des signaux sur les différentes cuves.

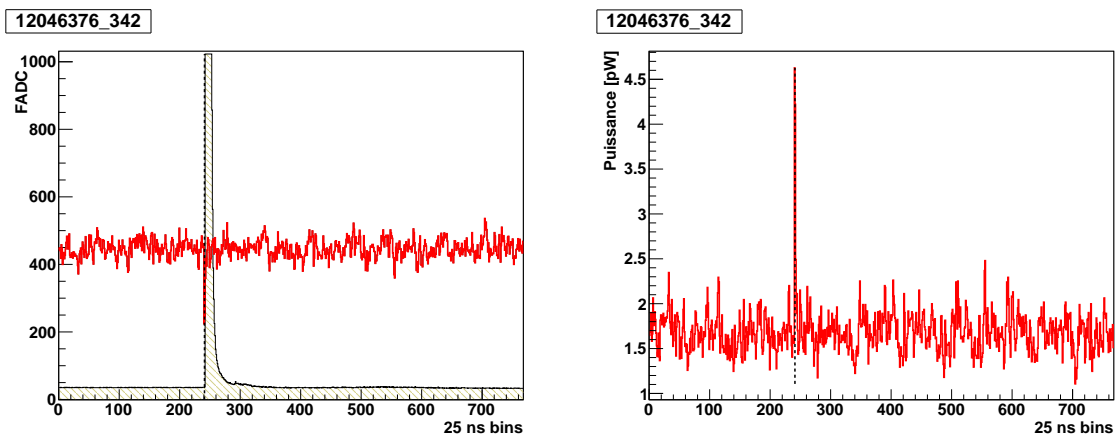


FIGURE 4.60 – Trace antenne avant (gauche) et après étalonnage en picowatt (droite) en ligne rouge continue, pour le seul événement de la première installation sélectionné. Les lignes noires continues représentent les traces anodes des photomultiplicateurs. La ligne discontinue représente le temps des particules.

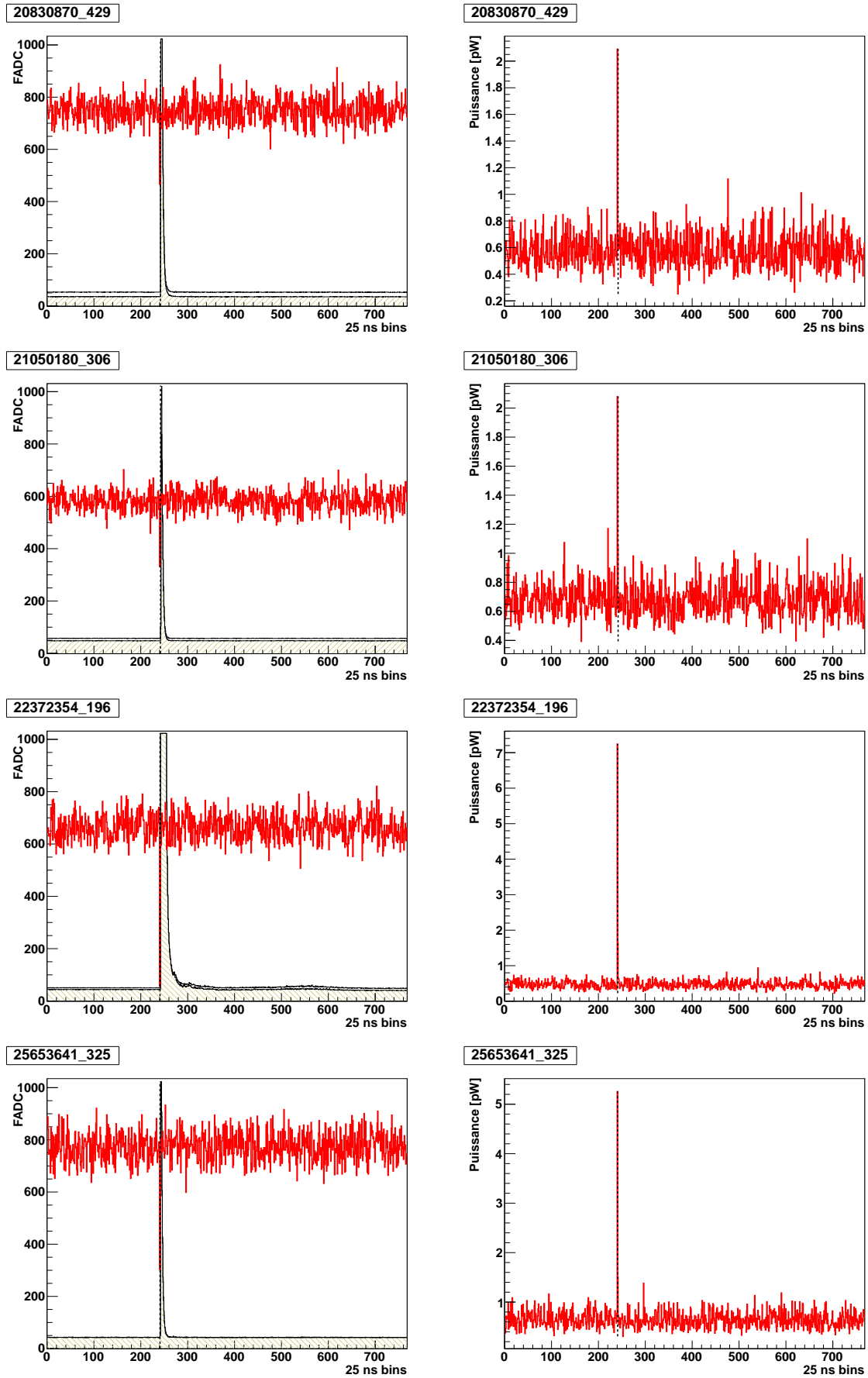


FIGURE 4.61 – Traces antennes avant (gauche) et après étalonnage en picowatt (droite) en ligne rouge continue, pour les 4 événements gerbe-antenne sélectionnées d'EASIER 61. Les lignes noires continues représentent les traces anodes des photomultiplicateurs. Les lignes discontinues représentent le temps des particules.

Cuve	Événement	Date	Energie	θ	φ	SPD	Polar.	P_{RMS}	P_{pW}	t
342	12046376	110630	1.3×10^{19}	30	343	136	EW	11.7	2.9	-1
429	20830870	130103	1.7×10^{19}	55	33	269	EW	11.2	1.5	-2
306	21050180	130207	2.6×10^{18}	47	290	193	EW	11.1	1.4	-2
196	22372354	130716	3.5×10^{19}	41	156	79	NS	25.1	6.8	-1
325	25653641	140217	5.4×10^{19}	65	330	208	NS	19.6	4.6	-1

TABLE 4.11 – Caractéristiques des 5 événements gerbe-antenne sélectionnés. Dans l'ordre : les numéros de la cuve et de l'événement, la date au format *aammjj*, l'énergie en eV, les angles zénithal et azimuthal en degrés, la distance de l'antenne à l'axe de la gerbe en mètres, la direction de l'axe de polarisation de l'antenne, la puissance maximale de la trace en unité de déviation standard et en pW, le temps relatif au *start* des particules du maximum en canaux *ADC*.

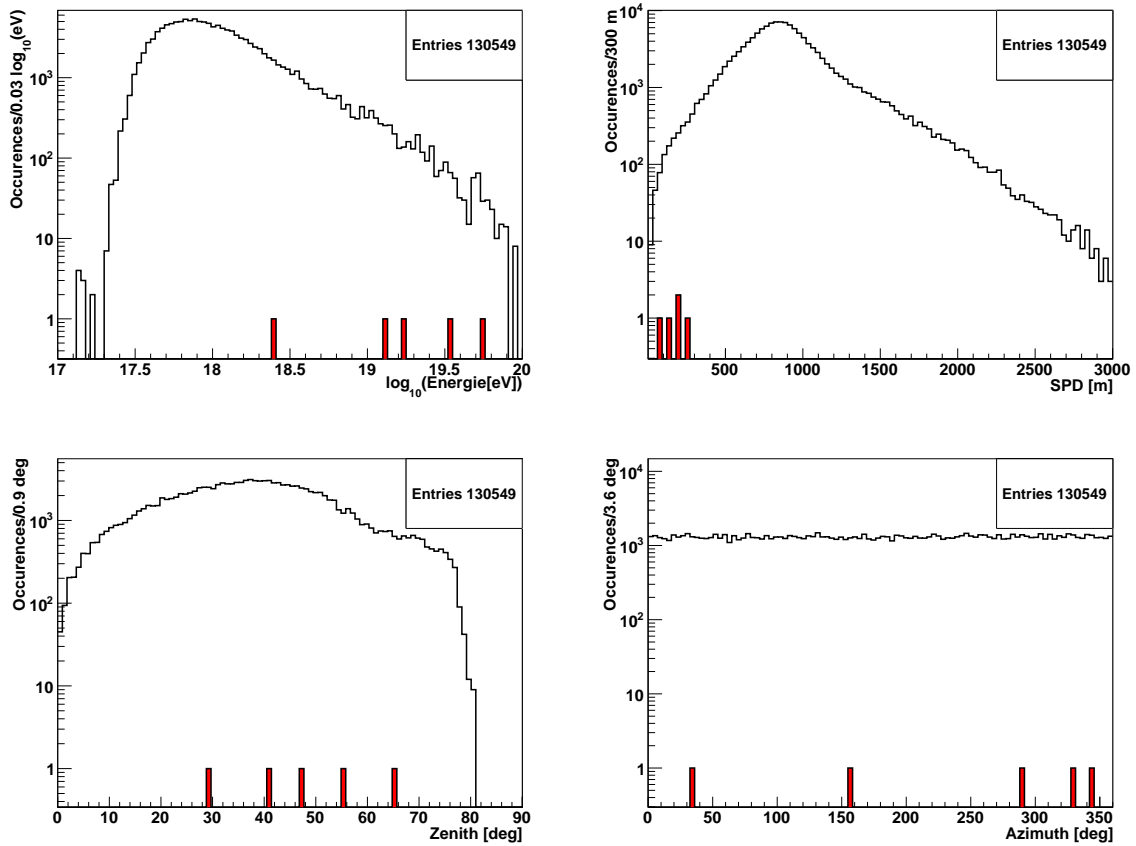


FIGURE 4.62 – Energie (haut gauche), distance à l'axe de la gerbe (haut droit), angle zénithal (bas gauche) et angle azimuthal (bas droit) pour les 5 événements gerbe-antenne sélectionnés après coupures de qualité et coupures en intensité et en temps (rouge), superposées aux énergie et distances à l'axe de la gerbe pour tous les événements gerbe-antenne candidats ayant passé les coupures de qualité et pour lesquels la gerbe est correctement reconstruite (transparent).

Conclusions

En juin 2011, après seulement 3 mois d'acquisition et un seul hexagone d'antennes, un signal dans la bande de fréquences GHz a été clairement associé au passage d'une gerbe. Ce signal avait suscité l'enthousiasme et la technique de détection paraissait alors très prometteuse. Le taux attendu d'événements présentant un signal radio avait alors été estimé à environ 1 par mois sur l'ensemble du réseau étendu, EASIER 61. En plus de 2 ans de prise de données, seulement 5 événements ont été clairement observés. Le réseau EASIER GHz est toujours en fonctionnement et en attente de nouveaux événements. Le chapitre 5 est consacré à la simulation des processus susceptibles d'être à l'origine des signaux détectés. Une comparaison entre ces signaux et les signaux résultants de la simulation des mêmes événements gerbe-antenne est réalisée dans la section 5.6.3.

Chapitre 5

Simulation des signaux micro-onde émis par les gerbes

Dans ce chapitre, on s'intéresse à la simulation des signaux reçus par des antennes sensibles aux fréquences GHz, ayant pour origine le rayonnement électromagnétique émis par les gerbes atmosphériques via différents mécanismes. Les objectifs de cette simulation sont de comprendre l'origine des cinq signaux effectivement reçus par les antennes d'EASIER GHz, de mettre éventuellement en évidence des observables qui relierait le signal aux caractéristiques de la gerbe et en particulier à la composition, et enfin d'améliorer le système de détection actuel. Afin de réaliser la simulation, on inscrit le mécanisme étudié dans le processus de développement de la gerbe et dans son milieu ambiant, l'atmosphère, puis on propage le rayonnement de la gerbe à l'antenne, tout en considérant la réponse de cette dernière.

On se préoccupera dans un premier temps du milieu dans lequel la gerbe se développe et rayonne, l'atmosphère, et des paramétrisations que l'on utilisera pour générer la gerbe. Ces paramétrisations proviennent du comportement moyen observé lors de simulations Monte-Carlo. Le code de simulation décrit dans ce chapitre est donc déterministe. Concernant les mécanismes d'émission, on commencera par extrapoler les résultats de l'expérience SLAC T471 aux gerbes atmosphériques, en émettant des hypothèses simples. Le rayonnement détecté au SLAC fût interprété comme du rayonnement de bremsstrahlung moléculaire, ou rayonnement de freinage provoqué par l'interaction électromagnétique entre les molécules de l'air et les électrons secondaires de la gerbe (électrons de basse énergie générés par les électrons de gerbe ionisant les constituants de l'air). On développera le mécanisme physique de bremsstrahlung moléculaire afin d'en déduire un rendement indépendant des résultats du SLAC, puis on abordera le rayonnement Cerenkov aux fréquences GHz afin d'en évaluer son intensité. On spécifiera ensuite les caractéristiques des antennes utilisées dans la simulation pour la réception du rayonnement électromagnétique. L'algorithme de simulation sera alors détaillé, puis les résultats seront présentés. On abordera dans un dernier temps les pistes apportées par la simulation, relatives à l'amélioration du système de détection.

5.1 Caractérisation de l'atmosphère

L'air représentant le milieu de développement et de rayonnement de la gerbe, il est nécessaire de connaître en tout point les paramètres intervenant dans la simulation tels que la masse volumique et l'indice de réfraction. On utilisera le modèle atmosphérique US standard 1976 [165] qui se base sur des mesures réalisées en satellites et fusées et sur les hypothèses suivantes,

- l'atmosphère est dans un état stationnaire,
- l'activité solaire est modérée,

- l'air se comporte comme un gaz parfait,
- la masse molaire moléculaire de l'air est indépendante de l'altitude et vaut $M_{air} = 28.9644 \text{ g.mol}^{-1}$,
- le profil de température est formé d'une succession de segments à dérivée constante, avec $T(0 \text{ m}) = 288.15 \text{ K}$.

A l'Observatoire Pierre Auger, un modèle atmosphérique plus complexe et non stationnaire est utilisé pour obtenir les caractéristiques de l'atmosphère nécessaires à la reconstruction des événements. Originellement basé sur des moyennes mensuelles de mesures en ballon effectuées à Malargüe, le modèle atmosphérique a récemment (2012) été remplacé par GDAS (Global Data Assimilation System), qui associe des mesures météorologiques à un algorithme de prédiction et apporte des données toutes les 3 heures [155]. Ce modèle n'est pas utilisé dans la simulation présentée dans ce chapitre car il apporte des précisions de second ordre, intéressantes lors d'une étude plus affinée.

5.1.1 La masse volumique de l'air

La masse volumique intervient dans le développement de la gerbe, au niveau de la quantité d'atmosphère traversée. Elle intervient aussi dans le processus de rayonnement de bremsstrahlung moléculaire, puisque le nombre d'électrons d'ionisation et le nombre de molécules cibles par unité de volume en dépendent directement (voir sections 5.3.1 et 5.3.3).

La masse volumique de l'air est la masse d'une molécule d'air M_{air}/N_A , avec M_{air} la masse molaire moléculaire de l'air sec égale à 28.96 g.mol^{-1} et N_A la constante d'Avogadro égale à $6.02 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$, multipliée par le nombre de molécules d'air par unité de volume. Le nombre de molécules d'air par unité de volume est donné par le ratio entre la somme des énergies cinétiques de toutes les molécules contenues dans une unité de volume, soit la pression P , et l'énergie cinétique d'une molécule à la température T , soit $k_B T$, avec k_B la constante de Boltzmann égale à $1.38 \times 10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$.

$$\rho = \frac{M_{air}P}{k_B N_A T}, \quad (5.1)$$

avec la pression en pascals ou J.m^{-3} , et la température en kelvins. T , P et ρ sont donc reliés par la loi des gaz parfaits. On utilise les valeurs de T et P apportées par le modèle US standard et représentées sur la figure 5.1 pour calculer la masse volumique de l'air en fonction de l'altitude (figure 5.2).

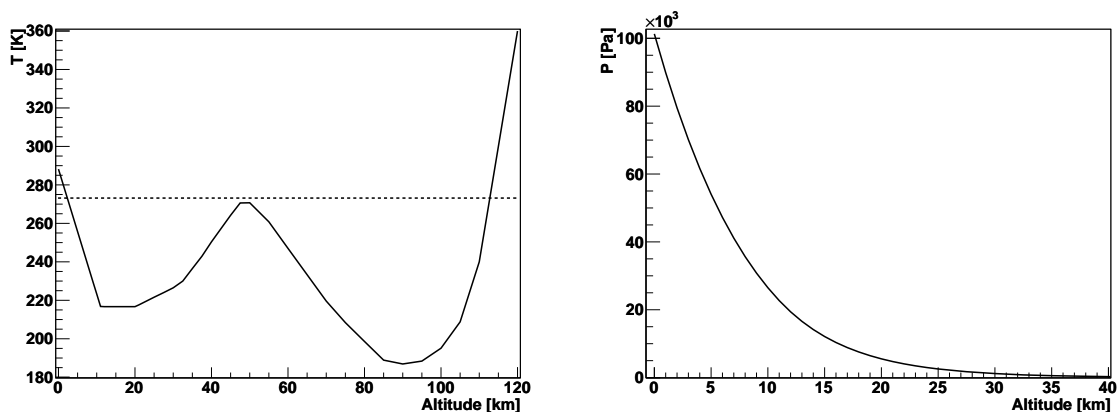


FIGURE 5.1 – Température (gauche) et pression (droite) de l'atmosphère en fonction de l'altitude. La ligne discontinue représente $T = 273.15 \text{ K}$.

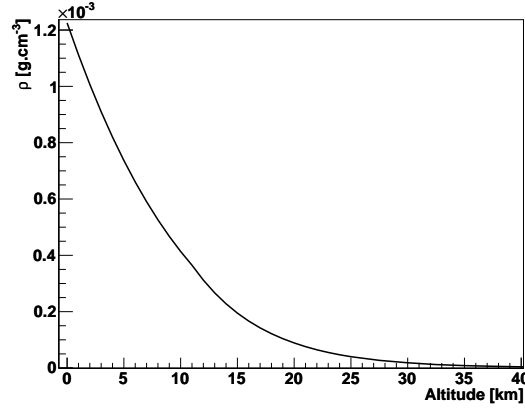


FIGURE 5.2 – Masse volumique de l’air en fonction de l’altitude selon les valeurs de T et P du modèle US standard.

5.1.2 L’indice de réfraction de l’air

L’indice de réfraction de l’air est utilisé dans le calcul de l’intensité du rayonnement Cerenkov, et de la vitesse de propagation de tout rayonnement de la gerbe à l’antenne,

$$v_\gamma(h) = \frac{c}{n(h)}. \quad (5.2)$$

L’indice de l’air s’écrit

$$n = (N - 1)10^6, \quad (5.3)$$

avec, pour les ondes radio du Hz au GHz [164],

$$N = 77.6890 \frac{P_d}{T} + 71.2952 \frac{P_w}{T} + 375463 \frac{P_w}{T^2}, \quad (5.4)$$

P_d étant la pression partielle de l’air sec et P_w la pression partielle de l’air humide (eau) en hPa, et T la température en Kelvin. Avec P_{atm} la pression atmosphérique totale et $frac_w(vol)$ la fraction volumique d’air humide, on a

$$P_w = frac_w(vol)P_{atm}, \quad (5.5)$$

$$P_d = P_{atm} - P_w. \quad (5.6)$$

En utilisant les valeurs tabulées de T , P_{atm} du modèle atmosphérique US standard, et de la quantité de vapeur d’eau dans l’air en fonction de l’altitude fournie par [165], puis en ajustant le profil de l’indice de l’air par une exponentielle décroissante, on obtient (figure 5.3)

$$n(h) = a \exp(-bh) + 1, \quad (5.7)$$

avec $a = 0.00031$, $b = 0.13$ et h l’altitude en km.

5.2 Paramétrisations du développement des gerbes

Des paramétrisations décrivant le développement des gerbes analytiquement ont été réalisées antérieurement à la création de codes de simulation complexes. Des paramétrisations actuelles se servent des résultats des codes de simulation. Leur utilisation permet de réduire les temps de calcul. Ces paramétrisations décrivent le comportement moyen des gerbes.

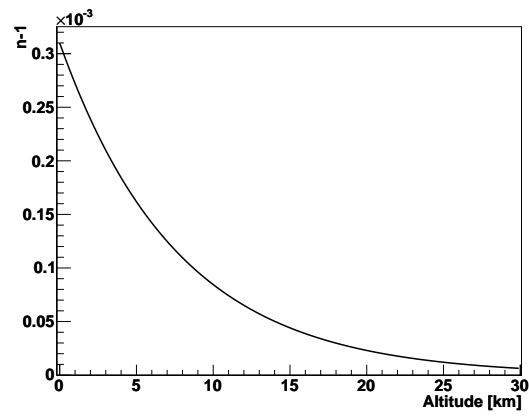


FIGURE 5.3 – Indice de réfraction de l'air soustrait de l'unité en fonction de l'altitude en km.

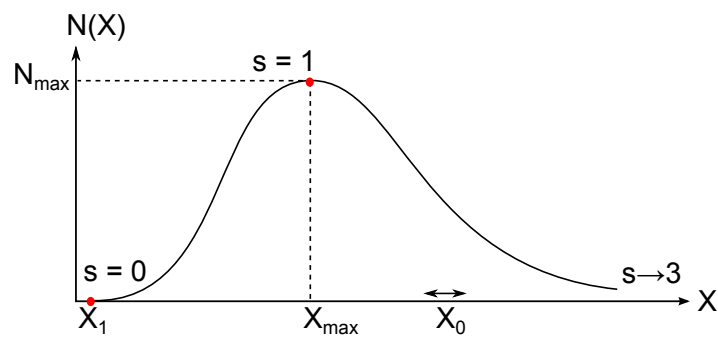


FIGURE 5.4 – Profil de développement longitudinal de la gerbe en fonction du grammage traversé. Les âges s particuliers sont indiqués, voir section 5.2.2.

La gerbe atmosphérique se développe à partir de l'interaction du rayon cosmique primaire avec l'atmosphère (section 1.5). On note X_1 la quantité d'atmosphère ou grammage traversé antérieurement à la première interaction et X_{max} celle correspondant au maximum de développement de la gerbe, là où le nombre de particules atteint un maximum, voir figure 5.4. Le signal électromagnétique émis par la gerbe dépend du nombre d'électrons et de leur distribution en énergie, il dépend donc du stade de développement de la gerbe. En première approximation, la gerbe peut être assimilée à un point se déplaçant dans l'atmosphère (développement "filaire"), mais la prise en compte de la distribution des électrons autour de l'axe de la gerbe rend la simulation plus réaliste. Par la suite, le terme électron, lorsqu'il réfère aux particules de la gerbe, désignera aussi le positron.

5.2.1 Premier point d'interaction

La position de la première interaction dépend de la densité d'atmosphère et de la section efficace d'interaction. On utilise les derniers résultats de l'Observatoire Pierre Auger pour les protons et une extrapolation des mesures à basse énergie pour les noyaux de fer. Pour un proton, la quantité d'atmosphère traversée avant la première interaction s'écrit donc

$$\langle X_1 \rangle = \rho_{air} \lambda_{p-air} = \frac{M_{air}}{\sigma_{p-air} N_A}, \quad (5.8)$$

avec ρ_{air} la masse volumique de l'air, λ_{p-air} la longueur d'interaction proton-air, M_{air} la masse molaire atomique moyenne de l'air égale à 14.54 g.mol^{-1} , et σ_{p-air} la section efficace d'interaction proton-air. Sa dépendance à l'énergie est apportée par l'ajustement affine de la figure 2.25 entre $E_0 = 10^{17}$ et 10^{20} eV,

$$\sigma_{p-air} = 47 \log_{10}(E_0/1 \text{ eV}) - 339 \text{ mb}, \quad (5.9)$$

avec 1 millibarn (mb) = 10^{-27} cm^2 . Sur le même intervalle en énergie, $\langle X_1(p) \rangle \sim 45 \text{ g.cm}^{-2}$ et $\langle X_1(fe) \rangle \sim 11 \text{ g.cm}^{-2}$ [159].

5.2.2 L'âge de la gerbe

La composante électromagnétique des gerbes peut être générée simplement en utilisant des paramétrisations du profil longitudinal, de la distribution latérale et du spectre en énergie des électrons. En première approximation, en dehors des valeurs absolues du nombre de particules composant la gerbe et du grammage associé, le développement des gerbes peut être considéré comme universel. On peut ainsi définir une variable s , ou âge de la gerbe, qui indique le stade de développement de la gerbe et dont dépendront les différentes paramétrisations utilisées. En définissant la variable t comme le nombre de longueurs d'interactions électromagnétiques traversées,

$$t = \frac{X - X_1}{X_0}, \quad (5.10)$$

avec $X_0 \sim 37 \text{ g.cm}^{-2}$ la quantité d'atmosphère correspondant à une longueur d'interaction électromagnétique, il vient que la dérivée par rapport à t du profil longitudinal normalisé

$$\frac{1}{N(t)} \frac{dN(t)}{dt} \quad (5.11)$$

est un indicateur du stade de développement ou âge de la gerbe. L'âge de la gerbe est fonction de cette dérivée et s'écrit de façon à valoir 1 au maximum de développement,

$$s \left(t \Big|_{\frac{1}{N(t)} \frac{dN(t)}{dt} = 0} \right) = 1. \quad (5.12)$$

En posant t_{max} le nombre de longueurs d'interaction électromagnétique traversées au maximum de développement, on a $s(t = t_{max}) = 1$. L'âge de la gerbe s doit valoir 0 à la naissance de la gerbe et est défini comme tendant vers 3 quand t tend vers l'infini [156],

$$s(t) = \frac{3t}{t + 2t_{max}}. \quad (5.13)$$

Les caractéristiques de la gerbe que sont la nature et l'énergie du primaire initiateur sont incluses dans l'âge de la gerbe par le biais de la valeur de t_{max} , ce qui permet au nombre **relatif** de particules de ne dépendre que de l'âge de la gerbe. Il en est de même pour les distributions latérale et en énergie des électrons.

Lorsque la quantité d'atmosphère traversée considérée est très supérieure à celle traversée antérieurement au premier point d'interaction, soit si $X \gg X_1$, on peut substituer la variable X/X_0 à la variable t , et alors

$$s(X) = \frac{3X}{X + 2X_{max}}. \quad (5.14)$$

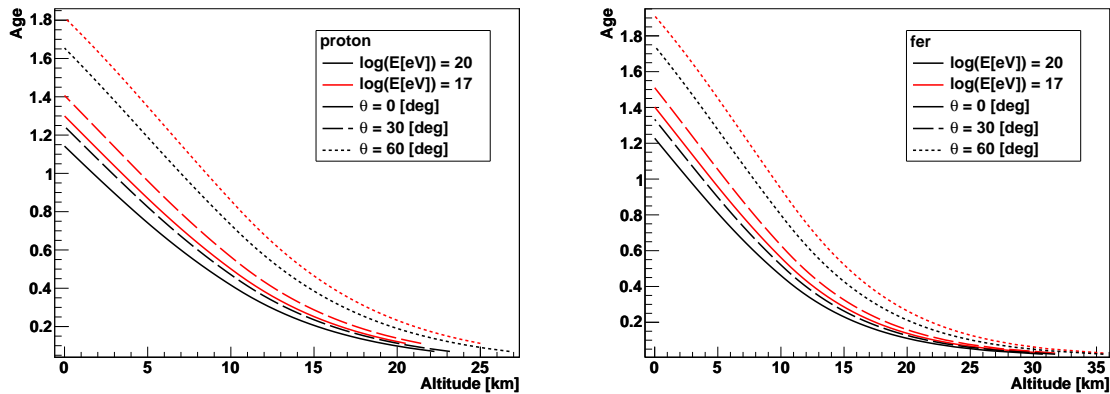


FIGURE 5.5 – Age moyen d'une gerbe en fonction de l'altitude pour différentes combinaisons d'énergie et d'angle zénithal obtenu avec l'équation 5.14. Gauche : pour des gerbes issues de protons. Droite : pour des gerbes issues de noyaux de fer.

Comme indiqué sur la figure 5.5, l'âge moyen au niveau de la mer d'une gerbe d'énergie comprise entre 10^{17} et 10^{20} eV et d'angle zénithal compris entre 0 et 60° se situe entre 1.15 et 1.8 lorsqu'elle est issue de proton et entre 1.25 et 1.9 lorsqu'elle est issue de fer. On remarque aussi que la première interaction avec l'atmosphère est réalisée environ 10 km plus tôt dans le cas du fer que dans le cas du proton. Le fer peut en effet être modélisé comme une superposition de 56 protons d'énergie 56 fois inférieure. La figure indique aussi que ces mêmes gerbes atteignent leur maximum de développement ($s = 1$) entre 1.5 et 8.5 km lorsqu'elles sont issues de proton et entre 3 et 10 km pour celles issues de fer.

5.2.3 Le profil longitudinal des électrons

On utilise la formule de GIL [157, 158] (Greisen, Il'ina et Linsey) pour déterminer le nombre absolu d'électrons au maximum de développement d'une gerbe d'énergie E_0 . Cette formule décrit le développement des gerbes hadroniques, en termes du nombre d'électrons qui la constituent en fonction de son âge, pour une particule primaire d'énergie E_0 et de nombre de masse A , en utilisant le principe de superposition (une gerbe issue d'un noyau de masse A est équivalent à A gerbes issues de protons d'énergie A fois inférieure),

$$N(s) = \frac{E_0}{E_1} \exp(t - t_{max} - 2t \ln(s)), \quad (5.15)$$

avec

$$t_{max} = a_1 + a_2 \left(\ln \left(\frac{E_0}{E_c} \right) - \ln(A) \right), \quad (5.16)$$

et $E_c \sim 80$ MeV l'énergie critique des électrons. La formule de GIL est issue d'un calcul analytique, mais les valeurs $E_1 = 1.45$ GeV, $a_1 = 1.7$, et $a_2 = 0.76$ ont été déduites d'un ajustement de la formulation sur les résultats de la simulation CORSIKA réalisée à partir du modèle d'interaction hadronique QGSJET. Il vient finalement

$$N_{max} = N(t = t_{max}) = \frac{E_0}{1.45 \times 10^9 \text{ eV}}. \quad (5.17)$$

La quantité d'atmosphère moyenne traversée au maximum de développement est issue d'un ajustement affine des valeurs générées par les simulations utilisant le modèle hadronique QGSJetII-04 (voir figure 2.14),

$$\langle X_{max} \rangle = b \log_{10} \left(\frac{E_0}{1 \text{ eV}} \right) + c. \quad (5.18)$$

Les coefficients sont reportés dans le tableau 5.1. En première approximation, on a $\langle X_{max} \rangle (fe, 10^{18} \text{ eV}) \sim 600 \text{ g.cm}^{-2}$ et $\langle X_{max} \rangle (p, 10^{18} \text{ eV}) \sim 700 \text{ g.cm}^{-2}$, $\langle X_{max} \rangle (fe, 10^{19} \text{ eV}) \sim 700 \text{ g.cm}^{-2}$ et $\langle X_{max} \rangle (p, 10^{19} \text{ eV}) \sim 800 \text{ g.cm}^{-2}$.

On utilisera la formule de Gaisser-Hillas [48] comme paramétrisation du développement de la gerbe. Elle est fonction de N_{max} , X_{max} , et de paramètres d'ajustement (aux données ou aux simulations) dépendants de l'énergie et de la masse du primaire, X_{par} et λ ,

$$N(X) = N_{max} \left(\frac{X - X_{par}}{X_{max} - X_{par}} \right)^{\frac{X_{max} - X_{par}}{\lambda}} \exp \left(\frac{X_{max} - X}{\lambda} \right), \quad (5.19)$$

avec

$$\langle X_{par} \rangle = a \log_{10}^2 \left(\frac{E_0}{1 \text{ eV}} \right) + b \log_{10} \left(\frac{E_0}{1 \text{ eV}} \right) + c, \quad (5.20)$$

$$\langle \lambda \rangle = a \log_{10}^2 \left(\frac{E_0}{1 \text{ eV}} \right) + b \log_{10} \left(\frac{E_0}{1 \text{ eV}} \right) + c. \quad (5.21)$$

Les valeurs des coefficients sont reportés dans le tableau 5.1. Ils sont issus de l'ajustement quadratique des résultats [159] de la simulation CORSIKA utilisant le modèle hadronique QGSJET.

	a	b	c
$\langle X_{max} \rangle (p)$	-	55	-257.5
$\langle X_{max} \rangle (fe)$	-	52.5	-302.5
$\langle X_{par} \rangle (p)$	8.3	-325.2	3096.4
$\langle X_{par} \rangle (fe)$	0.1	-33.1	503.7
$\langle \lambda \rangle (p)$	1.65	-61.75	640
$\langle \lambda \rangle (fe)$	0.65	-29.65	395.3

TABLE 5.1 – Coefficients des polynômes $\langle X_{max} \rangle$, $\langle X_{par} \rangle$ et $\langle \lambda \rangle$ de la variable [logarithme de l'énergie du primaire], dans le cas proton ou fer, produits par l'ajustement de tables.

5.2.4 La distribution latérale des électrons

Nishimura, Kamata et Greisen (NKG) fournirent dans les années 60 [160, 161] une formulation de la distribution latérale des électrons en résolvant analytiquement les équations de propagation des gerbes électromagnétiques,

$$\rho_{NKG}(r, s, N_e) = \frac{dN_e}{dS} = \frac{dN_e}{2\pi r dr} = \frac{N_e}{2\pi r_m^2} \frac{\Gamma(4.5 - s)}{\Gamma(s)\Gamma(4.5 - 2s)} \left(\frac{r}{r_m}\right)^{s-2} \left(1 + \frac{r}{r_m}\right)^{s-4.5}. \quad (5.22)$$

r est la distance à l'axe de la gerbe considérée, N_e le nombre total d'électrons à l'âge de la gerbe s . La fonction mathématique gamma est définie par

$$\Gamma(z) = \int_0^\infty t^{z-1} e^{-t} dt. \quad (5.23)$$

La distribution latérale des électrons ne dépend pas que de l'âge de la gerbe. En effet, la diffusion des électrons dépend de la densité de l'atmosphère et donc de l'altitude considérée. Le rayon de Molière r_m prend en compte cet effet. Il est défini comme le rayon d'un cylindre centré sur l'axe de la gerbe et contenant 90% de son énergie,

$$r_m(h) = \frac{m_e c^2 X_0}{E_c \rho(h)} \sqrt{\frac{4\pi}{\alpha}} \sim \frac{9.6 \text{ g.cm}^{-2}}{\rho(h)}, \quad (5.24)$$

avec m_e la masse de l'électron, c la vitesse de la lumière dans le vide, X_0 la longueur de radiation, E_c l'énergie critique, ρ la masse volumique de l'air fonction de l'altitude h , et α la constante de structure fine $\approx 7.3 \times 10^{-3}$. Le rayon de Molière décroît lorsque la masse volumique de l'air croît, soit lorsque l'altitude diminue (figure 5.6). En effet, plus la densité de particules atmosphériques est élevée et plus la diffusion est importante, ce qui empêche les particules de s'éloigner trop loin de leur lieu d'émission.

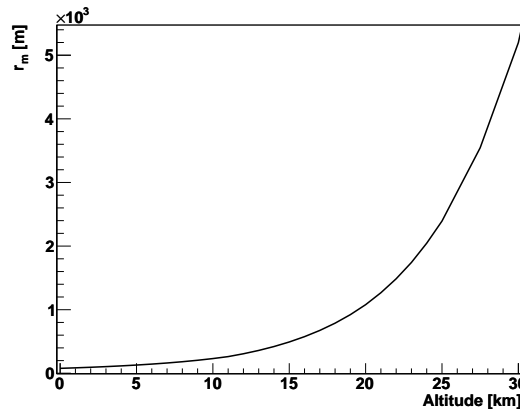


FIGURE 5.6 – Rayon de Molière en fonction de l'altitude.

Puisqu'elle tend vers l'infini en 0, la distribution ne peut être utilisée et normalisée numériquement sans considérer une limite inférieure de validité ϵ ,

$$k \int_{\epsilon}^{\infty} \rho_{NKG_n}(r, s, N_e) 2\pi r dr = N_e. \quad (5.25)$$

La distribution non normalisée de la distance à l'axe des électrons de la gerbe est représentée sur la figure 5.7 avec $r_m = 100$ m. Ce rayon de Molière est celui d'une gerbe à 2.3 km d'altitude, et donc, par exemple, celui d'une gerbe d'énergie supérieure à 10^{18} eV et de zénith inférieur à

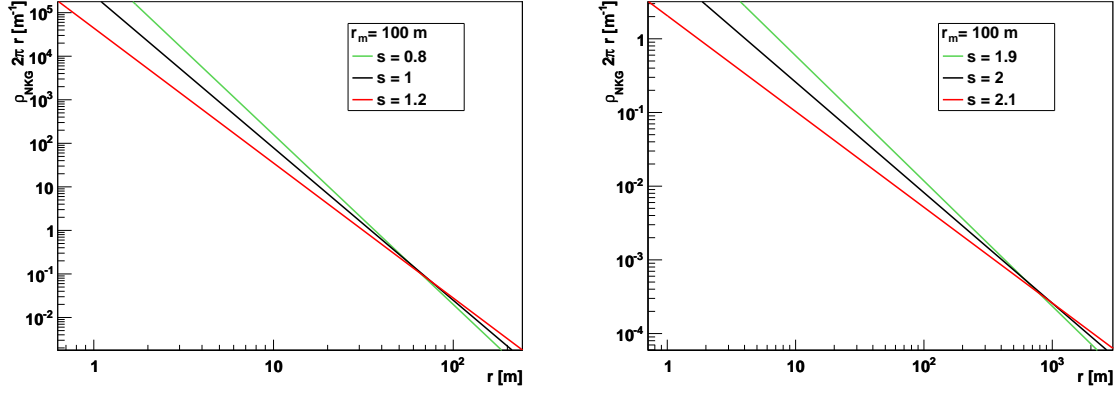


FIGURE 5.7 – Distribution non normalisée de la distance à l’axe des électrons de la gerbe $\rho_{NKG} 2\pi r$, pour $r_m = 100$ m et différents âges de gerbe s .

30° à son maximum de son développement (où $s = 1$). Entre 10 m où $\rho_{NKG} 2\pi r = 79 \text{ m}^{-1}$ et 100 m où $\rho_{NKG} 2\pi r = 0.025 \text{ m}^{-1}$, la distribution à $s = 1$ et $r_m = 100$ m peut être approximée par la loi de puissance suivante,

$$\rho_{NKG} 2\pi r \propto r^{-3.5} \text{ m}^{-1}. \quad (5.26)$$

Cette formulation sera utile pour estimer la dérivée de la distribution latérale des électrons dans la section 5.5.

5.2.5 Le spectre en énergie des électrons

Le spectre en énergie des électrons est en première approximation universel : il ne dépend ni de l’énergie ni de la nature du primaire initiateur, mais uniquement du stade de développement (ou âge) de la gerbe s . Une paramétrisation des résultats de simulations Monte-Carlo (CORSIKA) réalisée par F. Nerling [162] donne (pour des gerbes entre 10^{18} et 10^{20} eV, d’inclinaison $\theta < 60^\circ$),

$$f(E, s) = \frac{dN_e}{d \ln E} \frac{1}{N_e} = a_0 \frac{E}{(E + a_1)(E + a_2)^s}, \quad (5.27)$$

avec E en MeV, $a_1 = 6.42522 - 1.53181 s$ et $a_2 = 168.168 - 42.1368 s$. Pour chaque s , a_0 est déterminé par la condition de normalisation $\int_0^\infty f(E) d \ln E = 1$, et peut être ajusté par une fonction de type $k_0 \exp(k_1 s + k_2 s^2)$. Puisque $d \ln E = 1/E \times dE$, on peut aussi écrire

$$\frac{dN_e}{dE} \frac{1}{N_e} = a_0 \frac{1}{(E + a_1)(E + a_2)^s}. \quad (5.28)$$

Une intégration numérique donne $a_0(s = 0.8) = 1/0.0755$, $a_0(s = 1) = 1/0.0267$, $a_0(s = 1.2) = 1/0.0104$. Comme attendu, la distribution (figure 5.8) est décalée vers les basses énergies lorsque l’âge de la gerbe augmente.

5.2.6 L’énergie perdue par les électrons dans l’air

Avec x la longueur de parcours en cm, X le grammage traversé en g.cm^{-2} et ρ la masse volumique de l’air en g.cm^{-3} , l’énergie perdue par électron par unité de grammage (figure 5.9) et l’énergie perdue par électron par unité de longueur de parcours sont reliées par,

$$\frac{dE}{dX}(E) = \frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx}(E). \quad (5.29)$$

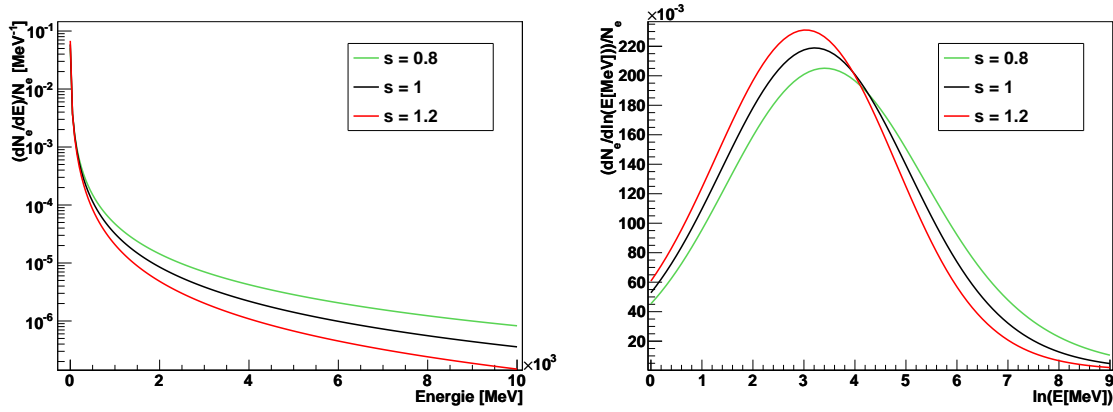


FIGURE 5.8 – Distribution en énergie cinétique des électrons de la gerbe, pour différents âges. Gauche : la variable est l'énergie en MeV. Droite : la variable est le logarithme naturel de l'énergie en MeV. $\ln(E/\text{MeV}) = 9$ est équivalent à $E = 8103$ MeV.

Afin d'évaluer l'énergie moyenne perdue par électron en fonction de l'âge de la gerbe, on pondère l'énergie perdue par électron en fonction de son énergie par la distribution en énergie des électrons à l'âge s ,

$$\frac{dE}{dX}(s) = \int \frac{1}{N_e} \frac{dN_e}{dE}(E, s) \frac{dE}{dX}(E) dE \sim 2.2 \text{ MeV}/(\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}). \quad (5.30)$$

Cette valeur sera utilisée dans la simulation pour générer la perte d'énergie des électrons.

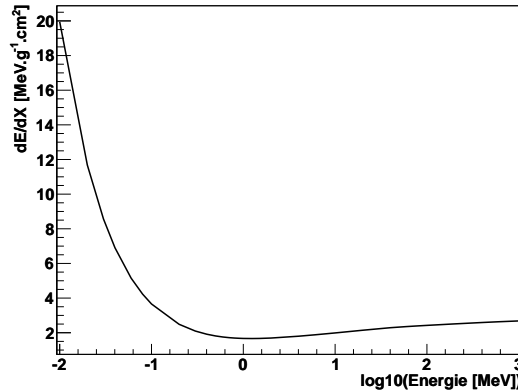


FIGURE 5.9 – Énergie perdue par unité de grammage par un électron en fonction du logarithme base 10 de son énergie en MeV.

5.3 Les mécanismes d'émission au GHz

On étudie ici les processus susceptibles de produire un rayonnement aux fréquences micro-ondes. On commencera par une extrapolation des résultats de l'expérience menée au SLAC, on considérera ensuite l'effet Cerenkov dans le domaine GHz, et enfin le processus de bremsstrahlung moléculaire, supposé être à l'origine du rayonnement observé au SLAC.

On se placera dans l'hypothèse de rayonnements incohérents puisque les longueurs d'ondes GHz (0.079 m à 3.8 GHz) sont trop petites au regard des distances interparticulaires (sans pour autant en être inférieure) pour générer un rayonnement cohérent à longue portée (voir figure

5.10 et section 3.1.3). Les puissances émises par chaque électron de la gerbe s'additionnent simplement et non quadratiquement.

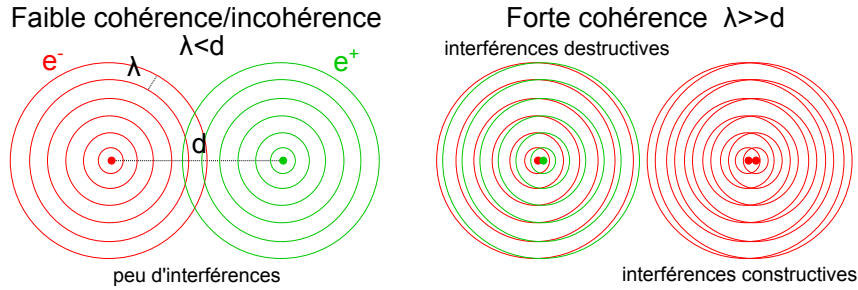


FIGURE 5.10 – Cohérence spatiale entre les ondes. Gauche : la distance interparticulaire est grande par rapport à la longueur d'onde considérée, il y a peu ou pas de cohérence. Droite : la distance interparticulaire est petite devant la longueur d'onde considérée, la cohérence est élevée et les champs électromagnétiques s'additionnent significativement. Si la cohérence est totale et que les deux particules sont de même masse mais de charges opposées, les champs s'annulent. Si la cohérence est totale et que les deux particules sont identiques, le champ résultant est doublé et la puissance résultante quadruplée.

5.3.1 Extrapolation de l'expérience SLAC T471

On exploite les résultats de l'expérience menée par Gorham *et al.* au SLAC (voir section 3.4.1) afin d'établir le rendement du processus à l'origine du rayonnement isotrope détecté. Ce rayonnement serait émis par les électrons de basse énergie issus de l'ionisation de l'air par les électrons de gerbes. Ces électrons de basse énergie seraient diffusés par les molécules d'air et rayonneraient en conséquence.

	Expression	Valeur texte	Valeur tableau
Densité de puissance maximale	$P_0/\Delta S$	10^{-6} W.m^{-2}	
Constante de décroissance	τ	7 ns	10 ns
Energie du faisceau	E_0	$6 \times 10^{17} \text{ eV}$	$3.36 \times 10^{17} \text{ eV}$
Longueur observée	L_0	$3.3 \text{ ns} \times c = 1 \text{ m}$	0.65 m
Distance antenne-faisceau	r_0	0.4 m	0.5 m
Bande passante de l'antenne	$\Delta\nu_0$	1.5-6 GHz	2.5 GHz

TABLE 5.2 – Paramètres et résultats de l'expérience menée par Gorham *et al.* au SLAC.

Résultats de l'expérience

On rappelle que l'expérience consiste en un faisceau d'électrons d'énergie totale E_0 , calculée comme le produit de l'énergie d'un électron par son nombre, traversant des cibles d'aluminium dans le but de générer un maximum d'électrons secondaires. Ces derniers entrent dans une chambre anéchoïque dans laquelle se trouvent des antennes sensibles au rayonnement électromagnétique aux fréquences GHz. L_0 est la longueur de la chambre, soit la longueur de faisceau observée par l'antenne, r_0 est la distance entre le faisceau et l'antenne, et $\Delta\nu_0$ est la bande passante de l'antenne. Les valeurs de ces paramètres et des résultats expérimentaux sont donnés dans le tableau 5.2. Ils diffèrent selon que l'on considère le texte ou le tableau récapitulatif de l'article [127]. L'expérience est réalisée dans une installation à un niveau proche du niveau de la mer, où la masse volumique de l'air est de $\rho_0 = 1.2 \times 10^{-3} \text{ g.cm}^{-3}$.

La densité de puissance détectée dans la chambre par l'antenne orientée perpendiculairement au faisceau est une exponentielle de maximum $P_0/\Delta S$ et de constante de décroissance τ (voir figure 3.19 et tableau 5.2). Avec t le temps écoulé depuis l'entrée du faisceau,

$$\frac{P_{SLAC}(t)}{\Delta S} = \frac{P_0}{\Delta S} \exp\left(\frac{-t}{\tau}\right) \text{ W.m}^{-2}. \quad (5.31)$$

Rendement micro-onde par unité de fréquence

On cherche à établir le rendement de l'émission micro-onde détectée et supposée isotrope, en rapportant l'énergie rayonnée par unité de fréquence sur la longueur L_0 à l'énergie totale perdue par le faisceau sur la même longueur,

$$Y_{MW,0} = \frac{E_{SLAC}/\Delta\nu}{E_{tot,0}}. \quad (5.32)$$

La densité d'énergie correspondant à $P_{SLAC}/\Delta S$ est son intégration temporelle,

$$\frac{E_{SLAC}}{\Delta S} = \int_0^\infty \frac{P_0}{\Delta S} \exp\left(\frac{-t}{\tau}\right) dt = \tau \frac{P_0}{\Delta S} \text{ J.m}^{-2}. \quad (5.33)$$

On considère que le spectre en fréquence du rayonnement est constant sur quelques GHz autour de 1 GHz. Par unité de fréquence, la densité d'énergie est donc de

$$\frac{E_{SLAC}}{\Delta S \Delta\nu} = \tau \frac{P_0}{\Delta S} \frac{1}{\Delta\nu_0} \text{ J.m}^{-2}.\text{Hz}^{-1}. \quad (5.34)$$

On remonte à l'énergie rayonnée par unité de fréquence sur la longueur L_0 en faisant l'approximation que toute l'énergie est émise à la distance r_0 de l'antenne,

$$\frac{E_{SLAC}}{\Delta\nu} = 4\pi r_0^2 \tau \frac{P_0}{\Delta S} \frac{1}{\Delta\nu_0} \text{ J.Hz}^{-1}. \quad (5.35)$$

Sachant que le faisceau associé aux cibles simule une gerbe à son maximum de développement, soit à $s = 1$,

$$E_{tot,0} = N_{e,0}(s = 1) \frac{dE}{dX} \rho_0 L_0, \quad (5.36)$$

avec $N_{e,0}(s = 1)$ le nombre d'électron dans la chambre anéchoïque lors de l'expérience. Il vient finalement

$$Y_{MW,0} = 4\pi r_0^2 \tau \frac{P_0}{\Delta S} \frac{1}{\Delta\nu_0} \frac{1}{N_{e,0}(s = 1) \rho_0 L_0} \left(\frac{dE}{dX}\right)^{-1}. \quad (5.37)$$

La formule de GIL (voir section 5.2.3) donne

$$N_e(s = 1, E_0 = 6 \times 10^{17} \text{ eV}) = 4.14 \times 10^8, \quad (5.38)$$

$$N_e(s = 1, E_0 = 3.36 \times 10^{17} \text{ eV}) = 2.32 \times 10^8. \quad (5.39)$$

En utilisant $dE/dX = 2.2 \text{ MeV.g}^{-1}.\text{cm}^2$ et les valeurs du tableau 5.2, on obtient

$$1.79 \times 10^{-19} \text{ Hz}^{-1} < Y_{MW,0} < 1.97 \times 10^{-18} \text{ Hz}^{-1}. \quad (5.40)$$

Il se trouve que la valeur inférieure est déterminée par les valeurs labellisées "texte" et que la valeur supérieure l'est par les valeurs labellisées "tableau". Seules les valeurs contenues dans le tableau seront utilisées dans la simulation. Il est à noter que plusieurs groupes de recherche se sont intéressés à la transposition du rendement de l'expérience du SLAC à une altitude quelconque. L'hypothèse d'un rendement non dépendant de l'altitude est fréquemment émise, ce qui n'est pas le cas dans le présent travail.

Utilisation du rendement pour les gerbes atmosphériques

On transpose ce rendement à une altitude quelconque h en se servant des hypothèses sur le processus responsable du rayonnement suivantes,

- les électrons ionisent l'air et les électrons secondaires résultants interagissent à nouveau avec les constituants de l'air pour produire le rayonnement détecté. La relation entre l'intensité du rayonnement et la masse volumique de l'air est donc quadratique, pour rendre compte de l'énergie perdue par la gerbe E_{tot} (essentiellement par ionisation), et de la densité de cible, reliée à la probabilité d'interaction entre les électrons issus de l'ionisation et les molécules de l'air. La relation entre le rendement et la masse volumique de l'air est donc linéaire,
- la constante de décroissance exponentielle du signal reçu τ ne varie pas avec l'altitude.

Il vient alors

$$Y_{MW}(h) = Y_{MW,0} \frac{\rho(h)}{\rho_0}. \quad (5.41)$$

On utilise ce rendement pour calculer l'énergie micro-onde émise par unité de fréquence par une gerbe atmosphérique d'énergie E , à un stade de développement s , à l'altitude h et sur une longueur L ,

$$\frac{E_{MW}}{\Delta\nu}(E, s, h, L) = Y_{MW}(h) E_{tot}(E, s, h, L) = Y_{MW}(h) N_e(E, s) \frac{dE}{dX} \rho(h) L. \quad (5.42)$$

En utilisant les paramètres de l'expérience, et sachant que $[N_e(s=1)/N_{e,0}(s=1) = E/E_0]$,

$$\frac{E_{MW}}{\Delta\nu}(E, s, h, L) = \frac{E_{SLAC}}{\Delta\nu} \frac{E}{E_0} \frac{L}{L_0} \frac{\rho^2(h)}{\rho_0^2} \frac{N_e(s)}{N_e(s=1)} \text{ J.Hz}^{-1}, \quad (5.43)$$

avec $N_e(s)$ le nombre d'électron de la gerbe au stade de développement s .

5.3.2 Le rayonnement Cerenkov

Les particules chargées de la gerbe qui se déplacent plus vite que la lumière dans l'atmosphère émettent un rayonnement Cerenkov dont une partie pourrait être détectée aux fréquences micro-ondes (voir section 3.1.1). On estimera ici l'intensité du rayonnement Cerenkov émis par les électrons et positrons de la gerbe à ces fréquences.

On rappelle que le rayonnement Cerenkov est émis à un angle

$$\theta_c = \arccos\left(\frac{1}{n\beta}\right), \quad (5.44)$$

et que l'énergie seuil d'émission Cerenkov est telle que $\beta > 1/n$,

$$E_{seuil} = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \frac{1}{n^2}}}. \quad (5.45)$$

Pour un électron, $m_e c^2 = 0.511$ MeV, $E_{e,seuil}$ vaut donc 20.9 MeV lorsque $n = 1.0003$. On négligera l'effet des muons qui représentent moins de 2% des particules de la gerbe au maximum de développement et dont l'énergie seuil de production Cerenkov est 200 fois supérieure à celle des électrons.

On obtient l'énergie Cerenkov émise par un électron ou un positron (appelés de façon identique par la suite) de vitesse βc , à l'altitude h , et sur une longueur Δx , en intégrant la densité spectrale et linéique Cerenkov (équation 3.2) sur les fréquences et la longueur considérées,

$$E(\beta, h, \Delta x) = e^2 \mu_0 \left(1 - \frac{1}{n^2(h)\beta^2}\right) \Delta x \int_{\omega_{min}}^{\omega_{max}} \omega d\omega, \quad (5.46)$$

$$E(\beta, h, \Delta x) = e^2 \mu_0 \left(1 - \frac{1}{n^2(h) \beta^2} \right) \Delta x 2\pi^2 \left(\nu_{max}^2 - \nu_{min}^2 \right), \quad (5.47)$$

avec E en joules, $e = 1.602 \times 10^{19}$ C la charge élémentaire et $\beta = \sqrt{1 - m_e^2 c^4 / E_e^2}$, avec E_e l'énergie de l'électron. L'énergie émise par l'ensemble des électrons et positrons de la gerbe à l'altitude h pour une longueur de parcours Δx s'écrit

$$E(h, s, \Delta x) = N_e(s) \int_{E_{e,seuil}(h)}^{E_{e,max}} \frac{1}{N_e} \frac{dN_e}{dE_e}(E_e, s) E(\beta, h, \Delta x) dE_e. \quad (5.48)$$

La détermination d'un rendement fonction de l'altitude comparable au rendement établi à partir des données du SLAC n'est pas possible car l'énergie Cerenkov émise dépend de la distribution en énergie des électrons, qui elle dépend de l'âge de la gerbe.

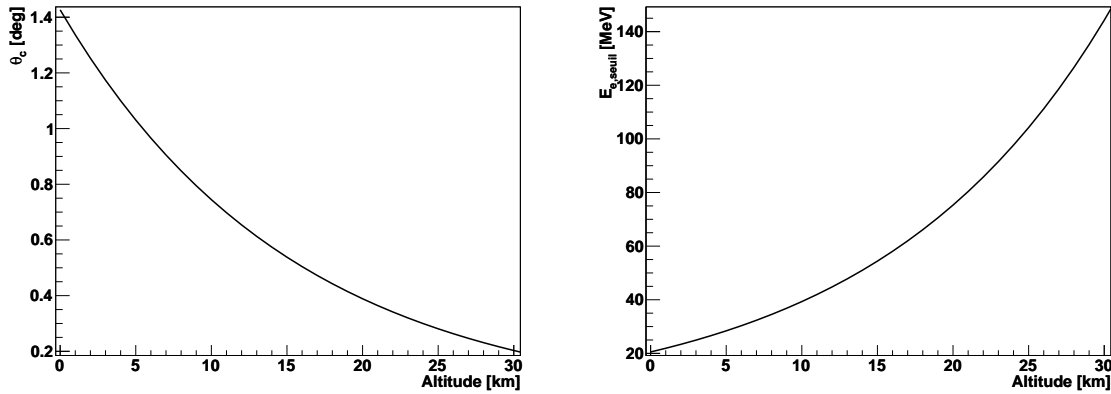


FIGURE 5.11 – Gauche : angle Cerenkov en fonction de l'altitude pour $\beta = 1$. Droite : énergie seuil de rayonnement Cerenkov pour un électron en fonction de l'altitude.

Dans le cas de gerbes atmosphériques, la diffusion des électrons est telle que leur dispersion angulaire domine sur l'angle Cerenkov θ_c . La distribution angulaire du rayonnement ne suit donc pas $\delta(x - \theta_c)$, avec θ_c fonction de l'altitude représentée sur la figure 5.11 de gauche, mais plutôt la distribution angulaire des électrons,

$$\frac{1}{N_e} \frac{dN_e}{d\theta}(h, s, \theta) = \int_{E_{e,seuil}(h)}^{E_{e,max}} \frac{1}{N_e} \frac{dN_e}{dE_e}(E_e, s, \theta) dE_e, \quad (5.49)$$

avec l'axe de la gerbe en $\theta = 0$. Lorsque l'altitude diminue, l'âge de la gerbe augmente, ce qui entraîne un décalage vers les basses énergies de la distribution en énergie des électrons. De plus, l'énergie seuil de rayonnement Cerenkov diminue également (figure 5.11 de droite). Ainsi, l'énergie moyenne des électrons concernés par l'effet Cerenkov diminue avec l'altitude. Il vient alors que leur distribution angulaire s'uniformise et se décale vers les grands angles. En effet, plus l'énergie de l'électron est basse et plus il est dévié par la diffusion coulombienne. L'angle moyen (θ) est donc une fonction croissante de l'âge et décroissante de l'altitude. Une paramétrisation a été réalisée sur les données de CORSIKA [162],

$$\frac{1}{N_\gamma} \frac{dN_\gamma}{d\theta_\gamma}(h, s, \theta_\gamma) = a_s(s) \frac{1}{\theta_1(h)} \exp\left(\frac{-\theta_\gamma}{\theta_1(h)}\right) + b_s(s) \frac{1}{\theta_2(h)} \exp\left(\frac{-\theta_\gamma}{\theta_2(h)}\right), \quad (5.50)$$

avec

$$a_s(s) = a_0 + a_1 s + a_2 s^2, \quad b_s(s) = b_0 + b_1 s + b_2 s^2, \quad (5.51)$$

$$\theta_1(h) = \alpha E_{e,seuil}^{-\beta}, \quad \theta_2(h) = (\alpha' + \beta' s) \alpha E_{e,seuil}^{-\beta}, \quad (5.52)$$

$(a_0, a_1, a_2) = (4.2489 \times 10^{-1}, 5.8371 \times 10^{-1}, -8.2373 \times 10^{-2})$, $(b_0, b_1, b_2) = (5.5108 \times 10^{-2}, -9.5587 \times 10^{-2}, 5.6952 \times 10^{-2})$, $(\alpha, \beta) = (0.62694, 0.60590)$, et $(\alpha', \beta') = (10.509, -4.9644)$.

On peut alternativement utiliser une paramétrisation plus simple qui ne dépend que de l'altitude, un âge moyen pouvant correspondre à chaque altitude si on considère un primaire moyen, sachant qu'en dehors de par la masse volumique de l'air, altitude et âge sont reliés par l'énergie, l'inclinaison et la nature du primaire. Cette simplification ne peut se justifier que si l'influence de l'âge de la gerbe est limitée.

$$\frac{1}{N_\gamma} \frac{dN_\gamma}{d\theta_\gamma}(h, \theta_\gamma) \propto \frac{\exp\left(\frac{-\theta_\gamma}{\theta_0}\right)}{\theta_0(h)}, \quad (5.53)$$

avec $\theta_0(h) = a E_{e,seuil}^{-b}$ et $a = 0.85$, $b = 0.66$ [163]. La normalisation de la distribution à son intégrale de 0 à 180° donne

$$\frac{1}{N_\gamma} \frac{dN_\gamma}{d\theta_\gamma}(h, \theta_\gamma) = \frac{1}{1 - \exp\left(\frac{-180^\circ}{\theta_0}\right)} \frac{\exp\left(\frac{-\theta_\gamma}{\theta_0}\right)}{\theta_0}. \quad (5.54)$$

Les deux paramétrisations seront utilisées pour la simulation et comparées.

5.3.3 Calcul de l'émission de bremsstrahlung moléculaire

Le rayonnement détecté au SLAC pouvant être interprété comme du bremsstrahlung moléculaire, on en détaille ici le mécanisme physique dans le but d'en estimer l'intensité émise par les gerbes. Les électrons de la gerbe perdent la majeure partie de leur énergie en excitant ou ionisant le milieu ambiant, l'air. L'excitation du diazote est à l'origine de l'émission de fluorescence, et de l'ionisation de l'air résultent des électrons de basse énergie. Ces électrons secondaires interagissent à leur tour avec le milieu ambiant, soit principalement avec les molécules neutres de l'air, bien plus abondantes que les constituants chargés. L'interaction électromagnétique quasi-élastique entre un électron secondaire et les molécules neutres entraîne une déviation de l'électron, ce qui génère un rayonnement continu de freinage, ou de bremsstrahlung moléculaire. Ce rayonnement dit *free-free* a été étudié dans d'autres domaines tels que la physique des plasma ou l'astrophysique. Yamabe *et al.* [167] confirmèrent l'accord entre théorie et expérimentation, pour des fréquences du visible au proche infrarouge, et pour des interactions électrons (de quelques eV)-argon. Dans le cadre statistique de la gerbe, les électrons de basse énergie sont émis de façon isotrope, rendant le rayonnement total de bremsstrahlung moléculaire lui-même isotrope et non polarisé. L'intensité de ce rayonnement dépend de la section efficace d'interaction, du nombre, de la distribution en énergie et du temps de vie des électrons secondaires, ainsi que de la densité de particules cibles. On aboutira à un rendement par unité de fréquence que l'on comparera au rendement obtenu par extrapolation des données du SLAC.

Le taux de photon émis par bremsstrahlung moléculaire

Le taux, ou nombre de photons émis par seconde par une particule entrant en interaction avec une cible, est égal au produit de la vitesse de la particule v (cm.s^{-1}) par la densité de cibles n (cm^{-3}) et par la section efficace d'interaction Q (cm^2),

$$\phi = nvQ. \quad (5.55)$$

Dans le cas du bremsstrahlung moléculaire, la section efficace dépend de l'énergie cinétique e de l'électron et de la fréquence ν du photon émis. On considère alors le taux de photons émis par intervalle de fréquence à la fréquence ν , donné par Yamabe *et al.* [167],

$$\frac{d\phi}{d\nu}(\nu, e) = n_m v \frac{dQ}{d\nu}(\nu, e) = n_m v \frac{Q_{ff}(e, \nu)}{\nu}, \quad (5.56)$$

avec n_m la densité de molécule, et $Q_{ff}(e, \nu)$ la section efficace *free-free*.

$$Q_{ff}(e, \nu) = \frac{4}{3\pi} \frac{\alpha^3}{Ry} e \left(1 - \frac{h\nu}{2e}\right) \sqrt{1 - \frac{h\nu}{e}} Q_m(e), \quad (5.57)$$

avec $\alpha = 7.3 \cdot 10^{-3}$ la constante de structure fine, $Ry = 13.6$ eV l'énergie de Rydberg, $h = 6.63 \times 10^{-34}$ J.s la constante de Planck, et $Q_m(e)$ la section efficace de moment transféré. Les valeurs de $Q_m(e)$ pour N_2 et O_2 sont tabulées [173, 174] et indiquées sur la figure 5.13 de gauche.

La distribution en énergie des électrons secondaires

Sur une portion longitudinale de gerbe dx , chaque électron primaire produit

$$dn_e = \frac{1}{w_i} \frac{dE}{dX} dX = \frac{1}{w_i} \frac{dE}{dX} \rho(h) dx \quad (5.58)$$

électrons secondaires. w_i est l'énergie moyenne que requiert la création d'une paire électron-ion, ici dans l'air (composé d'environ 80% de N_2 et 20% d' O_2). w_i est calculée par le rapport entre l'énergie perdue par la radiation ionisante et le nombre de paires électron-ion finalement créées (en chambre d'ionisation contenant le gaz concerné), et semble peu dépendante de la radiation ionisante utilisée [168]. Mesurée en 1955 à l'aide de rayons-X d'1 MeV, sa valeur est de $w_i = 34.1$ eV [169]. Un rapport sur les expériences réalisées jusqu'en 1993 [170] donne une valeur moyenne de $w_i = 34$ eV. La perte d'énergie d'un électron primaire est approximativement indépendante de son énergie et vaut $dE/dX \sim 2.2$ MeV/(g.cm⁻²) (voir section 5.2.6). Elle est principalement perdue dans le processus d'ionisation.

La distribution en énergie cinétique des électrons secondaires suit la relation,

$$f(e) = \frac{k}{1 + \left(\frac{e}{e_0}\right)^{2.1}} \quad (5.59)$$

avec $e_0(N_2) = 13$ eV et $e_0(O_2) = 17.4$ eV [171], et donc $e_0(air) \sim 13.9$ eV. La condition de normalisation de la distribution à son intégrale donne $k = (1/20.9)$ eV⁻¹. Cette distribution en énergie des électrons secondaires a été obtenue par l'impact d'électrons primaires de 100 à 2000 eV sur du dioxygène et du diazote. Elle est illustrée sur la figure 5.12. Puisque l'énergie moyenne de création de paire électron-ion est la somme de l'énergie d'ionisation et de l'énergie cinétique moyenne des électrons libres, et considérant que l'ionisation concerne l'électron de la molécule le plus faiblement lié,

$$\langle e \rangle = w_i - E_i \sim 19.2 \text{ eV}, \quad (5.60)$$

avec $E_i(O_2) = 12.349$ eV et $E_i(N_2) = 15.5808$ eV [172], $E_i(air) \sim 14.9$ eV. Considérant la distribution en énergie des électrons et la relation 5.56, on a, en moyenne, pour un électron secondaire,

$$\frac{d\phi}{d\nu}(\nu) = \frac{n_m}{\nu} \int_0^\infty v f(e) Q_{ff}(e, \nu) de. \quad (5.61)$$

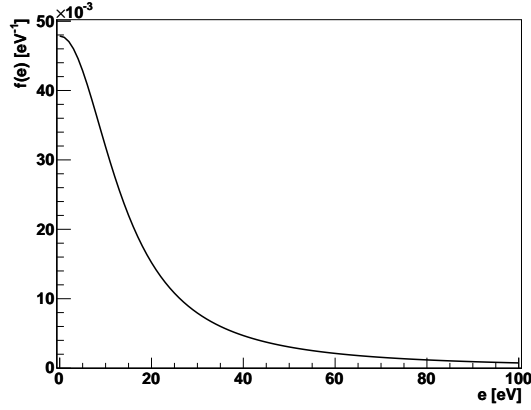


FIGURE 5.12 – Distribution en énergie cinétique des électrons secondaires.

La figure 5.13 de droite représente la partie de Q_{ff} qui ne dépend que du rapport entre l'énergie du photon et l'énergie cinétique de l'électron, en fonction de celui-ci. Elle indique que pour une énergie cinétique électronique donnée, la section efficace *free-free* est d'autant plus élevée que l'énergie du photon est faible comparée à l'énergie de l'électron, soit lorsque les fréquences sont basses. De plus, pour les fréquence GHz, avec $h\nu$ (1 GHz) = 4.1×10^{-6} eV, $h\nu/e \ll 1$. En effet, les électrons de plus basse énergie que représentent les électrons thermiques à 300 K ont une énergie $e = (3/2)k_B T = 0.039$ eV, et le photon correspondant à cette énergie a une fréquence $\nu = 9.4$ THz. Pour 1 GHz, la valeur maximale du rapport entre l'énergie du photon et l'énergie cinétique de l'électron vaut donc 1.1×10^{-4} . Ceci permet de considérer que la section efficace *free-free* est indépendante de la fréquence aux fréquences micro-ondes et de réécrire la relation 5.57,

$$Q_{ff}(e, \nu) = \frac{4}{3\pi} \frac{\alpha^3}{Ry} e Q_m(e), \quad (5.62)$$

ou $Q_{ff}(e, \nu) = 1.211 \times 10^{-8} e Q_m(e)$.

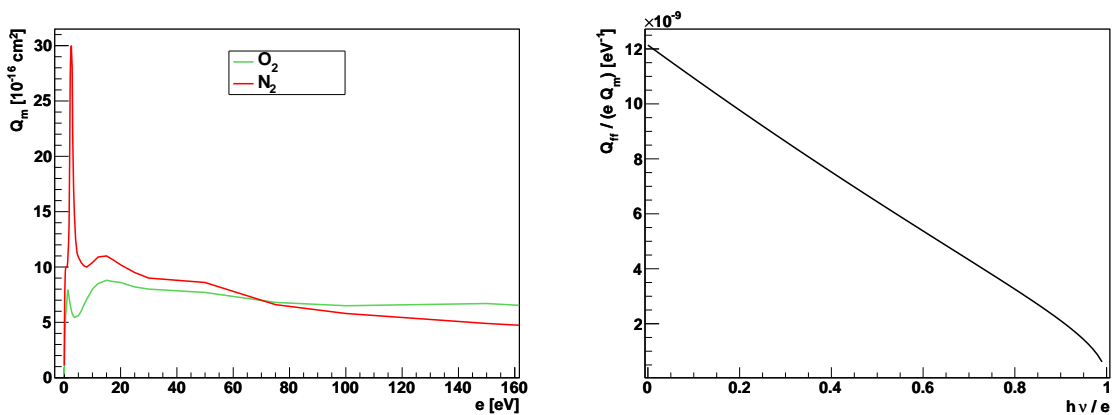


FIGURE 5.13 – Sections efficaces. Gauche : section efficace de moment transféré lors de collisions électron-N2 (rouge) et électron-O2 (vert) en fonction de l'énergie cinétique de l'électron. Droite : section efficace *free-free* rapportée au produit de l'énergie cinétique de l'électron et de la section efficace de moment transféré, en fonction du rapport entre l'énergie du photon et l'énergie cinétique de l'électron.

La puissance de bremsstrahlung moléculaire

La puissance émise par électron secondaire et par unité de fréquence est le produit du taux de photon émis par unité de fréquence à la fréquence ν par l'énergie du photon correspondant,

$$\frac{dP}{d\nu} = \frac{d\phi}{d\nu}(\nu)h\nu = \frac{4}{3\pi} \frac{\alpha^3}{Ry} n_m h \int_0^\infty \nu f(e) e Q_m(e) de. \quad (5.63)$$

Cette puissance est indépendante de ν puisque le nombre de photons émis par unité de fréquence suit $1/\nu$ pendant que l'énergie par photon croît de la même façon que ν . On peut donc écrire

$$\frac{dP}{d\nu} = \frac{P}{\Delta\nu}. \quad (5.64)$$

La décroissance exponentielle du nombre d'électron secondaires

Le nombre d'électrons secondaires générés suite à l'ionisation de l'air par les électrons primaires de la gerbe suit une décroissance exponentielle de paramètre τ . Cette décroissance provient de la recombinaison (l'électron se lie avec une entité chargée positivement) et principalement de l'attachement (l'électron se lie avec une entité neutre devenant alors négativement chargée) avec une molécule de dioxygène lors d'interactions à 3 corps [175],



$$\frac{dn_e}{dt} = -k_{att,1} n_e n_m^2 [O_2]^2 - k_{att,2} n_e n_m^2 [O_2] [N_2] = -\frac{1}{\tau} n_e. \quad (5.67)$$

Le temps d'attachement caractéristique dépend de la densité de molécules de l'air et donc de l'altitude considérée,

$$\tau(h) = \frac{1}{n_m^2(h)(k_{att,1}[O_2]^2 + k_{att,2}[O_2][N_2])}, \quad (5.68)$$

avec $k_{att,1} = 2 \times 10^{-30} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$, $k_{att,2} = 8 \times 10^{-32} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$, et les fractions atmosphériques $[O_2] = 0.209476$, $[N_2] = 0.78084$. Avec $n_{e,0}$ le nombre d'électrons secondaires émis par un électron primaire sur une portion longitudinale de gerbe Δx , on a

$$n_e(t) = n_{e,0} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right). \quad (5.69)$$

Le rendement de bremsstrahlung moléculaire

La puissance émise par l'ensemble des électrons secondaires générés par un électron primaire sur une portion longitudinale de gerbe Δx vaut

$$\frac{P_{tot}}{\Delta\nu}(t) = n_e(t) \frac{P}{\Delta\nu} \quad (5.70)$$

L'énergie correspondante est donnée par l'intégration de la puissance totale sur le temps,

$$\frac{E_{MBR}}{\Delta\nu} = \int_0^\infty \frac{P_{tot}}{\Delta\nu}(t) dt = n_{e,0} \frac{P}{\Delta\nu} \tau. \quad (5.71)$$

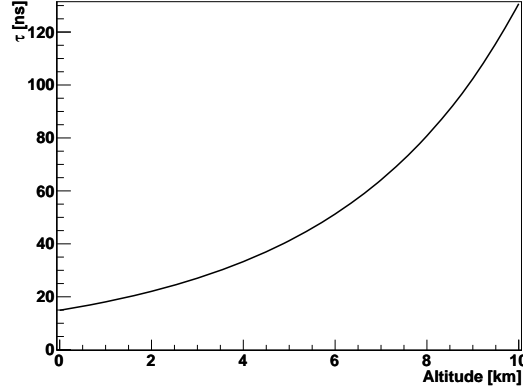


FIGURE 5.14 – Temps caractéristique de décroissance du nombre d'électrons secondaires en fonction de l'altitude.

On définit un rendement par unité de fréquence de la même façon que pour l'expérience du SLAC,

$$Y_{MBR}(h) = \frac{E_{MBR}/\Delta\nu}{E_{dep}} = \frac{1}{w_i} \frac{dE}{dX} \rho(h) \Delta x \frac{P}{\Delta\nu} \tau \left(\frac{dE}{dX} \rho(h) \Delta x \right)^{-1} = \frac{1}{w_i} \frac{P}{\Delta\nu} \tau. \quad (5.72)$$

Avec $\beta = v/c$, on obtient numériquement

$$\int_0^\infty \beta f(e) e Q_m(e) de = 3.658 \times 10^{-16} \text{ cm}^2 \cdot \text{eV}, \quad (5.73)$$

ce qui donne

$$\frac{4}{3\pi} \frac{\alpha^3}{Ry} \int_0^\infty v f(e) e Q_m(e) de = 1.329 \times 10^{-13} \text{ cm}^3 \text{s}^{-1}. \quad (5.74)$$

Avec $n_m(h) = 2.58 \times 10^{19} \rho(h)/\rho_0 \text{ cm}^{-3}$ et $h = 4.14 \times 10^{-15} \text{ eV} \cdot \text{Hz}^{-1}$, cela équivaut à

$$\frac{P}{\Delta\nu} = 1.42 \times 10^{-8} \frac{\rho(h)}{\rho_0} \text{ eV} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Hz}^{-1}, \quad (5.75)$$

et avec $\tau = 15 (\rho_0/\rho(h))^2 \times 10^{-9} \text{ s}$ et $w_i = 34 \text{ eV}$,

$$Y_{MBR}(h) = 6.26 \times 10^{-18} \frac{\rho_0}{\rho(h)} \text{ Hz}^{-1}. \quad (5.76)$$

Ce rendement est plus élevé que celui obtenu à partir de l'expérience SLAC T471, et dépendant du rapport $\rho_0/\rho(h)$ plutôt que de $\rho(h)/\rho_0$, du fait de la prise en compte de la dépendance de la durée de vie des électrons secondaires τ à l'altitude. La figure 5.15 illustre le comportement des deux rendements en fonction de l'altitude. Y_{MBR} pourrait être revu à la baisse si la diffusion multiple entraîne une suppression du taux. De plus, le temps de vie des électrons pourrait être en réalité plus bas.

5.4 L'antenne radioélectrique

L'antenne utilisée dans la simulation est principalement décrite par sa bande passante et sa surface effective. La surface effective de l'antenne intervient dans le calcul de l'énergie effectivement reçue par l'antenne à partir du flux émis par la gerbe. Elle est déterminée à partir du gain

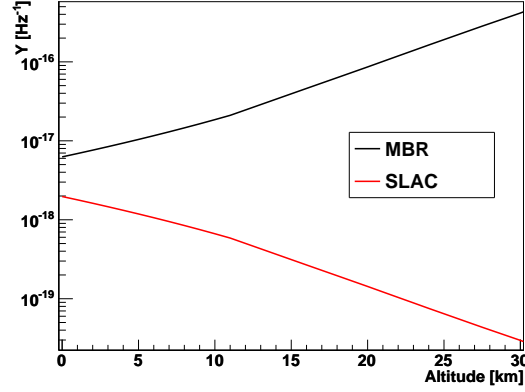


FIGURE 5.15 – Rendement par Hz du processus à l’origine du rayonnement détecté au SLAC et du processus de bremsstrahlung moléculaire (MBR) en fonction de l’altitude.

de l’antenne et de la longueur d’onde considérée (voir chapitre 4),

$$A_{eff}(\theta, \varphi, \nu) = G(\theta, \varphi, \nu) \frac{\lambda^2}{4\pi}. \quad (5.77)$$

On fera l’hypothèse que l’antenne est pleinement efficace, ce qui se traduit par un gain égal à la directivité $G = \epsilon D = D$. La longueur d’onde utilisée pour calculer A_{eff} est de 0.0789 m, correspondant à 3.8 GHz, soit la fréquence de résonance ou valeur centrale de la bande passante [3.4, 4.2] GHz. Le gain sera considéré à la même fréquence.

En première intention, on souhaite utiliser les résultats des mesures de l’IMEP pour simuler la surface effective de l’antenne (voir annexe B). Pour les antennes passives WSI (utilisée pour EASIER GHz) et ATM (prévue pour une utilisation future), le rapport de l’IMEP permet d’obtenir les tables de la directivité $D(\theta)$ pour deux configurations azimuthales perpendiculaires : le plan E et le plan H (ou plan B) de l’antenne. A partir des tables de la directivité normalisée $D_n(\theta)$ et avec $D_{max} = 8.9$ dB pour l’antenne WSI (avec ou sans collerette et radôme) et $D_{max} = 10.9$ dB pour le cornet ATM, on déduit la directivité

$$D(\theta) = 10^{0.1D_n(\theta)[\text{dB}] + 0.1D_{max}[\text{dB}]}, \quad (5.78)$$

pour les deux plans azimuthaux. Les directivités obtenues sont ajustées par des gaussiennes,

$$gauss = p_0 \exp\left(-0.5 \left(\frac{x - p_1}{p_2}\right)^2\right), \quad (5.79)$$

avec p_0 le maximum, p_1 la moyenne, et p_2 l’écart-type. Elles sont recentrées en zéro ($p_1 = 0$) si l’ajustement présente un décalage. Les surfaces effectives sont déduites des directivités. La largeur à mi-hauteur de la gaussienne représentant la directivité ou la surface effective est de $2p_2\sqrt{2\ln 2} \sim 2.35p_2$, et correspond à l’ouverture angulaire totale à -3 dB de l’antenne. Les résultats sont recensés dans le tableau 5.3

Pour un élément passif, la moyenne de la directivité sur θ et φ doit être égale à 1,

$$\langle D \rangle_{\theta, \varphi} = \frac{1}{4\pi} \int_0^{4\pi} D(\theta, \varphi) d\Omega \stackrel{!}{=} 1. \quad (5.80)$$

Lorsque la directivité est à symétrie azimuthale,

$$\langle D \rangle_{\theta, \varphi} = \frac{1}{2} \int_0^\pi D(\theta) \sin \theta d\theta. \quad (5.81)$$

Antenne	$p_0(\text{gain})$	$p_0(\text{m}^2)$	$p_2(\text{rad})$	Ouv. ang.(°)
WSI(col.+radôme) plan E	$\times 8.25$	0.0041	0.53	71.5
WSI(col.+radôme) plan B	$\times 7.65$	0.0038	0.38	51.3
Cornet ATM plan E	$\times 11.88$	0.0059	0.43	58.0
Cornet ATM plan B	$\times 12.28$	0.0061	0.38	51.3

TABLE 5.3 – Résultats des ajustements gaussiens des directivités et surfaces effectives dans les plans E et H

$\langle D \rangle_{\theta, \varphi}$ est alors calculée en extrapolant le plan E ou le plan H à tous les plans azimuthaux pour les deux antennes à partir des ajustement gaussiens. Les résultats sont mentionnés dans le tableau 5.4. Pour les deux antennes et dans les deux plans, cette moyenne n'est jamais égale à 1, ce qui signifie que l'extrapolation du plan E ou du plan H à tous les plans azimuthaux n'est pas valide. On préférera donc utiliser dans la simulation une directivité théorique symétrique en azimuth.

Antenne	$\langle D \rangle_{\theta, \varphi}$
WSI(col.+radôme) plan E	1.06
WSI(col.+radôme) plan B	0.610
Cornet ATM plan E	1.21
Cornet ATM plan B	0.965

TABLE 5.4 – Résultats de la directivité moyenne sur θ et φ dans les plans \vec{E} et \vec{B}

On se sert d'antennes théoriques de gain géométrique 8.9 dB ($= \times 7.76$) pour simuler la WSI (déterminé par les mesures de l'IMEP), et des antennes ayant les gains géométriques suivants : 10 dB, 15 dB et 20 dB, de directivité maximale en $\theta = 0^\circ$ et à symétrie azimuthale. On a alors $p_1 = 0$, $p_0 = D_{max}$ pour la gaussienne de la directivité et $p_0 = A_{eff,max}$ pour la gaussienne de la surface effective. On cherche l'écart-type p_2 permettant de satisfaire $\langle D \rangle_{\theta, \varphi} = 1$. Les résultats numériques de p_2 et les maxima des gaussiennes représentant la directivité et la surface effective pour les 3 configurations sont recensés dans le tableau 5.5.

Antenne	$p_0(\text{m}^2)$	$p_2(\text{rad})$	Ouv. ang.(°)
Cornet 8.9 dB ($\times 7.76$)	0.00384	0.532	71.8
Cornet 10 dB ($\times 10$)	0.00495	0.464	62.6
Cornet 15 dB ($\times 31.6$)	0.0157	0.255	34.4
Cornet 20 dB ($\times 100$)	0.0495	0.142	19.2

TABLE 5.5 – Paramètres des gaussiennes représentant la directivité et la surface effective des antennes théoriques mentionnées.

5.5 Algorithme

Un programme orienté objet a été développé à partir des éléments mentionnés dans les sections précédentes, l'atmosphère, le développement de la gerbe, les processus physiques et

l'antenne. Pour simuler le signal reçu par une antenne à partir du rayonnement électromagnétique émis par une gerbe, l'utilisateur doit entrer les caractéristiques de la gerbe,

- énergie E_{sh} ,
- angle zénithal θ_{sh} ,
- angle azimuthal φ_{sh} ,
- position du point d'impact, \vec{x}_{core} ,

celles de l'antenne,

- sa position \vec{x}_{ant} ,
- sa bande passante $\Delta\nu$,
- son axe de polarisation \vec{pol} ,
- sa surface effective A_{eff} fonction de l'angle de visée,
- la largeur temporelle unitaire d'acquisition t_{bin} ,

et choisir le processus rayonnant parmi

- le processus extrapolé à partir des résultats du SLAC,
- le rayonnement Cerenkov,
- le bremsstrahlung moléculaire.

Ces paramètres sont indiqués sur la figure 5.16. Les quantités de matière traversées antérieurement à la première interaction et au maximum de développement sont prédéterminées par l'énergie et la nature du primaire. Ce sont les valeurs moyennes des distributions qui sont utilisées (voir section 5.2), et seul le comportement moyen des gerbes est donc étudié. Ces paramètres pourraient être alternativement tirés de façon aléatoire sur les distributions pour rendre compte des fluctuations moyennes si un grand nombre de simulations étaient réalisées. La relation entre le grammage et l'altitude dépend de l'angle zénithal de la gerbe et se traduit par l'équation 1.11. L'âge de la gerbe est déduit du grammage par la relation 5.14.

On considère que les particules de la gerbe se propagent à c . L'espace-temps de la gerbe est discrétisé de façon variable. L'énergie émise par la gerbe selon le processus considéré (section 5.3) est calculée à chacune des positions spatio-temporelles à partir de l'âge de la gerbe, de la distribution en énergie et du nombre d'électrons, des paramètres atmosphériques et du pas de la discrétisation. Les paquets d'énergie sont ensuite propagés à l'antenne. Les temps d'arrivée et l'intensité de ces paquets d'énergie déterminent le signal en puissance à l'antenne.

Pour limiter le temps de calcul de la simulation, on peut considérer que les particules de la gerbe sont toutes situées sur son axe et se satisfaire ainsi d'une discrétisation le long de l'axe de la gerbe. Considérer la distribution latérale des particules de la gerbe à chacun des pas longitudinaux est plus réaliste. L'utilisateur choisit le niveau de discrétisation de la gerbe et son pas, ce qui contraint la précision des résultats et le temps de calcul. On se préoccupera dans un premier temps de la discrétisation longitudinale de la gerbe et de son optimisation, puis de sa discrétisation latérale, de la discrétisation temporelle induite par la durée de vie des électrons secondaires dans le cas du bremsstrahlung moléculaire, et enfin de la propagation du rayonnement à l'antenne. La figure 5.16 illustre les variables mentionnées et les discrétisations évoqués par la suite.

5.5.1 Discrétisation longitudinale de la gerbe

Le pas utilisé pour la discrétisation longitudinale de la gerbe est variable pour ne pas utiliser inutilement des ressources calculatoires. Il doit satisfaire les conditions suivantes, les 4 premières étant quantifiées par la précision désirée,

1. être d'une longueur très inférieure à la longueur typique de variation des paramètres atmosphériques P et T ,
2. être d'une longueur très inférieure à la longueur typique de variation du profil longitudinal, soit très inférieure à la longueur typique d'augmentation de la quantité d'atmosphère

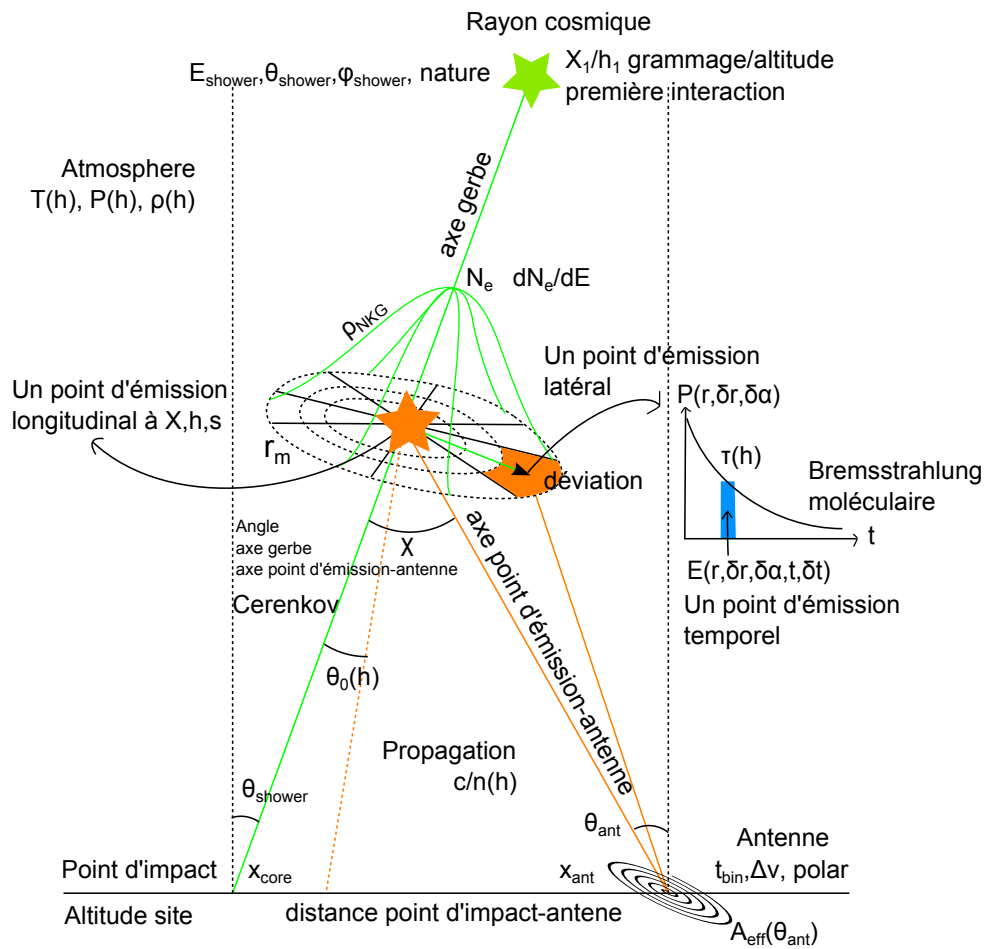


FIGURE 5.16 – Paramètres de simulation et discrétisation de la gerbe.

- traversée,
3. être suffisamment petit pour que la distance point d'émission-antenne r varie peu,
 4. être suffisamment petit pour que l'angle χ entre l'axe de la gerbe et l'axe point d'émission-antenne varie peu,
 5. être suffisamment petit pour qu'aucun canal en temps ne soit vide à la réception. En effet, un seul temps d'arrivée du rayonnement est calculé par pas de gerbe. Ainsi, plus le pas est grand, et plus le nombre total de temps d'arrivée calculés est faible, ce qui peut induire des canaux en temps vides à la réception.

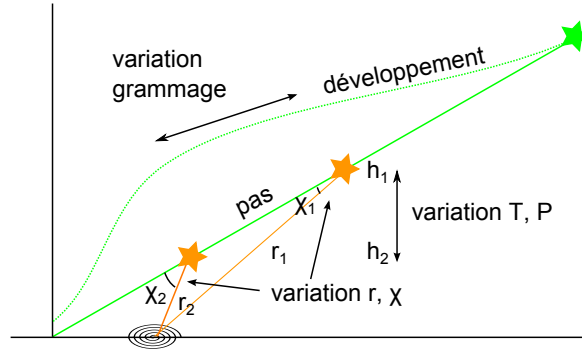


FIGURE 5.17 – Discrétisation longitudinale de la gerbe. La distance entre deux points d'émission considérés (étoiles oranges) est variable et doit satisfaire les 5 critères mentionnés dans le texte.

La variation des paramètres énumérés est illustrée sur la figure 5.17. Dans une configuration gerbe-antenne où l'antenne est proche du point d'impact (inférieure à quelques km), les trois premiers points limitent la longueur du pas en début de gerbe, puis les deux derniers sont limitants en fin de gerbe. Puisque le pas se fait sur l'axe de la gerbe et non sur l'altitude (c'est la gerbe et non l'atmosphère qui est discrétisée), le premier point est d'autant plus satisfait que la gerbe est inclinée. La simulation effective (diminution du pas jusqu'à convergence des résultats à la précision désirée) montre qu'un pas $\Delta x = 10$ mètres est généralement assez petit pour satisfaire les trois premiers points.

Il faut ensuite déterminer la variation de l'angle χ maximale d'un pas au suivant,

$$\chi_2 \leq \chi_1 + \Delta\chi, \quad (5.82)$$

telle que les résultats de la simulation convergent. La simulation effective permet d'estimer que $\Delta\chi = 0.01^\circ$ est une variation suffisamment petite. L'effet de la prise en compte d'une variation de l'angle χ d'au maximum 0.1° sur la condition du pas longitudinal est illustré sur la figure 5.18.

Pour satisfaire le dernier point, particulièrement limitant lorsque le temps d'acquisition unitaire t_{bin} est petit, il faut que

$$t_{pas} + t_2 - t_1 \leq t_{bin}, \quad (5.83)$$

avec t_{pas} la durée du pas longitudinal, et t_1 et t_2 les temps de propagation à l'antenne du rayonnement respectivement émis à la première et à la seconde extrémité du pas (figure 5.17). Si les particules de la gerbe voyagent à c et le rayonnement électromagnétique à c/n ,

$$\frac{pas}{c} + \frac{n}{c}(r_2 - r_1) \leq t_{bin}, \quad (5.84)$$

avec r_1 et r_2 les distances point d'émission-antenne aux deux extrémités du pas. On a donc

$$pas \leq n(r_1 - r_2) + t_{bin}c. \quad (5.85)$$

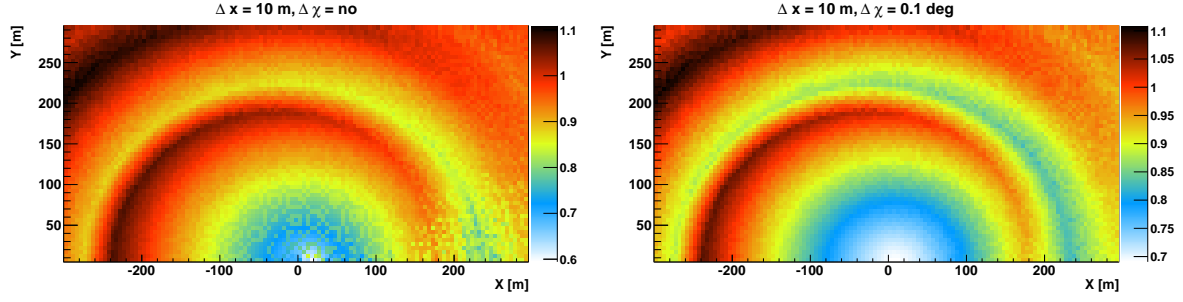


FIGURE 5.18 – Effet du changement des conditions de pas longitudinal sur une grandeur associée au signal reçu (puissance maximale fer/proton) par une antenne située aux positions définies par X et Y . Les échelles sont linéaires. Δx est le pas maximal sur l'axe de la gerbe, $\Delta \chi$ est le pas maximal sur l'angle entre l'axe de la gerbe et l'axe point d'émission-antenne. Gauche : $\Delta \chi$ non défini. Droite : avec $\Delta \chi = 0.1^\circ$.

Si $n = 1$ et en considérant le triangle formé par les cotés pas , r_1 et $r_2 \leq r_1 + t_{bin}c - pas$, d'angle $(r_1, pas) = \chi$ (voir figure 5.17), on montre géométriquement qu'à chaque pas de gerbe, l'itération sur le pas de gerbe doit satisfaire

$$pas \leq \frac{(t_{bin}c)^2 + 2r_1 t_{bin}c}{2(r_1 + t_{bin}c - r_1 \cos \chi)}, \quad (5.86)$$

où r_1 est la distance point d'émission-antenne au pas considéré.

A chaque point d'émission longitudinal, le pas le plus limitant des pas cités est déterminé puis utilisé pour l'itération suivante, et l'énergie E_l rayonnée sur la longueur de gerbe Δx par le processus et dans la bande de fréquence $\Delta \nu$ considérés est calculée,

$$E_l = N_e \frac{dE}{dX} \rho(h) Y(h) \Delta x \Delta \nu, \quad (5.87)$$

avec N_e le nombre d'électrons, dE/dX l'énergie déposée, ρ la masse volumique de l'air, Y le rendement du processus et h l'altitude.

5.5.2 Discrétisation latérale de la gerbe

Pour que la simulation soit plus réaliste et si l'utilisateur le souhaite, chaque paquet d'énergie longitudinal est ensuite scindé en paquets latéraux. L'énergie est d'abord distribuée en anneaux concentriques de rayon r et de largeur dr , et pondérée par la distribution latérale des électrons (voir section 5.2.4),

$$E(r, dr) = E_l \frac{1}{N_e} \frac{dN_e}{dr}(r) dr, \quad (5.88)$$

puis distribuée sur des portions d'anneau de largeur angulaire $d\alpha$ (voir figure 5.16),

$$E(r, dr, \alpha) = E(r, dr) \frac{1}{2\pi} d\alpha. \quad (5.89)$$

On considérera généralement 200 anneaux et 8 secteurs angulaires pour que le temps de calcul soit raisonnable. La distribution latérale étant décroissante mais non bornée, et étant donnée que sa dérivée est elle-même décroissante (voir équation 5.26), elle sera considérée tant que

$$\int_r^{r+0.5m} \frac{dN_e}{dr}(r) dr \geq 0.001 \int_\epsilon^r \frac{dN_e}{dr}(r) dr, \quad (5.90)$$

soit lorsqu'elle apporte moins d'un millième au nombre d'électrons considéré sur 0.5 mètres. Ceci définit la longueur du pas latéral. ϵ sera de 10 cm (voir équation 5.25). La fonction est

ensuite normalisée de façon à ce que son intégrale sur la gamme de rayons considérée égale N_e . La position de chaque point d'émission de paquets d'énergie latéraux est calculée en partant de la position de la gerbe au pas longitudinal considéré, déviée d'un vecteur de rayon r , de direction chacune des 8 combinaisons non nulles de $e_\theta \in \{-1, 0, 1\} + e_\varphi \in \{-1, 0, 1\}$ ($\vec{e}_r, \vec{e}_\theta, \vec{e}_\phi$ définissant le repère comobile de la gerbe), avec

$$\vec{e}_\theta = \cos \theta \cos \varphi \vec{e}_x + \cos \theta \sin \varphi \vec{e}_y - \sin \theta \vec{e}_z, \quad (5.91)$$

$$\vec{e}_\varphi = -\sin \varphi \vec{e}_x + \cos \varphi \vec{e}_y. \quad (5.92)$$

5.5.3 Discrétisation temporelle

Cette discrétisation n'est utilisée que pour le processus de bremsstrahlung moléculaire. A chaque pas longitudinal (correspondant à une altitude moyenne h), 99% du rayonnement rayonnement de bremsstrahlung des électrons secondaires générés sur le pas est émis sur une durée de $5\tau(h)$ (voir section 5.3.3). Pour que la simulation soit plus réaliste, il est préférable de discrétiser cette durée plutôt que de rendre l'émission instantanée. La discrétisation sur τ est réalisée à chaque discrétisation latérale si celle-ci est appliquée, ou simplement à chaque discrétisation longitudinale dans le cas contraire. L'énergie émise est calculée à chaque pas Δt , et ce jusqu'à 5τ .

$$E(r, dr, d\alpha, t, dt) = \frac{E(r, dr, d\alpha)}{\tau} \exp(-t/\tau) dt \quad (5.93)$$

Cette énergie est ensuite propagée vers l'antenne. Un temps supplémentaire de $i\Delta t$ doit être finalement ajouté au temps d'arrivée, avec i la $i^{\text{ème}}$ zone de décroissance temporelle considérée. Pour que le temps de calcul soit contrôlé, le nombre de pas temporels doit être constant d'un pas longitudinal au suivant malgré la variation de τ avec l'altitude. Ce nombre est fixé à 50, et la longueur du pas temporel utilisé dépend donc de τ , avec $\Delta t = 0.1\tau$.

5.5.4 Propagation

Les paquets d'énergie E_γ émis à chaque pas de gerbe longitudinal et latéral sont propagés à l'antenne à la vitesse de la lumière dans l'air. Le temps nécessaire à l'énergie émise à l'altitude h_{sh} pour atteindre l'antenne à l'altitude h_{ant} vaut

$$\Delta t = \int_{h_{ant}}^{h_{sh}} \frac{n(h)}{c} dr, \quad (5.94)$$

avec $n(h)$ l'indice de l'air à l'altitude h , et dr la variable de déplacement infinitésimal sur l'axe point d'émission-antenne. Pour calculer ce temps numériquement, l'axe point d'émission-antenne est discrétisé, le pas utilisé est fixé à 10 m.

L'énergie effectivement reçue par l'antenne est évaluée à partir de sa surface effective, de l'angle χ entre l'axe de la gerbe et l'axe point d'émission-antenne, et de la distance r entre le point d'émission et l'antenne. Pour le cas où le rayonnement est isotrope, on a simplement

$$E_{ant} = \frac{E_\gamma}{4\pi r^2} A_{eff}(\theta_{ant}). \quad (5.95)$$

Lorsque le rayonnement est anisotrope, les directions de réception privilégiées sont représentées par sa distribution angulaire $d^2 E_\gamma / d^2 \Omega(\theta_\gamma, \varphi_\gamma)$. On considère que la distribution est symétrique par rapport à l'axe de la gerbe. Elle ne dépend donc que de l'angle zénithal θ_γ , défini à 0° le long de l'axe de la gerbe orienté vers le sol. Ne pas considérer de dépendance azimuthale est exact dans le cas de gerbes verticales mais approximatif dans le cas des gerbes inclinées. Puisque

l'angle solide représenté par la surface effective de l'antenne vue depuis la gerbe $\Omega_{eff} = A_{eff}/r^2$, avec r^2 la distance gerbe-antenne, est très inférieur à 4π , on peut considérer $dE_\gamma/d\theta_\gamma$ constante sur la surface effective, et sachant que $d^2E/d^2\Omega = (dE/d\theta)/(2\pi \sin \theta)$ lorsqu'il y a symétrie azimuthale, il vient

$$E_{ant}(\chi) = \frac{dE_\gamma}{d\theta_\gamma} \Big|_{\theta_\gamma=\chi} \frac{1}{2\pi \sin \chi} \frac{A_{eff}(\theta_{ant})}{r^2}. \quad (5.96)$$

Si l'antenne est polarisée et que le rayonnement ne l'est pas, un facteur 1/2 est appliqué à l'énergie reçue. Si l'antenne et le rayonnement sont polarisés, la proportion de d'énergie reçue sera de

$$\left| \vec{pol}_r \cdot \vec{pol}_a \right|, \quad (5.97)$$

avec \vec{pol}_r l'axe de polarisation du rayonnement et \vec{pol}_a l'axe de polarisation de l'antenne.

Les paquets d'énergie émis à chaque pas de gerbe longitudinal et latéral sont regroupés par temps d'arrivée à l'antenne dans des canaux d'acquisition de largeur t_{bin} , et la puissance de chacun des canaux s'obtient par

$$P(bin) = \frac{\sum E_{ant}(bin)}{t_{bin}}. \quad (5.98)$$

La simulation génère finalement des traces comparables aux traces fournies par EASIER GHz après étalonnage et sans bruit. Ces traces représentent donc la puissance reçue par une antenne idéale avant l'action d'amplification du LNB.

5.6 Résultats

L'objectif de la simulation est de relier les caractéristiques de la gerbe à la durée, la forme et l'intensité du signal, et de caractériser le processus à l'origine des signaux EASIER GHz détectés. On définira dans un premier temps les paramètres qui influent sur les caractéristiques des signaux reçus par une antenne. On présentera ensuite les caractéristiques du signal simulé pour les différents processus présentés en section 5.3, le rayonnement Cerenkov et le bremsstrahlung moléculaire, pour des configurations géométriques générales entre gerbes et antennes. On comparera alors les résultats de la simulation avec les données expérimentales obtenues avec EASIER GHz. Pour finir, la simulation sera utilisée dans le but d'améliorer le système de détection.

Seules les valeurs moyennes des paramètres du développement des gerbes seront utilisées. Ces valeurs sont obtenues à partir des équations de la section 5.2.3 et sont données par la table 5.6. Sauf exception, le rayonnement sera reçu par une antenne située au sol, à l'altitude de l'Observatoire Pierre Auger, soit à 1.4 km.

5.6.1 Caractéristiques du signal reçu par une antenne

Le programme de simulation produit des traces, représentant la puissance reçue à l'antenne en fonction du temps, lorsque la température système est nulle (pas de bruit de fond). On sera amené à considérer les caractéristiques relatives au signal et illustrées sur la figure 5.19 suivantes, dépendantes de la largeur des canaux en temps, de généralement 25 ns (acquisition du SD d'Auger),

- l'énergie totale E_{tot} , soit le produit de la somme des puissances par la largeur d'un canal en temps,
- la durée totale du signal T_{tot} ,
- la puissance maximale P_{max} ,
- la largeur temporelle en nombre de canaux pour lesquels la puissance est supérieure ou égale à 10% de la puissance maximale, $T_{10\%}$.

Nature	E	θ	$\langle X_1 \rangle$	$\langle X_{max} \rangle$	$\langle h_1 \rangle$	$\langle h_{max} \rangle$
proton	10^{18}	0°	48	728	21.1	2.9
proton	10^{18}	60°	48	728	25.6	8.0
proton	10^{20}	0°	40	840	22.2	1.7
proton	10^{20}	60°	40	840	26.8	7.0
proton	10^{19}	30°	44	784	22.6	3.4
proton	10^{19}	0°	44	784	21.7	2.3
proton	10^{19}	60°	44	784	26.2	7.5
fer	10^{19}	30°	11	691	31.7	4.4

TABLE 5.6 – Paramètres de développement moyens utilisés pour les gerbes de nature, énergie et angle zénithal mentionnés. L'énergie est donnée en eV, les altitudes en km, et les quantités d'atmosphère en g.cm^{-2} .

Associée à la durée totale du signal, la largeur temporelle est une grandeur pertinente pour caractériser la forme du signal.

Dans cette section, ces caractéristiques seront considérées de façon générale sans tenir compte des mécanismes mentionnés en section 5.3 ni de l'antenne décrite en section 5.4. Selon les caractéristiques à illustrer, on pourra être amené à simuler le signal reçu. L'antenne sera alors isotrope et ses canaux d'acquisition seront de 25 ns (acquisition du SD) ou de 1 ns (cas théorique), le rayonnement simulé sera lui aussi isotrope, et de rendement indépendant de l'altitude. L'énergie de la gerbe sera de 10^{18} eV. Sauf mention contraire, la discrétisation latérale de la gerbe ne sera pas utilisée (développement filaire), et le pas longitudinal sera de 1 m au maximum et tel que $\Delta\chi < 0.01^\circ$. Lorsque la gerbe sera inclinée, l'antenne sera située sous la gerbe. Les figures 5.20 et 5.21 représentent les traces antennes simulées pour différentes distances antenne-point d'impact et différentes inclinaisons de gerbe, lorsque les canaux en temps sont de 25 ns. On détermine dans ce qui suit les paramètres qui influencent les caractéristiques du signal.

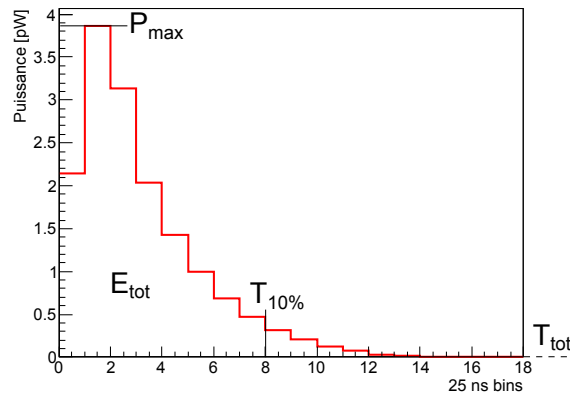


FIGURE 5.19 – Exemple de trace produite par la simulation.

L'énergie totale

- L'énergie totale du signal ou intégration de sa puissance dépend
- du développement de la gerbe,

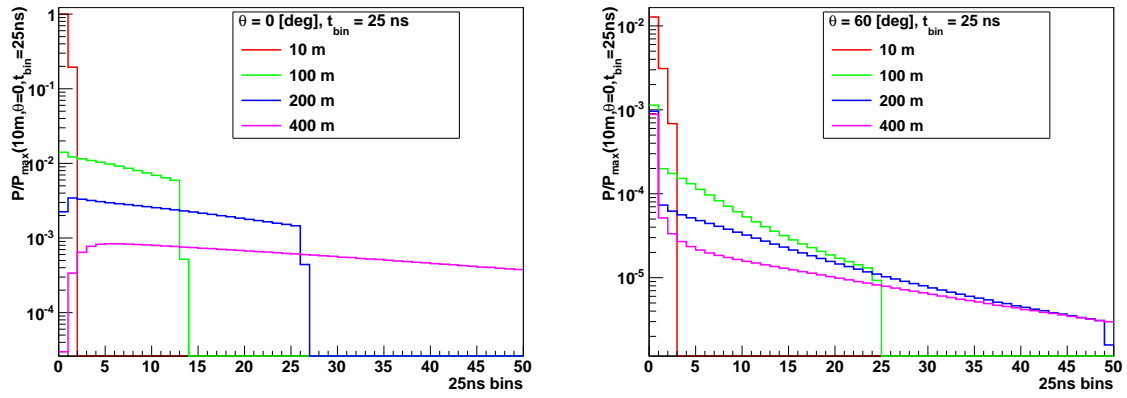


FIGURE 5.20 – Trace fournie par une antenne isotrope, issue de la simulation d’un rayonnement isotrope proportionnel au nombre d’électron d’une gerbe de 10^{18} eV, pour les distances antenne-point d’impact indiquées, pour une gerbe verticale à gauche et pour une gerbe inclinée à 60° à droite. L’intensité de la puissance est normalisée à la puissance maximale de la trace générée lorsque $d = 10$ m et $\theta = 0^\circ$.

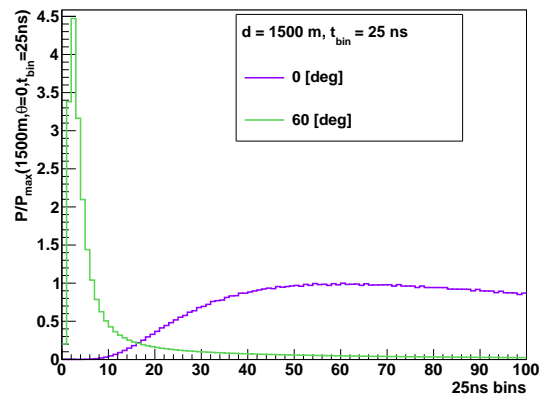


FIGURE 5.21 – Trace fournie par une antenne isotrope, issue de la simulation d’un rayonnement isotrope proportionnel au nombre d’électron d’une gerbe de 10^{18} eV, pour une distance antenne-point d’impact de 1500 m, pour une gerbe verticale et pour une gerbe inclinée à 60° . L’intensité de la puissance est normalisée à la puissance maximale de la trace générée lorsque $d = 1500$ m et $\theta = 0^\circ$.

- du processus physique à l’origine du signal, qui sera l’objet de la section 5.6.2,
- des distances successives entre le point d’émission et l’antenne, ou effet d’angle solide,
- de l’évolution de l’angle χ entre l’axe de la gerbe et l’axe point d’émission-antenne (voir figure 5.35) dans le cas d’un rayonnement émis de façon anisotrope.

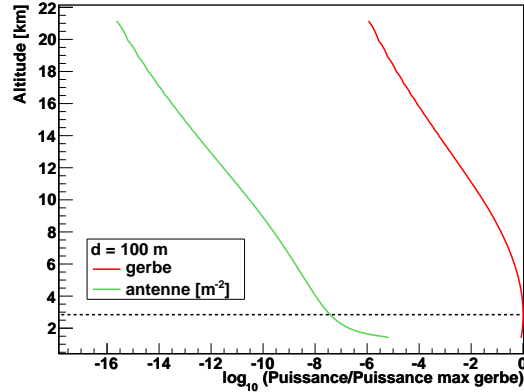


FIGURE 5.22 – Altitude du point d’émission d’une gerbe verticale initiée par un proton de 10^{18} eV, en fonction de la puissance qu’il émet (rouge), et de la puissance par unité de surface reçue par une antenne distante du point d’impact de 100 m (vert). La puissance est représentée relativement à la puissance maximale émise par la gerbe, pour un rayonnement isotrope dont l’intensité est simplement proportionnelle au nombre d’électrons de la gerbe. La ligne discontinue est tracée à l’altitude du maximum de développement.

La courbe rouge de la figure 5.22 représente la relation entre l’altitude du point d’émission considéré d’une gerbe et la puissance qu’il émet dans le cas d’un rayonnement isotrope dont l’intensité est simplement proportionnelle au nombre d’électrons. De ce fait, cette courbe représente aussi le développement de la gerbe. La courbe verte de la même figure représente la relation entre l’altitude du point d’émission et la puissance par mètre carré effectivement reçue au niveau d’une antenne située à 100 m du point d’impact. Les puissances sont normalisées à la puissance maximum à l’émission. La différence entre les deux courbes est expliquée par le fait que l’antenne ne reçoit qu’une portion de toute l’énergie émise, et que cette portion dépend directement du carré de la distance entre la gerbe et l’antenne. La figure illustre le fait que dans une configuration où l’antenne est proche du point d’impact de la gerbe comme dans le cas d’EASIER, l’énergie que reçoit l’antenne provient principalement des altitudes proches du sol et non de l’altitude où l’émission est maximale, bien que ces altitudes puissent être équivalentes si l’âge de la gerbe vaut 1 au moment où elle touche le sol.

La figure 5.23 représente l’énergie totale (ou l’intégration) du signal reçu par une antenne en fonction de sa distance au point d’impact pour deux angles de gerbes différents. L’énergie totale est une fonction décroissante de la distance antenne-point d’impact. En valeur absolue, l’énergie totale est plus élevée dans le cas $\theta = 0^\circ$ plutôt que dans le cas $\theta = 60^\circ$ car la gerbe est plus jeune. Sa décroissance est cependant plus forte dans le cas $\theta = 0^\circ$, car quel qu’en soit le stade de développement, la gerbe est plus proche de l’antenne (lorsque celle-ci se situe sous la gerbe) dans le cas d’une gerbe inclinée plutôt que verticale.

La durée totale du signal

La durée totale du signal est fonction de la géométrie gerbe-antenne. Le fait que l’intervalle de temps de réception du rayonnement se trouve plus court que l’intervalle de temps de son émission est appelé compression temporelle. Cet effet provient du caractère fini de la vitesse de

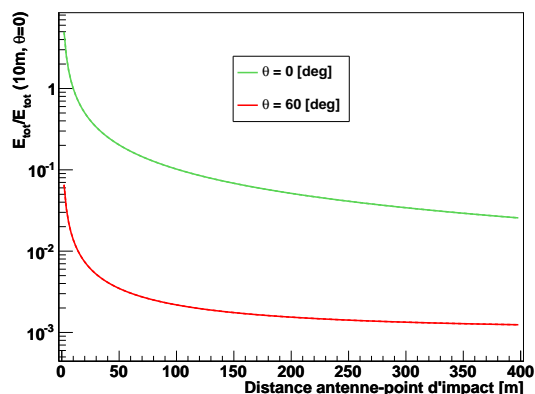


FIGURE 5.23 – Energie totale du signal à la réception, issu de la détection du rayonnement émis par une gerbe initiée par un proton de 10^{18} eV, en fonction de la distance entre le point d’impact et l’antenne, lorsque cette dernière se situe sous la gerbe, avec $\theta = 0^\circ$ en vert et $\theta = 60^\circ$ en rouge. L’énergie totale est relative à l’énergie totale reçue lorsque l’antenne se situe à 10 m, avec $\theta = 0^\circ$.

la lumière. Le fait que les ondes électromagnétiques puissent voyager moins vite que les particules (indice de l’air différent de 1) ajoute en plus des effets de distorsion temporelle.

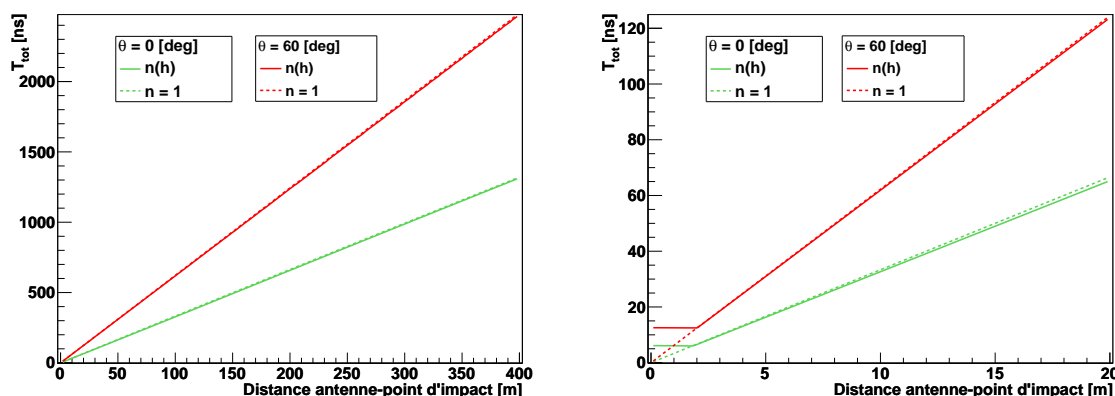


FIGURE 5.24 – Durée totale du signal à la réception, issu de la détection du rayonnement émis par une gerbe verticale initiée par un proton de 10^{18} eV, en fonction de la distance antenne-point d’impact, avec $\theta = 0^\circ$ en vert et $\theta = 60^\circ$ en rouge, et avec $n(h)$ en traits continus et $n = 1$ en pointillés. Gauche : de 0 à 400 m. Droite : zoom entre 0 et 20 m.

La figure 5.24 décrit la durée totale du signal à la réception en fonction de la distance antenne-point d’impact, pour $n = 1$ et $n(h)$ (indice de l’air constant ou variable, voir section 5.1.2) et pour deux angles zénithaux de gerbe. En première lecture, la figure illustre un effet géométrique simple : la durée totale du signal augmente linéairement et donc la compression temporelle du signal diminue de la même façon lorsque la distance point d’impact-antenne augmente. Un signal détecté à proximité du point d’impact comme dans le cas des antennes du réseau EASIER est donc fortement compressé en temps.

Elle indique aussi que ces durées sont similaires que l’indice de réfraction de l’air soit considéré ou non, à l’exception des distances point d’impact-antenne inférieures à 1.8 m pour la gerbe verticale issue d’un proton de 10^{18} eV, et inférieures à 2 m pour la même gerbe inclinée à 60° . A ces distances, la durée du signal est d’environ 6 ns lorsque $n = n(h)$ avec un minimum en 1.8 m pour le premier cas, et d’environ 12 ns avec un minimum à 2 m pour le second. Ces

singularités sont explicitées dans la section suivante. Si $n = 1$, la durée du signal tend vers 0 lorsque la position de l'antenne tend vers celle du point d'impact. Le signal est alors non réaliste car infiniment compressé en temps, équivalent à une puissance infinie.

La largeur temporelle

La largeur temporelle du signal, ou nombre de canaux pour lesquels la puissance est supérieure ou égale à 10% de la puissance maximale, détermine la forme du signal quand elle est comparée à la durée totale. Elle est influencée par le processus de rayonnement. Si le processus engendre un rayonnement isotrope, le signal sera plus large que dans le cas où le rayonnement est émis de façon anisotrope, où il sera beaucoup plus étroit. En effet, lorsque le rayonnement est anisotrope, seules les altitudes pour lesquelles l'angle entre l'axe de la gerbe et l'axe point d'émission-antenne est adéquat contribuent significativement au signal.

La largeur temporelle du signal dépend aussi de la portion de gerbe la plus concernée par la compression temporelle. Le signal est effectivement d'autant plus étroit

- qu'une portion maximum de gerbe est reçue en un temps minimum,
- que la portion de gerbe la plus compressée en temps inclut le maximum d'émission,
- que la portion de gerbe la plus compressée en temps est proche de l'antenne.

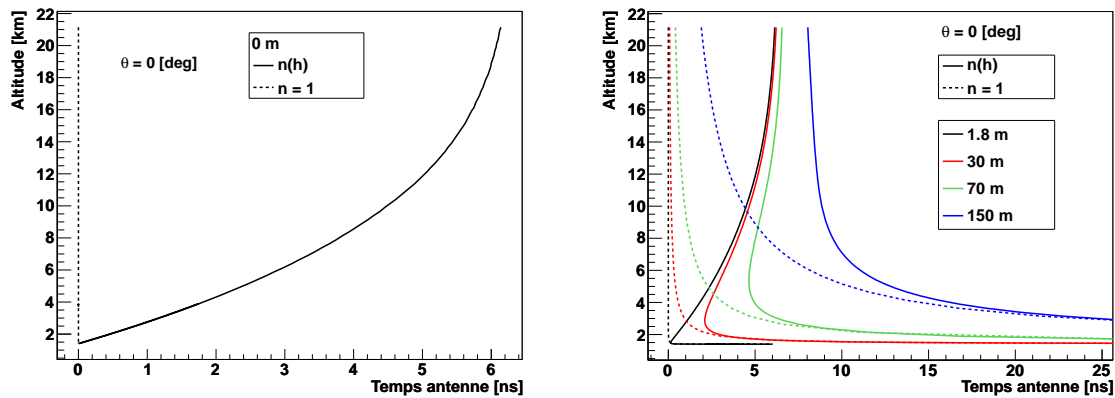


FIGURE 5.25 – Altitude du point d'émission d'une gerbe verticale initiée par un proton de 10^{18} eV, en fonction du temps d'arrivée à l'antenne du rayonnement qu'il émet, pour une antenne distante du point d'impact de 0 (gauche), 1.8, 30, 70 et 150 m (droite), pour $n(h)$ et $n = 1$. La gerbe est simulée avec un pas maximum de 0.1 m. Le temps est représenté relativement au temps d'arrivée du premier rayonnement à l'antenne située à 0 m dans le cas $n = 1$, soit relativement à $t = (21.1 - 1.4)$ km/c (table 5.6).

Pour illustrer ces dépendances, le temps d'arrivée à l'antenne du rayonnement émis à chaque altitude est représenté sur les figures 5.25 et 5.26 pour différentes distances antenne-point d'impact, et pour une gerbe verticale ou inclinée à 60° . Sur les figures de gauche, on constate à nouveau -par le fait que tout le rayonnement arrive en même temps à l'antenne- que la puissance est infinie lorsque l'antenne se situe au point d'impact d'une gerbe et si l'on considère que les particules vont à la même vitesse que les ondes électromagnétiques. Toujours à 0 mètres, ces graphes montrent un effet de distorsion temporelle du signal lorsque l'on considère l'indice de réfraction de l'air : le rayonnement se propage à la vitesse $c/n(h)$, soit moins rapidement que les particules, le signal subit alors une inversion temporelle, le premier rayonnement émis est le dernier rayonnement reçu par l'antenne. On retrouve la durée totale minimale du signal pour des distances antenne-point d'impact de 1.8 m pour la gerbe verticale initiée par un proton de 10^{18} eV, et à 2 m pour la même gerbe inclinée à 60° . C'est à ces distances que les temps d'arrivée des rayonnements émis par le premier et le dernier point d'émission sont égaux, et que

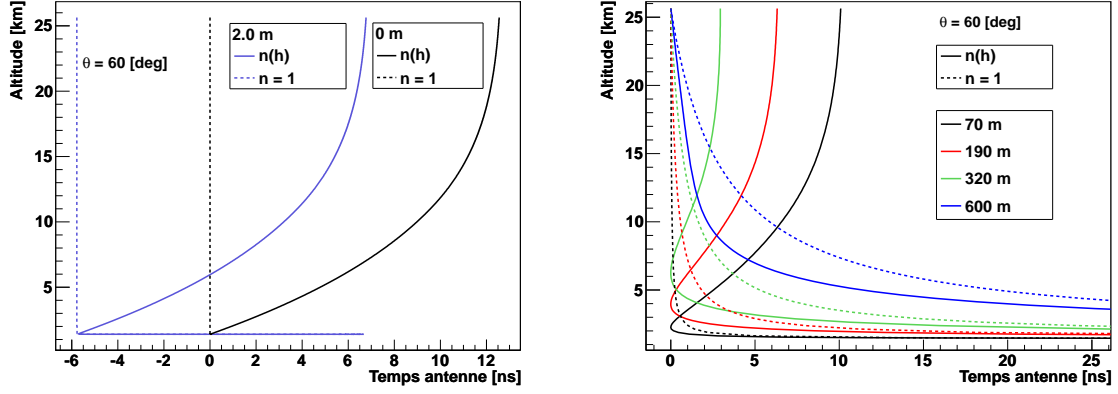


FIGURE 5.26 – Altitude du point d'émission d'une gerbe inclinée à 60° initiée par un proton de 10^{18} eV, en fonction du temps d'arrivée à l'antenne du rayonnement qu'il émet, pour une antenne située sous la gerbe et distante du point d'impact de 0, 2 (gauche), 70, 190, 320 et 600 m, pour $n(h)$ et $n = 1$. La gerbe est simulée avec un pas maximum de 0.1 m. A gauche, le temps est représenté relativement au temps d'arrivée du premier rayonnement sur l'antenne située à 0 m dans le cas $n = 1$, soit relativement à $t = (25.6 - 1.4) \text{ km} / \cos \theta c$ (table 5.6). A droite, le temps est représenté relativement au temps d'arrivée du premier rayonnement à l'antenne pour chaque distance antenne-point d'impact représentée.

la compression temporelle est maximale.

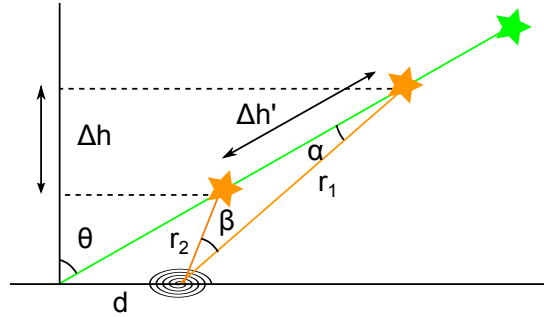


FIGURE 5.27 – Représentation d'une gerbe (vert) et des chemins lumineux entre les points d'émission et l'antenne (orange).

Ces distances sont facilement calculables comme montré dans ce qui suit. La condition pour que deux rayons arrivent au même moment est donnée par

$$t_{r_1} = t_{\Delta h'} + t_{r_2}, \quad (5.99)$$

$$\langle n_1 \rangle r_1 = \Delta h' + \langle n_2 \rangle r_2, \quad (5.100)$$

avec r_1 et r_2 les chemins lumineux considérés, $\langle n_1 \rangle$ et $\langle n_2 \rangle$ les indices de l'air moyens sur les trajets considérés, et $\Delta h' = \Delta h / \cos \theta$ la différence d'altitude entre les deux points d'émission, θ étant l'angle zénithal de la gerbe. Avec les angles α et β définis sur la figure 5.27, il vient

$$\langle n_1 \rangle (\Delta h' \cos \alpha + r_2 \cos \beta) = \Delta h' + \langle n_2 \rangle r_2 \quad \text{et} \quad r_2 = \Delta h' \frac{\sin \alpha}{\sin \beta}, \quad (5.101)$$

$$\langle n_1 \rangle \left(\cos \alpha + \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} \cos \beta \right) = \langle n_2 \rangle \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} + 1. \quad (5.102)$$

Seules les solutions pour lesquelles α et $\beta \in [0, \pi]$ sont valables. Si on considère le rayon émis en h_1 , à l'altitude de première interaction, et celui émis en h_g , au niveau du sol, $\beta = \pi/2 - (\alpha - \theta)$, et donc $\cos \beta = \sin(\alpha - \theta)$ et $\sin \beta = \cos(\alpha - \theta)$. La condition d'arrivée simultanée s'écrit alors

$$\langle n_1 \rangle \left(\cos \alpha + \frac{\sin \alpha}{\cos(\alpha - \theta)} \sin(\alpha - \theta) \right) = \langle n_2 \rangle \frac{\sin \alpha}{\cos(\alpha - \theta)} + 1. \quad (5.103)$$

Avec $n = 1$, $\alpha = 0$. En tenant compte de la variation de l'indice de l'air, $\langle n_2 \rangle = n(h = 1.4 \text{ km}) = 1.00026$, et puisque

$$\langle n_1 \rangle_{\Delta h} = \frac{\int_{\Delta h} n(h) dh}{\Delta h}, \quad (5.104)$$

$$\langle n_1 \rangle_{h_1 - h_g} = \frac{0.00031 (\exp(-0.13h_g) - \exp(-0.13h_1)) + (h_1 - h_g)}{0.13 (h_1 - h_g)}. \quad (5.105)$$

On obtient $\langle n_1 \rangle_{h_1 - h_g} = 1.00009$ avec $h_1 - h_g = 21.1436 - 1.4$ pour la gerbe verticale issue d'un proton de 10^{18} eV, et $\langle n_1 \rangle_{h_1 - h_g} = 1.00008$ avec $h_1 - h_g = 25.6365 - 1.4$ pour la même gerbe inclinée à 60° . La résolution de l'équation 5.103 donne respectivement $\alpha = 4.49903 \times 10^{-5}$ et $\alpha = 1.07165 \times 10^{-5}$ rad. Cet angle correspond à une distance antenne-point d'impact

$$d = \frac{h_1 - h_g}{\cos \theta} \frac{\sin \alpha}{\cos(\alpha - \theta)}. \quad (5.106)$$

On trouve respectivement $d = 1.777$ m et 2.078 m, ce qui correspond aux distances particulières mentionnées.

Lorsque la gerbe est verticale (figure 5.25), les effets de distorsion provoqués par l'indice de réfraction de l'air existent pour des distances antenne-point d'impact inférieures à 150 m, pour lesquelles le temps d'arrivée est une fonction non injective de l'altitude. La distance antenne-point d'impact pour laquelle le rayonnement émis par la plus grande portion de gerbe est détecté dans un temps le plus bref est la distance limite à partir de laquelle les effets d'inversion temporelle cessent, soit quand la fonction devient bijective. Lorsque la gerbe est inclinée (figure 5.26), les antennes utilisées pour la simulation sont situées sous l'axe de la gerbe. Dans cette configuration, les antennes les plus éloignées du point d'impact sont les plus proches du début de la gerbe, elles sont donc les premières à réceptionner le rayonnement qui en provient. Le temps est représenté relativement au temps d'arrivée du premier rayon à l'antenne pour chacune des distances antenne-point d'impact car la mise en place d'un temps commun rend la représentation illisible du fait de la disparité temporelle importante entre les différentes distances antenne-point d'impact.

La courbe verte en trait plein de la figure (figure 5.26) montre que, pour une gerbe inclinée de 60° et pour une distance antenne-point d'impact égale à 320 m, le rayonnement émis entre 5 et 8 km d'altitude arrive en premier à l'antenne, et dans un intervalle temporel de moins d'1 ns. Ces altitudes englobent le maximum de développement d'une gerbe inclinée de 60° issue d'un proton de 10^{18} eV. Dans ce cas, la compression temporelle est maximale au maximum d'émission. Lorsque le signal est reçu dans des canaux de 25 ns comme dans le cas d'EASIER, la compression du signal sur 1 ns n'est cependant pas visible.

Que l'angle zénithal de l'antenne soit de 0° ou 60° , l'altitude de la portion de gerbe pour laquelle la compression temporelle est la plus importante est décalée vers les hautes altitudes lorsque la distance antenne-point d'impact croît. Quelle que soit la distance antenne-point d'impact, ces portions de gerbes sont celles dont le rayonnement atteint le premier l'antenne.

On s'intéresse à ce qui caractérise l'altitude de provenance du premier rayon qui atteint l'antenne. Lorsque $n = 1$, le signal n'est jamais inversé temporellement, et le premier rayon qui atteint l'antenne provient de l'altitude de la première interaction. Lorsque l'on considère l'indice

de réfraction de l'air, cette altitude est déterminée par la valeur de l'angle entre l'axe de la gerbe et l'axe point d'émission-antenne, comme démontré dans ce qui suit.

Pour simplifier la démonstration, on considère la gerbe verticale schématisée sur la figure 5.28, avec d la distance point d'impact-antenne, h_1 l'altitude de la première interaction, h l'altitude de gerbe considérée et χ l'angle entre l'axe de la gerbe et l'axe point d'émission-antenne. Soit t le temps d'arrivée d'un rayon émis à l'altitude h , ou de façon équivalente, à l'angle χ , puisque $\tan \chi = d/h$, relatif au temps de la première interaction. Comme les particules se déplacent environ à la vitesse c et que le rayonnement électromagnétique se déplace à la vitesse c/n , il vient

$$ct = h_1 - \frac{d}{\tan \chi} + n \frac{d}{\sin \chi}. \quad (5.107)$$

On cherche le minimum de la fonction ct afin d'obtenir χ_{min} , l'angle auquel est émis le rayon qui atteint le premier l'antenne,

$$\left. \frac{dct}{d\chi} \right|_{\chi=\chi_{min}} = 0. \quad (5.108)$$

$$\frac{dct}{d\chi} = d \left(\frac{1 - n \cos \chi}{\sin^2 \chi} \right), \quad (5.109)$$

$$d \left(\frac{1 - n \cos \chi_{min}}{\sin^2 \chi_{min}} \right) = 0, \quad (5.110)$$

$$\chi_{min} \neq \{0, \pi/2\},$$

$$\cos \chi_{min} = \frac{1}{n}. \quad (5.111)$$

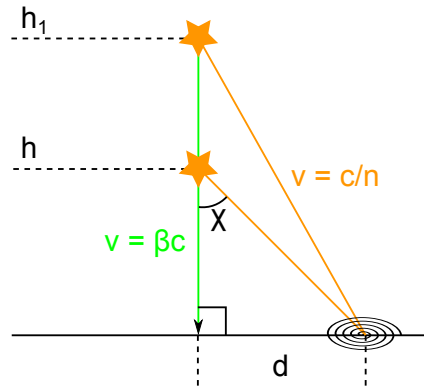


FIGURE 5.28 – Gerbe verticale (vert), vitesse des particules et du rayonnement électromagnétique (orange).

Ainsi, lorsque les particules se propagent plus vite que l'onde électromagnétique dont elles sont à l'origine, le premier rayon qui atteint l'antenne provient de l'altitude où l'angle entre l'axe de la gerbe et l'axe point d'émission-antenne correspond à l'angle Cerenkov θ_c dans le cas $\beta = 1$, quel que soit le processus rayonnant en jeu. On note t_c le temps d'arrivée de ce rayon, qui arrive donc au même moment qu'un rayon issu d'un processus Cerenkov à proprement parler. Puisque θ_c augmente lorsque l'altitude diminue (voir figure 5.11 de gauche), il existe un continuum d'altitudes pour lesquelles l'angle entre la gerbe et l'antenne vaut approximativement θ_c . Les radiations émises par la gerbe à ces altitudes atteignent toutes l'antenne en premier à environ t_c , et génèrent un signal dont l'intensité est d'autant plus élevée que cet angle concerne une portion de gerbe importante.

La largeur temporelle est illustrée sur la figure 5.29 en fonction de la distance antenne-point d'impact pour $n = 1$ ou $n(h)$, pour deux angles zénithaux et pour deux temps unitaires d'acquisition.

- Pour $\theta = 0^\circ$, et quel que soit le temps unitaire d'acquisition, la largeur temporelle croît de la même façon que la durée totale (voir figure 5.24). Dans ce cas, la forme du signal n'évolue pas avec la distance antenne-point d'impact. La portion de gerbe concernée par la compression temporelle augmente pourtant quand la distance antenne-point d'impact augmente (voir figure 5.25), mais elle concerne des altitudes de plus en plus élevées. Ces altitudes sont si éloignées de l'antenne que leur contribution au signal est négligeable.
- Pour $\theta = 60^\circ$, le fait que la gerbe se développe au dessus de l'antenne affaiblit l'effet d'angle solide, comme mentionné au paragraphe sur l'énergie totale, ce qui permet d'observer une modification de la forme du signal avec la distance antenne-point d'impact.

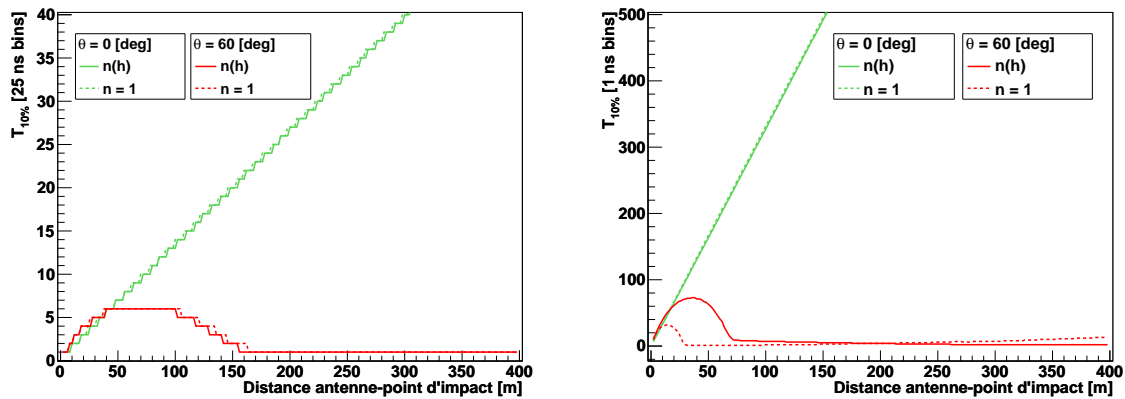


FIGURE 5.29 – Largeur temporelle du signal à la réception, issu de la détection du rayonnement émis par une gerbe initiée par un proton de 10^{18} eV, en fonction de la distance antenne-point d'impact, avec $\theta = 0^\circ$ en vert et $\theta = 60^\circ$ en rouge, et avec $n(h)$ en traits continus et $n = 1$ en pointillés. Le canal d'acquisition unitaire est de 25 ns à gauche, et de 1 ns à droite.

La puissance maximale

- Finalement, la puissance maximale du signal est d'autant plus élevée que
- l'énergie totale est importante,
 - la largeur temporelle est réduite,
 - la largeur des canaux d'acquisition en temps est réduite.

La figure 5.30 représente l'évolution de la puissance maximale reçue avec la distance antenne-point d'impact pour $n = 1$ ou $n(h)$, pour deux angles zénithaux et pour deux temps unitaires d'acquisition. Elle illustre le fait qu'un temps unitaire d'acquisition réduit augmente l'intensité de la puissance maximale. De la même façon, la durée des canaux en temps influe aussi sur la présence de singularités, singularités expliquées par la combinaison des valeurs de l'énergie totale et de la largeur temporelle.

Conclusions

Puisque le déclenchement de l'enregistrement des signaux radio est esclave du déclenchement de l'acquisition des cuves, et que leur directivité est maximale au zénith, les antennes d'EASIER sont forcément situées à des distances très proches du point d'impact des gerbes dont elles détectent un signal radio. Comme mentionné dans cette section, le positionnement de l'antenne proche du point d'impact rend

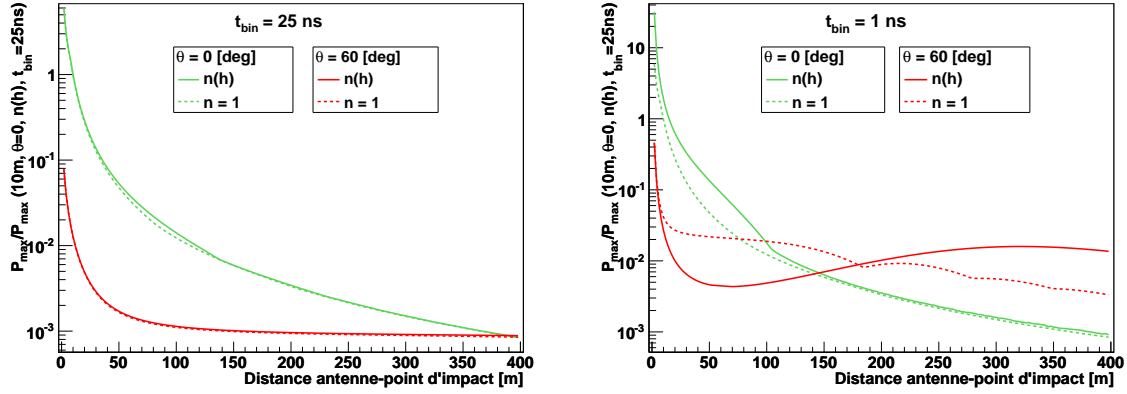


FIGURE 5.30 – Puissance maximale du signal à la réception, issu de la détection du rayonnement émis par une gerbe initiée par un proton de 10^{18} eV, en fonction de la distance antenne-point d’impact, avec $\theta = 0^\circ$ en vert et $\theta = 60^\circ$ en rouge, et avec $n(h)$ en traits continus et $n = 1$ en pointillés. Le canal d’acquisition unitaire est de 25 ns à gauche, et de 1 ns à droite. La puissance maximale est relative à la puissance maximale reçue lorsque l’antenne se situe à 10 m, avec $\theta = 0^\circ$, $n(h)$ et $t_{bin} = 25$ ns.

- l’effet d’angle solide variable, favorisant la détection du rayonnement émis proche du sol,
- le signal très compressé en temps, ce qui réduit les possibilités de reconstruction du profil longitudinal, mais accroît la détectabilité du signal.

Le réseau EASIER est donc adapté à la détection de rayonnements de faible intensité. Les canaux en temps de 25 ns du dispositif EASIER ne permettent pas d’observer pleinement l’effet sur le signal de la portion de gerbe dont le rayonnement est le plus compressé en temps à l’antenne. Ils limitent alors l’effet de compression temporelle.

À l’opposé, les expériences comme AMBER et MIDAS sont situées en périphérie du et orientées vers le réseau SD, ces télescopes observent donc les gerbes à des distances assez éloignées pour limiter les variations importantes d’angle solide et de compression temporelle. Le profil longitudinal de la gerbe pourrait donc être reconstruit plus précisément. Le rayonnement isotrope attendu au GHz s’est cependant avéré trop faible pour qu’un seul événement ait pu être détecté à de telles distances.

Les simulations présentées ont montré que l’usage d’un indice de l’air réaliste n’a que peu d’impact pour la simulation de processus isotropes détectés par une antenne de 40 MHz de fréquence d’échantillonnage, mais il sera systématiquement utilisé dans les sections suivantes. L’intensité du rayonnement détecté conditionnant la reconstruction d’un profil longitudinal ou de la distribution latérale, l’intensité des rayonnements mentionnés dans la section 5.3 est discutée dans la section suivante pour des configurations variées.

5.6.2 Les rayonnements de bremsstrahlung moléculaire et Cerenkov

Par rapport à la section précédente, on tiendra compte des processus rayonnants en jeu et de la surface effective de l’antenne. La nature du rayon cosmique, l’énergie et l’inclinaison de la gerbe, l’altitude du site, ainsi que la position, la largeur du canal d’acquisition temporelle unitaire et le diagramme de rayonnement de l’antenne, peuvent jouer un rôle déterminant dans l’intensité et la forme du signal finalement enregistré. On définit alors une configuration de référence dite “standard”, ayant les caractéristiques suivantes

- $E = 10^{19}$ eV,
- $\theta = 30^\circ$,
- nature = proton,

- altitude du site $h = 1.4$ km,
- orientation antenne = zénith,
- $D_{max} = 8.9$ dB,
- $t_{bin} = 25$ ns.

Puisque les rayonnements Cerenkov et de bremsstrahlung moléculaire sont supposés incohérents, la dépendance à l'énergie est linéaire et l'énergie est donc un paramètre fixe. On fera varier la configuration standard en changeant la valeur de l'angle zénithal de la gerbe et la nature du primaire,

- $\theta = 0^\circ, 60^\circ$,
- nature = fer.

Dans cette section et pour rester général, l'antenne utilisée dans la simulation n'est pas polarisée. On considère que la sensibilité de l'antenne est totale et identique quelle que soit l'orientation du champ électrique incident. Elle est par contre sensible à l'orientation du rayon lumineux par le biais de sa surface effective. La discrétisation longitudinale est réalisée avec un pas maximum $\Delta x = 5$ m et tel que $\Delta\chi < 0.01^\circ$. Afin de limiter le temps de calcul, les discrétisations latérale (section 5.5.2) et temporelle (section 5.5.3) ne sont pas prises en compte. Dans les résultats qui vont suivre, il faut considérer que l'antenne disposée au point d'impact de la gerbe devrait en réalité recevoir moins d'énergie que celle indiquée puisque les sources sont spatialement distribuées. Il faut aussi considérer que l'antenne éloignée d'une centaine de mètres au plus (largeur de la gerbe) devrait quant à elle en recevoir plus. Les LDF avec et sans prise en compte de la distribution latérale tendent l'une vers l'autre lorsque la distance point d'impact antenne tend vers l'infini, puisque vue de loin, la distribution latérale peut être assimilée à un point.

Les résultats des simulations peuvent être représentés par 3 des grandeurs relatives au signal énoncées en section 5.6.1, la puissance maximale perçue dans des canaux de t_{bin} ns en watts, l'énergie totale reçue par l'antenne en joules, et la largeur temporelle du signal, définie par le nombre de canaux pour lesquels la puissance est supérieure ou égale à 10% de la puissance maximale du signal. Pour rendre compte de toutes les configurations géométriques entre l'antenne et la gerbe jusqu'à une distance de 1500 m, les grandeurs relatives au signal sont représentées sous forme de cartes bidimensionnelles où l'on fait varier la position de l'antenne au sol. Les abscisses et les ordonnées désignent les coordonnées de l'antenne relatives au point d'impact de la gerbe, situé en $(x, y) = (0, 0)$. L'angle azimuthal de la gerbe est nul. Dans cette figuration, l'axe d'une gerbe verticale serait représenté par son point d'impact et l'axe d'une gerbe horizontale par la partie positive de l'axe des abscisses. Seules les ordonnées positives sont représentées puisque -à cause de la figuration utilisée et de la nature des processus simulés- les résultats sont symétriques par rapport à l'axe des abscisses. Une carte correspond à une configuration donnée et les couleurs représentent l'intensité de la grandeur relative au signal illustrée. La résolution des cartes, représentant chacune une surface de 4 500 000 m², est d'un point tous les 900 m². L'échelle logarithmique est nécessaire pour rendre compte de la variété de valeurs prises par les grandeurs relatives au signal aux différentes positions d'antenne.

Afin de discuter les résultats, on pourra être amené à distinguer les 3 positions d'antennes particulières définies sur la figure 5.31,

- l'antenne est contenue dans le plan de gerbe et disposée sous la gerbe (1),
- l'antenne est contenue dans le plan de gerbe mais positionnée à l'opposé de la gerbe (2),
- l'antenne n'est pas contenue dans le plan de gerbe et se trouve dans une position intermédiaire (3).

Les distances antenne-point d'impact sont identiques dans les 3 cas.

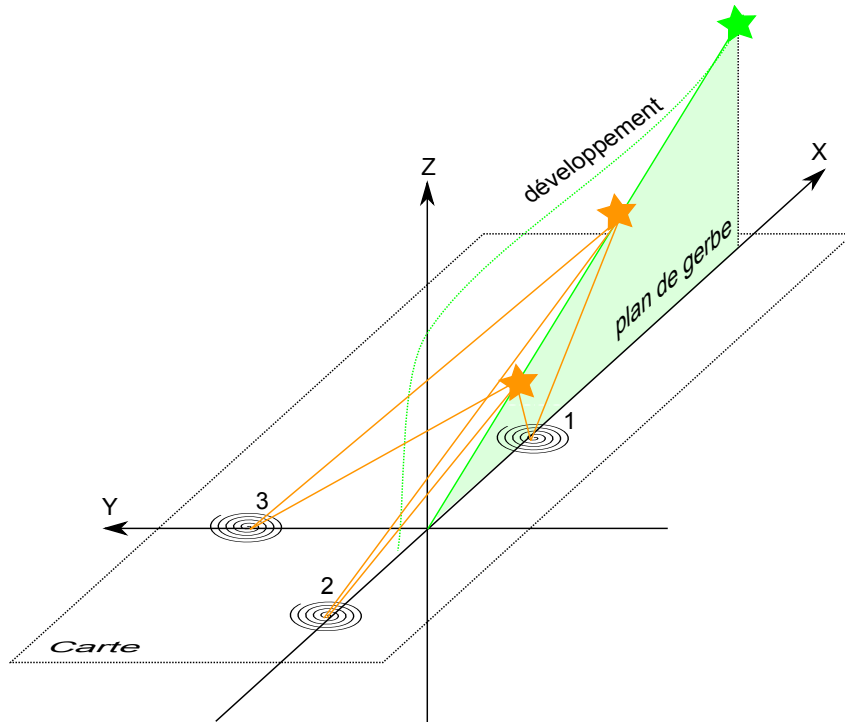


FIGURE 5.31 – Développement d’une gerbe inclinée et trois positions d’antenne. L’axe de la gerbe et le plan de gerbe sont en vert. Des exemples d’axes gerbe-antennes sont en orange.

Le rayonnement de bremsstrahlung moléculaire

Le bremsstrahlung moléculaire est le rayonnement recherché par EASIER GHz. Deux rendements peuvent être utilisés, celui établi à partir d’une extrapolation de l’expérience du SLAC (appelé Y_{MW} , voir section 5.3.1) et celui calculé en section 5.3.3, appelé Y_{MBR} . On a montré (figure 5.15) que ces rendements sont du même ordre de grandeur au niveau de la mer puis divergent avec l’altitude. L’influence de la divergence devient importante aux plus hautes altitudes, soit là où le rayonnement émis contribue le moins au signal. On utilisera par défaut Y_{MBR} , puis on appliquera le rendement Y_{MW} à la configuration standard. Les cartes de la puissance maximale et de la largeur temporelle du signal issu de la simulation du rayonnement de bremsstrahlung moléculaire générées pour la configuration standard ($\theta = 30^\circ$) et pour les configurations $\theta = 0^\circ$ et $\theta = 60^\circ$ sont présentées sur la figure 5.32.

La carte du milieu gauche montre que pour une inclinaison de 30° (cas “standard”), la puissance maximale de bremsstrahlung moléculaire varie environ de 4 ordres de grandeur sur une distance antenne-point d’impact de 1.5 km. La puissance maximale reçue sous la gerbe dans des canaux de 25 ns, pour une antenne d’orientation zénithale et de gain géométrique 8.9 dB, est estimée à environ 6×10^{-12} W à 200 mètres et à environ 3×10^{-13} W à 1 km, ce qui correspond à la sensibilité des antennes du réseau GHz d’EASIER. Cette carte montre aussi que l’antenne reçoit plus de signal sous la gerbe (abscisses positives, position 1) qu’à son opposé (abscisses négatives, position 2) car la gerbe est alors plus proche. Lorsque la gerbe est verticale (haut gauche de la figure 5.32), la symétrie entre les abscisses positives et négatives est rétablie. Dans ce cas, la gerbe est plus jeune lorsqu’elle atteint le sol, le maximum de développement et donc d’émission est plus proche de l’antenne que dans le cas d’une gerbe inclinée, le signal est donc globalement plus intense que dans le cas standard. Inversement, lorsque la gerbe est inclinée à 60° , le signal est plus faible que dans le cas standard car la gerbe est plus ancienne. Dans ce cas, la puissance maximale ne varie que d’un ordre de grandeur sur 1.5 km car la gerbe est

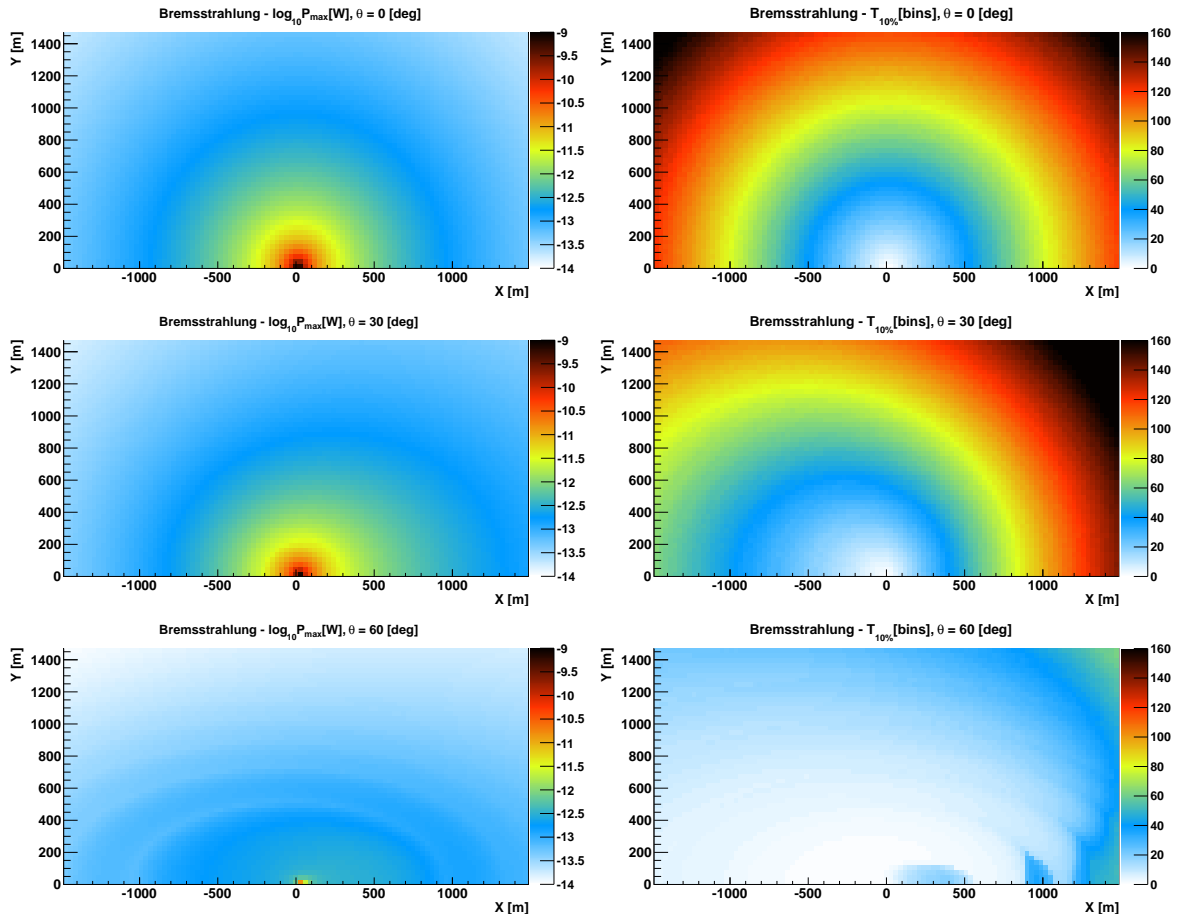


FIGURE 5.32 – Puissance maximale en $\log_{10}(\text{W})$ (gauche) et largeur temporelle en nombre de canaux (droite), du signal issu de la simulation du rayonnement de bremsstrahlung moléculaire, pour $\theta = 0^\circ$ (haut), 30° (standard, milieu), 60° (bas).

généralement plus proche de l'antenne. Les cartes de droite de la figure 5.32 montrent qu'à 200 mètres, la largeur temporelle est généralement de 20 canaux, ce qui semble incompatible avec la forme des signaux observés lors de l'analyse des données (figures 4.60 et 4.61).

Les cartes de la puissance maximale et de la largeur temporelle du signal issu de la simulation du rayonnement de bremsstrahlung moléculaire générées pour la configuration standard et pour le rendement établi à partir d'une extrapolation des données du SLAC (Y_{MW}) sont présentées sur la figure 5.33. Quelle que soit l'altitude considérée, Y_{MW} est inférieur au rendement calculé Y_{MBR} . La puissance maximale reçue est donc inférieure dans le cas Y_{MW} , quelle que soit la position de l'antenne considérée. Comparé à Y_{MBR} , la faiblesse de Y_{MW} aux plus hautes altitudes accroît la faiblesse de la contribution des hautes altitudes au signal reçu. C'est donc au plus proche de la gerbe que le signal a le moins diminué, soit au point d'impact et sous la gerbe. En ce qui concerne la largeur temporelle, celle-ci est toujours trop importante pour expliquer l'é étroitesse des signaux détectés par le réseau EASIER GHz.

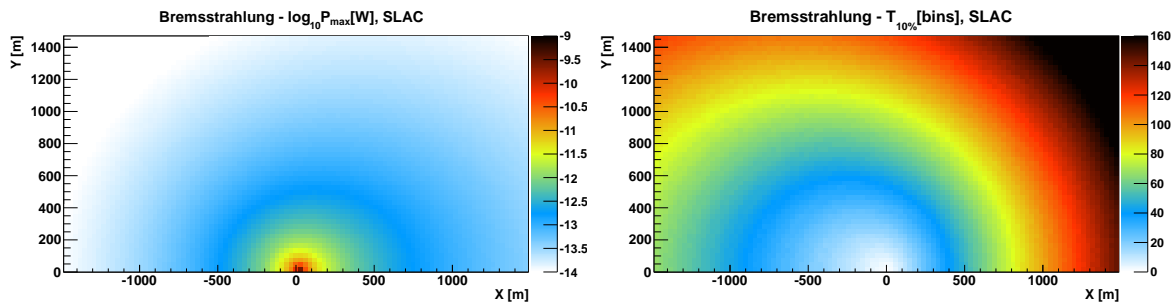


FIGURE 5.33 – Puissance maximale (gauche), et largeur temporelle (droite), du signal issu de la simulation du rayonnement de bremsstrahlung moléculaire, pour la configuration standard avec le rendement Y_{MW} .

Les cartes de la puissance maximale et de la largeur temporelle du signal issu de la simulation du rayonnement de bremsstrahlung moléculaire, et générées à partir d'une gerbe issue d'un noyau de fer sont présentées sur le haut de la figure 5.33. Sur le bas de la figure, la puissance maximale et l'énergie totale sont représentées relativement au cas du proton. Ces figures illustrent l'influence du primaire sur le signal effectivement reçu à l'antenne (entre -30% et $+25\%$ à ces distances pour la puissance maximale pour le fer par rapport au proton), la différence étant due au développement de la gerbe. Les fluctuations de la puissance maximale relative sont induites par la combinaison des variations des intensités et des temps d'arrivée des rayonnements émis le long du développement de la gerbe, l'énergie totale reçue dans le cas du fer ne fluctuant pas et étant inférieure au cas proton pour la plupart des distances considérées (voir section 5.6.1).

Le rayonnement Cerenkov

EASIER n'a pas été conçu dans l'optique première de détecter le rayonnement Cerenkov au GHz. Le programme de simulation permet cependant d'en évaluer l'intensité et de se prononcer sur sa contribution au rayonnement effectivement détecté par EASIER. Comme mentionné dans la section 5.3.2, le rayonnement Cerenkov produit par une gerbe est majoritairement orienté selon l'axe de la gerbe. Plus l'angle χ formé par les axes gerbe et point d'émission-antenne est élevé, et plus le signal reçu est faible.

On montre que χ , l'angle entre l'axe de la gerbe et l'axe point d'émission-antenne, est, respectivement aux positions spécifiées sur la figure 5.31, tel que

$$\tan \chi_1 = \frac{\cos^2 \theta}{h/d - \cos \theta \sin \theta}, \quad (5.112)$$

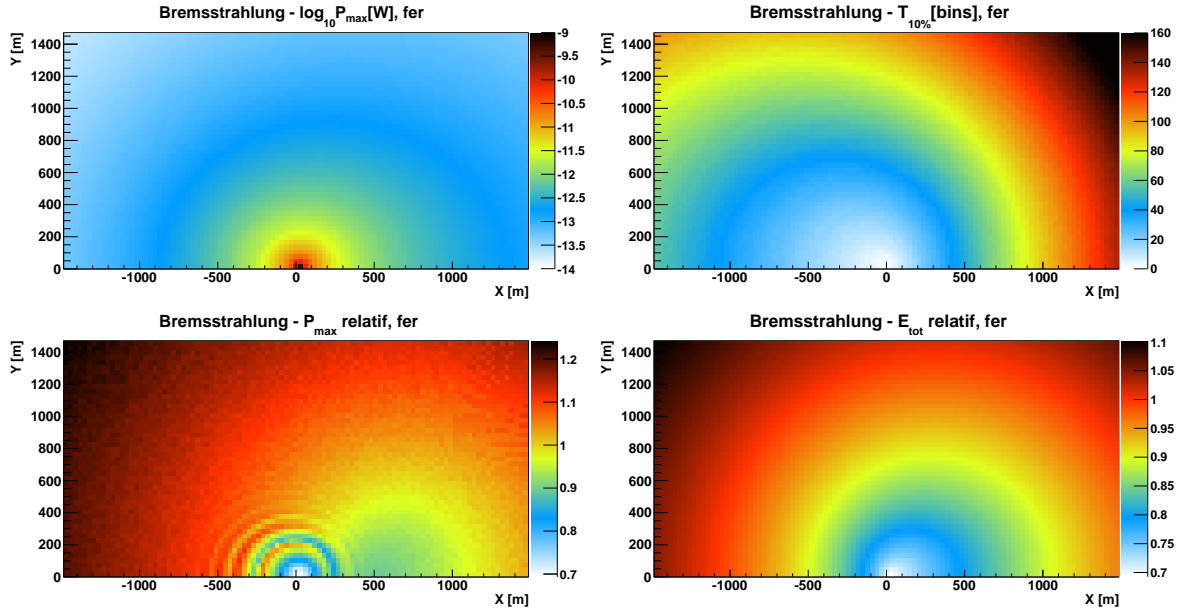


FIGURE 5.34 – Puissance maximale en $\log_{10}(W)$ (haut gauche) et relative à la configuration standard (bas gauche), largeur temporelle en nombre de canaux (haut droit) et énergie totale relative à la configuration standard (bas droit), du signal issu de la simulation du rayonnement de bremsstrahlung moléculaire, pour la configuration fer.

$$\tan \chi_2 = \frac{\cos^2 \theta}{h/d + \cos \theta \sin \theta}, \quad (5.113)$$

$$\tan \chi_3 = \frac{\cos \theta}{h/d}, \quad (5.114)$$

avec h l'altitude de gerbe considérée relativement à l'altitude du sol, d la distance antenne-point d'impact, θ l'angle zénithal de la gerbe. Quelle que soit la position de l'antenne, χ est une fonction décroissante du rapport entre l'altitude considérée et la distance antenne-point d'impact. La figure 5.35 illustre l'évolution de l'angle χ avec le rapport h/d pour deux angles zénithaux.

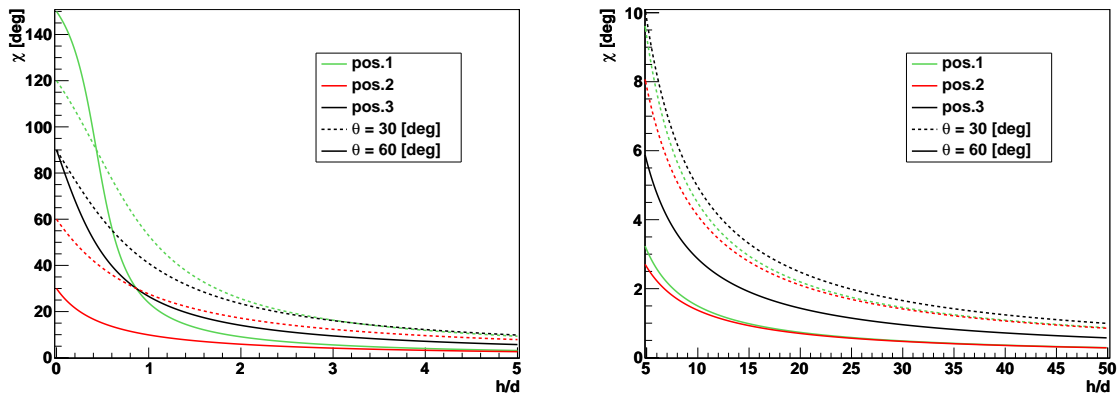


FIGURE 5.35 – Angle formé par l'axe de la gerbe et l'axe point d'émission-antenne en fonction du rapport entre l'altitude du point d'émission relative à l'altitude du site et la distance antenne-point d'impact, pour deux inclinaisons de gerbe, 30 et 60°, et pour $h/d \in [0,5]$ à gauche et $[5,50]$ à droite.

Le fait que le rayonnement soit concentré dans un faisceau de faible amplitude plutôt qu'émis de façon isotrope le rend -pour une même puissance à la source- plus détectable si l'antenne se situe dans une zone "éclairée" par le faisceau, et moins détectable dans le cas opposé.

Le signal détecté a été simulé pour deux distributions angulaires du rayonnement émis, correspondant à deux distributions angulaires des électrons de la gerbe (voir section 5.3.2). Afin de maximiser l'implication éventuelle du rayonnement Cerenkov, la simulation aboutissant au signal le plus intense est utilisée. Elle utilise l'équation 5.54 plutôt que l'équation 5.50 (où la distribution du rayonnement dépend de l'âge de la gerbe), l'équation 5.54 apportant une augmentation du signal s'élevant jusqu'à un facteur 10 selon la configuration gerbe-antenne traitée.

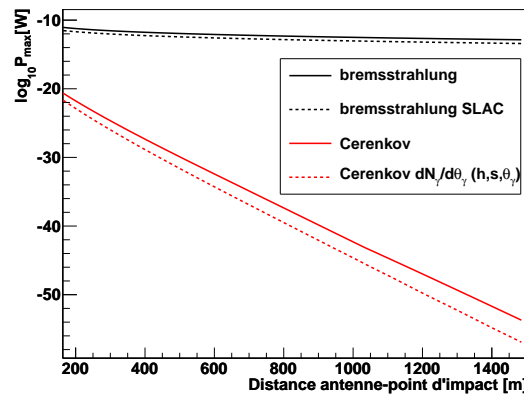


FIGURE 5.36 – Puissance maximale en $\log_{10}(\text{W})$, en fonction de la distance antenne-point d'impact (lorsque l'antenne est sous la gerbe), pour la configuration standard, pour le rendement de bremsstrahlung théorique, le rendement extrapolé de l'expérience du SLAC, et pour le rayonnement Cerenkov avec ou sans prise en compte de la dépendance avec l'âge de la gerbe.

Sur la figure 5.36 sont représentées les puissances maximale reçues par une antenne située sous la gerbe, en fonction de sa distance au point d'impact, pour la configuration standard, pour les rayonnement de bremsstrahlung moléculaire et Cerenkov, simulé chacun selon deux méthodes. Elle illustre principalement la disparité de l'évolution du signal avec la distance antenne-point d'impact entre le cas où il est issu d'un rayonnement isotrope et le cas où il est issu d'un rayonnement fortement anisotrope. Elle illustre aussi l'impact des rendements de bremsstrahlung moléculaire et des différentes distributions angulaires du rayonnement Cerenkov. Dans ce qui suit, la distribution angulaire du rayonnement Cerenkov est indépendante de l'âge (courbe rouge en trait continu).

Les cartes de la puissance maximale et de la largeur temporelle du signal issu du rayonnement Cerenkov, générées pour la configuration standard ($\theta = 30^\circ$) et pour les configurations $\theta = 0^\circ$ et $\theta = 60^\circ$ sont présentées sur la figure 5.37. La carte du milieu gauche montre que pour une inclinaison de 30° (cas "standard"), la puissance maximale du signal reçu à partir d'un rayonnement d'origine Cerenkov varie d'environ 50 ordres de grandeur sur une distance de 1.5 km. Elle permet d'estimer la puissance maximale reçue sous la gerbe à environ 2×10^{-22} W à 200 mètres et à environ 4×10^{-43} W à 1 km. Les antennes du réseau GHz d'EASIER ayant détecté des signaux de quelques pW à des distances du point d'impact inférieures à 300 mètres, ce processus ne peut être à l'origine de ces signaux. Cette carte montre aussi que l'antenne reçoit plus de signal sur l'axe des abscisses (positions 1 et 2 de la figure 5.31) que sur l'axe $x = 0$ (position 3 de la même figure).

Lorsque la gerbe est verticale (haut gauche de la figure 5.37), la symétrie entre les différentes positions est rétablie mais le signal est globalement plus faible que dans le cas standard. Lorsque

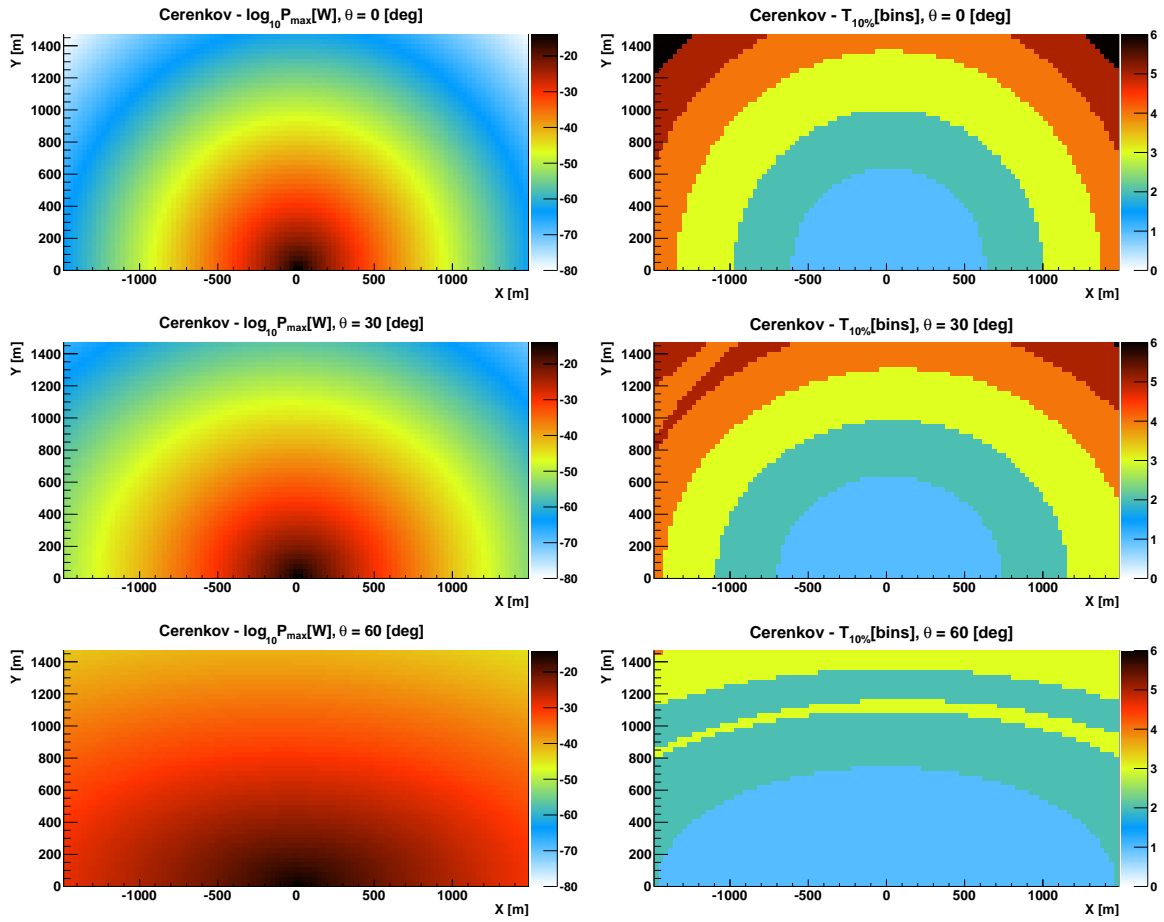


FIGURE 5.37 – Puissance maximale en $\log_{10}(W)$ (gauche) et largeur temporelle en nombre de canaux (droite), du signal issu de la simulation du rayonnement Cerenkov, pour $\theta = 0^\circ$ (haut), 30° (milieu, standard), 60° (bas).

la gerbe est inclinée à 60° , l'asymétrie entre d'un coté les positions 1 et 2 et de l'autre la position 3 est encore plus marquée et le signal est plus fort que dans le cas standard. De plus, la puissance maximale ne varie que de 10 ordres de grandeur sur 1.5 km (à comparer aux 50 ordres de grandeurs du cas standard). Cette puissance reste cependant trop faible pour que le rayonnement Cerenkov soit à l'origine des signaux sélectionnés lors de l'analyse. Tous ces effets s'expliquent par les valeurs successivement prises par l'angle χ lors du développement de la gerbe. Plus la gerbe est inclinée et plus cet angle est faible, principalement lorsque l'antenne est en position 1 ou 2, voir figure 5.35.

Les cartes de droite de la figure 5.37 montrent que, comme attendu, le signal issu de la détection d'un rayonnement anisotrope comme le rayonnement Cerenkov est très étroit. On observe qu'à 200 mètres, la largeur temporelle est généralement d'1 canal, ce qui est compatible avec la forme des signaux observés lors de l'analyse des données (figures 4.60 et 4.61). On peut noter que lorsque que la largeur temporelle vaut 1 canal, l'énergie est quasi-entièrement contenue dans le canal de la puissance maximale et la relation entre l'énergie totale et la puissance maximale est alors quasi-linéaire, avec $E_{tot}[J] \sim P_{max}[W] \times 25 \times 10^{-9}$ s.

Comme pour le rayonnement de bremsstrahlung moléculaire, l'influence du primaire à l'origine de la gerbe n'est pas visible au niveau de la puissance maximale représentée à l'échelle logarithmique, comme le montre la figure 5.38, qui est à comparer avec les cartes centrales de la figure 5.37. En échelle relative (figures du bas), aux distances représentées et dans les limites de la simulation, la puissance maximale pour le cas du fer sur le cas du proton peut atteindre un facteur 17.

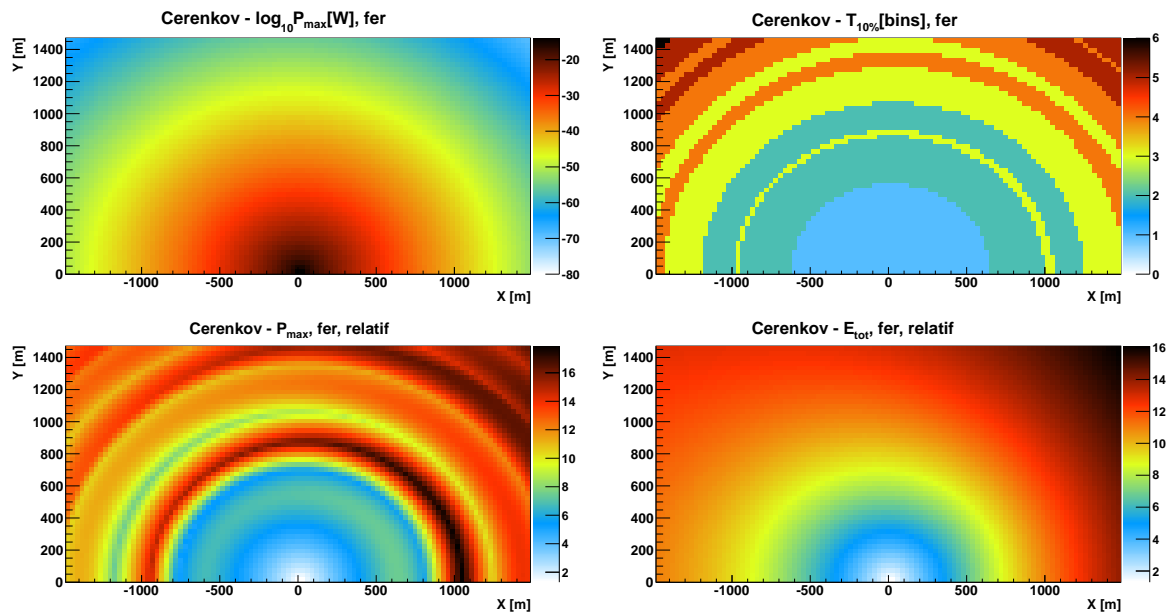


FIGURE 5.38 – Puissance maximale en $\log_{10}(W)$ (haut gauche) et relative à la configuration standard (bas gauche), largeur temporelle en nombre de canaux (haut droit) et énergie totale relative à la configuration standard (bas droit), du signal issu de la simulation du rayonnement Cerenkov, pour la configuration fer.

Quelle que soit la configuration gerbe-antenne, le processus Cerenkov engendre un signal trop faible comparé au picowatt, puissance à laquelle les signaux sont détectables par le dispositif EASIER GHz actuel. L'intensité du signal d'origine Cerenkov dépend principalement des valeurs prises par l'angle χ . Contrairement au bremsstrahlung moléculaire, l'effet d'angle solide est alors secondaire.

Conclusions

Aux fréquences GHz et quelle que soit la configuration gerbe-antenne étudiée, la puissance maximale du signal reçu à l’antenne est, dans le cas du rayonnement Cerenkov, plusieurs ordres de grandeur inférieur au cas du rayonnement de bremsstrahlung moléculaire. Il est donc peu probable que face au rayonnement de bremsstrahlung moléculaire, le rayonnement Cerenkov émis par les gerbes contribue significativement au signal détecté par des antennes GHz. En terme de forme du signal engendré, le rayonnement Cerenkov est cependant bien plus compatible avec les événements sélectionnés lors de l’analyse des données d’EASIER GHz que l’est le bremsstrahlung moléculaire. Que le rayonnement de bremsstrahlung soit détectable ou non, la détection de rayonnement d’intensité très inférieure au pW n’est de toute façon actuellement pas envisageable en raison de la température système. Le rayonnement de bremsstrahlung moléculaire devrait quant à lui être *a priori* détectable jusqu’à quelques centaines de mètres du point d’impact. La reconstruction d’un profil latéral événement par événement dans le cas d’EASIER pourrait dans ce cas être envisagée si la distance entre les différentes antennes du dispositif était réduite à une centaine de mètres.

5.6.3 La simulation des événements EASIER GHz

Dans cette section, on simule tous les événements détectés par EASIER GHz et en particulier ceux sélectionnés par l’analyse des données, afin de comparer simulations et données. Pour cela, on utilise les caractéristiques des gerbes reconstruites à partir des données du SD, des cuves et des antennes WSI 241 correspondantes. Les paramètres inconnus concernent le processus physique à l’origine du signal, la nature du rayon cosmique et le développement exact de la gerbe. Puisque, comme mentionné dans la section précédente, l’influence du primaire est limitée, on ne simulera que des gerbes issues de proton. Lors de la simulation, on tiendra compte de l’axe de polarisation des antennes, ce qui réduit l’intensité du signal.

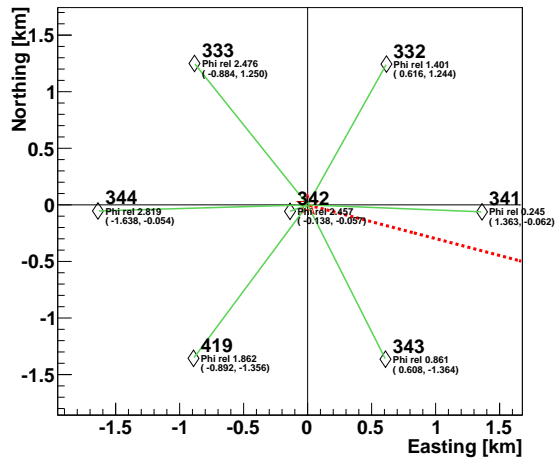
ID	Evt	Date	Energie	θ	φ	x_{core}	y_{core}	SPD
342	12046376	110630	1.3×10^{19}	30	343	-12305.60	-21570.91	136
429	20830870	130103	1.7×10^{19}	55	33	-17821.63	-22678.25	269
306	21050180	130207	2.6×10^{18}	47	290	-10218.12	-20603.16	193
196	22372354	130716	3.5×10^{19}	41	156	-10859.50	-16496.10	79
325	25653641	140217	5.4×10^{19}	65	330	-9746.605	-26523.40	208

TABLE 5.7 – Caractéristiques des 5 événements EASIER GHz satisfaisant les critères de sélection de l’analyse. Dans l’ordre : les numéros de la cuve et de l’événement, la date au format *aammjj*, l’énergie en eV, les angles zénithal et azimuthal en degrés, l’abscisse et l’ordonnée du point d’impact de la gerbe en mètres, la distance de l’antenne à l’axe de la gerbe en mètres.

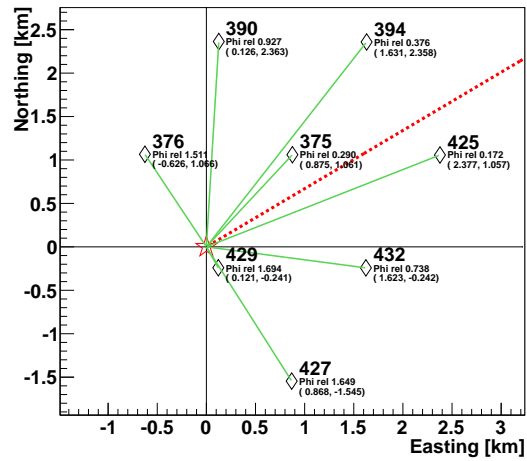
Les 5 événements sélectionnés

Les 5 événements sélectionnés lors de l’analyse des données du réseau GHz d’EASIER (tableaux 5.7, 5.8 et figure 5.39) sont simulés à partir des processus Cerenkov et de bremsstrahlung moléculaire, avec les rendements Y_{MW} et Y_{MBR} . Dans un premier temps, seule la discrétisation longitudinale est réalisée, avec un pas de maximum d’1 m ou tel que $\Delta\chi < 0.01^\circ$. Puis les discrétisations temporelle et latérale (selon NKG) sont implémentées pour le bremsstrahlung moléculaire de rendement Y_{MBR} (rendement pour lequel la constante de décroissance τ peut être calculée à chaque altitude), et les résultats sont superposés. Pour le processus Cerenkov, et

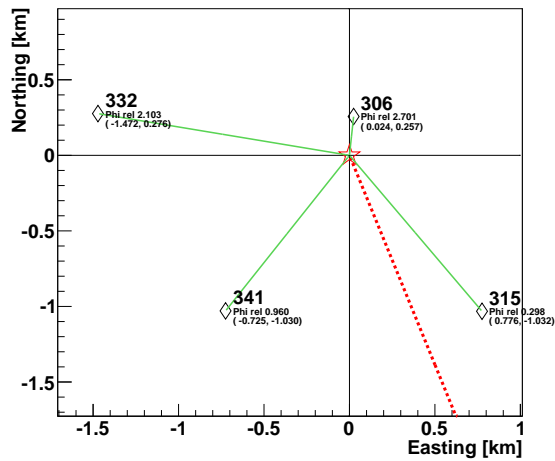
SDid 12046376



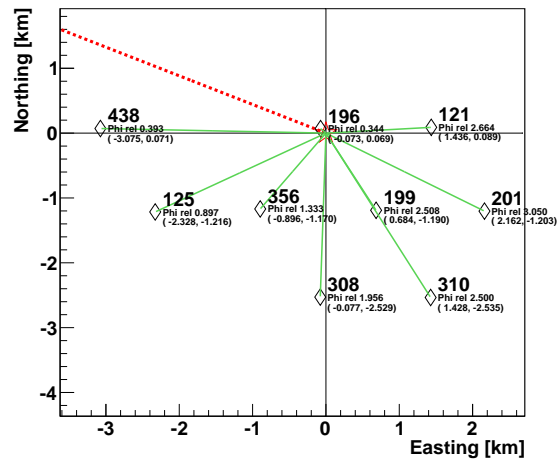
SDid 20830870



SDid 21050180



SDid 22372354



SDid 25653641

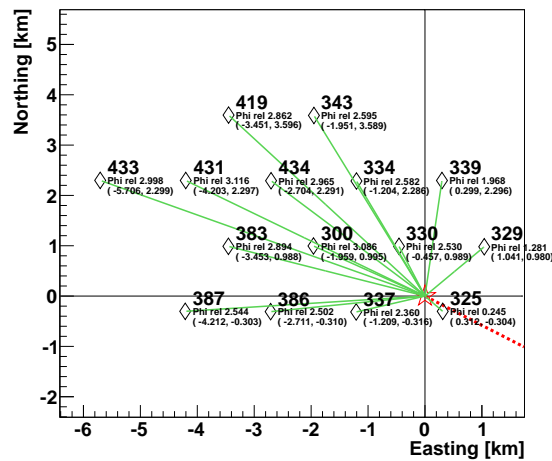


FIGURE 5.39 – Représentation des 5 événements EASIER GHz satisfaisant les critères de sélection. “Phi rel” (en radians) est l’angle azimuthal relatif entre l’axe de la gerbe (ligne rouge discontinue) et l’axe point d’impact-antenne (ligne verte continue). Les coordonnées des cuves ayant détecté des particules et donc enregistré des traces radio (losanges) sont données en km et relativement aux coordonnées du point d’impact (étoile rouge, centre du repère).

ID	Evt	x_{ant}	y_{ant}	Polar.	P_{max} [RMS]	P_{max} [pW]	$T_{10\%}$	t
342	12046376	-12443.19	-21628.15	EW	11.7	2.9	3-5	-1
429	20830870	-17700.16	-22918.82	EW	11.2	1.5	1	-2
306	21050180	-10193.79	-20346.32	EW	11.1	1.4	1-2	-2
196	22372354	-10932.65	-16426.62	NS	25.1	6.8	1-2	-1
325	25653641	-9434.535	-26826.95	NS	19.6	4.6	1-2	-1

TABLE 5.8 – Caractéristiques des cuves, antennes et traces, pour les 5 événements EASIER GHz satisfaisant les critères de sélection de l’analyse. Dans l’ordre : les numéros de la cuve et de l’événement, l’abscisse et l’ordonnée de la cuve/de l’antenne en mètres, l’axe de polarisation de l’antenne, la puissance maximale de la trace en unité de déviation standard et en pW, la largeur temporelle, le temps relatif au *start* des particules du maximum en canaux *ADC*.

comme attendu d’après les résultats de l’étude précédente, les signaux sont de plusieurs ordres de grandeur inférieurs aux signaux des événements sélectionnés, et sont large d’un seul canal en temps. La structure de ces signaux est si simple que leurs caractéristiques résumées dans le tableau 5.9 suffisent à les décrire. Seule la largeur temporelle est compatible, et seulement avec les 4 derniers événements. Les résultats des simulations réalisées pour le processus de bremsstrahlung sont présentés dans les tableaux 5.10 et 5.11 et sur les figures 5.40 et 5.41.

Ces tableaux et figures indiquent que les puissances maximales simulées avec le rendement Y_{MBR} sont toujours supérieures à celles simulées avec le rendement Y_{MW} . Pour le rendement Y_{MBR} , on constate sur la figure 5.41 que la prise en compte de la distribution spatiale des électrons et de la distribution temporelle du rayonnement émis élargit temporellement le signal. Il semble en effet naturel que le rayonnement spatialement et temporellement dispersé à la source se retrouve dispersé en temps d’arrivée à l’antenne. La prise en compte de la distribution spatiale affecte aussi l’énergie totale reçue pour les mêmes raisons. La source de rayonnement étant dispersée, la distance entre un point d’émission latéral et l’antenne, ainsi que l’angle entre l’axe point d’émission latéral-antenne et l’axe de l’antenne, varient pour un même point d’émission longitudinal. Ainsi, la portion d’angle solide représentée par la surface effective de l’antenne varie elle aussi. En ce qui concerne l’intensité, seul le signal du 1^{er} événement est du même ordre de grandeur que sa simulation. Cet événement présente de plus une largeur similaire à sa simulation. En revanche, le 4^{ème} événement est l’exemple le plus flagrant d’incompatibilité temporelle, puisque sa largeur de deux canaux ne peut être compatible avec celle de plus d’une dizaine de canaux de sa simulation. Tandis que le 1^{er} événement est favorable au processus de bremsstrahlung moléculaire, le 4^{ème} est en faveur d’un processus à rayonnement particulièrement anisotrope. Le rayonnement Cerenkov étant trop faible pour générer une intensité de plusieurs pW, la contribution d’autres mécanismes aux fréquences GHz serait à considérer, comme celle du rayonnement géomagnétique, responsable des signaux reçus dans la bande MHz.

La simulation de tous les événements EASIER GHz

Simuler tous les événements gerbe-antenne enregistrés par EASIER GHz permet

- d’évaluer le nombre de signaux qui auraient dû être détectés à partir du processus de bremsstrahlung dans l’hypothèse du rendement le plus bas (Y_{MW}), et en émettant l’hypothèse que les signaux sont détectables s’ils dépassent 1 pW (ordre de grandeur des 5 signaux enregistrés sélectionnés),
- de caractériser les paramètres de gerbe et de relation gerbe-antenne favorables à l’émission d’un signal élevé,
- de rechercher une corrélation entre les signaux enregistrés et les signaux simulés dépassant

ID	Evt	P_{max}^{Cer} [W]	E_{tot}^{Cer} [J]	$T_{10\%}^{Cer}$
342	12046376	4.32×10^{-21}	1.08×10^{-28}	1
429	20830870	3.12×10^{-22}	7.80×10^{-30}	1
306	21050180	4.98×10^{-22}	1.24×10^{-29}	1
196	22372354	6.23×10^{-18}	1.56×10^{-25}	1
325	25653641	3.62×10^{-19}	9.06×10^{-27}	1

TABLE 5.9 – Caractéristiques des traces simulées pour le processus Cerenkov, pour les 5 événements EASIER GHz satisfaisant les critères de sélection de l’analyse. Dans l’ordre : les numéros de la cuve et de l’événement, la puissance maximale, l’énergie totale et la largeur temporelle en canaux de 25 ns.

ID	Evt	P_{max}^{SLAC} [W]	E_{tot}^{SLAC} [J]	$T_{10\%}^{SLAC}$
342	12046376	1.41×10^{-12}	1.26×10^{-19}	7
429	20830870	9.50×10^{-14}	6.42×10^{-21}	6
306	21050180	4.26×10^{-14}	2.22×10^{-21}	5
196	22372354	8.85×10^{-12}	1.57×10^{-18}	11
325	25653641	5.99×10^{-14}	3.21×10^{-21}	1

TABLE 5.10 – Caractéristiques des traces simulées pour le bremsstrahlung moléculaire de rendement Y_{MW} , pour les 5 événements EASIER GHz satisfaisant les critères de sélection de l’analyse. Dans l’ordre : les numéros de la cuve et de l’événement, la puissance maximale, l’énergie totale et la largeur temporelle en canaux de 25 ns.

ID	Evt	P_{max}^{MBR} [W]	E_{tot}^{MBR} [J]	$T_{10\%}^{MBR}$
342	12046376	3.87×10^{-12}	3.88×10^{-19}	8
429	20830870	2.04×10^{-13}	2.22×10^{-20}	9
306	21050180	8.84×10^{-14}	7.46×10^{-21}	6
196	22372354	2.60×10^{-11}	4.51×10^{-18}	12
325	25653641	1.19×10^{-13}	1.24×10^{-20}	6

TABLE 5.11 – Caractéristiques des traces simulées avec discrétisations temporelle et latérale pour le bremsstrahlung moléculaire de rendement Y_{MBR} , pour les 5 événements EASIER GHz satisfaisant les critères de sélection de l’analyse. Dans l’ordre : les numéros de la cuve et de l’événement, la puissance maximale, l’énergie totale et la largeur temporelle en canaux de 25 ns.

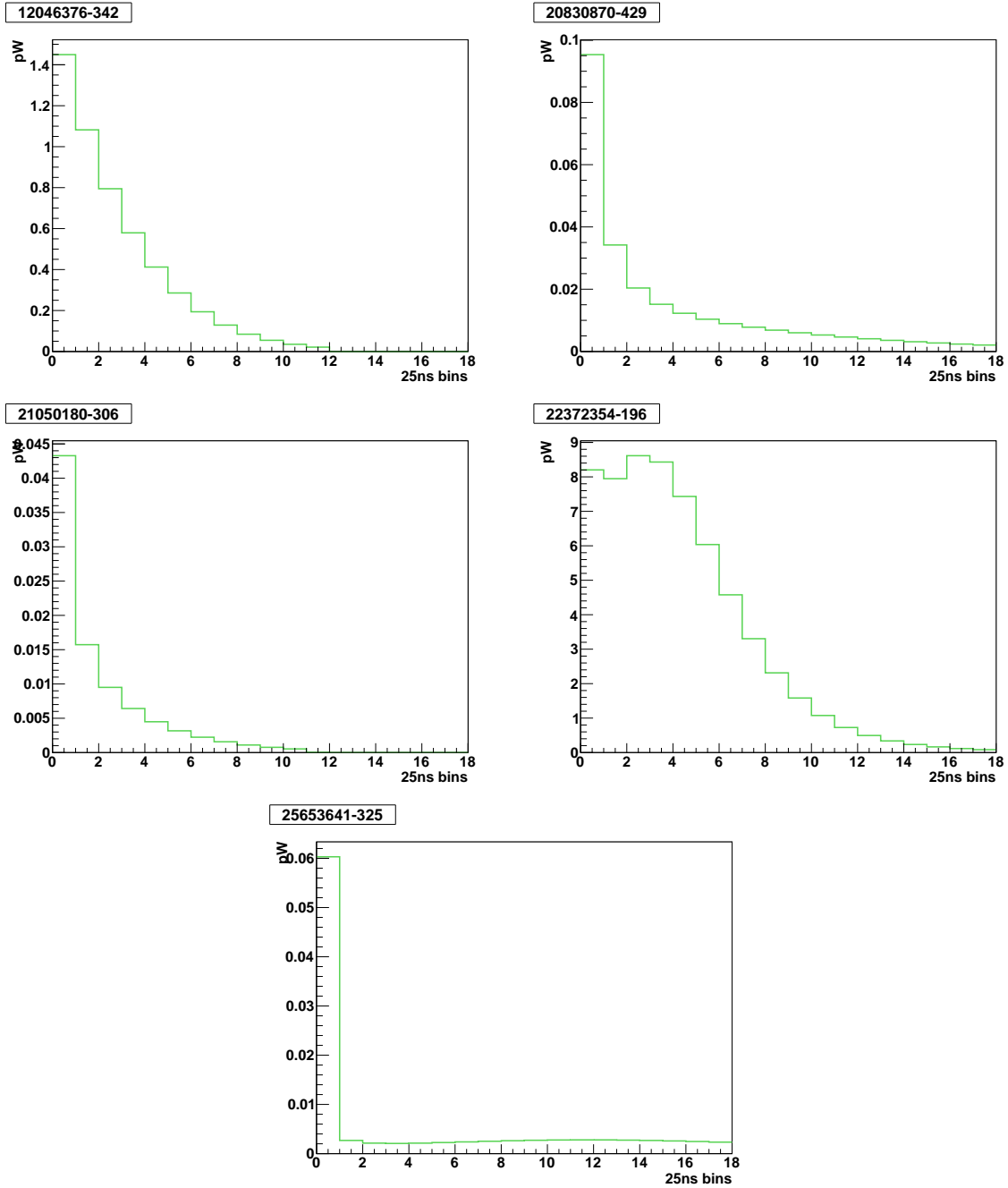


FIGURE 5.40 – Simulation du signal de bremsstrahlung moléculaire de rendement Y_{MW} reçu par les antennes des 5 événements EASIER GHz satisfaisant les critères de sélection de l'analyse.

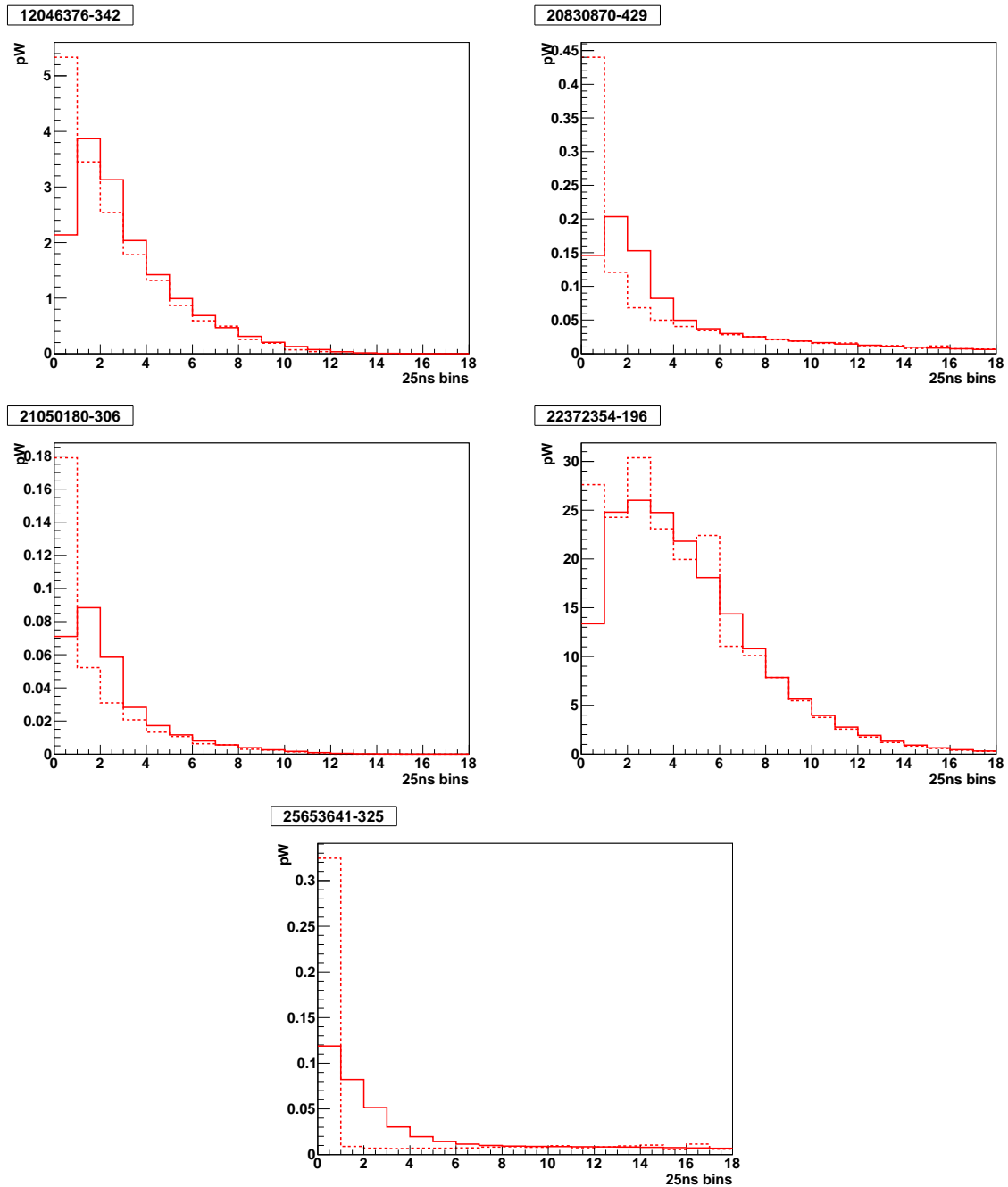


FIGURE 5.41 – Simulation du signal de bremsstrahlung moléculaire de rendement Y_{MBR} reçu par les antennes des 5 événements EASIER GHz satisfaisant les critères de sélection de l'analyse. Le signal est tracé en traits discontinus lorsque la gerbe est à développement filaire et en traits plein lorsque la discrétisation spatiale et temporelle est considérée.

le pW,

- de rechercher une corrélation entre les signaux enregistrés sélectionnés par des critères relâchés (par rapport aux critères de l’analyse) et les signaux simulés.

Toutes les traces antennes EASIER GHz passant les coupures minimales sur la ligne de base (voir section 4.4.5) et dont la gerbe est correctement reconstruite (soit 123256 configurations) sont alors simulées, dans l’hypothèse proton, avec uniquement une discrétisation longitudinale. Puisque seuls 5 événements ont été sélectionnés par l’analyse et que ceux-ci présentent pour la plupart un signal plus faible que celui simulé dans l’hypothèse du rendement calculé Y_{MBR} , on utilise le rendement plus faible établi à partir d’une extrapolation des données du SLAC (Y_{MW}) pour simuler le signal dans ces 123256 configurations. La figure 5.42 illustre la distribution de la puissance maximale de la trace simulée pour toutes ces configurations. Sur cette figure, les signaux produits par 33 événements dépassent le pW. La distribution en vert montre qu’on ne détecte que 2 des 33 événements dont le signal simulé est au delà du seuil d’1 pW, mais qu’on détecte 3 événements dont le signal simulé est inférieur au seuil d’1 pW.

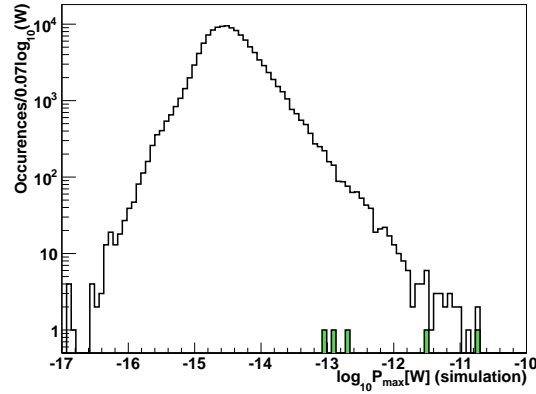


FIGURE 5.42 – Distribution de la puissance maximale de la trace simulée, en transparence pour les 123256 événements gerbe-antenne EASIER GHz et en vert pour les 5 événements sélectionnés.

Puissance simulée supérieure au picowatt Les 33 événements EASIER GHz sur les 123256 pré-sélectionnés produiraient un signal supérieur à 1 pW et auraient alors pu être détectés. Pour ces événements, la figure 5.44 représente l’énergie et l’angle zénithal de la gerbe, ainsi que de la distance antenne-point d’impact. Cette figure met en évidence les caractéristiques des événements gerbe-antenne associées à un fort signal simulé. Comme attendu, ces événements combinent énergie maximale ($E > 10^{18}$ eV), inclinaison modérée (gerbes jeunes, $\theta < 45^\circ$) et distance antenne-point d’impact minimale ($d < 300$ m). Sur la figure 5.43, la puissance simulée est comparée à la puissance enregistrée. On observe que 3 événements satisfont à la fois $P_{max}(simu) > 1$ pW et $P_{max}(data) > 1$ pW (au dessus de la ligne en pointillés). Pour ces 3 événements, $P_{max}(sim) \sim P_{max}(data)$. Ils correspondent à 2 des 5 traces sélectionnées, et à une trace (en $P_{max}(sim) = 1, P_{max}(data) = 1$) dont l’intensité relative à la ligne de base et le temps du maximum ont été exclus par les critères de sélection de l’analyse. Aucune corrélation n’est visible entre le signal simulé et le signal enregistré.

Relâchement des critères de sélection Afin de sonder la possibilité de relâcher les critères de sélection des données EASIER GHz, les événements gerbe-antenne correspondant aux traces enregistrées pour lesquelles la puissance maximum dépasse la puissance moyenne de seulement 6σ (au lieu de 8σ de la sélection actuelle), et pour lesquelles la puissance maximale se

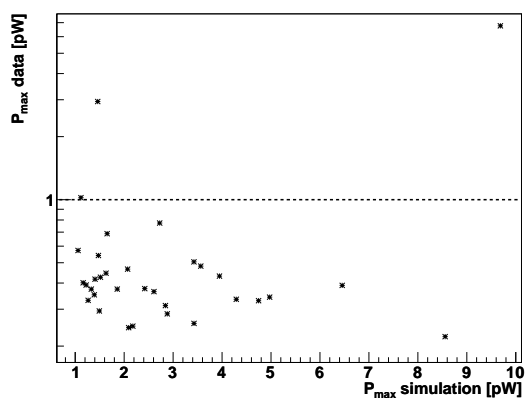


FIGURE 5.43 – Puissance maximale de la trace enregistrée en fonction de la puissance maximale de la trace simulée, pour les 33 événements gerbe-antenne EASIER GHz dont la simulation fournit une puissance maximale de trace supérieure à 1 pW.

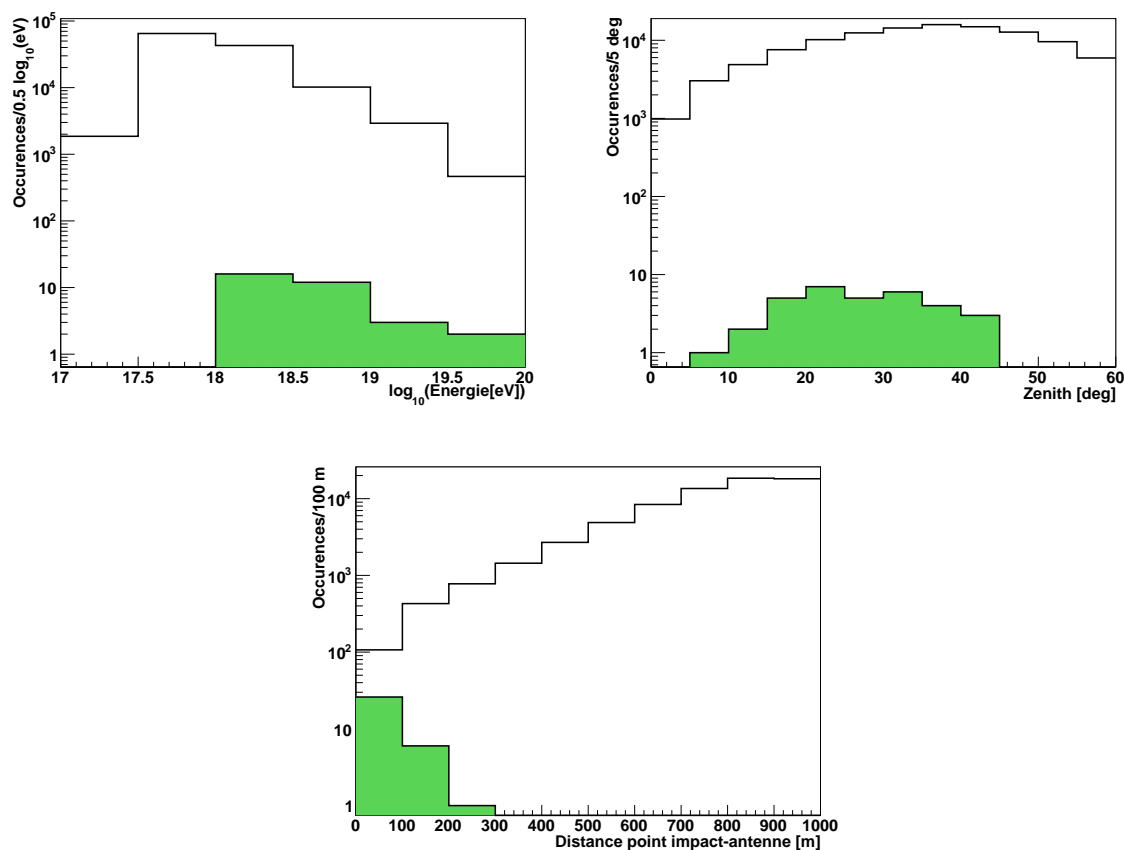


FIGURE 5.44 – Distribution en énergie et inclinaison de la gerbe (haut), et distribution distance antenne-point d'impact (bas), pour les 33 événements gerbe-antenne EASIER GHz dont la simulation fournit une puissance maximale de trace supérieure à 1 pW. Les distributions de fond concernent les 123256 événements EASIER GHz.

situé entre -10 et 10 canaux (de 25 ns) du *start* des particules (au lieu de l'intervalle actuel de $]-4, 1[$), sont considérés. Ces nouveaux critères permettent de sélectionner 35 événements, pour lesquels la puissance maximale de la trace enregistrée est comparée à la puissance maximale de la trace simulée pour le même événement gerbe-antenne sur la figure 5.45. Puisqu'aucune corrélation claire ne peut être établie, ces signaux enregistrés ne peuvent être associés au processus de bremsstrahlung moléculaire tel qu'il est simulé, même en considérant un *rescaling* du rendement. L'observation des caractéristiques (figure 5.46) de ces événements ne montre aucune tendance relative à la configuration gerbe-antenne, ce qui permet d'associer ces signaux à du bruit non identifié. L'événement non sélectionné mentionné dans la sous-section précédente (en $P_{max}(data) = 1, P_{max}(sim) = 1$) n'apparaît pas sur la figure car il ne passe pas non plus les critères de sélection relâchés.

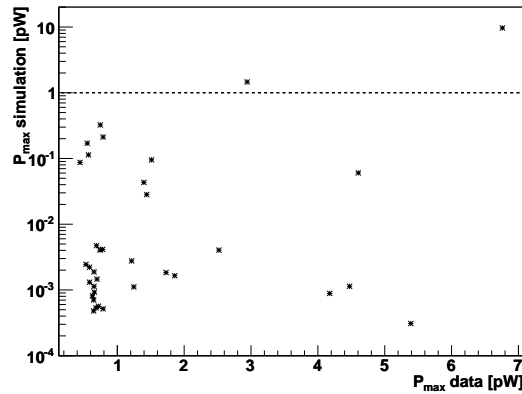


FIGURE 5.45 – Puissance maximale de la trace simulée en fonction de la puissance maximale de la trace enregistrée, pour les 35 traces EASIER GHz satisfaisant $P_{max} - \langle P \rangle > 8\sigma$, et $t_{start} - 10 < t < t_{start} + 10$.

5.6.4 Amélioration de la détection du rayonnement

L'objectif initial d'EASIER était d'utiliser les signaux radio aux fréquences GHz comme nouvelle observable pour mieux identifier la composante électromagnétique de la gerbe par rapport à sa composante muonique, afin d'estimer la composition en masse des rayons cosmiques. Il s'avère que l'intensité du signal est plus faible qu'attendue. Le faible taux de signaux GHz associés aux gerbes ne permet ni d'en identifier clairement l'origine, ni de reconstruire le profil de gerbe. La simulation du processus de bremsstrahlung moléculaire peut être utilisée dans le but d'améliorer le système de détection actuel quant à sa capacité à détecter un rayonnement isotrope produit lors du développement des gerbes. Une des pistes explorées est la modification de l'inclinaison des antennes par rapport à la verticale, et de leur gain géométrique, ce dernier dépendant du type de cornet utilisé.

Plus le gain géométrique de l'antenne est important, plus elle est directive et plus son ouverture angulaire est réduite. La figure 5.47 illustre le rapport entre les puissances maximales du signal reçu pour un gain géométrique de 8.9 dB et de 15 dB, pour le rayonnement de bremsstrahlung moléculaire de rendement Y_{MBR} et pour la configuration standard définie en section 5.6.2. Ce rapport varie entre 0 et 4 pour les distances représentées. Lorsque l'antenne est sous la gerbe (abscisses positives, position 1), la direction représentée par l'axe entre un point d'émission de la gerbe et l'antenne peut correspondre à la direction pour laquelle la directivité de l'antenne est maximale (zénith). De plus, ces directions sont d'autant plus proches que l'on considère la fin de la gerbe, soit là où un maximum de rayonnement est reçu (effet d'angle solide). À l'opposé, en position 2 (abscisses négatives), ces directions ne coïncident jamais, et l'augmentation de la

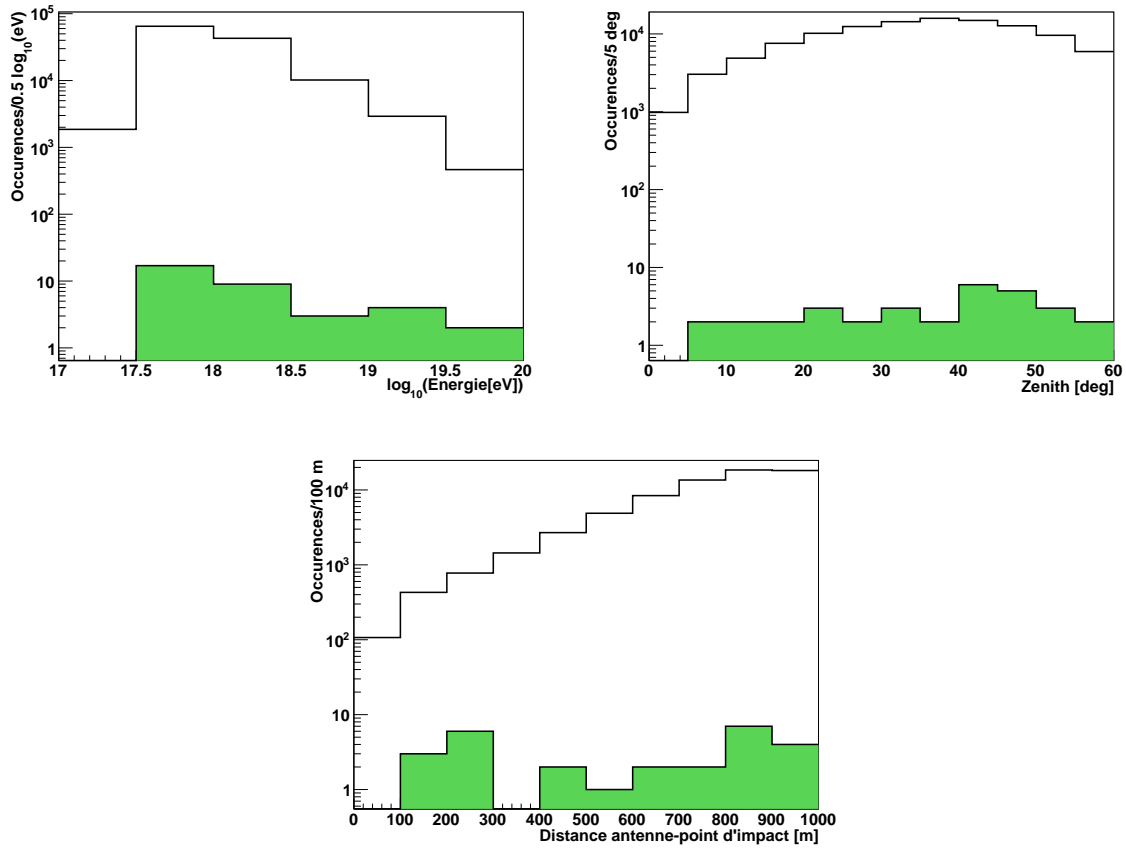


FIGURE 5.46 – Distribution en énergie et inclinaison de la gerbe (haut), et distribution distance antenne-point d'impact (bas), pour les 35 traces EASIER GHz satisfaisant $P_{max} - \langle P \rangle > 8\sigma$, et $t_{start} - 10 < t < t_{start} + 10$.

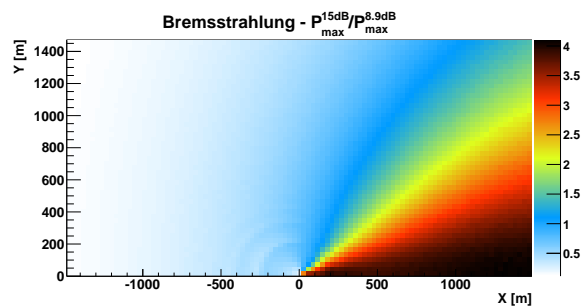


FIGURE 5.47 – Rapport des puissances maximales entre un gain géométrique de 8.9 dB et un gain géométrique de 15 dB, simulé pour le rayonnement de bremsstrahlung moléculaire de rendement Y_{MBR} , pour la configuration standard définie dans la section 5.6.2.

directivité de l’antenne rend le rayonnement moins détectable. Afin de déterminer si cette modification du gain géométrique améliore globalement la détection du signal, il faut s’intéresser à tous les événements réellement détectés par l’Observatoire. La possibilité d’incliner les antennes par rapport à la verticale est aussi envisagée.

Inclinaison et gain géométrique des antennes

D’après la simulation, la contribution la plus importante au signal reçu provient de la fin de la gerbe. De façon à détecter localement plus de signal, les 6 antennes périphériques d’un hexagone d’EASIER GHz pourraient alors être orientées vers l’antenne centrale, inclinées, et le gain géométrique de ces antennes pourrait aussi être modifié. L’inclinaison zénithale et le gain géométrique les plus appropriés sont à déterminer. Pour cela, on sélectionne toutes les gerbes enregistrées par l’Observatoire Pierre Auger et détectées par au minimum une cuve du réseau EASIER GHz, dont le point d’impact se situe à moins d’1.5 km de la cuve 342 (le choix de l’hexagone central plutôt qu’un autre hexagone permet de maximiser le nombre de gerbes sélectionnées, voir positionnement sur la figure 4.11 de droite). Les signaux reçus par les 7 antennes de l’hexagone sont simulés à partir du développement de ces gerbes pour la configuration actuelle des antennes (antennes de directivité maximale au zénith et de gain géométrique 8.9 dB), puis pour les diverses configurations angulaires proposées et résumées dans le tableau 5.12, et enfin pour un gain géométrique de 15 dB associé à toutes les inclinaisons d’antenne mentionnées. Les positions des antennes utilisées pour la simulation sont recensées dans le tableau 5.13.

Cuve	Zénith antenne	Azimuth antenne
342	0°	0°
341]0°,90°]	180°
332]0°,90°]	240°
333]0°,90°]	300°
344]0°,90°]	0°
419]0°,90°]	60°
343]0°,90°]	120°

TABLE 5.12 – Orientations zénithales et azimuthales des antennes inclinées.

N°	X_{ant}	Y_{ant}
342	-12443.19	-21628.15
341	-10943.05	-21632.72
332	-11689.71	-20326.87
333	-13189.60	-20321.34
344	-13943.81	-21624.72
419	-13197.15	-22927.21
343	-11697.44	-22934.85

TABLE 5.13 – Positions des antennes de l’hexagone centré sur la cuve 342.

Les événements sélectionnés doivent être correctement reconstruits car leurs caractéristiques sont indispensables à leur simulation. Sur toutes les données d’avril 2011 au 15 juin 2014, 2864

gerbes correctement reconstruites et détectées par au minimum une cuve GHz ont leur point d'impact situé dans l'hexagone entourant la cuve 342. La simulation est réalisée avec le rendement de bremsstrahlung Y_{MBR} et une discrétisation seulement longitudinale avec les conditions sur le pas $\Delta x = 10$ m et $\Delta \chi = 0.01$. Parmi les grandeurs relatives aux signaux obtenus et définies en début de section 5.6.1, on ne s'intéresse qu'à la puissance maximale du signal. Pour chaque configuration, on moyenne, sur tous les événements gerbe-antenne simulés, la puissance maximale obtenue dans la configuration considérée rapportée à la puissance maximale obtenue dans la configuration actuelle. Les résultats sont représentés sur la figure 5.48, en regroupant les événements gerbe-antenne simulés en fonction de l'angle zénithal de la gerbe (canaux de 20°). La figure de gauche (gain non modifié) montre que, moyenné sur les gerbes réelles dont le point d'impact est situé à l'intérieur de l'hexagone central, et comparé à une inclinaison nulle, le signal reçu est supérieur lorsque l'antenne est inclinée jusqu'à 70° et inférieur au delà, pour des gerbes d'angle zénithal modéré (inférieur à 60°). Lorsque l'angle zénithal de la gerbe est élevé (au delà de 60°), incliner l'antenne est toujours favorable à l'augmentation du signal. La figure de droite (gain de 15 dB, lobe de l'antenne étroit) montre que le signal reçu est supérieur pour toutes les inclinaisons d'antenne si l'on considère les gerbes d'angle zénithal inférieur à 40° . Lorsque l'angle zénithal de la gerbe est supérieur à 40° , seules les configurations où l'antenne est inclinée au delà de 40° sont favorables.

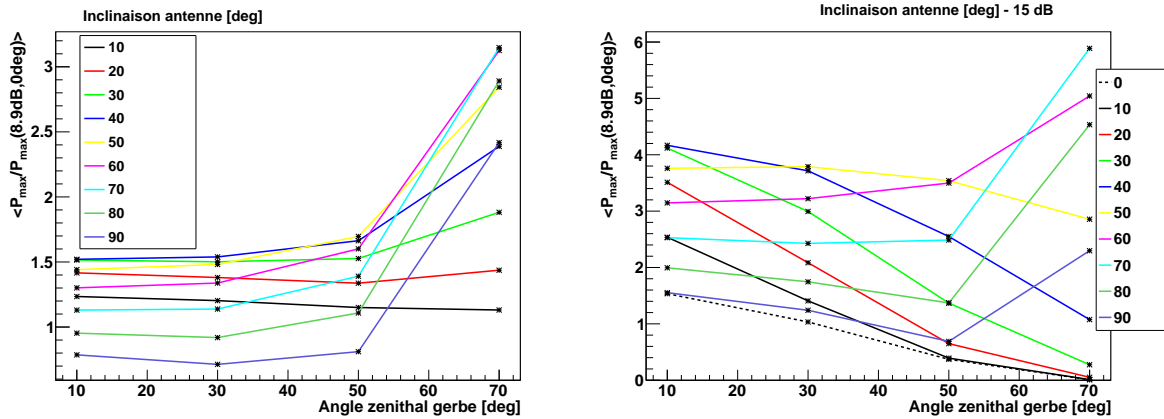


FIGURE 5.48 – Moyenne du rapport de la puissance maximale dans la configuration mentionnée et de la puissance maximale dans la configuration actuelle, en regroupant les événements gerbe-antenne simulés en fonction de leur angle zénithal. Gauche : le gain géométrique de l'antenne est celui de la configuration actuelle, soit 8.9 dB. Droite : le gain géométrique de l'antenne est de 15 dB.

Rapport signal sur bruit

Les fluctuations du bruit étant proportionnelles au bruit moyen, il faut aussi, pour améliorer la détection du rayonnement, que le bruit moyen n'augmente pas plus que le signal induit par le rayonnement. Le bruit généré par l'antenne passive provient des sources de température présentes dans son champ de vision. La rotation de l'antenne entraîne ainsi une modification de la température qu'elle perçoit (voir section 4.1.7), que l'on doit alors évaluer.

Si le gain et la température sont à symétrie azimuthale et que l'axe de l'antenne coïncide avec la verticale,

$$T_{ant} = \frac{1}{2} \int_0^\pi T(\theta) G(\theta) \sin \theta d\theta. \quad (5.115)$$

Lorsque l'antenne est inclinée, on définit deux référentiels. Le référentiel terrestre R' , et le référentiel de l'antenne R , avec l'axe de l'antenne pour axe Oz . L'axe de l'antenne est donc

en $\theta = 0$. A chaque angle zénithal θ du référentiel de l'antenne, on associe la température en θ' , avec θ' l'angle correspondant à θ dans le référentiel terrestre,

$$T_{ant} = \frac{1}{4\pi} \int_0^\pi \int_0^{2\pi} T(\theta') G(\theta) \sin \theta d\theta d\varphi. \quad (5.116)$$

Avec α l'angle orienté de l'axe Oz' vers l'axe Oz ,

$$\theta' = \arccos(-\sin \alpha \sin \theta \cos \varphi + \cos \alpha \cos \theta). \quad (5.117)$$

Cette relation entre θ et θ' s'obtient en effectuant un changement de coordonnées représenté par R_y , la matrice de rotation autour de l'axe y . Appliquée aux coordonnées d'un vecteur qui subit une rotation d'angle α de l'axe Oz vers l'axe Ox , la matrice R_y permet d'en obtenir les nouvelles coordonnées (notées $'$). Elle permet donc aussi d'obtenir les nouvelles coordonnées d'un vecteur, cette fois fixé, mais dont le référentiel subit une rotation d'un angle α de l'axe Ox vers l'axe Oz , ou d'un angle $2\pi - \alpha$ de l'axe Oz vers Ox , ce qui est le cas du référentiel terrestre R' , issu de la rotation du référentiel R de l'antenne.

$$\begin{pmatrix} r'_x \\ r'_y \\ r'_z \end{pmatrix} = R_y \begin{pmatrix} r_x \\ r_y \\ r_z \end{pmatrix} \Leftrightarrow \begin{pmatrix} \sin \theta' \cos \varphi' \\ \sin \theta' \sin \varphi' \\ \cos \theta' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \alpha & 0 & \sin \alpha \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \alpha & 0 & \cos \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sin \theta \cos \varphi \\ \sin \theta \sin \varphi \\ \cos \theta \end{pmatrix} \quad (5.118)$$

En tournant l'antenne dans le plan Oxz , on préserve la symétrie du produit $T(\theta')G(\theta)$ entre les angles $\varphi \in [0; \pi]$ et $\varphi \in [\pi; 2\pi]$ ($\varphi = 0$ sur l'axe des x). On écrit donc plus simplement

$$T_{ant} = \frac{1}{2\pi} \int_0^\pi \int_0^\pi T(\theta') G(\theta) \sin \theta d\theta d\varphi. \quad (5.119)$$

Les gains utilisés sont ceux établis en fin de section 5.4 (voir tableau 5.5), et les sources de température sont présentées dans la section 4.1.7. On obtient finalement la température de l'antenne passive en fonction de son inclinaison α par rapport à la verticale, illustrée pour trois gains géométriques différents sur la figure 5.49.

Les signaux simulés dans la sous-section précédente sont cette fois-ci rapportés au bruit reçu à l'antenne. La moyenne sur tous les événements simulés du rapport des rapports signal sur bruit s'écrit

$$\left\langle \frac{SNR}{SNR_0} \right\rangle = \left\langle \frac{P_{max}}{k_B T \Delta_\nu} \frac{k_B T_0 \Delta_\nu}{P_{max,0}} \right\rangle = \left\langle \frac{P_{max}}{P_{max,0}} \right\rangle \frac{T_0}{T}, \quad (5.120)$$

les valeurs indicées 0 étant relatives à la configuration actuelle. La figure 5.50 représente la moyenne du rapport entre le signal sur le bruit au niveau du maximum de la trace pour la configuration considérée et le signal sur bruit au niveau du maximum de la trace pour la configuration actuelle (antennes de directivité maximale au zénith et de gain géométrique 8.9 dB). La figure de gauche (gain non modifié) montre que les configurations où l'antenne est inclinée jusqu'à 20° sont favorables à la détection du signal. La figure de droite (gain de 15 dB) montre que lorsque l'angle zénithal de la gerbe est inférieur à 40° , les configurations où l'antenne est inclinée de 60° au maximum sont favorables. Lorsque l'angle zénithal de la gerbe dépasse 60° , seules les inclinaisons d'antennes comprises entre 40° et 70° sont intéressantes.

Modification des antennes

La solution finalement choisie est d'incliner les antennes de 20° et d'utiliser des cornets de gain 15 dB pour un hexagone. Ce choix est justifié par les arguments suivants

- les gerbes les plus intéressantes pour la détection d'un rayonnement isotrope sont les plus jeunes et donc celles d'angle zénithal minimal ($\theta < 40^\circ$),

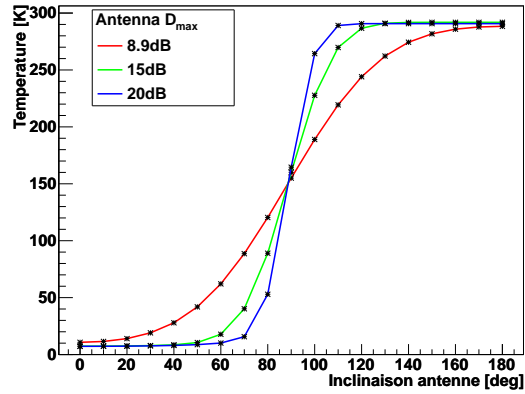


FIGURE 5.49 – Température d’antenne en fonction de son inclinaison, pour 3 gains géométriques différents.

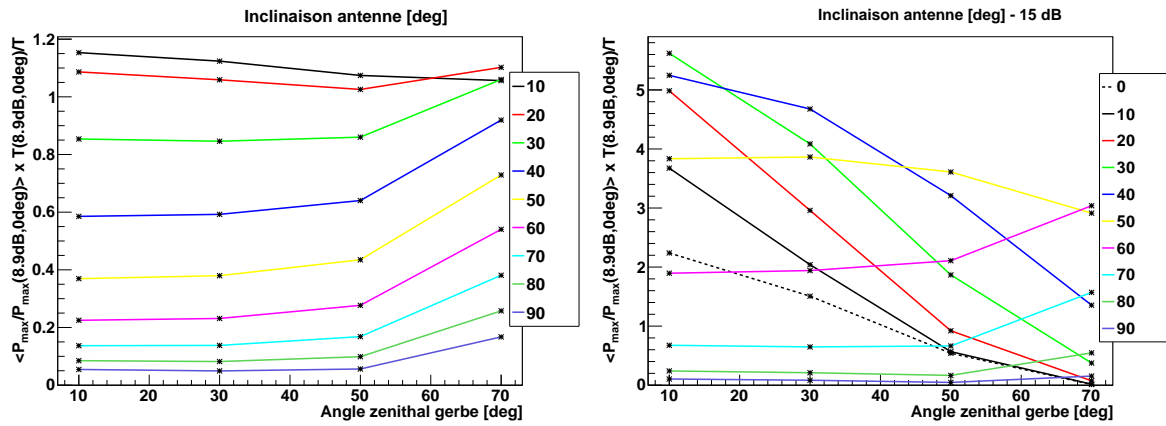


FIGURE 5.50 – Moyenne du rapport entre la puissance maximale sur le bruit dans la configuration mentionnée et la puissance maximale sur le bruit dans la configuration actuelle, en regroupant les événements gerbe-antenne simulés en fonction de leur angle zénithal. Gauche : le gain géométrique de l’antenne est celui de la configuration actuelle, soit 8.9 dB. Droite : le gain géométrique de l’antenne est de 15 dB.

- pour les gerbes d’angle zénithal inférieur à 40° , le maximum du signal reçu lorsque le gain de l’antenne est de 15 dB et qu’elle est inclinée de 20° serait en moyenne plus de 2 fois supérieur à celui obtenu avec la configuration actuelle,
- pour cette même configuration, le rapport du signal sur le bruit serait quant à lui jusqu’à 5 fois supérieur,
- incliner l’antenne de 40° pourrait être encore plus favorable, mais l’idée est de rester suffisamment conservatif par rapport à l’estimation du bruit.

Sachant que les récepteurs actuels utilisés, conçus pour la détection télévision par satellite, de faible coût, ne sont pas optimisés pour nos objectifs de détection, des récepteurs de meilleure qualité et présentant une sensibilité accrue ont été acquis. Il a été décidé que des cornets ATM de 15 dB seraient utilisés pour l’hexagone d’antenne inclinées, et qu’ils seraient associés à des LNB Norsat (voir sections 4.3.2 et 4.2.1).

Solution alternative

Une solution alternative est en cours d’exploration, elle concerne la modification de la fréquence centrale de la bande passante de l’antenne, tout en restant dans le domaine GHz. Pour une même largeur de bande passante, une antenne résonante à une fréquence plus basse a une surface effective plus importante et reçoit donc plus de puissance. La détection est envisagée autour de 1.2 GHz, fréquences pour lesquelles le bruit anthropique mesuré sur le site de l’Observatoire Pierre Auger est réduit. Dans cette optique, des antennes du type hélice monofilaire sont en cours de conception via des simulations HFSS, et via la réalisation de prototypes et la mesure de leurs gains. Assez simple à réaliser, et d’encombrement moindre par rapport à des antennes de cornets sensibles à 1.2 GHz, ce type d’antenne s’avère potentiellement intéressant pour les prochains tests sur site envisagés. La simulation HFSS du diagramme de rayonnement de ces antennes a permis de dégager comme piste d’amélioration du système l’ajout d’une parabole de 25 cm de rayon afin de réduire la température de bruit provenant des lobes arrière. Une réduction d’environ 10 K est attendue.

5.6.5 Conclusions

L’intensité des rayonnements de bremsstrahlung moléculaire et Cerenkov a été estimée. Pour le bremsstrahlung moléculaire, un rendement a été établi à partir des résultats de l’expérience réalisée au SLAC puis un second rendement a été calculé indépendamment. Le second s’est avéré plus élevé que le premier. La simulation du développement des gerbes a permis de dégager les principales caractéristiques d’un signal détecté par une configuration d’antenne telle que le réseau EASIER GHz : des signaux courts et amplifiés par la compression en temps. Le rayonnement Cerenkov s’est révélé bien trop faible pour être à l’origine d’un signal détectable par les antennes du réseau. A l’inverse, le rayonnement de bremsstrahlung tel qu’il est simulé devrait générer des signaux détectables. Les signaux enregistrés par EASIER GHz ont ensuite été comparés aux signaux simulés à partir des processus Cerenkov et de bremsstrahlung moléculaire selon plusieurs hypothèses, et aucune corrélation n’a pu être établie. L’origine des 5 signaux enregistrés et sélectionnés par l’analyse des données n’a pu être identifiée. Dans le but d’améliorer le système de détection quant à sa capacité à détecter un rayonnement isotrope, il a été décidé d’utiliser des antennes plus directives (15 dB) et de les incliner de 20° par rapport à la verticale, pour un hexagone de cuves test. D’autres modifications visant à améliorer la sensibilité du système comme l’utilisation d’antennes hélicoïdales sont aussi envisagées.

Conclusion

Depuis quelques années, des avancées majeures dans le domaine des rayons cosmiques d'ultra haute énergie, comme l'établissement du spectre en énergie jusqu'à la centaine d'EeV, ont été réalisées en particulier grâce à l'Observatoire Pierre Auger. A cause de leur faible flux, les rayons cosmiques à ces énergies extrêmes ne peuvent que rarement être interceptés avant leur interaction avec l'atmosphère, il sont donc étudiés par le biais des gerbes atmosphériques qu'ils génèrent. L'Observatoire Pierre Auger qui couvre une surface de 3000 km² est un détecteur hybride de gerbes atmosphériques. Il utilise conjointement la technique de détection de la fluorescence et de détection des particules au sol.

La question de la composition des rayons cosmiques à ultra haute énergie est complexe et reste actuellement ouverte. Cette question est importante car intrinsèquement reliée aux questions de leurs sources et de leur propagation à travers le milieu interstellaire et intergalactique. La détermination de la composition permettrait de vérifier les modèles d'interaction à des énergies encore insondées en accélérateur artificiel. En considérant que les modèles basés sur des extrapolations d'interactions hadroniques de basse énergie vers les plus hautes énergies sont corrects, les mesures du développement des gerbes via la fluorescence ou via des estimations apportées par les détecteurs de particules au sol montrent un alourdissement de la composition entre 10¹⁸ et 10²⁰ eV. A l'Observatoire Pierre Auger, les résultats les plus pertinents concernant la détermination de la masse sont apportés par le détecteur de fluorescence de cycle utile d'environ 10%, ce qui limite la précision statistique des résultats. La collaboration Pierre Auger s'emploie à développer de nouvelles méthodes utilisant les données du détecteur de surface (cycle utile de 100%) afin d'obtenir de nouvelles observables sensibles à la nature du rayonnement cosmiques primaire.

Le travail présenté dans ce manuscrit s'inscrit dans cette recherche de nouvelles observables via la détection radio des gerbes atmosphériques. La radio détection des gerbes présente des avantages certains tels que le faible coût des antennes, la transparence de l'atmosphère aux ondes radio et un cycle utile de quasi 100%. De nombreux programmes de recherche sont en cours pour relier les caractéristiques des signaux détectés aux caractéristiques des rayons cosmiques primaires. De récentes expériences ont contribué à une meilleure compréhension des phénomènes à l'origine de signaux électromagnétiques émis par les gerbes aux fréquences MHz, le rayonnement géomagnétique principalement, et en moindre mesure, le rayonnement dit d'excès de charge. Des méthodes permettant l'identification en masse des rayons cosmiques sont en cours de développement, mais l'anisotropie du rayonnement détecté limite l'exploitation des ondes MHz à des distances de quelques centaines de mètres du cœur de gerbe. Dans les années 2000, un rayonnement émis de façon isotrope par une gerbe électromagnétique créée à partir d'un faisceau d'électrons a été observé aux fréquences GHz lors de l'expérience SLAC T471. Des prototypes d'antennes ont été installés au sein d'observatoires de rayons cosmiques afin de détecter ce type de rayonnement dans le cas de gerbes atmosphériques. La détection d'un rayonnement isotrope émis par les électrons de la gerbe aux fréquences GHz permettrait de reconstruire son profil longitudinal, comme c'est le cas pour la technique de fluorescence, mais avec un meilleur cycle utile.

Dès 2011, des antennes sensibles aux fréquences MHz et GHz ont été déployées sur une partie du réseau de surface de l'Observatoire Pierre Auger, dans le cadre du projet EASIER (Extensive Air Shower Identification using Electron Radiometer). Le réseau de 7 antennes MHz a permis de valider la faisabilité de la détection esclave du détecteur de surface, au niveau de l'alimentation des antennes, du déclenchement de l'acquisition et de l'enregistrement des données. Ce mode de fonctionnement permet aussi d'associer à chaque enregistrement radio les caractéristiques de la gerbe simultanément détectée par le détecteur de surface, puis reconstruite grâce aux algorithmes de reconstruction de la collaboration Pierre Auger. L'analyse des données des signaux MHz a mis en évidence une asymétrie nord-sud des directions d'arrivée des gerbes sélectionnées, compatible avec une origine géomagnétique des signaux associés. L'espacement d'1.5 km entre les cuves s'est avéré trop important pour permettre la reconstruction d'un profil latéral événement par événement.

Aux fréquences GHz, le premier signal radio jamais détecté en association au passage d'une gerbe atmosphérique a été identifié en juin 2011. Après une extension du réseau en 2012, l'analyse des données correspondant à deux années de fonctionnement de 61 antennes a mis en évidence 4 signaux supplémentaires, de l'ordre du pW et pour lesquels le cœur de la gerbe était toujours situé à moins de 300 mètres de l'antenne. Selon une première estimation basée sur la distribution des caractéristiques de gerbes détectées à l'Observatoire Pierre Auger, une trentaine d'événements était cependant attendue.

Afin de comprendre l'origine de ces signaux aux fréquences GHz, des simulations du rayonnement émis lors de processus physiques ayant lieu au cours du développement des gerbes atmosphériques ont été entreprises. Une première estimation de l'intensité de l'émission GHz a été réalisée à partir d'une extrapolation des résultats de l'expérience T471 au cas des gerbes atmosphériques. Le rayonnement mesuré par l'expérience T471 a été interprété comme du bremsstrahlung moléculaire, rayonnement émis par les électrons de basse énergie issus de l'ionisation de l'air par les électrons des gerbes. Ces électrons de basse énergie -ou électrons secondaires- sont diffusés par les molécules d'air et rayonnent en conséquence. L'intensité de ce processus a été estimée par un calcul phénoménologique basé sur des valeurs de sections efficaces, sur la distribution en énergie des électrons de basse énergie et sur le taux de recombinaison et d'attachement de ces électrons. Alors que les deux estimations ont été réalisées de façon indépendante, les intensités se sont finalement avérées du même ordre de grandeur, la seconde étant 3 fois supérieure à la première au niveau du sol. On s'est également intéressé à la production de rayonnement Cerenkov aux fréquences GHz.

La simulation de l'énergie émise à partir de ces rayonnements est basée sur une paramétrisation de l'atmosphère et du développement des gerbes. La gerbe est spatio-temporellement discrétisée. L'énergie rayonnée à chaque pas est alors propagée à l'antenne, dont la réponse directionnelle est modélisée. La simulation a été utilisée pour dégager les principales caractéristiques des signaux attendus, en séparant les effets géométriques des effets dus à l'intensité du rayonnement. Les signaux simulés à partir du rayonnement Cerenkov se sont avérés très brefs (moins de 25 ns) et donc temporellement compatibles avec les 5 signaux sélectionnés par l'analyse des données d'EASIER (de 25 à 75 ns). La température système des antennes limitant la détection de signaux à des puissances au delà du pW, l'intensité du rayonnement Cerenkov s'est révélée bien trop faible pour être détectable par EASIER à quelques centaines de mètres du cœur de gerbe (environ 2×10^{-22} W à 200 m du cœur de gerbe). A l'inverse, le rayonnement de bremsstrahlung moléculaire tel qu'il est simulé devrait générer des signaux détectables par ces antennes (environ 6×10^{-12} W à 200 m), mais l'isotropie de ce rayonnement rend le signal trop large (environ 500 ns) comparé aux 5 signaux sélectionnés. Aucune corrélation n'a pu être établie entre les événements enregistrés par EASIER aux fréquences GHz et les simulations des mêmes événements à partir des processus mentionnés. Pour que les résultats de la simulation soient plus réalistes,

on pourrait systématiquement tenir compte de l'extension latérale de la gerbe et de l'extension de la durée du rayonnement. La simulation pourrait être aussi améliorée en tenant compte des fluctuations du développement des gerbes et de la variation du profil atmosphérique. L'intensité de bremsstrahlung moléculaire pourrait être revue à la baisse si la diffusion multiple des électrons secondaires dans l'air entraîne une suppression de l'émission. De plus, l'énergie émise pourrait être en partie réabsorbée, et le temps de vie des électrons secondaires être en réalité plus bas. Un rayonnement géomagnétique compressé en temps proche du cœur de gerbe et habituellement détecté aux fréquences MHz pourrait aussi intervenir, bien qu'en moindre mesure, aux fréquences GHz. Il doit être évalué dans le cas des événements EASIER sélectionnés.

Le rayonnement observé aux fréquences GHz par EASIER s'est finalement révélé plus faible que celui prédit par la simulation du bremsstrahlung moléculaire. Les expériences AMBER et MIDAS à l'Observatoire Pierre Auger, elles aussi dédiées à la détection d'un rayonnement isotrope au GHz, n'ont pour le moment observé aucun événement. Diverses mesures basées sur les résultats de la simulation sont alors envisagées dans le but d'améliorer le système de détection quant à sa capacité à détecter un rayonnement isotrope, consistant en la modification des antennes et de leur inclinaison, dans le but d'améliorer le ratio signal sur bruit.

Annexe A

Accélération de Fermi

A.1 Second ordre

L'accélération par nuage (ou miroir) magnétique a été proposée par Fermi en 1949 [26]. Cette accélération dite du second ordre conduit à un gain en énergie proportionnel au carré de la vitesse du nuage relative au référentiel dans lequel l'énergie est considérée, ici le référentiel R (haut de la figure A.1). Soit R' le repère du nuage magnétique, de vitesse $\vec{v} = v\vec{e}_x$ dans le repère R . A $t = 0$, l'origine des deux repères coïncident. Soit une particule animée d'une vitesse $\vec{u} = u_x\vec{e}_x + u_y\vec{e}_y + u_z\vec{e}_z$ dans R et d'une vitesse $\vec{u}' = u'_x\vec{e}'_x + u'_y\vec{e}'_y + u'_z\vec{e}'_z$ dans R' . Son quadrivecteur énergie-impulsion $\mathbf{P} = m_0\mathbf{U} = (\frac{E}{c}, \vec{p}) = (\gamma_u m_0 c, \gamma_u m_0 \vec{u})$ se transforme d'un repère à l'autre en utilisant la transformée de Lorentz,

$$p'_x \stackrel{!}{=} \gamma_{u'} m_0 u'_x = \gamma \left(p_x - \beta \frac{E}{c} \right) \quad p'_y \stackrel{!}{=} \gamma_{u'} m_0 u'_y = p_y \quad p'_z = p_z \quad \frac{E'}{c} \stackrel{!}{=} \gamma_{u'} m_0 c = \gamma \left(\frac{E}{c} - \beta p_x \right) \quad (\text{A.1})$$

$$p_x \stackrel{!}{=} \gamma_u m_0 u_x = \gamma \left(p'_x + \beta \frac{E'}{c} \right) \quad p_y \stackrel{!}{=} \gamma_u m_0 u_y = p'_y \quad p_z = p'_z \quad \frac{E}{c} \stackrel{!}{=} \gamma_u m_0 c = \gamma \left(\frac{E'}{c} + \beta p'_x \right) \quad (\text{A.2})$$

avec

$$\gamma_u = \frac{1}{\sqrt{1 - (\frac{u}{c})^2}}, \quad \gamma_{u'} = \frac{1}{\sqrt{1 - (\frac{u'}{c})^2}}, \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad \beta = \frac{v}{c}. \quad (\text{A.3})$$

La particule est de très haute énergie dans R , ce qui conduit à $u \sim c$. A l'inverse, le nuage magnétique satisfait $v \ll c$. Selon les équations précédentes, si la particule rencontre le nuage avec une énergie E_1 dans R , cette énergie devient

$$E'_1 = \gamma E_1 (1 - \beta \cos \theta_1) \quad (\text{A.4})$$

dans R' , avec θ_1 l'angle que fait la trajectoire de la particule avec \vec{v} . Le champ magnétique du nuage est statique dans son référentiel, il dévie alors la particule sans modifier son énergie,

$$E'_2 = E'_1. \quad (\text{A.5})$$

La particule en ressort ensuite à cause des inhomogénéités d'intensité ou de la courbure des lignes de champ (effet de miroir magnétique), avec un angle θ'_2 . Cette variation d'orientation dans R' entraîne une variation d'énergie dans R . Autrement dit, la perturbation magnétique n'est pas statique dans le référentiel R et travaille, ce que la transformée de Lorentz inverse met en évidence par

$$E_2 = \gamma E'_2 (1 + \beta \cos \theta'_2) \neq E_1, \quad (\text{A.6})$$

$$\frac{E_2 - E_1}{E_1} = \frac{\beta \cos \theta'_2 - \beta \cos \theta_1 - \beta^2 \cos \theta_1 \cos \theta'_2 + \beta^2}{1 - \beta^2}. \quad (\text{A.7})$$

Si la particule rencontre le nuage lors de mouvements opposés, $\cos \theta_1 = -1$, la formule précédente traduit alors le fait que la particule gagne de l'énergie si $\cos \theta'_2 > -(1 + \beta^2)/(\beta + \beta^2)$. Puisque $\beta \in [0, 1]$, $-(1 + \beta^2)/(\beta + \beta^2) \in [-\infty, -1]$, et puisque $\cos \theta'_2 \in [-1, 1]$, la relation est toujours vérifiée et la particule gagnera systématiquement de l'énergie. Si au contraire la particule rattrape le nuage lors de mouvements colinéaires, $\cos \theta_1 = 1$, la particule gagne de l'énergie si $\cos \theta'_2 > (1 + \beta^2)/(\beta + \beta^2)$. Puisque $\beta \in [0, 1]$, $(1 + \beta^2)/(\beta + \beta^2) \in [1, +\infty]$, et puisque $\cos \theta'_2 \in [-1, 1]$, la relation n'est jamais vérifiée. Dans une telle configuration, la particule perdra systématiquement de l'énergie. Elle n'est dans le cas des nuages jamais réalisée car la particule voyage plus vite que le nuage dans R . On comprend ainsi que la vitesse de la particule diminuera si la particule rattrape un nuage, tandis qu'elle augmentera si les vitesses de rencontre sont opposées. Ceci est similaire au cas d'une balle frappant une raquette.

Quelle que soit la proportion de configurations "gagnantes" ou "perdantes", la distribution en énergie d'une population de particules sera étalée par ce processus, ce qui conduit à une augmentation importante de l'énergie de certaines particules après plusieurs rencontres frontales successives. En moyenne, la configuration gagnante se réalise cependant plus souvent. En effet, plus la vitesse relative entre particules et nuages est grande, et plus les rencontres seront fréquentes. L'angle le plus probable d'entrée maximise alors la fonction $f(\cos \theta_1) = u - v \cos \theta_1$ (préférée à $(v - u \cos \theta_1)$ car $u > v$), et a donc un cosinus de -1 . Comme mentionné précédemment, lorsque $\cos \theta_1 = -1$, le gain d'énergie est systématique. L'énergie gagnée en moyenne dépend de la moyenne du cosinus des angles θ_1 et θ'_2 . La densité de probabilité du cosinus de l'angle de rencontre (angle entre \vec{u} et \vec{v}) est donnée par

$$\frac{dP}{d \cos \theta_1}(\cos \theta_1) \propto [f(\cos \theta_1) = u - v \cos \theta_1]. \quad (\text{A.8})$$

Après normalisation à son intégrale, $dP/d \cos \theta_1 = 0$ lorsque $\cos \theta_1 = 1$. La moyenne du cosinus de l'angle θ_1 est la somme des cosinus entre -1 et 1 pondérés par leur probabilité d'apparition,

$$\langle \cos \theta_1 \rangle = \frac{\int_{-1}^1 \cos \theta_1 f(\cos \theta_1) d \cos \theta_1}{\int_{-1}^1 f(\cos \theta_1) d \cos \theta_1} = \frac{-\frac{2}{3}v}{2u} \sim -\frac{1}{3}\beta, \quad (\text{A.9})$$

avec $u \sim c$. Le champ magnétique du nuage isotropise la direction des particules, le cosinus moyen de l'angle de sortie θ'_2 vaut alors 0. On remplace $\Delta E/E$ par $\langle \Delta E/E \rangle$ dans A.7, et donc $\cos \theta'_2$ par 0 et $\cos \theta_1$ par $-\beta/3$,

$$\left\langle \frac{E_2 - E_1}{E_1} \right\rangle = \frac{-\beta \left(-\frac{1}{3}\beta\right) + \beta^2}{1 - \beta^2} = \frac{4}{3} \frac{\beta^2}{1 - \beta^2} \sim \frac{4}{3} \beta^2, \quad (\text{A.10})$$

avec $\beta^2 \ll 1$.

Une accélération par ce procédé nécessite que la particule ait une énergie suffisante -appelée "énergie d'injection"- pour que les pertes par interaction coulombienne ne surpassent pas les gains mentionnés. La vitesse des nuages magnétiques est de l'ordre de la dizaine de kilomètres par seconde, soit $\beta = 10^{-4}$ et $\beta^2 = 10^{-8}$. Les nuages sont larges d'une année lumière [26] et la distance qui les sépare les uns des autres est de l'ordre du parsec. Un temps considérable est alors nécessaire pour accélérer les particules, ce qui rend le mécanisme de Fermi du second ordre peu efficace.

Une alternative plus satisfaisante d'accélération est proposée par onde de choc. Les chocs se propagent en effet à des vitesses bien plus grandes (environ 10^4 km.s^{-1} , soit $\beta = 10^{-1}$), et le gain en énergie de la particule se trouve être proportionnel à β (premier ordre). La différence principale entre les deux mécanismes provient des directions moyennes avec lesquelles les particules rencontrent et sortent des structures.

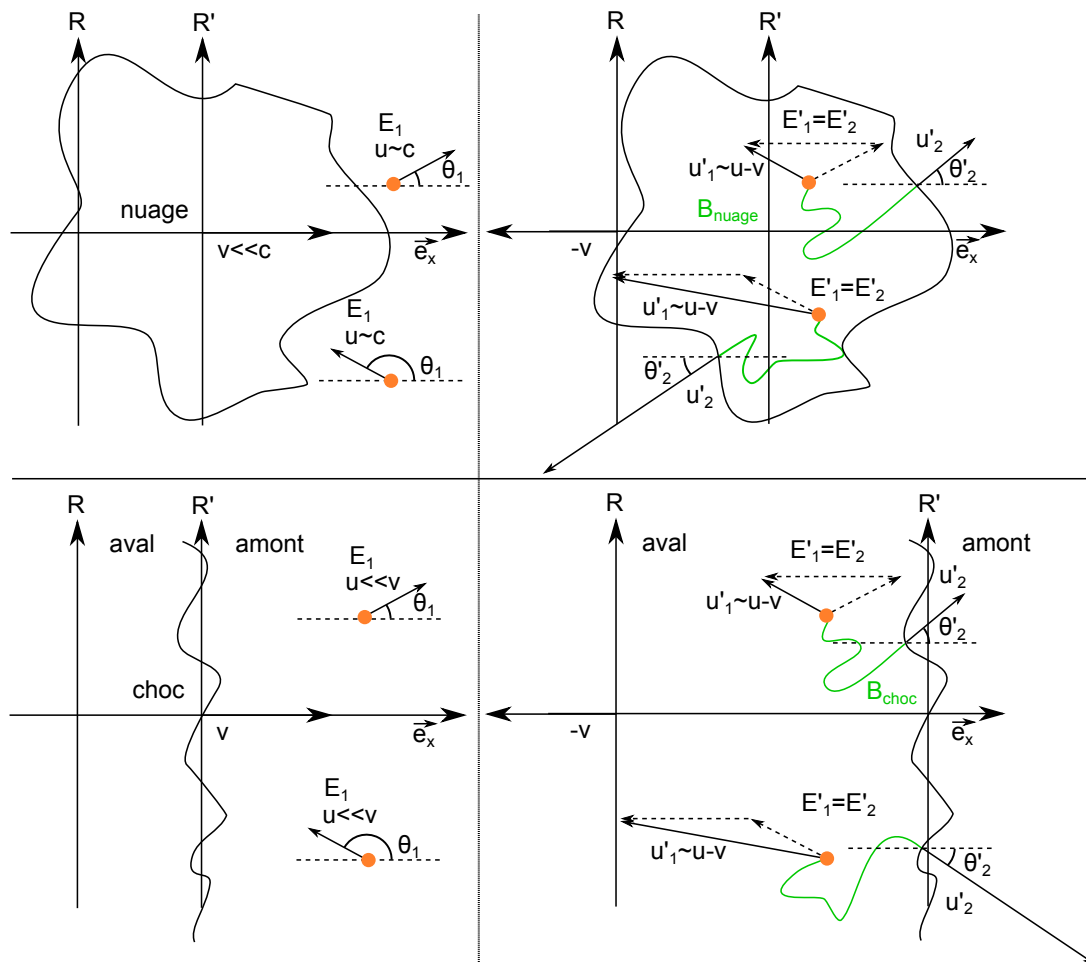


FIGURE A.1 – Gauche : référentiel arbitraire R , tel que le référentiel du nuage(haut)/choc(bas) R' ait une vitesse $v = v_x$ dans R . La vitesse de la particule orange dans R est \vec{u} . Deux configurations angulaires entre \vec{v} et \vec{u} sont représentées. Droite : vitesse de la particule dans le référentiel du nuage/choc représentée de façon **non-relativiste**. Après sa traversée, les inhomogénéités magnétiques du nuage/choc modifient la direction de la particule, et le retour dans le référentiel R s'accompagne d'une perte ou d'un gain d'énergie (équation A.7, perceptible uniquement si la vitesse du choc est **relativiste**).

A.2 Premier ordre

Soient le référentiel du milieu amont au choc R et le référentiel du milieu aval au choc R' (approximativement identique à celui du choc lui même), avec \vec{v} la vitesse de R' dans R . Soit une particule de vitesse \vec{u} dans R , avec $u \ll v$ (R étant approximativement son référentiel), originellement positionnée dans le milieu amont. La particule voit arriver le milieu aval à la vitesse $\sim v$ dans lequel elle se retrouve après l'avoir traversé. La particule finit par ressortir du milieu aval dès que sa direction est suffisamment déviée par les inhomogénéités magnétiques (bas de la figure A.1).

Les inhomogénéités magnétiques isotropisent les distributions angulaires des particules que ce soit en amont ou en aval du choc, ce qui se traduit par

$$\frac{dN}{d\Omega} \frac{1}{N} = \frac{1}{4\pi}, \quad (\text{A.11})$$

$$\frac{dN}{\sin\theta d\theta} \frac{1}{N} = \int_0^{2\pi} \frac{1}{4\pi} d\varphi = \frac{1}{2}. \quad (\text{A.12})$$

La distribution de l'angle θ_1 avec lequel les particules traversent le choc vu depuis R et θ'_2 avec lequel elle ressortent du choc vu depuis R' suivent donc

$$\frac{dN}{d\theta} \frac{1}{N} = \frac{1}{2} \sin\theta. \quad (\text{A.13})$$

Cette formule traduit le fait qu'il est plus probable de rencontrer la surface du choc par incidence rasante que normale (une seule possibilité angulaire). Les rencontres sont d'autant plus fréquentes que la vitesse relative entre la particule et le milieu considéré sera grande, soit lorsque l'on maximise $(u - v \cos\theta_1)$ sur $\theta_1 \in [\pi/2, \pi]$ dans R . Et soit lorsque l'on maximise $(u + v \cos\theta'_2)$ sur $\theta'_2 \in [0, \pi/2]$ dans R' (pour que la particule sorte du choc), avec $-\vec{v}$ la vitesse de R dans R' et $u \ll v$. Les considérations de l'isotropisation et de la fréquence des interactions amènent à

$$\frac{dP}{d\theta_1}(\theta_1) \propto \left[f(\theta_1) = \frac{1}{2} \sin\theta_1 \times (-v \cos\theta_1) \right], \quad (\text{A.14})$$

$$\langle \cos\theta_1 \rangle = \frac{\int_{\pi/2}^{\pi} \cos\theta_1 f(\theta_1) d\theta_1}{\int_{\pi/2}^{\pi} f(\theta_1) d\theta_1} = \frac{-\frac{1}{3}}{\frac{1}{2}} = -\frac{2}{3}, \quad (\text{A.15})$$

$$\frac{dP}{d\theta'_2}(\theta'_2) \propto \left[f(\theta'_2) = \frac{1}{2} \sin\theta'_2 \times (v \cos\theta'_2) \right], \quad (\text{A.16})$$

$$\langle \cos\theta'_2 \rangle = \frac{\int_0^{\pi/2} \cos\theta'_2 f(\theta'_2) d\theta'_2}{\int_0^{\pi/2} f(\theta'_2) d\theta'_2} = \frac{\frac{1}{3}}{\frac{1}{2}} = \frac{2}{3}. \quad (\text{A.17})$$

La variation moyenne d'énergie devient

$$\left\langle \frac{E_2 - E_1}{E_1} \right\rangle = \frac{\frac{4}{3}\beta + \frac{13}{9}\beta^2}{1 - \beta^2} \sim \frac{4}{3}\beta. \quad (\text{A.18})$$

avec $\beta^2 \ll 1$ et $\ll \beta$.

Annexe B

Mesures réalisées à l'IMEP

Les résultats des mesures réalisées à l'IMEP (voir sections 4.3.2 et 4.2.1) sont illustrés pour le LNBf WSI DMX/ESX 241 et pour le cornet ATM associé à un LNB Norsat (les ensembles étant respectivement appelés antenne WSI et antenne Norsat).

Ces dispositifs sont placés dans une chambre anéchoïque cubique de 5 m de côté (voir figure B.1), de 100 dB d'isolation avec l'extérieur (bruit réduit d'un facteur 10^{10}) et de -50 dB de réflexion (10^{-5}) sur les parois internes. Ils sont alimentés sous (12 ± 1) V. La température est de (296 ± 2) K et l'humidité relative de $(47 \pm 4)\%$. Un analyseur vectoriel de réseau Agilent 8720ES permet de caractériser les coefficients de réflexion Γ des câbles et des antennes utilisées. La méthode et les résultats sont présentés dans les sections qui suivent.

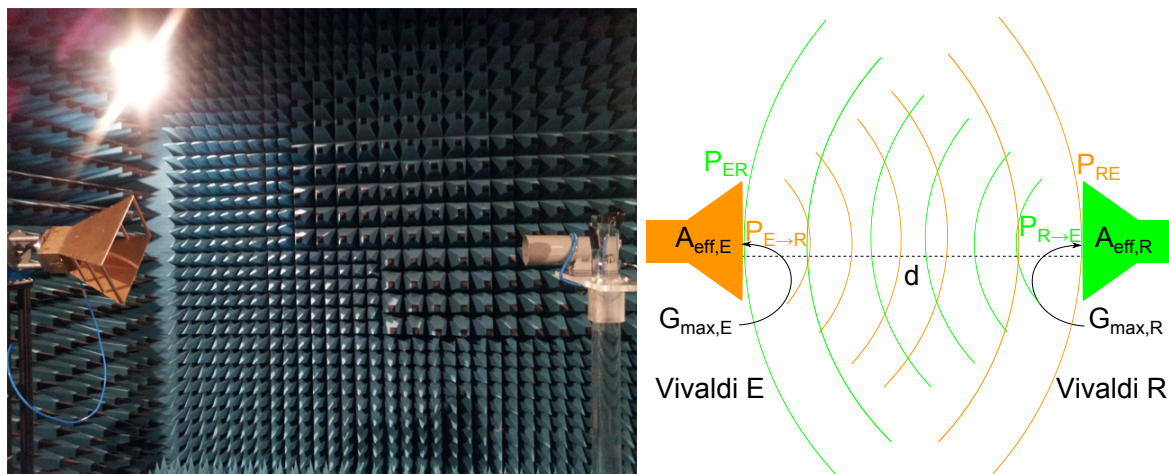


FIGURE B.1 – Gauche : antenne Vivaldi et LNBf WSI DMX/ESX 241 en chambre anéchoïque à l'IMEP. Droite : schéma de principe de l'étalonnage des antennes de référence. Une troisième antenne est nécessaire en réception (voir texte).

B.1 Antennes de référence

Deux antennes de référence de type Vivaldi (modèle SAS-571 de A.H Systems) sont étalonnées et utilisées pour déterminer les gains maximum en puissance des WSI et Norsat. On détermine en premier lieu les gains maximum des antennes Vivaldi (*a priori* identiques) en les plaçant en face l'une de l'autre dans la chambre, de façon à ce que les maxima de leur directivité correspondent.

En considérant deux antennes de directivités différentes mais émettant la même puissance

totale, la puissance reçue par l'antenne A à partir de la puissance émise par l'antenne B est identique à la puissance reçue par l'antenne B et émise par l'antenne A. Cette puissance reçue dépend du produit des gains des antennes. Une tierce antenne est alors nécessaire pour séparer le gain de l'antenne A du gain de l'antenne B. Cette antenne C permet, par la mesure de la puissance qu'elle reçoit à partir des puissances émise par les antennes A puis B, de déterminer le rapport des gains de ces antennes A et B. La connaissance du produit des gains et de leur rapport permet de les identifier. Cette méthode est utilisée pour déterminer les gain maximum des antennes de référence Vivaldi.

Les gains maximum des antennes Vivaldi sont déterminés par la mesure de 3 puissances reçues à partir de 3 puissances émises, dans une configuration où les antennes se font face,

- P_{RE} la puissance reçue par une antenne Vivaldi R à partir d'une puissance totale $P_{E \rightarrow R}$ émise par une seconde antenne Vivaldi E,
- $P_{ER} = P_{RE}$ la puissance reçue par l'antenne Vivaldi E à partir d'une puissance totale $P_{R \rightarrow E} = P_{E \rightarrow R}$ émise par l'antenne Vivaldi R,
- P_{NE} la puissance reçue par l'antenne Norsat à partir d'une puissance totale $P_{E \rightarrow N}$ émise par l'antenne Vivaldi E,
- P_{NR} la puissance reçue par l'antenne Norsat à partir d'une puissance totale $P_{R \rightarrow N}$ émise par l'antenne Vivaldi R.

En notant F les flux ou densités de puissance émis dans la direction qui les maximise, et sachant que les antennes sont orientées de façon à ce que le maximum de leur directivité se font face, il vient (voir équation 4.11)

$$P_{RE} = F_{E \rightarrow R} A_{eff,R} = \frac{P_{E \rightarrow R}}{4\pi d^2} G_{max,E} \frac{\lambda^2}{4\pi} G_{max,R} = P_{ER}, \quad (\text{B.1})$$

$$P_{NE} = F_{E \rightarrow N} A_{eff,N} = \frac{P_{E \rightarrow N}}{4\pi d^2} G_{max,E} \frac{\lambda^2}{4\pi} G_{max,N}, \quad (\text{B.2})$$

$$P_{NR} = F_{R \rightarrow N} A_{eff,N} = \frac{P_{R \rightarrow N}}{4\pi d^2} G_{max,R} \frac{\lambda^2}{4\pi} G_{max,N}, \quad (\text{B.3})$$

avec $d = 2.865$ m la distance interfocale entre les antennes en jeu. Avec $P_{E \rightarrow N} = P_{R \rightarrow N}$, la combinaison des équations B.2 et B.3 donne

$$\frac{G_{max,R}}{G_{max,E}} = \frac{P_{NR}}{P_{NE}}. \quad (\text{B.4})$$

En remplaçant $G_{max,E}$ par son équivalent donné par l'équation B.1, on obtient

$$G_{max,R}^2 = \frac{P_{NR}}{P_{NE}} \frac{P_{RE}}{P_{E \rightarrow R}} \frac{16\pi^2 d^2}{\lambda^2}, \quad (\text{B.5})$$

$$G_{max,E}^2 = \frac{P_{NE}}{P_{NR}} \frac{P_{RE}}{P_{E \rightarrow R}} \frac{16\pi^2 d^2}{\lambda^2}. \quad (\text{B.6})$$

Après correction par la prise en compte des pertes (utilisation des coefficients de réflexion des câbles et des antennes), $G_{max,E} \sim G_{max,R} \sim 11$ dBi pour $\nu \in [3, 4.6]$ GHz.

B.2 Gains des antennes actives

De la même façon, les gain maximum en puissance des antennes WSI et Norsat sont déterminés par la mesure de la puissance qu'elles reçoivent,

- P_{NE} la puissance reçue par l'antenne Norsat à partir d'une puissance $P_{E \rightarrow N}$ émise par l'antenne Vivaldi E en direction de la directivité maximale de l'antenne Norsat,
- P_{WE} la puissance reçue par l'antenne WSI à partir d'une puissance $P_{E \rightarrow W} = P_{E \rightarrow N}$ émise par l'antenne Vivaldi E en direction de la directivité maximale l'antenne WSI.

On a,

$$P_{NE} = F_{E \rightarrow N} A_{eff,N} = \frac{P_{E \rightarrow N}}{4\pi d_{VN}^2} G_{max,E} \frac{\lambda^2}{4\pi} G_{max,N}, \quad (\text{B.7})$$

$$P_{WE} = F_{E \rightarrow W} A_{eff,W} = \frac{P_{E \rightarrow W}}{4\pi d_{VW}^2} G_{max,E} \frac{\lambda^2}{4\pi} G_{max,W}, \quad (\text{B.8})$$

avec $d_{VN} = 2.935$ m, et $d_{VW} = 2.997$ m les distances interfocales entre la Vivaldi et la Norsat et entre la Vivaldi et la WSI. On sort les gains N, et W des équations précédentes,

$$G_{max,N} = \frac{P_{NE}}{P_{E \rightarrow N}} \frac{16\pi^2 d_{VN}^2}{\lambda^2 G_{max,E}}, \quad (\text{B.9})$$

$$G_{max,W} = \frac{P_{WE}}{P_{E \rightarrow W}} \frac{16\pi^2 d_{VW}^2}{\lambda^2 G_{max,E}}. \quad (\text{B.10})$$

En corrigeant des pertes par réflexion, on obtient les gains maximum des antennes **actives** relatifs au gain d'une antenne isotrope **passive**, représenté sur la figure B.2 pour l'antenne WSI. A 3.8 GHz, sa valeur est ainsi de 69.5 dB. Ils sont la résultante du gain géométrique de l'antenne D_{max} , du gain de l'amplificateur G_{LNB} , et du gain de couplage entre les ondes électromagnétiques incidentes et l'électronique ϵ (correspondant à des pertes),

$$G_{max} = \epsilon D_{max} G_{LNB}. \quad (\text{B.11})$$

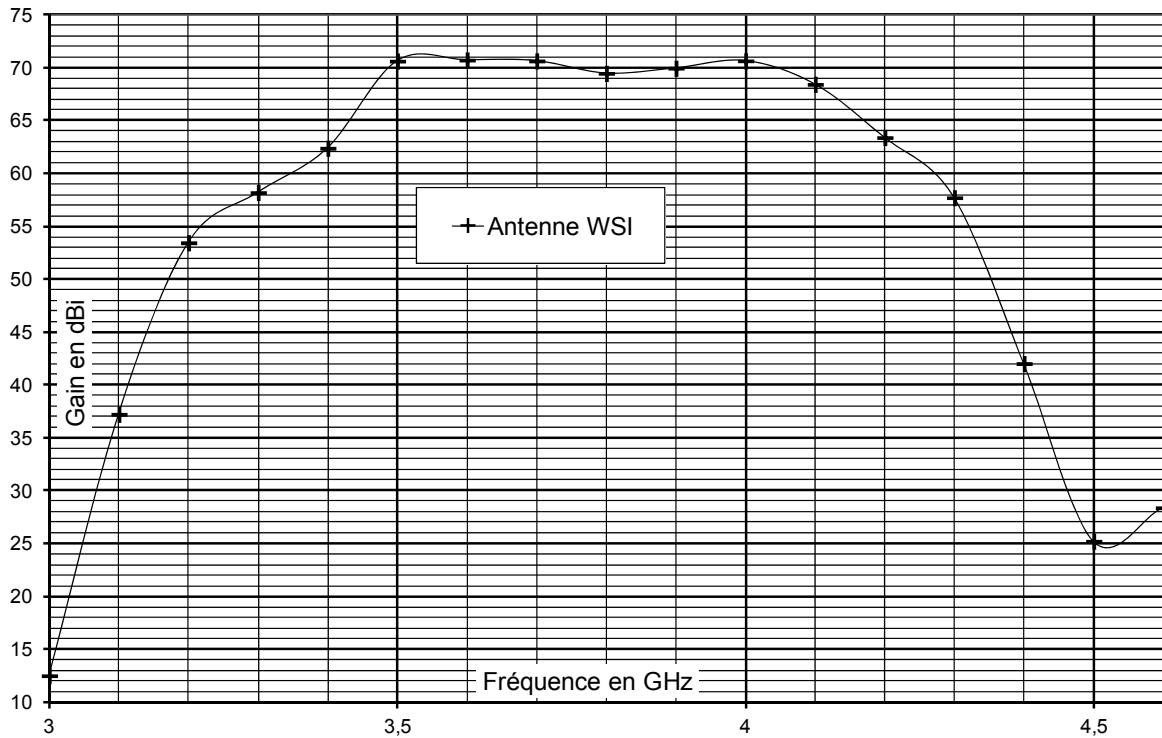


FIGURE B.2 – G_{max} en fonction de la fréquence, pour l'antenne WSI sans collerette ni radôme.

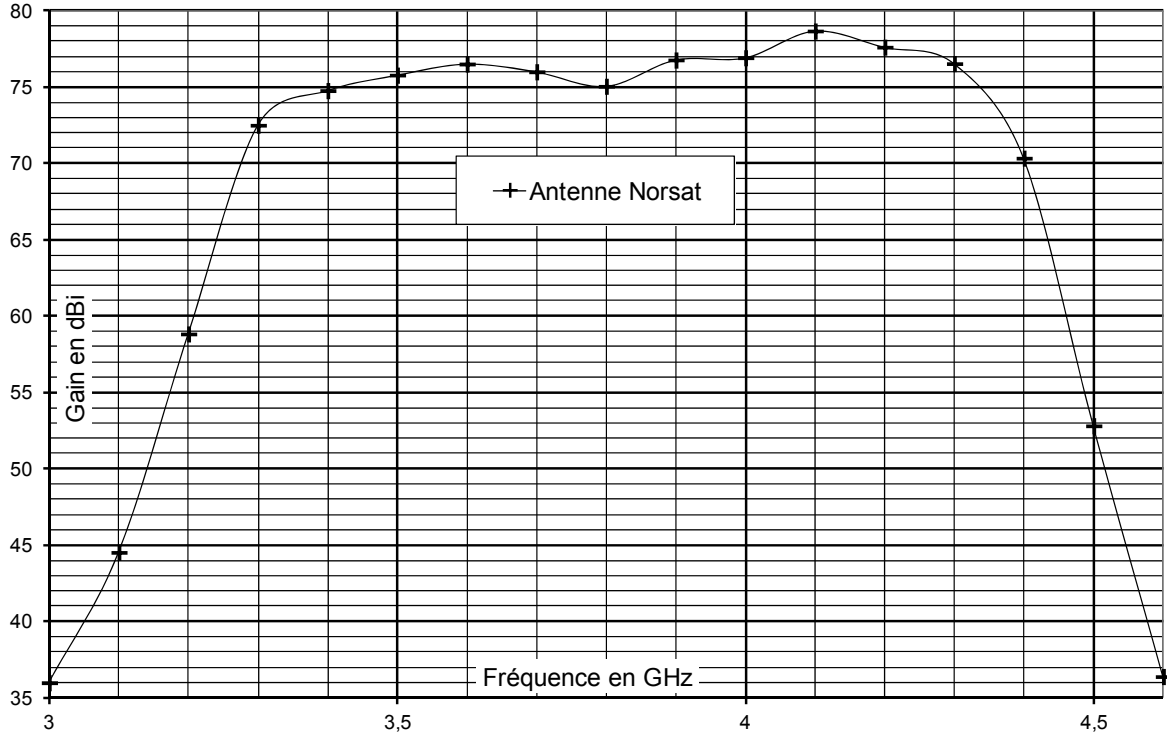


FIGURE B.3 – G_{max} en fonction de la fréquence, pour l’antenne Norsat.

B.3 Diagrammes de rayonnement

Les diagramme de rayonnement (directivité en fonction de l’angle) des antennes WSI et Norsat sont déterminés par un balayage zénithal (tous les 5°) des gains en puissances, effectué dans deux plan azimuthaux perpendiculaires : le plan E et le plan H . La directivité normalisée est obtenue par le gain en puissance dans une direction donnée, rapporté au gain en puissance là où sa valeur est maximale (calculé précédemment),

$$D_n(\theta, \phi) = \frac{D(\theta, \phi)}{D_{max}} = \frac{G(\theta, \phi)}{G_{max}}, \quad (\text{B.12})$$

ou bien, en unité logarithmique

$$D_n(\theta, \phi) = D(\theta, \phi)[dB] - D_{max}[dB] = G(\theta, \phi)[dB] - G_{max}[dB]. \quad (\text{B.13})$$

Il est illustré sur la figure B.4 pour l’antenne WSI sans collerette ni radôme.

Gain géométrique La passivité de l’antenne impose

$$\langle D(\theta, \varphi) \rangle_{\Omega} = 1, \quad (\text{B.14})$$

$$\int_0^{4\pi} D(\theta, \varphi) d\Omega = 4\pi. \quad (\text{B.15})$$

Le gain géométrique est alors déduit de

$$D_{max} = \frac{4\pi}{\int_0^{4\pi} D_n(\theta, \varphi) d\Omega}, \quad (\text{B.16})$$

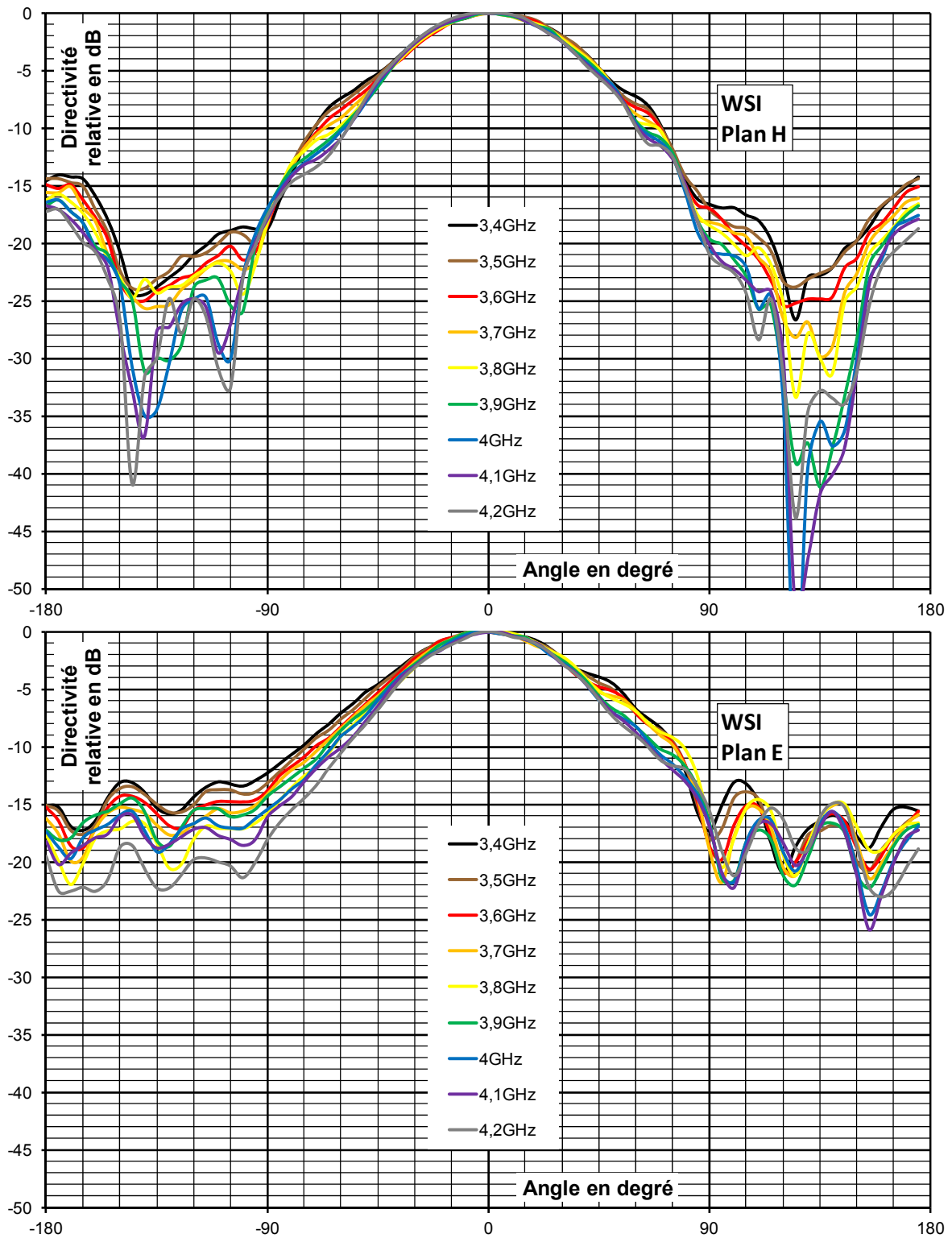


FIGURE B.4 – $D_n(\theta, \phi)$ de l'antenne WSI sans collerette ni radôme en fonction de la fréquence, dans le plan azimuthal H (haut) et E (bas).

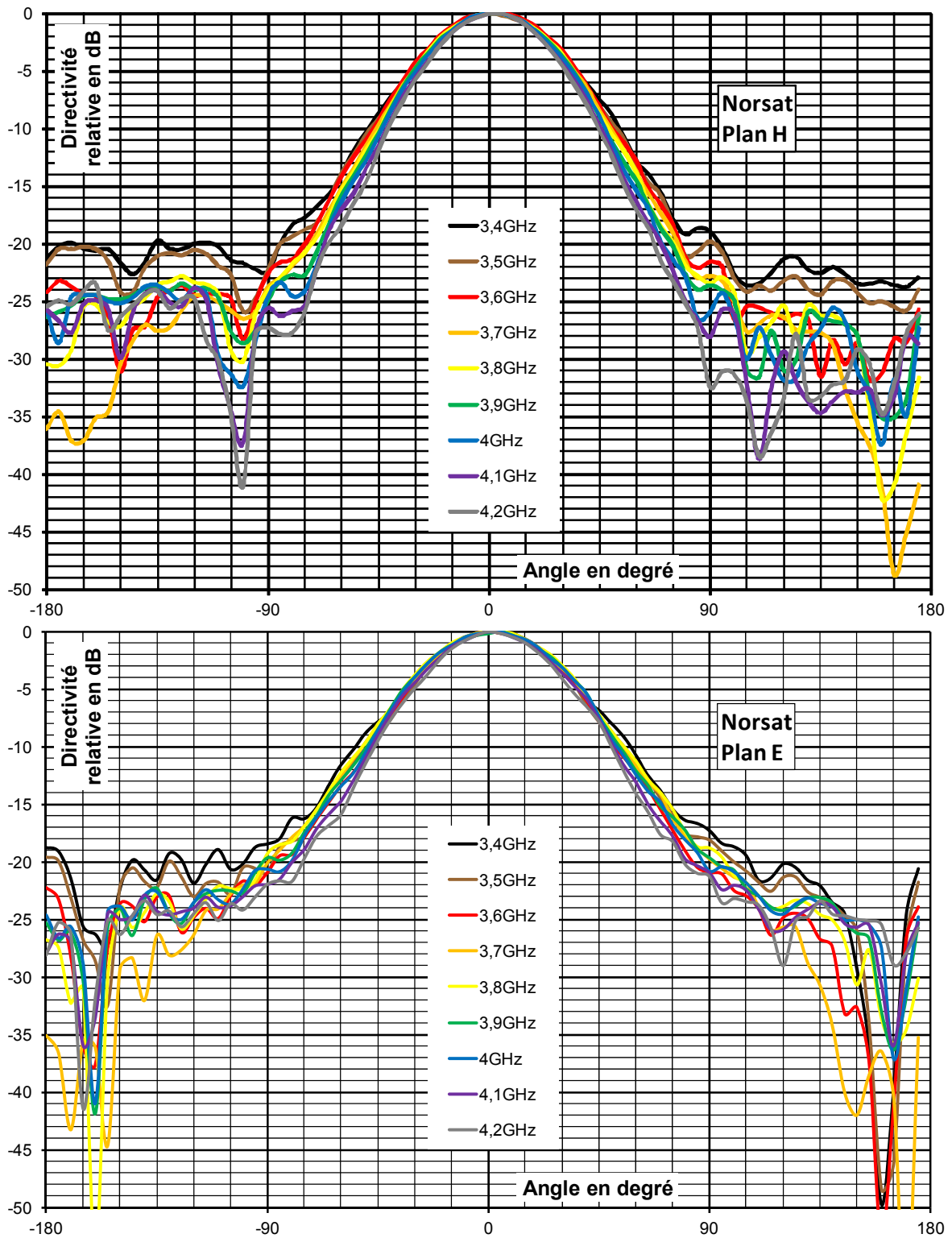


FIGURE B.5 – $D_n(\theta, \phi)$ de l’antenne Norsat en fonction de la fréquence, dans le plan azimuthal H (haut) et E (bas).

ou bien, en unité logarithmique,

$$\langle D(\theta, \varphi) \rangle [dB] = 0, \quad (\text{B.17})$$

$$\int_0^{4\pi} D(\theta, \varphi) [dB] d\Omega = 0, \quad (\text{B.18})$$

$$D_{max} [dB] = - \frac{\int_0^{4\pi} D_n(\theta, \varphi) [dB] d\Omega}{4\pi}. \quad (\text{B.19})$$

L'antenne Norsat est plus directive que la WSI. En effet, à 3.8 GHz, D_{max} est de 10.9 dBi pour la Norsat et de seulement 8.9 dBi pour la WSI (figure B.6).

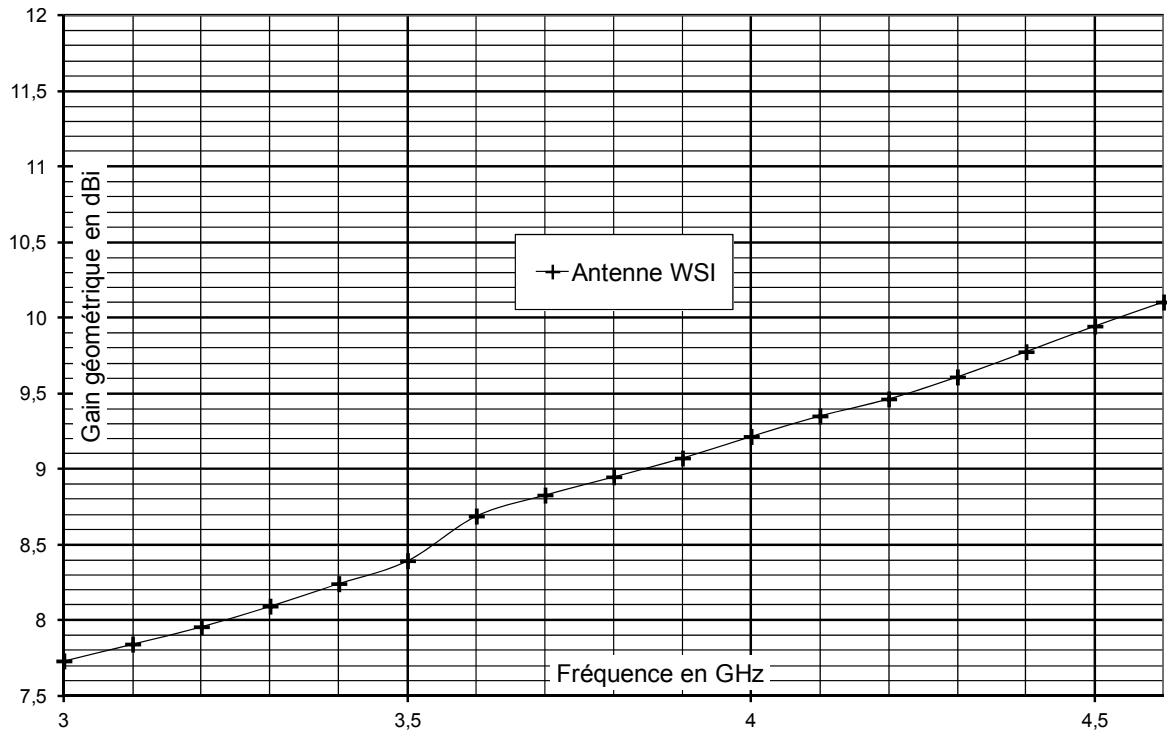


FIGURE B.6 – D_{max} en fonction de la fréquence, pour l'antenne WSI sans collerette ni radôme.

B.4 Température électronique

Comme définie en début de section 4.3.5, la température du système antenne se décompose en deux températures,

$$T_{sys} = T_{ant} + T_e. \quad (\text{B.20})$$

T_{ant} est la température d'antenne (au sens passif), c'est ici la température ambiante de la chambre anéchoïque pondérée d'un facteur de polarisation. Puisque l'antenne ne possède qu'un axe de polarisation linéaire, la température d'antenne effective n'est que de 298/2 K. T_e est la température électronique du Norsat ou du WSI, plus simplement notées T_N et T_W .

La densité spectrale de puissance représente la puissance en sortie de l'antenne par unité de fréquence en fonction de la fréquence considérée,

$$DSP = \frac{dP}{d\nu}(\nu) \quad (\text{B.21})$$

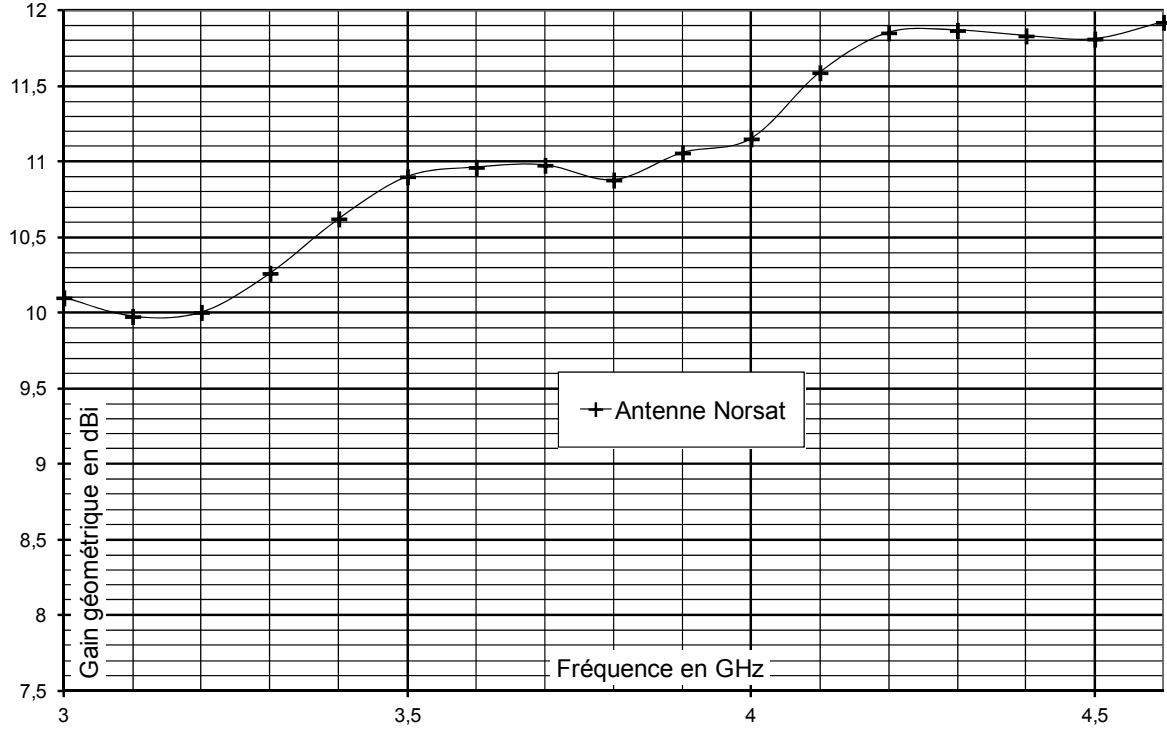


FIGURE B.7 – D_{max} en fonction de la fréquence, pour l’antenne Norsat.

Elle est obtenue sans source extérieure de rayonnement électromagnétique (antenne Vivaldi off) grâce à un analyseur de spectre Rohde & Schwarz FSIQ26 branché à l’antenne. La figure B.8 montre le résultat de DSP_W en dBJ ou dBm.Hz⁻¹ (voir équation 4.36 pour la définition du dBm).

Sa mesure permet d’évaluer le produit du gain du LNB par la température système. Pour le cas de la Norsat (le cas de la WSI est analogue),

$$DSP_N = G_{LNB,N} k_B T_{sys,N} = G_{LNB,N} (k_B T_N + \frac{1}{2} k_B T_{ant}), \quad (B.22)$$

$$DSP_N = G_{LNB,N} (dsp_N + dsp_a), \quad (B.23)$$

avec $dsp_a = (1/2)k_B T_{ant}$ la densité spectrale de puissance générée par le bruit ambiant et $dsp_N = k_B T_N$ la densité spectrale générée par l’électronique de la Norsat.

$$T_N = \frac{1}{k_B} \left(\frac{DSP_N}{G_{LNB,N}} - dsp_a \right) \quad (B.24)$$

Pour trouver T_N , il manque la valeur de $G_{LNB,N}$, qui dépend de celle de ϵ_N si on utilise l’équation B.11. $G_{LNB,N}$ et T_N peuvent être obtenus par la méthode du *Y-factor*, dont le principe est de mesurer la puissance reçue à partir de deux températures ambiantes différentes (voir sous-section suivante). A défaut, il est ici possible de calculer les valeurs théoriques de $G_{LNB,N}$ et de ϵ_N à partir de la valeur de la température fournie par le fabriquant, $T_N = 15$ K.

A partir des équations précédentes et de l’équation B.11, on trouve

$$\epsilon_N = \frac{G_{max}}{D_{max}} \frac{(dsp_N + dsp_a)}{DSP_N}. \quad (B.25)$$

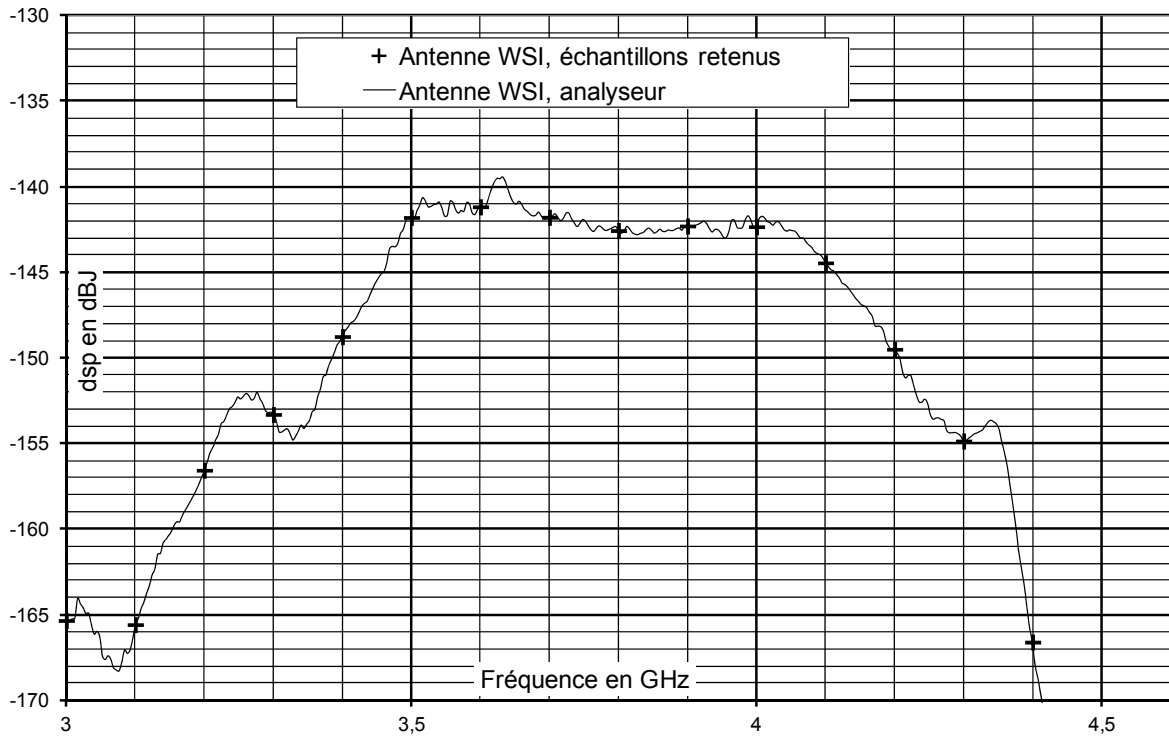


FIGURE B.8 – DSP en fonction de la fréquence, pour l’antenne WSI.

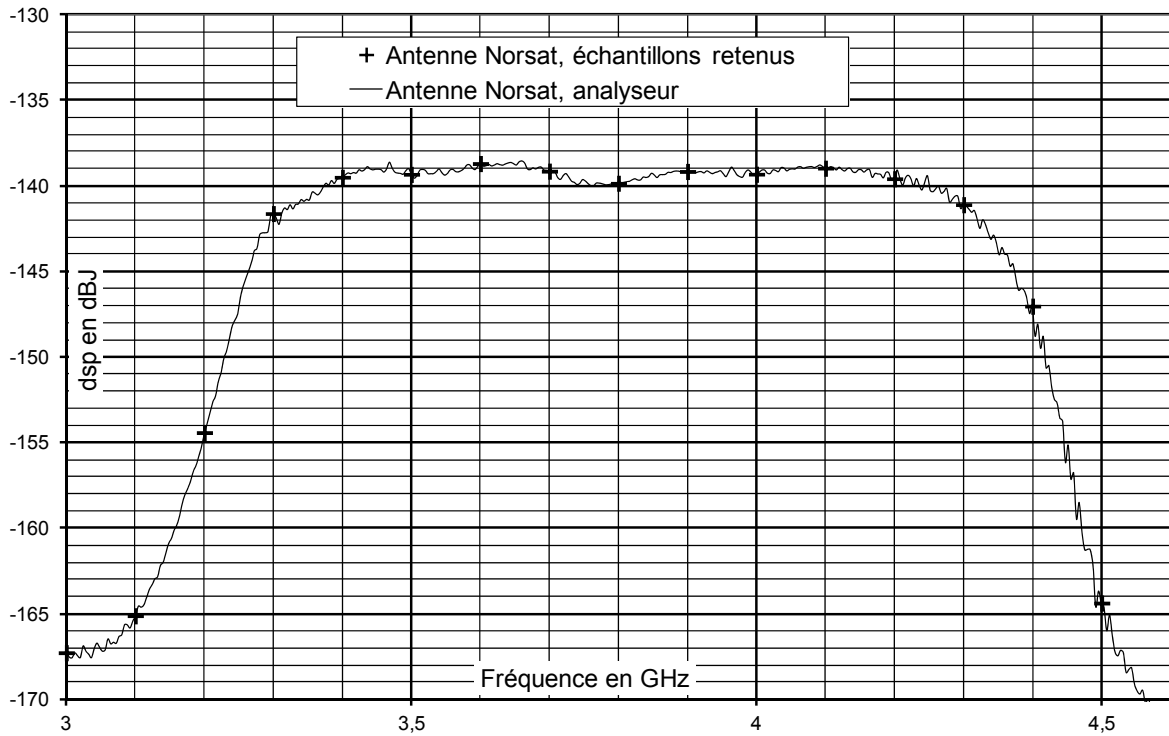


FIGURE B.9 – DSP en fonction de la fréquence, pour l’antenne Norsat.

De la même façon, avec $T_W = 13$ K la valeur théorique de la température électronique de la WSI fournie par le fabricant,

$$\epsilon_W = \frac{G_{max}}{D_{max}} \frac{(dsp_W + dsp_a)}{DSP_W}. \quad (\text{B.26})$$

La valeur du gain de couplage ϵ est calculée et illustrée sur la figure B.10 pour l'antenne WSI, et vaudrait environ -3.5 dB à 3.8 GHz. Avec

$$G_{LNB}[\text{dB}] = G_{max} - D_{max} - \epsilon, \quad (\text{B.27})$$

G_{LNB} est estimé à 64.1 dB pour l'antenne WSI. Ce gain reste théorique puisqu'il dépend des données constructeurs sur la température électronique.

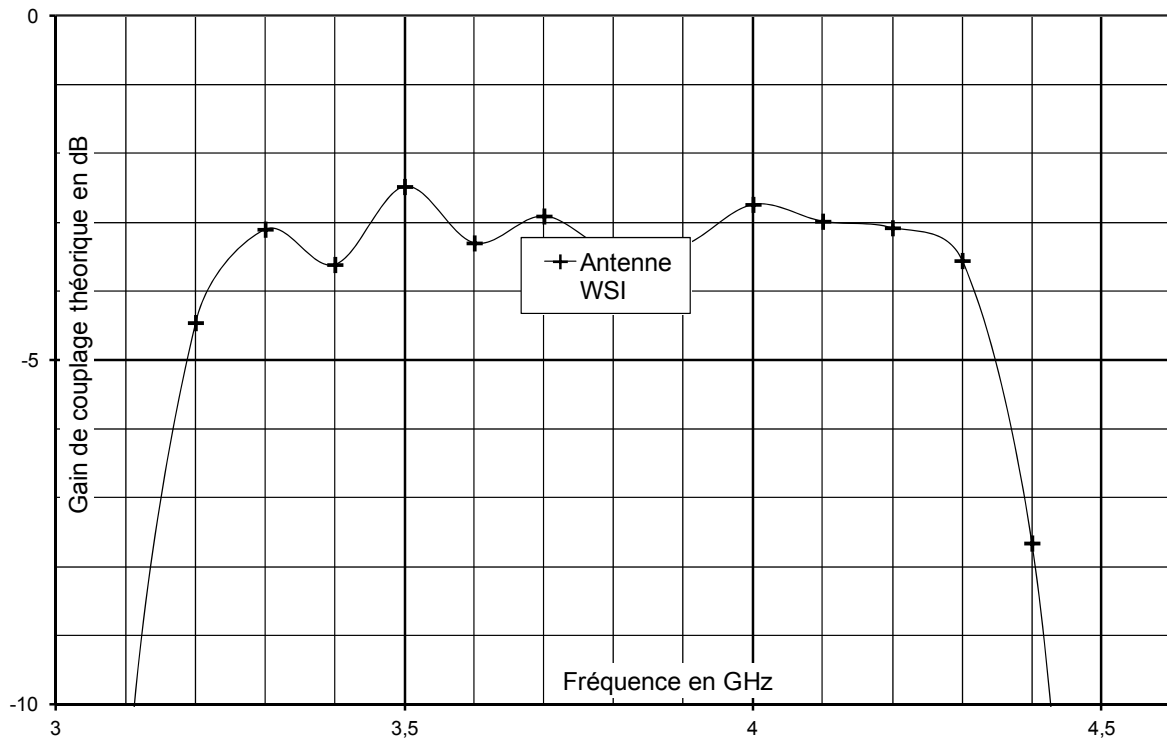


FIGURE B.10 – ϵ en fonction de la fréquence, pour l'antenne WSI.

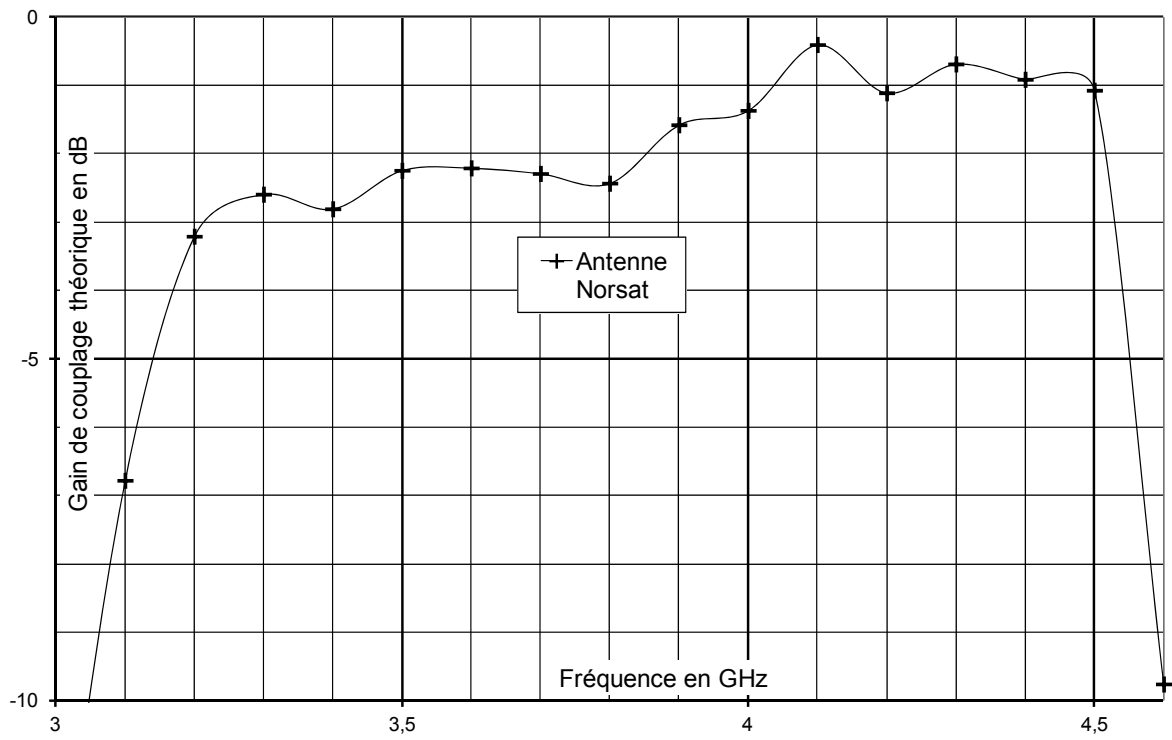


FIGURE B.11 – ϵ en fonction de la fréquence, pour l'antenne Norsat.

Annexe C

Mesure de la température électronique par la méthode du *Y-factor*

La méthode du Y-factor a été appliquée au KIT afin d'obtenir les températures électroniques des dispositifs utilisés dans la radio détection des rayons cosmiques au GHz (LNBf). Ces dispositifs ont été plongés dans deux sources de température isolées : de l'azote liquide à 77 K et la température ambiante à 293 K [146]. La méthode standard est décrite dans ce qui suit et les résultats sont présentés ensuite.

La description de la méthode est inspirée de la documentation Agilent [145]. La méthode du *Y-factor* permet de déterminer la température équivalente et le gain d'un dispositif (dit DUT pour Device Under Test), à l'aide de deux sources de bruit de différentes températures (T_1^s et T_2^s , avec $T_1^s < T_2^s$), et d'un instrument de mesure de puissance.

C.1 Calibration de l'instrument de mesure

On branche tour à tour les deux sources de bruit à l'entrée de l'instrument de mesure de puissance, on obtient P_1^{out} et P_2^{out} en sortie, et $T_1^{out} = P_1^{out}/k_B\Delta\nu$ et $T_2^{out} = P_2^{out}/k_B\Delta\nu$, associées respectivement à T_1^s et T_2^s . Ces puissances (ou températures) incluent le bruit des sources mais aussi celui de de l'instrument de mesure T_{inst} , ainsi qu'un éventuel gain G^{inst} , qu'il faut caractériser avant de s'intéresser au DUT.

On s'intéresse pour cela à la fonction affine représentée par les points de mesure (T_1^s, T_1^{out}) et (T_2^s, T_2^{out}),

$$T^{out} = aT^s + b. \quad (C.1)$$

Sachant que

$$T^{out} = G^{inst}(T^s + T^{inst}), \quad (C.2)$$

on a, par identification, $a = G^{inst}$ et $b = G^{inst}T^{inst}$. Ainsi

$$G^{inst} = \frac{T_1^{out} - T_2^{out}}{T_1^s - T_2^s}. \quad (C.3)$$

On peut faire intervenir le facteur Y,

$$Y = \frac{T_2^{out}}{T_1^{out}} = \frac{G^{inst}(T_2^s + T^{inst})}{G^{inst}(T_1^s + T^{inst})}, \quad (C.4)$$

et en déduire la température de l'instrument de mesure

$$T^{inst} = \frac{YT_1^s - T_2^s}{1 - Y} = \frac{T_2^s T_1^{out} - T_1^s T_2^{out}}{T_2^{out} - T_1^{out}}. \quad (C.5)$$

C.2 Caractérisation du DUT

On conserve les valeurs de T^{inst} et G^{inst} calculées précédemment, puis on mesure à nouveau les puissances reçues par l'instrument, cette fois avec le DUT entre la source de bruit et l'instrument de mesure de puissance. On obtient deux nouvelles valeurs de T^{out} , associées aux mêmes sources de températures T^s , (T_1^s, T_1^{out}) et (T_2^s, T_2^{out}) , et donc deux nouveaux coefficients a et b , avec On a toujours la relation

$$T^{out} = aT^s + b. \quad (C.6)$$

La température de sortie est constituée cette fois des températures de source et du DUT, multipliées par le gain du DUT, et additionnées de la température de l'instrument de mesure, le tout multiplié par le gain de ce dernier,

$$T^{out} = G^{inst}(G^{DUT}(T^s + T^{DUT}) + T^{inst}). \quad (C.7)$$

On pose $G^{inst} = 1$ (car on normalise au gain de l'instrument), par identification on a $a = G^{DUT}$ et $b = G^{DUT}T^{DUT} + T^{inst}$. Ainsi,

$$G^{DUT} = \frac{T_1^{out} - T_2^{out}}{T_1^s - T_2^s}. \quad (C.8)$$

De façon similaire, on peut utiliser le facteur Y pour obtenir la température du DUT,

$$Y = \frac{T_2^{out}}{T_1^{out}} = \frac{G^{DUT}(T_2^s + T^{DUT}) + T^{inst}}{G^{DUT}(T_1^s + T^{DUT}) + T^{inst}}, \quad (C.9)$$

$$T^{DUT} = \frac{YT_1^s - T_2^s}{1 - Y} - \frac{T^{inst}}{G^{DUT}} = \frac{T_2^s T_1^{out} - T_1^s T_2^{out}}{T_2^{out} - T_1^{out}} - \frac{T^{inst}}{G^{DUT}}. \quad (C.10)$$

C.3 Résultats du KIT

Les résultats des mesures sont résumés dans le tableau C.1. On remarque que la température électronique des antennes utilisées pour le premier hexagone GHz d'EASIER (Golden Interstar) fluctue d'une antenne à l'autre sur plus de 100 K. Ceci est un indicateur de leur qualité moindre. La température électronique des antennes utilisées pour l'extension d'EASIER (WS International) est quant à elle estimée à environ 25 K, soit environ 10 K au dessus des données constructeur.

Antenne active	Expérience	Température électronique
Norsat 8215F LNB + Prodelin feedhorns	CROME	21-26 K
Panorama ER861 LNBf	CROME	27 K
Golden Interstar 301SC LNBf	EASIER	40-180 K
WS International DMX/ESX 241 LNBf	MIDAS - EASIER	25 K

TABLE C.1 – Résultats des mesures de températures électroniques effectuées au KIT

Bibliographie

- [1] A. H. Compton, A geographic study of cosmic rays, *Phys. Rev.* 43 (1933) 387.
- [2] J. W. Cronin, From spontaneous ionization to subatomic physics : Some vignettes from cosmic ray history, *Astroparticle Physics* 53 (2014) 6-18.
- [3] C. Grupen, Early developments : Particle physics aspects of cosmic rays, *Astroparticle Physics* 53 (2014) 86-90.
- [4] J. Linsley, Evidence for a primary cosmic-ray particle with energy 10^{20} eV, *Physical Review Letter* 10 (1963) 146.
- [5] A. A. Watson, Chasing the highest energy cosmic rays : From 1948 to the present, *Astroparticle Physics* 53 (2014) 107-114.
- [6] P. Sokolsky, Ultra-high energy cosmic rays : Setting the stage, *EPJ Web of Conferences* 53 (2013) 01001.
- [7] <http://hires.physics.utah.edu/education.html>
- [8] K. Kampert, A. A. Watson, Extensive Air Showers and Ultra High-Energy Cosmic Rays : A Historical Review, *EPJ* 37 (2012) 359-412.
- [9] E. S. Seo et al., Measurement of Cosmic Ray H and He Spectra in a Balloon Borne Experiment with a Superconducting Solenoid Spectrometer, *Proc. 24th Int. Cosmic Ray Conf. (Rome)* 2 (1995) 648-651.
- [10] J. Isbert et al., Advanced Thin Ionization Calorimeter (ATIC), *Proc. 24th Int. Cosmic Ray Conf. (Rome)* 3 (1995) 718-721.
- [11] V. Bonvicini for the PAMELA collab., The PAMELA experiment in space, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 461 (2001) 262-268.
- [12] E. S. Seo for the CREAM collab, Cosmic-ray energetics and mass (CREAM) balloon project, *Advances in Space Research* 33 (2004) 1777-1785.
- [13] The AMS collab., The Alpha Magnetic Spectrometer (AMS) on the International Space Station : Part I - results from the test flight on the space shuttle, *Physics Reports* 366 (2002) 331-405.
- [14] The AMS collab., First Result from the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station : Precision Measurement of the Positron Fraction in Primary Cosmic Rays of 0.5-350 GeV, *Physical Review Letters* 110 (2013) 141102 .
- [15] The KASCADE-Grande Experiment, *Nucl. Instr. and Meth. A* 620 (2010) 202-216.
- [16] M. Amenomori *et al.*, The all-particle spectrum of primary cosmic rays in the wide energy range from 10^{14} to 10^{17} eV observed with the Tibet-III air-shower array, *ApJ* 678 (2008) 1165.
- [17] A. P. Garyaka *et al.*, An all-particle primary energy spectrum in the 3-200 PeV energy range, *J. Phys. G : Nucl. Part. Phys.* 35 (2008) 18.
- [18] S. F. Berezhnev *et al.* The Tunka-133 EAS Cherenkov light array : Status of 2011, *Nucl. Instrum. Meth. A* 692 (2012) 98.

- [19] S. Hussain for the IceCube collab., Measurements of the cosmic ray spectrum and average mass with IceCube, *Advances in Space Research* 53 (2014) 1470-1475.
- [20] H. Tokuno for the Telescope Array collab., New air fluorescence detectors employed in the Telescope Array experiment, *Nucl. Instr. and Meth. A* 676 (2012) 54-65.
- [21] T. Nonaka for the Telescope Array collab., The surface detector array of the Telescope Array experiment, *Nucl. Instr. and Meth. A* 689 (2012) 87-97.
- [22] S. P. Swordy, The Energy Spectra and Anisotropies of Cosmic Rays, *Space Science Reviews* 99 (2001) 85-94 .
- [23] Cosmic Rays, Particle Data Group (2011).
- [24] HiRes collab., First Observation of the Greisen-Zatsepin-Kuzmin Suppression, *Phys. Rev. Lett.* 100 (2008) 101101.
- [25] The Pierre Auger Collab., Observation of the suppression of the flux of cosmic rays above 4×10^{19} eV, *Phys. Rev. Lett.* 101 (2008) 061101.
- [26] E. Fermi, On the origin of the cosmic radiation, *Physical Review* 75 (1949) 8.
- [27] E. Parizot, *Accélération des particules : les mécanismes de Fermi* (2003).
- [28] A. M. Hillas, The Origin of Ultra High Energy cosmic rays, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 22 (1984) 425.
- [29] F. F. Schüssler, Measurement of the Energy Spectrum of Ultra-Hight Energy Cosmic Rays using Hybrid Data of the Pierre Auger Observatory (2008).
- [30] N. Busca *et al.*, Pierre Auger data, photons, and top-down cosmic ray models, *Phys. Rev. D* 73 (2006) 123001.
- [31] K. Greisen, End to the Cosmic-Ray Spectrum?, *Physical Review Letters* 16 (1966) 748-750.
- [32] G. T. Zatsepin, V. A. Kuz'min, Upper Limit of the Spectrum of Cosmic Rays, *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters* 4 (1966) 78-80.
- [33] K. Kotera and A.V. Olinto, The astrophysics of ultrahigh energy cosmic rays, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* 49 (2010) 119-153.
- [34] E. Parizot, *Rayons cosmiques et rayonnement du cosmos*, HDR (2005).
- [35] P. Blasi, S. Burnes and A. V. Olinto, Cosmological magnetic field limits in an inhomogeneous universe, *ApJ* 514 (1999) 79.
- [36] W. Heitler, *The quantum theory of radiation*, Oxford University Press, London (1954).
- [37] R. Engel *et al.*, Extensive Air Showers and Hadronic Interactions at High Energy, *Annual review of nuclear and particle science* 61 (2011) 467-489.
- [38] D. Heck *et al.*, CORSIKA : A Monte Carlo Code to Simulate Extensive Air Showers, FZKA Report 6019, Forschungszentrum Karlsruhe (1998).
- [39] H. O. Klages for KASCADE collab., *Proc. 25th Int. Cosmic Ray Conf., Durban, 6, (1997)* 141.
- [40] H. O. Klages for KASCADE collab., *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* 52B (1997) 92.
- [41] A. M. Hillas, *Proc. 19th ICRC (La Jolla), 1, 155, (1985).*
- [42] A. M. Hillas, Shower Simulation : Lessons from MOCCA, *Nuclear Physics B (Proc. Suppl.)* 52B (1997) 2942.
- [43] N. N. Kalmykov, S.S. Ostapchenko, *Yad.Fiz.* 56 (1993) 105.
- [44] R. S. Fletcher *et al.*, SIBYLL : An event generator for simulation of high energy cosmic ray cascades, *Phys. Rev. D* 50 (1994) 5710.

- [45] The Pierre Auger collab., Properties and performance of the prototype instrument for the Pierre Auger Observatory, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 523 (2004) 50-95.
- [46] AIRFLY collab., Precise measurement of the absolute fluorescence yield of the 337 nm band in atmospheric gases, Astroparticle Physics 42 (2013) 90-102.
- [47] The Pierre Auger Collab., The fluorescence detector of the Pierre Auger Observatory, 2010, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 620 (2010) 227-251.
- [48] T. K. Gaisser, A. M. Hillas, Reliability of the method of constant intensity cuts for reconstructing the average development of vertical showers, Proc. of 15th Int. Cosmic Ray Conf., 8. Plovdiv, Bulgaria (1977) 353.
- [49] M. J. Tueros for the Pierre Auger Collab., Estimate of the non-calorimetric energy of showers observed with the fluorescence and surface detectors of the Pierre Auger Observatory, ICRC 2013 (Rio de Janeiro).
- [50] V. Verzi for the Pierre Auger Collab., The Energy Scale of the Pierre Auger Observatory, ICRC 2013 (Rio de Janeiro).
- [51] Allekotte *et al.* for the Pierre Auger collab., The Surface Detector System of the Pierre Auger Observatory, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 586 (2008) 409-420.
- [52] The Pierre Auger collab., Calibration of the surface array of the Pierre Auger Observatory, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 568 (2006) 839-846.
- [53] The Pierre Auger collab., Reconstruction of inclined air showers detected with the Pierre Auger Observatory, JCAP08 (2014) 019.
- [54] D. Veberic and M. Roth, SD reconstruction, Offline reference manual GAP-2005-035.
- [55] The Pierre Auger collab., Trigger and Aperture of the Surface Detector Array of the Pierre Auger Observatory, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 613 (2010) 29-39.
- [56] J. Hersil *et al.*, Observations of extensive air showers near maximum of their longitudinal development, Phys. Rev. Lett. 6 (1961) 22.
- [57] J. W. Cronin, T. Yamamoto, Simulation-independent determination of the cosmic ray spectrum for energies above 2×10^{18} eV, private communication.
- [58] R. Pesce for the Pierre Auger Collab., Energy calibration of data recorded with the surface detectors of the Pierre Auger Observatory : an update, ICRC 2011 (Beijing).
- [59] A. Schulz for the Pierre Auger Collab., The measurement of the energy spectrum of cosmic rays above 3×10^{17} eV with the Pierre Auger, ICRC 2013 (Rio de Janeiro).
- [60] E. J. Ahn, M. Unger for the Pierre Auger Collab., Inferences about the Mass Composition of Cosmic Rays from Data on the Depth of Maximum at the Auger Observatory, Talk ICRC 2013 (Rio de Janeiro).
- [61] Y. Tameda for the Telescope Array and HiRes collab., HiRes and TA Composition measurements, EPJ Web Conf. 53 (2013) 04005, Proceedings of UHECR 2012, CERN, Geneva, 2012.
- [62] W. F. Hanlon for the Telescope Array and Pierre Auger collab., Progress towards understanding the analyses of mass composition made by the Auger and Telescope Array Collaborations, ICRC 2013 (Rio de Janeiro).
- [63] M. T. Dova *et al.* Time asymmetries in extensive air showers : a novel method to identify UHECR species, Astroparticle Physics 31 (2009) 312-319.

- [64] D. Garcia-Pinto for the Pierre Auger collab., Measurements of the Longitudinal Development of Air Showers with the Pierre Auger Observatory, ICRC 2011 (Beijing).
- [65] D. Garcia-Gamez for the Pierre Auger Collab., Observations of the longitudinal development of extensive air showers with the surface detectors of the Pierre Auger Observatory, ICRC 2013 (Rio de Janeiro).
- [66] The Pierre Auger collab, Muons in air showers at the Pierre Auger Observatory : Measurement of atmospheric production depth, Physical Review D 90 (2014) 012012.
- [67] S. Ostapchenko, Monte Carlo treatment of hadronic interactions in enhanced Pomeron scheme : QGSJET-II model, Phys. Rev. D 83 (2011) 014018.
- [68] T. Pierog, K. Werner, EPOS Model and Ultra High Energy Cosmic Rays, Nucl. Phys. Proc. Suppl. 196 (2009) 102.
- [69] The Pierre Auger collab., Interpretation of the depths of maximum of extensive air showers measured by the Pierre Auger Observatory, JCAP02 (2013) 026.
- [70] P. Pieroni for the Pierre Auger Collab., Ultra-high energy neutrinos at the Pierre Auger Observatory, ICRC 2013 (Rio de Janeiro).
- [71] K. Greisen, Progress in Cosmic Ray Physics 3 (1965) 17. Ed : Wilson, J.G., North-Holland, Amsterdam.
- [72] M. Settimo for the Pierre Auger collab., An update on a search for ultra-high energy photons using the Pierre Auger Observatory, ICRC 2011 (Beijing).
- [73] The Pierre Auger collab., Constraints on the origin of cosmic rays above 10^{18} eV from large scale anisotropy searches in data of the Pierre Auger observatory, ApJL 762 (2013) 13.
- [74] F. Salesa Greus for the Pierre Auger Collab., Searches for Galactic neutron sources with the Pierre Auger Observatory, ICRC 2013 (Rio de Janeiro).
- [75] The Pierre Auger collab., Correlation of the highest-energy cosmic rays with the positions of nearby active galactic nuclei, Astropart. Phys. 29 (2008) 188-204.
- [76] The Pierre Auger collab., Update on the correlation of the highest energy cosmic rays with nearby extragalactic matter, Astroparticle Physics, 34 (2010) 314-326.
- [77] K. Kampert for the Pierre Auger Collab., Recent results from the Pierre Auger Observatory, Talk ICRC 2011 (Beijing).
- [78] A. Letessier-Selvon for the Pierre Auger Collab., Highlights from the Pierre Auger Observatory, ICRC 2013 (Rio de Janeiro).
- [79] The Pierre Auger collab., Anisotropy and chemical composition of ultra-high energy cosmic rays using arrival directions measured by the Pierre Auger Observatory, JCAP 1106 (2011) 022.
- [80] N. Kalmykov and S. Ostapchenko, The nucleus-nucleus interaction, nuclear fragmentation, and fluctuations of extensive air showers, Phys. Atom. Nucl. 56 (1993) 346.
- [81] S. Ostapchenko, Nonlinear screening effects in high energy hadronic interactions, Phys. Rev. D 74 (2006) 014026.
- [82] E. J. Ahn *et al.*, Cosmic ray interaction event generator SIBYLL 2.1, Phys. Rev. D 80 (2009) 094003.
- [83] K. Werner *et al.*, Parton ladder splitting and the rapidity dependence of transverse momentum spectra in deuteron-gold collisions at the BNL Relativistic Heavy Ion Collider, Phys. Rev. C 74 (2006) 044902.
- [84] The Pierre Auger collab., Measurement of the proton-air cross-section at $\sqrt{s} = 57$ TeV with the Pierre Auger Observatory, Physical Review Letters 109 (2012) 062002.

- [85] B. Kegl for the Pierre Auger collab., Measurement of the muon signal using the temporal and spectral structure of the signals in surface detectors of the Pierre Auger Observatory, ICRC 2013 (Rio de Janeiro).
- [86] G. R. Farrar for the Pierre Auger collab., The muon content of hybrid events recorded at the Pierre Auger Observatory, ICRC 2013 (Rio de Janeiro).
- [87] I. Valino for the Pierre Auger Collab., A measurement of the muon number in showers using inclined events recorded at the Pierre Auger Observatory, ICRC 2013 (Rio de Janeiro).
- [88] S. Moreggia, Influence de l'atmosphère sur la détection spatiale des rayons cosmiques d'ultra haute énergie, thèse soutenue le 21 juin 2007, Université Joseph-Fourier.
- [89] W. Galbraith and J. V. Jelley, Light pulses from the night sky associated with cosmic rays, *Nature* 171 (1953) 349-350.
- [90] W. Galbraith and J. V. Jelley, Light pulses from the night sky and Cerenkov radiation 1, 2, *J. Atmos. Terr. Phys.* 6 (1955) 250, 304.
- [91] <http://cerncourier.com/cws/article/cern/50222>
- [92] J.V. Jelley, Cherenkov radiation and its applications (book), Pergamon Press, 1958.
<https://archive.org/details/cerenkovradiatio030980mbp>
- [93] G. Askaryan, Excess negative charge of an electron-photon shower and its coherent radio emission, *Soviet physics-Technical physics* 6 (1962) 566.
- [94] J. V. Jelley, Radio pulses from extensive cosmic-ray air showers, *Nature* 205 (1965) 327.
- [95] D. J. Fegan, Detection of elusive radio and optical emission from cosmic-ray showers in the 1960s, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 662 (2012) S2-S11.
- [96] F. D. Kahn and I. Lerche, Radiation from cosmic-ray air showers, *Proceedings of the royal society of london series a-mathematical and physical sciences* 289 (1966) 206.
- [97] S. A. Colgate, The detection of high-energy cosmic-ray showers by the combined optical and electromagnetic pulse, *Journal of Geophysical Research* 72 (1967) 4869-4879.
- [98] H. R. Allan et J. K. Jones, Radio pulses from extensive air shower, *Nature* 212 (1966) 129.
- [99] H. R. Allan, K. P. Neat, J. K. Jones, Mechanism of radio emission from extensive air showers, *Nature* 215 (1967) 267.
- [100] H. R. Allan, R. W Clay, J. K. Jones, Radio pulses production in extensive air shower, *Nature* 222 (1969) 635.
- [101] H. R. Allan, R. W Clay, J. K. Jones, Frequency spectrum of air shower radio pulses, *Nature* 225 (1970) 253.
- [102] P. R. Barker, W. E. Hazen, A. Z. Hendel, Radio pulses from air showers at Mt. Chacaltaya, *Canadian Journal of Physics* 46 (1968) 243.
- [103] H. R. Allan, *Progress in Elementary Particle and Cosmic Ray Physics* (book), North-Holland Publishing Company, Amsterdam, vol.10, p.171.
- [104] J. R. Prescott, J. H. Hough, and J.K. Pidcock, *Nature Phys. Science* 233 (1971) 109.
- [105] T. Huege, Theory and simulations of air shower radio emission, *Proceedings of the ARENA 2012 conference* (Erlangen, Germany).
- [106] M. Ludwig, and T. Huege, REAS3 : Monte Carlo simulations of radio emission from cosmic ray air showers using an "end-point" formalism, *Astropart. Physics* 34 (2011) 438-446.
- [107] V. Marin, and B. Revenu, Simulation of radio emission from cosmic ray air shower with SELFAS2, *Astropart. Physics* 35 (2012) 733-741.

- [108] T. Huege, M. Ludwig, C. W. James, Simulating radio emission from air showers with CoREAS, in Proc. ARENA 2012 workshop (Erlangen, Germany), AIP Conference Proceedings.
- [109] J. Alvarez-Muniz, W. Carvalho Jr., and E. Zas, Monte Carlo simulations of radio pulses in atmospheric showers using ZHAireS, *Astropart. Physics* 35 (2012) 325-341.
- [110] E. Zas, F. Halzen, and T. Stanev, Electromagnetic pulses from high-energy showers : Implications for neutrino detection, *Phys. Rev. D* 45 (1992) 362-376.
- [111] O. Scholten, K. Werner, and F. Rusydi, A macroscopic description of coherent geomagnetic radiation from cosmic-ray air showers, *Astropart. Physics* 29 (2008) 94-103.
- [112] K. Werner, K. D. de Vries, and O. Scholten, A realistic treatment of geomagnetic Cherenkov radiation from cosmic ray air showers, *Astropart. Physics* 37 (2012) 5-16.
- [113] T. Huege, The LOPES experiment Recent results, status and perspectives, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 662 (2012) S72 S79.
- [114] F. G. Schröder, Cosmic Ray Measurements with LOPES : Status and Recent Results, ARENA 2012 conference (Erlangen, Germany).
- [115] N. Palmieri for the LOPES collab., Investigation on the energy and mass composition of cosmic rays using LOPES radio data, IRC 2013 (Rio de Janeiro).
- [116] W. D. Apel *et al.*, LOPES-3D : An antenna array for full signal detection of air-shower radio emission, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 696 (2012) 100-109.
- [117] C. Rivière, Des signaux radio aux rayons cosmiques, thèse soutenue le 17 décembre 2009, Université Joseph Fourier.
- [118] R. Fender *et al.*, The LOFAR Transients Key Project, proc. of VI Microquasar Workshop : Microquasars and Beyond, 18-22 September 2006, Como (Italy).
- [119] A. R. Taylor, The Square Kilometre Array, *Proceedings IAU Symposium No. 291* (2012).
- [120] P. Lautridou and the CODALEMA collab., Some possible interpretations from data of the CODALEMA experiment, ARENA 2012 conference (Erlangen, Germany).
- [121] D. Torres Machado, Radio détection des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie : mise en œuvre et analyse des données d'un réseau de stations autonomes, thèse soutenue le 31 octobre 2013, Université de Nantes.
- [122] V. Marin for the CODALEMA collab., Charge excess signature in the CODALEMA data. Interpretation with SELFAS2, ICRC 2011 (Beijing).
- [123] Frank G. Schröder for the Pierre Auger Collab., Radio detection of air showers with the Auger Engineering Radio Array, ICRC 2013 (Rio de Janeiro).
- [124] The Pierre Auger collab., Probing the radio emission from cosmic-ray-induced air showers by polarization measurements, *Phys. Rev. D* 89 (2014) 052002.
- [125] B. Revenu, Overview of MHz air shower radio experiments and results, ARENA 2012 conference (Erlangen, Germany).
- [126] T. Huege for the Pierre Auger Collab., Probing the radio emission from cosmic-ray-induced air showers by polarization measurements, ICRC 2013 (Rio de Janeiro).
- [127] P. W. Gorham *et al.*, Observations of microwave continuum emission from air shower plasmas, *Physical Review D* 78 (2008) 032007.
- [128] M. Monasor for the MAYBE collab., The Microwave Air Yield Beam Experiment (MAYBE) : measurement of GHz radiation for Ultra-High Energy Cosmic Rays detection, ICRC 2011 (Beijing).

- [129] C. Williams for the MAYBE collab., First results from the microwave air yield beam experiment (MAYBE) : Measurement of GHz radiation for ultra-high energy cosmic ray detection, EPJ Web of Conferences 53 (2013) 08008.
- [130] M. Bohacova for the AMY collab., AMY (Air Microwave Yield) Laboratory Measurement of the GHz Emission from Air Showers, ICRC 2013 (Rio de Janeiro).
- [131] P. Facal San Luis, Detection of cosmic rays using microwave radiation at the Pierre Auger Observatory, ARENA 2012 conference (Erlangen, Germany).
- [132] J. Alvarez-Muniz *et al.*, The MIDAS telescope for microwave detection of ultra-high energy cosmic rays, Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. 719 (2013) 70-80.
- [133] J. Alvarez-Muniz *et al.*, Search for microwave emission from ultrahigh energy cosmic rays, Physical Review D 86 (2012) 051104.
- [134] R. Smida *et al.*, First results of the CROME experiment, ICRC 2011 (Beijing).
- [135] R. Smida *et al.*, Observation of Polarised Microwave Emission from Cosmic Ray Air Showers, ICRC 2011 (Beijing).
- [136] M. Blanco, Antoine Letessier-Selvon and Ioana C. Maris, The impact of removing one low gain channel of the surface detector, Private communication.
- [137] G. Cormier, UE GELE5222 Chapitre 8 : Paramètres d'antenne, Université de Moncton (2012).
- [138] C. A. Balanis, Antenne theory, analysis and design, Third Edition, A John Wiley & sons inc. publication (2005).
- [139] http://www.ansys.com/fr_fr/Produits/Flagship+Technology/ANSYS+HFSS
- [140] J. Chauvin, communication privée.
- [141] <http://www.eznec.com>
- [142] <http://www.qsl.net/4nec2/>
- [143] Union Internationale des Télécommunications, RECOMMANDATION UIT-R P.372-7, Bruit radioélectrique.
- [144] K. Louedec, Private communication.
- [145] Agilent technologies, Noise figure measurement accuracy, the Y-factor method, Application Note 57-2.
- [146] R. Engel, M. Riegel, R. Smida, F. Werner, Noise temperature measurement of C band receivers used in the CROME, EASIER and MIDAS experiments, Private communication.
- [147] Agilent, Spectrum and Signal Analyzer Measurements and Noise, Application Note.
- [148] R. Gaior, EASIER : Extensive Air Shower Identification using Electron Radiometer, thèse soutenue le 24 septembre 2013, Université Pierre et Marie Curie.
- [149] Institut de mécanique céleste et de calcul des éphémérides.
<http://www.imcce.fr/fr/ephemerides/phenomenes/rts/rts.php>
- [150] D. Lebrun, communication privée.
- [151] Groupe EASIER, communication privée.
- [152] The offline software framework of the Pierre Auger Observatory : NIMA 580 (2007) 1485-1496.
- [153] <http://root.cern.ch>
- [154] EASIER group, Electromagnetic compatibility of the EASIER MHz antennas and the Auger surface detectors, Private communication.

- [155] The Pierre Auger collab., Description of atmospheric conditions at the Pierre Auger Observatory using the Global Data Assimilation System (GDAS), *Astroparticle Physics* 35 (2012) 591-607.
- [156] P. Lipari, Concepts of “age” and “universality” in cosmic ray showers, *Physical Review D* 79 (2009) 063001.
- [157] J. Linsley, GIL : a formula for EAS longitudinal profiles, ICRC 2001, 502.
- [158] O. Catalano *et al.*, The longitudinal EAS profile at $E > 10^{19}$ eV : a comparison between gil analytical formula and the predictions of detailed Monte Carlo simulations, ICRC 2001, 498.
- [159] C. Song, A measurement of the average longitudinal development profile of cosmic ray air showers between 10^{17} and 10^{18} eV, *Astroparticle Physics* 22 (2004) 151-158.
- [160] J. Nishimura, K. Kamata, *Progr. Theor. Phys.* 6 (1958) 93.
- [161] K. Greisen, Cosmic-ray showers, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 10 (1960) 63.
- [162] F. Nerling, J. Blumer, R. Engel, M. Risse, Universality of electron distributions in high-energy air showers, Description of Cherenkov light production, *Astropart. Phys.* 24 (2006) 421.
- [163] A. M. Hillas, Angular and energy distributions of charged particles in electron-photon cascades in air, *J. Phys. G : Nucl. Phys.* 8 (1982) 1461.
- [164] J. M. Rüeger, *Refractive Index Formulae for Radio Waves*, 2002.
- [165] U.S. Standard Atmosphere, 1976, U.S. Government Printing Office, Washington, D.C.
- [166] J. W. Elbert, T. Stanev, S. Torii, *Proc. 18th Int. Cos. Ray Conf., Bangalore (India)*, 6 (1983) 227.
- [167] C. Yamabe, S. J. Buckman, A. V. Phelps, Measurement of free-free emission from low-energy-electron collisions with Ar, *Physical Review A* 27 (1983) 3.
- [168] C. Simon *et al.*, Comprehensive calculation of the energy per ion pair or W values for five major planetary upper atmospheres, *Annales Geophysicae* 29 (2011) 187-195, .
- [169] J. Weiss, W. Bernstein, Energy required to produce one ion pair for several gases, *Physical Review* 98 (1955) 1828-1831.
- [170] Average Energy Required to Produce an Ion Pair, ICRU Report 31 (1993).
- [171] C. B. Opal, W. K. Peterson, E. C. Beaty, Measurements of Secondary-Electron Spectra Produced by Electron Impact Ionization of a Number of Simple Gases, *J. Chem. Phys.* 55 (1971) 4100.
- [172] CRC Handbook of Chemistry and Physics.
- [173] Y. Itikawa, Cross sections for electron collisions with nitrogen molecules, *J. Phys. Chem. Ref. Data* 35 (2006) 31-53.
- [174] Y. Itikawa, Cross sections for electron collisions with oxygen molecules, *J. Phys. Chem. Ref. Data* 38 (2009) 1-20.
- [175] S. Nijdam, G. Wormeester, E. M. van Veldhuizen, U. Ebert, Probing background ionization : positive streamers with varying pulse repetition rate and with a radioactive admixture, *J. Phys. D : Appl. Phys.* 44 (2011) 455201.

Résumé

Les connaissances sur les rayons cosmiques d'ultra haute énergie ($E > 10^{18}$ eV) ont progressé durant la dernière décennie, en particulier grâce aux résultats remarquables de l'Observatoire Pierre Auger. La question de la composition du flux de rayons cosmiques à ces énergies reste cependant ouverte. Le projet EASIER (Extensive Air Shower Identification using Electron Radiometer) de détection radio des gerbes atmosphériques recherche de nouvelles observables liées à la nature du rayonnement cosmique primaire, complémentaires de celles déjà mise en œuvre à l'Observatoire Pierre Auger. Ce dispositif est constitué d'un réseau d'antennes radio fonctionnant aux fréquences MHz et GHz et installées en mode esclave sur une soixantaine de détecteurs de particules du réseau de surface de l'Observatoire. Après étude de la réponse des détecteurs et analyse des données, les caractéristiques des signaux détectés aux fréquences MHz se sont révélées compatibles avec une origine géomagnétique de l'émission radio des gerbes. Aux fréquences GHz, seuls quelques signaux ont été détectés en coïncidence avec des gerbes atmosphériques. Un programme de simulation a été réalisé dans le but d'identifier l'origine de cette émission micro-ondes. Il inclut le développement de la gerbe dans l'atmosphère et différents mécanismes d'émission aux fréquences GHz : l'effet Cerenkov et le bremsstrahlung moléculaire. La propagation du rayonnement dans l'atmosphère et la réponse de l'antenne réceptrice sont également simulés, ce qui permet une comparaison directe des signaux détectés avec les signaux attendus.

Abstract

The understanding on the ultra high energy cosmic rays ($E > 10^{18}$ eV) issue has been improved over the last decade, especially through the noteworthy results of the Pierre Auger Observatory. The composition of cosmic rays at those energies is still an open matter. The EASIER project (Extensive Air Shower Identification using Electron Radiometer) on radio detection of extensive air showers is looking for new observables related to the nature of primary cosmic rays, complementary to those already implemented at the Pierre Auger Observatory. This prototype consists of an array of MHz and GHz antennas, set up on a slave mode on about sixty tanks of the surface detector of the Observatory. Further to a study of the antenna response and a data analysis, the features of the detected signals at MHz frequencies have turned out to be compatible with a geomagnetic origin of the shower radio emission. At GHz frequencies, only a few signals have been detected in coincidence with extensive air showers. A simulation program has been created, aiming to identify the origin of this microwave emission. It includes the air shower development in the atmosphere and different emission mechanisms at GHz frequencies : the Cerenkov radiation and the molecular bremsstrahlung. The radiation propagation through the atmosphere and the receiving antenna response are simulated as well, allowing to directly compare the detected signals to the predicted ones.