



**HAL**  
open science

# Développement et analyse des données d'une expérience de radiodétection des rayons cosmiques d'ultra haute énergie

Arnaud Bellétoile

► **To cite this version:**

Arnaud Bellétoile. Développement et analyse des données d'une expérience de radiodétection des rayons cosmiques d'ultra haute énergie. Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]. Université de Nantes, 2007. Français. NNT : . tel-00202782v1

**HAL Id: tel-00202782**

**<https://theses.hal.science/tel-00202782v1>**

Submitted on 8 Jan 2008 (v1), last revised 5 Jan 2009 (v2)

**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.

UNIVERSITÉ DE NANTES  
FACULTÉ DES SCIENCES ET TECHNIQUES

ÉCOLE DOCTORALE  
SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE L'INFORMATION ET DES MATÉRIAUX

Année : 2007

N° attribué par la bibliothèque

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

# Développement et analyse des données d'une expérience de radiodétection des Rayons Cosmiques d'Ultra Haute Énergie.

THÈSE DE DOCTORAT  
Discipline : Physique Nucléaire  
Spécialité : Astroparticules

*Présentée et soutenue publiquement par*

**Arnaud BELLÉTOILE**

*Le 25 Octobre 2007, devant le jury ci-dessous*

*Président* M. Stavros Katsanevas, *Professeur de L'université de Paris VII*  
*Rapporteurs* Mme Tiina Suomijarvi, *Professeur de l'Université de Paris XI*  
M Alain Lecacheux, *Directeur de recherche CNRS*  
*Examineurs* M Joël Chauvin, *Directeur de recherche CNRS*  
M. Richard Dallier, *Maître assistant Ecole des Mines de Nantes*  
M. Stavros Katsanevas, *Professeur de L'université de Paris VII*  
M. Pascal Lautridou, *Directeur de recherche CNRS*

*Directeur de thèse :* M. Pascal LAUTRIDOU  
*Co-encadrant :* M. Richard DALLIER

N° ED



# Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier *Pascal Lautridou*, mon directeur de thèse, et *Richard Dallier*, mon encadrant, pour m'avoir accepté comme stagiaire tout d'abord, puis comme doctorant par la suite. Je dois beaucoup à leur accompagnement, à leur suivi et à leurs conseils tout au long de ces années. Je les remercie pour m'avoir offert l'opportunité de travailler sur ce concept novateur de détection des rayons cosmiques par traitement impulsif du champ électrique dans le domaine radio. Je retire une grande fierté d'avoir pu participer à l'expérience CODALEMA depuis ses premiers pas et jusqu'aux derniers succès. Je remercie encore *Richard Dallier* pour son soutien, même dans les moments les plus délicats, débordant souvent du cadre professionnel, pour sa disponibilité permanente et son amitié qui m'est très chère.

Je remercie *Jacques Martino*, le directeur de Subatech, pour m'avoir permis de réaliser ma thèse de doctorat au sein du laboratoire qu'il dirige ainsi que pour son accueil et ses encouragements.

Je remercie *Tiina Suomijarvi*, *Joël Chauvin*, *Stavros Katsanevas* et *Alain Lecacheux* pour avoir accepté d'être membres de mon jury de thèse, et tout particulièrement *Tiina Suomijarvi* et *Alain Lecacheux* en leur qualité de rapporteurs.

Je remercie les membres du groupe astroparticules. Ceux qui étaient déjà là à mon arrivée et qui m'ont accueilli de la meilleure manière, *Didier Charrier*, *Thierry Gousset* qui m'a beaucoup aidé en faisant preuve à chaque fois d'une grande pédagogie. *Ferid Haddad* et *Olivier Ravel* que je remercie pour leur accueil, leur aide et leur sympathie. Puis ceux qui sont arrivés par la suite, *Jacob Lamblin*, tout d'abord, que je remercie vivement pour son aide très importante en termes de qualité et de quantité et pour sa sympathie. *Benoit Revenu* que je remercie pour son aide qui m'a été précieuse pendant une partie délicate de mon travail. Je remercie aussi *Daniel Ardouin* pour ces nombreux conseils éclairés, *Lilian Martin* dont les compétences et la proximité du bureau m'a souvent conduit à lui soumettre mes questions auxquelles il ne manquait pas d'apporter des réponses. Enfin, *Stéphane Acounis* que je remercie pour son aide précieuse et l'efficacité dont il a fait preuve, particulièrement sur le terrain, dans la Pampa Argentine.

Je remercie d'une manière générale l'ensemble du personnel de Subatech, je pense notamment à *Arnaud Guertin*, *Christelle Roy*, *Vincent Métivier*, *Eric Morteau*, *Noël Servagent*, *Muriel Fallot*, *Dominique Thers*, *Jean-Pierre Cussonneau* pour leur accueil et leur aide.

Je remercie aussi les personnes d'autres laboratoires, qui m'ont aidé, en particulier dans le cadre de l'expérience test RAuger. Je pense au groupe du LPSC, *Joël Chauvin, Dy-Holm Koang* et *Didier Lebrun* qui m'ont beaucoup apporté dans la réalisation de ce projet et qui m'accueillent au sein de leur groupe aujourd'hui. Je remercie le groupe de l'APC, *Laurent Guglielmi, Yann Desplanches, Bernard Courty* et *Stéphane Colonges* qui ont accueilli favorablement le concept de notre expérience et qui ont apporté à chaque fois des solutions aux nombreux problèmes que je leur ai soumis aussi bien au cours de mes visites à l'APC que sur le terrain, dans la Pampa.

Je remercie les thésards de Subatech, *Thomas, Guénolé, Vincent, Olivier, Jérôme, Cyril, Yoro, Ahmed, Sébastien, Mickaël, Sarah, Nicolas, Sandra*, bz pour les bons moments passés ensemble, les pauses, les soirées. Je remercie aussi tous les amis de Nantes, *Greg, Ainhoa, Kosov, Maud, Sam*, ceux d'Avranches, *Rocco, Stan, François, Thomas, Manon, Choby, Aurélie, Pierrick, Xavier, Helen, Zubi, Bénédicte, Vincent, Sophie*, ceux de Brest, *Sylvain, Jérôme, Gwenaël, Stéphane, Fred* dont l'amitié m'est importante.

Enfin, je tiens à remercier les personnes qui me sont chères, mes parents *Marie-France* et *Michel Bellétoile*, mon frère *Sébastien Bellétoile* et sa grande famille, *Flora, Lili-Rose, Jasmin* et le ou la prochaine arrivante pour leur soutien inconditionnel. Enfin, je remercie *Nadège* parce qu'elle est avec moi au quotidien et que sans elle tout ceci perdrait son sens.

# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>8</b>
<b>2</b>	<b>La problématique des rayons cosmiques</b>	<b>12</b>
2.1	Le spectre des cosmiques . . . . .	12
2.1.1	Les basses énergies . . . . .	12
2.1.2	Les énergies intermédiaires . . . . .	12
2.1.3	Le genou . . . . .	14
2.1.4	La cheville . . . . .	14
2.1.5	Une limite supérieure du spectre des cosmiques . . . . .	15
2.1.6	Le statut actuel . . . . .	20
2.2	Les grandes gerbes atmosphériques . . . . .	21
2.2.1	Les propriétés et le développement . . . . .	22
2.2.2	Le Modèle de Heitler . . . . .	23
2.2.3	Le réseau de surface . . . . .	24
2.2.4	La fluorescence . . . . .	26
2.3	Les enjeux de la détection radio . . . . .	28
<b>3</b>	<b>Le champ électrique associé aux gerbes</b>	<b>29</b>
3.1	Les résultats jusqu'aux années 70 . . . . .	29
3.1.1	L'effet Askaryan . . . . .	29
3.1.2	L'effet du champ géomagnétique . . . . .	31
3.1.3	Les résultats expérimentaux . . . . .	32
3.2	Les nouvelles interprétations . . . . .	35
3.2.1	L'approche analytique . . . . .	35
3.2.2	L'approche microscopique et l'émission géosynchrotron . . . . .	40
3.2.3	L'approche macroscopique . . . . .	41
3.3	La définition d'un démonstrateur . . . . .	44
3.3.1	Le domaine d'énergie pour l'observation . . . . .	44
3.3.2	La taille du réseau et le maillage . . . . .	44
3.3.3	L'antenne . . . . .	45
3.3.4	La qualité radio fréquence du site . . . . .	46
3.3.5	La stratégie de détection . . . . .	47

<b>4</b>	<b>L'expérience CODALEMA à Nançay : la détection</b>	<b>48</b>
4.1	L'instrument CODALEMA . . . . .	48
4.1.1	Rappel sur les grandeurs spectrales . . . . .	49
4.1.2	La qualité du ciel sur le site de Nançay . . . . .	50
4.1.3	Le radio-détecteur . . . . .	52
4.1.4	Le système de déclenchement . . . . .	60
4.1.5	Le système d'acquisition . . . . .	62
4.2	La mise en évidence d'un signal radio transitoire . . . . .	62
4.2.1	Le filtrage numérique . . . . .	62
4.2.2	L'étiquetage des transitoires . . . . .	64
4.2.3	Les coïncidences de transitoires entre les antennes . . . . .	65
4.2.4	La reconstruction de la direction d'arrivée du front d'onde . . . . .	70
<b>5</b>	<b>L'expérience CODALEMA à Nançay : les premiers résultats</b>	<b>74</b>
5.1	Les performances de l'instrument . . . . .	74
5.1.1	L'étalonnage en champ électrique des antennes . . . . .	74
5.1.2	L'estimation de la résolution angulaire . . . . .	81
5.2	L'étiquetage radio des gerbes . . . . .	87
5.2.1	La coïncidence temporelle et angulaire . . . . .	87
5.2.2	L'estimation du seuil en énergie de détection radio . . . . .	92
5.2.3	L'acceptance angulaire de la radio . . . . .	92
5.3	La topologie du champ électrique . . . . .	95
5.3.1	L'empreinte radio des évènements gerbes . . . . .	95
5.3.2	Le profil du champ électrique . . . . .	95
5.3.3	La détermination du coeur de gerbe . . . . .	100
5.3.4	L'étude des paramètres $d_0$ et $E_0$ . . . . .	100
<b>6</b>	<b>Radio@AUGER</b>	<b>105</b>
6.1	Les motivations . . . . .	105
6.2	Les spécifications pour l'expérience test . . . . .	106
6.2.1	L'Observatoire Pierre Auger Sud . . . . .	106
6.2.2	Le site d'implantation et le maillage du réseau d'antennes . . . . .	108
6.2.3	Le choix de déclenchement des antennes . . . . .	109
6.3	Le dispositif expérimental RAuger . . . . .	114
6.3.1	L'antenne . . . . .	114
6.3.2	La numérisation des signaux . . . . .	114
6.3.3	La carte trigger . . . . .	115
6.3.4	L'informatique embarquée . . . . .	118
6.3.5	Le PC central et la transmission des données . . . . .	122
6.3.6	Le système d'alimentation . . . . .	124
6.3.7	La station élémentaire assemblée . . . . .	125
6.4	La mise en fonctionnement de l'expérience . . . . .	126
6.4.1	Le spectre radio sur le site . . . . .	126
6.4.2	Le déploiement sur site des détecteurs . . . . .	128
6.4.3	Les problèmes rencontrés . . . . .	130

<i>TABLE DES MATIÈRES</i>	7
6.4.4 Les premiers résultats . . . . .	135
<b>7 Conclusion</b>	<b>138</b>
<b>A Les antennes</b>	<b>141</b>
A.1 Généralités sur les antennes . . . . .	141
A.2 Les antennes log-périodique du Réseau Décamétrique . . . . .	143
A.3 Le dipôle court actif . . . . .	147
<b>B Publications</b>	<b>153</b>



# Chapitre 1

## Introduction

La technique de radio-détection des grandes gerbes cosmiques atmosphériques a été explorée dans les années 1965-1970 [1] mais a été abandonnée rapidement au cours de la décennie suivante en raison de difficultés techniques. Ce signal radio-électrique, qui se trouve essentiellement dans le domaine des longueurs d'onde décamétriques (1-100 MHz), tire son origine de dissymétries dans les distributions de charges des particules secondaires créées dans la gerbe. Du point de vue de la physique du phénomène, l'atout de cette émission réside dans le fait que sa puissance est liée au nombre total de charges produites dans la gerbe, c'est à dire à l'énergie du primaire.

Deux aspects nouveaux ont justifié la renaissance de cette idée de détection :

- le fait que la mesure de signaux radioélectriques transitoires soit un challenge bien plus accessible qu'il y a 40 ans.
- le fait qu'un intérêt pour cette méthode soit clairement identifié à la convergence des efforts techniques et scientifiques de deux communautés : en Astroparticules et en Radioastronomie.

En 2001, un groupe d'expérimentateurs de SUBATECH a proposé d'investiguer à nouveau cette méthode de détection. Leur approche novatrice repose sur l'analyse impulsionnelle (formes d'ondes en fonction du temps) et non fréquentielle (intégré sur le temps) des signaux radio. Ce protocole expérimental, totalement différent de celui suivi à l'époque, a été mis en oeuvre dans l'expérience qui est présentée dans ce travail. Les premiers résultats décrits dans ce mémoire indiquent que cette méthode de détection pourrait ouvrir une alternative nouvelle et complémentaire pour la prochaine génération d'expériences en Astroparticules.

Contrairement aux techniques conventionnelles de mesure des distributions des particules secondaires au sol ou de fluorescence, l'avantage de la radio-détection réside à la fois dans le fait qu'il n'est plus indispensable que la gerbe «tombe» directement sur le détecteur au sol et dans le fait que les ondes radio se propagent loin de leur source d'émission avec une atténuation nettement plus faible que dans le visible. Le capteur devient sensible à un large volume de l'atmosphère (quelques dizaines de km<sup>3</sup>) et la détection de gerbes horizontales devient possible (par exemple celles induites par des gerbes rasantes de neutrinos). De plus, comme chaque signal d'antenne est le reflet complet du développement longitudinal de la gerbe, les fluctuations de ces signaux ne dépendent plus du détecteur mais seulement des fluctuations inhérentes au développement de la gerbe (altitude de la première interaction,

fluctuation du nombre de secondaires). Une grande efficacité de détection est aussi attendue parce que chaque capteur possède un cycle utile de détection voisin de 100%. En outre, dans ce domaine de longueur d'onde, les antennes sont des capteurs simples et robustes donc extrêmement fiables (le réseau décamétrique de Nançay actuel a été construit il y a plus de 30 ans [2]). Enfin, compte tenu du faible taux de transitoires dans le ciel, chaque antenne pourrait être utilisée en détecteur autonome, simplifiant fondamentalement la complexité et le coût d'un tel dispositif.

L'idée de départ a donc été de construire un petit réseau d'une surface inférieure à  $1 \text{ km}^2$ , équipé de quelques dizaines d'antennes, et qui permettrait de démontrer sans trop de conditions restrictives que cette méthode nouvelle pourrait fournir une contribution intéressante en performances (cycle utile de détection, énergie, direction et nature de ces corpuscules) et en coût, complémentaire aux dispositifs existant actuellement (par exemple l'Observatoire Pierre Auger [3] :  $3000 \text{ km}^2$ , 1600 détecteurs).

Comme nous le montrerons dans ce travail, cette expérience de test baptisée CODALEMA (COsmic Detection Array with Logarithmic Electro Magnetic Antenna), implantée sur le site de l'Observatoire radio-astronomique de Nançay, a défriché la faisabilité et la pertinence de ce concept. Ses données permettent déjà d'accéder à la direction d'arrivée de la gerbe, pour la première fois au profil transversal de champ électrique dans la gerbe en fonction de la distance au coeur, avec un seuil bas de détection en énergie ( $6 \times 10^{16} \text{ eV}$ ). L'estimation de l'énergie donnée par la radio, comparée avec celle donnée par les détecteurs de particules, est en cours et fera l'objet d'un autre travail. Deux conséquences inattendues sont aussi apparues lors des campagnes d'observations avec le détecteur CODALEMA, qui laissent entrevoir des possibilités de prospections nouvelles en astronomie et en géophysique de l'atmosphère. Ces deux volets ne seront pas couverts par ce travail mais méritent certainement d'être cités. Concernant la radioastronomie, à l'échelle des temps courts ( $\mu\text{s}$ ), le "ciel impulsionnel" a jusqu'à présent été ignoré par les hypothèses de stationnarité utilisées en radio astronomie classique. La présence dans les données acquises avec le RDN de signaux impulsionnels ayant pour origine des émetteurs radio non thermiques, faisant appel à des processus d'émissions cohérents (Soleil, Jupiter, galactique), n'est pas à exclure. De tels phénomènes viennent d'ailleurs d'être détectés (à plus haute fréquence) dans l'émission de quelques pulsars [4], en utilisant ponctuellement au grand télescope d'Arecibo (Porto Rico) une technique de détection extrêmement similaire à celle que nous avons développée. La technique développée pour CODALEMA pourrait donc être aussi adaptée à ces observations et serait d'autant plus intéressante qu'elle n'a pas été appréhendée par les futurs projets de radiotélescopes géants (LOFAR :  $10^5 \text{ km}^2$ ,  $10^4$  antennes, SKA en 2020). De même, certains signaux que nous avons mesurés semblent trouver leur origine dans différents effets atmosphériques très rapides non identifiés (hors éclairs d'orage). Du point de vue géophysique, les orages en vue directe aussi bien que les orages sous l'horizon sont couramment détectés sous forme de très nombreuses impulsions électromagnétiques individuelles dans le domaine de la centaine de ms. Par contre, les impulsions extrêmement rapides que nous avons observées pourraient correspondre à des phénomènes électriques en très haute atmosphère (sprite, elf, blue jet,  $\gamma$  ray atmosphériques terrestres). Suivant certains modèles, ces signaux pourraient résulter d'un couplage entre le rayonnement cosmique, l'ionosphère et l'atmosphère, amplifié

lors des orages atmosphériques [5]. Les mesures systématiques de notre système de détection permettraient d'ouvrir un nouveau champ d'investigation en géophysique de l'atmosphère où la connaissance des phénomènes transitoires est encore très parcellaire.

Bien sûr, les objectifs ambitieux du programme expérimental CODALEMA ont nécessité d'initier une collaboration la plus large possible afin de développer cette méthodologie qui est entièrement nouvelle. Les tests expérimentaux, débuté en 2002, puis renforcés par l'obtention d'un financement ANR en 2005, reposent sur une collaboration multipartite entre 2 instituts du CNRS, l'IN2P3 et l'INSU, et regroupent 7 laboratoires français : Observatoire de Paris-Meudon & Station de Nançay, LAL Orsay, LPSC Grenoble, LAOB Besançon, LPCE Orléans, ESEO Angers et SUBATECH Nantes qui assure la coordination du projet. Chaque participant y apporte un savoir-faire complémentaire à la pointe des techniques actuelles. Ce mémoire présente les résultats de ma contribution à ce travail.

Le premier chapitre rappelle la problématique globale des rayons cosmiques au sein de laquelle se développe l'expérience CODALEMA. Les différents domaines d'énergie sont passés en revue, des plus basses énergies jusqu'aux énergies extrêmes. L'accent est porté sur les résultats obtenus ces dernières années et les questions encore en suspens dans le domaine des ultra hautes énergies où la détection radio des gerbes semble pertinente. Les méthodes de détection existantes dans ce domaine sont rappelées.

Le second chapitre est dédié au champ électrique émis par une grande gerbe atmosphérique. Un bref récapitulatif des résultats théoriques et expérimentaux obtenus dans les années 1960 à 1970 est présenté. Nous décrivons, ensuite, les approches empruntées ces dernières années par les théoriciens. Enfin, nous en déduisons alors les caractéristiques que devrait avoir un dispositif expérimental visant à démontrer la faisabilité de cette méthode de détection.

Le troisième chapitre s'attache à la description du démonstrateur expérimental CODALEMA situé à Nançay. Nous détaillons les caractéristiques de fond radio du ciel de Nançay avant de décrire le fonctionnement global du système, la géométrie du réseau et le mode de déclenchement de l'instrument CODALEMA. Enfin, nous décrivons les procédures d'analyse développées pour traiter les données brutes pour valider la présence de front d'onde transitoire et déterminer leur direction d'arrivée.

Le quatrième chapitre présente les premiers résultats obtenus sur l'expérience CODALEMA. Nous discutons les analyses réalisées pour calibrer les antennes du réseau en champ électrique et déterminer la résolution angulaire de l'instrument. Ensuite, nous présentons la méthode d'identification du transitoire électrique associé à une gerbe atmosphérique. Le seuil en énergie de la méthode de détection est déterminé de façon statistique. Nous présentons la manière d'exploiter événement par événement le signal radio pour extraire des observables physiques de la topologie du champ électrique et pour reconstruire la position du coeur de gerbe. Un bilan préliminaire des résultats et des récents développements de l'expérience CODALEMA est finalement évoqué.

Le cinquième chapitre se concentre sur l'expérience test de la radio que nous avons déve-

loppée sur le site de l'Observatoire Pierre Auger. Nous présentons succinctement l'Observatoire Pierre Auger puis nous détaillons la stratégie suivie pour réaliser ce détecteur test qui constitue la première expérience utilisant des stations de détection autonomes. Nous détaillerons les embûches techniques et les résultats obtenus au cours de la campagne de mesure qui, pour l'heure, n'est pas encore achevée.

# Chapitre 2

## La problématique des rayons cosmiques

### 2.1 Le spectre des cosmiques

Les rayons cosmiques sont des particules chargées d'origine extra-terrestre se propageant à des vitesses relativistes jusqu'à la Terre. Ce rayonnement est essentiellement composé de protons (90%), de noyaux lourds dont l'hélium (9%) et d'environ 1 % d'électrons. Cependant, les abondances des différents éléments varient substantiellement avec le domaine d'énergie.

Le flux en énergie des cosmiques (figure 2.1) présente les différentes données expérimentales existantes. Il rend compte de la dépendance du flux de cosmique avec l'énergie de la particule sur 32 ordres de grandeur en flux et 12 en énergie et interroge déjà, par sa régularité sur de telles échelles, sur les mécanismes qui produisent ces rayons cosmiques dans l'Univers.

Ce spectre (non thermique) en loi de puissance traduit la violence des sources qui ont produit ce rayonnement. L'un des objectifs de l'étude des rayons cosmiques est d'identifier les sources susceptibles d'accélérer les particules jusqu'aux énergies que l'on observe de l'ordre du Joule ! Pour ce faire, il faut déterminer la nature de ces particules et leur énergie, estimer l'effet de la propagation de ce rayonnement depuis sa source jusqu'à nous et déterminer les mécanismes qui confèrent aux particules leur énergie. Selon les domaines d'énergie, les observables accessibles et les candidats sources diffèrent.

#### 2.1.1 Les basses énergies

Aux basses énergies ( $E_p < 1 \text{ GeV}$ ), bien que le flux soit très important, ces rayons cosmiques sont très difficilement accessibles à la mesure à proximité de la Terre car ils sont repoussés par les vents solaires. Des mesures réalisées à bord des sondes spatiales *Voyager* et *Pioneer* [7] montrent l'importance que ces rayons cosmiques de basse énergie pourraient avoir dans l'équilibre thermique du milieu interstellaire local.

#### 2.1.2 Les énergies intermédiaires

Aux énergies intermédiaires ( $1 \text{ GeV} < E_p < 10^5 \text{ GeV}$ ), le flux de particules décroît en suivant la loi de puissance  $\frac{\partial N}{\partial E} \propto E_p^{-\alpha}$  avec  $\alpha \sim 2.7$  de  $E_p \sim 1 \text{ GeV}$ , où le flux observé est  $1 \text{ m}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{GeV}^{-1}$ , jusqu'à quelques centaines de TeV. Dans ce domaine, les rayons cosmiques peuvent être observés directement avec des ballons ou des satellites présentant une

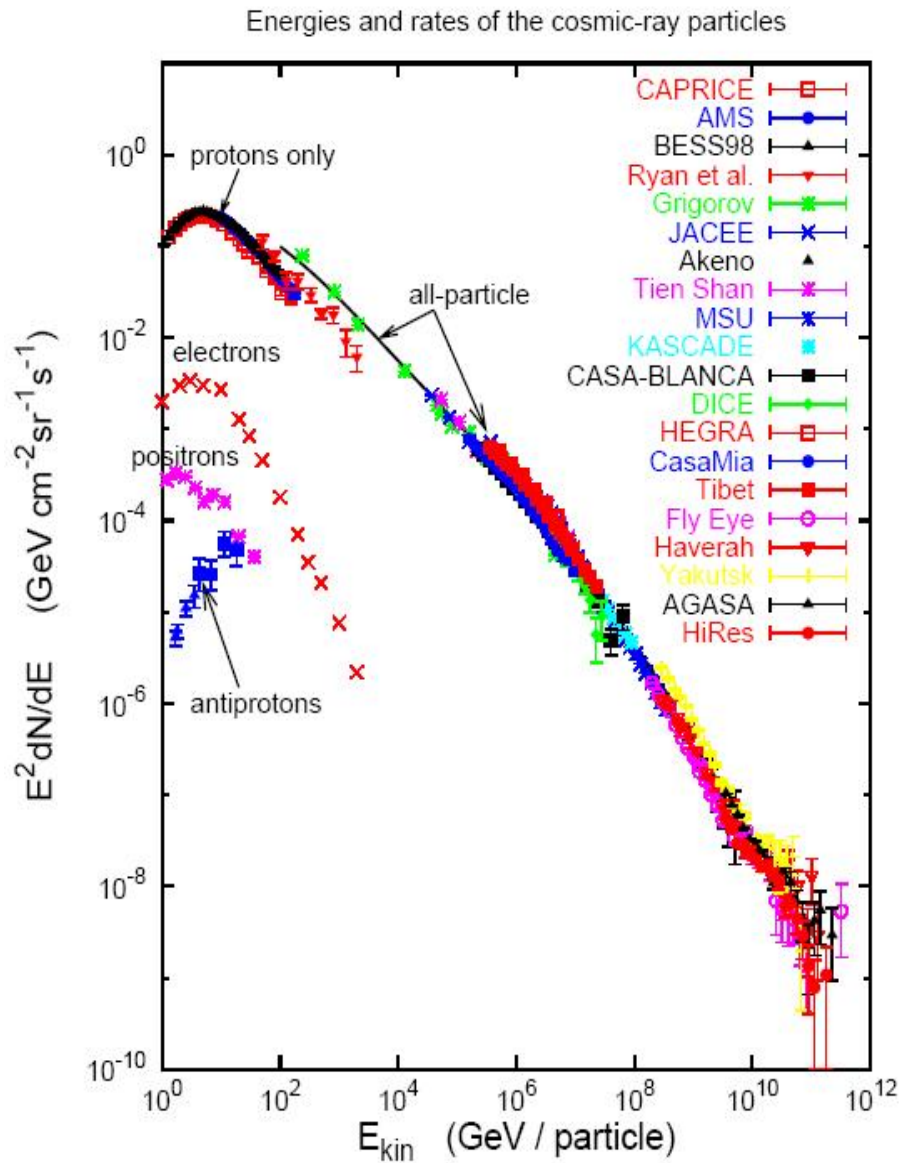


FIG. 2.1 – Le spectre des rayons cosmiques, extrait de [6], rassemble les mesures expérimentales sur le flux de cosmiques sur Terre en fonction de leur énergie.

surface effective de détection de l'ordre du  $\text{m}^2$  et qui permettent de s'affranchir du bouclier que constitue l'atmosphère. Ces observations directes permettent de réaliser des mesures sur le rayon cosmique primaire et ainsi d'accéder à la nature de la particule pour déterminer la composition du rayonnement cosmique. Leur origine est généralement attribuée à des sources galactiques. Sous l'effet du champ magnétique interstellaire qui courbe leurs trajectoires, ils sont confinés à l'intérieur de la galaxie car leur rayon de Larmor est très inférieur à celui de la galaxie et leur flux est rendu isotrope. La détermination des sources par pointage balistique est donc quasiment impossible. Les explosions de supernovae et les traces qu'elles laissent sous la forme de « SuperNovae Remnants » (SNR) sont les candidats sources privilégiés [9] pour ce domaine d'énergie. Le mode de production proposé est basé sur le mécanisme de Fermi [10], modifié dans les années 70 [11, 12] : en traversant plusieurs fois le front de l'onde de choc d'une explosion de supernova, les particules qui composent le milieu interstellaire ambiant sont accélérées par les traversées répétées du choc. L'intérêt de ce modèle tient notamment au fait qu'il permet de reproduire un spectre source qui suit une loi de puissance d'indice  $\alpha$  voisin de 2, proche de celui observé expérimentalement. On peut noter ici qu'il existe une incertitude quant à l'énergie maximale accessible par ce processus d'accélération [13].

### 2.1.3 Le genou

Le genou désigne la région où le spectre présente une brisure de pente à  $E_p \sim 3.10^{15}$  eV où l'indice passe de  $\alpha \sim 2.7$  à  $\alpha \sim 3$ . A cette énergie, le faible flux de particules interdit quasiment l'observation directe de ces rayons cosmiques car il faudrait déployer des surfaces de détection gigantesques pour parvenir à compenser le faible nombre d'évènements. On observe à l'aide de détecteurs au sol la gerbe de particules secondaires initiée dans l'atmosphère, ou gerbe atmosphérique. Cette détection indirecte rend difficile la détermination de l'énergie et de la nature de la particule primaire. D'une part, les gerbes atmosphériques sont soumises à de grandes fluctuations statistiques, notamment sur le lieu de la première interaction, et d'autre part, les calculs utilisés pour estimer la nature des particules sont basés sur le résultat de modèles validés à plus basse énergie. Les résultats obtenus sur la composition du spectre autour du genou varient fortement selon le modèle utilisé [28]. Ces études ne permettent pas encore de conclure sur la véritable nature du genou [29] qui constitue donc une zone de recherche très active avec notamment la recherche d'un second genou à  $4.10^{17}$  eV, aussi appelé le genou du Fer, où l'indice du spectre pourrait passer à  $\alpha \sim 3.3$  [30] (Cette région du spectre est notamment investiguée par l'expérience KASCADE-GRANDE [31]).

### 2.1.4 La cheville

La cheville ( $E_p \sim 3.10^{18}$  eV) marque un redressement du spectre de  $\alpha \sim 3$  à, à nouveau,  $\alpha \sim 2.7$ . Elle pourrait indiquer la transition d'une composante d'origine galactique, qui ne serait plus confinée à l'intérieur de la galaxie au-dessus de cette énergie, vers une composante d'origine extragalactique, dominée à plus basse énergie. Il est intéressant de noter qu'une interprétation plus récente [32] de la cheville est celle d'un creux dans le spectre due aux pertes d'énergie par production de paires  $e^+e^-$ , (voir figure 2.2). Dans ce cas, la transition composante galactique/extragalactique aurait, en fait, lieu à plus basse énergie, juste après le second genou [33].

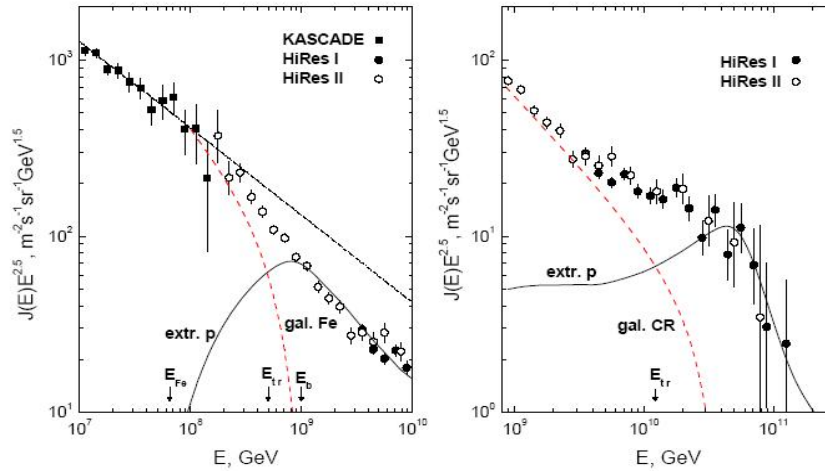


FIG. 2.2 – *Figure extraite de [33]. A gauche, la transition galactique/extragalactique ( $E_{tr}$ ) a lieu après le second genou, juste en dessous de  $1.10^{18}$  eV, avant la cheville qui marquerait alors le creux de production des paires  $e^+e^-$ . A droite, la cheville marque la transition galactique/extragalactique à  $3.10^{18}$  eV, la composante galactique domine à basse énergie. A  $E_{tr}$ , on observe la transition de la composante galactique, qui devient très faible, vers la composante extragalactique.*

### 2.1.5 Une limite supérieure du spectre des cosmiques

La coupure GZK, pour Greisen [18], Zatsepin et Kuzmin [19] (les 3 physiciens à l'origine de cette prédiction la même année 1966) traduit le fait que les photons à  $2.73$  K du fond diffus cosmologique (ou CMB pour Cosmic Microwave Background), dans lequel baigne notre Univers, possèdent une énergie suffisante dans le référentiel propre d'un proton très énergétique de  $10^{20}$  eV pour engendrer une interaction hadronique et produire des  $\pi^0$  et des  $\pi^+$  :

$$p + \gamma_{2.7} \rightarrow \Delta \rightarrow n + \pi^+ \quad (2.1)$$

$$p + \gamma_{2.7} \rightarrow \Delta \rightarrow p + \pi^0 \quad (2.2)$$

Chacune de ces interactions réduit l'énergie du cosmique d'environ 20%, et elles se produiront tant que l'énergie totale  $p - \gamma_{2.7}$  dans le centre de masse sera supérieure au seuil de production de la résonance  $\Delta$ . La conséquence de cette coupure GZK est illustrée dans la figure 2.3 qui montre que des protons très énergétiques ont une probabilité intégrée de plus en plus grande d'interaction lors de leur propagation. Ils vont progressivement perdre leur énergie pour converger vers la valeur seuil d'environ  $10^{19.4}$  eV au bout d'une centaine de Mpc. Cet effet d'interaction se traduit finalement par un effondrement du flux vers  $5.10^{19}$  eV (Fig. 2.4).

L'une des grandes controverses de la dernière décennie tient justement au fait que les 2 premières expériences s'intéressant à ce domaine d'énergie à l'époque ont fourni des résultats contradictoires sur la présence de cette coupure dans le spectre : l'expérience Japonaise AGASA [20] ne voit pas de coupure, contrairement à l'expérience américaine HiRes [21]. L'enjeu scientifique est d'autant plus important que l'existence de cette coupure pourrait



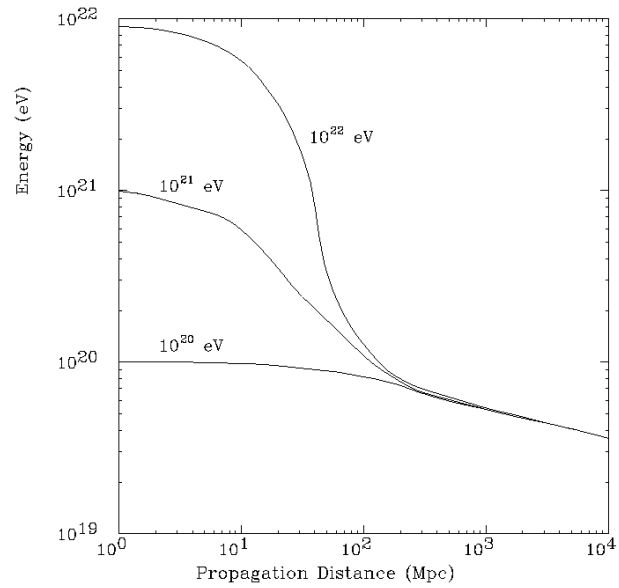


Figure 2.3: *Effet de la coupure GZK sur l'énergie d'un proton à  $10^{20}$ ,  $10^{21}$  et  $10^{22}$  eV en fonction de la distance parcourue en Mpc.*

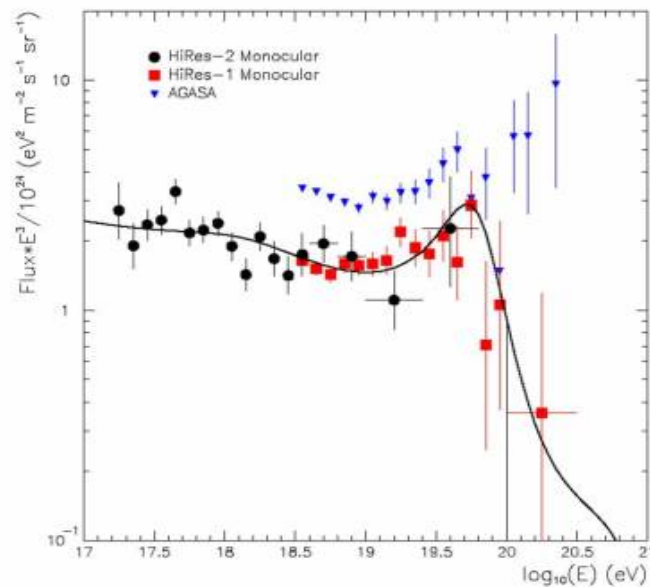


Figure 2.4: *Superposition des spectres redressés par  $E^3$  mesurés par HiRes et AGASA et de la prédiction de la coupure GZK dans le cas d'une répartition uniforme des sources. L'expérience HiRes indique la coupure GZK, alors que AGASA n'observe aucun accident remarquable sur le flux.*

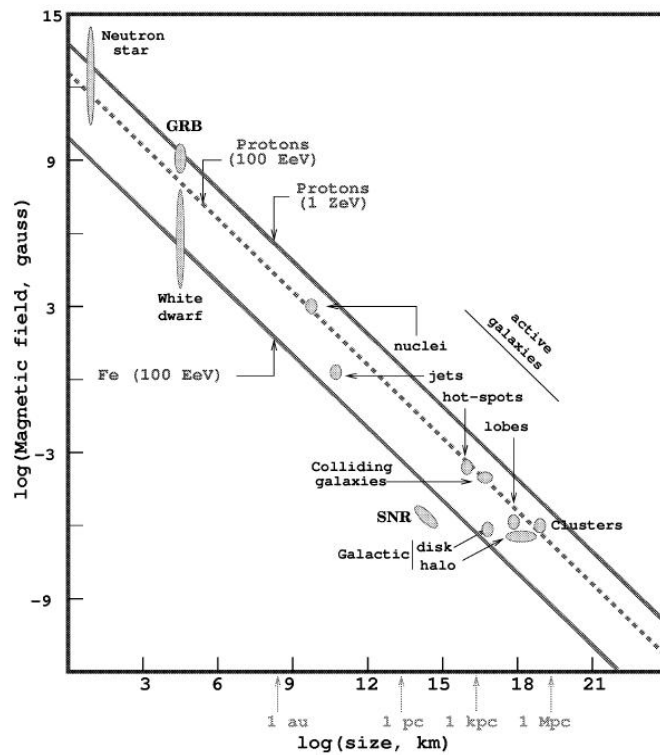


FIG. 2.5 – Le diagramme de Hillas propose les sites d'accélération potentiels de rayons cosmiques grâce à la relation qui existe entre la taille du site (en abscisse), le champ magnétique qui y règne (en ordonnée) et l'énergie maximale accessible à une particule avant de ne plus être confinée par le champ magnétique.

signifier que des sites sources d'accélération aux plus hautes énergies seraient présent dans le voisinage de notre galaxie ( $d < 100$  Mpc). A ces interrogations, le diagramme de Hillas (Fig 2.5) tente de répondre en dressant un inventaire des sources possibles à ces énergies, et propose une limite haute sur l'énergie maximale accessible pour un site d'accélération donné en fonction de sa taille et du champ magnétique basée sur le mécanisme d'accélération de Fermi [17]. Dans ce raisonnement, une particule accélérée voit son rayon de Larmor, défini par  $r_L = \frac{E}{qBc}$ , augmenter avec son énergie. Pour une valeur de  $r_L$  supérieure à  $L$ , la taille caractéristique du site d'accélération, la particule n'est plus confinée et s'échappe du site avec une énergie maximale définie par :

$$\frac{E_{max}}{10^{18} \text{ eV}} = Z \times \left( \frac{L}{1 \text{ kpc}} \right) \times \left( \frac{B}{1 \mu\text{G}} \right) \quad (2.3)$$

avec  $Z$  la charge de la particule.

Cette contrainte sur la taille des sources associée à une potentielle proximité dans le cas d'absence de coupure GZK pourrait signifier que des objets astrophysiques extrêmement massifs encore inconnus se trouvent dans le voisinage direct de notre galaxie.

Ces résultats contradictoires de la fin de années 90 ont suscité un vif intérêt de la communauté. Depuis, l'expérience HiRes a pu réduire ses barres d'erreurs sur le spectre et a récemment confirmé l'observation dans le spectre des 2 accidents marqués [42] : la cheville à  $4 \times 10^{18}$  eV et la coupure GZK à  $6 \times 10^{19}$  eV (Fig 2.6 à gauche). De plus, un détecteur géant, spécialement dédié à ce domaine des hautes énergies a été mis en place : l'Observatoire Pierre Auger [3]. Avec une surface de détection largement supérieure à celle de ses prédécesseurs, cette expérience a pu rapidement accumuler de la statistique et obtenir des résultats décisifs sur plusieurs aspects du rayonnement cosmique d'ultra haute énergie. Elle confirme, comme le montre la figure 2.6 à droite, la présence d'une coupure GZK dans le spectre à une énergie similaire à celle obtenue par l'expérience HiRes.

Par ailleurs, ce domaine des rayons cosmiques d'ultra haute énergie (RCUHE) pourrait ouvrir la porte à l'astronomie des particules chargées. En effet, si à plus basse énergie le champ magnétique interstellaire rend isotrope le flux de rayons cosmiques, lorsque les particules deviennent très énergétiques leur rayon de Larmor augmente significativement. On peut donc espérer pouvoir pointer les sources d'accélération. Une première tentative dans ce sens est illustrée par la figure 2.7 qui rassemble les résultats obtenus par l'expérience AGASA [34, 35]. D'une part, une anisotropie du flux de cosmique est observée à  $10^{18}$  eV avec un excès d'événements en direction du centre galactique et, d'autre part, au dessus de  $4.10^{19}$  eV, des regroupements d'événements apparaissent dans certaines directions du ciel. La probabilité pour que de tels regroupements soient fortuits fut estimée par les auteurs à moins de 1%. Cette significativité statistique fut pourtant rapidement remise en cause [39]. Ces regroupements d'événements ont été mis en relation avec des catalogues de candidats sources. Dans [36, 37], des corrélations sont mises en évidence avec des objets de type BL Lacertae, noyaux actifs de galaxie dont le jet est orienté en direction de la Terre. Les données de l'expérience HiRes de l'époque n'ont pas confirmé ces corrélations [38].

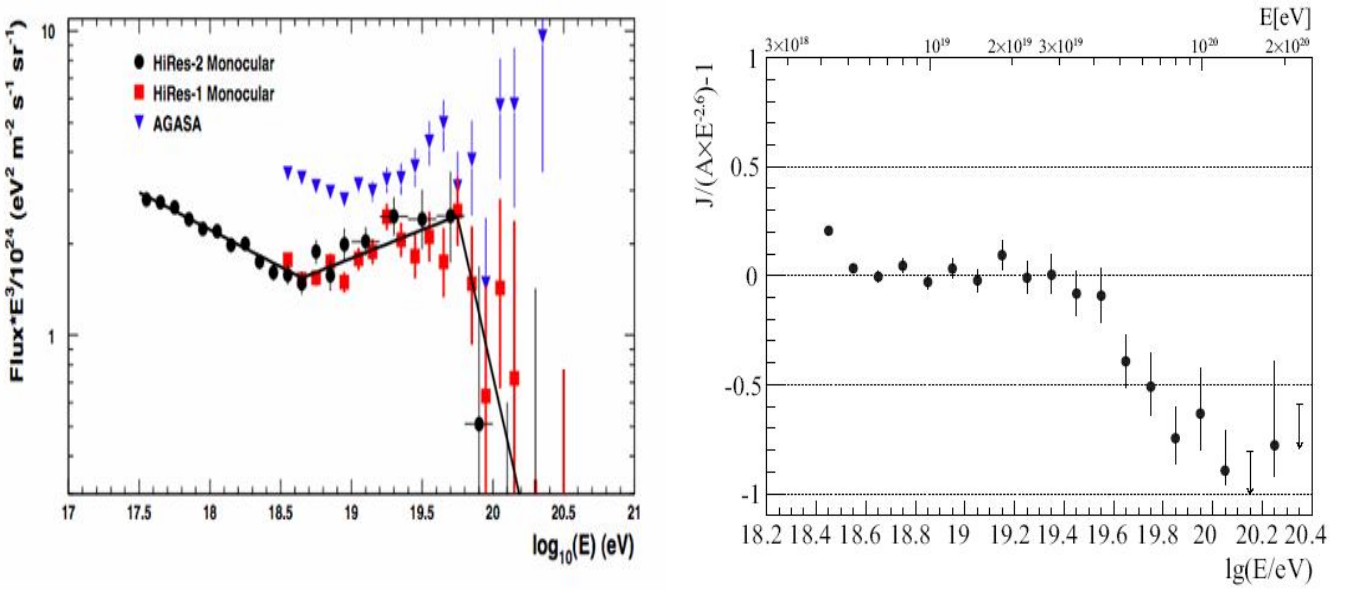


FIG. 2.6 – La situation présente : A gauche, figure extraite de [42]. L'expérience HiRes confirme l'observation d'une structure marquée par un redressement du spectre à  $4 \times 10^{18}$  eV, la cheville, et une coupure franche à  $6 \times 10^{19}$  eV engendré par les pertes de la coupure GZK, en désaccord avec les mesures de l'expérience AGASA. A droite, figure extraite de [43] montrant la différence entre le spectre redressé mesuré par le détecteur de surface de l'Observatoire Pierre Auger et un flux considéré proportionnel à  $E^{-2.6}$  en fonction de l'énergie. Une coupure marquée dans le spectre est aussi observée pour  $E \sim 6 \times 10^{19}$  eV.

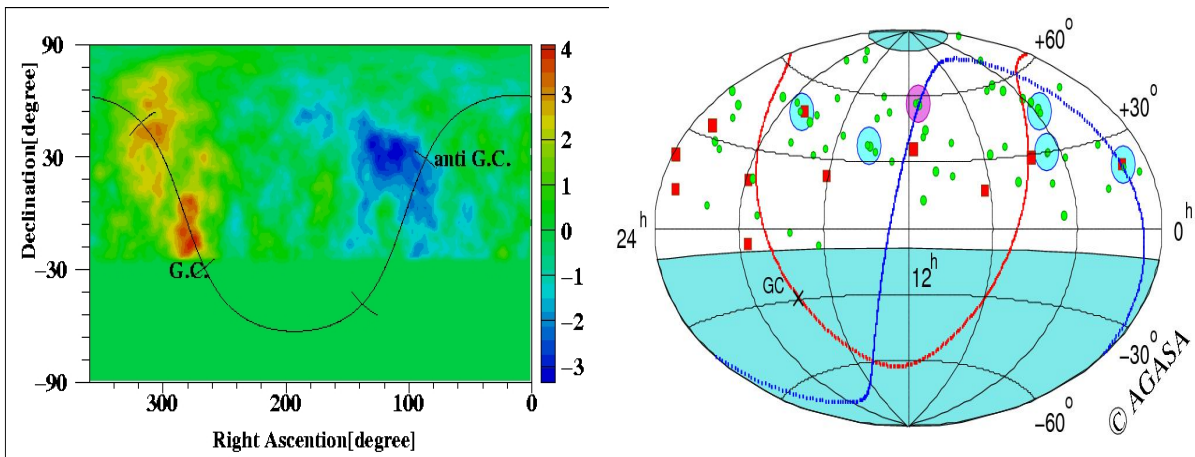


FIG. 2.7 – A gauche, figure extraite de [34] présentant l'anisotropie mesurée sur AGASA à  $10^{18}$  eV. On observe un excès significatif d'événements en direction du centre galactique et un déficit vers l'anti-centre. A droite, figure extraite de [35], la distribution des événements détectés sur AGASA au dessus de  $4.10^{19}$  eV présente des doublets et un triplet dont la probabilité d'occurrence est estimée à moins de 1%.

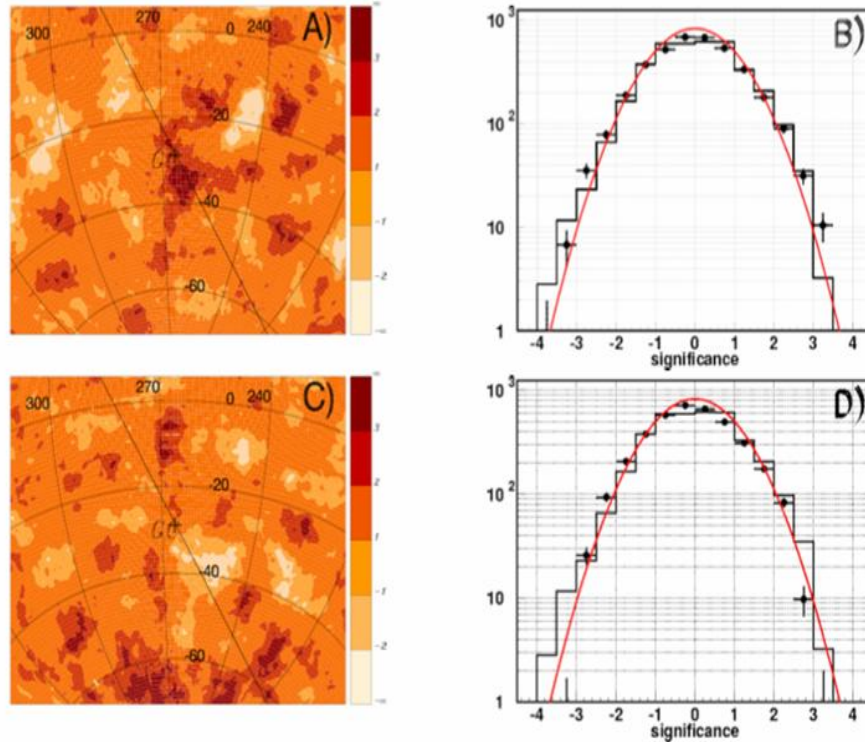


FIG. 2.8 – Figures extraites de [44]. Les figures A et C représentent la carte du ciel des surdensités d'événements dans la région du centre galactique, symbolisé par une croix située sur le plan galactique (ligne noire) pour des énergies de, respectivement,  $1 < E < 10$  EeV et  $0.1 < E < 1$  EeV. Les figures B et D sont les distributions des significativités statistiques de chaque pixel. Les points sont les données mesurées, les histogramme en ligne pleine sont le résultats de simulations Monte Carlo dans le cas d'une distribution isotrope d'événements et la ligne rouge représente la fluctuation gaussienne attendue.

### 2.1.6 Le statut actuel

Pour l'heure, l'Observatoire Pierre Auger apporte une réponse contradictoire appuyée par une statistique importante [44] concernant les anisotropies annoncées par AGASA aux environs de 1 EeV (Fig 2.7). L'expérience Pierre Auger, dont la situation géographique permet d'observer plus favorablement le centre galactique, n'a observé jusqu'à présent aucun excès dans cette direction avec, pourtant, un jeu de données nettement plus important. La carte des surdensités d'événements mesurée par cette expérience dans la région du centre galactique pour 2 populations d'énergie entre  $10^{17}$  et  $10^{19}$  eV est donnée figure 2.8 avec les distributions de leurs significativités statistiques. Celles-ci sont compatibles avec celles attendues dans le cas d'une distribution isotrope du ciel.

Les regroupements d'événements d'énergie supérieure à 40 EeV d'AGASA illustrés figure 2.7, ne sont pas non plus confirmé par l'Observatoire Pierre Auger qui ne trouve dans ses données aucun excès significatif [45, 46]. En revanche, à plus haute énergie ( $E > 50$  EeV), quelques regroupements sont observés sur des échelles angulaire plus grandes mais leur probabilité d'apparition dans le cas d'un ciel isotrope étant de 2%, la validation de ces regrou-

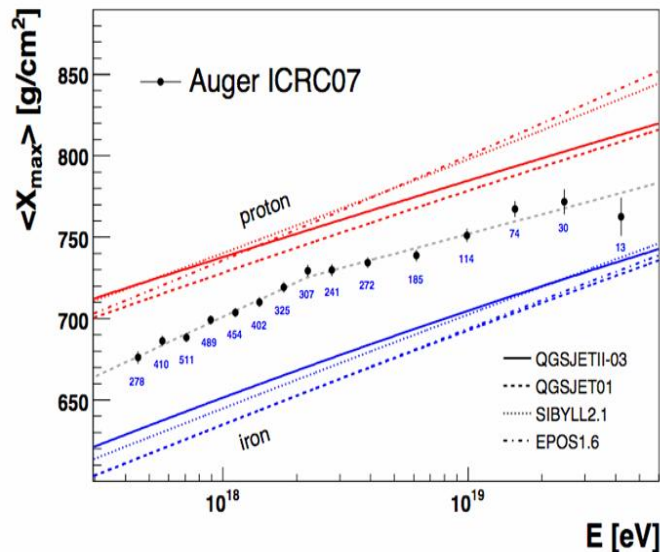


FIG. 2.9 – Figure extraite de [47] représentant le  $\langle X_{max} \rangle$  mesuré sur Auger en fonction de l'énergie comparée aux prédictions des différents modèles d'interaction hadronique. Les données sont paramétrées (tirets gris) par une expression linéaire  $\langle X_{max} \rangle = D_{10} \cdot \log(E/\text{eV}) + c$  avec une cassure à partir de l'énergie  $E_b = 2.2 \times 10^{18}$  eV.

pements n'est pas encore acquise et nécessitera des données supplémentaire.

Enfin, la dernière avancée récente obtenue par l'Observatoire Auger concerne l'étude de la composition du rayonnement cosmique d'ultra haute énergie. Estimée à partir de la position moyenne du maximum de développement de la gerbe ( $\langle X_{max} \rangle$ ), cette étude est rendue délicate, comme à plus basse énergie, par le fait que les résultats obtenus diffèrent d'un modèle d'interaction hadronique à l'autre. Les données accumulées par cette expérience permettent tout de même d'obtenir une première estimation de cette composition avec des barres d'erreur de l'ordre de 11 à 15 g.cm<sup>-2</sup> selon l'énergie [47]. La figure 2.9, qui illustre ces premiers résultats, indique une composition mixte à toutes les énergies avec un allègement progressif des rayons cosmiques primaires jusqu'à une énergie de  $2.2 \times 10^{18}$  eV où la composition semble se stabiliser.

On voit bien que la profusion des résultats récents traduit l'enthousiasme de la communauté pour cette problématique. Les mesures sont de plus en plus nombreuses et leur statistique se renforce d'année en année. Cependant, de nombreuses questions n'ont toujours pas de réponses et nécessiteront encore plusieurs années de travail avant de pouvoir être closes.

## 2.2 Les grandes gerbes atmosphériques

Nous avons vu précédemment qu'au delà du genou, l'observation des rayons cosmiques se fait de façon indirecte via l'observation de la cascade de particules secondaires engendrée lorsque le primaire pénètre l'atmosphère. Nous rappelons ici les propriétés de ces grandes

gerbes atmosphériques, les processus qui leur donnent naissance et les observables qui doivent permettre de remonter aux 3 propriétés du primaire : sa direction d'arrivée, son énergie et sa nature. Enfin, nous décrirons les 2 méthodes de détection des RCUHE utilisées dans les expériences HiRes [40], AGASA [41] et AUGER [3].

### 2.2.1 Les propriétés et le développement

Dans l'observation des RCUHE, l'atmosphère joue le rôle d'un calorimètre naturel qui varie dans le temps et l'espace. Pour la décrire simplement, on exprime la profondeur atmosphérique verticale  $X(h) = \int_h^\infty n(z).dz$ , avec  $h$  l'altitude et  $n$  la densité de l'atmosphère, qui représente la quantité de matière traversée par un rayon cosmique ayant atteint une altitude  $h$ . Il est à noter ici que pour un rayon cosmique d'incidence éloignée de la verticale, la quantité de matière traversée pour une même altitude va varier en  $\frac{1}{\cos\theta}$  avec  $\theta$  l'angle d'incidence, l'atmosphère est donc beaucoup plus profonde pour les cosmiques inclinés.

La collision entre un noyau de l'atmosphère et le rayon cosmique énergétique primaire produit plusieurs éléments parmi lesquels des fragments de noyaux (fragments de spallation), des neutrons distribués de façon isotrope dans le référentiel du laboratoire, des pions de toutes charges  $\pi^+$ ,  $\pi^-$  et  $\pi^0$ , et enfin des kaons, collimatés dans la direction de propagation du cosmique primaire [48]. Ces derniers possèdent une fraction importante de l'énergie du primaire qui leur permet d'engendrer des successions de collisions jusqu'à ce que leur énergie devienne trop faible : c'est la cascade de particules secondaires ou gerbe atmosphérique. On distingue 3 composantes dans ces gerbes, illustrées figure 2.10 :

- la composante hadronique, située près de l'axe de la cascade. Elle est composée des différents hadrons ( $\pi^\pm$ ,  $\pi^0$ ,  $K^0$ ), nucléons et fragments nucléaires issus de la première interaction. Ils poursuivent leur parcours et, tant que leur énergie le permet, continuent d'interagir, donnant naissance aux autres composantes de la gerbe.
- la composante muonique composée de  $\mu^\pm$  et des neutrinos et antineutrino muoniques qui résultent de la désintégration des  $\pi^\pm$ . Cette composante se propage sur de grandes distances.
- la composante électromagnétique composée d' $e^+$ , d' $e^-$  et de  $\gamma$ . Lors de la décroissance d'un  $\pi^0$  en 2  $\gamma$ , ces derniers sont diffusés par effet Compton ou bien produisent des paires d' $e^+/e^-$  qui vont elles-même produire des  $\gamma$  par Bremsstrahlung et ainsi de suite. Ces réactions en chaîne sont à l'origine de la cascade électromagnétique. Du fait de la décroissance des  $\pi^\pm$  en pions chargés et neutres, une part importante de l'énergie est progressivement cédée aux  $\pi^0$  qui alimentent la cascade électromagnétique. A terme, environ 90% de l'énergie du primaire est contenue dans cette cascade qui représente donc un intérêt particulier pour remonter à l'énergie du primaire.

On identifie plusieurs grandeurs sur une gerbe atmosphérique :

- l'axe est le prolongement de la trajectoire empruntée par le primaire autour duquel se développe la gerbe atmosphérique. Il définit la direction d'arrivée du primaire ;
- le coeur de la gerbe est la position géographique où l'axe de la gerbe croise le plan défini par le sol ;
- le front de gerbe est la galette de particules se propageant vers le sol. Il a une épaisseur, une courbure et une extension qui vont dépendre de la nature, de l'énergie et de la direction du primaire et surtout du premier point d'interaction ;

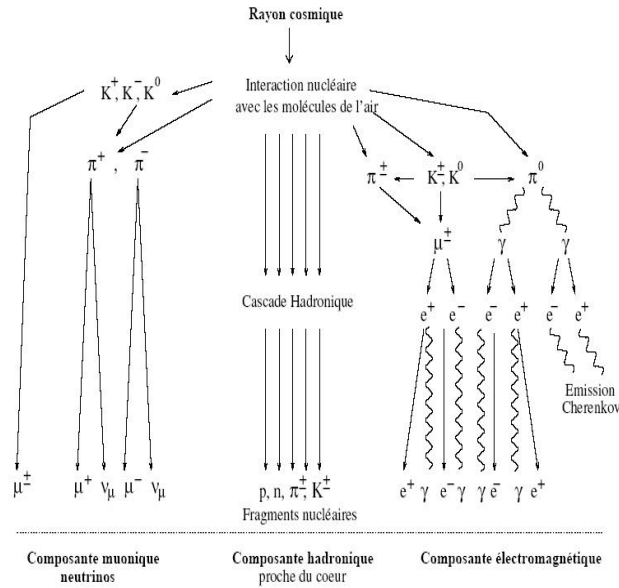


FIG. 2.10 – Schéma illustratif des réactions se produisant au coeur d'une gerbe atmosphérique avec les 3 composantes électromagnétique, muonique et hadronique (extrait de [50]).

- le profil latéral est la projection du nombre de particules dans un plan perpendiculaire à l'axe de la gerbe à une altitude donnée. C'est une image à un instant donné du front de gerbe ;
- le profil longitudinal exprime l'évolution du nombre de particules composant la gerbe tout au long de son développement. On identifie une zone particulière, le  $X_{max}$  qui est le lieu du maximum de particules chargées sur ce profil. Sa position est aussi une fonction des caractéristiques du primaire.

Les processus d'interaction dans les grandes gerbes sont soumis à des variations aléatoires importantes qui rendent difficile l'identification du primaire ayant engendré une gerbe donnée. Seule une moyenne sur un grand nombre d'évènements peut permettre de distinguer différentes populations.

### 2.2.2 Le Modèle de Heitler

Un modèle très simple de développement des cascades de particules, le modèle de Heitler [62, 63], permet de comprendre la loi d'évolution du nombre de particules et même de fixer des ordres de grandeur sur les caractéristiques des gerbes utiles pour l'expérimentateur. Nous ne présentons ici que la partie concernant la composante électromagnétique de la gerbe, étant donné que c'est elle qui va donner naissance au champ électrique que nous cherchons à détecter.

Lors du développement de la gerbe, le nombre de particules de la gerbe électromagnétique augmente selon :

$$N_{em}(X) = 2^{X/\lambda} \quad (2.4)$$

avec  $\lambda$  la longueur de radiation dans le milieu et  $X$  la profondeur atmosphérique.



Ainsi à chaque interaction, le nombre de particule est doublé. En revanche, l'énergie  $E_P$  du primaire est divisée entre ces particules. Leur énergie est donnée par :

$$E(X) = \frac{E_P}{2^{X/\lambda}} \quad (2.5)$$

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

$$X_{max} = X_0 \cdot \ln \left( \frac{E_P}{E_C} \right) \quad (2.6)$$

avec  $E_P$  l'énergie du primaire et la longueur de radiation  $X_0 \sim 37 \text{ g/cm}^2$ .

Après ce  $X_{max}$ , le nombre de particules dans la galette décroît progressivement jusqu'au sol, les particules secondaires dissipant leur énergie par ionisation. Une paramétrisation du profil longitudinal complet d'une gerbe est donnée par la formule de Greisen [49] :

$$N_{em} = \frac{0.31}{\sqrt{\ln \left( \frac{E_P}{E_c} \right)}} \cdot \exp \left( \left( 1 - \frac{3}{2} \cdot \ln(s) \right) \cdot \frac{X}{X_0} \right) \quad (2.7)$$

avec  $s = \frac{3X}{X+2X_{max}}$ , l'âge de la gerbe atmosphérique.

Ces modélisations simples constituent un outil particulièrement attractif pour obtenir des ordres de grandeurs sur les caractéristiques des grandes gerbes. Nous ferons appel à ces outils pour tenter de quantifier l'émission du champ électrique associé à une gerbe atmosphérique.

### 2.2.3 Le réseau de surface

La méthode de détection la plus répandue est le réseau de surface, utilisée sur des observatoires comme KASCADE, AGASA ou Pierre Auger. Des détecteurs élémentaires de particules, de type scintillateur plastique ou cuve à eau Čerenkov (Fig. 2.11), sont disposés sur de grandes surfaces. Au passage du front de particules d'une gerbe, les détecteurs acquièrent en coïncidence les signaux générés par l'énergie déposée. Les écarts de temps relatifs entre les détecteurs permettent de reconstruire la direction d'arrivée de la gerbe (Fig. 2.12). La charge déposée dans chacun des détecteurs est mesurée afin de déterminer la fonction de distribution latérale avec laquelle on peut obtenir la position du coeur de gerbe.

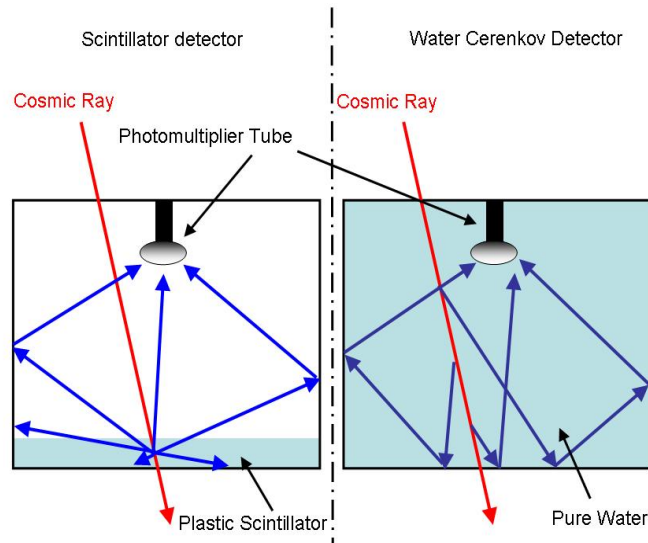


FIG. 2.11 – Schéma de fonctionnement d'un détecteur de réseau de surface. À gauche, le scintillateur plastique utilisé notamment sur AGASA qui, du fait qu'il soit plat, offre une faible sensibilité aux gerbes inclinées ; à droite, la cuve Cerenkov, utilisée sur l'Observatoire Pierre Auger, corrige en grande partie cet aspect et présente un volume efficace de détection bien plus grand quel que soit l'angle d'incidence de la gerbe.

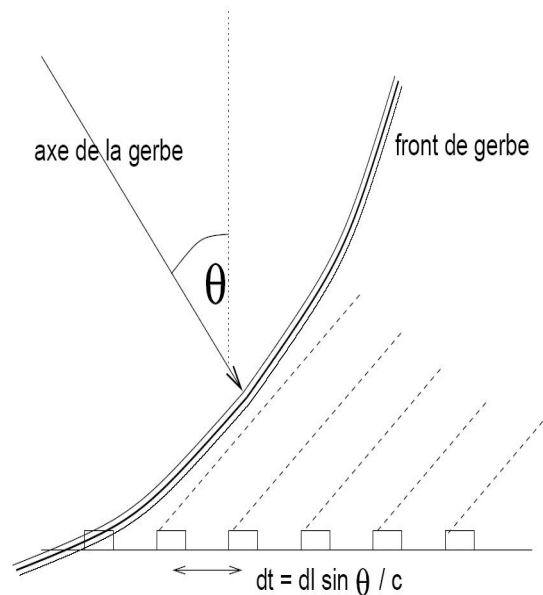


FIG. 2.12 – Principe de fonctionnement d'un réseau de détecteur de particules au sol. L'écart de temps entre les différents détecteurs permet de reconstruire la direction d'arrivée de la gerbe.

Ensuite, les simulations numériques permettent d'estimer, à partir de la fonction latérale

de distribution, l'énergie du primaire qui est proportionnelle au nombre de particules créées dans la gerbe. L'estimation de la nature des primaires peut être réalisée en moyennant sur un grand nombre d'évènements la profondeur du  $X_{max}$ . Sa position sera plus ou moins haute selon la nature des primaires. Ce type de détection est très robuste et il présente un cycle utile (temps effectif de fonctionnement) de 100%. Du côté des limitations, on trouve 2 défauts propres à cette méthode :

- l'instrument n'est sensible qu'à la fin du développement de la gerbe atmosphérique et doit faire appel à des modèles pour estimer l'énergie du primaire à partir de la distribution latérale de particules ;
- l'acceptance est très réduite pour les gerbes inclinées. Le scintillateur plastique, de par sa forme plane, présente une petite surface effective pour les grands angles d'inclinaison. Les cuves Cerenkov corrigent ce défaut mais les gerbes inclinées ont traversé une épaisseur d'atmosphère beaucoup plus importante que leurs homologues verticales et sont donc proches de l'extinction, et seuls les muons de la gerbe parviennent au détecteur.

## 2.2.4 La fluorescence

La fluorescence doit son existence à la course à l'armement au début des années 60 durant laquelle l'armée américaine a développé cette technique afin d'estimer la puissance des bombes atomiques qu'elle faisait exploser dans l'atmosphère. Les particules chargées éjectées lors de l'explosion produisaient de la luminescence qui, une fois collectée, constituait un bon indicateur de l'énergie dissipée. Elle fut reprise quelques années plus tard par l'équipe de Greisen à l'université Cornell (EU) pour observer les gerbes atmosphériques.

Au passage du front de particules chargées, les molécules de l'atmosphère, principalement d'azote, sont excitées ou ionisées. Une partie de cette énergie d'excitation est ensuite émise sous forme de rayonnement isotrope visible ou UV qui peut être détecté par des télescopes disposés au sol. Les caméras à photomultiplicateurs des télescopes observent une trace (Fig. 2.13), qui est une image du développement de la gerbe. L'utilisation de plusieurs télescopes permet de déterminer précisément la géométrie de la gerbe, son profil longitudinal, et ainsi d'obtenir un très bon estimateur de l'énergie du primaire. Cette technique a été mise au point sur l'expérience Fly's eye et son évolution Hi-Res. Elle est aussi implantée sur l'Observatoire Pierre Auger.

L'atout majeur de la fluorescence est d'être sensible au développement longitudinal de la gerbe, l'estimation de l'énergie de la gerbe est ainsi rendue très peu dépendante des modèles. La nature du primaire est, là encore, estimée de manière statistique sur un grand nombre d'évènements. Malheureusement, cette technique ne fonctionne que par nuit sans lune, sans nuages et sans orage, ce qui réduit son cycle utile à seulement 10% du temps. Ce dernier point est particulièrement problématique compte tenu de la faible statistique des rayons cosmiques d'ultra haute énergie. Sur l'expérience Pierre Auger qui constitue le premier détecteur hybride alliant les 2 modes de détection, le détecteur de fluorescence permet d'obtenir une calibration en énergie du réseau de détecteurs au sol grâce aux évènements hybrides (évènements détectés à la fois par fluorescence et détecteurs au sol) comme le montre la figure 2.14. Cette calibration peut ensuite être appliquée aux évènements détectés seulement sur le réseau de surface et fournir ainsi une estimation indépendante des modèles de l'énergie du primaire.

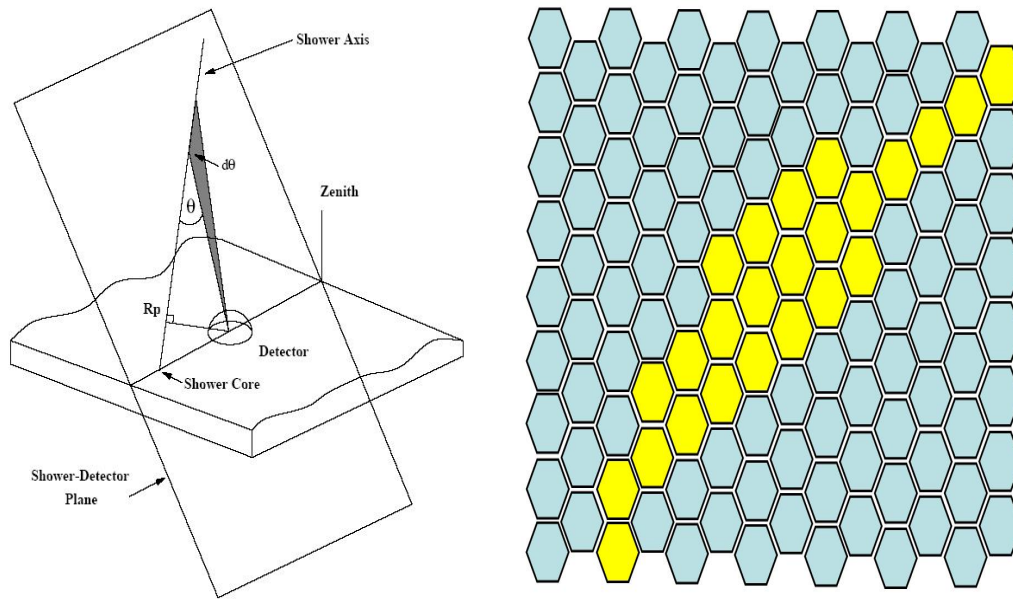


FIG. 2.13 – Principe de fonctionnement d'un détecteur de fluorescence. A gauche, le télescope collecte la lumière émise lors du passage de la gerbe. A droite, le réseau de capteurs (photomultiplicateurs) permet de reconstituer le développement de la gerbe.

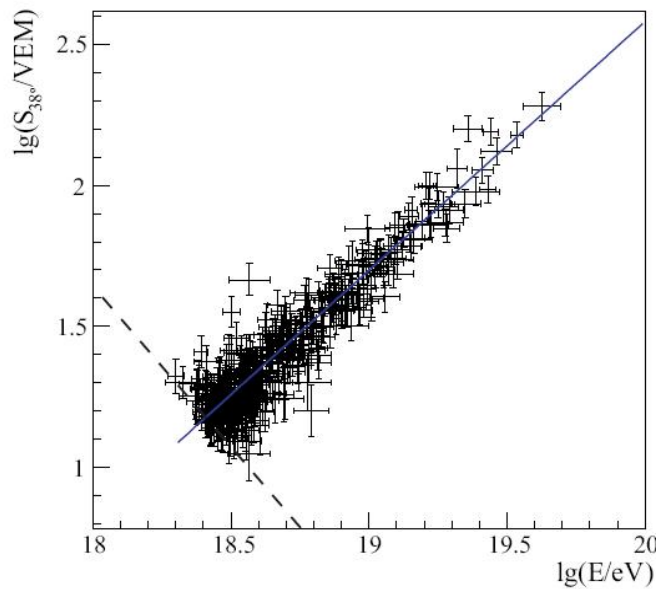


FIG. 2.14 – Figure extraite de [43]. Corrélation entre l'énergie estimée par le télescope de fluorescence et  $S_{38}$ , l'estimateur d'énergie sur le réseau de surface de l'Observatoire Pierre Auger pour les événements détectés par les 2 techniques. Les données sont correctement décrites par une droite (en bleu).

## 2.3 Les enjeux de la détection radio

La détection radio s'inscrit dans cette optique d'observation des rayons cosmiques d'énergie supérieure à  $10^{17}$  eV comme un complément aux systèmes existants. Elle possède des atouts intrinsèques à la nature du signal mesuré. Nous verrons dans le chapitre 3 les mécanismes susceptibles de produire ce signal, mais nous pouvons déjà mettre en avant quelques aspects notables. Tout d'abord, le signal radio mesuré doit être une image intégrée du développement de la gerbe. Tel un calorimètre, un détecteur mesurant ce signal serait alors sensible à une grandeur fonction du nombre de particules de la gerbe et donc de l'énergie du primaire. Par ailleurs, l'observation du ciel radio ne présente peu de limitations liées aux conditions extérieures, contrairement aux systèmes optiques, ce qui lui confère un cycle utile potentiel de 100%. De plus, quel que soit le mode d'émission du champ électrique, cette technique devrait favoriser la détection des gerbes inclinées [51]. On augmenterait ainsi l'acceptance d'un réseau de surface classique. Enfin, on peut aussi mentionner le faible coût d'un détecteur, ce qui, déployé en grand nombre sur les surfaces nécessaires à l'observation des RCUHE, se révèle être un avantage important.

Ces arguments justifient le regain d'intérêt de la détection radio constaté ces dernières années. Nous allons dans un premier chapitre présenter les caractéristiques du champ électrique émis par une gerbe atmosphérique. Nous verrons tout d'abord les grands axes historiques d'avancées théoriques et expérimentales sur ce domaine. Puis nous terminerons avec les derniers progrès en matière de modèles du champ électrique. Dans un second chapitre, nous nous intéresserons au démonstrateur CODALEMA, pour « *COsmic Detection Array with Logarithmic ElectroMagnetic Antennas* », installé à l'observatoire de Nançay. Nous verrons ses caractéristiques et les résultats obtenus sur cet instrument. Enfin, nous présenterons l'expérience test RAuger, pour « *Radio at Auger* », de détecteurs autonomes implantée sur le site sud de l'Observatoire Pierre Auger. Nous décrirons les contraintes expérimentales liées à la création d'un tel détecteur ainsi que les premiers résultats qui devront à terme permettre de définir un réseau de plus grande envergure sur le site d'Auger.

# Chapitre 3

## Le champ électrique associé aux gerbes

L'idée de la radio détection des grandes gerbes est presque cinquantenaire. Pourtant, elle reste encore mal maîtrisée tant sur le plan théorique que sur le plan expérimental. Bien que les outils de physique qui décrivent le champ électrique fassent appel à des concepts classiques et bien connus, les théoriciens peinent à déterminer précisément les mécanismes dominants d'émission. Deux processus sources, que nous allons décrire ici, ont rapidement été identifiés comme candidats privilégiés à l'émission d'un champ électromagnétique dans une gerbe atmosphérique : l'effet Askaryan tout d'abord, puis celui induit par le champ magnétique terrestre (ou champ géomagnétique). Du point de vue expérimental, la contrainte est faible et, bien qu'un consensus au sein de la communauté plaide en faveur d'un effet géomagnétique, aucune certitude n'est réellement acquise en ce domaine. Nous présenterons les pistes empruntées aujourd'hui par les théoriciens pour tenter de décrire précisément ce signal. Enfin, nous tenterons de définir, à partir des connaissances que nous possédons sur ce champ électrique, les caractéristiques que doit présenter un démonstrateur expérimental.

### 3.1 Les résultats jusqu'aux années 70

#### 3.1.1 L'effet Askaryan

Une gerbe atmosphérique est un ensemble des particules chargées se déplaçant à des vitesses relativistes et ultra relativistes. A ce titre, la gerbe devient le siège d'un rayonnement pour les particules ayant une vitesse  $v = \beta c$  légèrement supérieure à  $c/n$ , la vitesse de la lumière dans le milieu : l'émission Čerenkov. Cette émission présente la particularité de se produire à toutes les longueurs d'onde. Néanmoins, comme nous le montrons dans l'estimation ci-dessous, pour ce qui est des grandes longueurs d'onde ( $\lambda > 1\text{ m}$ ) du domaine dit des « radio fréquences », cette émission présente un bilan énergétique peu favorable.

On peut évaluer l'énergie émise par chaque particule par unité de longueur et de pulsation avec la relation suivante :

$$\frac{d^2 E_r}{d\hbar\omega \cdot dx} = \frac{\alpha z^2}{c} \times \omega \times \sin^2 \theta_c \quad (3.1)$$

Avec  $\alpha$  la constante de structure fine,  $z$  le numéro atomique de la particule,  $\omega$  la pulsation de la particule et  $\theta_c$  l'angle d'ouverture du cône Čerenkov, donné par  $\cos \theta_c = \frac{1}{\beta n}$ . On se place

dans le cas où la vitesse  $v$  des particules est légèrement supérieure à  $c/n$ , soit  $\beta \geq \frac{1}{n}$  et donc  $\theta_c$  petit, soit  $\sin \theta_c \sim \theta_c$ .

L'énergie rayonnée par l'élément de longueur  $dx$  autour de l'altitude  $x$  est reçue sur l'élément de surface  $dS$  (on utilise  $\theta_c \ll 1$ ) :

$$dS = 2\pi\theta_c^2 x dx \quad (3.2)$$

Avec 3.1 et 3.2, on obtient pour l'énergie reçue par  $dS$  :

$$dE_r = \frac{\alpha^2}{c} \times \omega d\omega \times \frac{1}{2\pi x} dS \quad (3.3)$$

Avec une surface effective typique d'environ  $10\text{m}^2$  pour une antenne dans le domaine des longueurs d'onde décimétriques et une détection en pulsation couvrant une décade aux alentours de  $\omega = 3.10^8 \text{rad.s}^{-1}$ , cette expression permet d'estimer l'énergie collectée par une antenne pour une gerbe. Pour un électron de cette gerbe, en prenant  $x = 4 \text{km}$  (voisinage du maximum de développement de la gerbe), on obtient  $10^{-13} \text{eV}$  et pour une gerbe de  $10^{17} \text{eV}$ , comprenant environ  $N_p = 5.10^7$  électrons et positrons, en additionnant l'énergie rayonnée par chacun :

$$E = N_p \times E_r \sim 10^{-5} \text{eV} \quad (3.4)$$

Cet ordre de grandeur est à comparer à l'ordre de grandeur du bruit du ciel dans ce domaine de longueur d'onde :

$$E_b = k_b.T.\Delta\nu.t \sim 1 \text{eV} \quad (3.5)$$

$E_b$  est la moyenne du bruit du ciel. En radio-astronomie, l'usage est de comparer le niveau de la source à détecter à la fluctuation de ce bruit. Dans le cas présent, ou le signal est de type impulsionnel,  $t$  est de l'ordre de  $1/\Delta\nu$ , fluctuation et moyenne sont donc confondues.

*A priori*, un tel bilan énergétique semblerait indiquer le peu d'intérêt de la radio pour l'étude des RCUHE. Néanmoins, Askaryan [52], en 1962, indiqua que l'exercice précédent doit être modifié. En premier lieu, une gerbe de particules se développant dans un gaz, un liquide ou un solide, présente un excès d'électrons par rapport aux positrons de l'ordre de  $\varepsilon \sim 10\%$  sous l'effet de l'augmentation du nombre des premiers par diffusion Compton et de la diminution du nombre des seconds par annihilation avec les électrons des molécules de l'atmosphère. De plus, aux grandes longueurs d'onde, la cohérence du rayonnement doit être prise en compte. Ces électrons en excès rayonnent donc de manière cohérente, la puissance émise ne se somme plus de manière stochastique en  $N_p$ , mais de façon systématique en  $N_p^2$ .

On obtient alors pour l'énergie rayonnée :

$$E = (\varepsilon \times N_p)^2 \times E_r \sim 1 \text{eV} \quad (3.6)$$

L'effet Askaryan permet au champ électrique d'être comparable au bruit du ciel et, par là même, le rend accessible à la détection. Or d'après l'expression 3.6, le champ électrique est directement fonction du nombre de particules  $N_p$  de la gerbe atmosphérique. On voit alors tout l'intérêt que peut susciter la détection radio : si l'on parvient à mesurer ce champ électrique, on peut alors remonter directement à l'énergie du primaire.

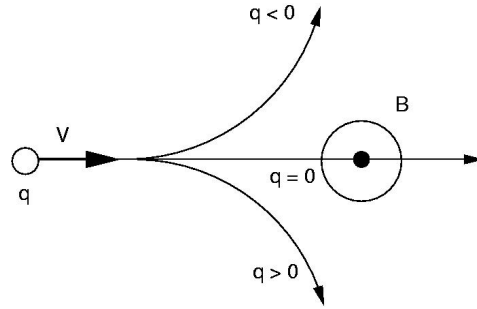


FIG. 3.1 – Une particule de charge  $q$  se propageant selon  $\vec{v}$  dans un champ magnétique  $\vec{B}$  va subir l'action de la force de Lorentz qui va dévier la particule de sa trajectoire d'origine en fonction de sa charge et de l'angle entre les vecteurs vitesse et champ magnétique.

### 3.1.2 L'effet du champ géomagnétique

Le second saut qualitatif dans la compréhension des mécanismes d'émission du champ électrique intervint en 1965 grâce à Kahn et Lerche [53] qui font remarquer qu'il existe, en plus, un autre mécanisme qui rend asymétrique la distribution des charges positives et négatives pour les gerbes atmosphériques. En effet, les particules chargées de la gerbe en mouvement dans le champ géomagnétique sont soumises à la force de Lorentz :

$$\vec{F} = q\vec{v} \wedge \vec{B} \quad (3.7)$$

avec  $q$  la charge de la particule,  $\vec{v}$  le vecteur vitesse de cette particule et  $\vec{B}$  le champ magnétique.

L'effet de cette force sur la trajectoire de la particule est illustré dans la figure 3.1. Suivant le signe de la charge considérée, la particule est déviée dans un sens ou dans l'autre, en résulte une séparation systématique des électrons et des positrons dans la gerbe.

Dans leur approche simplifiée, ils étudient pour l'essentiel une gerbe constante en terme de nombre de particules. Elle est modélisée par un anneau évalué au voisinage du maximum de développement de la gerbe. Ils identifient deux phénomènes résultant de l'effet du champ géomagnétique :

- un courant créé par le déplacement systématique des charges au fur et à mesure de leur production pendant le développement de la gerbe :

$$j = \frac{2}{\gamma m_0} N e^2 H \tau \sin \beta \quad (3.8)$$

avec  $N$  le nombre de  $e^+$  et de  $e^-$  dans la gerbe,  $H$  le champ géomagnétique,  $\tau$  le temps de vie moyen des particules dans la gerbe et  $\beta$  l'angle entre la direction d'arrivée de la gerbe et le vecteur champ magnétique.

- un dipôle de  $N$  positrons d'un côté et de  $N$  électrons de l'autre côté. L'expression de son moment dipolaire est donnée par :

$$M = \frac{2}{\gamma m_0} N e^2 H \tau^2 \sin \beta \quad (3.9)$$



Ils évaluent les contributions de chacune de ces 2 sources et de l'excès de charge et trouvent que le terme de courant  $j$  de l'expression 3.8 produit le champ électrique prépondérant. Un aspect remarquable des équations 3.8 et 3.9 pour la phénoménologie est l'apparition du terme en  $\sin \beta$  qui donne une dépendance directe du champ électrique en fonction de l'angle entre la direction d'arrivée du cosmique et le champ magnétique.

### 3.1.3 Les résultats expérimentaux

En 1965, Jelley et ses collaborateurs [64, 65] publient dans la revue *Nature* les premières mesures de champs électriques dans le domaine radio associés à des gerbes atmosphériques dans un domaine d'énergie situé aux alentours de  $10^{16}$  eV. Pour cela, ils utilisent un système de compteurs Geiger mis en coïncidence avec une ligne d'antennes dipôles accordées. L'observation des transitoires radio se fait dans une bande restreinte de quelques MHz autour des fréquences centrales 44 MHz et 70 MHz. Compte tenu des technologies de l'époque, ils trouvent que les amplitudes mesurées sur les événements détectés sont cohérentes avec les 2 mécanismes d'émissions, effet Askaryan et effet géomagnétique. L'expérience ne permet donc pas de trancher mais l'existence d'un champ électrique mesurable associé au passage d'une gerbe est démontrée.

Ce premier résultat expérimental décisif provoque l'apparition d'une multitude d'expériences dans le monde : à Haverah Park au Royaume Uni [56, 68, 1], à l'université de Calgary au Canada, au Mont Chacaltaya en Bolivie [67] et à l'université de Kharkov en URSS [66]. Les mesures sont réalisées le plus souvent en coïncidence avec des détecteurs de particules. Diverses bandes de fréquences sont étudiées, des plus basses vers 1 MHz jusqu'au plus hautes à 3 GHz. L'objectif principal de la communauté est de déterminer lequel des mécanismes d'émission est à l'origine du champ mesuré.

Dans le cas d'un effet géomagnétique, le facteur  $\sin \beta$  qui doit pondérer l'amplitude du transitoire détecté doit aussi induire une dissymétrie dans la répartition des directions d'arrivée des gerbes détectées. En effet, pour une zone géographique donnée, et le  $\vec{B}$  qui lui est associé, les gerbes arrivant de façon colinéaire à  $\vec{B}$  ne seront pas détectées tandis que celle arrivant de façon orthogonale le seront. Cette asymétrie semble avoir été relevée dans une majorité des expériences (Fig 3.2), le consensus se fait donc sur un effet géomagnétique pour les fréquences inférieures à 40 MHz. Au dessus de cette valeur, l'effet est moins marqué mais reste tout de même dominant. La contribution d'autres phénomènes n'est cependant à aucun moment exclue.

La cohérence de l'onde émise par la gerbe atmosphérique constitue l'autre enjeu de la problématique. En effet, comme nous l'avons vu au début de ce chapitre, c'est elle qui va conditionner l'amplitude du champ électrique. S'il y a cohérence, ce sont les amplitudes du champ électrique qui vont s'additionner de sorte que, pour  $N_P$  particules dans une gerbe atmosphérique, la puissance reçue par un détecteur sera proportionnelle à  $N_P^2$  et la tension à  $N_P$ . En revanche, s'il n'y a pas cohérence, ce sont les carrés du champ électrique qui se somment, la puissance reçue varie alors seulement en  $N_P$  et la tension en  $\sqrt{N_P}$ , diminuant d'autant la possibilité de mesurer le signal. La connaissance du degré de cohérence permet aussi de comprendre comment remonter à l'énergie  $E_P$  du primaire qui a engendré la gerbe atmosphérique ( $N_P \propto E_P$ ). L'approche expérimentale la plus évidente pour vérifier la cohérence du champ électrique consiste à mettre en coïncidence un réseau d'antennes avec un

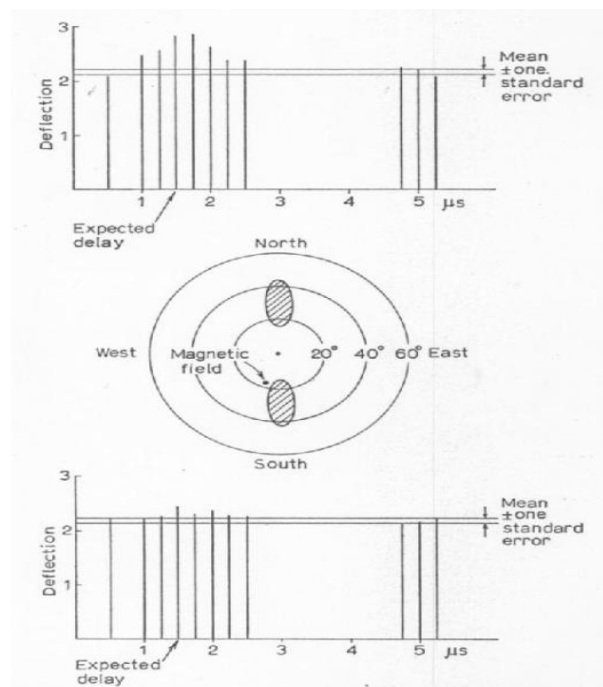


FIG. 3.2 – Figure extraite de [54]. Preuve expérimentale d'un effet géomagnétique dans le champ électrique associé à une gerbe mesurée à 22 MHz. La déviation moyenne des oscilloscopes est donnée pour différents instants, le bruit est indiqué avec son incertitude pour l'antenne orienté vers le nord en haut, et celle orientée vers le sud en bas. Au milieu, le lobe principal des antennes est projeté dans le ciel avec la direction du champ magnétique terrestre. L'antenne nord présente un signal quantitativement plus important.

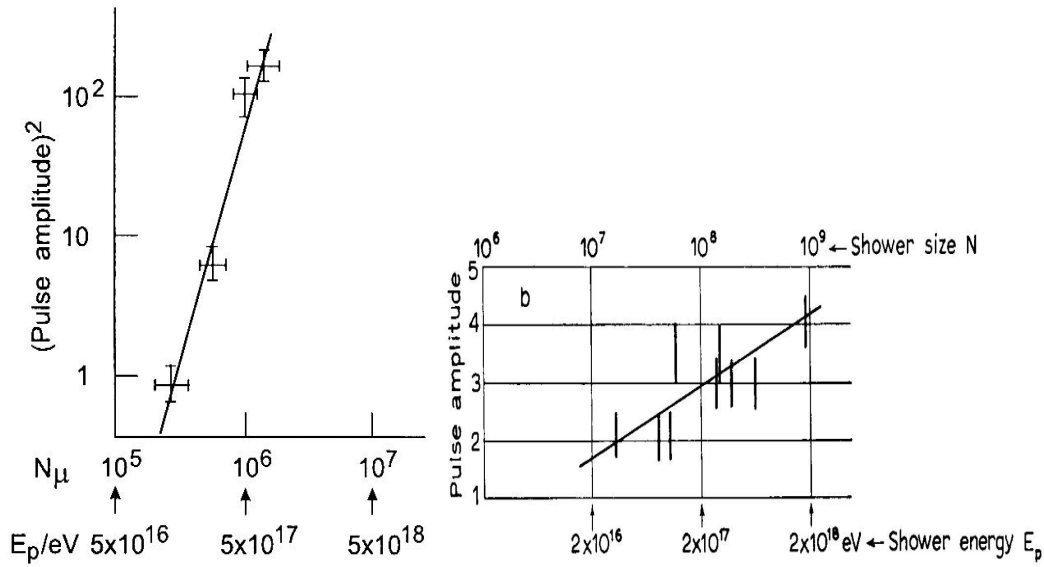


FIG. 3.3 – *A gauche, figure extraite de [57], l'amplitude du transitoire varie avec  $\sqrt{E_P}$ . A droite, figure extraite de [58], l'amplitude est cette fois proportionnelle à  $E_p$ .*

réseau de détecteurs de particules. Le premier permet de mesurer le champ électrique et le second permet d'estimer l'énergie du primaire. Malheureusement, les fluctuations gerbe à gerbe ainsi que certaines autres erreurs systématiques ont rendu difficile la mesure. La figure 3.3 montre les résultats contradictoires obtenus sur ce point par 2 expériences différentes et publiés la même année. La technologie de l'époque peut être largement mise en cause pour ce manque de résultats car elle n'offrait ni la rapidité ni la largeur en terme de bande de fréquence adaptée à la mesure de signaux aussi rapides.

En 1970, Allan et ses collaborateurs [69] proposent une expression du champ électrique en fonction des paramètres de la gerbe atmosphérique. Ils expliquent qu'après avoir étudié plusieurs bandes de fréquence (2, 3, 4, 32, 44 et 55 MHz), ils sont parvenus à identifier que la détection la plus efficace a lieu autour de 55 MHz et, après une campagne de mesure de 6 mois dans cette bande de fréquence, obtiennent un spectre en fréquence dont l'amplitude  $\varepsilon_\nu$  est indépendante de la fréquence sur une large bande. Sa valeur est donnée par :

$$\varepsilon_\nu = 25 \cdot \left[ \frac{E_P}{10^{17}} \right] \cdot \sin \beta \cdot \cos \theta \cdot \exp \left( \frac{-b}{b_0(\nu, \theta)} \right) \mu\text{V/m/MHz} \quad (3.10)$$

avec  $E_P$ , l'énergie du primaire,  $\beta$  l'angle entre la direction d'arrivée de la gerbe et le champ magnétique,  $\theta$  l'angle zénithal de la gerbe,  $b$  le paramètre d'impact et  $b_0$  une distance fonction de  $\theta$  et de la fréquence  $\nu$ .

Cette relation est valable pour une énergie du primaire comprise entre  $10^{17}$  et  $10^{18}$  eV, une bande de fréquence entre 33 et 55 MHz et un paramètre d'impact inférieur à 300 m. La valeur de  $b_0$  n'est malheureusement déduite que pour  $\theta < 35^\circ$ ,  $\nu = 55$  MHz, elle vaut  $100 \pm 10$  m. On peut reconnaître dans cette expression la dépendance du champ en  $\sin \beta$ , qui traduit l'effet géomagnétique et la relation de proportionnalité directe avec l'énergie du primaire. De même, la variation exponentielle de  $\varepsilon_\nu$  avec le paramètre d'impact  $b$ , illustrée figure 3.4, est

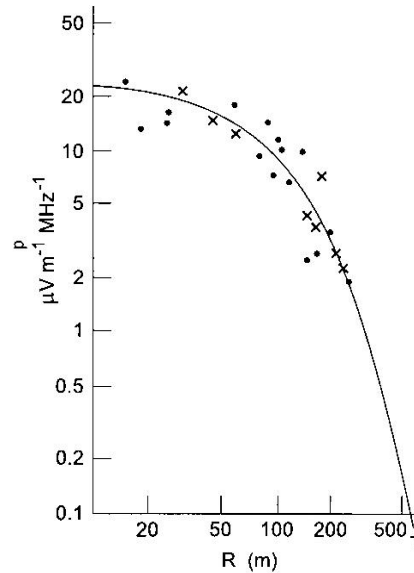


FIG. 3.4 – Figure extraite de [1] montrant la dépendance exponentielle du champ électrique en fonction de la distance à l'axe moyennée sur plusieurs évènements provenant de 2 expériences.

particulièrement intéressante. Dans le cadre d'un réseau de détecteurs, elle permet d'estimer très simplement la distance à l'axe des différents points de mesure pour remonter ensuite à l'énergie du primaire sous réserve de connaître la direction d'arrivée de la gerbe.

La radio détection pourrait donc sembler validée dès cette époque ; pourtant, les mesures des différentes expériences sont souvent contradictoires. Les résultats peu reproductibles souffrent des limites de la technologie de l'époque. Le *statu quo* est adopté pendant plusieurs décennies et l'expression 3.10 fait office de référence malgré plusieurs remises en question et réajustements.

## 3.2 Les nouvelles interprétations

### 3.2.1 L'approche analytique

Une des approches possibles concernant le champ électrique consiste à considérer les mécanismes d'émission à l'oeuvre dans la gerbe atmosphérique de façon macroscopique depuis la position d'un observateur éloigné. Sous certaines conditions d'observation, notamment à grand paramètre d'impact, les caractéristiques géométriques de la galette de particules peuvent être raisonnablement négligées. Ceci autorise des simplifications qui facilitent le calcul analytique du champ. Cette approche permet d'établir des expressions qui sont directement fonction des paramètres considérés. On peut ainsi relier la structure temporelle de champ électrique à la structure même de la gerbe. C'est la voie historique empruntée par les théoriciens avant l'avènement des simulations numériques.

Une illustration peut être réalisée en se plaçant à un paramètre d'impact suffisamment grand pour que les dimensions de la galette de particules puissent être négligées. On se

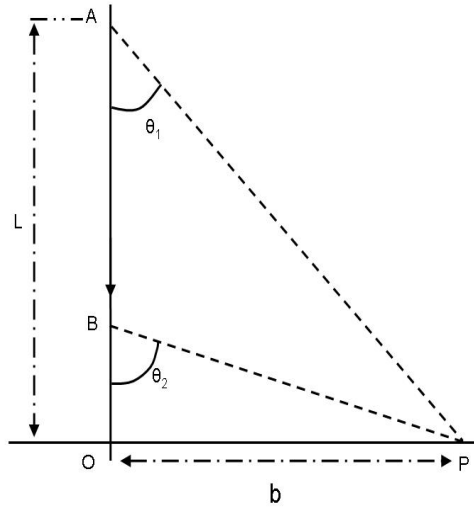


FIG. 3.5 – Charge ponctuelle en mouvement rectiligne. L'observateur est situé en  $P$ , à une distance  $b$  de l'axe de la gerbe. La gerbe est vue en  $P$  selon un angle  $\theta$  avec la verticale.

retrouve dans le cas très simple d'une charge ponctuelle se déplaçant à une vitesse relativiste vers le sol (Fig. 3.5). Avec la formule de Greisen donnée au paragraphe 2.2.2, un primaire vertical de  $1.10^{17}$  eV engendre une gerbe atmosphérique dont le profil est donné figure 3.6. La cascade de particules secondaires commence en A vers 10 km d'altitude et se développe jusqu'à son maximum en B à environ 3 km. Puis, elle continue à se propager jusqu'au sol en s'atténuant. Avec ce postulat de départ et l'hypothèse que l'émission d'un champ électrique engendré par une gerbe atmosphérique est bornée dans le temps par l'existence de la gerbe, on peut estimer la durée du phénomène pour un observateur situé en  $P$  à  $b = 1$  km.

Soit l'origine des temps l'instant où la gerbe atteint le sol en O (Fig. 3.5), le champ électrique émis en A arrive à l'observateur situé en  $P$  à l'instant :

$$t_1 = \frac{AP}{c} - \frac{OA}{v} \quad (3.11)$$

En considérant que les particules se propagent à une vitesse  $v \sim c$  :

$$t_1 \sim 0.1 \mu\text{s} \quad (3.12)$$

La galette de particules se développe ensuite jusqu'à son maximum en B. Le champ électrique émis en ce point parvient jusqu'à l'observateur à l'instant  $t_2$  :

$$t_2 = \frac{BP}{c} - \frac{OB}{v} \sim 0.5 \mu\text{s} \quad (3.13)$$

Puis elle continue à se propager jusqu'au sol et est perçue par l'observateur à  $t_3 \sim 3 \mu\text{s}$ . Le phénomène observé dans sa totalité sera donc un signal très bref, d'une durée inférieure à  $3 \mu\text{s}$ . La phase de croissance de la gerbe, qui représente les  $2/3$  du parcours de la gerbe

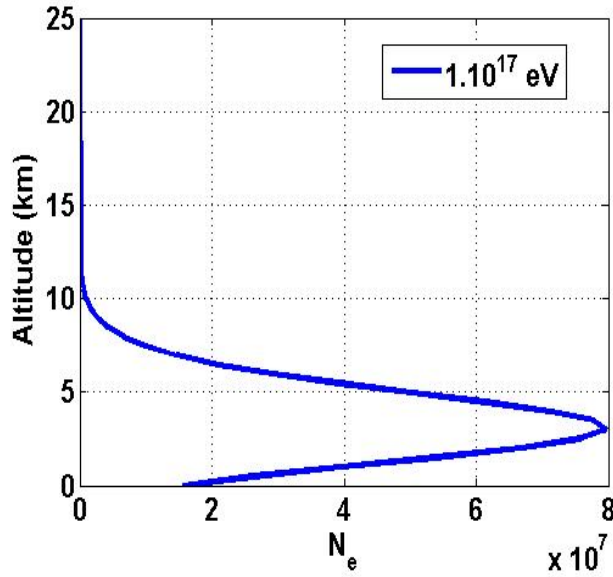


FIG. 3.6 – Illustration du profil d’une gerbe verticale engendrée par un primaire de  $1.10^{17}$  eV en fonction de l’altitude. La première interaction se situe vers 10 km d’altitude, le  $X_{max}$  vers 3 km.

atmosphérique, est contenue dans les 400 premières nanosecondes. Selon la position de l’observateur, ces échelles de temps seront modifiées. On peut déjà entrevoir ici la possibilité d’obtenir expérimentalement, à partir de la forme d’onde observée à un endroit donné, une information sur la distance de la gerbe et sur son développement.

Allan [56] utilise le fait que l’amplitude du champ émis est proportionnelle au produit de son accélération angulaire apparente avec la valeur de cette charge :

$$\epsilon = \frac{e}{4\pi\epsilon_0 c^2} \ddot{\theta} \quad (3.14)$$

où  $e$  est la charge,  $\epsilon_0$  la permittivité du vide,  $c$  la célérité et  $\ddot{\theta}$  la dérivée seconde du déplacement angulaire apparent de la charge.

L’expression analytique de cette accélération angulaire peut être calculée dans le cas de notre modèle simple. Toujours avec le point O origine des temps, on exprime comme précédemment l’instant  $t$  auquel le champ électrique émis en A arrive en P en fonction de  $\theta$  :

$$t = \frac{b}{c \cdot \sin \theta} - \frac{b}{v \cdot \tan \theta} \quad (3.15)$$

soit

$$t \times \sin \theta \times v = b \cdot \left( \frac{v}{c} - \cos \theta \right) \quad (3.16)$$

En supposant  $v \approx c$ , on a :

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}} \iff \frac{v}{c} \approx 1 - \frac{1}{2\gamma^2}$$

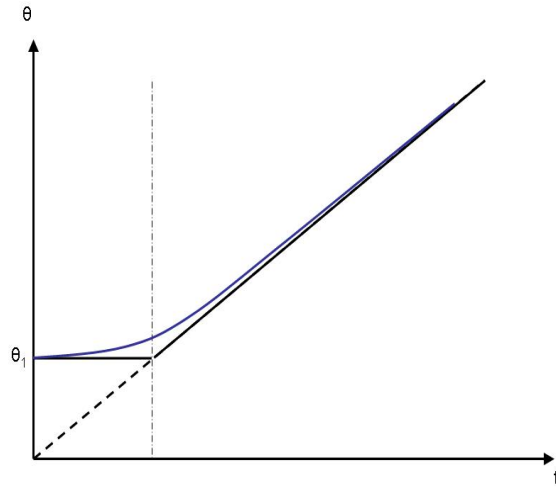


FIG. 3.7 – Position angulaire de la charge en mouvement en fonction de  $t$ . La position  $\theta_1$  correspond au point A de la figure 3.5.

Soit, pour  $\theta \ll 1$ , dans 3.16 :

$$v.t.\theta = b. \left( \frac{1}{2\gamma^2} + \frac{\theta^2}{2} \right) \quad (3.17)$$

On obtient un polynôme du second degré dont la solution est donnée par :

$$\theta = \frac{2v.t + \sqrt{v^2.t^2 + \frac{b^2}{\gamma^2}}}{b} \quad (3.18)$$

car seuls les  $\theta > 0$  sont solutions. Le déplacement angulaire de la charge obtenu est illustré figure 3.7.

En dérivant 2 fois en fonction du temps l'expression de  $\theta$ , on obtient l'accélération angulaire apparente :

$$\ddot{\theta} = v^2 \times \left( \frac{1}{\left( v^2 \times t^2 + \frac{b^2}{\gamma^2} \right)^{\frac{3}{2}}} \right) \times \left( \frac{b}{\gamma^2} \right) \quad (3.19)$$

En reprenant l'équation 3.14, le champ électrique créé est alors :

$$\epsilon(t) = -\frac{e}{4\pi\epsilon_0} \times \frac{\frac{b}{\gamma^2}}{\left( v^2 \times t^2 + \frac{b^2}{\gamma^2} \right)^{\frac{3}{2}}} \quad (3.20)$$

On obtient une expression 3.20 pour le champ électrique identique au formalisme classique du champ électrique dans le cas d'une charge ponctuelle en mouvement relativiste[60].

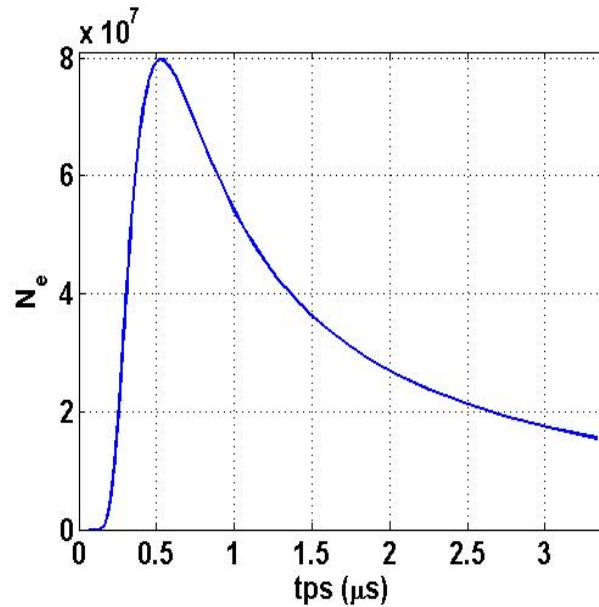


FIG. 3.8 – Profil longitudinal de la gerbe considéré en fonction du temps de réception pour l’observateur en P ( $b=1$  km).

Un raffinement possible de ce modèle consiste à considérer que la valeur de la charge varie au cours du temps, toujours dans le cas d’une galette de particules aux dimensions négligeables, pour rendre compte de l’évolution du nombre de charges lors du développement de la gerbe. Pour cela, on utilise le profil de la gerbe paramétré figure 3.6. Ce profil longitudinal est donné figure 3.8 en fonction du temps mesuré par l’observateur situé en P (temps de réception).

Pour un excès de charge de  $\varepsilon = 10\%$ , l’expression du champ électrique devient :

$$E(t) = \varepsilon \cdot N_e(t) \times \epsilon(t) \quad (3.21)$$

Les champs électriques obtenus pour deux gerbes de  $10^{17}$  et  $10^{20}$  eV sont illustrés figure 3.9 pour 3 paramètres d’impact différents. Ce paramètre d’impact conditionne au premier plan le signal, tant sur sa durée que sur son amplitude maximale. Cette notion de temps de réception du signal pour un observateur situé à un endroit donné est primordiale dans l’approche du champ électrique émis. Les échelles de temps données par ce modèle, une durée du transitoire de 100 ns à 500 ns, bornent la gamme de fréquence dans laquelle il faudra travailler, typiquement,  $\Delta t \sim 100$  ns  $\Leftrightarrow \Delta \nu \sim 10$  MHz. De plus, la hiérarchie des phénomènes observés figure 3.9 avec le paramètre d’impact est elle aussi précieuse en renseignements. Lorsque l’on se rapproche de l’axe de la gerbe, le transitoire est de plus en plus rapide, le spectre de fréquence couvrira donc une plus large bande à petit paramètre d’impact.

Ce modèle très simple ne donne bien entendu qu’une estimation de ce que peut être le champ électrique associé à une gerbe. Le mécanisme source pris en compte est uniquement dû à l’excès de charge. Or celui-ci n’est qu’une contribution au champ électrique total, il serait intéressant de prendre en compte les effets du champ géomagnétique mentionné au paragraphe 3.1.2. De plus, l’approximation d’une source ponctuelle limite le domaine d’application de



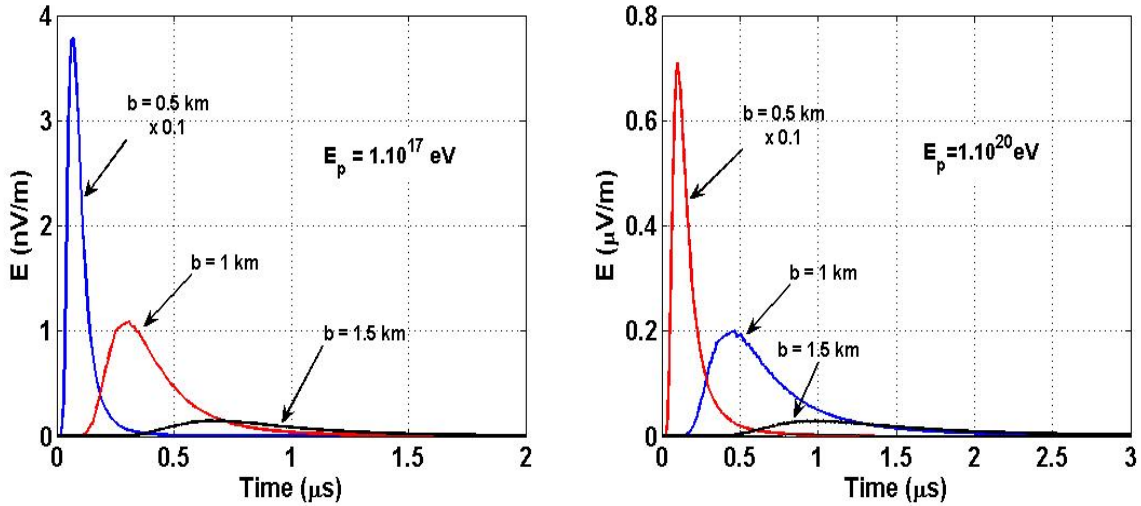


FIG. 3.9 – Champ électrique obtenu avec l'expression 3.21 pour un primaire de  $10^{17}$  eV à gauche et  $10^{20}$  eV à droite, observés à 3 paramètres d'impact différents.

ce modèle aux grands paramètres d'impact, des considérations à petite distance à l'axe nécessiteraient de définir la structure de la galette de particules, son extension longitudinale et latérale et de la faire évoluer avec le développement de la gerbe.

### 3.2.2 L'approche microscopique et l'émission géosynchrotron

En 2002, une nouvelle approche basée sur l'émission géosynchrotron cohérente a été proposée [70, 71]. Le principe est celui décrit dans [60] selon lequel toute charge accélérée donne naissance à une émission électromagnétique. Une particule chargée animée d'un mouvement hélicoïdal autour d'une ligne de champ magnétique peut être décrite par une trajectoire instantanée circulaire. Pour des particules relativistes, on observe un effet d'amplification de l'émission colimatée dans un cône étroit (Fig. 3.10).

Dans une gerbe atmosphérique, cet effet microscopique est rendu cohérent à grande échelle par le fait que les charges sont systématiquement déviées par le champ géomagnétique. Le champ électromagnétique total généré par une gerbe atmosphérique peut être estimé à l'aide d'une simulation numérique de gerbe (CORSIKA [73]), en sommant les contributions individuelles des particules à chaque étape de développement de la cascade.

Nous présentons ici quelques unes des caractéristiques obtenues pour le champ électrique avec ce type de simulations. Tout d'abord le spectre de fréquence (Fig. 3.11) est compatible avec l'ordre de grandeur indiqué par Allan [1], soit environ  $10 \mu\text{V}/\text{m}/\text{MHz}$  pour une gerbe verticale de  $10^{17}$  eV. Pour des petites distances au coeur de gerbe, le spectre observé est quasiment plat et s'étend jusqu'à 100 MHz. Puis, pour des distances successivement plus importantes, le spectre est progressivement confiné vers les basses fréquences avec près de 2 ordres de grandeurs en moins en amplitude à 500 m de distance. Cette atténuation du champ électrique avec la distance (Fig. 3.12) suit une loi exponentielle similaire à celle donnée par Allan dans l'expression 3.10. Le champ électrique est fortement polarisé selon la direction Est-Ouest (Fig. 3.13), ce qui est naturel compte tenu de la relation au champ géomagnétique

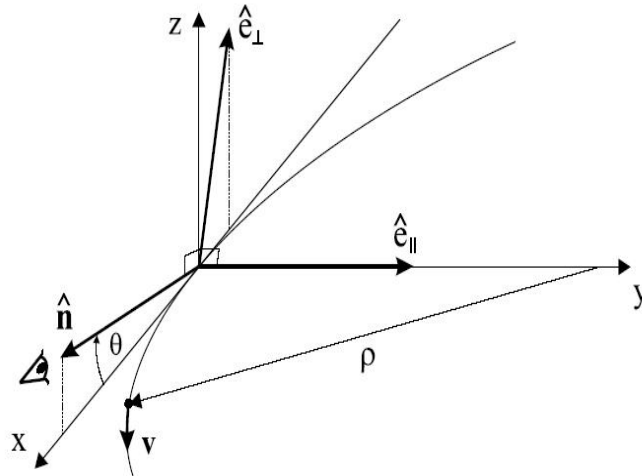


FIG. 3.10 – Figure extraite de [71]. La particule décrit une trajectoire circulaire instantanée de rayon  $\rho$  dans le plan  $oxy$ . L'observateur placé le long de  $\hat{n}$  selon un angle minimum  $\theta$  avec le vecteur vitesse instantané  $v$  voit une émission très courte qui peut être divisée selon deux composantes  $\hat{e}_{\parallel}$  et  $\hat{e}_{\perp}$ .

du mécanisme source considéré. Enfin, la relation entre le spectre du champ électrique et l'énergie du primaire (Fig. 3.14) est quasiment linéaire.

Dans [72], l'auteur propose la paramétrisation des résultats obtenus avec ses simulations. Il obtient ainsi l'expression du champ électrique exprimé en  $\mu\text{V}/\text{m}/\text{MHz}$  en fonction des paramètres de détection :

$$\begin{aligned}
 |\vec{E}(r, \phi_0, \nu, E_p, X_{max})| &= f E_{\theta} \left( \frac{E_p}{10^{17} \text{ eV}} \right)^{0.96} \\
 &\times \exp \left[ -\frac{200 \text{ m} \cdot (\alpha(X_{max}) - 1) + l(r, \phi_0)}{\alpha(X_{max}) \cdot l_{\theta}} \right] \\
 &\times \exp \left[ -\frac{\nu/\text{MHz} - 10}{47.96 \cdot \exp(-l(r, \phi_0)/b_{\theta})} \right] \quad (3.22)
 \end{aligned}$$

Avec  $r$  la distance au coeur de gerbe,  $\phi_0$  l'angle vu entre le coeur de gerbe et le Nord depuis la position de l'observateur,  $\nu$  la fréquence,  $E_p$  l'énergie du primaire,  $X_{max}$  la position du maximum de particules dans la gerbe,  $l(r, \phi_0)$  la distance à l'axe du détecteur projeté dans le repère propre à la gerbe,  $l_{\theta}$ ,  $b_{\theta}$  et  $E_{\theta}$  des paramètres donnés dans [72],  $f = 1$  et  $\alpha(X_{max}) = 1.00636 \times \left( \frac{X_{max}}{631 \text{ g.cm}^{-2}} \right)^{-1.50519}$ .

### 3.2.3 L'approche macroscopique

On doit mentionner ici l'existence d'un autre modèle basé sur les mécanismes sources décrit par Kahn et Lerche [53], présenté au paragraphe 3.1.2, et sur une description analytique macroscopique de la gerbe qui fera prochainement l'objet d'une publication [61]. Les

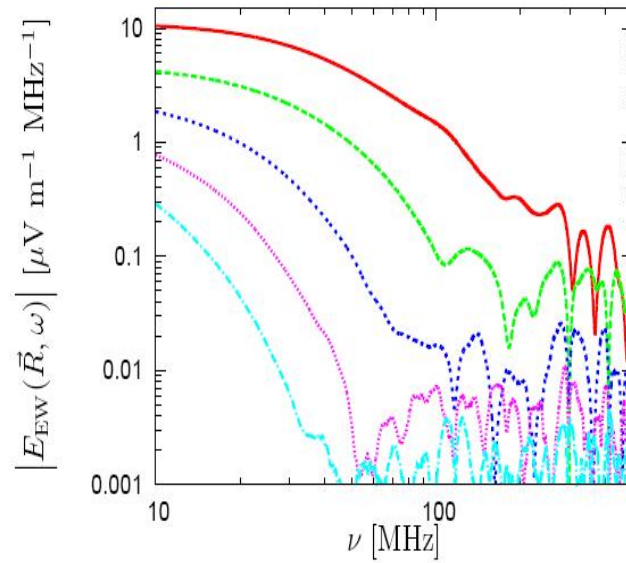


FIG. 3.11 – *Figure extraite de [72]. Spectre d'émission d'une gerbe atmosphérique verticale de  $10^{17}$  eV à différentes distances. De haut en bas : 20 m, 140 m, 260 m, 380 m et 500 m.*

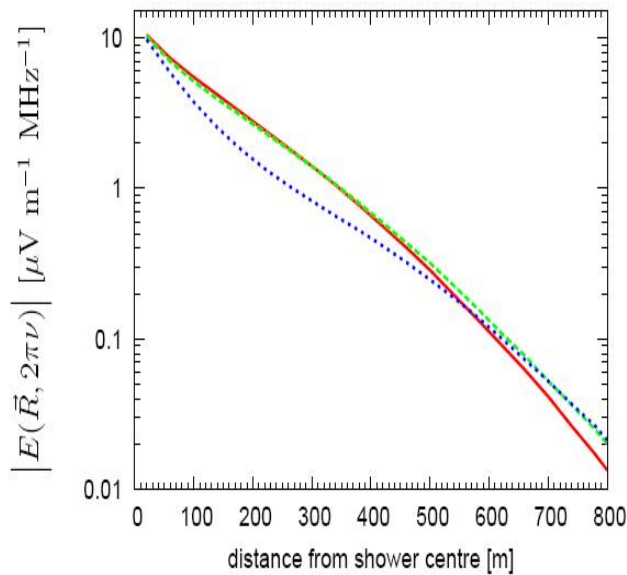


FIG. 3.12 – *Figure extraite de [72]. Dépendance de la composante spectrale d'émission à 10 MHz pour une gerbe verticale de  $10^{17}$  eV en fonction de la distance à l'axe dans différentes directions : le Nord (ligne pleine), le Nord-Ouest (tirets), l'Ouest (pointillés).*

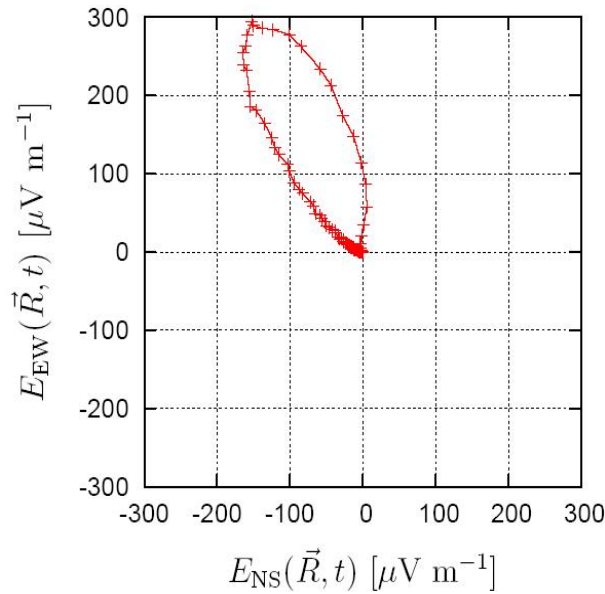


FIG. 3.13 – Figure extraite de [72]. Polarisation du champ électrique : courbe paramétrique indiquant l'évolution temporelle de la composante du champ selon l'axe Est-Ouest en fonction de celle selon l'axe Nord-Sud. Le sens de parcours est le sens horaire. Le champ électrique simulé présente une polarisation fortement linéaire dans la direction Nord-Ouest Sud-Est.

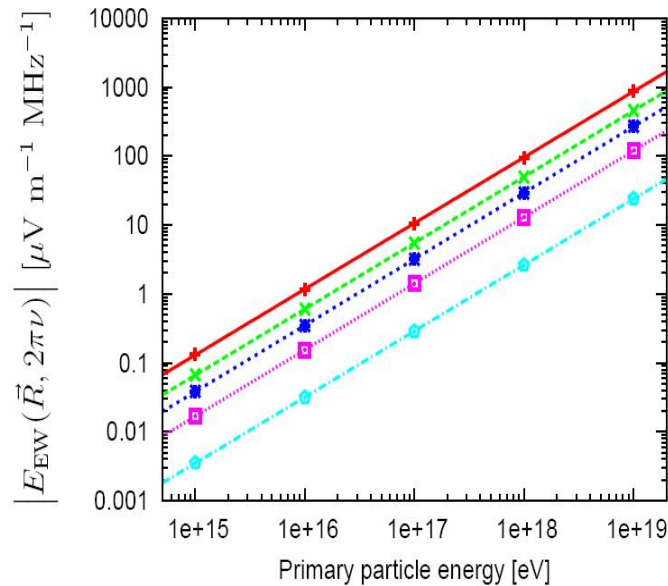


FIG. 3.14 – Figure extraite de [72]. Dépendance de la composante spectrale à 10 MHz polarisée Est-Ouest pour différentes distances au coeur. De haut en bas : 20 m, 100 m, 180 m, 300 m et 500 m en fonction de l'énergie du primaire. La paramétrisation suit une loi en  $E_P^{0.96}$ .

résultats obtenus avec ce modèle semblent différer des résultats présentés ci-dessus sur au moins 2 aspects. Tout d'abord, la forme d'onde du signal, contrairement à celle de l'approche géosynchrotron, présente une bipolarité marquée, avec une forte excursion négative. Ensuite, la polarisation du champ électrique est orientée uniquement selon la direction Est-Ouest, contrairement aux résultats présentés figure 3.13.

### 3.3 La définition d'un démonstrateur

Comme nous avons pu le constater dans les paragraphes précédents, la modélisation du champ électrique fait encore actuellement l'objet de développements, mais l'expérience doit aussi permettre d'apporter des informations supplémentaires pour mieux contraindre les différents modèles. Pour définir un démonstrateur, compte tenu des résultats précédents, nous savons que le signal radio électrique présente les caractéristiques suivantes :

- Le champ électrique est un signal bref dans le temps, typiquement quelques dizaines de ns à  $1 \mu\text{s}$ . Cette durée est fortement conditionnée par le paramètre d'impact  $b$  avec lequel est observé la gerbe atmosphérique. Lorsqu'on s'éloigne de la gerbe, le transitoire est de plus en plus long dans le temps. Le spectre de fréquences correspondant sera alors confiné progressivement vers les basses fréquences.
- L'amplitude du champ électrique est liée à l'énergie du primaire par une relation qui n'est pas encore complètement connue. Selon le degré de cohérence, l'amplitude sera aussi proportionnelle à  $E_P$  ou  $\sqrt{E_P}$ .
- La forme d'onde du champ électrique peut permettre de remonter aux caractéristiques géométriques de la gerbe atmosphérique, une estimation fidèle de cette forme d'onde constitue donc un enjeu important pour tenter de déterminer la nature du primaire.

#### 3.3.1 Le domaine d'énergie pour l'observation

Bien que le domaine des ultra hautes énergies ( $E_p > 1.10^{18}$  eV) soit le domaine le plus intéressant pour appliquer la méthode de radio détection, il ne serait pas adapté dans le cadre du développement d'un démonstrateur en raison de la trop faible statistique de comptage à ces énergies. De plus, la taille des réseaux de détecteurs dans ce domaine implique des infrastructures et des budgets incompatibles avec le statut de recherche et développement. En revanche, l'énergie seuil de détection du signal radio, posée par les pionniers [64, 1] aux alentours de  $10^{16}$  eV, offre une statistique beaucoup plus intéressante. Le besoin en termes de surface, et donc de taille de réseau, est aussi plus réduit, autorisant la mise en place d'un système câblé avec une acquisition centralisée d'une complexité raisonnable. Le domaine d'énergie adéquat pour le fonctionnement du démonstrateur se situera donc entre  $10^{16}$  et  $10^{17}$  eV. Les signaux typiques attendus dans ce domaines d'énergie sont illustrés figure 3.15 avec leur contenu en fréquence pour 2 paramètres d'impact différents.

#### 3.3.2 La taille du réseau et le maillage

Dans cette gamme d'énergie, les spectres de fréquences simulés sont très proches de la limite de détection expérimentale. Les petits paramètres d'impact, typiquement  $b \ll 500$  m,

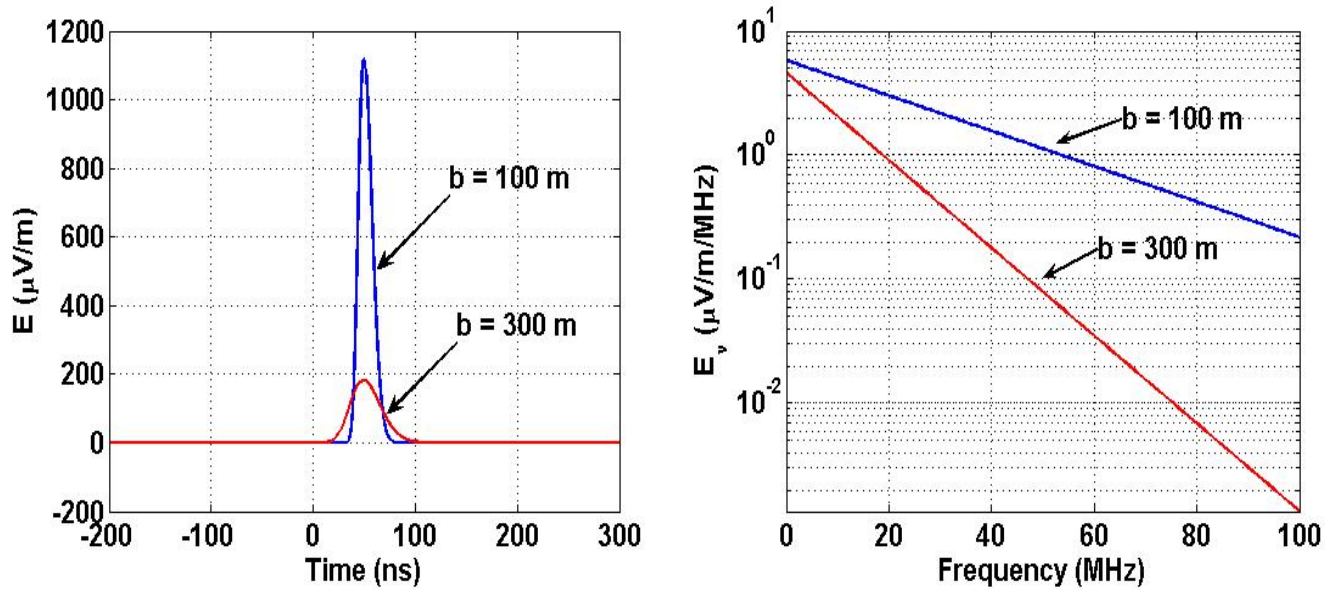


FIG. 3.15 – Champ électrique simulé pour un gerbe verticale de  $10^{17}$  eV observée à 2 paramètres d'impact différents en fonction du temps à gauche, dans le domaine fréquentiel à droite. Les simulations sont réalisées à partir d'une paramétrisation des simulations géosynchrotron [74, 75].

seront les plus accessibles à la mesure. Cette observation induit une première conséquence sur la taille du réseau d'antennes à mettre en oeuvre, qui n'aura pas à excéder une extension de plus de quelques centaines de mètres. Le maillage du réseau, c'est à dire la distance séparant les antennes, pourra quant à lui être optimisé expérimentalement afin de permettre à plusieurs antennes de détecter le signal en coïncidence sur un même évènement. Cependant, Allan a indiqué dans la formule 3.10, une extension du champ électrique de l'ordre de 100 m qui permet de fixer en première approche un pas du réseau de moins d'une centaine de mètres.

### 3.3.3 L'antenne

Les signaux à petit paramètre d'impact sont très rapides, quelques dizaines de nanosecondes, leur spectre de fréquence s'étend jusqu'à 100 MHz pour les plus rapides (Fig 3.15). Bien évidemment, la bande de fréquence de fonctionnement la plus large possible devra être choisie car elle présente le double avantage de permettre de couvrir une large gamme de distance à l'axe et d'optimiser la reconstruction de la forme d'onde du champ électrique potentiellement riche en information sur les caractéristiques de la gerbe. De telles antennes large bande fonctionnant dans le domaine des basses fréquences sont extrêmement rares : les antennes log-périodiques du réseau décamétrique de Nançay (DAM) [86, 91], décrites en annexe de ce document, possèdent des caractéristiques parfaitement adaptées aux tests de la détection radio des gerbes atmosphériques.

Il est nécessaire de comprendre que toute antenne constitue un filtre qui va déformer la forme d'onde du champ électrique. L'effet du filtrage sur les transitoires attendus est illustré figure 3.16 pour 2 bandes de fréquences différentes : une bande de hautes fréquences qui

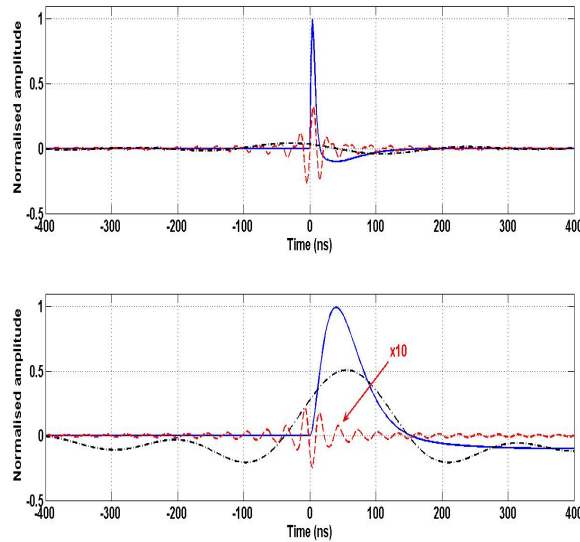


FIG. 3.16 – Illustration de l'effet du filtre pour 2 transitoires de durées différentes. En trait plein bleu, le signal transitoire original dont l'amplitude est normalisée, en tirets-points noirs la forme d'onde filtrée 1 – 5 MHz et en tirets rouges, la forme d'onde filtrée 37 – 70 MHz.

contient l'information rapide, typiquement le front de montée du transitoire, et une bande de basses fréquences dans laquelle est contenue la partie plus lente du transitoire. A petit paramètre d'impact, le filtrage réalisé dans la bande hautes fréquences est le plus efficace, son aspect fortement transitoire permet de déclencher une acquisition et ainsi de dater l'instant d'arrivée du signal. A plus grand paramètre d'impact, le transitoire moins rapide est plus difficilement détecté en hautes fréquences mais la bande de fréquences basses contient une part importante de l'énergie du signal. Dans le cadre d'un démonstrateur, l'étude de la partie haute du spectre de fréquence permettra de détecter les signaux à petit paramètre d'impact.

### 3.3.4 La qualité radio fréquence du site

Le domaine des basses fréquences ( $f < 100$  MHz) est abondamment utilisé pour les transmissions radiophoniques. On y trouve les émetteurs grandes ondes, les transmissions par réflexion ionosphériques (principalement radio-amateur), la bande FM... Ces émetteurs présentent de telles puissances par rapport au signal que nous recherchons que les bandes de fréquences qu'ils occupent sont généralement inutilisables. Cependant, tous les sites ne sont pas égaux face à cette pollution. Bien que les transmissions ionosphériques soient à vocation intercontinentale et, donc, difficiles à éviter, certains émetteurs en revanche, comme la radio FM, couvrent des distances beaucoup plus réduites. Le site d'implantation d'une expérience de détection radio doit donc présenter les caractéristiques optimales d'observation dans ce domaine de fréquence. Comme nous le verrons plus loin, le site de l'observatoire radio de Nancy répond parfaitement à ces contraintes avec un des ciels radio les plus propre d'Europe occidentale.

### 3.3.5 La stratégie de détection

Enfin, le dernier aspect que nous présentons ici est le traitement impulsionnel que nous devons utiliser pour le démonstrateur. Habituellement, les systèmes fonctionnant dans le domaine radio traitent l'information de façon intégrée par rapport au temps sur des bandes de fréquences étroites. Dans notre cas, nous souhaitons accéder à l'information contenue dans la forme d'onde temporelle du champ électrique. Le signal des antennes devra être numérisé comme une fonction du temps à l'aide d'échantillonneurs rapides capables de discrétiser un transitoire de quelques dizaines de nanosecondes. Outre le fait que la technique est nouvelle, elle s'applique, en plus, à un domaine que nous ne connaissons pas ou peu : le fond radio impulsionnel. Tout système électrique présentant des variations rapides est susceptible d'engendrer un transitoire détectable en radio dont les caractéristiques peuvent *a priori* être très similaires à celle du champ électrique associé à une gerbe atmosphérique. Les moteurs à explosion, commandes électriques, signaux logiques sont donc autant de parasites potentiels de notre système qu'il faudra parvenir à rejeter de notre analyse. Dans une phase de développement de la méthode, il est indispensable de pouvoir identifier de manière formelle l'origine d'un signal radio mesuré. Pour cela, l'acquisition d'un réseau d'antennes doit être pilotée par un réseau de détecteurs de particules qui validera la présence d'une gerbe atmosphérique en coïncidence avec la mesure du signal radio transitoire pour identifier de façon non ambiguë l'origine du champ électrique mesuré.



# Chapitre 4

## L'expérience CODALEMA à Nançay : la détection

Le démonstrateur CODALEMA doit permettre de détecter le transitoire radio-électrique engendré au passage d'une gerbe de particules. L'instrument décrit dans ce chapitre est le résultat d'un développement progressif qui s'est étalé sur plusieurs années. Les premières mesures réalisées sur le site de Nançay ont débuté en 2002, elles ont consisté à mettre en place le système d'un point de vue pratique : cablage des antennes, installation du système d'acquisition, repérage des bandes de fréquences utilisables. Par la suite, entre 2003 et 2004, une première version du réseau d'antennes a été déployée pour mener des études sur le ciel radio en impulsionnel. Les mesures effectuées durant cette période ont permis de développer les méthodes d'analyses, d'identifier nos limitations techniques puis d'optimiser, à partir de 2004, les différents aspects du réseau d'antennes pour parvenir à une version instrumentale opérationnelle pour les premières mesures des caractéristiques du signal radio associé aux gerbes. C'est pourquoi les données que nous présenterons ici ont essentiellement été collectées d'Octobre 2004 à Octobre 2005. Il s'agit donc là d'une première étude sur le détecteur et ses performances. Depuis cette période, l'expérience CODALEMA a encore fait l'objet de nombreuses améliorations. Les prises de données et les analyses finales doivent se poursuivre jusqu'à fin 2008.

### 4.1 L'instrument CODALEMA

Nous présentons dans ce paragraphe les caractéristiques du fond radio du site sur lequel est implantée l'expérience. En effet, c'est en fonction de celles-ci que sont déterminées les fenêtres d'observation que nous pouvons utiliser. Nous décrirons en détail le dispositif expérimental qui constitue une innovation par l'approche qui est suivie : la détection en forme d'onde des transitoires radio. Nous donnerons une description du mode de déclenchement du système. Puis nous décrirons les outils d'analyse que nous avons mis au point pour traiter les données brutes.

### 4.1.1 Rappel sur les grandeurs spectrales

Nous rappelons ici les notions de densité spectrale de puissance et densité spectrale d'énergie ainsi que leurs domaines respectifs d'application. Nous exprimerons les grandeurs dans les unités effectivement utilisées dans cette thèse.

La transformée discrète de Fourier (TFD) est définie par :

$$X(k) = \sum_{j=0}^{N-1} x(j) \cdot e^{-\frac{2\pi i k j}{N}} \quad (4.1)$$

$$x(j) = \frac{1}{F_e} \int_{F_e} X(k) \cdot e^{\frac{-2\pi i k j}{N}} \cdot df \quad (4.2)$$

avec  $x(j)$  le  $j^{\text{eme}}$  échantillon du signal  $x(t)$ ,  $F_e$  la fréquence d'échantillonnage et  $N$  le nombre d'échantillons.

Pour obtenir une expression similaire à la Transformée de Fourier d'un signal continu, homogène à des V/Hz, à partir de ces coefficients  $X(k)$ , il faut normaliser par  $t_e = \frac{T_e}{N}$ , le pas d'échantillonnage.

On exprime l'énergie d'un signal à énergie finie dans le domaine fréquentiel par :

$$E_{xx} = \frac{1}{F_e} \int_{F_e} X(k)^2 \cdot df \quad (4.3)$$

et la densité spectrale d'énergie par :

$$S_{xx} = |X(k) \cdot t_e|^2 \quad (4.4)$$

Lorsque la série 4.3 ne converge pas, le signal n'est pas à énergie finie. On définit alors une autre classe de signaux : les signaux à puissance moyenne finie. La puissance moyenne définie par :

$$P_{xx} = \frac{1}{T_e} \sum_{j=-N/2}^{N/2} |x(j)|^2 \quad (4.5)$$

doit admettre une limite pour  $N \rightarrow \infty$ .

On peut alors définir la densité spectrale de puissance (dsp) par :

$$S_{xx} = \frac{1}{T_e} |X(k) \cdot t_e|^2 = \frac{t_e}{N} |X(k) \cdot t_e|^2 \quad (4.6)$$

On dispose de deux grandeurs distinctes, la densité d'énergie exprimée en  $V^2/\text{Hz}^2$  et la densité de puissance exprimée en  $V^2/\text{Hz}$ . Normalisées par le facteur la résistance de la chaîne de mesure, ces densités sont homogènes, respectivement, à des J/Hz et à des W/Hz :

$$DSP_{W/\text{Hz}} = \frac{S_{xx}}{R} \quad (4.7)$$

Ainsi, si on souhaite caractériser un lieu par son spectre, la densité spectrale de puissance sera la grandeur choisie car elle est indépendante du temps d'observation et constitue la

référence en radio-astronomie. Suivant la représentation utilisée, les densités spectrales de puissance peuvent être normalisées par une puissance de 1 mW et sont alors exprimées en dBm/Hz ou dBm/MHz, une unité répandue dans le domaine des télécommunications et des antennes. Cette unité est reliée au W/Hz par :

$$DSP_{\text{dBm/Hz}} = 10 \times \log(DSP_{\text{W/Hz}}/1 \text{ mW}) \quad (4.8)$$

En revanche, pour notre situation particulière, lorsque nous serons amenés à comparer des niveaux de bruit à un signal transitoire qui est à énergie finie, nous préférons la densité spectrale d'énergie évaluée sur une durée d'observation donnée. Afin de pouvoir comparer la densité spectrale d'énergie mesurée sur les signaux à la densité spectrale de champ électrique donnée par les modèles théoriques pour le champ électrique engendré par une gerbe atmosphérique, nous réalisons fréquemment la conversion suivante :

$$DSC_{\text{V/m/MHz}} = \frac{1}{L_{\text{eff}}} \cdot \sqrt{DSE_{\text{V}^2/\text{Hz}^2}} \quad (4.9)$$

Avec  $DSC$  la densité spectrale de champ,  $DSE$  la densité spectrale d'énergie et  $L_{\text{eff}}$  la longueur effective de l'antenne dont l'expression est donnée en annexe de ce document.

Enfin, les considérations sur les spectres ne portant que sur les fréquences positives, les coefficients sont normalisés par un facteur  $\sqrt{2}$  pour conserver l'énergie.

### 4.1.2 La qualité du ciel sur le site de Nançay

D'un point de vue détection radio, le critère primordial est donné par la qualité radio-électrique du ciel (mesurée notamment par la présence ou l'absence d'émissions anthropiques continues ou trop puissantes). La situation est différente selon les bandes de fréquences considérées. Dans le domaine des ondes décamétriques, comme ces ondes se propagent loin par réflexion sur l'ionosphère et le sol, les sites sont quasiment tous équivalents sur le territoire français. Dans la bande FM, où les émissions sont essentiellement urbaines, c'est surtout la vision directe des émetteurs qui doit être évitée. L'éloignement de quelques dizaines de kilomètres des grandes agglomérations est donc indispensable d'autant que la densité de trafic par radio-téléphonie mobile dans les bandes de fréquences intermédiaires est aussi fortement corrélée aux fortes densités de population.

L'expérience CODALEMA est située sur le site de l'observatoire radio astronomique de Nançay, dans le Cher. En tant qu'observatoire radio, le site a fait l'objet, depuis sa création dans les années 60, d'une politique de non prolifération des émetteurs radio proches. De plus, son isolement géographique vis-à-vis des grandes métropoles urbaines lui a permis de conserver un ciel radio relativement dépourvu d'émetteurs. Malheureusement, certains modes de transmission radio opèrent sur des distances telles qu'il n'est pas possible d'empêcher leur présence dans le ciel de Nançay. C'est particulièrement le cas pour les émetteurs des plus basses fréquences comme les stations radio grandes ondes, qui offrent une couverture de diffusion nationale, ou bien encore pour les radio-amateurs qui utilisent la réflexion sur l'ionosphère pour propager leurs messages sur d'autres continents. La figure 4.1 présente une densité spectrale de puissance (dsp) mesurée sur le site de CODALEMA avec une antenne log-périodique sur la bande 0-1 GHz. Les coefficients de cette dsp au dessus de 120 MHz

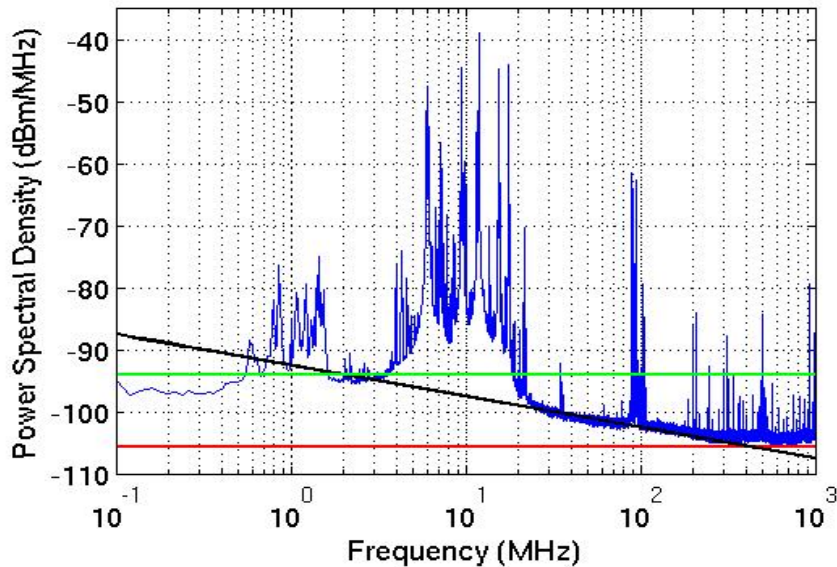


FIG. 4.1– Densité spectrale de puissance (*dsp*) mesurée sur le site de Nançay avec une antenne log-périodique entre 0 et 1 GHz en moyennant sur 199 événements enregistrés sur 100001 points à  $F_e = 2$  GHz. En vert, le fond imposé par la résolution de l'ADC pour 1 événement, en rouge celle correspondant à la moyenne sur les 199 événements, en noir, le fond galactique.

n'offrent qu'une illustration des émetteurs présents dans le ciel car la réponse en fréquence des antennes log-périodique s'effondre au delà de cette valeur. En dessous de 500 kHz, le spectre est atténué par le filtre passe-haut de 500 kHz qui permet d'atténuer l'émetteur *France Inter Grandes Ondes* de 2 MW (à 162 kHz) situé à seulement quelques kilomètres à vol d'oiseau de la station. Au dessus de cette fréquence, on voit successivement le reste des émetteurs grandes ondes jusqu'à 1.5 MHz, de nombreux émetteurs ondes courtes entre 3 et 24 MHz, la bande F.M. entre 88 et 108 MHz, puis divers émetteurs VHF et UHF parmi lesquels la chaîne Canal+ à 200 MHz et les chaînes de télévision diffusées par voie hertzienne entre 450 et 550 MHz, enfin la bande GSM vers 900 MHz.

Le transitoire associé à une gerbe atmosphérique présente un spectre large bande dont la majeure partie des coefficients s'étale depuis le continu jusqu'à 100 MHz. La figure 4.2 détaille cette portion du spectre. Les zones du spectre radio dépourvues d'émetteurs à Nançay sont la bande 1.5 – 3 MHz d'une part et 24 – 82 MHz d'autre part. Pour le signal radio d'une gerbe, la zone de basse fréquence contient une part plus importante de la puissance que la bande 24 – 82 MHz et pourrait offrir la possibilité de détecter le signal à plus grand paramètre d'impact. La figure 4.3 illustre la variation de ce spectre en fonction de l'heure UTC et du mois de l'année. En pratique, la bande de fréquence 1.5-3 MHz n'est dépourvue d'émetteurs que pendant une partie de la journée dont la durée est corrélée aux heures de lever et de coucher du soleil. Ce comportement traduit l'origine ionosphérique de cette variation. La couche D de l'ionosphère, présente uniquement pendant la journée, absorbe les ondes radios dans cette bande de fréquence. La nuit, elle disparaît et les émetteurs radio sont à nouveau visibles. Cette zone du spectre est instable et ne se prête donc pas à l'utilisation sur

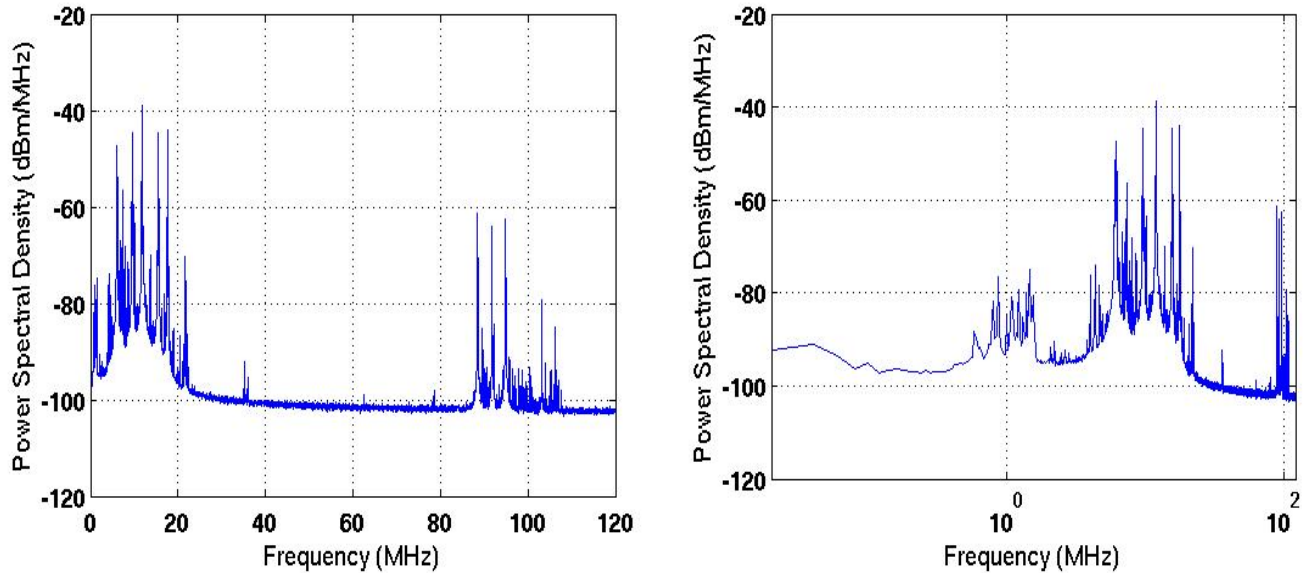


FIG. 4.2 – *Détail de la portion du spectre intéressante pour la détection radio des grandes gerbes. A gauche échelle linéaire de fréquence, à droite, échelle logarithmique pour visualiser correctement la bande 1.3-3 MHz.*

un démonstrateur. D'ailleurs la détection dans ce domaine de fréquence a déjà été entreprise par le passé, mais sans succès [68]. Néanmoins, dans une seconde étape de développement de la détection radio, cette bande de fréquence pourrait tout de même constituer un objectif attrayant compte tenu des aspects mentionnés ci-dessus.

La seconde bande de fréquence, 24 – 82 MHz, subit aussi l'effet de la variation jour/nuit de l'ionosphère mais dans une moindre mesure. La fréquence maximale d'utilisation de l'ionosphère pour les transmission radio (ou MUF pour Maximum Usable Frequency) qui constitue, pour notre système, la limite basse de la bande de fréquence utilisable varie quotidiennement entre 24 MHz au maximum pendant la journée et en dessous de 20 MHz pendant la nuit. C'est donc sur cette portion du spectre que nous avons préférentiellement travaillé avec le démonstrateur CODALEMA.

### 4.1.3 Le radio-détecteur

L'expérience est située au sein du réseau décimétrique de Nançay (ou DAM) [91]. L'objectif scientifique de cet instrument est l'étude des environnements magnétisés et ionisés de Jupiter, du Soleil ainsi que des étoiles dans le domaine de longueurs d'onde métriques à décimétriques. C'est un réseau constitué de 144 antennes log-périodiques (Fig. 4.4), parmi lesquelles 11 ont été singularisées pour constituer le réseau CODALEMA. Ces antennes sont décrites en détail en annexe de ce document. Nous ne présentons ici que leurs principales caractéristiques. Ce sont des antennes dites « passives » dont la réponse en fréquence est adaptée sur plus d'une décade entre quelques MHz et jusqu'à plus de 100 MHz. Cette caractéristique large bande a justifié le choix de ces antennes pour la démonstration de la détection

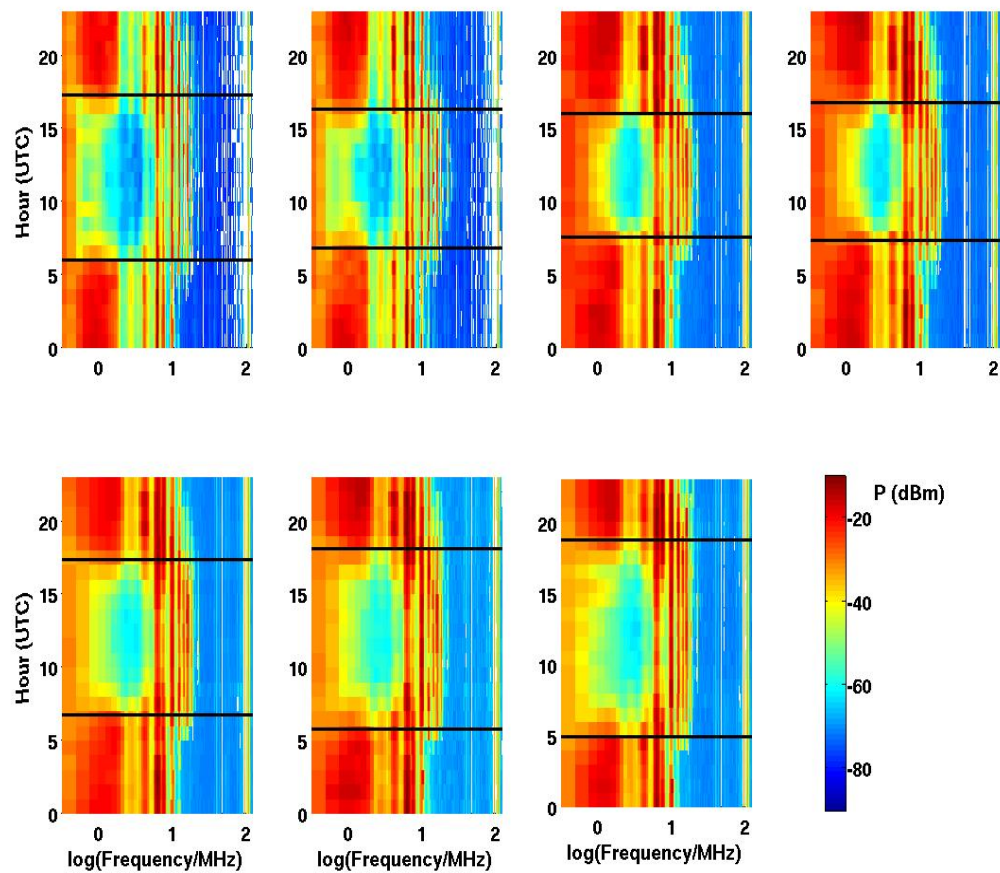


FIG. 4.3 – Variation du spectre de fréquences en dBm sur le site de Nançay en fonction de l'heure UTC. Chacune des figures est moyennée sur 1600 évènements pendant un intervalle de temps de 3 jours à des dates différentes. A partir du haut à gauche : 6-9 Octobre, 19-21 Novembre, 20-22 Décembre, 27-28 Janvier, 21-23 Février, 20-22 Mars, 14-17 Avril. L'heure de lever et coucher du soleil pour chacune de ces périodes est indiquée par des droites noires.

radio des gerbes. Leur structure est un cône de 7 m de hauteur dont le mât central sur lequel repose la structure est incliné de  $27^\circ$  par rapport à la verticale dans la direction du sud sur le plan de l'écliptique pour optimiser l'observation du Soleil et de Jupiter. Le diagramme de rayonnement de ces antennes est donné figure 4.5. Il présente un gain maximal de 7 dBi et un lobe principal de -3 dB de  $45^\circ$  de demi-angle autour du maximum situé dans l'axe du mât central [86].

Le dispositif expérimental de CODALEMA, schématisé figure 4.6, est constitué de 2 réseaux distincts : un réseau de 4 détecteurs de particules disposé autour du DAM et un réseau de 11 antennes log-périodiques. Compte tenu des distances mises en jeu (quelques centaines de mètres), les 2 réseaux sont intégralement câblés jusqu'au système d'acquisition. Celui-ci est centralisé dans un conteneur de marine situé au centre du triangle composé des antennes SW, SE et L0. Ce conteneur héberge toute l'informatique du système qui enregistre les données puis les transmet via liaison internet vers notre laboratoire. Ce type de local, peu commun, a été choisi car ses parois en fer intégralement closes et étanches constituent le meilleur des blindages pour empêcher tout rayonnement sur le réseau d'antennes très proche.

Le réseau de 4 détecteurs de particules, détaillé au paragraphe 4.1.4, constitue le système de déclenchement (ou trigger) de l'expérience. Son rôle est de déclencher l'acquisition qui enregistre l'intégralité des signaux issus des antennes et des détecteurs de particules.

Le réseau d'antennes peut être vu en 2 sous-groupes. Le premier est constitué de 4 antennes espacées de 87 m disposées aux 4 coins du DAM : NW, NE, SW et SE. C'est le coeur du réseau, il couvre la même surface que le trigger particules et doit donc permettre d'optimiser les chances de détection du signal radio associé à la gerbe. Le second sous-groupe est composé par les 7 antennes, implantées sur une ligne orientée Est-Ouest de 600 m de longueur : L0 à L6. L'objectif de cette ligne d'antennes est d'offrir une section d'analyse la plus étendue possible du champ électrique associé à une gerbe afin de caractériser le comportement de celui-ci en fonction de la distance au coeur de gerbe.

La chaîne d'acquisition du signal d'une antenne est schématisée figure 4.7. L'antenne, adaptée  $50\ \Omega$ , délivre un signal qui est amplifié par un amplificateur large bande 1 – 200 MHz de gain constant en fréquence de 35 dB. Le signal est ensuite transmis par câble galvanique vers la salle d'acquisition. Les câbles utilisés sont des câbles coaxiaux blindés de type 12272 fabriqués par *Huber & Suhner*. Le constructeur donne l'atténuation en fonction de la fréquence par unité de longueur en dB/m :

$$A(f) = a \times \sqrt{f/GHz} + b \times f/GHz \quad (4.10)$$

avec les coefficients fournis  $a = 0.0817$  et  $b = 0.025$ .

Nos mesures montrent que ce paramétrage est correct. La figure 4.8 illustre le facteur de correction à appliquer au signal ainsi obtenu pour une longueur de 180 m.

Le temps de propagation du signal dans le câble est estimé à 4 ns/m par le constructeur. Compte tenu des différentes longueurs de utilisées, les retards induits par les câbles doivent être corrigés. Les mesures de temps de propagation d'un transitoire réalisées sur chacun des câbles de l'expérience sont rassemblées dans le tableau 4.1. Les valeurs sont compatibles



FIG. 4.4 – Vue du réseau décimétrique (DAM) de l'observatoire radio astronomique de Nançay, qu'utilise en partie le démonstrateur CODALEMA, montrant une partie des 144 antennes log-périodiques qui le composent.

Ant.	NE	SE	SW	NW	L0	L1	L2	L3	L4	L5	L6
Long. (m)	180	100	100	180	50	180	180	270	270	360	360
Retard (ns)	693.3	367.8	367.8	693.8	204.0	735.0	735.0	1059.3	1060.7	1427.8	1427.3

TAB. 4.1 – Tableau récapitulatif des longueurs de câble pour chaque antenne ainsi que le retard induit sur le signal.



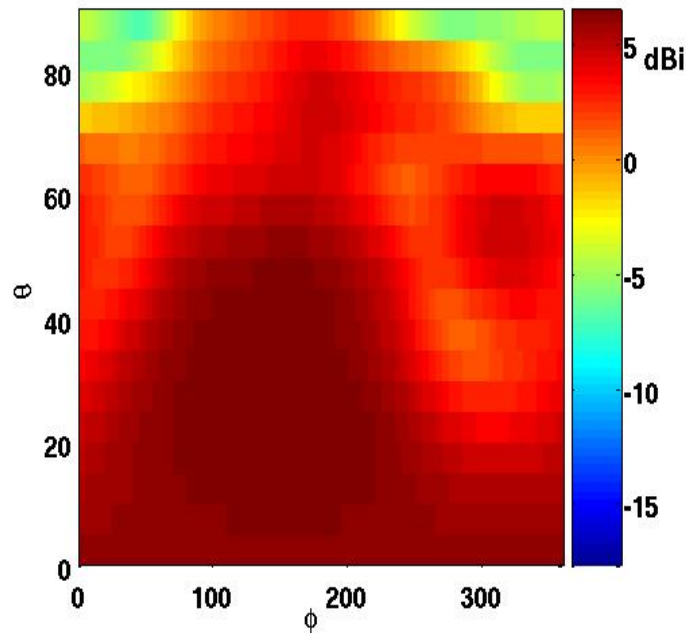


FIG. 4.5 – Représentation en  $\theta$ ,  $\phi$  du diagramme de rayonnement en dBi d'une antenne log-périodique simulé sous EZNec. L'antenne présente un gain maximal de 7 dBi dans la direction de son mât ( $\theta = 20^\circ$ ,  $\phi = 180^\circ$ ) et son lobe principal à -3 dB est un cône de demi-angle  $45^\circ$  autour de ce maximum.

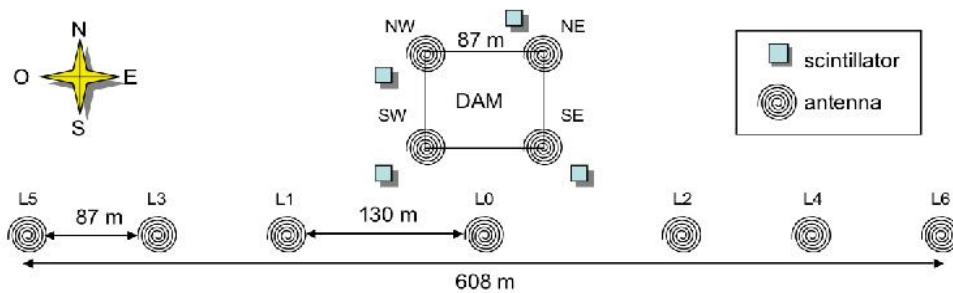


FIG. 4.6 – Dispositif expérimental de CODALEMA. Le trigger est constitué par un réseau de 4 scintillateurs (carrés), le réseau d'antennes est composé de 11 antennes log-périodiques (spiraales) avec un coeur de 4 antennes et un axe Est-Ouest de 7 antennes pour observer le comportement du champ électrique sur une plus grande distance.

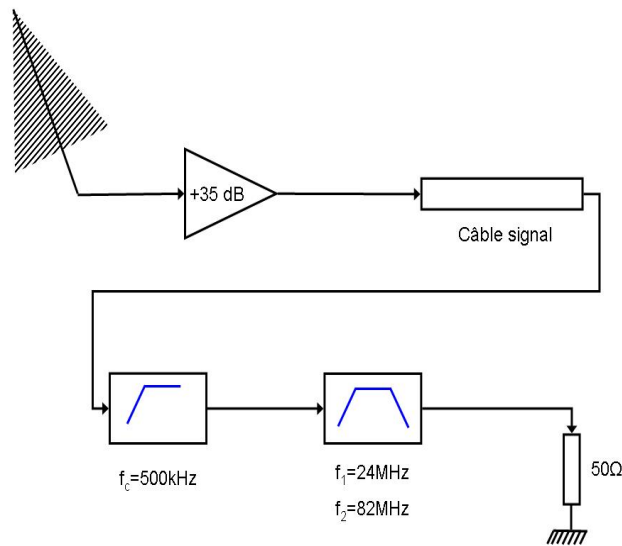


FIG. 4.7 – Chaîne d'acquisition pour une antenne sur CODALEMA. Le signal d'antenne est tout d'abord amplifié de 35 dB avant d'être transmis par les câbles jusqu'au centre d'acquisition. Deux filtrages successifs sont ensuite appliqués aux signaux, le premier est un passe-bas de 500 kHz destiné à atténuer l'émetteur France Inter grandes ondes, le second un passe-bande de 24-82 MHz qui permet de compenser la résolution de l'ADC. Les signaux sont finalement numérisés sur un oscilloscope numérique.

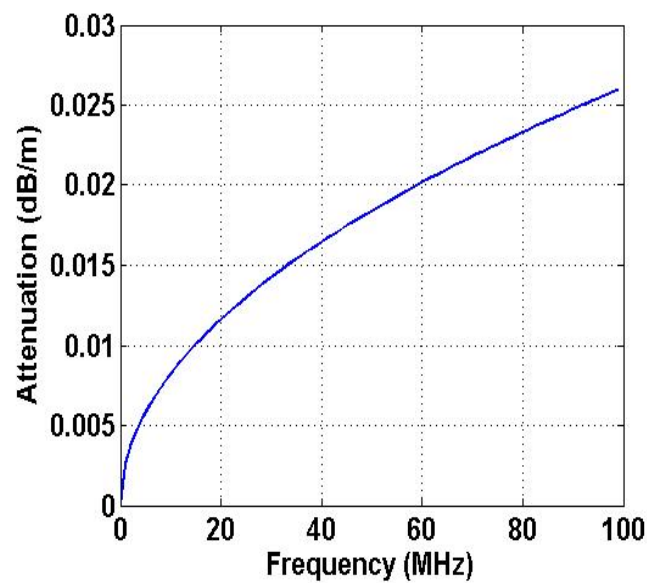


FIG. 4.8 – Atténuation du câble en dB/m en fonction de la fréquence. Chacun des signaux d'antennes est corrigé de cette atténuation.

avec les données constructeurs mais elles tiennent aussi compte du retard induit par les connecteurs ainsi que de la taille réelle du câble, que nous ne connaissons qu'avec une précision de quelques centimètres seulement. Le signal est ensuite dirigé vers 2 filtres analogiques successifs. Le premier est un filtre passe-haut de fréquence de coupure  $f_c = 500$  kHz dont le rôle est d'atténuer l'émetteur *France-Inter Grandes Ondes* à 162 kHz, extrêmement puissant (2 MW) et très proche du site de l'observatoire de Nançay.

Le second est un filtre passe-bande 24-82 MHz qui a été inséré sur la ligne pour compenser la résolution accessible par l'échantillonneur (ou ADC, pour Analog Digital Converter) de 8 bits de l'oscilloscope numérique (LeCroy, série 9300) situé en aval qui numérise le signal à une fréquence d'échantillonnage de 500 MHz. En effet, compte tenu de la puissance des émetteurs présents sur la zone du spectre qui nous intéresse (500 kHz – 100 MHz), le calibre vertical de l'oscilloscope est de 0.5 V/div sur 8 divisions pour éviter toute saturation. Ceci donne la valeur du bit significatif, le lsb (lowest significant bit) :

$$lsb = \frac{N_{div} \times calibre}{2^n} = \frac{8 \times 0.5}{2^8} = 15.625 \text{ mV} \quad (4.11)$$

Ce lsb induit un signal de moyenne nulle et d'écart type  $\sigma = \frac{lsb}{\sqrt{12}} = 4.51$  mV. La puissance contenue dans ce signal est donc donnée par son énergie ramenée à la durée du signal :

$$P_{lsb} = \frac{\sigma^2}{N \times t_e} \quad (4.12)$$

D'après Parseval, la puissance contenue dans le domaine fréquentiel est la même que dans le domaine temporel. Soit, en tenant compte des fréquences négatives par le facteur  $\frac{1}{2}$  :

$$P_{lsb} = \frac{1}{2} \cdot \frac{F_e}{N \times t_e} \sum dsp \quad (4.13)$$

De plus, le lsb étant régit par une loi stochastique, sa dsp est plate et de niveau  $lsb_\nu$  :

$$P_{lsb} = \frac{1}{2} \frac{F_e}{N \times t_e} \cdot N \cdot lsb_\nu \quad (4.14)$$

On obtient la relation suivante pour le fond d'une dsp induit par le lsb :

$$lsb_\nu = 2t_e \times \sigma^2 \quad (4.15)$$

soit en dBm/MHz corrigé des gains :

$$lsb_{dBm} = 10 \times \log_{10} \left( 2 \cdot t_e \cdot \left( \frac{lsb}{\sqrt{12}} \right)^2 \times 1.10^6 / R / G / 1.10^{-3} \right) \quad (4.16)$$

avec  $G = 35$  dB, le gain de la chaîne de transmission et  $R = 50 \Omega$ , la résistance de charge de l'oscilloscope.

On obtient le niveau de bruit, en vert figure 4.1 :

$$lsb_\nu = -98.9 \text{ dBm/MHz} \quad (4.17)$$

Cette résolution est bien supérieure au niveau du fond galactique radio situé à environ  $-100$  dBm/MHz dans la bande 24 – 82 MHz. Tout signal de puissance inférieure à

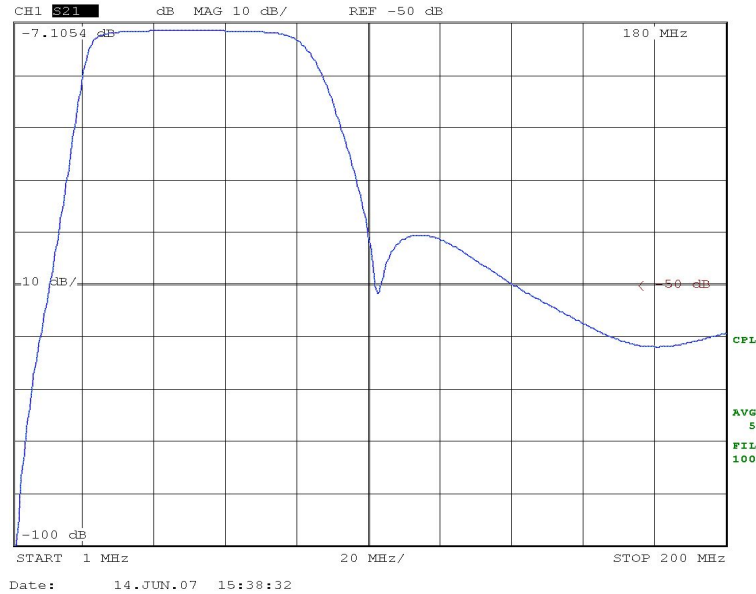


FIG. 4.9 – Module de la fonction de transfert en atténuation du filtre 24 – 82 MHz mesuré à l’analyseur de spectre sur la bande 1 – 200 MHz.

	Bande étroite 33-65 MHz	Bande réduite 24-82 MHz	Pleine bande
Dynamique de l’ADC (mV)	$\pm 8$	$\pm 80$	$\pm 2000$
Résolution, $lsb$ (mV/bit)	0.0625	0.625	15.625
Sensibilité, $lsb_v$ (dBm/MHz)	-142.1	-122.1	-94.1

TAB. 4.2 – Sensibilité de l’électronique corrigée des gains pour les différentes configurations utilisées.

$-98.9$  dB/MHz est donc caché dans le bruit du  $lsb$ . Pour tracer le spectre de la figure 4.1, les dsp ont été moyennés sur 199 événements, et la résolution réduite d’un facteur  $1/\sqrt{199}$  (en rouge sur la figure 4.1), ce qui permet de résoudre le fond galactique radio avec un spectre en  $1/\sqrt{f}$ . Le filtre passe-bande de 24 – 82 MHz, dont la fonction de transfert est donnée figure 4.9, a été inséré sur chaque ligne d’acquisition pour éliminer les raies dues aux émetteurs onde courtes. Les valeurs de sensibilité obtenues pour les différentes configuration de l’électronique, résumées dans le tableau 4.2, permettent de résoudre le fond du ciel.

Enfin, les signaux sont numérisés sur 5000 points à une fréquence d’échantillonnage  $f_e = 500$  MHz, soit un intervalle de temps de 2 ns entre 2 points et une durée d’enregistrement pour un événement de  $10 \mu s$ . Cette valeur est bien entendu largement supérieure au temps nécessaire à une onde pour survoler la totalité du réseau d’antennes, 600 m soit  $\Delta t \sim 2 \mu s$ , afin de s’assurer de la présence du transitoire sur le signal quelle que soit la direction d’arrivée de la gerbe atmosphérique.

#### 4.1.4 Le système de déclenchement

L'acquisition de l'instrument est gérée par un réseau de 4 détecteurs de particules fournis par le Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire (LAL, Orsay). Ces détecteurs étaient des prototypes tests pour l'Observatoire Pierre Auger [76] auxquels ont été préférées les cuves à eau Čerenkov entre autres pour des raisons d'acceptance aux grands angles zénithaux. Ils utilisent chacun 2 couches de scintillateur acrylique superposées d'une surface individuelle de  $2.3 \text{ m}^2$  et de 2 cm d'épaisseur. Chacune de ces couches plastiques est lue par un tube photo multiplicateur (PM) placé en son centre. Ces 2 couches superposées permettent de réaliser un premier test de coïncidence dans un intervalle de temps de 60 ns pour réduire le taux de déclenchement d'une station à 200 Hz. La distance maximale entre 2 scintillateurs est de 128 m, soit un intervalle de temps maximal  $\Delta t = 427 \text{ ns}$  pour une gerbe horizontale pour couvrir l'intégralité du réseau à  $c$ . Le déclenchement de l'acquisition est donc réalisé lorsque les 4 stations du réseau déclenchent dans une fenêtre de temps de 600 ns. Le taux de trigger obtenu est de 1.1 événements par minute (evt/min).

Trois aspects limitant du réseau de détecteurs de particules doivent être mentionnés ici. Tout d'abord, un réseau de 4 détecteurs de particules ne permet pas de vérifier la centralité du coeur de gerbe sur le dispositif. Il est donc difficile de fournir une estimation correcte sur l'énergie ou même simplement de la densité de particules dans la galette détectée. Ensuite, les amplificateurs installés sur les lignes de signaux présentent des non-linéarités importantes dans leur zone de fonctionnement qu'il était difficile de calibrer, ce qui interdit toute interprétation de la charge déposée dans les plastiques en termes d'énergie déposée. Enfin, l'efficacité de collecte de la lumière en fonction du point d'impact de la particule sur le scintillateur (qui présente une surface importante) est loin d'être uniforme. La fonction du réseau est donc réduite à fournir une information limitée sur les gerbes : il valide leur présence et permet de reconstruire leur direction d'arrivée.

Une estimation statistique de l'énergie seuil de déclenchement peut tout de même être réalisée à partir de l'acceptance de l'instrument. La distribution des angles zénithaux  $\theta$  reconstruits (Fig. 4.10) indique que le détecteur est sensible à des gerbes jusqu'à un angle zénithal limite de  $\theta_{max} \sim 60^\circ$ . Cette distribution est correctement paramétrée par la fonction :

$$\frac{dN}{d\theta} = N_0 \cdot \frac{2\pi \times \sin\theta \times \cos^2\theta}{1 - \exp\left(\frac{\theta_0 - \theta}{\Delta\theta}\right)} \quad (4.18)$$

Le terme  $d\Omega = 2\pi \times \sin\theta$  rend compte du facteur d'angle solide pour une distribution plate en azimut  $\phi$ , le terme  $\cos^2\theta$  traduit la surface effective « vue » par la gerbe sous l'angle d'incidence  $\theta$  pour le réseau plat dans son ensemble d'une part, et pour chacun des scintillateurs plats eux aussi d'autre part. L'expression de type Fermi-Dirac exprime l'extinction des gerbes due à la profondeur d'atmosphère traversée plus importante avec les angles zénithaux croissants.

On exprime l'acceptance instantanée comme l'intégrale de la surface de détection  $S$  sur l'angle solide couvert par le détecteur, soit :

$$A = S \times \int_0^{2\pi} d\phi \times \int_0^{\theta_{max}} \sin\theta \cdot \cos^2\theta \cdot d\theta \quad (4.19)$$

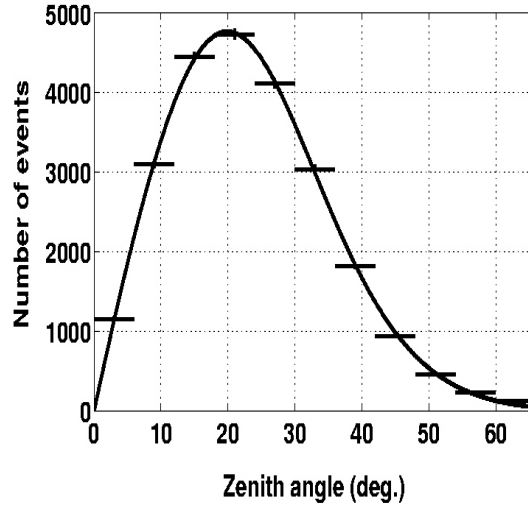


FIG. 4.10 – Taux de comptage en fonction de  $\theta$ , l'angle zénithal, pour 2300 heures de prise de données. La hauteur de chaque bin est divisée par sa largeur de  $6^\circ$ . La distribution est correctement décrite par une fonction  $2\pi \times \sin \theta \times \cos^2 \theta$  définie par les caractéristiques géométriques du détecteur multipliée par une fonction de Fermi-Dirac pour rendre compte de l'atténuation des gerbes inclinées dans l'atmosphère (ligne pleine).

$$A = \pi S \times \int_0^{\theta_{max}} \sin 2\theta \cdot \cos \theta \cdot d\theta \quad (4.20)$$

$$A = \frac{\pi S}{2} \times \left( \int_0^{\theta_{max}} \sin \theta \cdot d\theta + \int_0^{\theta_{max}} \sin 3\theta \cdot d\theta \right) \quad (4.21)$$

Soit

$$A = \frac{\pi S}{2} \times \left[ 1 - \cos \theta_{max} + \frac{1}{3} \cdot (1 - \cos 3\theta_{max}) \right] \quad (4.22)$$

Au seuil en énergie, la surface de détection est celle couverte par le détecteur,  $S \sim 9000 \text{ m}^2$ , l'acceptance est donc  $A \sim 16500 \text{ m}^2 \cdot \text{sr}$ . Compte tenu du taux de déclenchement de 1.1 evt/min, soit un écart de temps  $\Delta t = 54 \text{ s}$  entre 2 déclenchements successifs, le flux intégré observé est donc :

$$F = \frac{1}{A \times \Delta t} \sim 1.1 \times 10^{-6} \text{ m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1} \quad (4.23)$$

Or à  $E = 10^{16} \text{ eV}$ , on attend un flux de 1 particule par  $\text{m}^2$  par an par stéradian, soit  $F = 3 \times 10^{-8} \text{ m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$ . L'indice spectral de cette portion du spectre des cosmiques est  $\alpha = 3$ , avec  $f = k \times E^{-\alpha}$ , soit  $F = k \cdot \int_{E_{min}}^{E_{max}} E^{-3} \cdot dE \propto E_{min}^{-2}$ . On obtient donc l'énergie seuil du trigger :

$$E_{seuil} \sim 1.6 \times 10^{15} \text{ eV} \quad (4.24)$$

Le seuil attendu pour la radio se situe entre  $10^{16}$  et  $10^{17} \text{ eV}$ , une majorité d'évènements ne présentera donc pas de contribution radio mesurable.

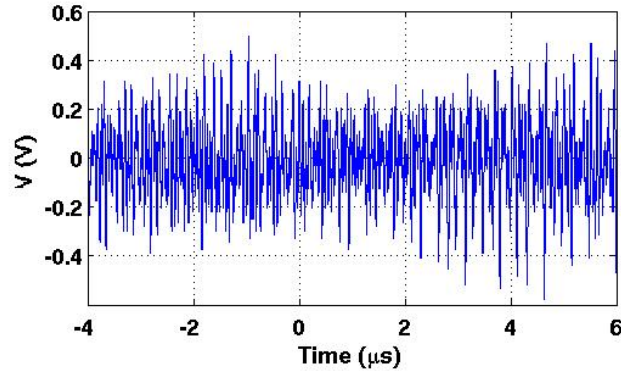


FIG. 4.11 – Illustration d'un signal enregistré en pleine bande : 1-100 MHz. L'excursion crête à crête en tension est de 1 V, plus de 3 ordres de grandeurs au dessus de l'amplitude crête attendue pour un transitoire associé à une gerbe atmosphérique ( $\sim 1$  mV).

### 4.1.5 Le système d'acquisition

Le fonctionnement global de l'acquisition est piloté par un programme écrit avec le logiciel *LabView* qui enregistre les données issues des oscilloscope *Lecroy*. Les données sont codées en ASCII. Chaque voie de l'instrument constitue un fichier comprenant la date d'acquisition, le numéro de la voie, le numéro de l'évènement, le calibre de l'oscilloscope et les 5000 points de mesures. Les sessions de mesures sont organisées sous forme de « Runs » de 24 heures. Lorsqu'un run est terminé, les données sont copiées automatiquement sur un disque de sauvegarde dans la salle d'acquisition du DAM. Dans un second temps, les données sont transférées au laboratoire par liaison SFTP automatisée et stockées sur disque. Nous disposons ainsi de 3 copies des données plus une copie de sauvegarde du disque du DAM réalisée régulièrement. Les analyses sont ensuite réalisées avec le logiciel *Matlab*.

## 4.2 La mise en évidence d'un signal radio transitoire

### 4.2.1 Le filtrage numérique

Nous montrons dans ce paragraphe la procédure suivie pour identifier les transitoires radio sur les antennes. La figure 4.11 illustre les amplitudes de tensions mesurées en pleine bande (1-100 MHz) à la sortie d'une antenne. Le signal présente une variation d'1 V crête à crête, ces tensions sont près de 3 ordres de grandeurs au dessus de l'amplitude attendue pour un transitoire radio électrique issu d'une gerbe atmosphérique. Le filtre 24-82 MHz utilisé sur les lignes réduit fortement les contributions des émetteurs les plus puissants, responsables de cette grande excursion.

Un évènement enregistré sur CODALEMA est illustré figure 4.12. Les retards induits par les câbles, donnés tableau 4.1, ont été corrigés de façon à ce que l'instant  $t = 0$ , où le trigger a déclenché l'acquisition, soit identique pour toutes les antennes. Les signaux observés sont fortement oscillants, ce sont en fait les contributions des émetteurs radio qui restent dominantes malgré le filtre analogique 24-82 MHz. La figure 4.13 présente une DSP réalisée sur l'une des antennes du réseau. On remarque la présence de nombreux émetteurs ondes

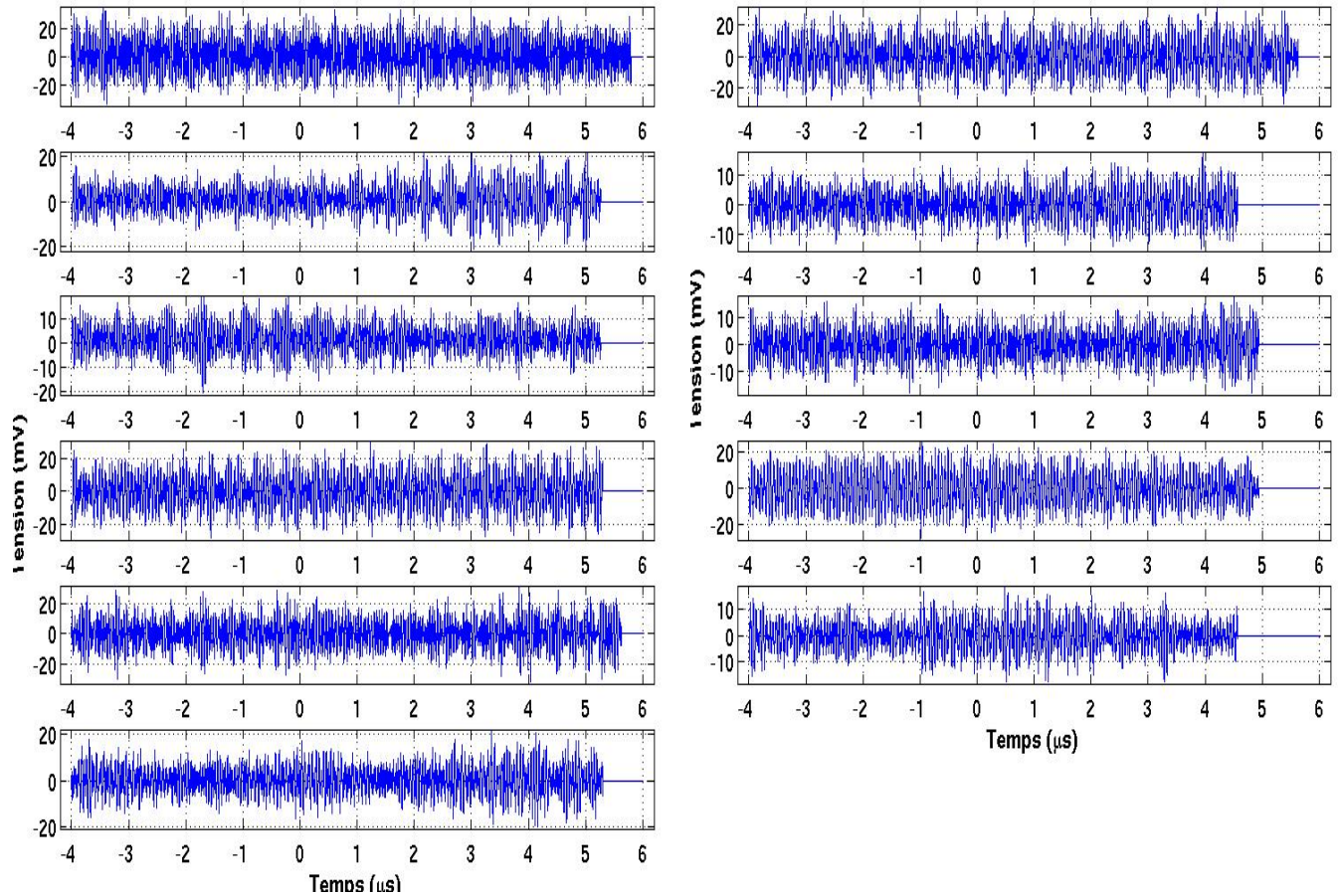


Figure 4.12: Évènement typique enregistré sur CODALEMA. Les signaux d'antennes sont enregistrés en fonction du temps sur  $10 \mu\text{s}$  dans la bande de fréquence  $24\text{-}82 \text{ MHz}$ . Le zéro du temps est donné par l'instant de déclenchement de l'acquisition. De haut en bas et de gauche à droite les antennes :  $L0, L1, L2, NE, SE, NW, SW, L5, L3, L4, L6$ .

courtes et FM plus de 40 dB au dessus du fond malgré l'atténuation du filtre analogique. La bande 37-70 MHz, en revanche, est totalement dépourvue d'émetteurs, c'est donc dans cette portion du spectre que nous allons pouvoir effectuer la détection des transitoires.

Pour cela, on applique aux signaux un filtrage passe-bande 37-70 MHz numérique. Celui-ci est réalisé en multipliant la transformée de Fourier du signal par une fenêtre rectangulaire  $G(\nu)$  définie par :

- $G(\nu) = 1$  pour  $37 \text{ MHz} \leq |\nu| \leq 70 \text{ MHz}$
- $G(\nu) = 0$  ailleurs

Ce type de fenêtrage présente deux caractéristiques importantes à souligner :

- il n'est pas causal, ce qui ne pose pas de problème tant qu'il est utilisé en temps différé, et permet d'éviter d'introduire un retard de phase au signal. L'instant d'apparition du maximum du transitoire n'est donc pas modifié.
- Le choix de la fenêtre rectangulaire induit un phénomène de Gibbs dans l'espace temporel. Cela se traduit par des oscillations en sinus cardinal (la transformée de Fourier inverse de la fenêtre rectangulaire), observables aux extrémités du signal filtré.



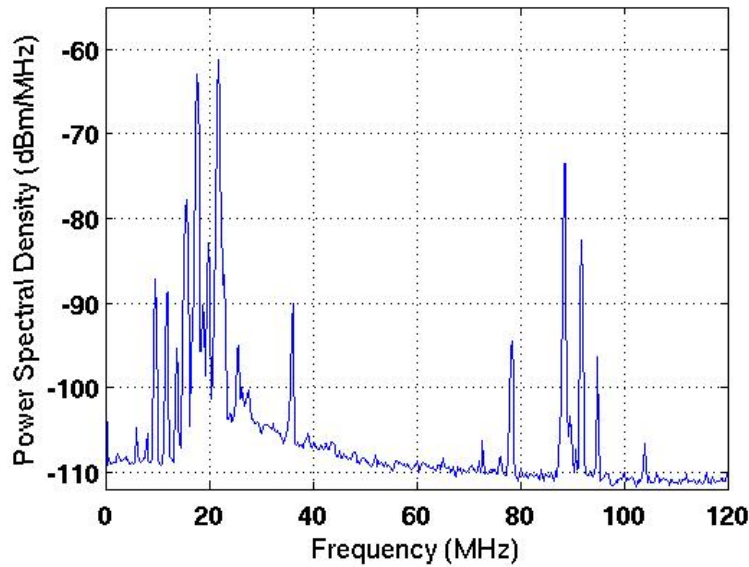


Figure 4.13: *DSP des signaux d'une antenne moyennée sur 199 événements. Malgré le filtrage 24-82 MHz, les émetteurs ondes courtes et FM ne sont pas complètement supprimés. Nous utilisons la bande de fréquence 37-70 MHz pour effectuer la détection des transitoires car elle est dépourvue d'émetteurs.*

Dans le cadre de CODALEMA, la détection est réalisée à petit paramètre d'impact, les signaux attendus sont donc brefs. La figure 4.14 montre le champ électrique simulé [74] pour une gerbe verticale de  $10^{17}$  eV observée à 100 m de l'axe ainsi que la forme d'onde filtrée dans la bande 37-70 MHz. L'aspect transitoire du signal et son instant d'arrivée sont conservés après filtrage. La fréquence des oscillations du filtre est déterminée par la fréquence basse de filtrage. Compte tenu de la durée de l'échantillon, ces oscillations ne sont pas pénalisantes pour la bande 37-70 MHz, car elles s'atténuent rapidement.

Ce filtrage numérique est appliqué sur chacune des voies 24 – 82 MHz des événements. L'évènement de la figure 4.12 est représenté figure 4.15 après filtrage numérique. Les transitoires sont clairement mis en évidence en coïncidence sur les 11 antennes du réseau.

## 4.2.2 L'étiquetage des transitoires

Afin de rendre automatique la détection de transitoire dans les procédures d'analyse, un seuil est appliqué automatiquement sur les signaux filtrés. Sur les  $10\mu s$  de signal enregistré, 2 zones de 200 points (500 ns) sont ignorées au début et à la fin pour éviter les oscillations dues au phénomène de Gibbs. Le reste du signal est divisé en 2 fenêtres distinctes (Fig. 4.16).

La première, la fenêtre signal, est d'une largeur de 800 points ( $1.6\mu s$ ). C'est la zone de temps dans laquelle est attendu un transitoire en coïncidence avec le trigger, compte tenu du temps de vol de l'onde et de la distance entre les antennes. Le maximum de puissance est recherché dans cette fenêtre signal. On évalue ensuite  $\mu_s = \langle V^2 \rangle_{signal}$ , la puissance moyenne dans la fenêtre de 300 points (600 ns) autour de ce maximum. Sur la fenêtre de bruit, on évalue les conditions de fond radio au moment de l'acquisition du signal. La puissance moyenne

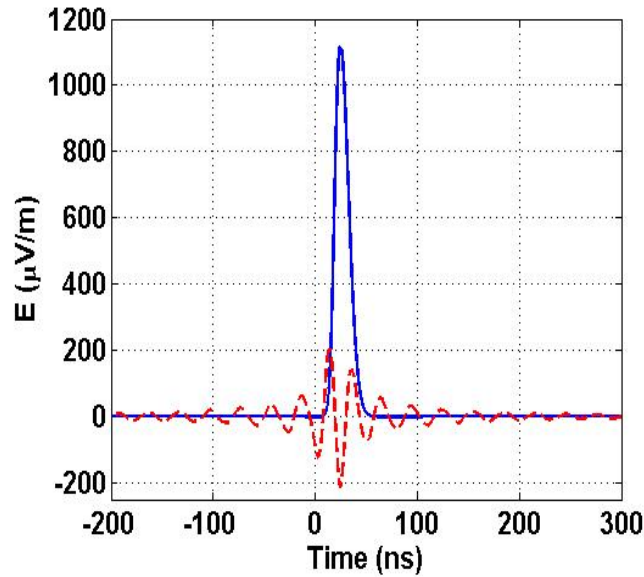


FIG. 4.14 – Effet du filtre numérique sur un transitoire simulé [74] pour une gerbe verticale de  $10^{17}$  eV observée à 100 m (trait plein bleu), en tirets rouge le même transitoire filtré dans la bande 37 – 70 MHz.

$\mu_b = \langle V^2 \rangle_{\text{bruit}}$  est calculée ainsi que l'écart type  $\sigma_b = \sqrt{\langle (V^2 - \mu_b)^2 \rangle_{\text{bruit}}}$  (Fig 4.17).

La présence d'un transitoire est validée si la condition suivante est remplie :

$$\mu_s \geq \mu_b + k \times \frac{\sigma_b}{\sqrt{N_s}} \quad (4.25)$$

avec  $N_s = 3800$  le nombre de points de la fenêtre bruit et  $k = 10$ , une constante qui a été déterminée de façon empirique pour rejeter les signaux non transitoires.

Lorsque la présence d'un transitoire sur une voie est validée, on extrait du signal les quantités  $V_{max}^2$  et  $t_{max}$ , respectivement l'amplitude crête du transitoire dans la bande filtrée et l'instant de détection de celui-ci sur la voie. Ces informations seront ensuite utilisées pour reconstruire la direction d'arrivée du front d'onde.

### 4.2.3 Les coïncidences de transitoires entre les antennes

On définit la multiplicité d'un évènement comme étant le nombre d'antennes touchées sur la totalité du réseau. Le comportement de cette variable décrit indirectement la surface sur laquelle peut être détecté un front d'onde transitoire. Le tableau 4.3 en donne la répartition sur un lot de données pris entre mars et juillet 2005, période durant laquelle le réseau a fonctionné dans sa configuration finale. En prenant en compte les diverses interruptions du système durant cette période, le temps effectif d'acquisition est d'environ 2300 heures au cours desquelles 160545 acquisitions ont été déclenchées par le trigger. Une grande majorité des évènements ne présente aucun transitoire détecté, ce qui est conforme à ce que l'on peut attendre compte tenu du seuil en énergie extrêmement bas du trigger.

Les 5875 évènements restant dans lesquels ont été détectés des transitoires ne présentent en grande partie qu'une seule antenne touchée à la fois. La figure 4.18 montre la répartition

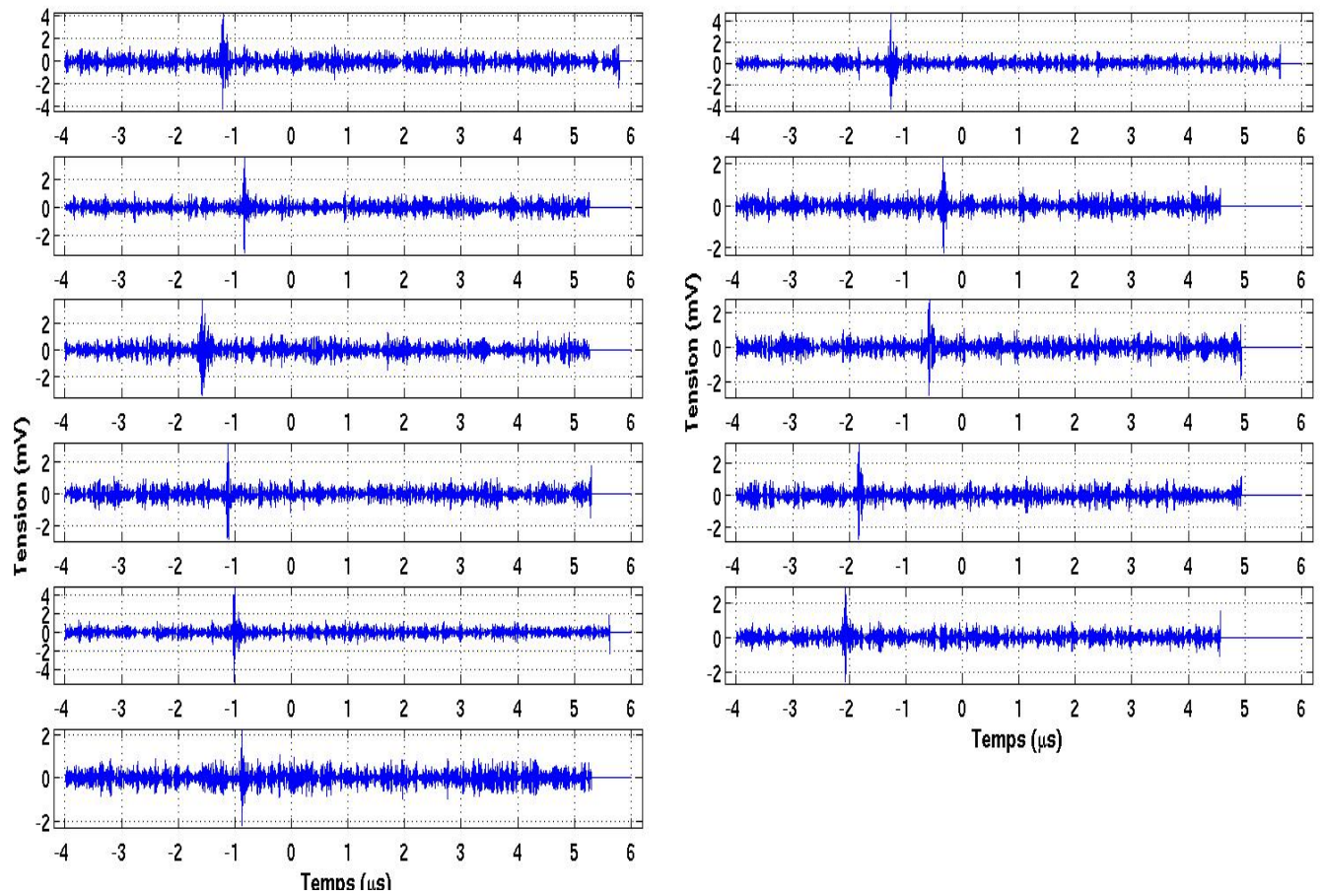


FIG. 4.15 – Le même évènement que figure 4.12 après filtrage numérique. Les transitoires sont clairement visibles en coïncidence sur les antennes. De haut en bas et de gauche à droite les antennes : L0, L1, L2, NE, SE, NW, SW, L5, L3, L4, L6.

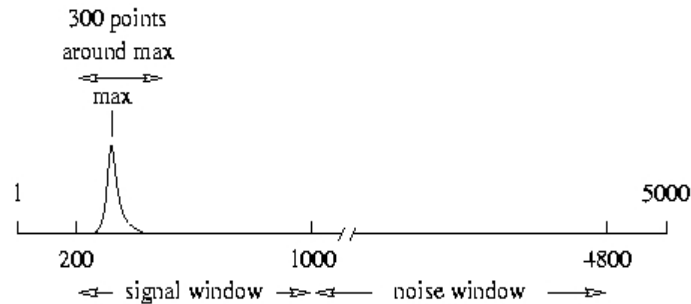


FIG. 4.16 – Le signal est divisé en 2 parties, une partie signal dans laquelle est attendu le transitoire en coïncidence en temps avec le trigger et une partie bruit où sont évaluées les conditions de fond radio au moment de l'acquisition.

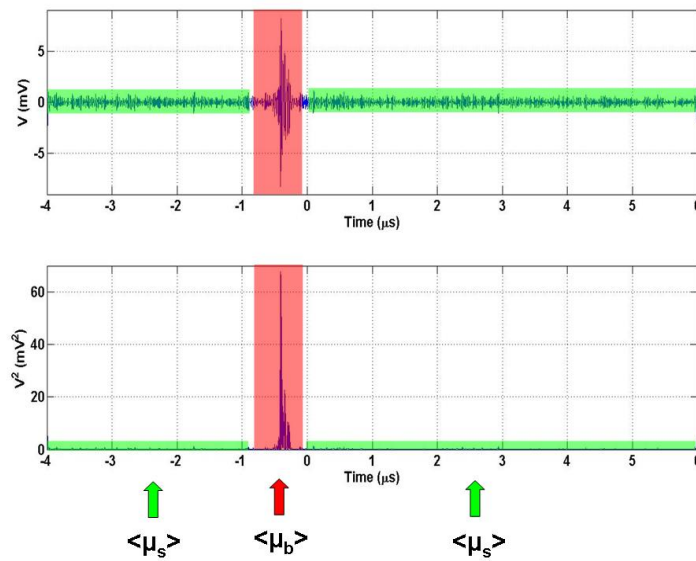


FIG. 4.17 – Illustration des zones d'évaluation de  $\mu_b$  et  $\mu_s$  sur un signal physique. En haut, le signal filtré en fonction du temps, en bas, cette forme d'onde est élevée au carré. La zone d'évaluation de  $\mu_b$  (en vert) est située en amont et en aval de la zone signal (en rouge).

Multiplicité	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
Nombre	154670	4370	442	227	152	116	76	95	99	87	93	118

TAB. 4.3 – Répartition des 160545 évènements acquis durant la période de mars à juillet 2005 en fonction de leur multiplicité en radio sur les 11 antennes.

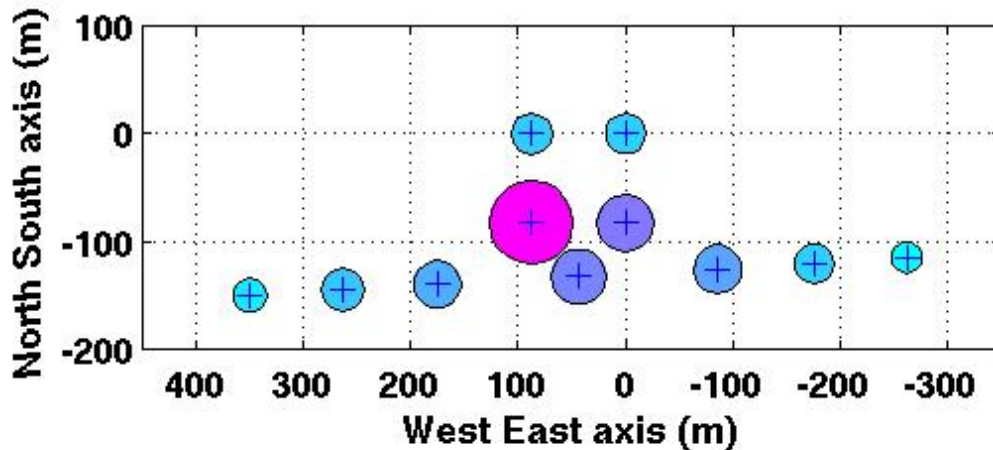


FIG. 4.18 – Répartition des évènements de multiplicité 1 sur le réseau d’antennes (symbolisées par des croix). La taille du cercle et sa couleur sont proportionnelles au pourcentage des évènements détectés sur chacune des antennes. On remarque un fort excès sur l’antenne SW.

de ces évènements sur le réseau. L’antenne SW présente un fort excès d’évènement alors que la distribution devrait être uniforme au moins sur les 4 antennes les plus proches du trigger. Nous avons pu identifier par la suite que cette antenne présente en fait un dysfonctionnement dû à une modification des diodes de commutation (voir annexe) qui avait été pratiquée. Il en résulte l’apparition occasionnelle d’un transitoire d’une durée de  $500\text{ ns}$ . Cette antenne a donc fait l’objet d’un traitement particulier lors de l’analyse des données. Les caractéristiques de ce transitoire permettent néanmoins de l’identifier facilement au coup par coup.

Les multiplicités supérieures se répartissent ensuite de façon régulière : il y a presque autant d’évènements à multiplicité 4 que 11. Leur disposition sur le réseau, donnée figure 4.19, montre qu’une majorité d’évènements sont vus au centre du réseau. Si ces transitoires sont effectivement associés à des gerbes atmosphériques, il est logique qu’ils se répartissent au centre du réseau où se trouve le détecteur de particules qui déclenche l’acquisition. En revanche, si ces transitoires sont des parasites (Radio Frequency Interference, RFI), leur distribution doit être indépendante du détecteur de particules.

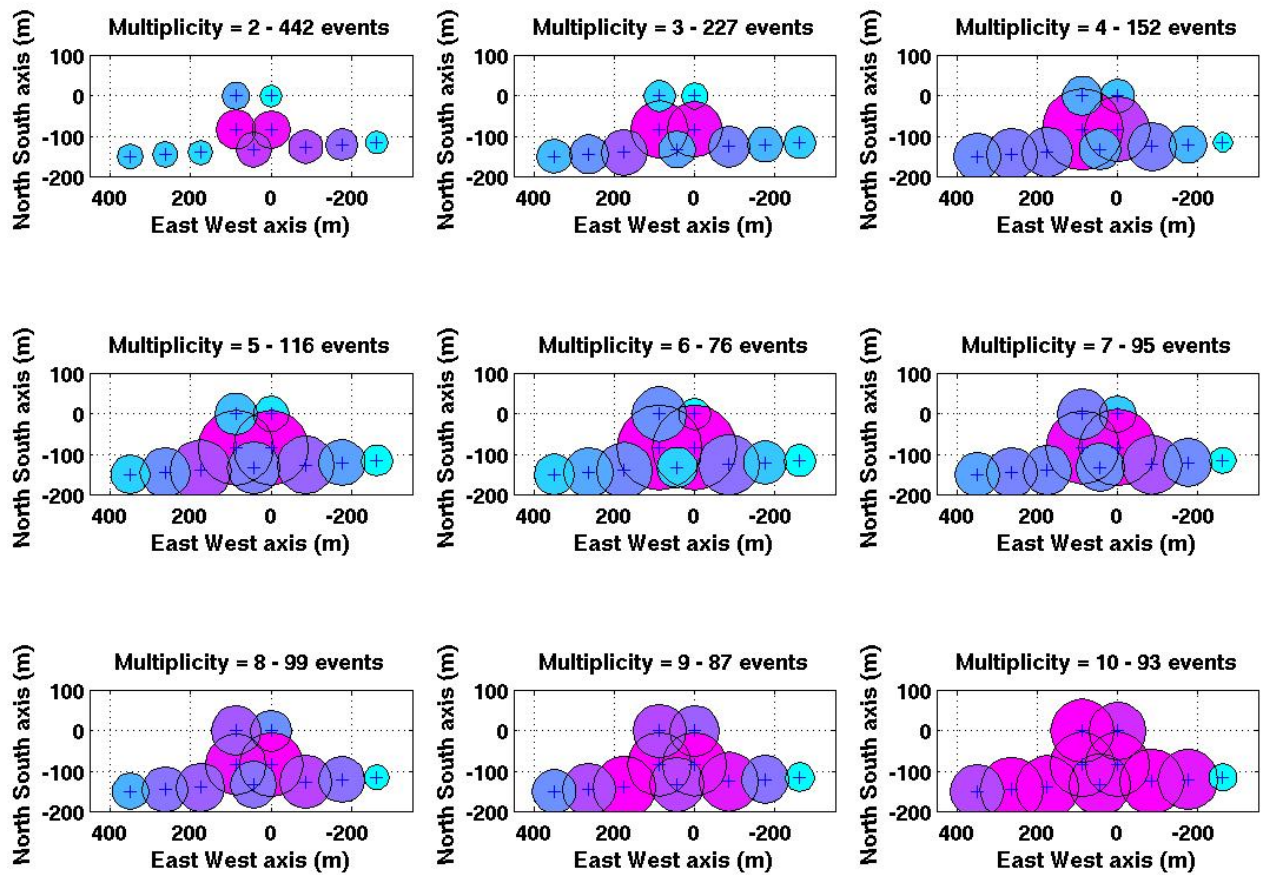


FIG. 4.19 – Répartition sur le réseau des multiplicités 2 à 10. Les évènements sont majoritairement détectés dans le centre du réseau.

#### 4.2.4 La reconstruction de la direction d'arrivée du front d'onde

L'étalement maximal du réseau de CODALEMA est de 600 m. Comparé à l'altitude d'émission du champ électrique dans le cas d'une gerbe atmosphérique dont le  $X_{max}$  se situe à plusieurs kilomètres, le réseau peut être considéré comme petit devant la distance parcourue par l'onde depuis le point d'émission. Nous sommes donc dans le cas d'une source ponctuelle située infiniment loin. Le front d'onde peut être approché par un plan. Cette hypothèse permet de reconstruire la direction d'arrivée d'un évènement à partir de 3 antennes touchées seulement. Chaque antenne touchée par le front d'onde fournit une position  $(x_j, y_j, z_j)$  et l'instant de détection du transitoire  $t_j$ . Le plan suivant est ajusté à ces données :

$$ct_j = \alpha x_j + \beta y_j + \gamma z_j + ct_0 \quad (4.26)$$

avec  $(\alpha, \beta, \gamma)$  les coordonnées du vecteur unitaire normal au plan et  $t_0$  le temps de passage de l'onde à l'origine du repère  $(x, y, z)$ .

Les antennes du réseau étant situées à une altitude identique ( $z_j = 0$ ),  $\gamma$  ne peut être calculé directement. Les autres paramètres  $(\alpha, \beta)$  et  $t_0$  sont déterminés en minimisant l'erreur quadratique  $\varepsilon^2$  définie par :

$$\varepsilon^2 = \frac{1}{n_{Trig}} \sum_j f_i \times (ct_j - \alpha x_j - \beta y_j - ct_0)^2 \quad (4.27)$$

avec  $f_i = 1$  ou 0 selon qu'un transitoire a été détecté sur cette antenne ou non et  $n_{Trig}$  le nombre d'antennes sur lesquelles un transitoire a été détecté. L'erreur résiduelle est donnée par  $\varepsilon$  lorsque 4 antennes au moins ont été touchées.

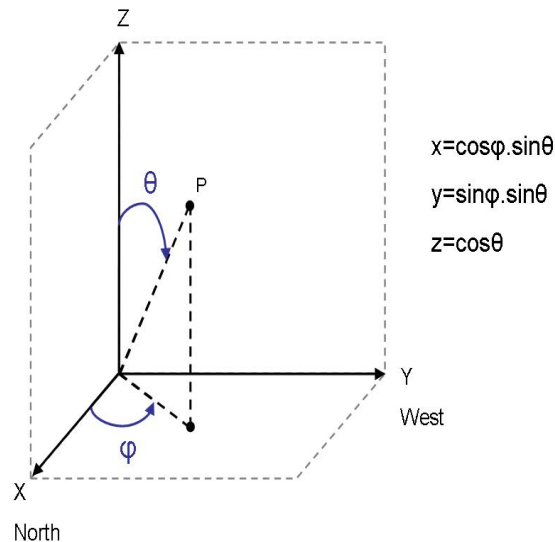


Figure 4.20: La direction d'arrivée d'une onde est définie par l'angle zénithal  $\theta$ ,  $0^\circ$  au zénith et  $90^\circ$  à l'horizon et l'angle azimutal  $\phi$ ,  $0^\circ$  au Nord, positif vers l'Ouest.

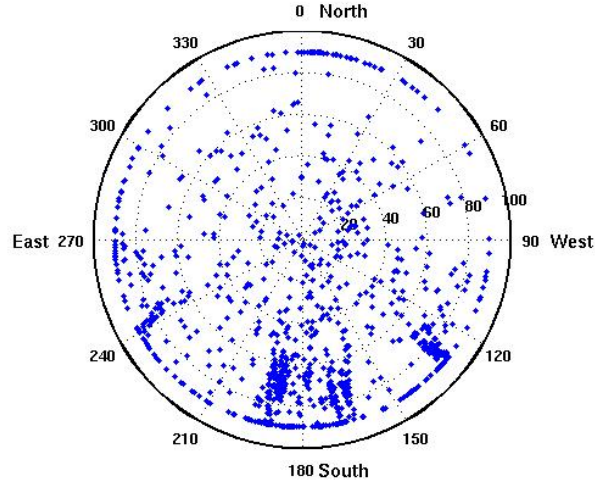


FIG. 4.21 – *Projection sur le ciel des directions d'arrivée reconstruites pour les fronts d'onde radio avec le détecteur de particules en déclenchement. On identifie plusieurs accumulations, caractéristiques de sources de transitoires parasites, parmi elles, le RadioTélescope à  $\phi = 190^\circ$ .*

Pour chaque évènement reconstruit, on détermine ensuite le couple d'angle  $\theta$ , zénith et  $\phi$ , azimut ( $0^\circ$  au nord, positif vers l'ouest) (Fig. 4.20) en inversant les relations  $\alpha = \cos \phi \cdot \sin \theta$  et  $\beta = \sin \phi \cdot \sin \theta$ . Sur le jeu de données présenté précédemment, les directions d'arrivée reconstruites pour les 1063 évènements de multiplicité supérieure ou égale à 3 sont projetées sur le ciel (Fig. 4.21).

On observe des accumulations d'évènements assez basses sur l'horizon pour  $\phi = 130^\circ$ ,  $170^\circ$ ,  $190^\circ$  et  $240^\circ$ . Elles résultent de différentes sources de transitoires parasites sur le site de l'expérience. La figure 4.22 montre les directions de fronts d'onde reconstruites après une campagne de mesures réalisée en déclenchant l'acquisition du système sur le signal filtré d'une antenne.

Deux grandes catégories de sources de RFI sont identifiées. La première est constituée de sources fixes qui provoquent des accumulations dans certaines directions de l'espace. Parmi elles, on peut mentionner le Radiotélescope [2], situé à  $\phi = 190^\circ$ , dont le miroir plan, orienté par des moteurs électriques, génère des transitoires lorsqu'il est en mouvement. L'hypothèse d'un front plan de l'onde n'est plus valide pour ce type de transitoires étant donnée la proximité de leur source avec le détecteur. Nous avons pu les localiser avec une reconstruction en ondes sphériques. Néanmoins, du fait des réflexions multiples des ondes, ces sources sont généralement reconstruites à un angle zénithal inférieur à  $90^\circ$ . La seconde catégorie de RFI est constituée de sources mobiles dans le ciel. Comme l'illustre la figure 4.23, leur position azimutale évolue au cours du temps. Pour ces sources distantes, les reconstructions des directions d'arrivées sont efficaces.

La sensibilité de l'instrument à ces RFI en fonctionnement nominal est faible grâce au trigger fourni par le détecteur de particules qui en est complètement décorrélé. Le fait que ces accumulations soient observées indique que ces transitoires sont fréquemment présents. Dans une prochaine étape de développement de la méthode de détection, la gestion de ces RFI sera un enjeu de premier plan. Il faudra être capable d'identifier les fronts d'ondes induits par ces



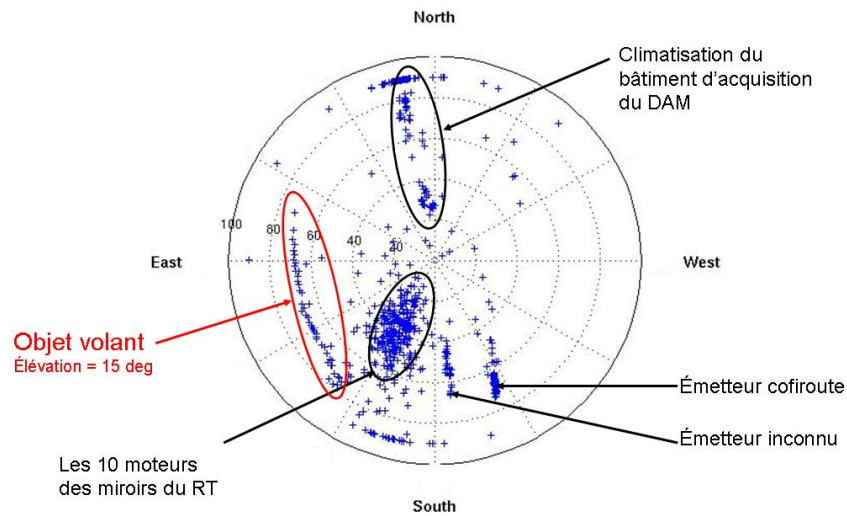


FIG. 4.22 – *Illustration de différents types de RFI reconstruits dans le ciel de Nançay enregistré sur une période de 24h avec une antenne en déclenchement. On distingue 2 grandes catégories de parasites : ceux dont la source est fixe dans le ciel et ceux dont la source décrit une trajectoire.*

RFI de ceux provenant de gerbes atmosphériques.

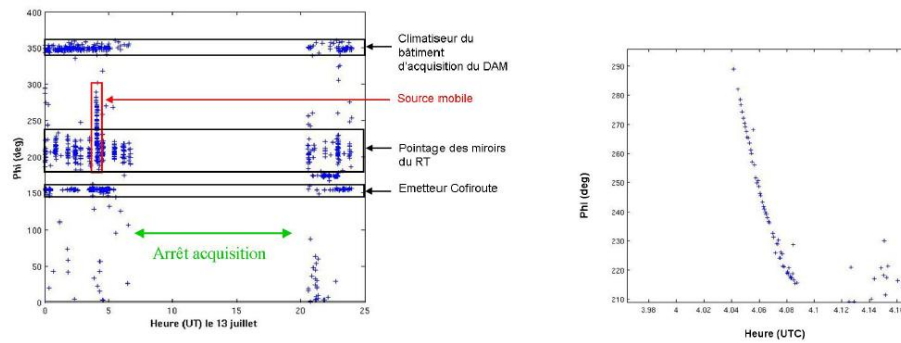


FIG. 4.23 – A gauche, l'azimut reconstruit est représenté en fonction du temps UTC. A droite, un agrandissement de l'évolution de l'angle azimutal de la source mobile en fonction du temps.

# Chapitre 5

## L'expérience CODALEMA à Nançay : les premiers résultats

Après avoir présenté la technique de production des données brutes, nous présentons dans cette partie les analyses des données physiques en vue d'étudier les gerbes atmosphériques détectées par radio. L'objectif de ce travail est d'identifier puis de quantifier les observables expérimentales qui seraient accessibles par la technique de radiodétection.

### 5.1 Les performances de l'instrument

#### 5.1.1 L'étalonnage en champ électrique des antennes

La comparaison des données aux modèles théoriques nécessite de mesurer la valeur du champ électrique détecté avec une précision de l'ordre de grandeur de celle donnée par les modèles. L'étalonnage en champ électrique des antennes est donc l'un des aspects fondamentaux de cette technique de détection. Pour réaliser cette opération, il est nécessaire de disposer d'une source commune qui puisse être observée sur les différentes antennes afin de comparer leur réponses respectives. Plusieurs méthodologies sont envisageables. Parmi elles, l'utilisation des émetteurs radio fréquence est l'une des voies possibles. En comparant les puissances reçues par les différentes antennes, le gain relatif peut être estimé. Malheureusement, nous ne connaissons pas les directions d'arrivée des signaux de ces émetteurs. Pour ceux de la bande FM, nous savons que l'onde provient de l'horizon, une direction peu favorable du lobe d'antenne. Pour les émetteurs radio plus basses fréquences, notamment ceux utilisant la propagation par réflexion sur l'ionosphère, la direction d'arrivée est inconnue.

Une seconde voie plus efficace consiste à utiliser comme référence certains objets astrophysiques sources comme référence lorsqu'ils transitent dans la portion du ciel observée. Dans le domaine de longueur d'onde décimétrique, le résidu de supernova Cassiopee-A (Cas-A) constitue l'une des rares sources observables. Son observation avec les antennes du réseau CODALEMA nécessite l'utilisation en interférométrie d'un instrument performant et calibré comme le DAM. Néanmoins, la procédure permettant d'effectuer un étalonnage à partir de franges d'interférences observées est particulièrement difficile et nécessite les compétences d'un radio-astronome spécialiste du domaine.

Compte tenu des valeurs de champ électrique qui seront détectées de quelques  $\mu\text{V}/\text{m}$  à quelques dizaines  $\mu\text{V}/\text{m}$  et sachant qu'une antenne est un capteur linéaire, nous avons choisi une troisième voie qui consiste à étalonner en champ électrique nos capteurs à l'aide du signal galactique.

Pour ce faire, nous utilisons la variable  $\mu_b = \langle V^2 \rangle$ , définie au paragraphe 4.2.2, qui est une mesure des conditions de fond radio au moment de l'acquisition d'un évènement. Cette variable est proportionnelle à la puissance moyenne de signal contenu dans la bande de fréquence 37 – 70 MHz. Compte tenu de la moyenne nulle de la tension dans cette bande de fréquence, cette variable est aussi la variance de la tension et  $\sigma_b = \sqrt{\mu_b}$ , l'écart-type de la tension, représente donc le bruit de fond de l'instrument. La figure 5.1 donne les variations temporelles de  $\sigma_b$  pour l'antenne L4 du réseau sur plusieurs mois d'acquisition. On observe des variations de  $\sigma_b$  dont l'amplitude peut atteindre un ordre de grandeur. Celles-ci résultent de l'apparition de sources extérieures qui augmentent ponctuellement le niveau du bruit de fond de l'instrument. Parmi celles-ci ont été identifiés :

- des émetteurs radio fréquences présents dans la bande de fréquence 37 – 70 MHz qui perdurent pendant de courtes périodes de temps. L'origine de ces perturbations peut être due à certaines radio-commandes de modèles réduits, par exemple, fonctionnent aux alentours de 40 MHz, ou la présence de radio-téléphone,
- les activités mécaniques intenses à proximité du réseau d'antennes (travaux de déboisement utilisant des tronçonneuses, *etc...*),
- des phénomènes naturels d'origine atmosphérique, comme des orages, ou astrophysique comme des émissions d'origine solaire (voir paragraphe 5.1.2).

Cependant en l'absence de ces perturbations, durant les périodes calmes, le bruit de fond de l'instrument subit tout de même des variations cycliques de plus faible amplitude illustrées figure 5.2. Ce comportement est observé de manière synchrone sur toutes les antennes du réseau et l'étude fréquentielle des signaux ne révèle aucun signal présentant une signature spectrale particulière.

Afin de déterminer l'origine de cette modulation, le bruit de fond  $\sigma_b$  est tracé (Fig 5.3), en fonction de l'heure UTC (Temps Universel Coordonné) pour une antenne par période de 1 mois pour 4 mois successifs. On constate alors que le maximum de cette modulation se décale progressivement au cours des mois. Il est atteint à 6h30 UTC en Mars, 5h00 UTC en Avril, 3h00 UTC en Mai puis 00h30 en Juin. Sur une année complète d'observation, ce décalage progressif aurait pour effet de faire disparaître cette modulation ce qui permet de rejeter l'hypothèse d'une origine solaire de ce phénomène.

En revanche, en fonction du temps sidéral ou heure LST pour Local Sideral Time (une journée sidérale dure 23h56m4s, temps nécessaire à la Terre pour effectuer une rotation complète sur son axe, ainsi un objet astrophysique extérieur au système solaire présente une position constante dans le ciel pour une heure LST donnée), les variations du bruit de fond indiquées figure 5.4 deviennent superposables. Nous sommes donc en présence d'une source, ou de l'accumulation de sources, dont les coordonnées sont constantes dans le repère galactique.

La figure 5.5 rassemble les valeurs de  $\sigma_b$  en fonction de l'heure LST pour chacune des antennes du réseau. L'antenne L1 présente un comportement qui diffère des autres antennes, tout particulièrement dans la zone horaire comprise entre 0 et 12h LST. Nous ne sommes pas parvenus à en identifier la cause, c'est pourquoi nous avons utilisé pour cette antenne

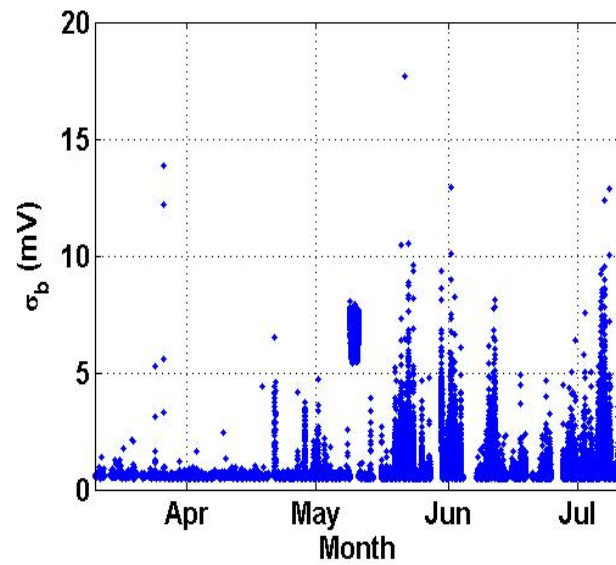


FIG. 5.1 – Comportement de la variable  $\sigma_b$ , écart type de la tension induite par le bruit en fonction du temps sur une antenne.

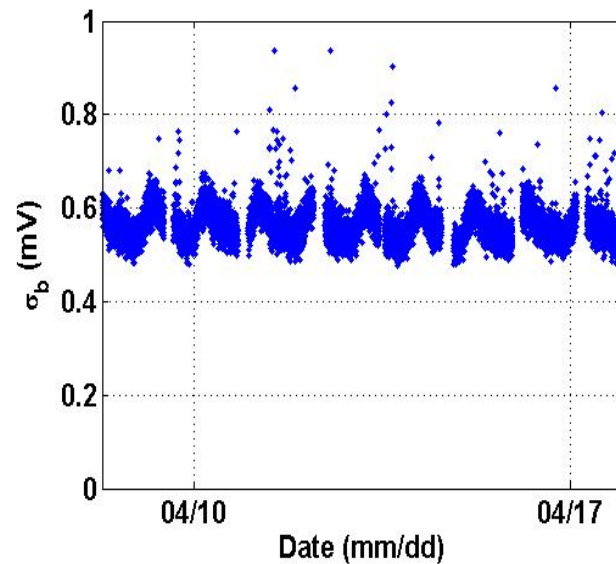


FIG. 5.2 – Détail révélant le comportement de  $\sigma_b$  sur une semaine pour la même antenne que figure 5.1. On constate une variation périodique quasi journalière de  $\sigma_b$ .

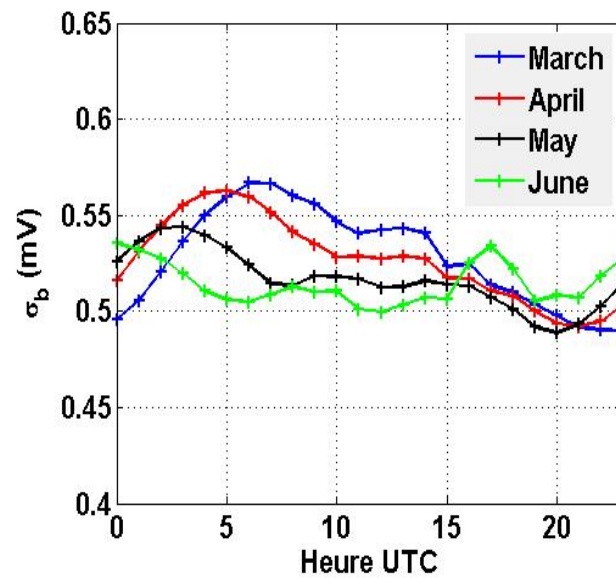


FIG. 5.3 – Comportement de  $\sigma_b$  pour une antenne en fonction de l'heure UTC pour 4 mois successifs. Le maximum de signal se décale progressivement de 1 à 2 heures chaque mois.

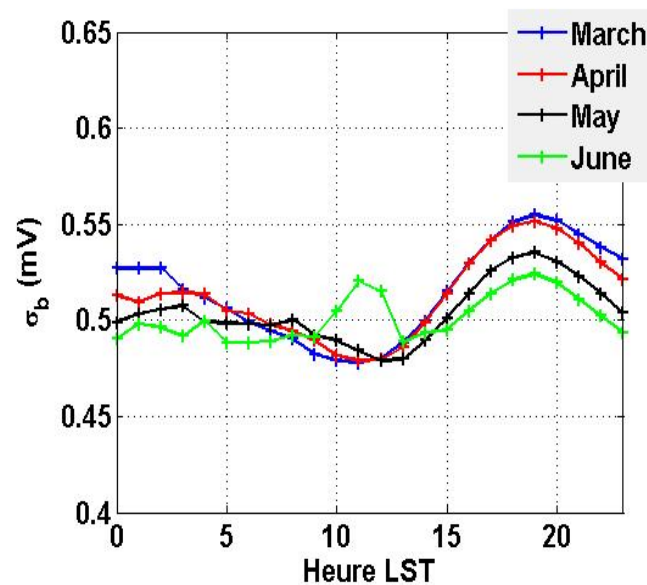


FIG. 5.4 – La variable que figure 5.3 mais représentée cette fois en fonction de l'heure sidérale locale (heure LST). Le comportement est identique d'un mois à l'autre indique l'origine du signal comme due à une source extérieure au système solaire.

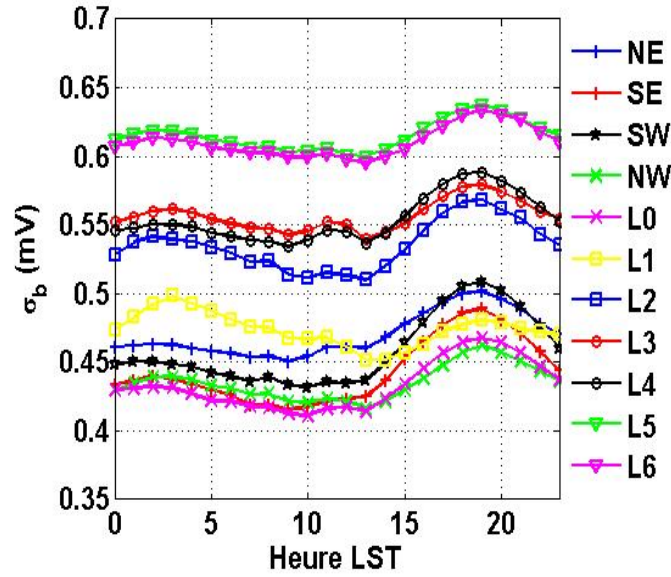


FIG. 5.5 – Comportement de  $\sigma_b$  en fonction de l'heure LST pour chacune des antennes du réseau. L'écart-type de  $\sigma_b$  est similaire entre toutes les antennes, en revanche, sa valeur moyenne présente des disparités dues aux légères différences de gain entre les chaînes électroniques. L'antenne L1, en jaune présente un comportement différent des autres antennes qui pourrait être attribuée à une pollution électromagnétique résiduelle venant du site de Nançay.

uniquement la partie comprise entre 15 et 24h LST dont les variations semblent cohérentes avec celles observées sur les autres antennes. Le comportement de  $\sigma_b$  au cours du temps LST est très similaire entre toutes les antennes. En revanche, sa valeur moyenne est dispersée. Nous nous sommes placés dans l'hypothèse que ce signal provient de l'émission radio de la galaxie. Dans ce cas, la température d'antenne due au bruit galactique de température  $T_{gal}$  est donnée dans [88] par :

$$T_{ant} = \frac{1}{\Omega_{ant}} \int_0^\pi \int_0^{2\pi} T_{gal}(\theta, \phi) \cdot G_{ant}(\theta, \phi) \cdot d\Omega \quad (5.1)$$

avec  $T_{gal}(\theta, \phi)$  la température de la galaxie dans chaque direction du ciel,  $G_{ant}(\theta, \phi)$  le gain de l'antenne,  $\Omega_{ant}$  le lobe de l'antenne.

Le système complet (câbles, amplificateur, etc...) amène une contribution de bruit supplémentaire  $T_{sys}$  qui s'ajoute à la température d'antenne. On obtient pour la température totale :

$$T_{tot} = T_{sys} + T_{ant} \quad (5.2)$$

La puissance mesurée est donnée par :

$$P_{tot} = k \cdot T_{tot} \cdot \Delta f \quad (5.3)$$

avec  $k$ , la constante de Boltzmann et  $\Delta f$  la bande de fréquence d'intégration. Dans notre cas, le signal n'est pas intégré par rapport au temps, mais échantillonné à  $F_e$ , la fréquence

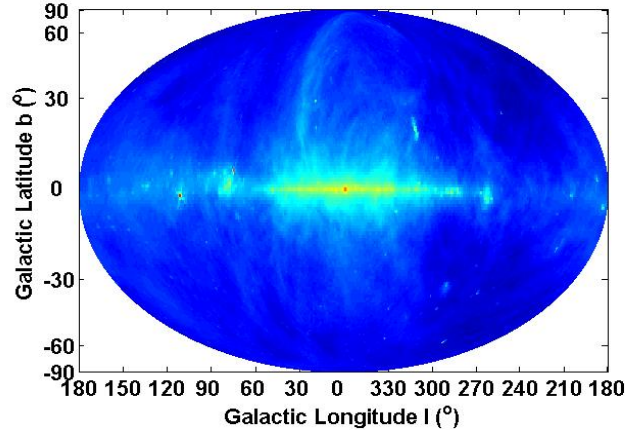


FIG. 5.6 – Projection de Mollweide de l'émission radio galactique à 408 MHz (données issues de [80]).

d'échantillonnage. Chaque point du signal correspond à une intégration de la puissance pendant l'intervalle de temps séparant deux points de mesures  $\Delta t = \frac{1}{F_e}$ . Par conséquent, nous avons estimé que la bande de fréquence d'intégration de 5.3 correspond à la fréquence d'échantillonnage du système  $F_e = 500$  MHz.

On obtient alors comme expression de  $\sigma_b$  :

$$\sigma_b = \frac{1}{R} \cdot \sqrt{P_{tot}} = \frac{1}{R} \sqrt{k \cdot \Delta f \cdot (T_{sys} + T_{ant})} \quad (5.4)$$

Avec  $T_{sys}$  un terme constant qui définit le bruit du système et la température d'antenne  $T_{ant}$  qui sera fonction de la zone de ciel couverte par le lobe d'antenne à chaque instant. La compilation numérique de la carte du ciel à 408 MHz publiée dans [80] accessible à [79] permet d'estimer la température de bruit galactique en relatif à  $f = 50$  MHz en supposant un indice spectral  $\alpha$  constant tel que  $T_{gal} \propto f^{-\alpha}$ . La figure 5.6 présente une projection de Mollweide de la carte du ciel dans le repère galactique. La contribution dominante provient du centre et du plan galactique, c'est donc lorsque le lobe d'antenne pointe vers cette zone que le bruit de fond doit être maximal, il doit être minimal lorsque les antennes voient le pôle galactique. La puissance reçue par une antenne à chaque instant est obtenue en projetant le lobe des antennes, donné figure 4.5, dans le repère galactique. La carte de couverture des antennes obtenue sur 24 h LST est représentée figure 5.7. On estime ensuite la puissance reçue par une antenne  $P_{gal}(t)$  en convoluant le lobe projeté dans le repère galactique avec la puissance émise par la galaxie pour chaque instant. La fonction suivante est ajustée aux données figure 5.8 pour toutes les antennes du réseau :

$$f(t) = \sqrt{K_i + \alpha_i \cdot P_{gal}(t)} \quad (5.5)$$

avec  $K_i$  et  $\alpha_i$  les deux paramètres ajustés.

Cette fonction reproduit correctement le comportement du bruit de fond mesuré sur l'instrument. La source peut être attribuée à l'émission du disque galactique (Fig 5.8). Cette source étant vue par toutes les antennes du réseau, nous l'avons utilisée pour ajuster précisée-



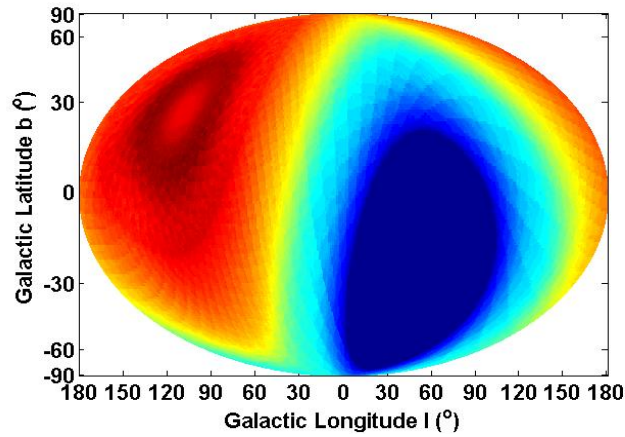


FIG. 5.7 – Couverture du lobe des antennes log-périodiques en coordonnées galactique pendant 24h LST.

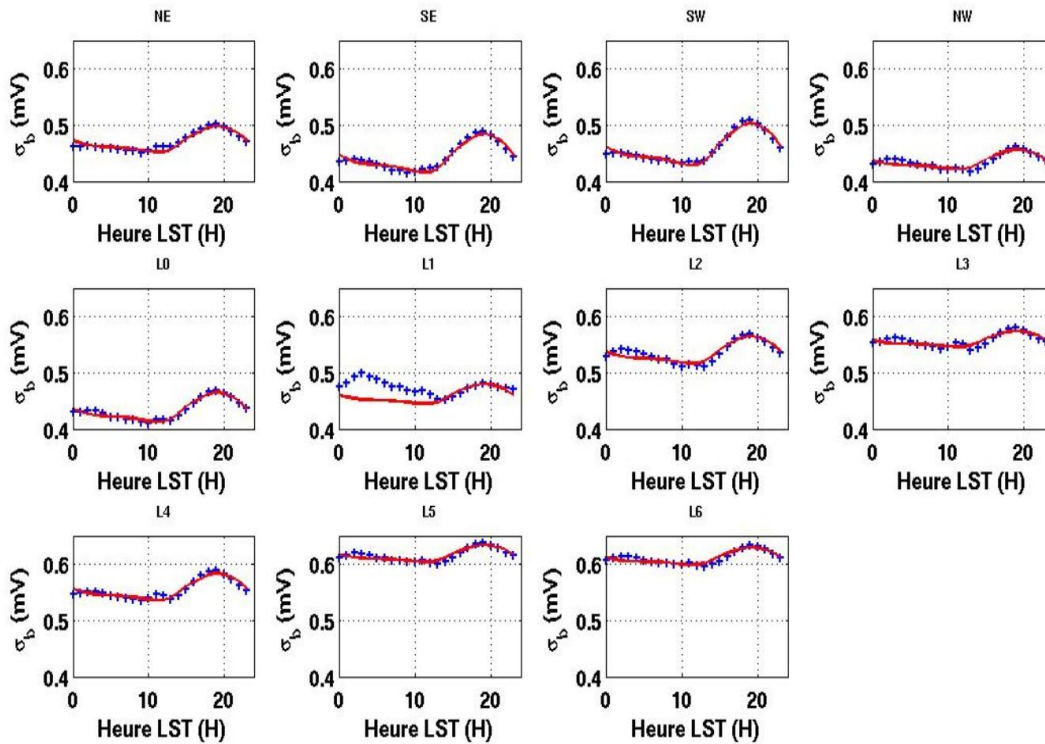


FIG. 5.8 – La fonction 5.5, en rouge, reproduit bien le comportement de  $\sigma_b$  pour toute les antennes du réseau en fonction de l'heure LST, exceptée l'antenne L1 pour laquelle le paramétrage est réalisé sur l'intervalle de temps 15h-24h LST.

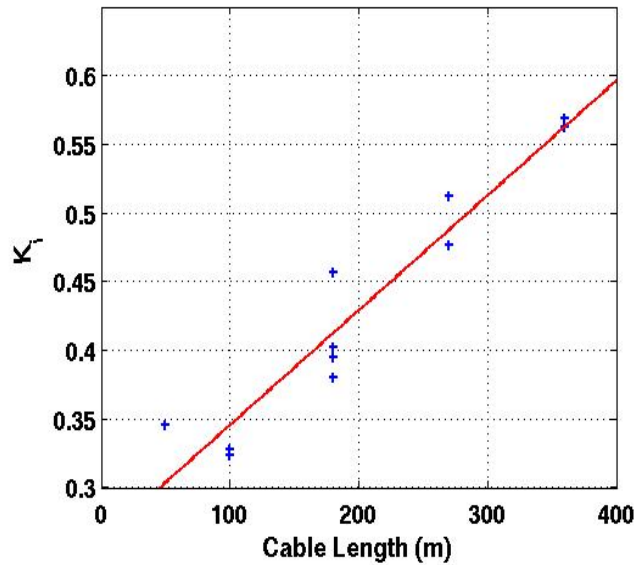


FIG. 5.9 – Corrélation entre le paramètre  $K_i$  et la longueur du câble associé à cette antenne. Le bruit induit par un câble est, en effet, proportionnel à sa longueur.

Antenne	NE	SE	SW	NW	L0	L1	L2	L3	L4	L5	L6
Coefficient $a_i$	1.01	0.85	0.80	1.21	0.98	1.17	0.92	1.18	0.91	1.09	1.08

TAB. 5.1 – Coefficient correctif appliqué aux signaux d'antennes. L'écart mesuré entre les réponses d'antennes est au maximum de 20 %.

ment les réponses de chacune des antennes à cette contribution. La correction appliquée aux signaux est donnée par un coefficient multiplicatif sans dimension :

$$a_i = \frac{\langle \alpha \rangle}{\alpha_i} \quad (5.6)$$

L'ajustement réalisé est donc relatif entre les antennes autour de la valeur moyenne mesurée du signal. Les valeurs obtenues pour ce coefficient correctif sont données dans le tableau 5.1. Le paramètre  $K_i$  traduit le bruit induit par les divers éléments qui composent le système. En effet, la figure 5.9 montre une nette corrélation entre la valeur de  $K_i$  et la longueur du câble associé à chaque antenne, ce qui est en accord avec un bruit additif proportionnel à la longueur du câble. La figure 5.10 illustre la correction finale de  $\sigma_b$  pour toutes les antennes du réseau avec les paramètres de l'ajustement. La précision obtenue sur la réponse des antennes est de l'ordre de 1 %.

### 5.1.2 L'estimation de la résolution angulaire

Le second aspect fondamental dans la connaissance des performances de détection de ce nouvel instrument réside dans l'estimation de la qualité de reconstruction des directions d'arrivée des fronts d'onde électromagnétique. Nous présentons ici une étude réalisée à partir des données acquises au cours d'une éruption solaire qui nous a permis de déterminer

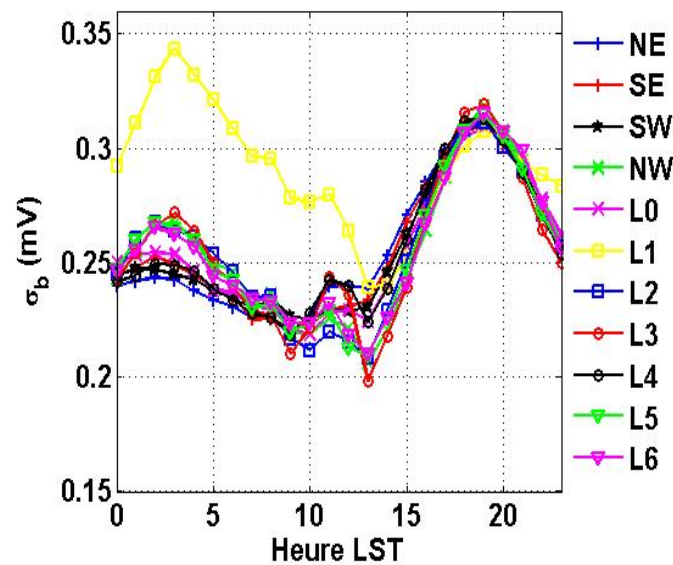


FIG. 5.10 – Réponses des différentes antennes après correction des différences de gain dans l'ensemble de la chaîne d'acquisition du signal.

expérimentalement la résolution angulaire du réseau d'antennes.

Le DAM de Nançay effectue une surveillance des émissions radio du soleil et de Jupiter. La figure 5.11 présente l'observation d'une éruption solaire enregistrée par le DAM le 15 Janvier 2005. L'activité de cette éruption est particulièrement intense et s'étale sur toute la durée de l'observation (de 8h53 à 16h06 UTC).

Durant cette période de temps, seulement une partie de l'expérience CODALEMA était en prise de données, elle comprenait les 4 antennes centrales (NW, SW, SE, NE) et les antennes L0 et L2. L'instrument, déclenché par le détecteur de particules, a réalisé des enregistrements durant cette éruption solaire à un taux de déclenchement moyen de 0.7 évènement par minute.

La variation de  $\mu_b$ , le bruit moyen mesuré dans la bande de fréquence 37 – 70 MHz est présentée figure 5.12 pour une antenne du réseau sur 2 jours consécutifs. La journée du 15/01/2005 au cours de laquelle a eu lieu l'éruption solaire montre une augmentation de la puissance dans le signal de plus d'un ordre de grandeur par rapport à la journée du 16/01/2005 qui ne présente pas d'activité solaire particulière. L'hypothèse la plus plausible est que cet excès de puissance observé sur les antennes de CODALEMA avait pour origine l'éruption solaire détectée en coïncidence par le DAM. Nous avons cherché dans cette étude à valider cette hypothèse puis, dans un second temps, à mettre à profit le caractère ponctuel de cette source qu'est le soleil au regard du domaine de longueur d'onde décimétrique pour quantifier notre résolution angulaire.

Dans le cadre de cette hypothèse, le signal mesuré par les antennes doit présenter des caractéristiques qui vont nous permettre de l'identifier :

- il doit être cohérent, par conséquent il doit être similaire entre les antennes du réseau,
- il doit être apériodique, large bande : son spectre de fréquence ne doit donc pas présenter de contribution bande étroite.

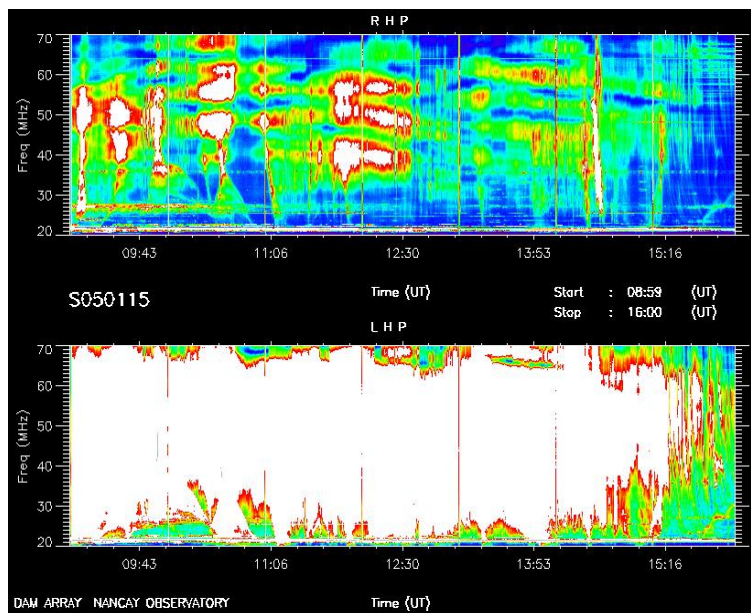


FIG. 5.11 – Quicklook du Soleil réalisé par l’observatoire de Nançay sur le DAM (accessible sur [2]) le 15 Janvier 2005. On remarque une activité radio intense caractéristique d’une éruption solaire importante tout particulièrement sur la partie du réseau de polarisation circulaire gauche (LHP, en bas).

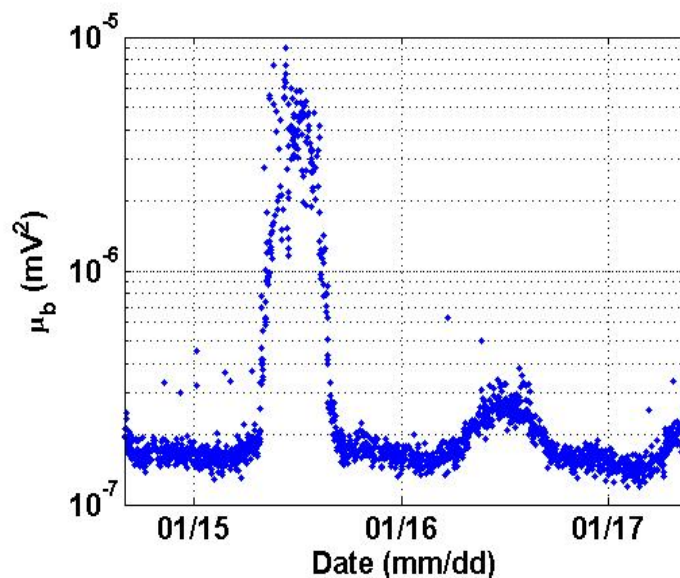


FIG. 5.12 – Variation de  $\mu_b$  en fonction du temps. La journée du 15/01/2005 montre une puissance reçue de plus d’un ordre de grandeur supérieure à celle reçue au cours d’une journée typique comme celle du 16/01/2005.

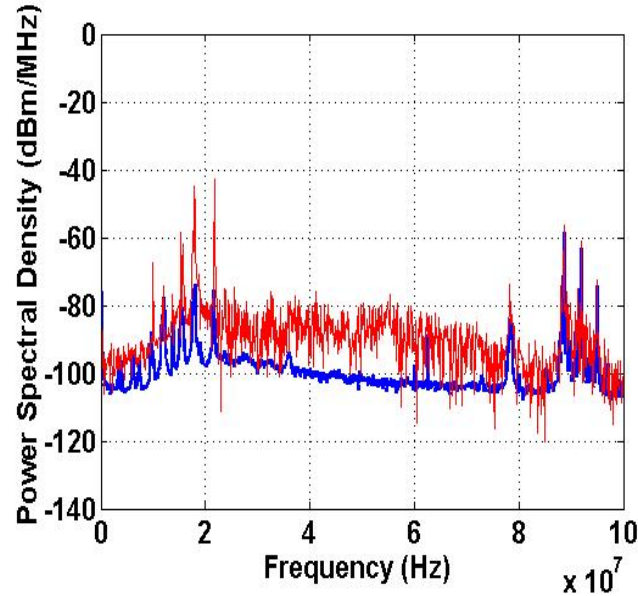


FIG. 5.13 – Densité spectrale de puissance pour un évènement acquis pendant l'éruption solaire (trait fin rouge) superposé à une dsp mesurée pendant une période sans activité solaire particulière. On observe un excès de puissance important visible sur toute la largeur de bande.

La densité spectrale de puissance (Fig 5.13) pour un évènement acquis pendant l'éruption solaire montre un excès significatif de puissance sur toute la largeur du spectre de fréquence. Ce signal peut donc être assimilé à une succession de transitoires rapprochés qui dure pendant toute la période de l'émission solaire. Le traitement habituel des transitoires associés aux gerbes atmosphériques ne peut donc pas être appliqué car la totalité de la fenêtre d'observation est occupée par ce signal, ce qui rend impossible la détermination du temps d'arrivée par seuil du signal.

Par contre, une autre approche, s'appuyant sur le produit de corrélation entre 2 signaux d'antennes filtrés dans la bande 37-70 MHz, peut en revanche permettre de comparer le signal de chaque antenne. Le produit de corrélation de 2 signaux est défini par :

$$C_{xy}(m) = \sum_{n=0}^{N-m-1} x_{n-m} \times y_n^* \text{ pour } m \geq 0 \quad (5.7)$$

$$C_{xy}(m) = C_{yx}^*(-m) \text{ pour } m < 0 \quad (5.8)$$

Il permet de vérifier le degré de similarité entre 2 formes d'ondes enregistrées sur 2 antennes distinctes : si les 2 formes d'ondes sont effectivement semblables, figure 5.14 à droite, la corrélation, quantifiée par le pic devient importante, ce qui n'est pas dans le cas de signaux non-corrélés (bruit blanc) figure 5.14 à gauche. Dans notre cas, nous utilisons les signaux filtrés dans la bande de fréquence 37-70 MHz pour nous assurer qu'aucun signal périodique résultant d'émetteurs bande étroite n'est contenu dans le signal.

La détection d'un pic de corrélation est validée si la condition suivante est satisfaite :

$$C_{max} \geq \langle C_{xy} \rangle + n \times \sigma_c \quad (5.9)$$

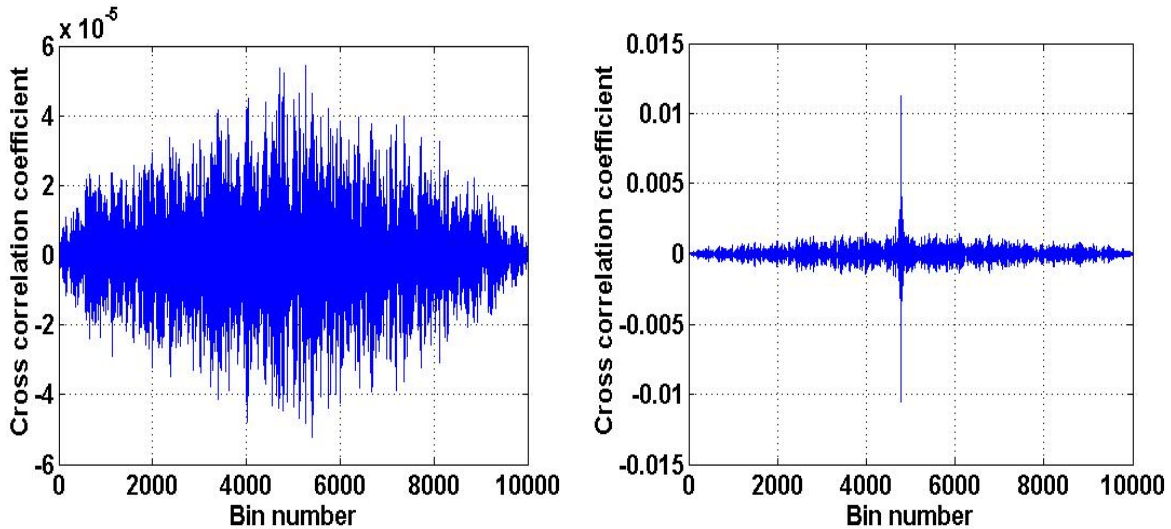


FIG. 5.14 – Résultat du produit de corrélation qui quantifie la similarité des formes d'onde filtrées sur 2 couples d'antennes prises à des moments différents. A gauche, la corrélation au cours d'une période sans activité particulière, les signaux ne présentent pas de similarité. A droite, la corrélation lorsque l'éruption est présente sur le signal. Un pic ressort très nettement, sa position permet de mesurer le décalage temporel entre les signaux.

avec  $C_{max}$  la valeur maximale du vecteur de corrélation,  $\langle C \rangle$  sa valeur moyenne,  $\sigma_c$  son écart type.

La valeur  $n = 11$  a été déterminée empiriquement.

La position du pic de corrélation sur le vecteur est une image de l'écart en temps qui existe entre les signaux des 2 antennes. La source étant infiniment loin, l'hypothèse d'un front d'onde plan est justifiée et la direction d'arrivée peut être déterminée par une triangulation similaire à celle décrite au paragraphe 4.2.4 à l'aide des écarts de temps entre les antennes. Il est à noter ici que, dans le cas d'une émission solaire, en raison des mécanismes sources mis en jeu, les antennes de polarisation circulaire gauche reçoivent un signal plus important comme l'indique la figure 5.11. C'est donc préférentiellement avec ces dernières que nous réalisons la triangulation afin d'optimiser la reconstruction de la direction d'arrivée.

Sur la figure 5.15, la trajectoire suivie par le soleil (données obtenues sur le site du bureau des longitudes [81]) lors de cette journée est superposée aux directions reconstruites des événements durant l'éruption solaire. L'évolution du parcours en hauteur et en azimut en fonction du temps de notre source est en accord avec celui que l'on peut extraire des éphémérides comme indiqué sur la figure 5.16.

On observe cependant une déviation systématique entre la direction reconstruite et la position effective du soleil. Afin de quantifier ces effets systématiques, la distribution des erreurs des cosinus directeurs a été construite. Elle présente la différence entre le cosinus directeur mesuré et celui correspondant à la position réelle du soleil pour les 3 directions de l'espace (U,V,W). Ces distributions peuvent être ajustées par une gaussienne (Fig 5.17) dont l'écart-type rend compte de la précision de reconstruction et la moyenne de l'erreur systématique. L'origine de cette dernière n'est pour l'instant pas entièrement comprise, une des hypothèses serait qu'elle résulte de la disposition particulière (en triangle très allongé)

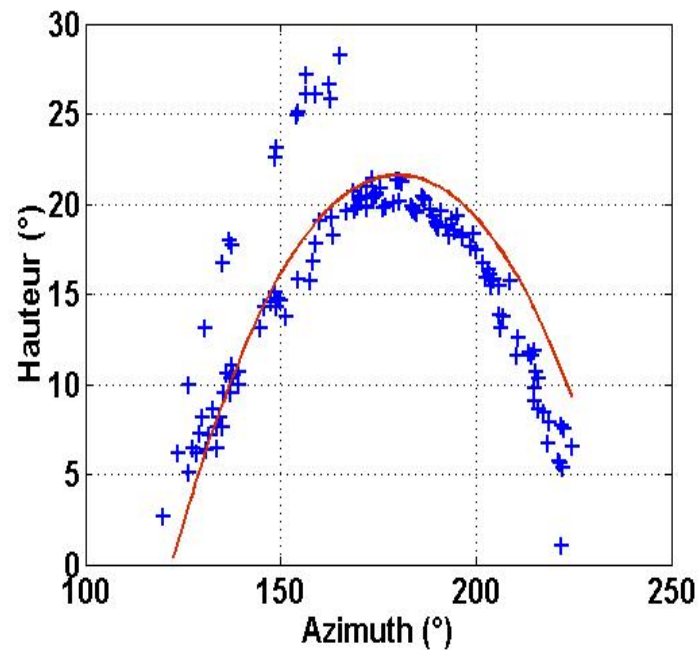


FIG. 5.15 – Tracé des directions d'arrivées reconstruites en azimuth et hauteur (croix bleues). La position du soleil (ligne pleine rouge) superposée montre un bon accord général.

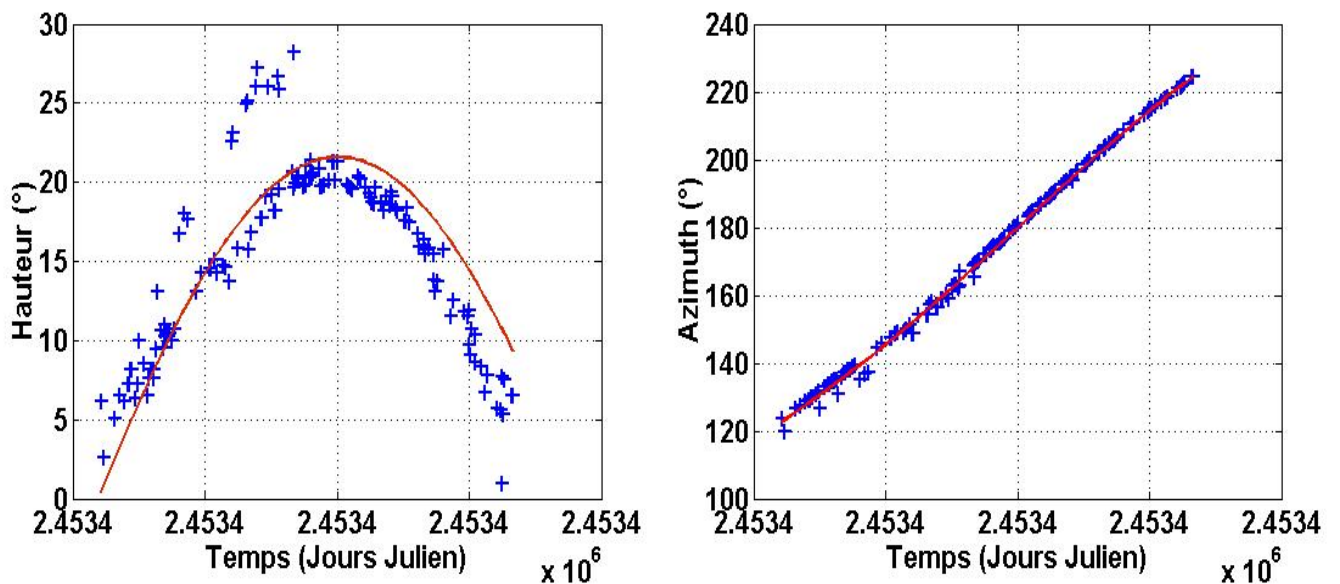


FIG. 5.16 – A gauche, les angles d'élévations reconstruits en fonction du temps en jour julien. A droite, les angles azimutaux lui aussi en fonction du temps. La position du soleil (ligne pleine rouge) est cohérente dans l'espace et en temps avec les directions d'arrivées reconstruites.

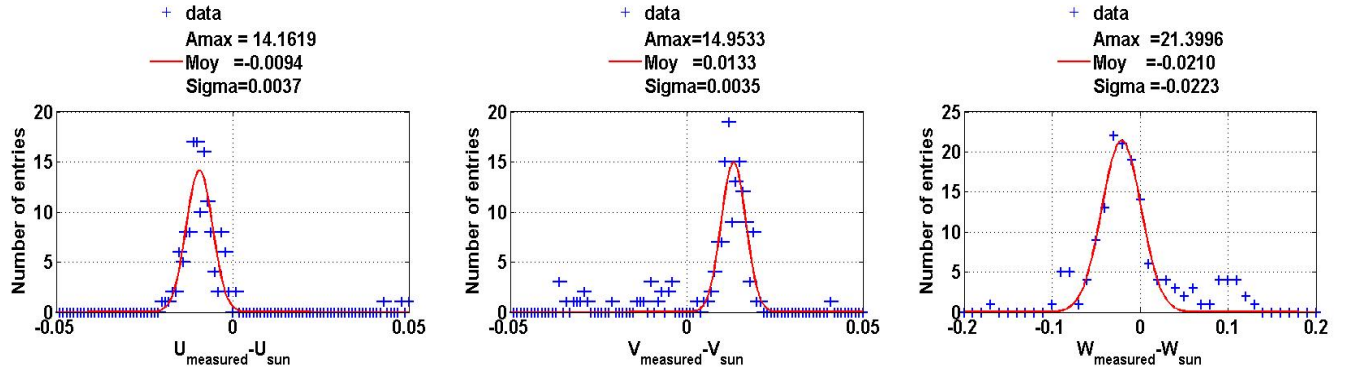


FIG. 5.17 – *Distribution des écarts entre chacun des 3 cosinus directeurs mesurés et ceux attendus pour le soleil. Les distributions sont paramétrées par des gaussiennes (trait plein rouge) dont les paramètres sont donnés dans l'encart en haut à droite.*

des antennes de polarisation circulaire gauche utilisées pour cette reconstruction.

Néanmoins, une correction de cette erreur systématique est tentée pour les 3 directions de l'espace. La figure 5.18 montre la trajectoire obtenue après cette correction. Un décalage angulaire moyen de  $1.44^\circ$  est déduit en prenant la totalité des événements (154) et cet écart se réduit à  $0.76^\circ$  en enlevant les 16 événements qui se trouvent complètement hors de la trajectoire.

A partir de cette direction d'arrivée reconstruite nous avons estimé la résolution angulaire de notre système en traçant la distribution des écarts angulaire entre la position du soleil obtenue par nos mesures et celle fournie par les éphémérides (Fig 5.19).

Cette distribution est correctement ajustée par la fonction suivante

$$f(\theta_{diff}) = \alpha \cdot \sin \theta_{diff} \cdot \exp\left(\frac{\theta_{diff}}{2 \cdot \sigma^2}\right) \quad (5.10)$$

Le terme en sinus permet de compenser l'effet d'angle solide et la gaussienne rend compte de la précision de l'erreur de reconstruction. L'ajustement réalisé donne pour l'écart-type de la gaussienne  $\sigma = 0.74^\circ$ . Le réseau d'antennes présente donc une résolution angulaire inférieure à  $1^\circ$ . Cette valeur sera, de plus, d'autant plus petite que le nombre d'antennes utilisées sera grand et leur base importante.

## 5.2 L'étiquetage radio des gerbes

### 5.2.1 La coïncidence temporelle et angulaire

La stratégie que nous avons choisi en utilisant un trigger « particules » est de valider la détection radio de gerbes atmosphériques en utilisant au maximum l'information fournie par le détecteur de particules pour identifier sans ambiguïté les candidats gerbes radio. Les signaux des 4 scintillateurs sont triangulés par la méthode du temps de vol de façon identique à celle décrite précédemment pour les antennes. Nous disposons donc à l'issue de la triangulation des 4 détecteurs de particules d'une information sur le temps d'arrivée de la gerbe, donnée



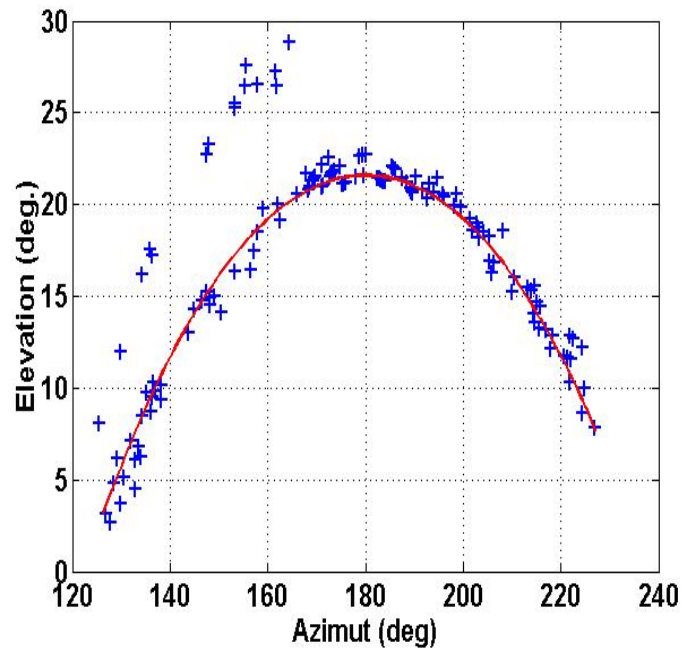


FIG. 5.18 – *Superposition des directions reconstruites et de la position du soleil après correction des erreurs systématiques. La correction de l'erreur systématique est efficace. Le lot de 16 évènements présentant une direction d'arrivée très éloignée de la position du soleil est rejeté du lot de données.*

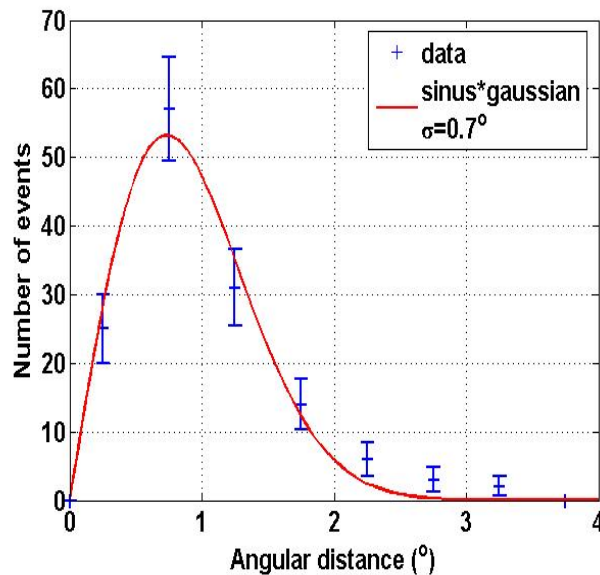


FIG. 5.19 – *La distribution des écarts angulaires après correction est correctement décrite par une gaussienne indiquant l'erreur de reconstruction multipliée par un sinus pour prendre en compte l'effet d'angle solide. La résolution de l'instrument est l'écart-type de la gaussienne :  $\sigma = 0.7^\circ$ .*

par le paramètre  $t_{0scint}$  évalué par commodité au centre du réseau, ainsi que de sa direction  $(\theta_{scint}, \phi_{scint})$ .

La distribution des écarts de temps entre le front d'onde radio et le front de particules (Fig. 5.20) permet d'identifier deux populations. La première contribution est distribuée de façon uniforme sur tout l'intervalle de temps, les événements radio qui la composent ne présentent donc pas de corrélation avec l'instant d'arrivée du front de particules, leur répartition sur l'intervalle de temps est aléatoire. Ce sont des événements fortuits. La seconde population est distribuée dans un pic étroit d'une largeur inférieure à 200 ns, ces événements radio sont clairement liés à l'instant d'arrivée du front de particules. En l'absence de pollution électromagnétique des scintillateurs sur les antennes, ce sont donc les candidats gerbes radio. Une coupure en temps  $|\Delta t| < 100$  ns est appliquée aux données pour ne conserver que la population d'événements présents dans le pic de corrélation.

Nous évaluons ensuite, pour chaque événement, l'écart angulaire  $\theta_{diff}$  entre la direction d'arrivée reconstruite avec les antennes et celle obtenue avec les scintillateurs, donné par :

$$\cos \theta_{diff} = \frac{\vec{u}_{ant} \cdot \vec{v}_{scint}}{\|\vec{u}_{ant}\| \cdot \|\vec{v}_{scint}\|} \quad (5.11)$$

avec  $\vec{u}_{ant}$  le vecteur directeur du front d'onde et  $\vec{v}_{scint}$  celui du front de particules.

La distribution obtenue pour la variable  $\theta_{diff}$  (Fig. 5.21) exhibe une corrélation très nette entre les 2 directions d'arrivée pour une grande partie des événements. La dernière coupure, effectuée pour un écart angulaire  $\theta_{diff} < 15^\circ$ , identifie alors 111 événements dont la direction d'arrivée radio est corrélée à la direction d'arrivée du front de particules et 51 événements fortuits identifiés. Ce résultat est en accord avec une estimation simple en considérant aussi que le nombre moyen de fortuits encore présents dans l'intervalle de temps  $|\Delta t| < 100$  ns est donné par la valeur moyenne de fortuits par bin multiplié par la largeur du bin, soit environ  $N_{fortuit} = 4.5 \times 11 \sim 50$  fortuits présents dans le pic de corrélation sur les 162 événements de la sélection. A cette étape, la détection radio de gerbes atmosphériques avec le démonstrateur CODALEMA est validée. Ce résultat décisif a fait l'objet d'une publication [77] dans la revue *Nuclear Instruments & Methods* et présentée en annexe.

On peut aussi noter qu'à partir de la distribution des écarts angulaires entre front de particules et onde radio pour les événements situés à l'extérieur du pic de corrélation (Fig. 5.22), on détecte 6 événements fortuits pour lesquels  $\theta_{diff} < 15^\circ$  sur un intervalle de temps de 2200 ns. Compte tenu de la distribution plate en temps d'arrivée de ces événements fortuits, on obtient  $N_{bad} = \frac{6 \times 200}{2200} = 0.54$  événements fortuits passant les 2 critères de sélection.

La résolution angulaire du système est estimée à partir de la distribution des  $\theta_{diff}$  pour les gerbes détectées en radio. Cette distribution peut être décrite par une fonction du type (Fig. 5.23) :

$$f(\theta_{diff}) = \alpha \cdot \sin \theta_{diff} \cdot \exp\left(-\frac{\theta_{diff}}{2\sigma}\right) \quad (5.12)$$

avec  $\alpha$  un coefficient de normalisation. Le terme  $\sin \theta_{diff}$  permet de tenir compte de l'effet d'angle solide entre les 2 directions d'arrivées, et  $\sigma$ , l'écart type, fournit une estimation de la résolution angulaire cumulée des 2 instruments, le réseau d'antenne et le réseau de détecteurs

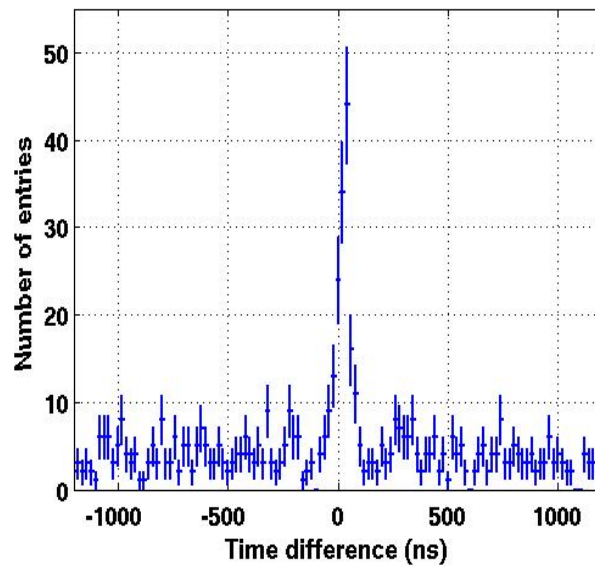


FIG. 5.20 – *Distribution des écarts de temps entre le front d'onde radio et le front de particules par bin de 20 ns. On observe un pic d'une largeur de 100 ns indiquant une corrélation entre les 2 temps d'arrivée.*

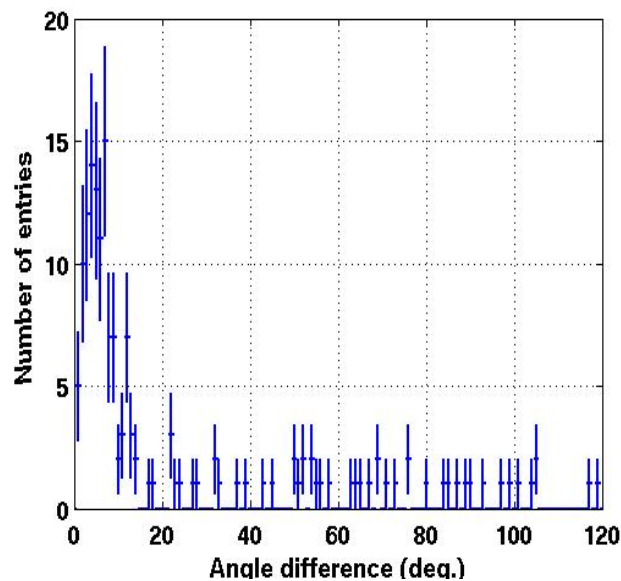


FIG. 5.21 – *Distribution de l'écart angulaire entre les directions d'arrivée reconstruites avec les détecteurs de particules d'une part et avec le réseau d'antennes d'autre part pour les événements présents dans le pic de corrélation temporelle de la figure 5.20.*

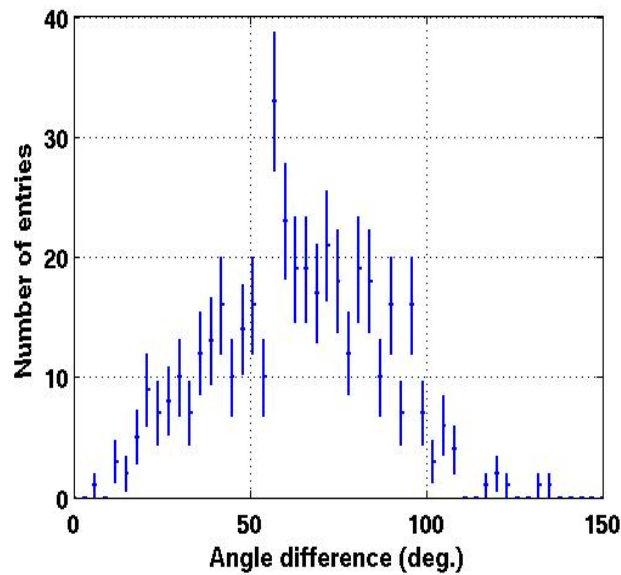


FIG. 5.22 – *Distribution des écarts angulaires entre la direction d'arrivée en radio et celle fournie par le détecteur de particules pour les évènements fortuits (situés en dehors de l'intervalle de temps  $|\Delta t| < 100$  ns).*

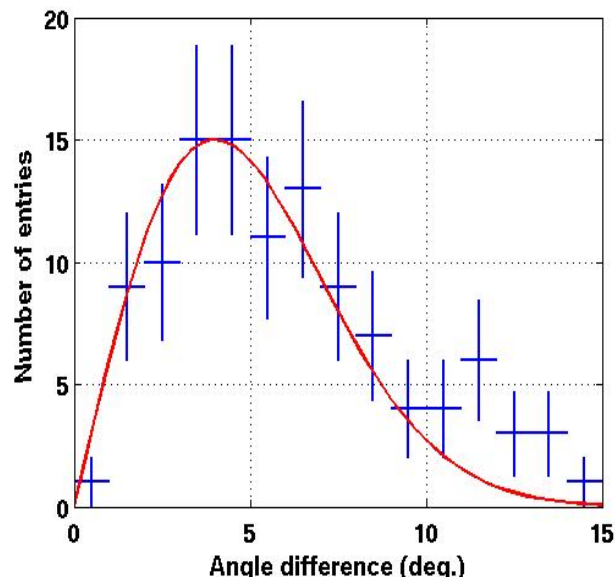


FIG. 5.23 – *La distribution des écarts angulaires pour les gerbes détectées en radio est correctement paramétrée (trait continu) par une gaussienne de moyenne  $\mu = 0$  et d'écart-type  $\sigma = 4^\circ$  multipliée par un sinus pour rendre compte de l'effet d'angle solide.*

de particules. La paramétrisation donne une résolution de l'instrument  $\sigma = 4^\circ$ . Compte tenu des résultats présentés au paragraphe 5.1.2, nous estimons qu'une grande partie de l'erreur sur la direction d'arrivée peut être imputée au réseau de scintillateurs qui ne dispose que de 4 détecteurs pour trianguler les signaux.

### 5.2.2 L'estimation du seuil en énergie de détection radio

A l'issue de l'analyse précédente, nous avons identifié 111 évènements pour lesquels un champ électrique associé au passage d'une gerbe a été détecté, soit un taux de comptage moyen de 1.1 évènement par jour. Nous avons essayé d'estimer l'énergie seuil de détection radio des rayons cosmiques de façon statistique. Pour ce faire, nous nous sommes placés dans l'hypothèse d'une acceptation du réseau d'antenne égale à celle du détecteur de particules. En fait, l'acceptation des antennes est principalement régie par leur diagramme de rayonnement, mais l'acquisition étant déclenchée par le détecteur de particules, l'acceptation du système est principalement conditionné par celle du détecteur de particules.

L'estimation de l'énergie seuil du trigger décrite en 4.1.4 donne un seuil de  $1.6 \times 10^{15}$  eV. Pendant la période d'observation, nous avons disposé de  $N_{trig} = 160\,545$  gerbes détectées par le trigger et  $N_{radio} = 111$  évènements détectés en radio. L'énergie variant comme l'inverse de la racine carré du taux de comptage : une variation du taux de comptage  $\Delta N = N_{radio}/N_{trig}$  induit une variation sur l'énergie  $\Delta E = 1/\sqrt{\Delta N}$ , soit pour l'énergie seuil moyenne de détection de la radio avec CODALEMA :

$$E_{seuil} = \frac{E_{trig}}{\sqrt{N_{radio}/N_{trig}}} \quad (5.13)$$

$$E_{seuil} \sim 6 \times 10^{16} \text{ eV} \quad (5.14)$$

Cette valeur est compatible avec les résultats de la littérature des pionniers de la détection radio [1]. Ce seuil n'est cependant qu'une valeur moyenne. Dans des conditions particulières, notamment de grande incidence zénithale de la gerbe, on s'attend en fait à un seuil plus faible pour la radiodétection.

### 5.2.3 L'acceptance angulaire de la radio

Nous avons cherché à déterminer les performances de la détection radio des gerbes en termes d'acceptance. La figure 5.24 illustre la distribution des angles zénithaux reconstruits pour l'ensemble des gerbes détectées en radio par bin de  $\cos\theta$  constant afin compenser l'effet d'angle solide. Cette distribution est compatible avec une distribution plate, les antennes ont donc détecté un nombre constant d'évènements en fonction de  $\theta$  et le réseau ne présente pas d'angle mort particulier.

L'acquisition radio est pilotée par le détecteur de particules. Nous avons vu au paragraphe 4.1.4 que ce dernier présente son acceptation propre, limitée aux grands angles zénithaux. Il réalise donc une première sélection sur les évènements gerbes. Afin d'être plus réaliste, l'acceptation des antennes doit prendre en compte cette sélection réalisée par le trigger. La figure 5.25 présente le nombre d'évènements détectés en radio divisé par le nombre de triggers

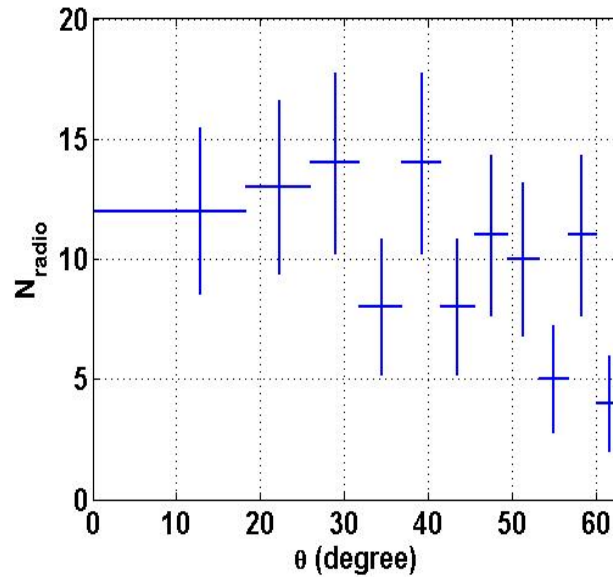


FIG. 5.24 – *Distribution des angles zénithaux des événements gerbes détectés en radio. La largeur du bin est en  $\cos\theta$  afin de compenser l'effet d'angle solide. On constate que la réponse en  $\theta$  des antennes est relativement plate, en se rappelant qu'il faut tenir compte de l'acceptance du trigger en  $\theta$  qui opère une première sélection sur les gerbes.*

dans chaque bin de  $\theta$ . On observe finalement que le réseau d'antennes présente une sensibilité accrue aux grands angles zénithaux.

Deux effets pourraient favoriser la détection radio des gerbes inclinées. Le premier est une conséquence du seuil énergétique du détecteur de particules en fonction de l'angle zénithal de la gerbe. En effet, une gerbe inclinée traverse une quantité d'atmosphère bien plus grande qu'une gerbe verticale. A énergie équivalente, une gerbe inclinée est donc beaucoup plus âgée lorsqu'elle atteint le sol que son homologue verticale et le front de particules présente une densité de particules inférieure. Le seuil énergétique de déclenchement d'un détecteur de particules est donc une fonction croissante de l'angle zénithal. En remarquant que le champ électrique émis par une gerbe se propage sans atténuation et est fonction de l'énergie de la gerbe, il est possible que le réseau d'antennes détecte plus facilement les gerbes inclinées car elles sont en moyenne plus énergétiques.

Le second effet pourrait être du au fait que pour une même énergie de primaire, le champ électrique engendré par une gerbe inclinée est plus grand que celui engendré par une gerbe verticale. Comme le montre la figure 5.26, le profil d'une gerbe inclinée présente une position de  $X_{max}$  plus haute en altitude, ce qui favorise une émission plus puissante du champ électrique.

Pour quantifier la contribution de chacun de ces 2 phénomènes il serait nécessaire de posséder une estimation de l'énergie de la gerbe incidente, ce dont nous ne disposons pas à l'époque de la prise de données sur l'expérience. Si les études complémentaires qui sont actuellement poursuivies parviennent à montrer que le second effet est dominant, alors la détection radio pourrait être intéressante pour l'étude des gerbes inclinées (comme celles initiées par des neutrinos), à la condition cependant, de parvenir à mettre au point un mode

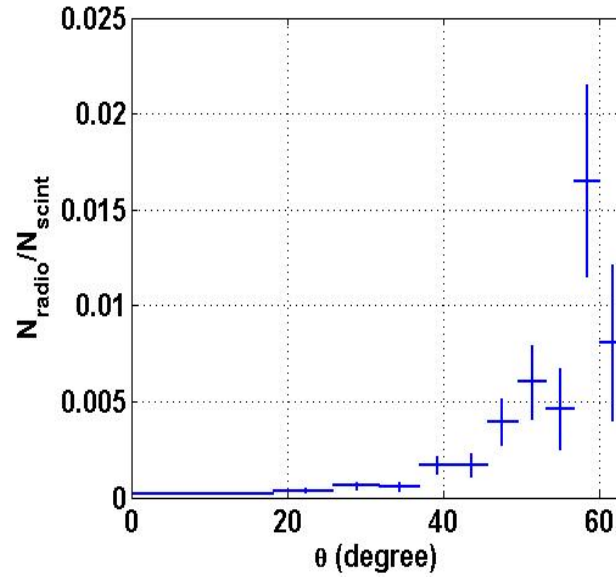


FIG. 5.25 – Distribution figure 5.24 corrigée de l'acceptance du détecteur de particules. Chaque bin de la distribution antennes est divisé par la distribution réseau de scintillateurs. L'erreur est donnée par  $\sqrt{\frac{N_{\text{radio}}}{N_{\text{scint}}^2} + \frac{N_{\text{radio}}^2}{N_{\text{scint}}^3}}$ . Le réseau d'antennes semble favoriser la détection des gerbes inclinées.

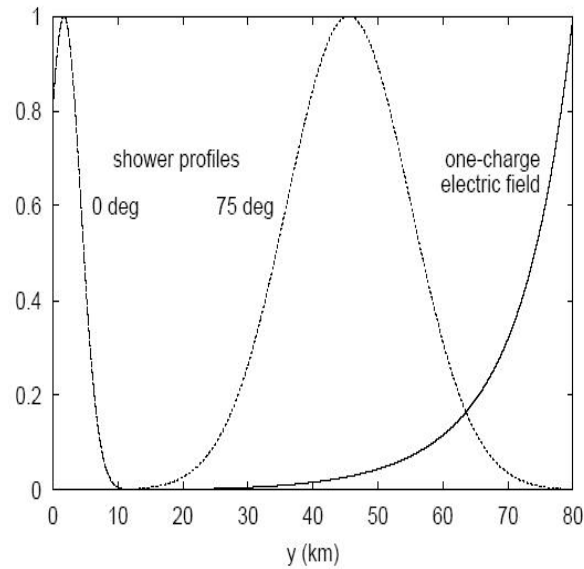


FIG. 5.26 – Figure extraite de [51]. En tirets, le profil normalisé d'une gerbe verticale (0 deg) et inclinée (75 deg) en fonction de l'altitude. Le champ électrique d'une charge ponctuelle est lui aussi tracé en fonction de l'altitude (trait plein, courbe de droite). Le résultat de la multiplication du champ électrique associé à une charge par le profil de la gerbe est plus favorable dans le cas d'une gerbe inclinée.

de fonctionnement autonome et autodéclenché des antennes. Cette détection nécessiterait en effet un réseau de très grande surface compte tenu du faible flux de neutrinos attendus.

## 5.3 La topologie du champ électrique

Afin de mettre à profit la qualité de notre système de détection, nous avons cherché à développer une analyse des signaux radio événement par événement. En effet, l'étendue spatiale du réseau d'antennes de CODALEMA offre pour la première fois la possibilité d'observer sur des distances significatives le comportement du champ électrique engendré par une gerbe.

### 5.3.1 L'empreinte radio des événements gerbes

La figure 5.27 illustre l'empreinte sur le réseau d'antenne d'une gerbe atmosphérique détectée en radio. Dans cet exemple, toutes les antennes du réseau ont été touchées. La distribution des amplitudes du champ électrique en fonction de la position des antennes dans la bande 37-70 MHz présente une variation sur un ordre de grandeur en amplitude : il est proche de  $10 \mu\text{V}/\text{m}/\text{MHz}$  au centre du réseau où se situe le détecteur de particules puis décroît avec la distance, jusqu'à la limite d'analyse des signaux située à  $1 \mu\text{V}/\text{m}/\text{MHz}$ .

Sur la figure 5.28, le même événement est représenté selon l'axe d'antennes Nord-Sud et Est-Ouest. A titre de comparaison, le champ électrique associé à un RFI ainsi que le seuil de détection de l'instrument ont été superposés à ces 2 distributions. Le champ électrique associé à la gerbe atmosphérique présente une amplitude de variation nettement plus importante que celui engendré par la source parasite de transitoire radio. La figure 5.29 montre un comportement similaire du champ électrique le long de la ligne d'antenne Est-Ouest pour 6 événements illustratifs.

La distribution des amplitudes du champ électrique sur les antennes constitue un point fondamental pour la technique de détection radio. A l'échelle d'un réseau plus dense d'antennes, l'empreinte radio laissée sur les antennes par une gerbe atmosphérique doit pouvoir être discriminée de celle laissée par un RFI à partir d'un critère sur la topologie particulière en cloche du champ électrique. Cette configuration singulière, en cloche, doit permettre à terme d'identifier *a posteriori* des événements gerbes sur des critères purement radio dans la mesure ou une majorité de ces RFI trouvent leur source à l'extérieur du réseau d'antennes. En effet, un RFI dont la source se situerait à l'extérieur du réseau d'antennes, ne pourrait pas présenter cette configuration. Par ailleurs, un RFI dont la source se trouverait à l'intérieur du réseau serait quant à lui identifié par l'analyse des temps de vol sur les antennes qui présenteraient un épicycle en temps centré sur un point source.

### 5.3.2 Le profil du champ électrique

Cette topologie particulière confirme les mesures réalisées dans les années 60 pour lesquelles une dépendance exponentielle du champ électrique en fonction de la distance à l'axe avait été trouvée en moyennant ces résultats sur plusieurs événements [1]. En posant l'hypothèse selon laquelle le champ électrique varie de manière exponentielle avec la distance à l'axe de la gerbe, c'est à dire un comportement du champ électrique en fonction de la distance à



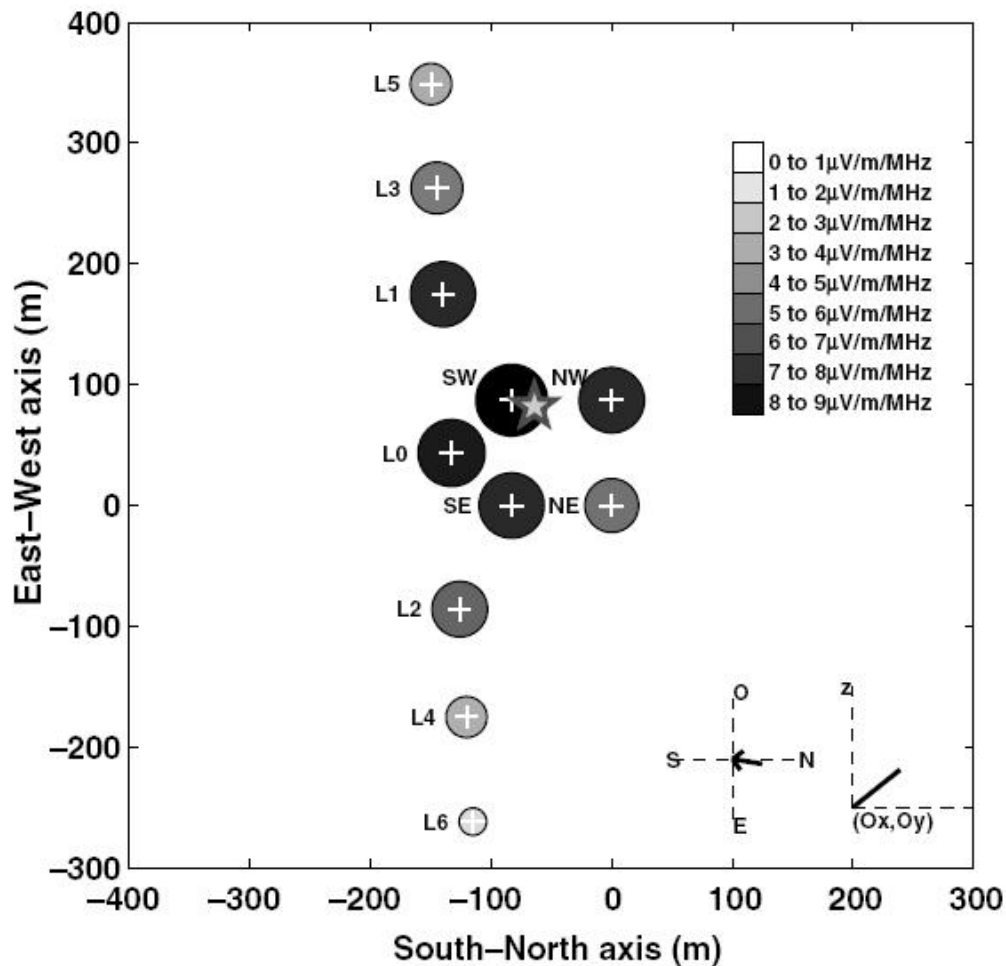


FIG. 5.27 – Exemple de l’empreinte d’un évènement gerbe radiodétekté sur le réseau CODALEMA. Les antennes sont symbolisées par des croix blanches et le champ électrique mesuré sur les antennes est symbolisé par un cercle dont la taille et le niveau de gris sont proportionnels à sa valeur. La direction d’arrivée reconstruite ( $\theta, \phi$ ) est indiquée en bas à droite. L’étoile symbolise la position du coeur de gerbe estimée à partir du barycentre des 2 distributions de la figure 5.28.

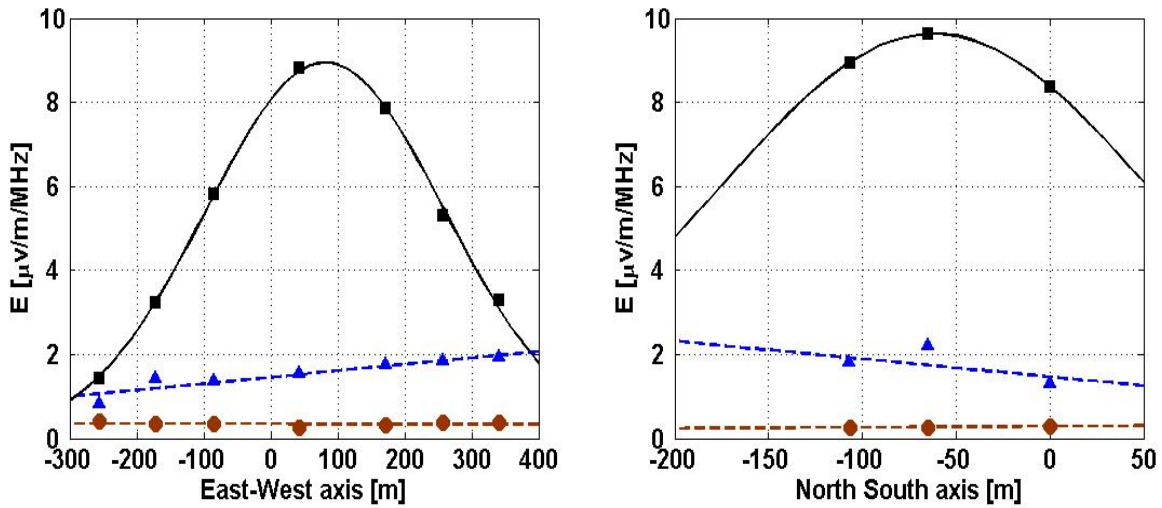


FIG. 5.28 – Evolution de l'amplitude crête du champ électrique mesuré pour l'évènement de la figure 5.27 selon l'axe d'antennes Est-Ouest à gauche et l'axe Nord-Sud à droite (antennes NW, SW, L0) en ligne pleine et carrés noirs. Pour chacun de ces axes sont superposés un exemple de RFI (tirets et triangles bleus) et le seuil de détection de l'instrument (tirets et cercles rouges).

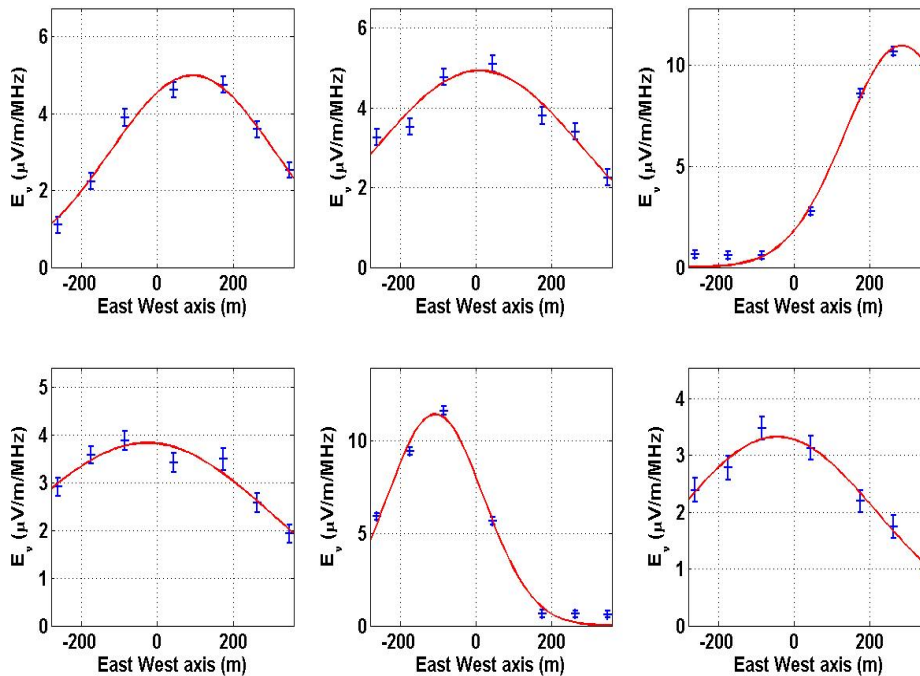


FIG. 5.29 – Champ électrique par unité de bande de fréquence en  $\mu\text{V}/\text{m}/\text{MHz}$  mesuré sur les antennes composant la ligne Est-Ouest pour 6 gerbes différentes détectées en radio.

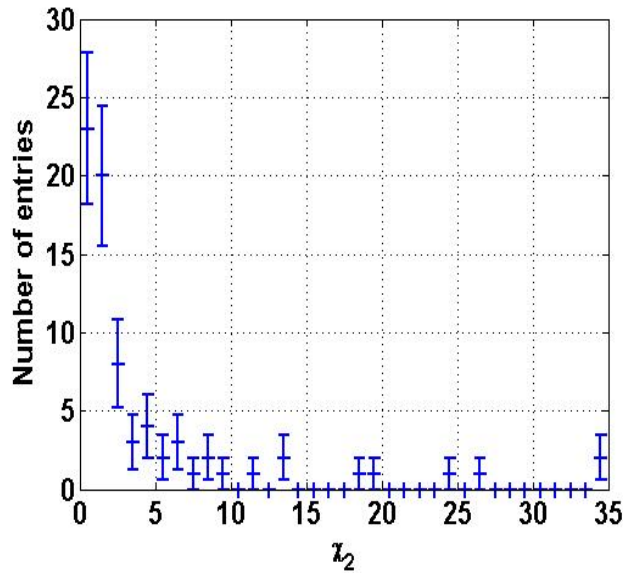


FIG. 5.30 – Distribution des  $\chi_2$  à l'issue du paramétrage des données, les données sont considérées comme étant bien décrites par la fonction 5.15 lorsque  $\chi_2 < 5$ . Sur les 76 évènements présentant une multiplicité suffisante pour réaliser ce paramétrage, 58 satisfont cette condition.

l'axe de la gerbe décrit par :

$$E_i(d) = E_0 \cdot \exp(-d_i/d_0) \quad (5.15)$$

où le paramètre de distance à l'axe  $d_i$  est défini pour chaque antenne  $(x_i, y_i)$  par :

$$d_i = \sqrt{(x_i - x_0)^2 + (y_i - y_0)^2 - ((x_i - x_0) \cdot \sin \theta \cdot \cos \phi + (y_i - y_0) \cdot \sin \theta \cdot \sin \phi)^2} \quad (5.16)$$

On peut alors extraire dans le repère propre de la gerbe les quantités  $E_0$ ,  $d_0$  et  $(x_0, y_0)$  la position du coeur de gerbe sur le réseau. Par contre, seuls les évènements possédant une multiplicité supérieure à 4 peuvent être paramétrés par cette fonction. Le paramétrage est réalisé en minimisant l'expression du  $\chi_2$  :

$$\chi_2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{E_i - E_0 \cdot \exp(-d_i/d_0)}{\sigma_i} \quad (5.17)$$

avec  $N$  le nombre d'antennes sur lesquelles a été détecté un transitoire,  $E_i$  l'amplitude du champ électrique pour l'antenne considérée,  $d_i$  la distance à l'axe de cette même antenne et  $\sigma_i$  l'écart-type du bruit.

La distribution du  $\chi_2$  est représentée sur la figure 5.30. Une large majorité présente un faible  $\chi_2$  indiquant que la fonction 5.15 décrit correctement les données. La coupure  $\chi_2 < 5$  est appliquée pour déterminer si le paramétrage est correct. Sur les 76 évènements présentant une multiplicité suffisante pour être traité, 58 passent ce critère.

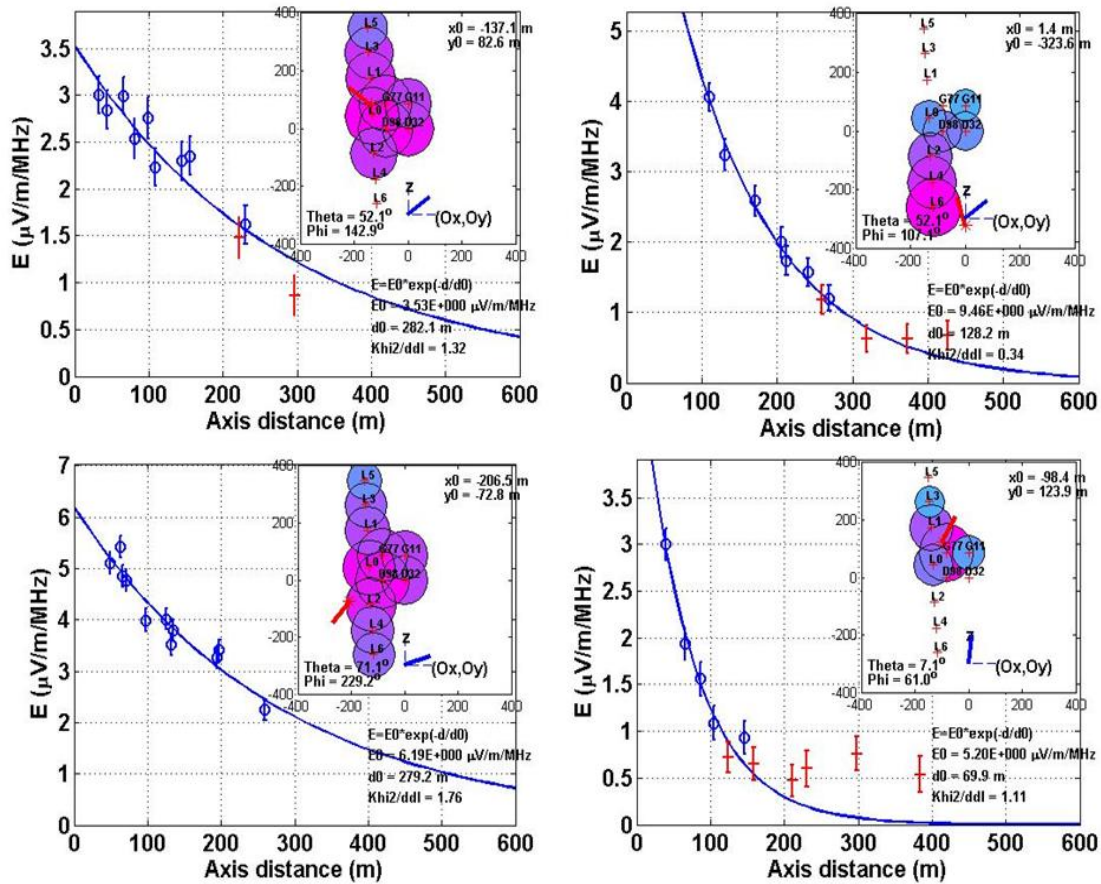


FIG. 5.31 – Résultats de l'ajustement du champ électrique pour 4 événements différents. Sur chacune des figures, les points de mesures sont des cercles bleus lorsque un transitoire a été détecté sur l'antenne et une croix rouge lorsqu'aucun transitoire n'a été détecté. Ces derniers permettent de dimensionner le niveau de bruit pour chaque événement et posent une contrainte haute sur le champ électrique mesuré. La barre d'erreur est donnée par l'écart-type du bruit. La fonction paramétrée est tracée en trait plein bleu et les valeurs des paramètres obtenues sont indiquées en bas à droite. En insert, l'empreinte de l'événement sur le réseau d'antennes similaire à celui de la figure 5.27.

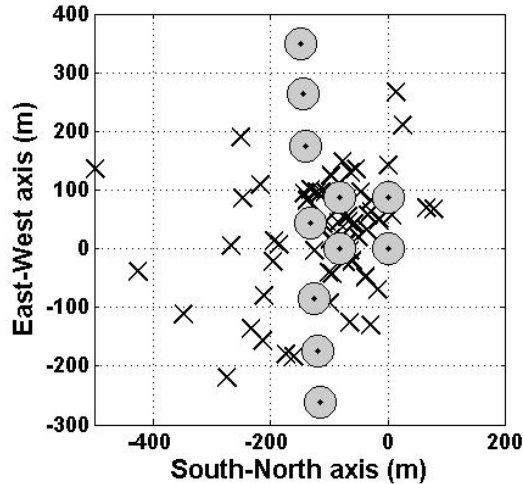


FIG. 5.32 – Localisation des coeurs de gerbes pour les 58 évènements reconstruits sur le réseau d'antennes CODALEMA. Les antennes sont symbolisées par des cercles grisés et les positions des coeurs par des croix.

Le résultat de ce paramétrage est illustré figure 5.31 pour 4 évènements. Les antennes sur lesquelles aucun transitoire n'a été détecté permettent de fournir une contrainte supplémentaire sur le paramétrage : le transitoire n'ayant pas été détecté, son amplitude doit être inférieure ou égale au signal mesuré sur l'antenne. Les barres d'erreur sont données par l'écart-type sur le bruit. Les 4 évènements sélectionnés sur cette figure permettent d'illustrer la variété des comportements du champ électrique tant sur l'amplitude maximum que sur son extension latérale.

### 5.3.3 La détermination du coeur de gerbe

Le profil de champ électrique dans le repère de la gerbe fournit aussi la position du coeur de gerbe. La figure 5.32 indique les 58 positions de coeurs déterminées à partir de ce paramétrage.

Une majorité des coeurs se situe au centre du réseau à proximité du détecteur de particules. Ces évènements sont reconstruits précisément car le maximum de champ électrique ne se trouve pas en bordure de réseau. En revanche, la détermination de la position du coeur est moins précise lorsque le maximum de champ électrique est en bordure de réseau. C'est notamment le cas pour les coeurs dont la position s'écarte vers le sud du réseau.

### 5.3.4 L'étude des paramètres $d_0$ et $E_0$

Le paramètre  $d_0$  de l'expression 5.15 permet d'estimer la largeur à mi-hauteur du champ électrique détecté (Fig 5.33). Cette grandeur doit donner une indication du maillage nécessaire à un réseau d'antennes au domaine d'énergie considéré. Pour une énergie seuil de  $6 \times 10^{16}$  eV, le champ électrique couvre une surface pouvant aller jusqu'à 400 m de diamètre dans le repère propre à la gerbe. Pour les gerbes inclinées, la surface irradiée au sol va varier en  $1/\cos\theta$

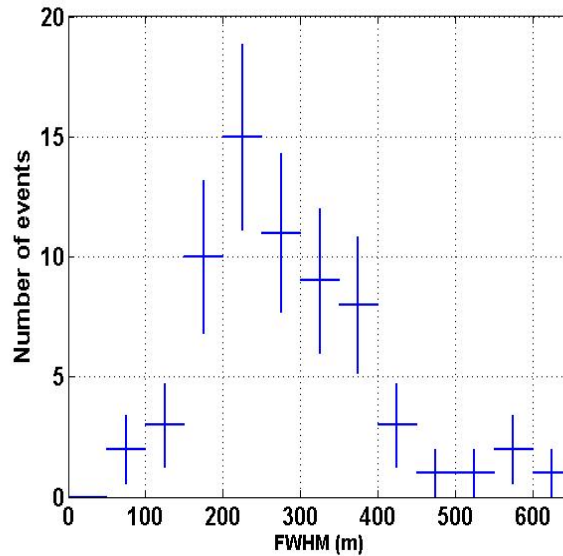


FIG. 5.33 – *Distribution des largeurs à mi-hauteur des profils de champ électrique reconstitués (FWHM pour Full Width at Half Maximum). Ce paramètre permet d'estimer la surface moyenne de détection du champ électrique.*

de cette largeur à mi-hauteur, la détection radio pourrait donc être envisagée jusqu'à des surfaces de diamètre supérieur à 500 m.

La figure 5.34 représente la variation du paramètre  $d_0$  en fonction de l'angle zénithal. La limite inférieure de ce paramètre est cohérente avec le pas du réseau. En revanche, la limite supérieure est corrélée à l'angle zénithal de la gerbe. Les grands  $d_0$  sont tous obtenus pour un grand angle zénithal  $\theta$ . Ce phénomène pourrait être lié, comme nous l'avons vu dans le paragraphe 5.2.3, au seuil en énergie du trigger ou bien à des conditions favorables d'émission du champ électrique pour les gerbes inclinées.

La distribution du paramètre  $E_0$  est donnée figure 5.35. Nous nous attendons à ce que ce paramètre soit corrélé à l'énergie du primaire. Malheureusement, la faible statistique dont nous disposons ne nous permet pas d'extraire une telle dépendance dans cette distribution. De même, nous n'observons pas pour l'instant de corrélation entre ce paramètre et l'écart angulaire entre la direction d'arrivée de la gerbe attendue en sinus dans le cas d'un mécanisme source lié à l'effet géomagnétique. Néanmoins, si l'on se place dans l'hypothèse que ce paramètre est proportionnel à l'énergie du primaire ou bien à sa racine carré, on peut légitimement extrapoler les grandeurs accessibles à plus haute énergie. Avec un seuil en énergie à  $6 \times 10^{16}$  eV, on observe une valeur moyenne  $\langle E_0 \rangle \sim 4 \mu\text{V}/\text{m}/\text{MHz}$ . Compte tenu du fait que les événements ajustés par le profil du champ électrique ne représentent qu'un sous ensemble du nombre total d'événements détectés et pour garder une estimation prudente, nous avons associé cette valeur moyenne de  $E_0$  à l'énergie  $10^{17}$  eV pour tenter une extrapolation à plus haute énergie indiquée dans le tableau 5.2.

Bien entendu, cette dépendance à l'énergie de ce couple de paramètres doit être démontrée à l'aide d'une statistique plus forte et d'un détecteur de particules capable de fournir une estimation de l'énergie de la gerbe. Ces résultats ont fait l'objet d'une publication dans la

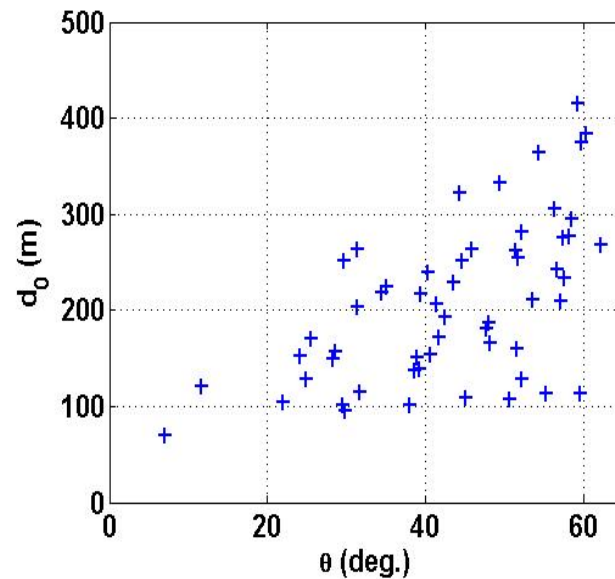


FIG. 5.34 – Le paramètre  $d_0$  ajusté est tracé en fonction de l'angle zénithal  $\theta$  de la gerbe. La limite inférieure de  $d_0$  est imposée par le pas entre les antennes du réseau. En revanche, la limite haute de  $d_0$  est une fonction croissante de l'angle zénithal.

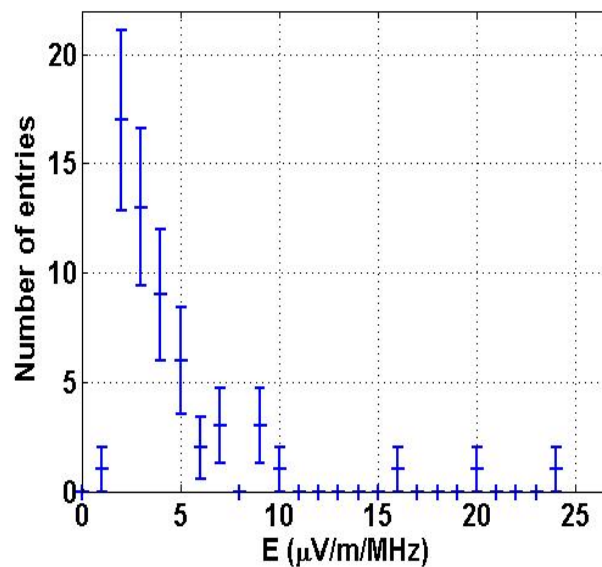


FIG. 5.35 – Distribution du paramètre  $E_0$  pour les évènements correctement ajustés par la fonction 5.15. Malheureusement, la statistique que nous possédons ne nous permet pas, à ce stade, de confirmer une dépendance de ce paramètre avec l'énergie du primaire.

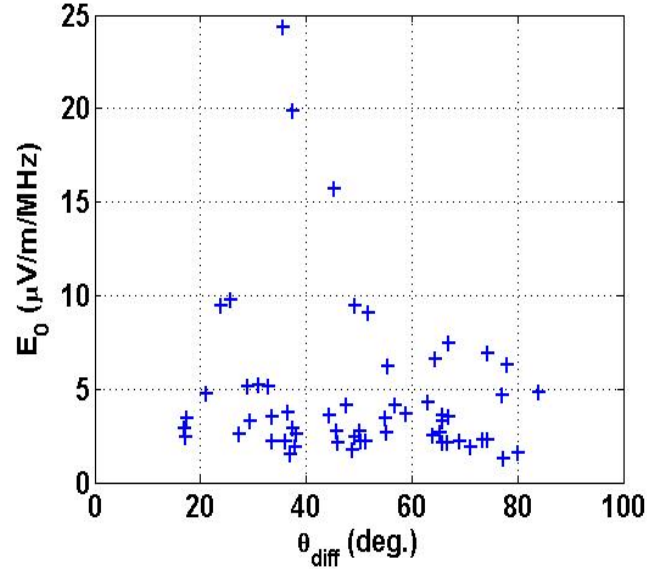


FIG. 5.36 – Le paramètre  $E_0$  est tracé en fonction de  $\theta_{diff}$  la différence angulaire entre la direction d'arrivée de la gerbe et le vecteur champ géomagnétique. Dans le cas d'un mécanisme source dominant lié à l'effet géomagnétique, ce paramètre devrait varier en  $\sin \theta_{diff}$ . La statistique traitée est insuffisante pour pouvoir conclure sur ce point.

$E_P$ (eV)	$10^{17}$	$10^{18}$	$10^{19}$	$10^{20}$
$\langle E_0 \rangle (\mu\text{V/m/MHz}) \propto \sqrt{E_P}$	4	12	40	126
$\langle E_0 \rangle (\mu\text{V/m/MHz}) \propto E_P$	4	40	400	4.000

TAB. 5.2 – Tentative d'extrapolation du paramètre  $E_0$  à des énergies supérieures suivant les 2 types de dépendance prédites par les modèles (proportionnelle à  $E_P$ , l'énergie du primaire, ou  $\sqrt{E_P}$ ).



revue Ce résultat décisif a fait l'objet d'une publication [78] *Astroparticle Physics* et présentée en annexe. C'est l'objet du travail réalisé sur CODALEMA au moment de la rédaction de ce document et qui fera l'objet d'une autre étude ailleurs. Néanmoins, la qualité des ajustements appliqués aux données et la dynamique des phénomènes observés nous laissent à penser que cette voie d'analyse devrait être fructueuse dans les prochaines années.

# Chapitre 6

## Radio@AUGER

### 6.1 Les motivations

Les résultats de l'expérience CODALEMA de Nançay montrent que la radio détection pourrait offrir à court terme une méthode de détection intéressante à la communauté. Les améliorations techniques récentes et le renforcement du volume de données actuellement en cours devraient permettre d'affiner les observables radio pertinentes et de préciser la relation entre l'amplitude et la portée du champ électrique avec l'énergie du primaire. Néanmoins, la surface actuellement couverte par CODALEMA à Nançay limite l'exploration aux énergies de l'ordre de  $10^{17}$  eV.

Une étape naturelle pour acquérir des connaissances à des énergies supérieures (à  $10^{18}$  eV) consiste à coupler un système d'antennes à un détecteur au sol, en particulier celui de l'Observatoire Pierre Auger. Une collaboration internationale regroupant des laboratoires des Pays Bas, d'Allemagne, des Etats Unis, d'Angleterre et de France a été mise en place pour développer un détecteur radio étendu sur le site de l'Observatoire Pierre Auger. Cet effort doit se dérouler en plusieurs étapes successives. La première consiste à implanter plusieurs cellules élémentaires de tests durant quelques mois pour comparer différentes technologies, appréhender les difficultés liées à la mise en place de détecteurs autonomes, étudier les conditions de bruit de fond radio impulsionnel sur le site et explorer les zones du spectre de fréquences utilisables. Ces études devraient permettre de converger vers une stratégie commune de détection. Dans un second temps, un détecteur d'une surface comprise entre 10 et 20 km<sup>2</sup> pourrait être construit à partir des connaissances acquises avec les cellules tests avant d'entamer peut-être la conception d'un très grand réseau.

Les tests que nous présentons dans ce chapitre constituent l'une des voies explorées dans le cadre de la première phase de développement mentionnée ci-dessus. Cette expérience test RAuger (pour Radio@Auger) tire parti des connaissances et des développements techniques obtenus sur CODALEMA pour tenter d'apporter les éléments de réponse nécessaires au futur développement d'un détecteur étendu. Ce détecteur test constitue surtout la première expérience utilisant des détecteurs radio complètement autonomes.

Nous présenterons quelques caractéristiques du réseau de surface de l'Observatoire Pierre Auger en Argentine afin de comprendre la façon dont les tests de la radio se sont intégrés sur ce site. Nous détaillerons ensuite la stratégie technique que nous avons suivie en identifiant

les caractéristiques que doivent présenter ces tests. Enfin, nous présenterons le retour d’expérience en détaillant les problèmes rencontrés sur le dispositif expérimental et les solutions que nous y avons apportées et quelques premiers résultats.

## 6.2 Les spécifications pour l’expérience test

### 6.2.1 L’Observatoire Pierre Auger Sud

Le site sud de l’Observatoire Pierre Auger est situé dans la Pampa Argentine, au sud de la province de Mendoza, à proximité de la ville de Malargüe. Ce détecteur géant est constitué de 4 télescopes à fluorescence et d’un détecteur de surface de 1600 cuves à eau Čerenkov réparties sur une surface de 3000 km<sup>2</sup> (Fig 6.1). Notre banc de test est lié au réseau de surface (ou SD pour Surface Detector) qui doit permettre d’étiqueter les gerbes atmosphériques radio détectées en réalisant des tests sur la coïncidence temporelle et angulaire des événements détectés par les 2 systèmes. De plus, les informations fournies par le SD comme la position du coeur ou l’énergie du primaire permettront de cerner les variations du signal radio. D’un point de vue énergétique, notre banc de test devra fonctionner de manière autonome et indépendante. Nous avons donc été confronté à la même problématique d’autonomie que les 1600 cuves déployées à travers la Pampa et nous verrons par la suite que notre détecteur RAuger a beaucoup emprunté aux compétences de la collaboration Auger dans ce domaine.

Chaque cuve à eau du SD, illustrée figure 6.2, regroupe les éléments suivant :

- un container à eau avec ses 3 PM,
- des panneaux solaires,
- des batteries,
- une électronique de contrôle embarquée, un GPS et un système de communication regroupés sur une carte unifiée, l’UB, pour Unified Board.

Les cuves sont reliées par voie hertzienne à l’acquisition centrale de Auger où elles rapatrient leurs données. Le déroulement de l’acquisition du SD suit les étapes suivantes. Lorsqu’un signal est vu par l’un des PM, un premier niveau de trigger, « T1 », active les opérations suivantes :

- l’évènement est daté par le GPS avec une précision de 10 ns, l’information est transmise à l’UB sous la forme de 2 messages, le premier contient la seconde GPS, le second le complément de cette seconde à une précision de 10 ns appelé décananoseconde,
- les données du PM sont digitalisées puis stockées dans l’UB pour subir un premier niveau d’analyse du signal en ligne,
- si l’amplitude des 3 PM de la cuve passe un certain seuil, l’évènement est identifié comme un second niveau de trigger : « T2 ».

Les taux respectifs de déclenchement de niveau T1 et T2 sont de 100 Hz et 20 Hz. Toutes les secondes, chacune des cuves du SD envoie vers l’acquisition centrale (le CDAS ), via un émetteur radio, les secondes GPS des T2 qui se sont produits dans la seconde précédente. Les instants d’arrivées des T2 pour l’ensemble du réseau sont analysées au CDAS.

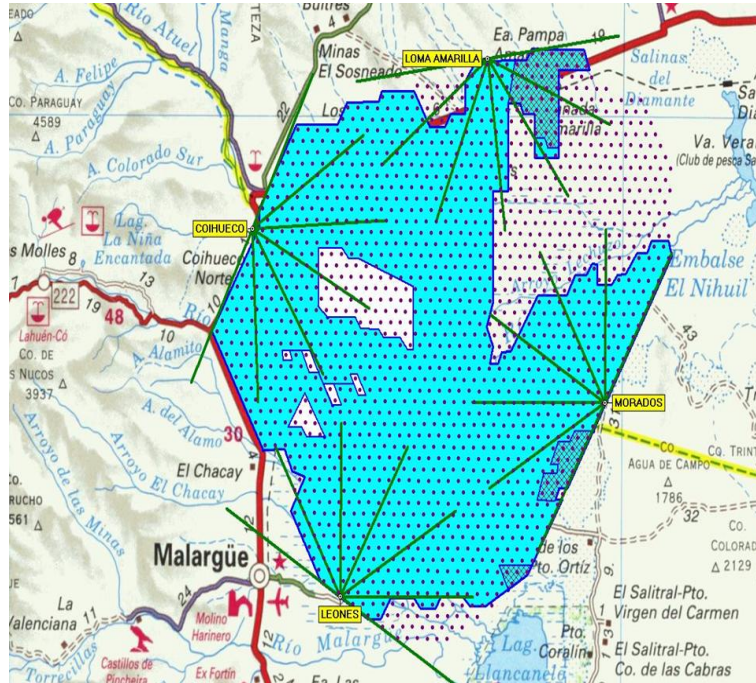


FIG. 6.1 – Le site sud de l’Observatoire Pierre Auger est situé près de Malargüe en Argentine. Ce détecteur hybride géant dispose de 4 télescopes à fluorescence (en vert) et d’un réseau de surface qui comptera à terme 1600 cuves à eau Čerenkov (les points noirs) disposées en triangle élémentaire de 1.5 km de côté sur une surface de 3000 km<sup>2</sup>. La surface bleutée/sombre représente les cuves effectivement déployées au mois d’avril 2007.

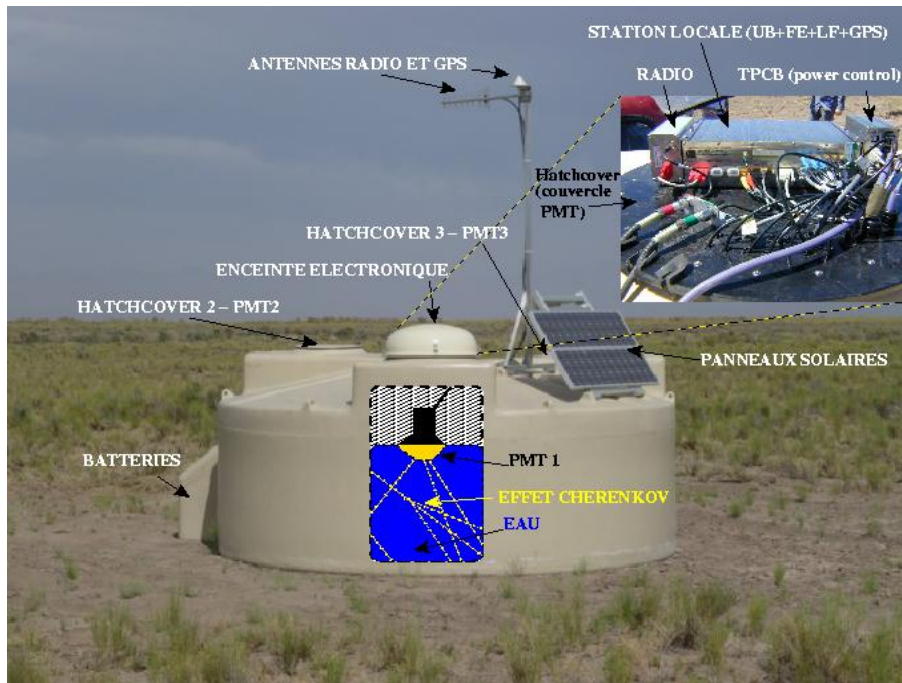


FIG. 6.2 – Photo d’une cuve à eau du détecteur de surface installée dans la Pampa.

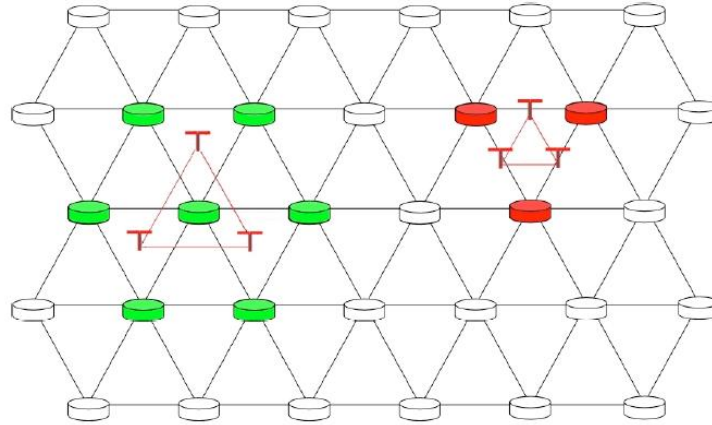


FIG. 6.3 – Schéma illustratif des possibilités d'implantation des antennes (symbole  $T$ ) sur le SD d'Auger (les cuves sont représentées par des cylindres). Deux implantations sont possibles : à gauche, autour d'une cuve, à droite, au centre d'un triangle de 3 cuves. Cette dernière solution est celle retenue pour RAuger.

Lorsqu'au moins 3 cuves adjacentes sont en coïncidence, un troisième niveau de trigger « T3 » est généré avec un taux de 0.2 Hz pour l'ensemble du SD. L'ordre est alors envoyé depuis le CDAS vers les cuves concernées de transmettre au CDAS l'intégralité des données de l'évènement ( signaux PMs + seconde + deca nanoseconde GPS) pour être analysées hors ligne.

### 6.2.2 Le site d'implantation et le maillage du réseau d'antennes

Comme nous l'avons vu à Nançay, l'identification d'un front d'onde associé au passage d'une gerbe utilise la coïncidence temporelle et angulaire des données radio avec celle d'un détecteur de particules au sol. Dans le cadre des tests de la radio sur Auger, nous avons choisi de conserver ce mode opératoire en réalisant tout d'abord une reconstruction de la direction d'arrivée du front d'onde avec au minimum 3 détecteurs radio et en établissant, ensuite, la coïncidence temporelle et angulaire avec le SD.

Pour les gerbes de basse énergie ( $\sim 10^{18}$  eV), le SD utilise aussi un autre mode de déclenchement dit « ToT » pour Time over Threshold qui impose pour chaque cuve touchée un signal d'une durée minimum au dessus d'un seuil donné. Le critère « 3ToT » correspond à 3 cuves adjacentes touchées en coïncidence temporelle et constitue la condition minimale de reconstruction d'un évènement sur le SD (direction d'arrivée, énergie ...). L'énergie seuil pour le trigger 3ToT du SD est  $\sim 10^{18}$  eV, le flux de particules attendu à cette énergie pour une maille donnée de 3 cuves est faible, de l'ordre d'un évènement tous les 2 à 3 jours. Par ailleurs, la position du coeur de gerbe la plus favorable pour être détectée par 3 cuves seules (donc à l'énergie seuil) est au centre du triangle [85]. Le positionnement du système radio qui favorise les chances de détection en coïncidence avec le SD à l'énergie seuil doit donc être réalisé au centre d'un triangle élémentaire constitué de 3 cuves (Fig 6.3 à droite).

L'autre possibilité pour la répartition des détecteurs radio est de se placer autour d'une

cuve centrale comme indiqué figure 6.3 à gauche. Cette disposition permet de mesurer des évènements associés à la détection par une maille hexagonale. 6 mailles triangulaires peuvent alors potentiellement fournir des évènements en coïncidence avec les antennes. Cependant, d'un point de vue statistique, il est montré dans [85] que la périphérie d'une cuve constitue plutôt une zone d'efficacité de reconstruction plus faible, cette alternative n'a donc pas été retenue.

En fait, la collaboration Auger a installé pour nos tests une cuve supplémentaire au centre du triangle élémentaire dans lequel est implanté notre expérience. Cet ajout a deux effets. Il permet tout d'abord d'améliorer la reconstruction des évènements ne touchant que le triangle de 3 cuves à l'intérieur duquel est installé notre banc de test car avec seulement 3 cuves, la reconstruction d'un évènement sur le SD est de moins bonne qualité tant sur la détermination de la direction d'arrivée que sur celle de l'énergie. En plus, la cuve additionnelle peut être mise en coïncidence avec 2 des 3 cuves qui l'entourent pour réduire la taille du maillage et donc augmenter la statistique disponible pour nos tests en abaissant localement le seuil de détection en énergie de cette maille.

D'un point de vue expérimental, nous savons que les gerbes détectées au-dessus de  $5 \times 10^{16}$  eV sur CODALEMA ne sont vues en moyenne qu'à quelques centaines de mètres du coeur de gerbe dans une bande de fréquence de 37-70 MHz. Selon la relation qui lie l'amplitude du champ électrique à l'énergie du primaire ( $E_\nu \propto E_P$  ou  $E_\nu \propto \sqrt{E_P}$ ), si on augmente d'un facteur 100 l'énergie observée en passant de  $5 \times 10^{16}$  à  $5 \times 10^{18}$  eV, l'amplitude du champ électrique devrait être augmentée d'un facteur 10 à 100, ce qui, *a priori*, pourrait le rendre mesurable à plus grande distance. Malheureusement, les modèles théoriques semblent indiquer que le champ électrique reste fortement collimaté dans la direction d'arrivée de la gerbe et que la surface irradiée par l'onde n'augmenterait pas linéairement avec l'énergie. C'est pourquoi pour débiter l'expérience, nous avons jugé prudent de garder un pas de réseau du même ordre de grandeur que celui utilisé sur CODALEMA.

### 6.2.3 Le choix de déclenchement des antennes

La conception du trigger pour le détecteur radio est un point crucial. Deux possibilités existent : soit utiliser un trigger fourni par un détecteur de particules, soit construire en autonome un déclenchement avec le signal radio uniquement.

**Déclenchement sur une cuve** La première possibilité pour déclencher le système consiste à utiliser le signal de déclenchement fourni par des cuves Auger. Cette solution présente l'avantage d'avoir déjà été validée sur CODALEMA à Nançay. Son approche est simple, robuste et bien adaptée à  $10^{17}$  eV où les surface mises en jeu autorisent encore un câblage du réseau radio.

Dans ce cas, les antennes devraient acquérir des données au même rythme que le T1 d'une cuve (100 Hz) ce qui nécessiterait de posséder une mémoire de stockage suffisamment importante pour pouvoir stocker 100 Hz de données entre deux demandes de T3 venant du CDAS. De plus, ce mode de fonctionnement impose de réaliser des modifications physiques sur les cuves d'Auger afin d'extraire le signal trigger et de le transmettre jusqu'aux antennes. Ce dernier point va à l'encontre des recommandations de la collaboration Auger concernant

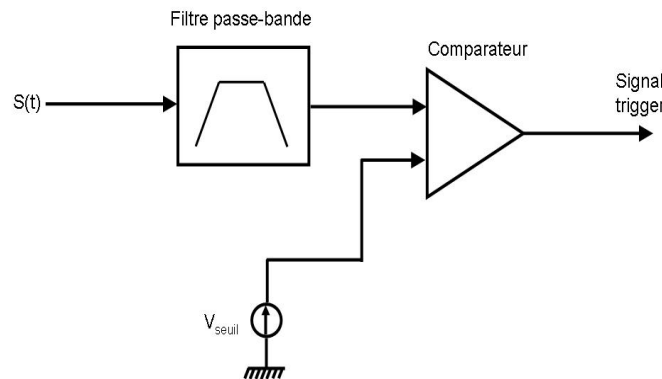


FIG. 6.4 – Schéma électrique du mode de fonctionnement du trigger radio. Le signal radio provenant de l'antenne est filtré dans une bande de fréquence dépourvue d'émetteur radio puis son amplitude est comparée à une valeur de seuil fixée. Le signal logique est généré lorsque le seuil en tension est franchi.

les tests radio qui doivent se faire de façon non intrusive afin de ne pas gêner le déploiement des dernières cuves du SD qui constitue une priorité.

Par ailleurs, ce système doit s'insérer dans la chaîne d'acquisition du SD. Les antennes doivent être gérées dans le logiciel de CDAS au même titre qu'une cuve pour pouvoir recevoir les demandes de T3 et transmettre leurs données. D'un point de vue pratique, ce dernier point impose l'utilisation d'un système de transmission des données identique à celui d'Auger. Malheureusement, ces émetteurs n'existent pas dans le commerce et la collaboration Auger ne dispose pas de suffisamment d'émetteurs supplémentaires pouvant être fournis pour nos tests.

L'un des derniers points essentiel est qu'au cours de ces tests, nous souhaitons effectuer une étude du ciel en radio sur le site de l'Observatoire Pierre Auger. Dans la situation où le système radio serait déclenché par un détecteur de particules, ces mesure seraient biaisées car nous ne posséderions qu'une vision tronquée du flux de transitoires réel sur le site.

**Déclenchement sur le signal radio** La seconde possibilité, celle que nous avons choisie, consiste à déclencher sur l'acquisition à partir du signal radio lui-même. Le principe de fonctionnement du trigger radio est illustré figure 6.4 : le signal issu des antennes est filtré par un passe-bande analogique puis comparé à un seuil en tension. Lorsque ce seuil est franchi, un signal logique déclenche l'acquisition.

Ce choix est aussi motivé par le fait que nous avons réalisé une campagne de test du trigger radio sur l'expérience CODALEMA pendant plusieurs mois avec un système similaire à celui décrit ci-dessus dans la bande de fréquence 35-65 MHz. Le bruit observé dans cette bande de fréquence, figure 6.5, est paramétré par une gaussienne dont l'écart-type quantifie

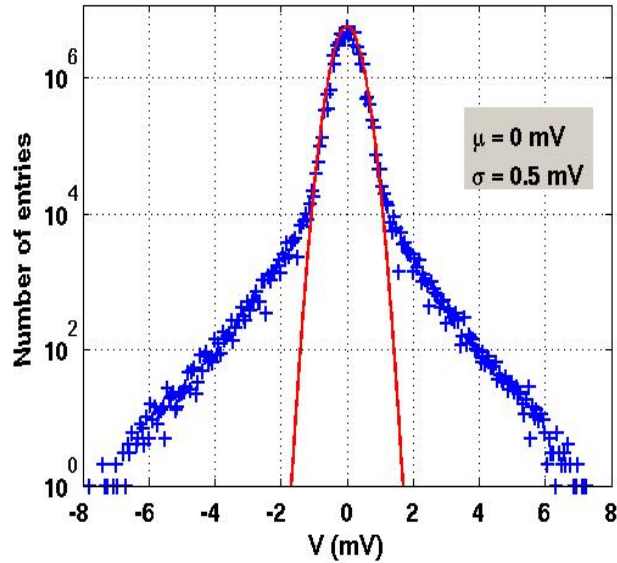


FIG. 6.5 – Distribution des amplitudes mesurées sur le signal trigger de CODALEMA à Nançay pendant la campagne de mesure en trigger radio. On observe deux populations distinctes : la première est bien paramétrée par une gaussienne de moyenne  $\mu \sim 0 \text{ mV}$  et d'écart type  $\sigma = 0.5 \text{ mV}$  (en rouge), c'est le bruit blanc sur la bande de fréquence. La seconde, observable sur les ailes de la distribution est principalement due aux transitoires d'origine anthropiques et météorologiques.

le seuil minimal de détection,  $\sigma_{sky} = 0.5 \text{ mV}$  pour cette campagne de mesures. La figure 6.6 illustre le taux de déclenchement obtenu en fonction du seuil appliqué exprimé en multiple de  $\sigma_{sky}$ .

Dans ce mode de fonctionnement, c'est l'environnement extérieur qui a une influence dominante : les périodes orageuses ou certains émetteurs sporadiques occasionnent de nombreux déclenchements. Ce taux constaté peut atteindre des valeurs de l'ordre de 10 Hz pendant des périodes d'activité électrique intense et des valeurs de l'ordre de 1 Hz pendant les périodes calmes. Ces valeurs restent tout de même faibles en regard de celles de plus de 1000 Hz obtenues avec des détecteurs de particules. Ces observations nous incitent à penser qu'un fonctionnement auto déclenché des antennes est réalisable.

Sur le site de l'expérience, la bande de fréquence de filtrage utilisée pour réaliser le trigger est principalement conditionnée par l'occupation du spectre radio et doit être aussi dépourvue que possible d'émetteur afin que le bruit du signal filtré soit minimum. Plus la bande de fréquence du trigger sera basse et plus le détecteur pourra voir les gerbes à grande distance (cf chapitre 3). Les mesures réalisées au préalable à l'installation de l'expérience RAuger [87] ont permis de mesurer les conditions du fond radio sur le site d'Auger. La figure 6.7 illustre le spectre de fréquence mesuré. Les émetteurs présents sont peu nombreux. Ce site semble donc particulièrement favorable à la détection radio. La bande de fréquence d'intérêt, comprise entre 20 et 85 MHz, ne présente apparemment aucune contribution d'émetteur. C'est donc dans cette bande de fréquence que nous effectuerons le déclenchement sur le signal radio en utilisant des filtres passe-bande 24-82 MHz identiques à ceux utilisés sur CODALEMA à



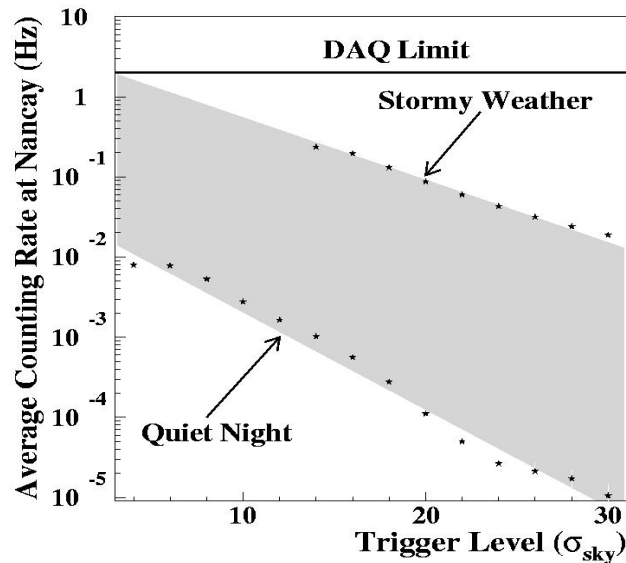


FIG. 6.6 – Taux de déclenchement de l’expérience CODALEMA à Nancy en fonction du seuil exprimé en nombre de  $\sigma_{sky}$ , l’écart type du bruit mesuré dans la bande de fréquence du trigger. Le taux de déclenchement, zone grisée, varie en fonction des conditions extérieures. Les valeurs atteintes ( $< 1$  Hz) sont prometteuses pour envisager un fonctionnement autodéclenché de la radiodétection des gerbes atmosphériques.

Nancy.

Ce fonctionnement offre l’avantage de rendre notre système complètement indépendant de l’infrastructure d’Auger. Nous devons par contre créer notre propre chaîne d’acquisition avec notre propre système de communication des données. Les antennes n’ont pas besoin d’être reliées physiquement à un détecteur de particules. Le système radio peut donc être facilement déplacé et implanté indépendamment des cuves. Nous pourrions réaliser une étude des conditions de fond de ciel radio en régime impulsif. Ces mesures sont essentielles pour bien comprendre notre détecteur. L’influence des sources parasites de transitoires pourra être estimée en fonction de l’activité humaine ou bien des conditions atmosphériques. Ce test permettra de valider la détection radio autonome en mesurant les taux de déclenchement et les tensions de seuil accessibles.

Pour mettre les transitoires détectés sur les antennes en coïncidence et reconstruire la direction d’arrivée du front d’onde, il est aussi nécessaire de connaître le temps d’arrivée absolu des transitoires sur chacune des antennes avec une précision suffisante. Cette opération d’étiquetage en temps est réalisée sur le SD d’Auger grâce à un système d’interpolation des secondes fournies par un GPS embarqué. La précision obtenue par ce système est de 10 ns. La collaboration Auger nous a fourni ce système de datation sans lequel la reconstruction des événements est irréalisable.

L’expérience test RAuger comporte donc 3 stations de détection pour permettre de reconstruire la direction d’arrivée du front d’onde radio implantées au coeur d’un triangle de

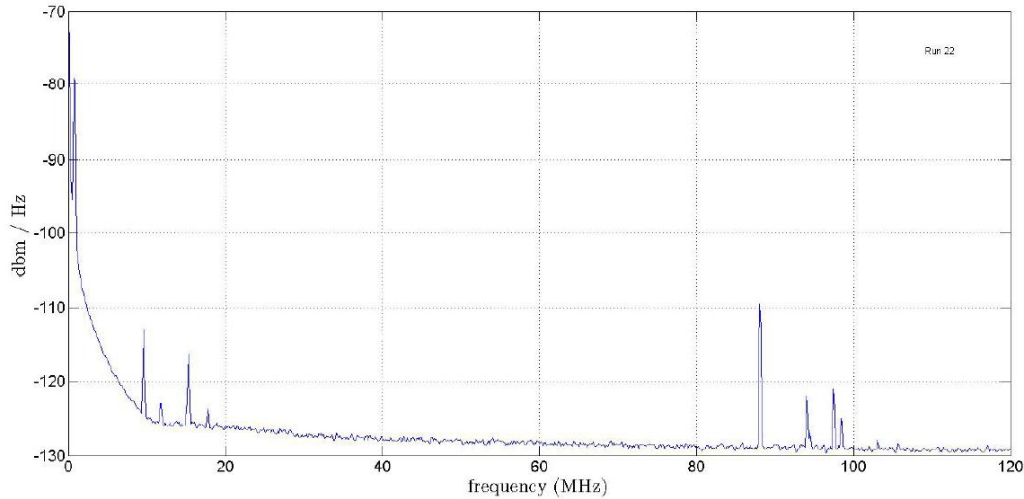


FIG. 6.7 – Figure extraite de [87]. Le fond radio a été mesuré au préalable à l’implantation des tests sur le SD. Le spectre de fréquence obtenu dans la bande 0-120 MHz montre qu’une large bande de fréquence entre 20 et 85 MHz ne présente aucun émetteur. Nous utiliserons donc cette bande de fréquence pour déclencher l’acquisition sur le signal radio.

3 cuves. L’absence d’alimentation électrique câblée oblige à rendre chacune de ces 3 stations autonome en énergie, à la façon des cuves d’Auger. Cette étape constitue un défi qu’il faudra, dans tous les cas, relever pour envisager d’installer un détecteur plus évolué (10 km<sup>2</sup>). Ce test sera l’occasion d’étudier le comportement d’un détecteur radio autonome afin de s’assurer de la compatibilité entre antenne de détection et électronique qui pourrait être une source de transitoires parasites pour les antennes.

Chacune des 3 stations radio comportera donc les éléments suivant :

- l’antenne de détection,
- un ADC suffisamment rapide pour échantillonner des transitoires dont la durée est inférieure à quelques centaines de ns,
- le système de datation à la dizaine de nanosecondes utilisé sur les cuves d’Auger,
- une informatique de traitement embarquée pour gérer les différentes opérations d’acquisition,
- un moyen de transmission des données vers un central chargé de recevoir les données,
- une alimentation propre assurant l’autonomie électrique de la station.

Nous devons aussi disposer d’un PC central pour recevoir les données transmises par les 3 stations, les enregistrer puis les rediriger vers notre laboratoire pour analyse via Internet.

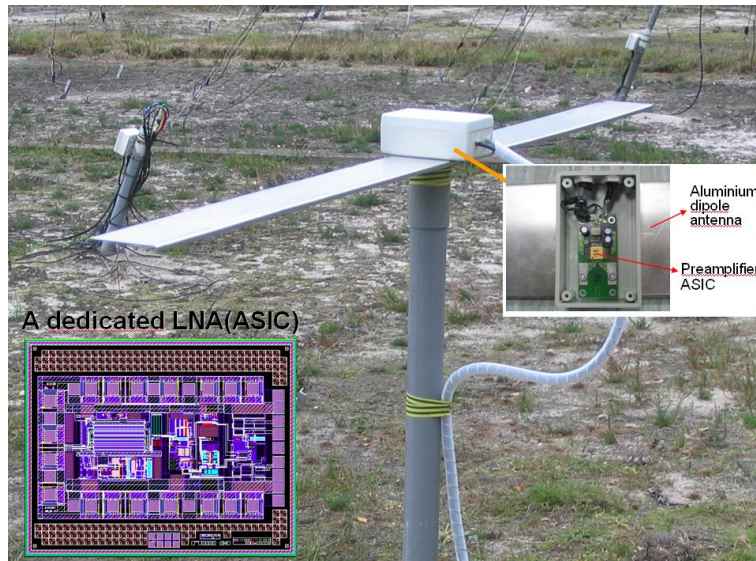


FIG. 6.8 – Vue de l’antenne dipôle court actif utilisée sur CODALEMA à Nançay dans sa configuration actuelle et sur l’expérience RAuger. A droite, le détail montre le boîtier dans lequel est inséré le préamplificateur ASIC. A gauche, le schéma du préamplificateur ASIC.

## 6.3 Le dispositif expérimental RAuger

### 6.3.1 L’antenne

L’antenne que nous utilisons est le dipôle court actif [83], illustré figure 6.8, développé à Subatech et utilisé sur le nouveau dispositif expérimental de CODALEMA à Nançay en opération depuis Octobre 2006. Son utilisation dans ce domaine est donc déjà validée.

Le dipôle court actif est composé de 2 brins d’aluminium de 60 cm chacun et d’un préamplificateur ASIC haute impédance. L’intérêt de l’antenne dipôle est de fournir un diagramme de rayonnement très large qui couvre une large portion du ciel comme indiqué sur la figure 6.9.

Dans une utilisation conventionnelle, la longueur d’un dipôle est égale à  $\lambda/2$ , avec  $\lambda$  la longueur d’onde observée, de façon à obtenir une impédance équivalente d’antenne purement résistive. Dans notre cas, nous avons volontairement placé le dipôle dans le régime de fonctionnement dipôle court ( $L_{eff} \ll \lambda$ ) de façon à disposer d’une impédance équivalente de l’antenne fortement capacitive. L’intérêt de ce mode de fonctionnement est que l’impédance capacitive de l’antenne ne varie alors que faiblement sur une large gamme de longueur d’onde ce qui confère à l’antenne une capacité de détection sur une large bande. La description détaillée de l’antenne, de son électronique associée, de ses performances est donnée en annexe de ce document.

### 6.3.2 La numérisation des signaux

La numérisation du signal d’antenne est réalisée par un oscilloscope numérique portable *Tektronic THS730A* illustré figure 6.10. Cet appareil est robuste et donc bien adapté à une utilisation sur le terrain. Il possède deux ADC de 8 bits avec une profondeur mémoire de 2500

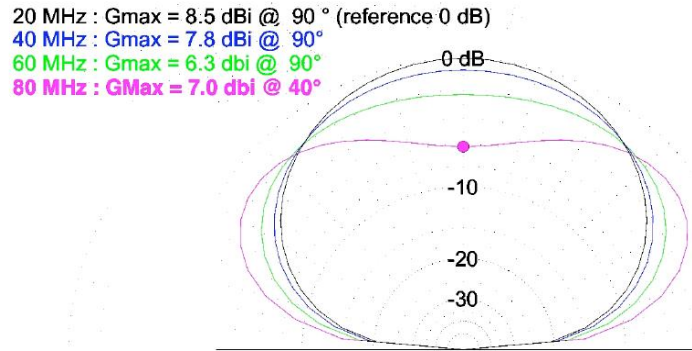


FIG. 6.9 – Simulation du diagramme de rayonnement en dB de l'antenne dipôle court en espace libre en fonction de l'angle d'élévation pour différentes valeurs de fréquence. Le gain maximum pour chaque fréquence est indiqué en haut à gauche avec l'angle d'élévation pour laquelle il est atteint. Le diagramme de rayonnement est relativement stable avec la fréquence et l'antenne est sensible à une large portion du ciel.

points. La fréquence d'échantillonnage choisie est  $F_e = 250$  MHz compte tenu de la bande de fréquences mesurée. Les 2 voies d'acquisition de cet appareil offrent la possibilité de mesurer les 2 polarisations (Est-Ouest et Nord-Sud) du champ électrique enregistrées en coïncidence en utilisant 2 dipôles. Un filtre antirepliement de fréquence de coupure  $f_c = 100$  MHz a été inséré sur chaque ligne pour éviter tout problème de numérisation des fréquences supérieures à  $F_e/2$ .

Les données sont codées en binaire sur un octet par point de mesure, c'est à dire 5000 octets de données pour l'acquisition des 2 antennes auxquelles il faut ajouter un préambule (entête) et un caractère de fin soit 5014 octets au total. L'oscilloscope dispose d'une entrée trigger externe permettant de lancer l'enregistrement des signaux d'antenne à partir d'un signal logique fourni par la carte trigger. Le pré-trigger (la position de l'instant de déclenchement sur les 2500 points enregistrés) est positionné à 40% : l'instant d'arrivée du trigger est donc situé à  $4 \mu\text{s}$  du début de l'enregistrement. Un protocole de communication intégré utilisant un port série RS232 permet de piloter l'oscilloscope à distance : réglages, mise en acquisition, transmission des données. Ces opérations sont réalisées par l'informatique embarquée que nous avons utilisée et programmée.

### 6.3.3 La carte trigger

Le déclenchement de l'acquisition sur le signal d'antenne est réalisé par une carte trigger dédiée (Fig 6.11) fabriquée à Subatech. La carte possède, d'une part, 1 entrée et 2 sorties signaux : l'entrée du signal d'antenne, une sortie signal pleine bande et une sortie signal filtré 24-82 MHz, et, d'autre part, 1 entrée et 1 sortie logiques : une entrée de remise à zéro et une sortie pour le signal trigger.

Le signal d'antenne est scindé en 2 par un séparateur de puissance (ou splitter). L'un des signaux est dirigé sur la sortie pleine bande de la carte en vue de la numérisation de la forme d'onde large bande. L'autre voie est filtrée par le passe-bande 24-82 MHz puis scindée en 2 et dirigée d'un côté vers la sortie signal filtré et, de l'autre côté, vers le comparateur à seuil.



FIG. 6.10 – L’oscilloscope portable Tektronix THS730A est utilisé pour réaliser la numérisation des signaux. Cet appareil robuste permet de numériser 2 voies en fonction du temps à  $F_e = 250$  MHz sur 2500 points. En outre, il possède une entrée de trigger externe pour déclencher l’acquisition des formes d’onde et un protocole de communication par port série RS232 pour transmettre les formes d’ondes enregistrées et régler l’instrument.

Le seuil en tension de déclenchement est fixé à l’aide de 3 roues de codages binaires implantées sur la carte. Lorsque ce seuil en tension est franchi par la voie filtrée, un signal logique est généré sur la sortie trigger et envoyé directement à tous les constituants du système : oscilloscope, étiquetage du temps et informatique embarquée. Une entrée de remise à zéro pilotée par l’informatique embarquée permet de réinitialiser la carte trigger après acquisition.

L’ordonnancement des signaux logiques, illustré figure 6.12, a été organisé de façon à bloquer le fonctionnement de la carte trigger pendant toute la durée de traitement d’un événement. La carte trigger est réactivée en dernière étape de la procédure d’acquisition.

Notre système de déclenchement est centralisé dans cette carte unique. Le système d’activation/désactivation de la carte trigger assure l’intégrité des données. On peut noter ici, que les signaux en sortie de cette carte trigger sont atténués d’un facteur 2 en puissance par chaque passage au travers d’un splitter. La sortie pleine bande est donc atténuée de 3 dB par rapport au signal en sortie d’antenne et la sortie filtrée est atténuée de 6 dB. Pour cette dernière, un amplificateur de 3 dB a été inséré sur la ligne de façon à compenser la seconde perte de puissance et obtenir en sortie un signal filtré comparable en terme de puissance à la sortie pleine bande.

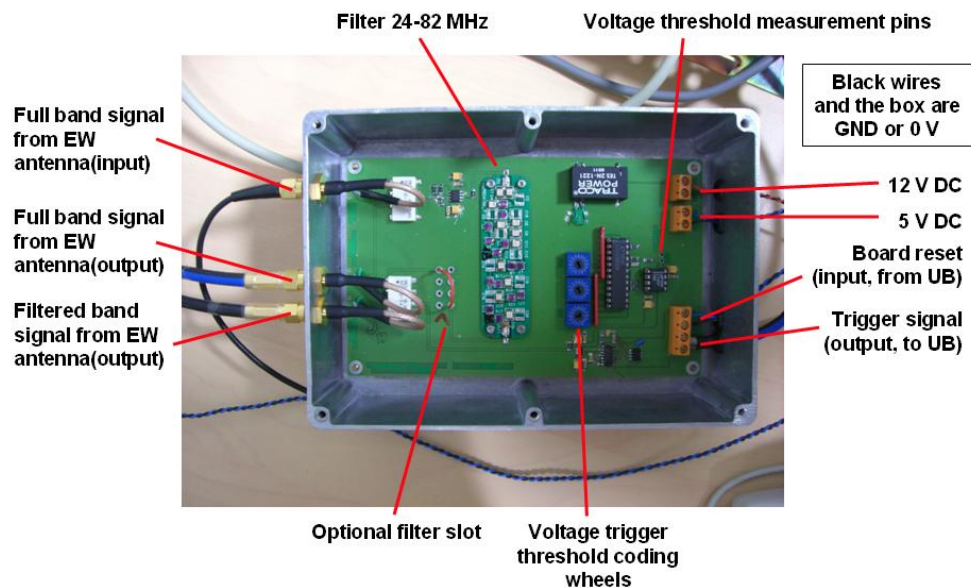


FIG. 6.11 – Vue commentée de l'intérieur du boîtier de la carte trigger. Les roues de codages permettent de fixer le seuil de déclenchement en tension. Le filtre 24-82 MHz est implanté en mezzanine sur la carte. Un emplacement supplémentaire de filtre additionnel a été prévu. A gauche, la carte présente une entrée signal et deux sorties : le signal pleine bande et le signal filtré. A droite, les entrées / sorties logiques : la sortie trigger et l'entrée de remise à zéro. La partie logique de la carte est alimentée en 5V et la partie signal en 12V.

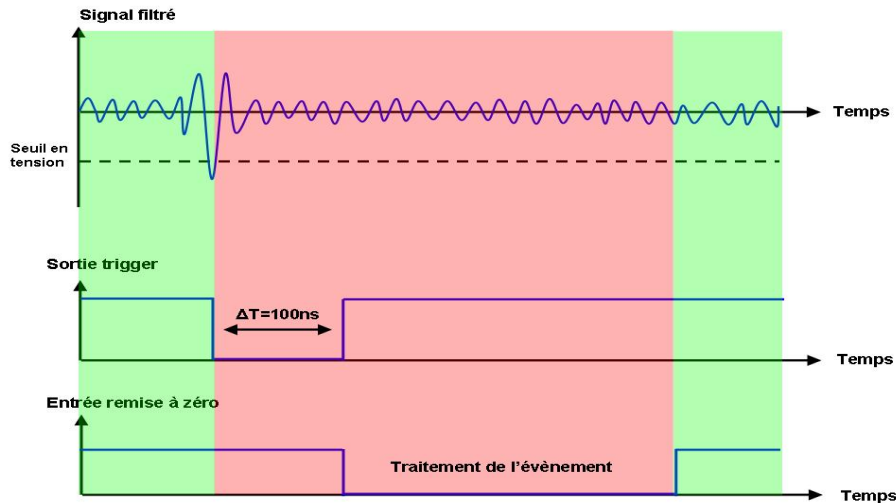


FIG. 6.12 – Schéma de séquençage des signaux logiques de la carte trigger, les zones claires/vertes indiquent que la carte trigger est active, la zone plus foncée/rouge indique qu'elle est inactive. Lorsque le seuil en tension est franchi, un échelon de tension d'une largeur de 100 ns est généré sur la sortie trigger et la carte trigger devient inactive. Cet échelon déclenche la procédure de traitement de l'événement, l'entrée « remise à zéro » est dans un premier temps positionnée à 0. Lorsque cette procédure de traitement est finie, l'entrée est remise à 1 : la carte trigger est à nouveau active, un nouveau transitoire peut être détecté.

### 6.3.4 L'informatique embarquée

La problématique de traitement des données du réseau test de la radio est très similaire à celle du détecteur de surface d'Auger. La collaboration Auger nous a prêté 3 des cartes électroniques UB (pour Unified Board) utilisées dans les cuves du SD (Fig 6.13). Cette carte centralise l'intégralité de l'électronique embarquée dans une cuve. Elle est pilotée par un processeur *POWERPC* d'*IBM* et possède un système d'exploitation *OS9000* de *MicroWare*.

La carte UB possède un système d'interruption qui active le fonctionnement des logiciels hébergés et déclenche le système d'étiquetage en temps des événements intégré dans la carte. Ce système d'interruption et de datation éprouvé est utilisé à l'identique dans notre expérience.

La configuration globale du détecteur radio diffère cependant de celle d'une cuve. La connection des appareils constituant notre détecteur sur l'UB est réalisée par 2 des 3 ports série RS232 de la carte. Le premier est laissé libre comme point d'accès au système d'exploitation de l'UB avec un ordinateur classique afin de vérifier le bon fonctionnement de la carte et effectuer d'éventuelles mises à jour logiciel et interventions. Le second port série est connecté à l'oscilloscope de façon à pouvoir le configurer et lire les formes d'ondes enregistrées. Ces dernières sont ensuite transmises à l'acquisition centrale par le troisième port série via un émetteur décrit plus loin dans ce document.

Nous avons donc dû réaliser de nouveaux logiciels adaptés à cette configuration en nous basant sur ceux déjà existants de l'UB. Le nouveau principe de fonctionnement logiciel de l'UB

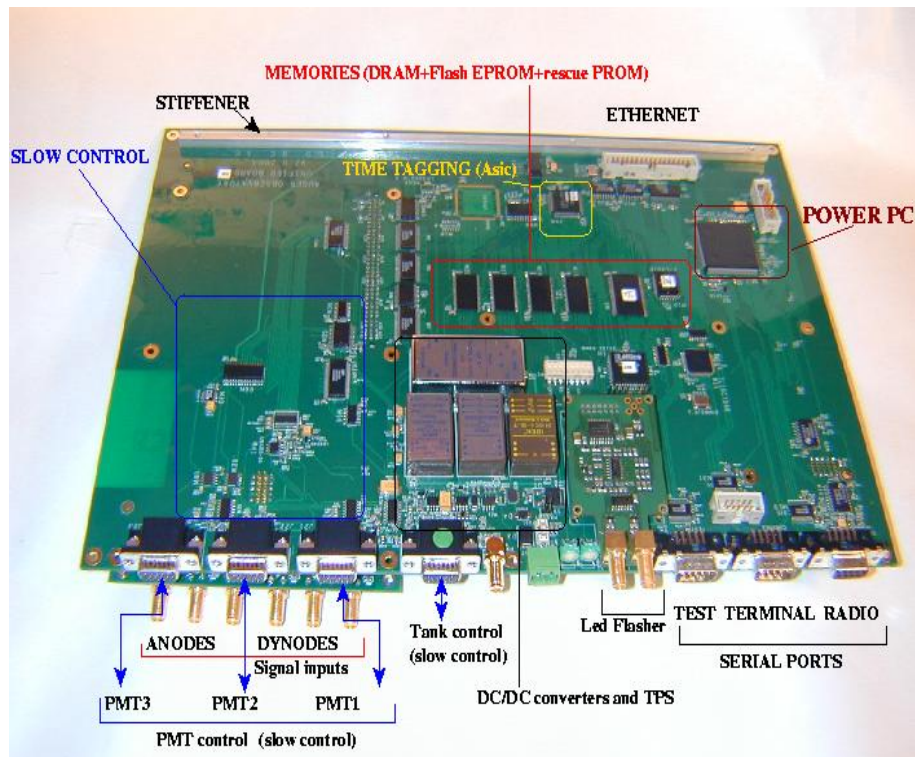


FIG. 6.13 – Vue commentée d'une carte Unified Board utilisée pour les cuves du SD d'Auger. Cette carte centralise toute l'informatique embarquée des cuves du SD d'Auger : traitement et mémoire de stockage des signaux PMT, logique de contrôle/décision, étiquetage en temps des événements, etc... . Pour l'expérience RAuger, nous utilisons l'étiquetage en temps et les ports série de communication. Pour ce faire, un nouveau logiciel a été écrit et implanté dans cette carte.



est schématisé figure 6.14. Les contraintes sur un logiciel embarqué sont très spécifiques car le fonctionnement du détecteur doit être assuré en totale autonomie. La difficulté principale est de prévoir tous les cas de dysfonctionnements ou de blocages possibles, de parvenir à les détecter et de fournir une réponse adaptée. Dans la plupart des cas, cette réponse consiste à redémarrer le système.

Au démarrage de l'UB, le processus *Startup* est lancé automatiquement. Ce processus réalise l'initialisation de la carte UB de façon similaire à ce qui est effectué au démarrage d'un ordinateur classique. Il est aussi chargé de configurer les différents ports séries (vitesse de transmission, protocole de communication, etc...), de réaliser la configuration de l'oscilloscope et de lancer le processus central *Control*. Ce dernier est le centre névralgique du logiciel, il lance la totalité des différents sous-processus :

- *RAugerIRQ* : routine de surveillance et gestion des interruptions ;
- *PPSServer* et *GPSServer* : routines de configuration du GPS et lecture des temps étiquetés ;
- *ScopeRead* : routine de dialogue avec l'oscilloscope (mise en acquisition, demande de rapatriement des données enregistrées, etc...).

L'utilisation d'un système d'alarmes cycliques permet au processus *Control* de surveiller en permanence que ces différents sous-processus et lui-même restent toujours actifs. Si ce n'est pas le cas, l'UB est redémarrée automatiquement.

La procédure d'acquisition indiquée figure 6.14 se déroule comme suit :

1. Lorsqu'un transitoire est détecté, le signal généré par la carte trigger est envoyé parallèlement sur 3 appareils : l'oscilloscope qui enregistre alors les formes d'ondes, le système d'étiquetage en temps, l'entrée d'interruption de la carte UB. Le processus *RAugerIRQ* dédié à la scrutation de cette interruption averti le processus *Control* en priorité puis active *ScopeRead*.
2. *Control* positionne l'entrée de remise à zéro de la carte trigger à 0, c'est à dire l'état inactif.
3. Les processus *GPSServer* et *PPSServer* récupèrent le temps étiqueté par l'interruption et le positionnent dans une pile mémoire avant de signaler à *ScopeRead* que cette opération est réalisée. Parallèlement, *ScopeRead* entame la procédure de rapatriement des données de l'oscilloscope : il vérifie tout d'abord que celui-ci a bien réalisé une acquisition puis demande l'envoi des données.
4. Lorsque *ScopeRead* reçoit le signal de *PPSServer* indiquant que l'étiquette de temps est disponible, il l'associe aux données avant de mettre le tout en mémoire. Une fois ceci réalisé, il se signale auprès de *Control*.
5. Le processus *Control* lit alors les données stockées, les met en forme comme indiqué au paragraphe 6.3.5 et envoie le message contenant ces données au central via le port série.
6. Le processus *Control* reçoit ensuite sur le port série un message du central indiquant la bonne réception des données. Il envoie alors le signal à *ScopeRead* de mettre l'oscilloscope en acquisition. Lorsque *ScopeRead* s'est assuré que l'oscilloscope est prêt à acquérir, *Control* active la carte trigger en positionnant l'entrée remise à zéro à 1. Le système est alors prêt pour une nouvelle acquisition.

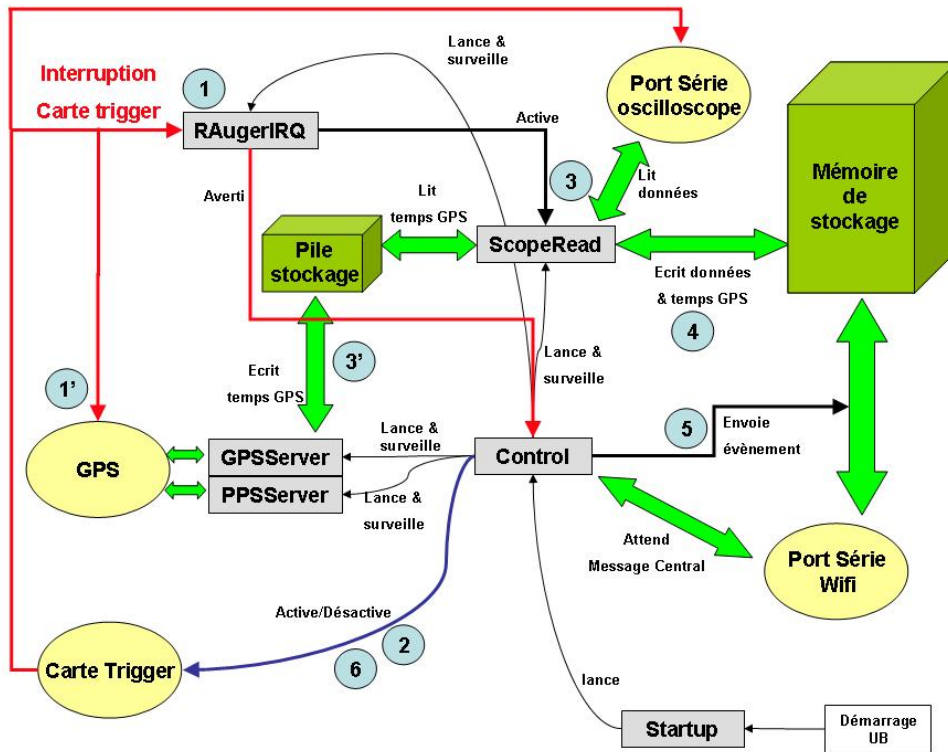


FIG. 6.14 – Schéma du principe de fonctionnement du logiciel d'acquisition implanté sur l'UB : les rectangles grisés sont des processus autonomes, les ovales sont des interfaces physiques (ports séries, carte trigger, etc...), les solides en perspective cavalière sont les espaces de stockage mémoire, les flèches droites symbolisent les interruptions physiques, les flèches bidirectionnelles vertes traduisent des transfert de données et les flèches courbes et fines des signaux inter-processus. L'ordonnancement des opérations au cours d'une acquisition déclenchée par la carte trigger est indiqué par des cercles numérotés.

Nous avons choisi un mode d'acquisition qui se déroule de façon linéaire. Ce mode de fonctionnement présente l'avantage d'être très robuste ce qui est primordial dans une étape de développement de la technique. En revanche, ce déroulement linéaire signifie que le détecteur ne peut acquérir de nouvel évènement pendant tout le déroulement des étapes mentionnées précédemment. Ceci impose donc un temps mort au détecteur dont la durée, dans le cas présent, est imposée principalement par la durée de transmission des données entre l'oscilloscope et l'UB. Les mesures réalisées donnent une durée du temps mort de 2.7 s. C'est là la principale limite de notre système. Au dessus d'une fréquence de déclenchement de  $1/2.7 \sim 0.3$  Hz, le système est indisponible, les transitoires arrivant dans cet intervalle de temps de 2.7 s ne sont pas détectés.

### 6.3.5 Le PC central et la transmission des données

Les données enregistrées sur les stations autonomes sont transmises jusqu'à un système central constitué d'un PC basse consommation avec un système d'exploitation *Embedded Linux* sur lequel est installé le programme central d'acquisition chargé d'établir la connexion avec les stations, de recevoir les données et de les stocker sur disque. Le PC central dispose d'un émetteur/récepteur pour communiquer avec les 3 stations autonomes et d'une connexion internet pour transférer les données par protocole *SFTP* jusqu'à notre laboratoire pour analyses. Cette connexion internet offre aussi la possibilité de se connecter à distance sur le pc central.

L'Observatoire Pierre Auger utilise pour la transmission des données entre les cuves et le CDAS un système de télécommunication développé en interne. Les modules d'émission/réception sont en nombre restreint sur le terrain et la bande passante de ce système, prévue pour supporter le flot de données, ne pourrait pas supporter la contribution supplémentaire des données de l'expérience RAuger.

Nous avons donc choisi d'utiliser un système de télécommunication *WiFi* disponible dans le commerce. Ces émetteurs radio associés à des antennes à haut gain permettent d'échanger des informations sur des distances de plusieurs kilomètres. Leur fréquence d'utilisation à 2.4 GHz est suffisamment haute pour ne pas interférer avec notre système de détection radio et la bande passante de 11 MOctets/s est suffisante pour transférer nos données.

La communication est bi-directionnelle. Les stations autonomes émettent et reçoivent des messages vers ou depuis le central. Un protocole de communication entre les stations et le central a été conçu de façon à s'assurer de l'intégrité des données. La figure 6.15 illustre les formats de messages possibles dans ce protocole de transmission. Chacun de ces messages contient au minimum :

- un entête de 6 caractères (6 octets) : UBTOPC ou bien PCTOUB, selon que l'origine du message émis, respectivement, une station ou le central,
- le type de message codé sur 1 caractère (1 octet), les types de messages existants sont listés ci-dessous,
- un codage CRC (pour Cyclic Redundancy Code) de 4 octets calculé sur la totalité du message. Ce CRC permet de vérifier à la réception que le message reçu n'a pas été altéré au cours de la transmission ;
- un caractère de fin constitué de 2 octets dont tous les bits sont mis à 1 pour s'assurer que le message entier a bien été reçu ;

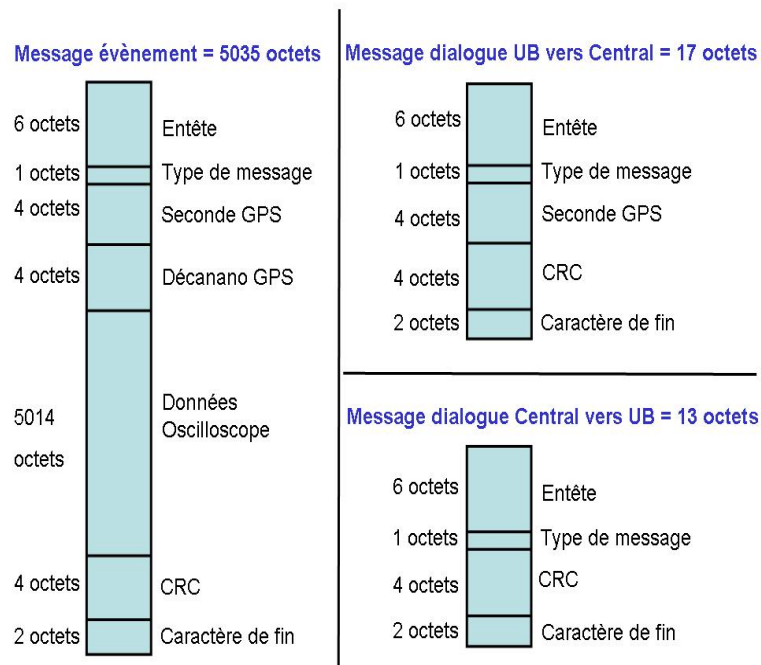


FIG. 6.15 – Il existe 3 tailles de messages dans le protocole de communication entre les stations radio (UB) et le central selon le type de message. Un message contient au moins un entête, un caractère indiquant le type de message, un CRC permettant de vérifier l'intégrité des données et un caractère de fin. Ensuite, selon le type de message et l'expéditeur, la seconde GPS ou les données de l'oscilloscope avec un temps GPS complet (seconde + décananoseconde) sont ajoutés au message de base.

### Communication dans le sens central vers station autonome

Les messages en provenance du central et à destination des stations locales présentent tous cette structure. Les différents contenus possibles sont :

- *Acknowledge* : message indiquant que l'évènement transmis par la station a correctement été reçu, codé dans le champ type de message par la lettre A. La station locale peut alors relancer une nouvelle acquisition,
- *Resend* : message indiquant une mauvaise réception de l'évènement et demandant une ré-émission des données par la station, codé par la lettre S,
- *Ping* : message demandant à la station de se signaler pour vérifier son bon fonctionnement, codé par la lettre I,
- *Reboot* : message demandant à la station de redémarrer, codé par la lettre R ;

Ces messages peuvent être générés automatiquement par le programme du PC central ou bien à la demande, lorsqu'un utilisateur est connecté sur le PC central.

### Communication dans le sens station autonome vers central

Les messages émis depuis les stations vers le central présentent d'une trame plus longue. Avec chaque message, on associe la seconde GPS codée sur 4 octets pour pouvoir dater l'apparition du message dans les données :

- *Event* : message contenant les données d'un évènement enregistré, codé par la lettre E. Ce message contient un trame plus longue que les autres car les données de l'oscilloscope (5013 octets) et l'étiquetage en temps (4 octets pour coder la seconde GPS et 4 octets pour coder la décanaoseconde GPS) sont ajoutés à la trame minimale,
- *Alive* : message envoyé de façon cyclique vers le central pour montrer que la station est en bon fonctionnement, codé par la lettre V,
- *NoScope* : message indiquant qu'il y a un problème de communication avec l'oscilloscope, codé par la lettre N,
- *GpsBad* : message indiquant que le récepteur GPS n'est pas calé, la carte trigger de la station est alors désactivée, codé par la lettre D,
- *GpsOk* : message indiquant que le récepteur GPS vient de se caler, codé par la lettre K,
- *Pong* : message de réponse à un message *Ping* venant du central, codé par la lettre O ;

Ce protocole de communication assure une transmission intègre des données et permet de connaître les problèmes que peuvent rencontrer les stations. Nous pouvons ainsi connaître les périodes de temps pendant lesquelles les détecteurs sont opérationnels pour estimer l'acceptance du détecteur. En cas de panne, nous pouvons effectuer quelques opérations basiques à distance pour tenter de remédier au problème ou bien identifier la source de la panne et demander une intervention ciblée des personnels techniques d'Auger à Malargüe.

### 6.3.6 Le système d'alimentation

Les stations autonomes sont munies de leur propre système d'alimentation constitué de 2 batteries de 12V alimentées par deux panneaux solaires (Fig 6.16) permettant d'assurer l'autonomie du système dont le bilan de consommation énergétique a été mesuré aux environs de 16W. La consommation et les tensions d'alimentation de chacun des éléments des stations



FIG. 6.16 – *Vue des panneaux solaires utilisés sur chaque station. Ils sont dimensionnés de façon à pouvoir fournir la consommation de l'électronique embarquée en chargeant les 2 batteries 12V contenues dans le boîtier plastique. La structure métallique des panneaux solaire sert de support au boîtier contenant l'électronique à l'arrière.*

sont indiquées dans le tableau 6.1. Les panneaux solaires ont été dimensionnés de façon à maintenir une charge raisonnable des batteries pour cette consommation.

Il est intéressant de noter ici que le coût incompressible des panneaux solaires représente la part la plus importante du coût de fabrication d'un détecteur. Compte tenu du coût significativement plus faible des autres constituants d'un détecteur, le budget par station serait conditionné en premier lieu par le prix du système d'alimentation.

### 6.3.7 La station élémentaire assemblée

Nous rappelons figure 6.17 le principe global de fonctionnement d'une station avec la totalité des appareils qui la composent. Le déclenchement de l'acquisition du système est réalisé sur une seule antenne dipôle. D'après les simulations, l'antenne mesurant la polari-

Appareil	Consommation (W)	Tension d'alim. (V)
Ampli. antenne	0.65	12
Oscilloscope	7	12
Cart. Trig. et UB	6	5,12 et 24
Emetteur/Recepteur	2.5	12
Total	16.15	-

TAB. 6.1 – *Tableau récapitulatif de la consommation et de la tension d'alimentation de chacun des appareils d'une station RAuger.*

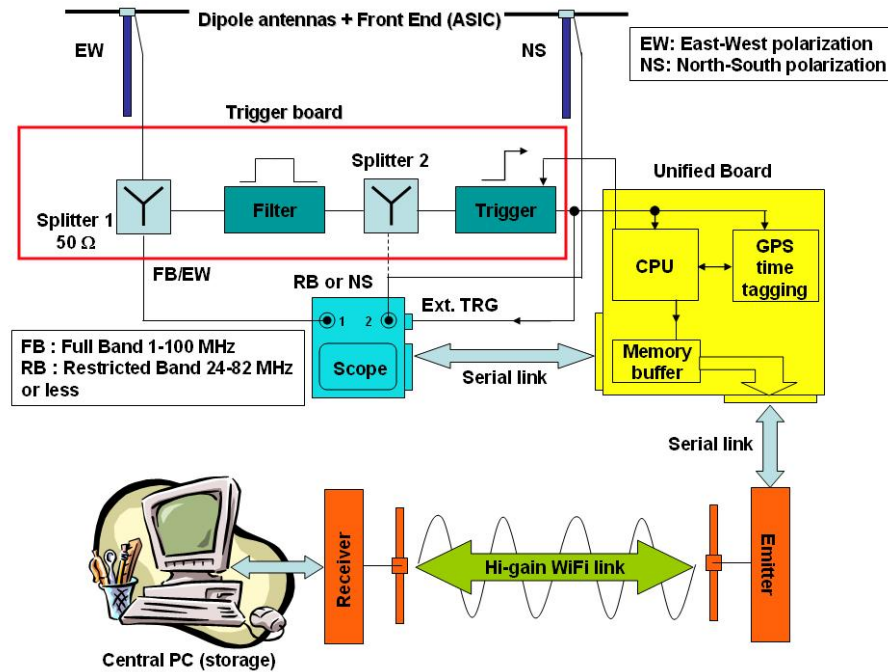


FIG. 6.17 – Schéma du principe de fonctionnement d'un détecteur. Le signal de l'une des 2 antennes est utilisé comme trigger. Ce signal est filtré par un passe-bande de 24-82 MHz. Lorsqu'un transitoire arrive sur le signal, la carte trigger génère un signal logique qui est conduit physiquement à 3 éléments : l'UB qui lance la procédure de traitement, le GPS date le transitoire et l'oscilloscope enregistre les données sur ces voies. L'UB est alors chargée de désactiver l'entrée trigger pendant le traitement des données. Elle rapatrie les données du scope par lien série RS232 et le temps GPS, et les envoie au système d'acquisition central. Lorsque toutes ces opérations sont réalisées, l'UB autorise à nouveau l'arrivée de trigger.

sation Est-Ouest est susceptible de recevoir un signal plus important que celle mesurant la polarisation Nord-Sud. C'est donc cette polarisation qui sera utilisée pour trigger le système. Les éléments électroniques sont intégrés dans un coffret étanche comme indiqué sur la figure 6.18. La figure 6.19 montre une station complète assemblée au LPSC avant expédition en Argentine.

## 6.4 La mise en fonctionnement de l'expérience

### 6.4.1 Le spectre radio sur le site

Le spectre de fréquence mesuré sur site avec le dipôle court est donné figure 6.20, depuis les plus basses fréquences jusqu'à 200 MHz. On observe des émetteurs grandes ondes entre 600 et 800 kHz. Ensuite une portion de ciel ne présente pas de radio-émetteurs entre 800 kHz et 5 MHz, cette bande de fréquence correspond à la zone d'absorption de l'ionosphère déjà mesurée à Nançay et décrite au paragraphe 4.1.2. Entre 5 MHz et 24 MHz, on retrouve les raies d'émetteurs se propageant par réflexion ionosphérique observables partout sur la planète. Enfin, la bande de fréquence dans laquelle nous allons travailler, entre 24 et 84 MHz,

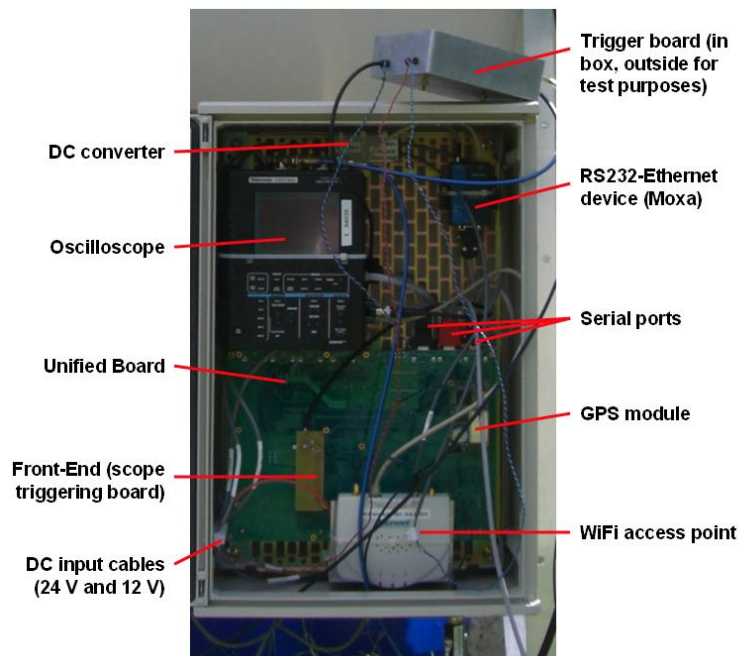


FIG. 6.18 – Vue commentée de l'intérieur du boîtier d'électronique de l'une des 3 stations.



FIG. 6.19 – Vue d'une station assemblée au LPSC. A gauche, l'un des 2 dipôles de mesure. Au-dessus des panneaux solaires, l'antenne de transmission/réception des données vers le central. Au dos des panneaux solaires, le boîtiers d'électronique et le boîtier d'alimentation. Enfin, sous les panneaux solaires, le boîtier bleu contient les 2 batteries.



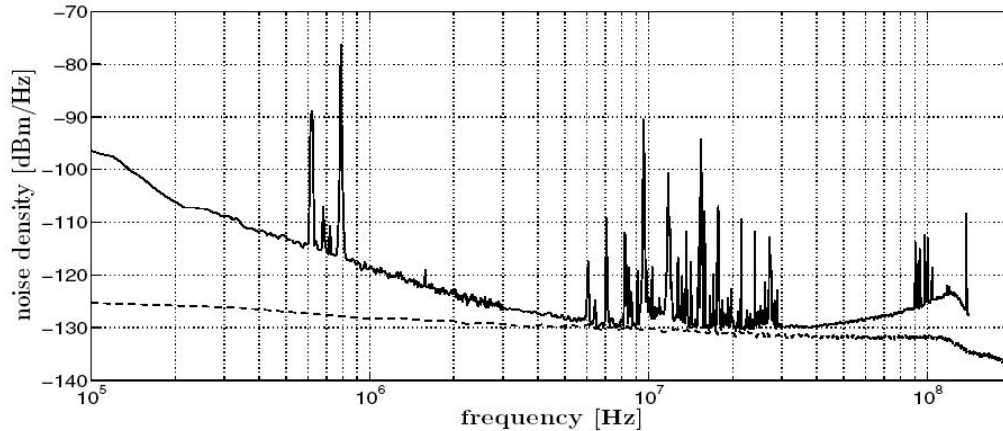


FIG. 6.20 – *Figure extraite de [83]. Densité spectrale de puissance mesurée sur le site de l'expérience RAuger avec le dipôle (ligne pleine) superposée au bruit de l'électronique du dipôle (ligne en tirets) en remplaçant l'antenne par une charge constante. En dessous de 5 MHz, le bruit atmosphérique est dominant, entre 5 et 20 MHz, le spectre est limité par le bruit de l'électronique. Ensuite le fond du spectre est imposé par le bruit de fond galactique. La remontée du spectre est due à l'augmentation du gain cumulé antenne et préamplificateur dans cette bande de fréquence (cf annexe).*

où aucune raie spectrale n'est présente.

Le fond du spectre illustré figure 6.20 peut être décomposé en trois parties : en dessous de 5 MHz, c'est le bruit atmosphérique qui domine, entre 5 et 20 MHz, la limite est imposée par le bruit du détecteur, au dessus de 20 MHz, c'est le bruit de fond galactique qui domine. Le gain cumulé de l'antenne et du préamplificateur augmente entre 20 et 113 MHz. Cette augmentation confère au spectre une allure croissante alors que le bruit de fond galactique est décroissant avec la fréquence. Le rapport des 2 grandeurs, spectre mesuré et gain global, est compatible avec le comportement attendu pour le bruit de fond galactique [83].

### 6.4.2 Le déploiement sur site des détecteurs

L'installation sur site de l'expérience a été réalisée fin Novembre 2006. L'emplacement de RAuger sur le SD a été choisi au centre du triangle constitué des 3 cuves *Mage*, *Celeste* et *Tania* illustrées figure 6.21. Les 3 stations radio sont disposées sur un triangle de 139 m de côté autour de la cuve additionnelle *Apolinario* installée par la collaboration Auger pour nos tests. L'espacement entre chacune des stations radio et la cuve *Apolinario* est de 80 m. Les stations ont été nommées depuis le nord dans le sens anti-horaire : A1, A2 et A3.

L'une des raisons qui a motivé le choix de ce site en particulier est la proximité, à moins d'1 km, du CLF (pour Central Laser Facility), le bâtiment depuis lequel est émise la lumière laser utilisée pour étudier les aérosols présents dans l'atmosphère. Ce bâtiment dispose d'une connexion internet à laquelle le PC central est relié pour transférer les données vers notre laboratoire et d'un système d'alimentation autonome sur lequel est raccordé notre système. L'antenne WiFi et le boîtier contenant le PC central et l'émetteur/récepteur sont fixés sur la façade du bâtiment comme indiqué figure 6.22. La distance de 1 km séparant l'acquisition

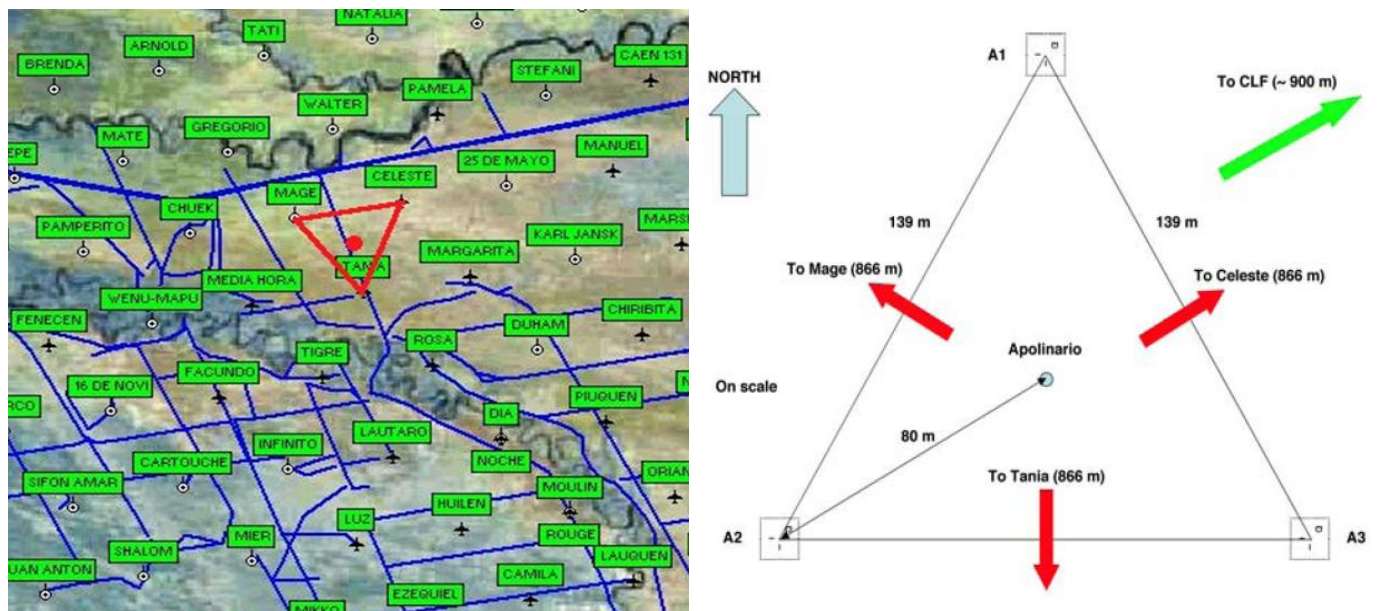


FIG. 6.21 – A gauche, un détail montrant une portion du SD, les noms des caves sont indiqués, le triangle de 3 caves au centre duquel est implanté l'expérience est signalé en gras. A droite, le schéma d'implantation de l'expérience test RAuger détaillé. Les 3 détecteurs radio sont implantés en triangle de 139 m de côté au centre du triangle composé des 3 caves Mage, Celeste et Tania. Une cave additionnelle, Apolinario, a été implantée par le groupe Auger au centre de notre triangle de détecteur pour abaisser le seuil et augmenter la statistique. Le CLF (pour Central Laser Facility) se situe à 900 m en direction du Nord Est à proximité de la cave nommée Celeste.



FIG. 6.22 – Vue du boîtier d’acquisition central fixé sur le bâtiment du CLF. L’antenne WiFi est dirigée vers les 3 stations situées à moins d’1 km. A l’intérieur du boîtier, le PC central et l’émetteur/récepteur WiFi. L’alimentation et la connexion internet sont prises à l’intérieur du bâtiment.

centrale des stations est bien inférieure à la portée maximale du système de transmission WiFi, d’autant plus que la topologie et la végétation de la Pampa argentine ne présente aucun obstacle à la vue directe des émetteurs.

Le triangle *Mage-Celeste-Tania* présente 2 autres avantages :

- il est situé au centre du SD, une zone stratégique qui fut l’une des premières achevée lors de l’installation de l’expérience Auger. La totalité des cuves avoisinantes sont en fonctionnement et facilement réparables en cas de panne car faciles d’accès.
- il est surtout éloigné des zones habitées, les risques de perturbations radio d’origines anthropiques sont ainsi minimisés.

La configuration expérimentale des 3 stations est indiquée figure 6.23. Les détecteurs sont entourés d’une clôture en carré de 10 m de côté afin de protéger les stations de la faune locale, principalement des brebis, des vaches et des chevaux en liberté pour lesquels les détecteurs sont, dans la Pampa, des curiosités amusantes... L’ensemble panneaux solaires et boîtier électronique est disposé dans un coin du carré délimité par la clôture de façon à pouvoir éloigner le plus possible les antennes de détection et ainsi minimiser les interférences.

Chacune des 2 antennes est reliée au boîtier d’électronique par 10 m de câble coaxial pour le signal et 10 m de câble bifilaire pour alimenter l’amplificateur. Elles sont disposées perpendiculairement, l’une présente son axe dans la direction Nord-Sud, l’autre dans la direction Est-Ouest. Enfin, l’espacement entre antennes et clôture a été étudié en simulant sous *EZNEC* l’influence de la masse métallique que représente la clôture sur le lobe des antennes. Une distance de 5 m et de 3 m dans la direction, respectivement, parallèle et perpendiculaire à l’axe des dipôle atténue suffisamment cette influence.

### 6.4.3 Les problèmes rencontrés

Nous présentons ici les problèmes rencontrés sur l’expérience RAuger depuis son installation fin Novembre 2006 jusqu’au moment de la rédaction de ce document. Quatre interventions sur site, en incluant l’installation de l’instrument, ont été effectuées au total pour

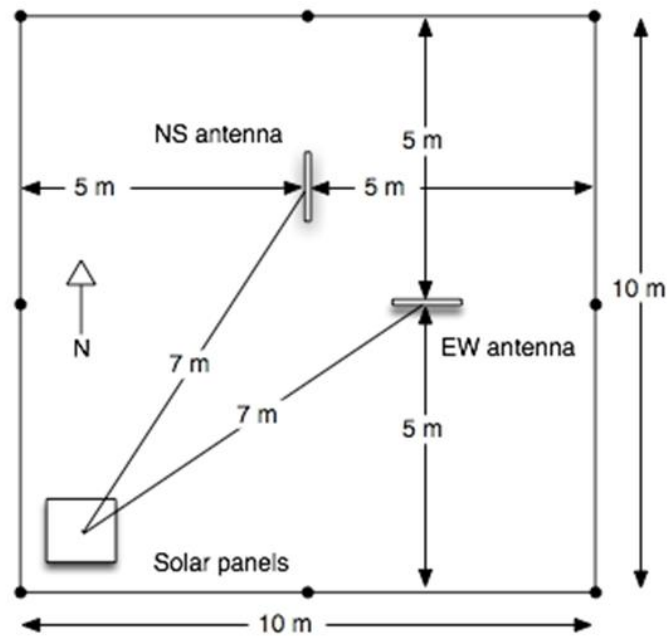


FIG. 6.23 – Disposition d'une cellule élémentaire de l'expérience RAUGER. Une clôture en carré de 10 m de côté protège le détecteur de la faune locale. Les panneaux solaires et l'électronique embarquée d'acquisition sont situés dans un des coins de l'enclos. Les antennes sont disposées à 7 m de distance de l'acquisition de façon à atténuer les interférences radio générées par l'électronique. L'emplacement de chacune des antennes vis à vis de la clôture a été déterminé afin d'atténuer aussi l'influence de la clôture. Une distance minimale de 5 m est assurée sur le côté long du dipôle, le plus sensible, et 3 m pour le côté court.

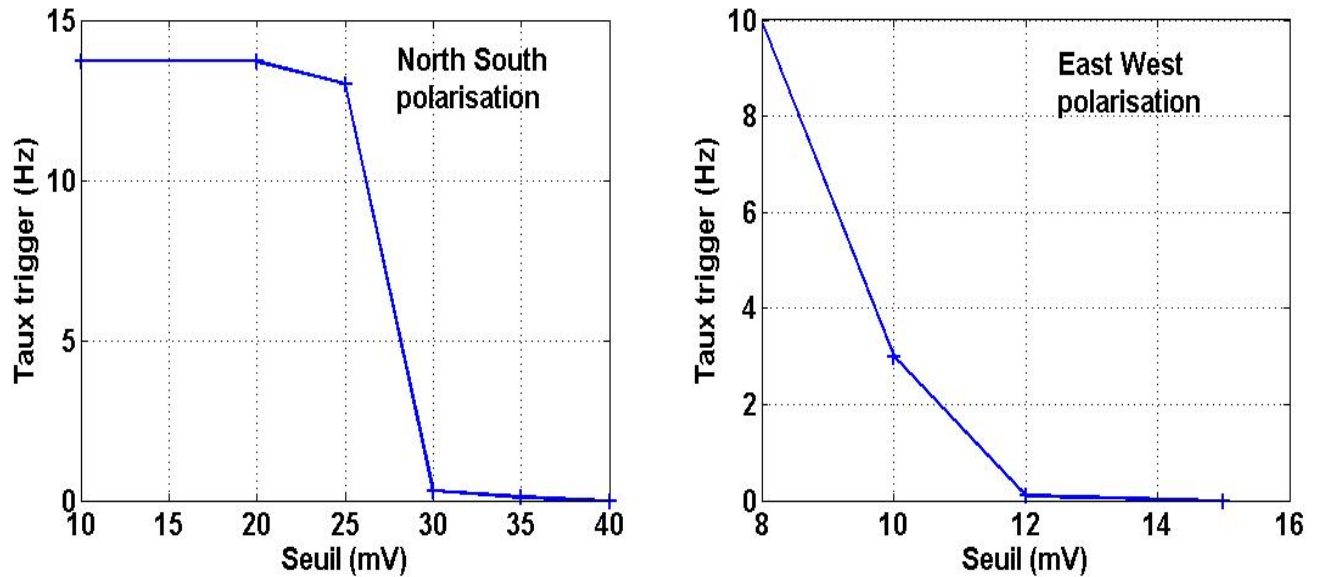


FIG. 6.24 – Mesure du taux de déclenchement en Hz en fonction du seuil appliqué en mV dans la bande 24-82 MHz sur le site avant l’implantation des antennes pour les 2 polarisations : Nord-Sud à gauche, Est-Ouest à droite. On observe une forte différence entre les 2 polarisations qui s’explique par des RFI d’origine anthropique polarisés Nord-Sud. Les taux observés sont compatibles avec le temps mort de notre système pour des seuils de 12 mV en Est-Ouest ou 30 mV en Nord Sud. La chute brutale du taux de trigger donne une image de la sensibilité avec laquelle le seuil doit être réglé.

corriger / réparer les détecteurs. Les divers problèmes rencontrés sur cette expérience sont principalement liés à la difficulté de faire cohabiter un détecteur radio auto-déclenché en impulsionnel et une électronique de contrôle embarquée, source de transitoires électriques. Les observations décrites dans la suite de ce paragraphe devraient permettre d’orienter au mieux la configuration de la prochaine génération de détecteur radio autonomes.

Les mesures de taux de déclenchement ont été réalisées sur le site avant la mise en route des stations avec la configuration suivante : une antenne dipôle et sa batterie d’alimentation, le filtre passe-bande 24-82 MHz et l’oscilloscope numérique. Les résultats obtenus sont indiqués figure 6.24. On observe une chute brutale du taux de comptage sur chacune des 2 polarisations pour un changement de quelques mV de la valeur du seuil. Le réglage de ce dernier est donc particulièrement critique. La différence importante entre les 2 polarisations est due à une source de RFI transitoires extérieure et principalement polarisée en Nord-Sud mais que nous n’avons pas identifiée. Dans ces conditions, les taux de déclenchement obtenus sont compatibles avec notre temps mort d’acquisition pour des seuils de 12 mV en polarisation Est-Ouest et 30 mV en polarisation Nord-Sud.

Après l’installation des détecteurs, une nouvelle mesure des taux de déclenchement a révélé que le bruit radio impulsionnel est très fortement modifié par le fonctionnement de la station. La figure 6.25 illustre la forme d’onde typique des transitoires qui saturent en permanence l’acquisition. L’espacement entre les transitoires est similaire sur toutes les données, cette périodicité d’arrivée des transitoires est typique d’une pollution radio d’origine anthropique.

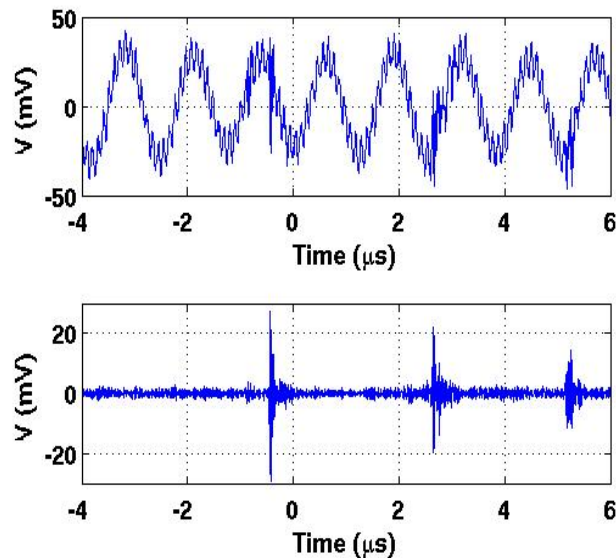


FIG. 6.25 – *Evènement illustratif de la première phase de l'expérience. En haut, la tension en mV enregistrée pleine bande polarisation Est-Ouest sur la station A2 en fonction du temps ( $\mu\text{s}$ ), en bas, le même signal filtré numériquement en 24-82 MHz. Trois transitoires puissants sont présents sur le signal. L'espacement régulier de ces transitoire est un bon indicateur de l'origine anthropique de la perturbation. Lorsque la station est éteinte et les antennes sur batterie indépendante, ces transitoires ne sont plus présents.*

Dans notre cas, l'origine de ces transitoires est clairement la station elle même. Les valeurs de seuil nécessaires pour sortir de ce bruit sont situées autour de -100 mV, des valeurs incompatibles avec la détection d'un champ électrique associé à une gerbe.

Au jour de notre départ du site, fin Novembre 2006, l'expérience est fonctionnelle, mais ce problème de transitoire parasite n'avait pas pu être réglé. L'expérience est donc restée dans un premier temps en fonctionnement avec une acquisition saturée par ces RFI.

Par la suite, nous avons identifié que le convertisseur DC/DC qui transforme le 24V des batteries en parallèles en 12V générant des transitoires périodiques sur les lignes d'alimentation des instruments qui étaient ensuite conduits sur les câbles signaux des antennes et détectés par le système.

Le déclenchement impulsif radio est particulièrement vulnérable à toute perturbation transitoire électrique ou front logique transitant sur les câbles d'alimentation. Nous avons donc modifié le branchement électrique d'alimentation des différents appareils comme indiqué sur la figure 6.26 de manière à isoler les antennes et la carte trigger du reste l'électronique en séparant leurs alimentations depuis les batteries. Ces dernières jouent le rôle de capacité et réduisent la propagation des transitoires parasites. De plus, afin de réduire encore toute possibilité de pollution des signaux, le boîtier d'électronique a été placé dans un coffret métallique, un blindage systématique de toutes les connections électriques du boîtier d'électronique a été installé et des filtres capacitifs ont été mis en place sur toutes les voies d'alimentations des appareils. Les performances du système ont été améliorées de manière significative et le

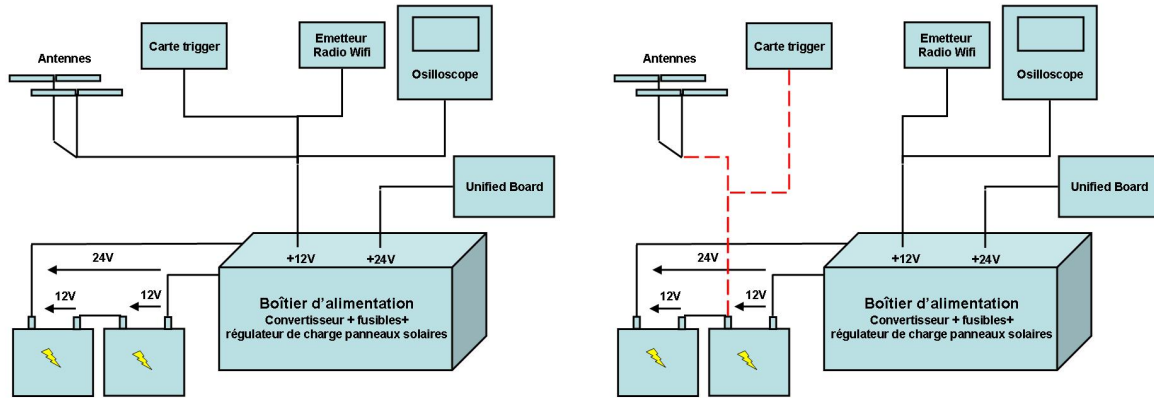


FIG. 6.26 – Schéma électrique de l'alimentation des différents appareils d'une station. À gauche, la totalité des appareils est branchée en aval du boîtier d'alimentation, les antennes et la carte trigger sont perturbées par les transitoires électriques qui circulent par boucle de masse. À droite, la nouvelle configuration de l'alimentation, les antennes et la carte trigger sont maintenant branchées directement sur l'une des 2 batteries et sont ainsi isolées du reste de l'électronique.

seuil de déclenchement en tension a été réduit d'un facteur 50.

Par ailleurs, nous avons pu identifier que la carte trigger pouvait être déclenchée par son propre signal de remise à zéro (piloté par l'UB). Le front brutal de changement d'état crée un transitoire électrique qui se propage sur les câbles et déclenche l'acquisition du système. Nous avons pu corriger ce problème en installant sur l'entrée de remise à zéro de la carte trigger un filtre RC qui lisse le signal logique comme illustré figure 6.27. Ce problème est représentatif de toutes les perturbations engendrées par les fronts logiques rapides.

Enfin, certains éléments du système se sont révélés insuffisamment robustes pour les conditions d'utilisation sur le terrain. Les émetteurs radio WiFi, en particulier, ont subi plusieurs pannes qui ont stoppées le fonctionnement du système. La solution de transmission a prouvé son efficacité en terme de portée et de vitesse de transmission, mais des modèles d'émet-

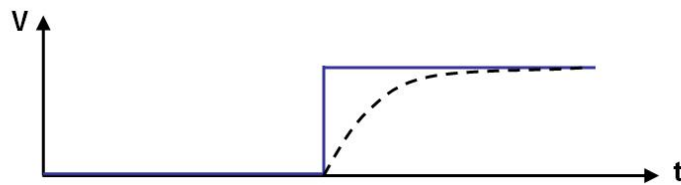


FIG. 6.27 – Schéma illustrant la variation du signal de remise à zéro de la carte trigger en fonction du temps. Le changement d'état au début de l'expérience (ligne pleine) présente un front brusque qui, propagé sur les câbles du système, peut déclencher l'acquisition de façon parasite. Un filtre RC a été ajouté sur l'entrée de remise à zéro de la carte trigger pour lisser le front (tirets).

Station	Seuil (mV)	Ecart-type sur la voie (mV)	Seuil (multiple de $\sigma$ )
A1	-5.9	1.1	5.3
A2	-7	0.9	7.7
A3	-5.3	0.7	7.5

TAB. 6.2 – *Seuils de trigger des 3 stations exprimés en mV et en multiple de l'écart-type  $\sigma$  mesuré sur la voie de trigger.*

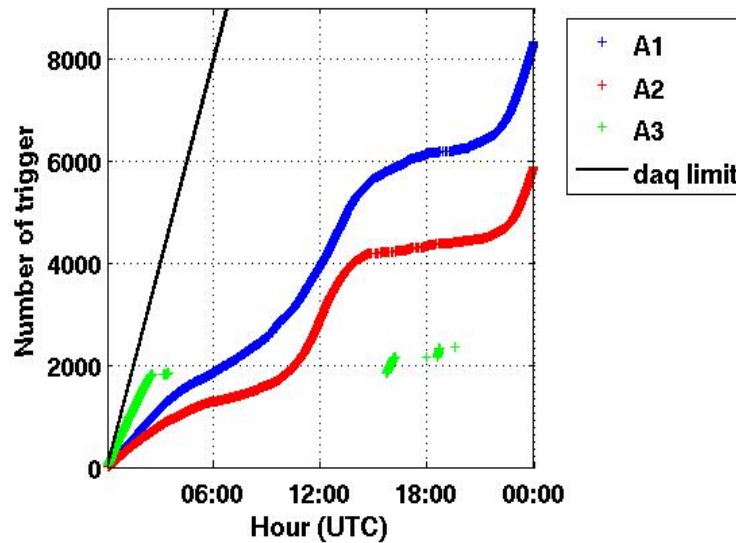


FIG. 6.28 – *Nombre de déclenchements en fonction de l'heure UTC pour les 3 stations (A1 en bleu, A2 en Rouge et A3 en vert) pour un run d'acquisition après la dernière intervention. Les stations A1 et A2 présente une variation du taux de comptage très similaire. A3 en revanche compte beaucoup moins que les 2 autres. Les stations sont maintenant loin du temps mort de l'acquisition représenté par la droite noire.*

teurs plus résistants devraient être envisagés pour une prochaine génération de détecteur autonome.

#### 6.4.4 Les premiers résultats

Les modifications apportées à ce jour sur l'expérience RAuger ont permis d'arriver à un mode de fonctionnement raisonnable de l'instrument (Fig 6.30). Cependant les RFI induits par la station n'ont pu être supprimés en totalité. Afin de réduire leur effet sur le taux de comptage de l'instrument, la bande de fréquence utilisée pour trigger le système a été réduite de 24-82 MHz initialement à 50-70 MHz. Les seuils de trigger pour les 3 stations ainsi que les écart-types mesurés sont indiqués dans le tableau 6.2. Les seuils sont maintenant inférieurs à  $8\sigma$  du bruit mesuré sur les voies filtrées et, comme le montre la figure 6.28, l'acquisition n'est plus saturée. Il faut noter ici que le bruit hors transitoire est particulièrement bas. La notion de proportionnalité du seuil par rapport à ce niveau de bruit



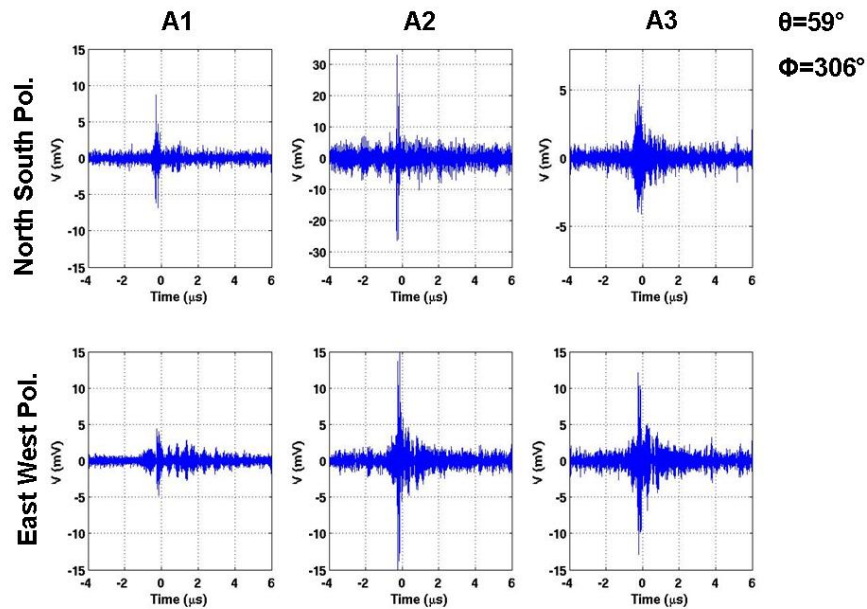


FIG. 6.29 – Exemple d'un évènement triangulé sur RAuger. Les signaux filtrés 24-82 MHz sont tracés en fonction du temps pour les 3 stations, de gauche à droite A1, A2 et A3, ligne du haut : polarisation Nord-Sud, ligne du bas : polarisation Est-Ouest. La direction reconstruite pour cet évènement est  $\theta = 59^\circ$  et  $\phi = 309^\circ$ .

Les taux de comptages observés présentent des variations similaires et cohérentes en temps entre les stations A1 et A2. Les antennes ne sont donc plus seulement déclenchées par des RFI induits par les stations mais par des transitoires extérieurs au système. En revanche, le taux de comptage beaucoup plus faible de A3 n'est pas encore expliqué.

L'instrument permet maintenant de reconstruire des directions d'arrivée de fronts d'onde transitoire détectés en coïncidence sur les 3 stations autonomes. Un exemple d'évènement reconstruit est donné figure 6.29.

La prise de données dans cette configuration va se prolonger dans les mois qui viennent. Compte tenu du statut final de l'expérience (seuil à quelques  $\sigma$  du bruit, acquisition non saturée) nous pensons pouvoir détecter un signal radio en coïncidence avec le SD.

Les problèmes rencontrés durant l'installation de ce banc de test nous ont permis de réaliser à quel point le développement d'un détecteur radio autonome est délicat. Une bonne cohabitation entre les systèmes électroniques de décision et de traitement des données, d'une part, et du système de déclenchement radio, d'autre part, est particulièrement difficile à établir. Par ailleurs, un nouveau projet de détecteur autonome est acuellement en cours d'élaboration au sein de Subatech. Ses caractéristiques seront fortement contraintes par les retours d'expérience obtenus sur l'expérience test RAuger.

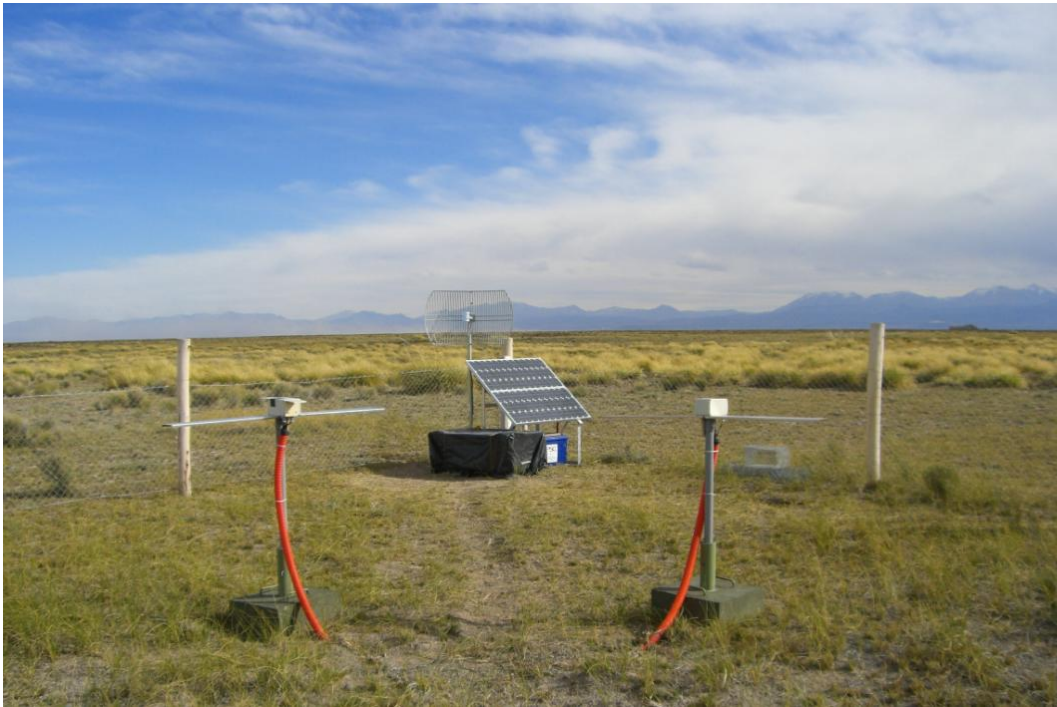


FIG. 6.30 – Vue de l'une des 3 stations RAuger sur le site de l'expérience. En arrière plan, la cordillère des Andes.

# Chapitre 7

## Conclusion

Cette thèse a présenté le travail de mise au point de la détection et de l'analyse des données auquel j'ai participé sur l'une des deux expériences contemporaines de radiodétection dans le monde. J'ai participé à la genèse des « réflexes » expérimentaux nouveaux qu'il a fallu inventer pour développer cette méthode nouvelle de détection. Ma contribution a aussi consisté à défricher par les premières analyses des données, les potentialités que pourraient offrir la radio-détection des gerbes atmosphériques pour les hautes énergies. Par delà ces aspects purement scientifiques, l'intérêt de ce travail a aussi résidé dans l'opportunité d'évoluer au sein d'une problématique pluridisciplinaire de physique fondamentale utilisant une technique de détection novatrice.

Ce travail a été développé en deux phases :

- la construction et l'analyse des données de l'expérience à Nancay ;
- le développement et l'installation des tests de détecteurs autonomes sur le site de Auger.

Nous dressons ici un bilan des résultats obtenus avec l'expérience CODALEMA pour mieux cerner les prochains objectifs à atteindre pour rendre complètement opérationnelle la détection radio des grandes gerbes atmosphériques :

- L'existence d'un champ électrique associé à une gerbe est démontré.
- Une technique de détection robuste a été développée avec un seuil de détection en énergie de l'instrument inférieur à  $10^{17}$  eV.
- Dans ce domaine d'énergie, les champs électriques mesurés sont de l'ordre de quelques  $\mu\text{V}/\text{m}/\text{MHz}$ .
- La topologie du champ électrique associé aux gerbes a pu être mesurée pour la première fois événement par événement. Sa distribution singulière en cloche permet d'envisager une reconnaissance du champ électrique basée sur des critères de sélection purement radio.
- La direction d'arrivée des gerbes atmosphériques peut être reconstruite avec une résolution angulaire meilleure que  $1^\circ$ .
- La réponse en champ électrique des antennes peut être calibrée avec une précision de l'ordre de 1%.
- Le réseau d'antennes présente une acceptance qui semble favoriser les gerbes inclinées, bien que la limite d'acceptance du trigger détecteur de particules n'ait pas permis de

- valider la détection de gerbes d'angle zénithal supérieur à  $60^\circ$ .
- La technique de radiodétection montre que la détection de front d'onde d'incidence horizontale est possible.
- Le comportement exponentiel du profil du champ électrique en fonction de la distance à l'axe est vérifié. Les données sont particulièrement bien ajustées par ce profil.
- La position du coeur de gerbe est obtenue à partir des données radio.

Tous ces aspects doivent encore être approfondis pour finaliser cette méthode de détection. Le premier enjeu est de parvenir à déterminer l'observable qui va permettre d'estimer l'énergie du primaire. A ce jour, seules des relations moyennées sur des centaines d'évènements ont permis d'observer une relation du champ électrique mesuré avec l'énergie du primaire [82]. Cette approche est trop limitative. Le paramètre  $E_0$ , amplitude du champ électrique au pied de gerbe, en particulier, constitue une piste privilégiée pour estimer l'énergie. Pour conforter cette démarche, il est nécessaire de disposer d'un réseau de détecteurs de particules plus élaboré qui puisse fournir une estimation de l'énergie. Cette démarche est maintenant en cours à Nançay.

De plus, il est nécessaire de poursuivre les efforts techniques pour rendre autonome cette méthode de détection et pour pouvoir l'utiliser sur des réseaux géants destinés à l'observation des rayons cosmiques d'ultra haute énergie. C'est sans doute là l'un des enjeux pour cette technique dans les années à venir.

Enfin, la totalité du spectre de fréquences n'a pas encore été étudiée. La partie basse du spectre de fréquences présente *a priori* des atouts en termes de détection à grand paramètre d'impact mais son utilisation pose des difficultés pratiques qu'il faudra maîtriser.

Deux axes de travaux ont été déterminés pour poursuivre l'effort sur le développement de la radiodétection des gerbes atmosphériques. Le premier a été un développement de l'instrument CODALEMA pour répondre en priorité à la question de l'estimation de l'énergie du primaire par la méthode radio. Pour ce faire, le réseau a été profondément modifié :

- le dipôle court actif, décrit au paragraphe 6.3.1 a été déployé. Les caractéristiques de ce type d'antenne ont été déterminées pour optimiser la détection des gerbes atmosphérique. Ce capteur présente un encombrement et un coût de fabrication très réduits, deux atouts pour le déploiement sur un réseau de grande taille. De plus, il permet de mesurer le degré de polarisation du champ électrique ce qui permettra de mieux contraindre les modèles théoriques ;
- un réseau de détecteurs de particules plus grand et plus performant a remplacé le réseau initial de 4 scintillateurs. Il permet de comparer la position du coeur de gerbe et surtout il offre une mesure de l'énergie du primaire qui sera précieuse pour déterminer la relation entre champ électrique et énergie du primaire ;
- le nombre d'antennes du réseau a été doublé de façon à compléter l'axe Nord-Sud de l'expérience.

Ce nouveau dispositif est installé et fonctionne maintenant depuis Janvier 2007. Les premiers résultats ont fait l'objet de deux contributions orales à l'ICRC 2007. Pour ma part, ma contribution à l'analyse de ces dernières données a été marginale, l'essentiel de mon effort ayant porté sur le second axe de travail qui vise à développer l'aspect auto-déclenché de la méthode de détection qui est décrit dans le cinquième chapitre de cette thèse.

En tout état de cause, en ce qui concerne cette piste nouvelle de détection, un fort potentiel

de développement est encore attendu dans l'avenir. Un essaimage de cette technique sur plusieurs sites dans le monde est amorcé : auprès du détecteur Aragat en Arménie, des projets de détection sont envisagés au Tibet, etc...

Dans cette perspective, une aide financière de la région Pays de Loire pour la construction d'un réseau géant d'antennes a été proposée et acceptée cette année 2007 pour l'exploitation intensive de cette méthode de détection inédite et à une échelle compatible avec les objectifs d'études des rayons cosmiques à haute énergie.

# Annexe A

## Les antennes

### A.1 Généralités sur les antennes

Avant de présenter les antennes que nous avons utilisé dans l'expérience CODALEMA, nous rappelons ici quelques notions générales sur ces détecteurs.

**Source isotrope** Les performances d'une antenne sont décrites par rapport à une référence, la source isotrope, une source ponctuelle qui rayonne dans toutes les directions de l'espace de façon identique. Dans un milieu homogène et isotrope, l'onde rayonnée est sphérique et l'espace des phases est centré sur la source.

Soit  $P_a$ , la puissance d'alimentation de cette source, la puissance rayonnée par unité d'angle solide dans une direction définie par  $\theta$  et  $\phi$  s'écrit :

$$P(\theta, \phi) = \frac{P_a}{4\pi} (\text{W.sr}^{-1}) \quad (\text{A.1})$$

On peut aussi exprimer la puissance rayonnée par unité de surface évaluée à une distance  $R$  :

$$P(\theta, \phi, R) = \frac{P_a}{4\pi R^2} (\text{W.m}^{-2}) \quad (\text{A.2})$$

**Gain d'une antenne** Pour décrire la puissance rayonnée d'une antenne, on introduit le gain  $G$  comme le rapport de la puissance rayonnée par cette antenne dans une direction  $(\theta, \phi)$  et de la puissance que rayonnerait une antenne isotrope par unité d'angle solide :

$$G(\theta, \phi) = \frac{P(\theta, \phi)}{P_a/4\pi} \quad (\text{A.3})$$

Le gain peut donc s'exprimer en valeur relative où en dBi, pour dB isotrope :

$$G_{dBi}(\theta, \phi) = 10.\log(G(\theta, \phi)) \quad (\text{A.4})$$

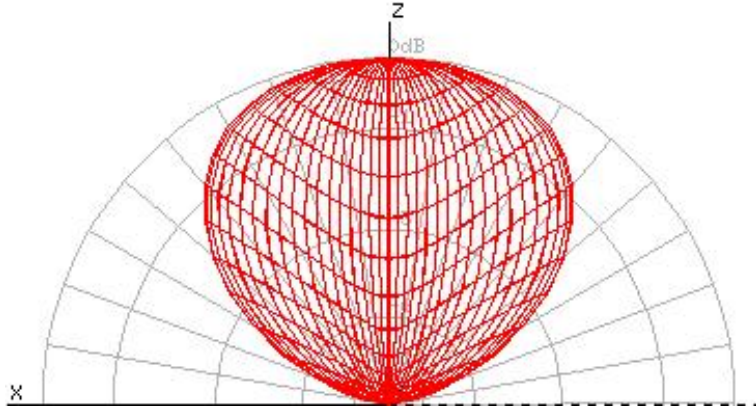


FIG. A.1 – Illustration d'un diagramme de rayonnement d'une antenne dipôle. Le gain est normalisé par rapport à une source isotrope.

**Diagramme de rayonnement** Pour rendre compte du gain d'une antenne, on utilise le diagramme de rayonnement qui représente les variations de la puissance rayonnée par unité d'angle solide dans les différentes directions de l'espace comme illustré sur l'exemple de la figure A.1.

Sur ce diagramme de rayonnement, on définit le lobe principal par l'angle  $2 \times \theta_{-3dB}$ , soit l'espace cotenu entre les 2 directions selon lesquelles la puissance rayonnée  $P_{-3dB}$  est égale à la moitié de la puissance rayonnée dans la direction de rayonnement maximal  $P_0$ .

$$P_{-3dB}(\pm\theta_{-3dB}, \phi_0) = \frac{1}{2}P_0(\theta_0, \phi_0) \quad (\text{A.5})$$

**Impédance d'entrée, rendement et adaptation d'une antenne** Aux bornes d'entrée d'une antenne, on peut définir la tension d'entrée complexe  $\underline{V}_e = V_e \cdot \exp(j\phi_1)$  et le courant d'entrée complexe  $\underline{I}_e = I_e \cdot \exp(j\phi_2)$ . L'impédance d'entrée d'une antenne est donnée par

$$Z_e = \frac{\underline{V}_e}{\underline{I}_e} = R_e + j.X_e \quad (\text{A.6})$$

La puissance fournie à l'antenne est donc composée d'une puissance active  $R_e I_e^2$ , la puissance réellement émise ou reçue par l'antenne, et d'une puissance réactive  $X_e I_e^2$ . La puissance active est, quant à elle, la combinaison d'une puissance rayonnée  $R_r I_e^2$  et d'une puissance dissipée  $R_d I_e^2$ . Le rendement  $\eta$  d'une antenne s'écrit :

$$\eta = \frac{R_r}{R_r + R_d} \quad (\text{A.7})$$

L'impédance d'entrée de l'antenne permet aussi de décrire son adaptation à la ligne d'alimentation avec le coefficient de réflexion  $\Gamma$  :

$$\Gamma = \frac{Z_e - Z_c}{Z_e + Z_c} \quad (\text{A.8})$$

Où  $Z_c$  est l'impédance caractéristique de la ligne (souvent égale à  $50 \Omega$ ).

La puissance utile d'une antenne s'écrit alors :

$$P_u = (1 - \Gamma^2) \cdot P_a \quad (\text{A.9})$$

Lorsque l'antenne est mal adaptée ( $\Gamma \neq 0$ ), une partie  $\Gamma^2 P_a$  de la puissance reçue par l'antenne n'est pas fournie au récepteur mais re-rayonnée par l'antenne, cette puissance est donc perdue.

**Tension induite sur une antenne** En réception, une antenne baignée dans un champ électrique  $E$  va induire à sa sortie une tension  $V$ . La relation entre ces 2 grandeurs dépend des propriétés de l'antenne. On définit la longueur effective d'une antenne  $L_{eff}$  [88] par :

$$L_{eff} = \cos\psi \times \frac{c}{2\nu} \sqrt{\frac{R_e \cdot G(\theta, \phi)}{\pi \cdot Z_0}} \quad (\text{A.10})$$

avec  $Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = 120\pi = 377 \Omega$  l'impédance du vide,  $\nu$  la fréquence de l'onde incidente et  $\psi$  l'angle entre l'onde et l'antenne.

La relation entre tension de sortie et champ électrique incident est donnée par cette longueur effective :

$$V = L_{eff} \times E \quad (\text{A.11})$$

A partir des constituants de la ligne de transmission et des caractéristiques de l'antenne, l'expression A.11 permet d'estimer à partir d'une tension mesurée, la valeur du champ électrique incident.

## A.2 Les antennes log-périodique du Réseau Décamétrique

L'antenne log-périodique de Nançay [86] (Fig A.2) fut développée à l'origine sur le site de l'observatoire radio-astronomique de Clark Lake (Ohio, Etats-Unis) aujourd'hui fermé.

Elle fut implantée à Nançay en 1975 lors de la construction du DAM. Par rapport à son design d'origine, la seule modification qu'elle ait subi est l'inclinaison de son axe de  $20^\circ$  de la verticale vers le sud, pour diriger le lobe principal vers le méridien solaire.

Le but de la log-périodique est d'obtenir une antenne large bande dans le domaine de longueur d'onde métrique à décamétrique présentant un gain important. Elle devait aussi avoir une impédance mutuelle faible pour pouvoir être utilisée sur un réseau aussi dense que le DAM.

Cette antenne peut être considérée comme une évolution de l'antenne hélicoïdale droite proposée à l'origine par J. D. Kraus [88] qui cherchait à développer une antenne sensible à une polarisation d'onde circulaire. Une telle antenne présente plusieurs modes de fonctionnement illustrés figure A.3. Selon le rapport entre la circonférence d'une rotation sur l'hélice  $C$  et la longueur d'onde  $\lambda$ , le mode de radiation sera dit normal lorsque  $\lambda > C$ , axial lorsque  $\lambda \sim C$ , conique lorsque  $\lambda < C$ . D'autres modes apparaissent lorsque  $\lambda$  diminue, mais ils ne présentent que peu d'intérêt. Les différents modes d'émission résultent des distributions de charges sur l'hélice pour les différentes longueurs d'onde.



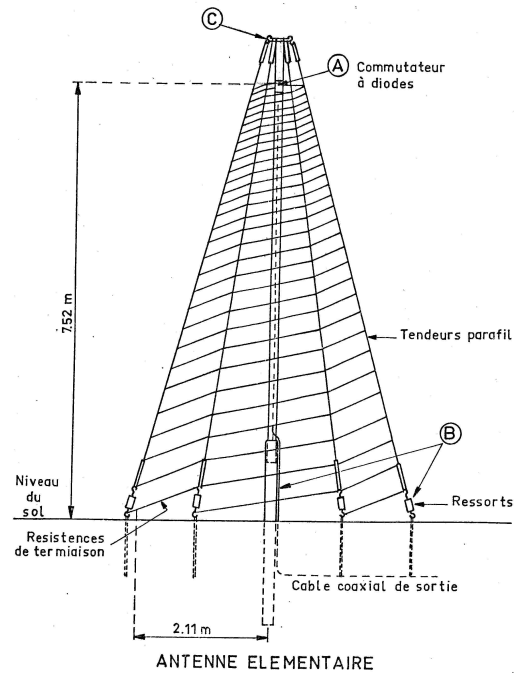


FIG. A.2 – Schéma d'une antenne log-périodique du DAM de Nançay.

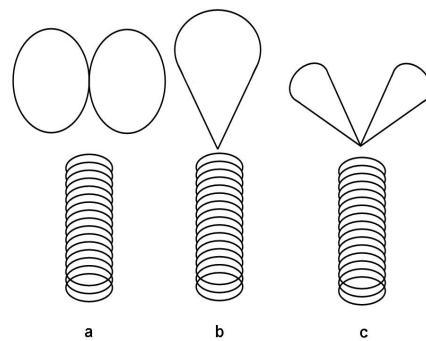


FIG. A.3 – Les 3 modes de radiation d'une antenne hélicoïdale selon la relation entre la longueur d'onde  $\lambda$  et la circonférence d'une rotation sur l'hélice  $C$  :

a- mode normal (T0) pour  $\lambda > C$  ; b- mode axial (T1)  $\lambda \sim C$  ; c- mode conique (T2)  
 $\lambda < C$ .

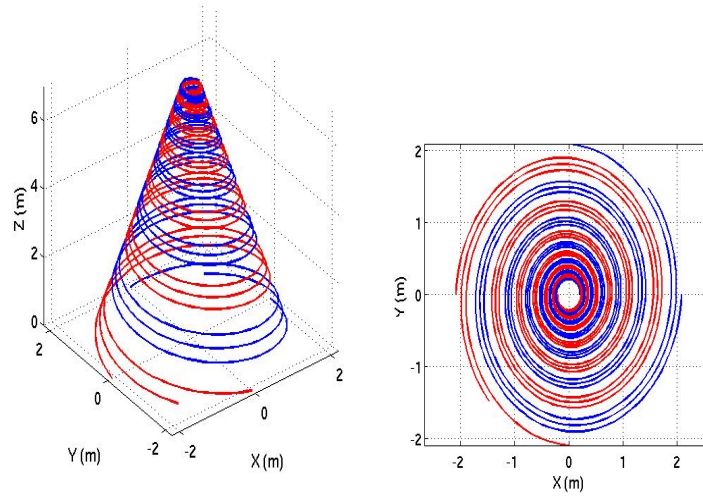


FIG. A.4 – *A gauche, l'antenne log-périodique du DAM mise en équation avec ces  $2 \times 3$  brins décalés de  $\frac{\pi}{4}$  et les paramètres  $\gamma = 14^\circ$ ,  $\alpha = 76^\circ$ ,  $r_1 = 0.21$  m et  $n = 6$  tours. A droite, la projection de cette antenne dans le plan  $Oxy$ . Les 6 brins qui composent l'antenne sont reliés par 3 pour former 2 rubans décalés de  $\pi$  de largeur angulaire  $\frac{\pi}{2}$ . Les représentations ci-dessus ne tiennent pas compte de l'inclinaison du mât de  $20^\circ$  vers le sud.*

Dans le mode axial, le lobe principal d'émission présente un gain important dirigé selon l'axe de l'hélice. Son impédance mutuelle très faible en fait une antenne adaptée à l'utilisation en réseau. Kraus montre que, dans ce mode d'utilisation, l'antenne présente une impédance d'entrée purement résistive en mesurant la distribution de courant sur l'hélice qui est quasi uniforme excepté aux 2 extrémités. Il montre aussi que cette adaptation de l'antenne est constante sur une bande de fréquence de 1 octave, soit 0,5 fois la fréquence centrale, ce qui en faisait, selon les critères de l'époque, une antenne large bande.

J. S. Chatterjee [89] a cherché à développer cet aspect large bande en jouant sur les caractéristiques de l'antenne hélicoïdale. Il est arrivé finalement à une forme d'hélice conique alimentée à l'apex. Il montre que dans le cas d'une antenne de ce type, on peut atteindre une largeur de bande de 2 fois la fréquence centrale en conservant une impédance résistive. L'antenne conserve le mode de fonctionnement axial de l'antenne hélicoïdale, avec un lobe directif selon l'axe de l'hélice.

En coordonnées polaires, l'hélice conique est décrite [90] par :

$$r = r_1 \cdot e^{\phi \cdot \sin \gamma \cdot \cot \alpha} \quad (\text{A.12})$$

$$\phi = 2\pi \cdot n \quad (\text{A.13})$$

$$h = \frac{r}{\tan \alpha} \quad (\text{A.14})$$

avec  $\gamma$  l'angle de demi-cône,  $\alpha$  l'angle du brin par rapport à la génératrice,  $r_0$  le rayon au sommet de l'hélice conique,  $n$  le nombre de tours,  $h$  la hauteur de l'hélice.

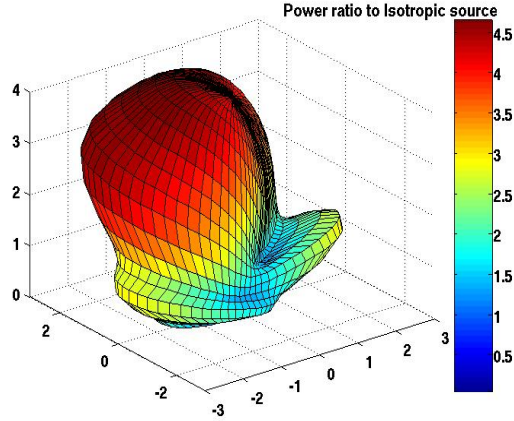


FIG. A.5 – Diagramme de rayonnement à 50 MHz d’une antenne log-périodique en rapport de la puissance rayonnée sur la puissance d’une source isotrope. Du fait de l’inclinaison du mât, le lobe principal est dirigé vers le Sud, à gauche de la figure. Au Nord, une irrégularité (lobe secondaire).

L’antenne de Nançay est composée de 6 brins enroulés en hélice conique (Fig A.4), décalés de  $\frac{\pi}{4}$  et reliés 3 à 3. Elle forme ainsi 2 rubans décalés de  $\pi$  d’une largeur angulaire  $\delta = \frac{\pi}{2}$ . La structure complète est donc définie par des angles, cette particularité permet à l’antenne de conserver des dimensions constantes relativement à la longueur d’onde incidente  $\lambda$ . Or, ce sont ces dimensions mécaniques rapportées à  $\lambda$  qui confèrent à une antenne ses caractéristiques (impédance d’entrée, diagramme de rayonnement, polarisation de l’onde, etc... ). Celles-ci sont donc indépendantes de la fréquence et l’antenne est, par là même, large bande. Cette caractéristique large bande est primordiale pour l’utilisation de cette antenne dans CODALEMA car le signal que nous cherchons à mesurer est un transitoire très bref dans le temps et, dans le domaine fréquentiel, les coefficients de Fourier de ce transitoire s’étalent sur une bande de fréquence allant du continu à environ 100 MHz. L’expérience CODALEMA a pour but de récupérer un maximum de ces coefficients afin de pouvoir obtenir l’information sur la forme d’onde la plus proche possible du signal original. Les fréquences limites haute et basse d’utilisation de l’antenne sont respectivement  $f_1 = 100 \text{ MHz}$  et  $f_2 = 10 \text{ MHz}$ , l’antenne conserve une impédance constante qui garantit une adaptation correcte sur cette décade de fréquence. Nous avons réalisé une simulation de cette antenne à l’aide du code de simulation NEC2 pour calculer son diagramme de rayonnement. Le résultat pour une fréquence de l’onde de 50 MHz est présenté figure A.5.

La figure A.6 présente 2 coupes du plan vertical respectivement dans les axes Nord-Sud et Est-Ouest sur lesquelles on définit le lobe principal à -3dB ainsi que les directions de zéros dans lesquelles l’antenne est aveugle.

Globalement, l’antenne présente un gain important en direction du sud et proche du zénith. En direction du nord, le gain est moins important, mais reste convenable jusqu’à un angle d’élévation de  $30^\circ$  par rapport à l’horizon, ce qui n’est pas vraiment très pénalisant. Par ailleurs, il existe une asymétrie Est-Ouest, avec la présence d’un zéro à  $55^\circ$  d’élévation en direction de l’est. Ceci est tout à fait compatible avec les spécifications données dans [86] du lobe principal à -3dB de  $90^\circ$  autour de l’axe de l’hélice. Ce diagramme de rayonnement

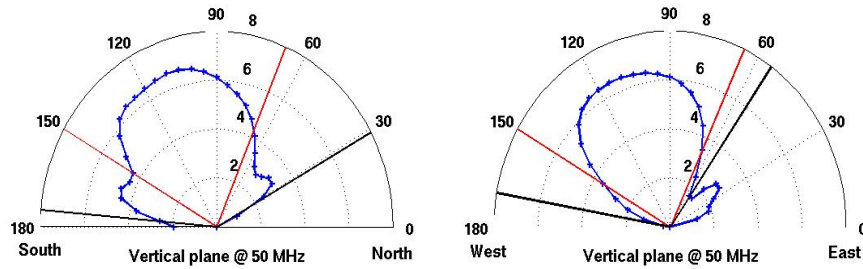


FIG. A.6 – Vues en coupe du diagramme de rayonnement à 50 MHz en dBi selon l'axe Nord Sud à gauche et Est Ouest à droite. On distingue en rouge les limites à  $-3$  dB du lobe principal et, en noir, les directions de gain nul où l'antenne est aveugle.

est évalué pour différentes fréquences de la bande utilisée de façon à obtenir pour chaque direction de l'espace et pour chaque fréquence un coefficient correctif qui sera appliqué au signal mesuré.

### A.3 Le dipôle court actif

Comme nous l'avons montré au chapitre 3, le passage d'une gerbe de particules avec l'atmosphère produit une impulsion assymétrique, unipolaire qui possède un temps de montée plus court que son temps de descente. La largeur et l'amplitude de l'impulsion varient en fonction de la distance de la gerbe au point de détection. Ainsi, il existe une variation de l'ordre de 3 ns à 3  $\mu$ s entre le temps de montée le plus court et le temps de descente le plus long. Seule une antenne active avec une grande bande passante (100 kHz à 100 MHz) et une grande sensibilité (idéalement limitée par le bruit du fond du ciel) est capable de convertir de manière optimale cette impulsion électromagnétique en une tension échantillonnable par un convertisseur analogique numérique. Cependant, l'environnement électromagnétique terrestre contient une multitude d'ondes électromagnétiques, dont les plus puissantes sont des émetteurs de radio diffusion situés dans toute la gamme du spectre utile. Ceci impose la conception d'une antenne avec une grande dynamique d'entrée et une bonne linéarité.

Le détecteur dipôle utilisé sur le nouveau dispositif expérimental de CODALEMA à Nancy et sur l'expérience test RAuger se compose de deux parties distinctes : une antenne dipôle et un préamplificateur à bas bruit et large bande passante. D'abord, nous verrons comment concevoir une antenne à large bande passante. Ensuite nous expliquerons comment maximiser le rapport signal à bruit du détecteur à partir la géométrie de d'antenne et l'architecture du préamplificateur. Puis, nous nous intéresserons à la directivité de l'antenne (gain d'antenne) et enfin nous montrerons quelques résultats de mesures et les principales caractéristique de ce détecteur.

Une antenne est électriquement équivalente à une source de tension en série avec une impédance. Cette impédance d'antenne se compose d'une réactance (mise en série d'une capacité  $C_a$  et d'une inductance  $L_a$  et d'une résistance (mise en série de la résistance de

rayonnement et d'une résistance ohmique). Une antenne dipôle passive est habituellement utilisée à sa première fréquence de résonance  $f_0$ , c'est à dire quand la partie imaginaire de son impédance s'annule. Supposons que la partie réelle soit de  $75\ \Omega$  (cas de l'antenne dipôle fine) à la résonance, il suffit alors de la charger par un préamplificateur dont la résistance d'entrée est de  $75\ \Omega$  pour un transfert total de puissance. Mais la puissance transmise décroît très vite en s'éloignant de  $f_0$  puisque l'impédance de la réactance grandit. Avec une antenne dipôle, il est donc impossible d'obtenir une réponse en fréquence plate sur trois décades même en créant artificiellement une seconde résonance par adjonction d'une inductance de shunt.

Supposons maintenant, que l'impédance d'entrée du préamplificateur soit purement capacitive  $C_{in}$  et que l'on ne s'intéresse plus qu'au transfert de tension. L'impédance d'antenne tend vers une capacité (doublet de Hertz) en se déplaçant de la résonance  $f_0$  vers les grandes longueurs d'onde. L'ensemble antenne préamplificateur peut donc être modélisé par un diviseur de tension capacitif pour toutes les fréquences inférieure à  $f_0$ .

Il en résulte que la tension collectée en entrée du préamplificateur est constante et indépendante de la fréquence du champ électrique détecté par l'antenne. Mais, la condition d'adaptation d'impédance n'étant plus respectée, le préamplificateur doit être intégré au plus près de l'antenne. Une autre raison à cette proximité est la nécessité de réduire la capacité parasite (perte de signal utile) et l'inductance parasite (risque de diminution de la fréquence de résonance). Le rapport signal à bruit du détecteur est essentiellement fonction de 3 variables : la longueur et le diamètre du dipôle et le bruit du préamplificateur.

L'antenne convertit un champ électrique en une différence de potentiel, celle-ci est proportionnelle à sa longueur. On choisira donc une antenne la plus longue possible à condition que la fréquence de résonance  $f_0$  reste supérieure à la fréquence maximale à détecter : il s'agit d'un compromis. Par exemple, si l'on veut une détection quasi plate jusqu'à 100 MHz, et en choisissant  $f_0=125$  MHz, on obtient une longueur d'antenne maximale de 1,20 m. Un autre moyen pour transférer un maximum de tension vers le préamplificateur est de choisir une grande capacité d'antenne. Une formule approchée indique que la capacité d'antenne est proportionnelle à la longueur de l'antenne et inversement proportionnelle au logarithme de son rapport de forme (longueur/diamètre). La longueur d'antenne étant imposée par la condition de résonance, le choix d'un diamètre important (fat dipôle) s'impose pour augmenter sa capacité. Un diamètre d'au moins 9 cm (pour une longueur de 1.20 m) permet théoriquement d'obtenir une capacité d'antenne d'au moins 10 pF et présente plusieurs avantages :

- le facteur de qualité de la résonance est diminué ( $Q = \sqrt{\frac{LC}{R}}$ ), ce qui permet d'utiliser le détecteur jusqu'à une fréquence proche de  $f_0$ ,
- les pertes ohmiques sont beaucoup plus faibles que pour une antenne filaire, il est alors possible d'utiliser des matériaux moins conducteurs que le cuivre mais meilleur marché.

La dernière variable du rapport signal à bruit du détecteur, c'est le bruit ramené à l'entrée du préamplificateur. Puisque l'impédance d'antenne est équivalente à une capacité et présente donc une impédance très élevée aux basses fréquences, il est absolument primordial que le bruit parallèle (« current noise ») du préamplificateur soit le plus bas possible pour garantir un faible bruit dès ces fréquences. C'est pourquoi nous utilisons un transistor à effet de champ dont le bruit parallèle est beaucoup plus faible que celui d'un transistor bipolaire.

De plus, le choix d'un transistor à canal P permet de diminuer le bruit de scintillation (« flicker noise ») pour les basses fréquences (100kHz). La réalisation du préamplificateur en technologie intégrée (*ASIC*) plutôt qu'avec des composants discrets est avantageuse pour plusieurs raisons. Les dimensions des transistors sont totalement adaptées et optimisées pour répondre aux exigences de bruit et de bande passante de l'application, les disparités de caractéristiques sont beaucoup plus faibles et le coût est diminué dans les cas d'une production de masse.

Le diagramme de rayonnement d'une antenne (gain d'antenne) dipôle en champ libre est bien connu et à la forme d'un tore dont l'axe se confond avec l'antenne. Le dipôle est positionné horizontalement au dessus du sol car le gain est maximal dans le plan orthogonal à l'antenne et nul dans la direction de son axe. La plupart des émetteurs radios basses fréquences sont polarisés verticalement, donc cette position permet une réjection optimale de ceux ci. Cependant, l'influence du sol sur la directivité de l'antenne dipôle doit être prise en compte. En effet, le sol (supposé parfait) se comporte comme un plan de masse, si bien que les ondes en provenance du ciel atteignent le dipôle de façon directe et indirecte par réflexion au sol. Il se produit donc un phénomène d'interférence destructives (apparition de lobes) sensible aux fréquences les plus hautes et qui intervient d'autant plus tôt que l'antenne est haute.

C'est donc la fréquence la plus élevée à recevoir qui impose la hauteur maximale de l'antenne. Mais l'interférence induite par le sol est constructive pour les grandes longueurs d'onde, ce qui apporte de la directivité, donc du gain à l'antenne. Pour ces longueur d'onde, le déphasage entre onde directe et onde réfléchi est négligeable si bien que la directivité d'antenne est quasi constante jusqu'à 30MHz pour une hauteur d'antenne de 1.10 m. Une antenne trop basse induirait une capacité de couplage par le sol entre les deux pôles importante, d'où une perte de signal conséquente par cette capacité parasite. Une hauteur de 1.10 m est donc choisie.

Les 3 variables géométriques du dipôle sont maintenant déterminées : la longueur, le diamètre et la hauteur au sol. Néanmoins, l'antenne ne détecte du champ électrique que la composante longitudinale à celle ci. Pour détecter la totalité du champ, il faudrait aussi mesurer la deuxième composante, soit en ajoutant une deuxième antenne orthogonale à la première, soit en modifiant la géométrie du dipôle. Ce dernier point fait actuellement l'objet d'une étude au sein du laboratoire Subatech.

Le préamplificateur *ASIC* développé au sein du laboratoire Subatech pour permettre d'amplifier la tension induite sur le dipôle court présente une impédance d'entrée capacitive, de manière à constituer avec l'impédance d'antenne un diviseur capacitif comme illustré sur le schéma électrique équivalent de l'antenne et de son préamplificateur (Fig A.7).

On peut estimer la tension  $V_{out}$  induite en sortie de l'amplificateur par un champ électrique  $E$  arrivant d'une direction  $(\theta, \phi)$ . Le champ  $E$  induit sur l'antenne une tension  $V_a$  obtenue avec  $L_{eff}$ , la longueur effective de l'antenne (voir annexe) :

$$V_a = L_{eff} \times E = \frac{c}{f} \cdot \sqrt{\frac{R_{rad}(f)G(\theta, \phi, f)}{377}} \times E \quad (\text{A.15})$$

avec  $G(\theta, \phi, f)$  le gain de l'antenne,  $R_{rad}(f)$  la résistance équivalente de l'antenne.

La tension en entrée de l'amplificateur  $V_{in}$  est donnée par la fonction de transfert du système composé des éléments  $Z_a(f)$ , l'impédance équivalente de l'antenne et  $Z_{in}$ , l'impédance

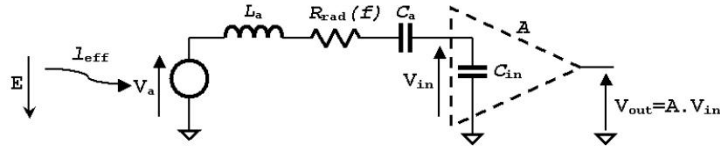


FIG. A.7 – Schéma électrique équivalent de l'antenne dipôle court avec son préamplificateur. Le champ électrique incident  $E$  génère une tension  $V_a$  sur l'antenne dont l'impédance équivalente complexe est donnée par  $R_{rad}(f)$ , la résistance de rayonnement,  $L_a$  l'inductance et  $C_a$  la capacité. Lorsque la longueur d'onde observée devient grande par rapport à la longueur du dipôle, l'impédance complexe  $Z_a$  devient fortement capacitive. Le préamplificateur présente une impédance d'entrée capacitive  $C_{in}$  de façon à constituer avec la capacité équivalente de l'antenne un diviseur capacitif de la tension d'entrée.

d'entrée de l'amplificateur, soit :

$$V_{in} = \frac{Z_{in}}{Z_{in} + Z_a} \cdot V_a = \frac{1}{1 + j \cdot 2\pi \cdot Z_a(f) \cdot C_{in} \cdot f} \times \frac{c}{f} \cdot \sqrt{\frac{R_{rad}(f)G(\theta, \phi, f)}{377}} \times E \quad (\text{A.16})$$

avec  $Z_a(f)$  l'impédance équivalente de l'antenne et  $C_{in}$  la capacité équivalente d'entrée du préamplificateur.

Enfin, la tension en sortie  $V_{out}$  est donnée par  $A$ , le gain du préamplificateur. On obtient la relation décrite dans [83] :

$$\frac{V_{out}}{E} = \frac{c}{f} \times \sqrt{\frac{R_{rad}(f) \cdot G(\theta, \phi, f)}{377}} \times \frac{A}{1 + j \cdot 2\pi \cdot Z_a(f) \cdot C_{in} \cdot f} \quad (\text{A.17})$$

avec  $A$  le gain du préamplificateur.

Pour pouvoir déterminer la valeur du champ électrique incident à partir de la tension, il est donc nécessaire de connaître plusieurs grandeurs :  $Z_a$  et  $A$ .

Les simulations de l'antenne réalisées sous EZNEC permettent d'estimer la relation entre le champ électrique et la tension  $V_{in}$  vue en entrée du préamplificateur (Fig A.8) pour 2 environnements différents : le vide et au dessus d'un sol conducteur parfait. Le comportement est similaire dans les 2 conditions simulées. Dans la réalité, le sol sur lequel est placé l'antenne doit présenter des caractéristiques situées entre ces 2 extrêmes.

Ensuite, le gain du préamplificateur donné figure A.9 permet de compléter la relation entre tension de sortie et champ électrique incident.

Les caractéristiques globales du préamplificateur sont données dans le tableau A.1.

Contrairement à une antenne accordée où il y a transfert de puissance depuis les brins vers l'amplificateur, le dipôle court actif s'apparente plus à un mesureur de champ qui ne reçoit pas de puissance mais réalise une mesure de la différence de potentiel induite sur les 2 brins du dipôle.

Le niveau de bruit sur ce dipôle a été mesuré en interférométrie sur une source radio avec une portion du DAM de Nançay [84]. Les franges d'interférences montrent que le dipôle

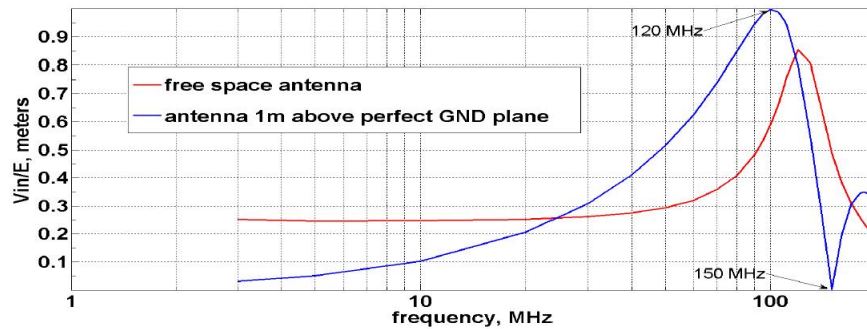


FIG. A.8 – Simulation réalisée par D. Charrier du rapport  $V_{in}/E$  (m) en fonction de la fréquence. En bleu, l'antenne simulée est considérée dans le vide, en rouge, elle se situe à 1 m de hauteur d'un sol parfait (conducteur). La réalité du terrain se situe entre ces 2 courbes.

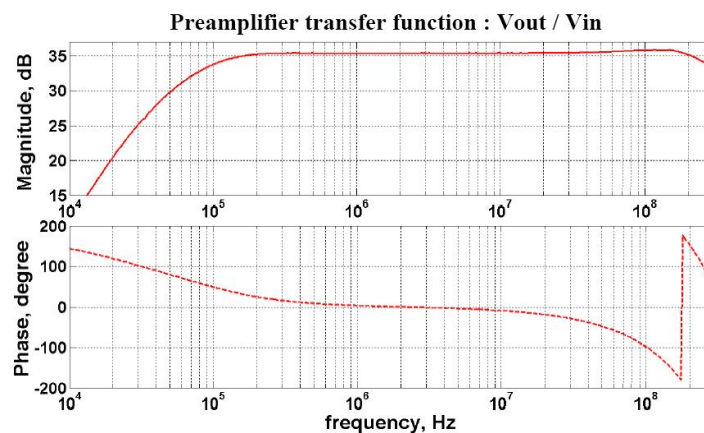


FIG. A.9 – Fonction de transfert du préamplificateur de l'antenne dipôle court en fonction de la fréquence simulé par D. Charrier. En haut, le gain en dB, en bas, le déphasage en degrés. Le gain du préamplificateur de 35 dB plat sur 3 décades de fréquences.

Bandwidth @ -3 dB	1.5 kHz to >200 MHz
Total input noise [100 khz-200 MHz]	19 $\mu$ V
Noise spectral density at input	2 nV/ $\sqrt{\text{Hz}}$ @ 100 kHz 1.4 nV/ $\sqrt{\text{Hz}}$ from 1 MHz to 200 MHz
Input excursion	$\pm 15$ mV
Typical gain	$V_{out}/V_{in} = 200/4 = 50$ (34dB)
Dynamics [1MHz - 100MHz]	61 dB
Differential input impedance	$R_{in} = 5.2 \text{ M}\Omega$ $C_{in} = 10 \text{ pF}$
Output excursion	$\pm 750 \text{ mV}_{peak} / 50 \Omega$ $I_{out} (\text{max}) = \pm 15 \text{ mA}$
$T_{rise} / T_{fall}$ (full excursion)	2 ns
Consumption	54 mA for [9 V - 15 V] supply

TAB. A.1 – Tableau récapitulatif des caractéristiques de préamplificateur ASIC du dipôle court actif.



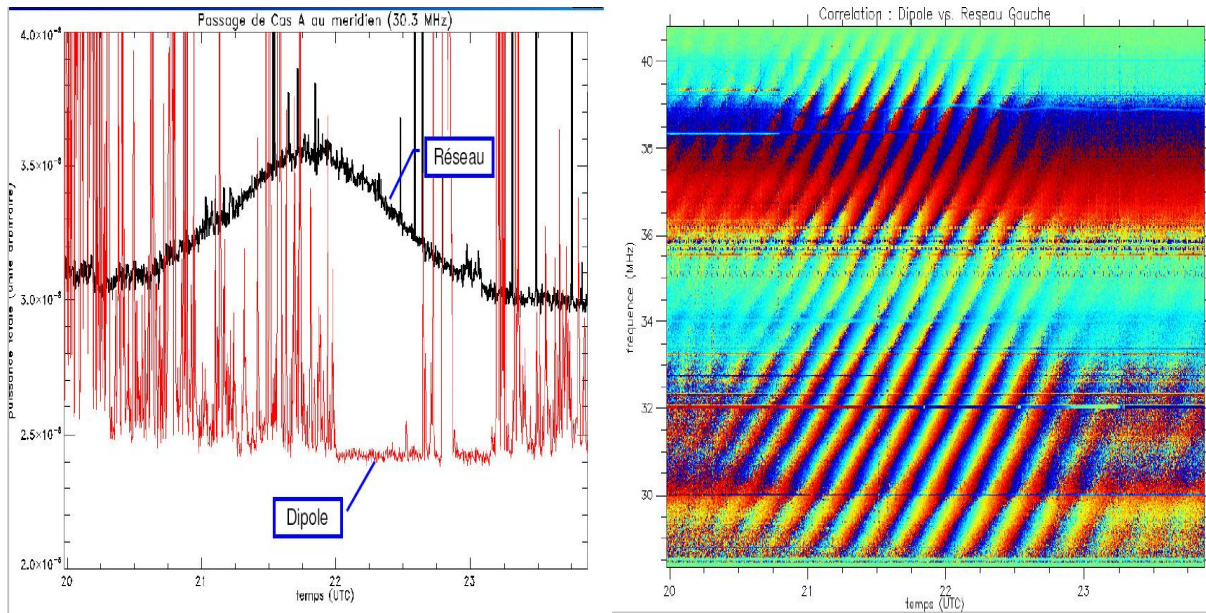


FIG. A.10 – Figures extraite de [84]. A gauche le transit d'une source radio (Cyg-A) en fonction du temps observé avec le réseau du DAM de Nançay (en noir), le dipôle court (en rouge) ne voit pas d'excès significatif. A droite, les franges d'interférences des 2 instruments (DAM et dipôle) en fonction du temps indiquant que le dipôle est sensible au passage de la radio source car les franges d'interférences couvrent la totalité de l'intervalle de temps de transit de la radio source dans le ciel.

est sensible à la radio source pendant toute la durée de son transit dans le ciel. En dehors de ce transit, il est admis que le DAM est sensible au bruit de fond galactique. Le système dipôle/DAM produisant des franges sur toute la durée du transit, cette observation montre que le dipôle présente un niveau de sensibilité permettant de voir le bruit de fond galactique.

# Annexe B

## Publications

# Radio-detection signature of high-energy cosmic rays by the CODALEMA experiment

D. Ardouin<sup>a</sup>, A. Bellétoile<sup>a</sup>, D. Charrier<sup>a</sup>, R. Dallier<sup>a</sup>, L. Denis<sup>b</sup>, P. Eschstruth<sup>d</sup>, T. Gousset<sup>a</sup>,  
F. Haddad<sup>a</sup>, J. Lamblin<sup>a</sup>, P. Lautridou<sup>a,\*</sup>, A. Lecacheux<sup>c</sup>, D. Monnier-Ragaigne<sup>d</sup>,  
A. Rahmani<sup>a</sup>, O. Ravel<sup>a</sup>

<sup>a</sup>SUBATECH, 4 rue Alfred Kastler, BP 20722, F-44307 Nantes cedex 3, France

<sup>b</sup>Observatoire de Paris, Station de radioastronomie, F-18330 Nançay, France

<sup>c</sup>LESIA, Observatoire de Paris, 5 place Jules Janssen, F-92195 Meudon cedex, France

<sup>d</sup>LAL, Université Paris-Sud, Bâtiment 200, BP 34, F-91898 Orsay cedex, France

Received 14 April 2005; received in revised form 11 July 2005; accepted 3 August 2005

Available online 20 September 2005

## Abstract

Taking advantage of recent technical progress which has overcome some of the difficulties encountered in the 1960s in the radio detection of extensive air showers induced by ultra-high-energy cosmic rays (UHECR), a new experimental apparatus (CODALEMA) has been built and operated. We will present the characteristics of this device and the analysis techniques that have been developed for observing electrical transients associated with cosmic rays. We find a collection of events for which both time and arrival direction coincidences between particle and radio signals are observed. The counting rate corresponds to shower energies  $\geq 5 \times 10^{16}$  eV. The performance level which has been reached considerably enlarges the perspectives for studying UHECR events using radio detection.  
© 2005 Elsevier B.V. All rights reserved.

PACS: 95.55.Jz; 29.90.+r; 96.40.-z

Keywords: Radio detection; Ultra-high-energy cosmic rays

## 1. Introduction

For almost 70 years, physicists and astronomers have studied cosmic rays and gained a good knowledge of the flux as a function of energy up to  $10^{19}$  eV. However, in this energy range, the problem of the origin and the nature of ultra-high-energy cosmic rays (UHECR) is unsolved and stands as one of the most challenging questions in astroparticle physics. In order to collect the elusive events above  $10^{19}$  eV (which present an integrated flux of less than 1 event per  $\text{km}^2$  per steradian and per year) giant detectors are needed and are presently being designed and built. Today, for studying the highest energy extensive air showers (EAS), a leading role is played by the Pierre

Auger Observatory [1] which uses a hybrid detection system combining particles and fluorescence which inherently have very different duty cycles. An alternative method was suggested long ago by Askar'yan [2] consisting in the observation of radio emission associated with the development of the shower. This method is based on the coherent character of the radio emission and deserves, in our opinion, serious reinvestigation due to many potential advantages as compared to other methods. Besides expected lower cost and sensitivity to the longitudinal shower development, it primarily offers larger volume sensitivity and duty cycles which can result in higher statistics, thus offering better possibilities to discriminate between postulated scenarios of UHECR nature and origin [3].

Experimental investigations carried out in the 1960s proved the existence of radio frequency (RF) signals

\*Corresponding author. Tel.: +33 2 5185 8441; fax: +33 2 5185 8479.

E-mail address: [lautrido@in2p3.fr](mailto:lautrido@in2p3.fr) (P. Lautridou).

initiated by EAS (for a comprehensive review see Ref. [4]). The evidence was obtained with systems consisting either of a radio telescope or an antenna, sometimes a few antennas, triggered by particle detectors. The bulk of the data was obtained in narrow frequency bands (about 1 MHz), centered around various frequencies in the 30–100 MHz range. The difficulties encountered were numerous. Among other things, insufficient electronics performances and problems due to atmospheric effects led to poor reproducibility of results, and this area of research was abandoned in favor of direct particle [5] and fluorescence [6] detection from the ground.

But in recent years, the idea has once again come to the forefront and new experiments have been undertaken to detect radio pulses and measure their characteristics. In one case, motivated by the perspective of large-scale cosmic ray experiments, data were taken with a single antenna put into coincidence with the CASA-MIA detector [7]. In another case, in the perspective of the next generation of low-frequency radio telescopes [8,9], an array of antennas was deployed to run in coincidence with the KASCADE air shower detector [10].

In this paper, we report on studies conducted with a radio air shower detector using a multi-antenna array [11–13] set up at the Nançay radioastronomy observatory. From the earlier radio-detection experiments, several criteria were retained to provide optimal conditions for the detection of transients: choice of a radio-quiet area, a well-understood RF electromagnetic (EM) environment, the use of several antennas in coincidence and broadband frequency measurements. After a discussion, in Section 2, of the characteristics predicted for the electric pulses generated by EAS, Section 3 will describe the CODALEMA (COsmic ray Detection Array with Logarithmic ElectroMagnetic Antennas) experiment together with the trigger definition in stand-alone mode. Observations of transient signals are discussed in Section 4 and the analysis techniques are outlined in Section 5 along with their limitations. Particle detectors have been set up to provide a trigger on cosmic ray events. After a description of the analysis carried out in this mode of operation, Section 6 shows that some of the observed transients originate from EAS. Conclusions and perspectives are given in the last section.

## 2. Signal properties

An EAS contains a huge number of electrons and positrons (several billion at maximum for  $10^{20}$  eV). At first glance, the stochastic nature of such moving charge distributions should produce incoherent fields. This is the case for the Cherenkov radiation visible in the optical domain. It turns out, however, that several physical effects systematically break the symmetry between the electron and positron distributions inside the shower, leading to a coherent field contribution in the RF domain. This is the case for the so-called Askar'yan emission [2] for which

Compton scattering and in-flight positron annihilation create an excess of electrons in the shower front. In a recent experiment [14] in which a GeV photon beam was sent into a sand target several meters long, this coherent emission was observed and its properties were found to be consistent with the predictions. Based on this phenomenon, radio detection of cosmic ray induced showers in dense media is currently under investigation [15,16]. The Askar'yan effect should also exist for EAS, though it is likely to be dominated by the coherent emission associated with another charge separation mechanism, charge deflection in the Earth's magnetic field [4,17,18].

### 2.1. Electric field characteristics

In order to determine the feasibility of measuring electric fields from high-energy air showers, it is first necessary to have some estimates for the maximal amplitude and the time scale(s) of the associated signal as well as its lateral distribution at ground level.

#### 2.1.1. Around $10^{20}$ eV

For a set of widely spaced antennas, most events will be at large impact parameters. In this range, the time scale is primarily set by the time development of the shower albeit with a certain amount of Doppler contraction. Time differences between signals from different individual charges at a given shower age are generally small on the above time scale. Consequently, a good assumption is provided with a point-like charge approximation. The interest of such a model is that electric field behavior is easy to obtain with standard textbook formulas [4,19].

The easiest field contribution to evaluate is that due to charge excess [2]. In principle, the excess is a function of particle energy, but this effect can be ignored in a first estimate. Thus,  $q(t) = -\varepsilon N(t)e$ , with  $N(t)$  the number of electrons at a given time and  $\varepsilon$ , the fractional excess. At an observation point  $A$  and at time  $t$ , the electric field for a moving point-like charge is given by

$$\mathbf{E}(t, A) = \frac{1}{4\pi\varepsilon} \sum_{t'} (1 - v^2/c^2) q \frac{\mathbf{R} - R\mathbf{v}/c}{|\mathbf{R} - \mathbf{R} \cdot \mathbf{v}/c|^3} + \frac{1}{4\pi\varepsilon c} \sum_{t'} \dot{q} \frac{\mathbf{R} - R\mathbf{v}/c}{(R - \mathbf{R} \cdot \mathbf{v}/c)|\mathbf{R} - \mathbf{R} \cdot \mathbf{v}/c|} \quad (1)$$

where  $\mathbf{R} = \overrightarrow{QA}$  is the vector between the charge position at time  $t' = t - R/c$  and the observation point and  $\mathbf{v}$  is the charge velocity.

In the upper part of Fig. 1, the horizontal component of the electric field is plotted as a function of time for a  $10^{20}$  eV vertical shower ( $\varepsilon = 10\%$ ,  $X_{\max} = 1700$  m) with impact parameters  $b = 0.5, 1$  and  $1.5$  km. At  $b = 1$  km the field reaches  $230 \mu\text{V/m}$ . Such sizable values can be obtained only for huge cosmic ray energies. This points also to the fact that long distance detection is only possible for extremely high energies. The lower part of Fig. 1 presents the associated Fourier spectra indicating that very

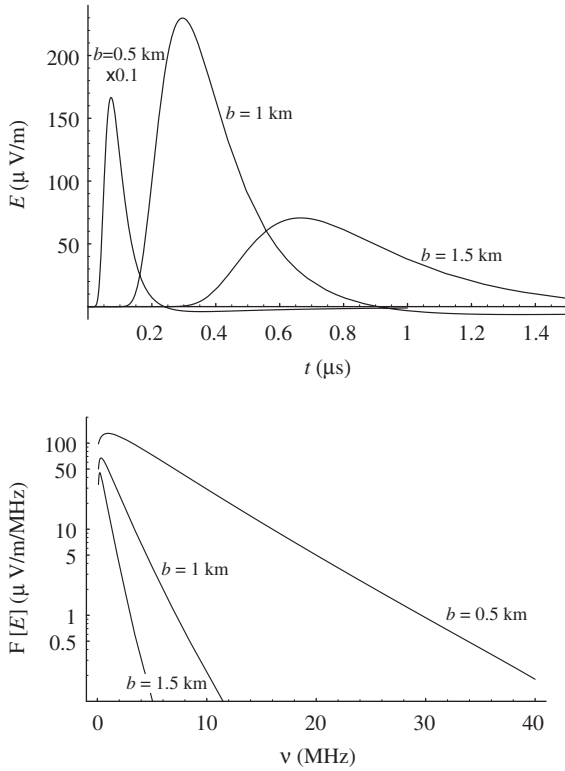


Fig. 1. Top panel: electric field as a function of time for various impact parameters at sea level for a  $10^{20}$  eV vertical shower with  $\varepsilon = 10\%$  and  $X_{\text{max}} = 1700$  m. Bottom panel: corresponding magnitude coefficient distributions obtained from the Fourier transforms.

broadband antennas must be used in order to maintain sufficient sensitivity in the MHz range. The coherence, which is essential in order to reach such high values, is lost at high frequency where the structure of the shower becomes resolved. These limitations are moderated somewhat in the case of inclined shower configurations [20] and by the fact that for most shower orientations the dominant field contribution is likely to come from charge deflection in the Earth's magnetic field [4,17,18].

An inspection of Eq. (1) shows that the electric field waveform gives an image of the longitudinal development of the shower. In this respect, the information obtained by the radio technique is comparable to that of fluorescence detectors, though this radio image is distorted by the Doppler effect and by the ultra-relativistic nature of the emitting charges.

### 2.1.2. Around $10^{17}$ eV

Because the rate of  $10^{20}$  eV cosmic rays is very small, an experiment would need a setup covering a large surface in order to collect enough statistics. Consequently, it has been decided to work at much lower energy. Because the energy radiated through coherent emission is expected to be proportional to the square of the number of charges within the shower (i.e. proportional to the square of the energy of the primary), signals from  $10^{17}$  eV air showers will be appreciably smaller than at  $10^{20}$  eV. At large distance from

the shower core, this effect will be strengthened. Therefore, the contribution to the rate from EAS will be dominated by those whose cores fall within (or close to) the area delimited by the antennas and with a small number of antennas, interesting events are likely to be those that are detected by the majority, if not all, of them. Taking into account the inter-antenna distance of our setup (see Section 3), an estimate of the electric field must be made for impact parameters in the 100 m range. In this domain of impact parameters, no simple expression for the electric field can be given. Recent modelizations exist regarding this question [18,21], but here we will use estimates as provided in Refs. [4,7].

The pulse waveform can be written

$$f(t) = \theta(t) A e^2 \left( \frac{t}{2\tau_1} \right)^2 (e^{-t/\tau_1} - (\tau_1/\tau_2)^3 e^{-t/\tau_2}) \quad (2)$$

where  $\theta(t) = 1$  for  $t > 0$  and 0 for  $t < 0$ . This expression is derived from various general considerations concerning the shower's electric field. In particular, the second exponential represents a negative-amplitude component such that the signal has no DC component. Its duration is, at least for a vertical shower, much longer than the positive-amplitude component ( $\tau_2 \gg \tau_1$ ) and is, therefore, of minor importance for the present discussion. For  $\tau_2 \gg \tau_1$  the relevant parameters are thus  $\tau_1$  which fixes the time scale of the positive-amplitude part (the maximum is reached at time  $t = 2\tau_1$ ) and  $A$  the maximum amplitude.

For a  $10^{17}$  eV vertical shower at small impact parameters, Allan [4] estimates the pulse duration to be of the order of 10 ns and the electric field amplitude  $A \sim 150 \mu\text{V/m}$ . The pulse waveform from Eq. (2) with  $\tau_1 = 2$  ns,  $A = 1$  and  $\tau_2 = 10 \times \tau_1$ , and the corresponding modulus of the Fourier transform are shown in Fig. 2.

### 2.2. Filtering and triggering

From the experimental point of view, the electrical signal will be distorted when passing through the detector chain consisting of elements such as antennas, cables and preamplifiers. Insertion losses and filtering effects will decrease the signal amplitude and strongly modify the initial waveform. The effect of band-pass filtering is shown in Fig. 3 for a short duration pulse such as that of Fig. 2 as well as a much longer one.

Whatever the duration of the pulse may be, the high-frequency component (30–60 MHz) is correlated with the rise time of the signal and is suitable for trigger purposes. In addition, depending on its duration, analysis of the low-frequency part of the signal (1–5 MHz) can lead to a direct estimate of the signal amplitude.

The capability to detect the radio signal strongly depends on the choice of the frequency band. Nevertheless, the simultaneous presence of the time-limited oscillating signals in two widely separated frequency bands enables us to distinguish broadcast emissions, which are

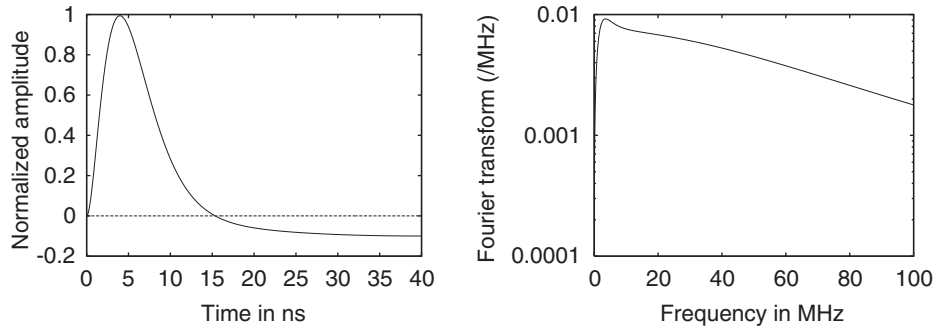


Fig. 2. Pulse waveform (left) and corresponding Fourier transform  $|S(\nu)|$  (right) obtained from Eq. (2) using the parameters  $\tau_1 = 2$  ns,  $A = 1$  and  $\tau_2 = 20$  ns.

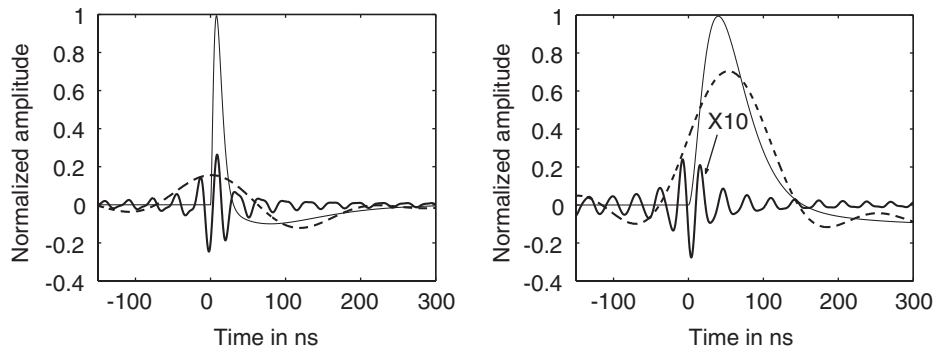


Fig. 3. Raw pulses (thin line) and their band-pass filtered counterparts for bandwidths of 30–60 MHz (thick full line) and 1–5 MHz (dashed line).

quasi-monochromatic, from broadband signals such as the ones expected from EAS.

### 3. The experimental setup

One of the originalities of CODALEMA lies in the fact that the system can be self-triggered using a dedicated antenna, as opposed to the other experiments mentioned above where particle detectors provide the triggering. However, for such an experiment, it is then necessary to become acquainted with the characteristics of the transient RF sky, which, in addition, is almost completely unexplored for time scales ranging from nanoseconds to microseconds. The decision was made to tackle the problem with a small number of antennas arranged in a “self-triggered all-radio” system, intrinsically suited to measuring the RF transient rate. We expected this task to be facilitated by the progress accomplished in electronics and data processing since the 1960s. In the meantime, however, the sky has generally become much noisier than at the time of the pioneering work. Thus the only condition imposed for recording data is the arrival of a suitable RF transient on a trigger antenna, provided that the dead time due to the data recording (i.e. the trigger rate), stays at an acceptable level. Under these conditions, the duty cycle stays close to 100% and the setup should be well suited for registering possible incoming EAS signals.

An alternative strategy would have been to design a system where antenna signals are sampled when a particle

trigger occurs. In fact this method, which has its own physical limitations, is now being used [22] and will be described in Section 6. However, for such designs the sky transient background is inaccessible because the overall observation time remains very small: as an example the time window (50  $\mu$ s) which is used in Ref. [7] in association with the low particle-trigger rate, leads to an integrated observation time of only a small fraction of a second (50 ms), for a typical day-long run.

#### 3.1. General layout

Running from March 2003, the CODALEMA experiment in its first phase used 6 of the 144 log-periodic antennas of the DecAMetric array (DAM), (see Fig. 4), an instrument dedicated to the observation of the sun and Jupiter based at the Nançay Radio Observatory [23]. Having 1–100 MHz frequency bands, these antennas are well adapted to our sensitivity and frequency requirements. The antenna locations are shown in Fig. 5.

Four of the antennas, namely NE, SE, SW and NW, are located at the corners of the DAM array (Fig. 4). This layout was chosen in order to have distances between detectors as large as 120 m and to minimize the cable lengths. Two additional antennas, namely E and Distant, were set up to the east of the DAM at, respectively, 87 m and 0.8 km providing longer inter-antenna distances. From the information on the electric field strength far from the central array, it is possible to identify and eliminate

broadcast signals and strong interference phenomena (storms, etc.), expected to irradiate widely separated antennas with more or less uniform power.

RF signal amplification (1–200 MHz, gain 35 dB) is performed using commonly available low-noise electronic devices which have a negligible impact on the overall noise of the electronic chain. The five grouped antennas are linked via 150 m coaxial cables (RG214U) to LeCroy digital oscilloscopes (8 bit ADC, 500 MHz frequency sampling, 10 μs recording time). The Distant antenna requires a different signal transmission technique, an optical fiber link approximately 1 km long which introduces significant attenuation (a factor of 10), a 5.5 μs delay as well as a low-frequency cutoff at 10 MHz from the analog/optical transceiver. Special attention is paid to the shielding both of the electronics itself and the acquisition

room in order to minimize interference coming from data-taking activities.

### 3.2. Trigger definition

A trigger with minimum bias was chosen in order to select potentially interesting events. It is sensitive to the unusual frequency contributions which come from transient signals. The amplitudes of these contributions are compared to the normal sky background level, whose frequency content has been precisely measured on site with one of the antennas using the complete acquisition chain. The power spectral density from this measurement is shown in Fig. 6. Above 90 MHz, peaks associated with FM radio signals are clearly observed. Between 20 and 90 MHz, a rather quiet band is found reaching  $10^{-3}$  V/MHz. Below 20 MHz, numerous transmitter spectral lines result, with our spectral resolution, in a quasi-continuous contribution far above the minimum. Nevertheless, a quieter band ( $\simeq 2 \cdot 10^{-3}$  V/MHz) can be found between 1 and 5 MHz as shown in the inset of Fig. 6. Evaluations of the noise characteristics have also been done in several other places



Fig. 4. Photograph of the logarithmic antennas of the Nançay DeCA-metric Array. The CODALEMA experiment uses some of these antennas.

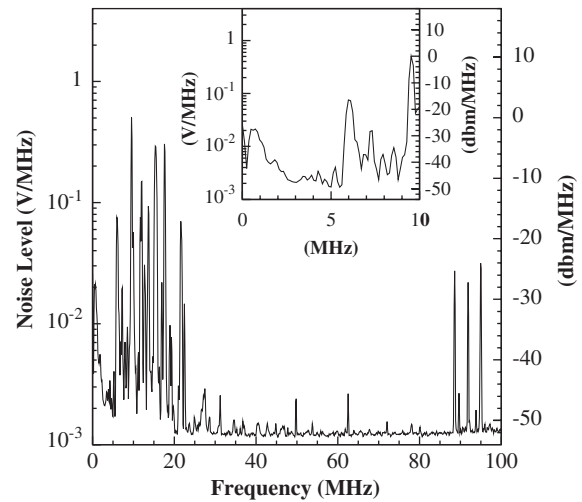


Fig. 6. Average Fourier transform  $|S(v)|$  of the background voltage. The correspondence with the power spectral density in a 50 Ω load impedance is shown on the right scale. This spectrum has been obtained by averaging power spectral densities of 900 random events recorded with a sampling frequency of 500 MHz during 10 μs every 10 s. A zoom covering the 0–10 MHz band is presented in the inset.

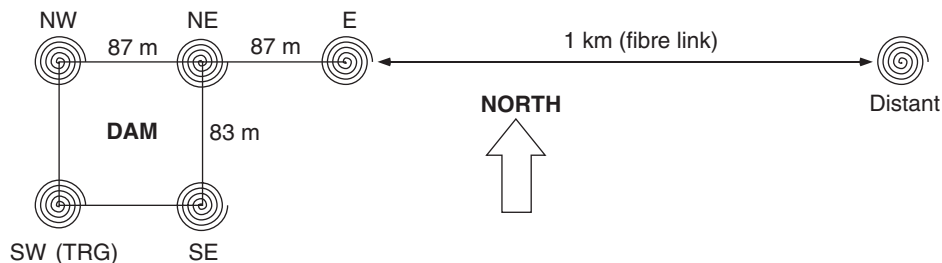


Fig. 5. The CODALEMA setup, first phase.

showing that the spectral profile depends strongly on the experimental location. For example, the CASA-MIA collaboration in the Utah desert observed interference at 55 MHz from a TV transmitter more than 50 km away [7]. Concerning the Pierre Auger Observatory site (Malargüe, Argentina), we recently monitored the R.F. sky there [24] and found that in the frequency windows of interest it is as clean as the Nançay site. Thus the main constraints come from the proximity of human activities, and a significant advantage of places such as Nançay and the Auger site is to present very quiet environments.

As explained in Section 2, the frequency distribution of the expected transients shows a wide band contribution. A signal reaching the setup will add its frequency contributions to the noise frequency distribution. Due to the structure of the noise spectrum, the resulting effect will be more easily seen in the two quiet bands discussed above, with the better signal-to-noise ratio obtained for the 20–90 MHz range. Moreover, for timing considerations, it is also important to find a quantity which will determine the arrival time of the signal. Based on the information presented in Fig. 3, the maximum absolute value of the oscillating high-frequency filtered signal, which is strongly correlated to the leading edge of the signal, was chosen. In addition, because the associated error is then related to the pseudo period of the oscillations, the higher the filtering frequency, the lower the uncertainty is. Taking into account these considerations, it was thus decided to use only part of the 20–90 MHz range, namely 33–65 MHz, for the trigger antenna. The quiet 1–5 MHz band may then be used to quantify the low-frequency contribution of any wide band signal.

To generate the trigger, the signal of the antenna chosen for this purpose is sent through an analog band-pass filter (33–65 MHz) to its corresponding oscilloscope channel. An internal leading-edge discriminator condition applied to this channel sets the amplitude threshold used to initiate data recording. For each trigger sequence, the data from all the antennas are stored on disk for offline analysis.

### 3.3. Field sensitivity

The electronics setup used is shown in Fig. 7. Following RF amplification, all the signals go through a high-pass filter ( $\geq 500$  kHz) to remove the contribution of an AM transmitter (164 kHz) located 22 km south of Nançay. The signal is digitized using a 8-bit ADC at a sampling frequency of 500 MHz with a 10  $\mu$ s recording time. Broadband waveforms are recorded for all the antennas but the trigger, for which the 33–65 MHz band-pass filter is present as indicated above. For the other antennas, two different broadband configurations have been used during the experiment. The antenna sensitivity rapidly decreases above 100 MHz, thus for analysis purposes, the “full-band” configuration has been restricted to 1–100 MHz and has been used to search for low-frequency counterparts of the transients. The “restricted band” configuration (analog

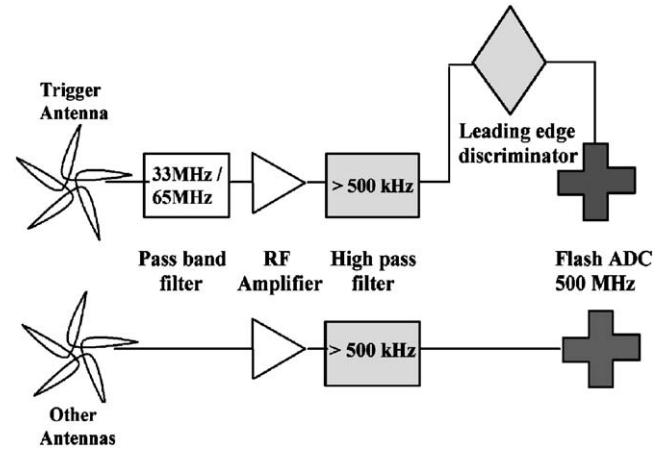


Fig. 7. CODALEMA electronics chain.

filtering between 24 and 82 MHz) presents a better signal-to-noise ratio and has been devoted to the search of weak transients. Table 1 indicates the sensitivity reached by the apparatus for the different configurations.

This trigger sensitivity has to be compared with the expected value for a  $10^{17}$  eV vertical shower with a small impact parameter. The values chosen for  $A$  and  $\tau_1$  are, respectively, 150  $\mu$ V/m and 2 ns (see Section 2.1.2). At this energy, in the frequency band  $\nu_0 \pm \Delta\nu/2 = 50 \pm 15$  MHz, the expected field should give a peak amplitude

$$E_{\text{pk}} = 2|S(\nu_0)|\Delta\nu = 55 \mu\text{V/m}$$

where  $S(\nu_0)$  is the Fourier transform at frequency  $\nu_0$  (see Fig. 2).

This gives a voltage amplitude on the terminal resistance  $R = 50 \Omega$  [7,25]

$$V_{\text{pk}} = E_{\text{pk}} \frac{c}{2\nu_0} \sqrt{\frac{RG}{\pi Z_0}} = 2 \text{ mV}$$

where  $Z_0 = 377 \Omega$  and  $G$  is the overall gain from the antenna to the terminal resistance including the antenna gain (7 dB), the amplifier gain (35 dB) and the attenuation of the line (−7 dB). These values clearly show that the electronic sensitivities in this frequency band are adapted to the requirements for detecting EAS.

Concerning the trigger, it had been found that the background sky noise at Nançay, referred to as  $\sigma_{\text{sky}}$  in this paper, has a standard deviation of 0.5 mV within the frequency band of interest. In order to exclude most of the noise, we chose to set the leading edge discriminator threshold to a value greater than  $4\sigma_{\text{sky}} = 2$  mV which, as shown above, sets the lower energy limit for detection to around  $10^{17}$  eV.

This setup was operated on a regular basis between March 2003 and June 2004. During that time  $3.2 \times 10^3$  h of running time corresponding to  $5.1 \times 10^4$  triggers were accumulated, mostly devoted to setup and optimization of the device (electronics, trigger antenna position, trigger



Table 1  
Electronic sensitivity for the different operating configurations used in the experiment

	Trigger band 33–65 MHz	Full band 1–100 MHz	Restricted band 24–82 MHz
ADC dynamic (mV)	$\pm 8$	$\pm 1200$	$\pm 80$
ADC resolution (mV/bit)	0.0625	9.375	0.625
Sensitivity at 50 MHz ( $\mu\text{V}/\text{m}/\text{bit}$ )	2	300	20

The last row gives the antenna-related electric field sensitivity.

threshold, . . .). However, during the last six months of this period, data were taken for the sole purpose of physics observations. The “full-band” configuration (see Table 1) was used for most of the runs with a trigger threshold ranging from 4 to 10 mV. These runs were devoted to the search for strong electric field pulses in the microsecond range coming either from the sun, Jupiter or storms. These data are currently under analysis. In June 2004, runs devoted to searching for radio emission from EAS were carried out (see next section). Filters were installed on all except the trigger antenna in order to increase the sensitivity (“restricted band” configuration) and the trigger threshold was set to 2 mV.

#### 4. Transient signals

##### 4.1. Trigger rates

In Fig. 8 the average counting rate at Nançay is presented as a function of the trigger level, expressed in units of  $\sigma_{\text{sky}}$ . The counting rate evolves greatly with human activities in the vicinity of the station as well as with the weather conditions. The shaded area corresponds to the measured counting rates. The lower limit was obtained during quiet night runs whereas the upper one corresponds to stormy weather. Even then, the acquisition system’s maximum rate of two events per second is rarely reached. During the quietest nights very low counting rates were obtained, making possible the detection of electric fields as low as  $50 \mu\text{V}/\text{m}$ . Among the events recorded, only a few correspond to an EM wave crossing the apparatus. In order to identify these events, we have compared two event configurations: one using all the recorded events, the second presenting coincidences between the TRG, SE and NW antennas. The procedure used to process the signals from the antennas is presented in Section 5. The cumulative running time obtained with this criterion is shown in Fig. 9 as a function of the instantaneous rate  $f$  which is defined as  $f = 1/\Delta t$ , where  $\Delta t$  is the time between two consecutive events. The figure includes a total of 44 h of data-taking time at a threshold level of  $4\sigma_{\text{sky}}$ .

As can be seen, for both event topologies, the rate was smaller than 10 events per hour for a total of about 30 h. These values can be compared with the background rates observed in Ref. [7], where the first level selection gives an average of more than one transient every  $50 \mu\text{s}$ . Though occasional counting rates greater than one or two

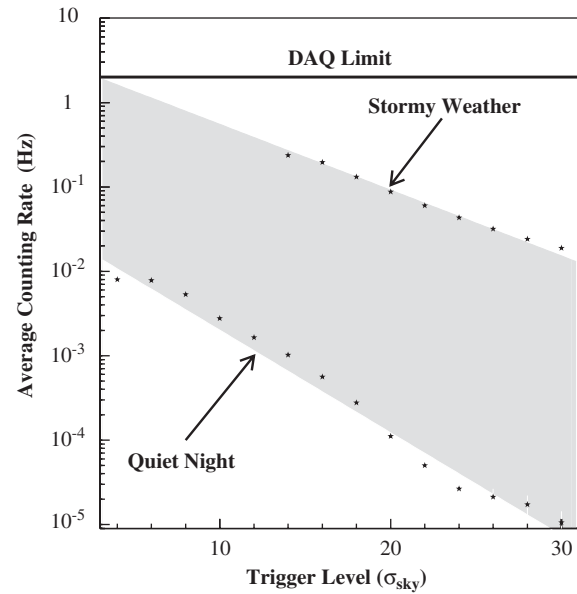


Fig. 8. Evolution of the counting rate as a function of the discriminator threshold.

Hz cannot be excluded with the present setup, Fig. 9 shows that there are large radio-quiet time intervals. The conclusion is therefore that the sky at Nançay during the frequent quiet periods is almost free of electrical transients, even with a low trigger threshold, thus offering excellent conditions for detecting EAS.

##### 4.2. Waveform observation

In Fig. 10 the signal waveforms are shown for all the antennas for a typical event. The trigger pulse determines the origin of the time scale. Due to the variable time-of-flight of the EM signal (the contribution from cosmic rays corresponding to an isotropic primary flux), the time involved in generating the trigger and the effects of cable length, antenna pulses may precede the trigger signal. Consequently, the oscilloscopes were set up to have a  $1 \mu\text{s}$  pre-trigger time. The trigger trace shows an oscillating pulse due to the band-pass filter on this antenna as seen in Section 2.2. For all the other antennas, the expected signal is hidden by the combined contributions from the radio transmitters.

## 5. Signal processing

The first stage of the offline analysis is to find evidence for a transient signal in the wide band channels and to determine its associated time. Then the arrival direction of the incident electric field is deduced if a coincidence is observed involving several antennas.

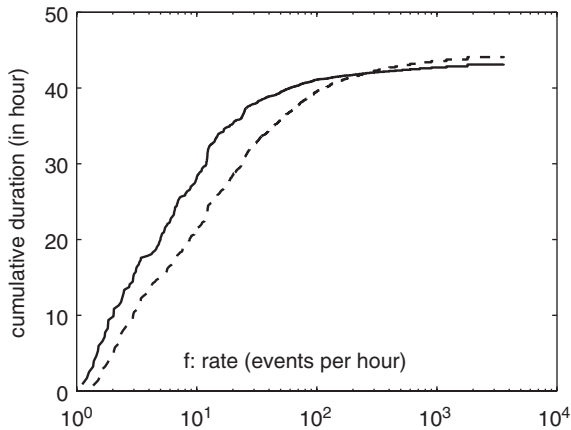


Fig. 9. Cumulative running time at a rate smaller than  $f$  as a function of the instantaneous rate  $f$ , for events with several antennas in coincidence (full line) and for all registered events (dashed line).

Based on shower properties, it is then possible to define criteria for our device to select events from EAS. Finally, in view of a future step of the analysis, a possible method to recover the waveform of the original signal is presented.

### 5.1. Observation of coincidences

In order to reduce the broadcast contributions, we have filtered the data numerically using the same frequency band as for the trigger (33–65 MHz). Such a procedure is expected to enhance the presence of any existing wide band signals. The effect of this band-pass filtering is shown in Fig. 11 for the same event as in Fig. 10. At each end of the time range, spurious oscillations, coming from the Gibbs phenomenon, are further removed by eliminating the two signal extremities (400 ns). In the remaining time window, all antennas show a short oscillating signal, which is characteristic of the result of band-pass filtering on a transient pulse. The timing differences correspond to the propagation times of the wavefront to the different antennas, and also include electronics and cable delays. The signal detected on the Distant antenna (0.8 km from the others) shows that transients can be observed over large distances with our setup.

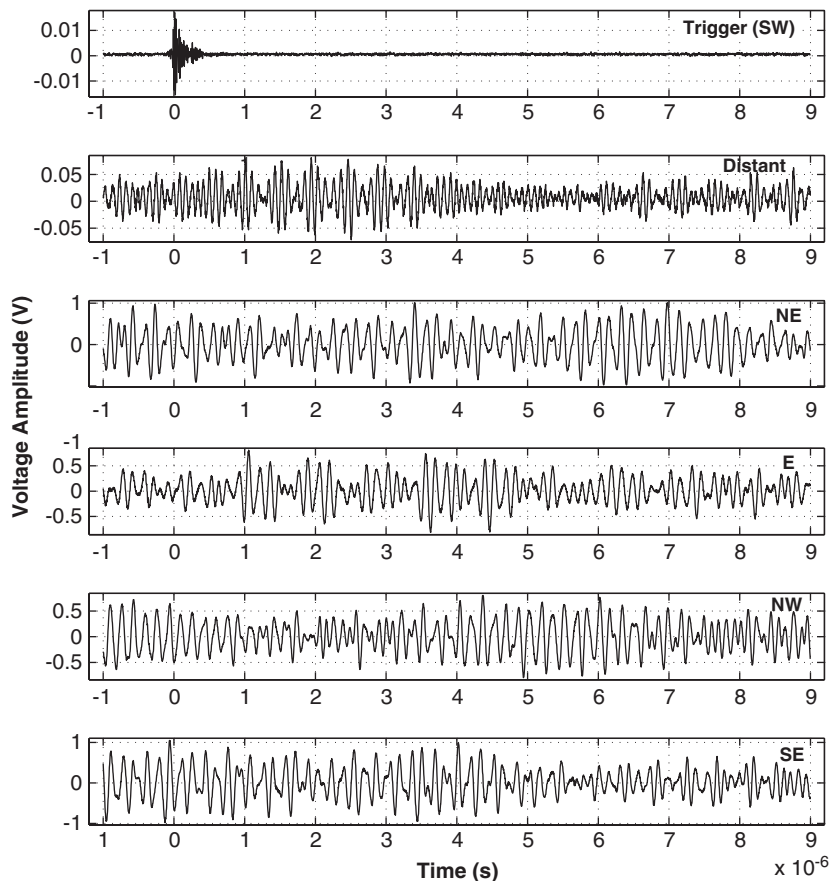


Fig. 10. Waveforms from the six antennas for a typical event. The trigger antenna is filtered while the others are wide-band (see text).

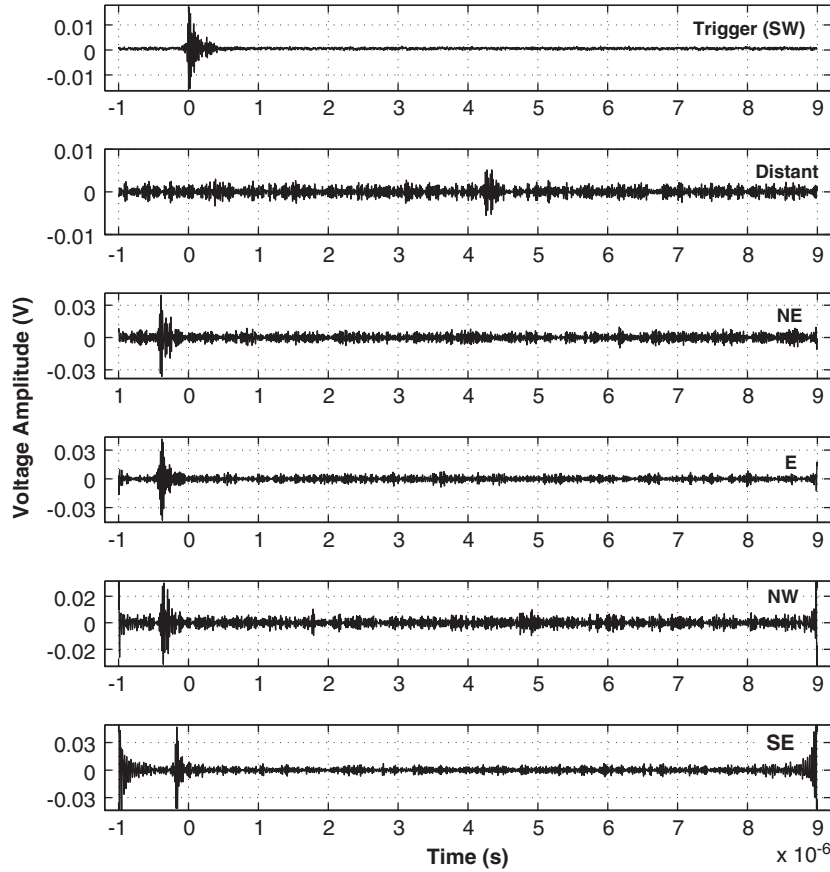


Fig. 11. Coincident transients in the 33–65 MHz band obtained using numerical filtering for the event presented in Fig. 10.

The major advantage of wide band data acquisition is the possibility to filter the signal offline in any desired frequency band. In our case, the low (1–5 MHz) band should be a valuable frequency window (see Section 3.2) to provide additional indications of the presence of broadband transients. However, the limited performance of the ADCs (8 bits) and the bandwidth of the amplifiers used in this phase of the experiment have not yet permitted us to perform such analysis. Currently, new 12 bit ADCs are being installed, and after this upgrade it should be possible to investigate this technique.

5.2. Procedure for transient identification

In order to determine whether a transient pulse is present from a particular antenna, we follow the filtering procedure just described. A threshold is then set such that the signal voltage is required to exceed the average noise, estimated on an event-by-event basis. This approach takes into account differences due to antenna location as well as variations in radio conditions resulting from atmospheric perturbations and human activities.

As already mentioned, filtering the pulse generates an oscillating pattern. In order to treat the positive and negative parts on an equal footing, we use an antenna pulse power variable  $P_i = v_i^2$  where  $i$  is a time index with steps of

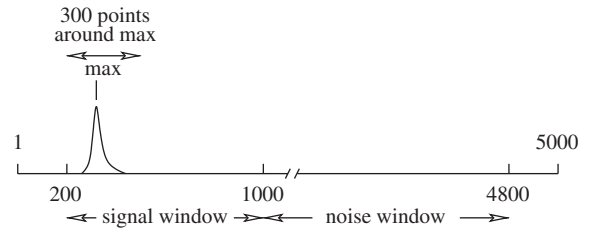


Fig. 12. Time windows used for the determination of signal and noise. The power average is calculated using the interval  $[i_{\max} - 150 : i_{\max} + 150]$ . When the maximum is close to the edge of the signal window, we use either the [200:500] or the [700:1000] interval.

2 ns ( $i = 1-5000$ ) and  $v_i$  is the band-pass filtered pulse voltage at time  $i$ . The procedure is as follows:

- the time range is divided into a signal window ( $i = 200-1000$ ) and a noise window ( $i = 1000-4800$ ) (see Fig. 12);
- in the noise window, the noise average  $\mu_n = \langle P \rangle_{\text{noise}}$  and the standard deviation  $\sigma_n = \sqrt{\langle (P - \mu_n)^2 \rangle_{\text{noise}}}$  are calculated;
- a pulse transient is flagged when the power average  $\mu_s = \langle P \rangle_{\text{signal}}$  in a 300-point time range encompassing the  $P_i$  maximum in the signal window (see Fig. 12) is

significantly greater than  $\mu_n$ , namely:

$$\mu_s \geq \mu_n + k \frac{\sigma_n}{\sqrt{N_s}}$$

where  $N_s$  is the number of points in the time window. The number  $k$  has been adjusted empirically and  $k = 10$  has been found to provide unambiguous rejection of signals that are not pulse-like.

### 5.3. Time tagging and triangulation

The EM propagation time from one antenna to another 100 m away is at most 330 ns (for a horizontal wave). This sets the scale for the delays between two neighboring antennas in the network (excluding the Distant antenna). Due to signal shrinking by Doppler contraction, the pulse rise-time is expected to be small on this time scale. The choice of a particular point on the waveform, e.g. maximum or 10% of the maximum, is therefore not a critical issue in obtaining a reference time. Taking advantage of the correlation that exists between the leading edge of the pulse and the maximum of the oscillation envelope of the filtered signal (see Fig. 3), the pulse arrival time is taken to be the point at which  $P = v^2$  is maximum in the filtered band. The time determination uncertainty due to the filtering is given by half the pseudo-period of the filtered signal and is thus smaller than 20 ns.

The arrival times from the various antennas can then be used to determine the incident direction of the EM wave. With the hypothesis of a far source (at  $10^{17}$  eV, vertical showers have their maxima at an altitude of several km), a plane-wave approximation is appropriate. The plane's orientation is determined by a fitting procedure and requires at least three coincident antennas, since the following relation exists between arrival times  $t_j$ , and antenna positions  $(x_j, y_j, z_j)$ :

$$ct_j = \alpha x_j + \beta y_j + \gamma z_j + ct_0$$

where  $(\alpha, \beta, \gamma)$  is the unit vector giving the EM field incidence direction and  $t_0$  the (unknown) time at which the wavefront plane crosses the origin of the  $(x, y, z)$  frame. Since, for the flat Nançay site, the antennas are considered to lie in a horizontal plane, we take  $z_j = 0$ , and  $\gamma$  cannot be determined directly. The other parameters  $\alpha, \beta$  and  $t_0$  are calculated using a least square fit to minimize the quadratic error

$$\varepsilon^2 = \frac{1}{n_{\text{trig}}} \sum_j f_j \times (ct_j - \alpha x_j - \beta y_j - ct_0)^2$$

where  $f_j$  is 1 or 0 depending on whether a transient is flagged or not on antenna  $j$ , and  $n_{\text{trig}} = \sum f_j$ . When  $n_{\text{trig}} \geq 4$  the value of  $\varepsilon$  gives the residual error. When coincidences occur that involve at least four antennas it is possible to fit

to a spherical wavefront instead of to a plane. However, for a point source located at a distance  $R$ , much larger than the antenna separation  $\Delta$ , the correction is of the order of  $\Delta^2/R$ . This is larger than 10 m for  $\Delta \sim 100$  m only if  $R \leq 1$  km so we consider the plane fit to be quite sufficient for the air showers of interest.

The zenith ( $\theta$ ) and azimuthal ( $\varphi$ ) angles are determined by inverting the relations

$$\alpha = \sin \theta \cos \varphi, \quad \beta = \sin \theta \sin \varphi.$$

### 5.4. Event reconstruction

The capability of the device to reconstruct signal directions is illustrated below using a somewhat atypical data set recorded by CODALEMA consisting of nearly a hundred successive triggers that occurred within a 2 min period. This high trigger rate would suggest that those events are from interference of human or atmospheric origin. In Fig. 13 the wavefront direction for each event is plotted on a sky map. The sequence of points form a trajectory which would correspond to that of a single emitting source moving from north to south above the detector array.

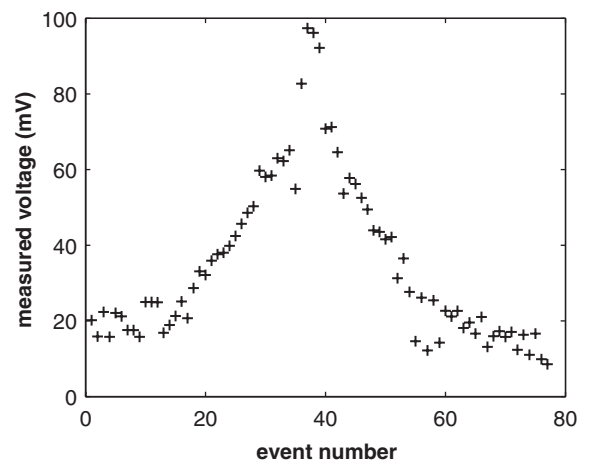
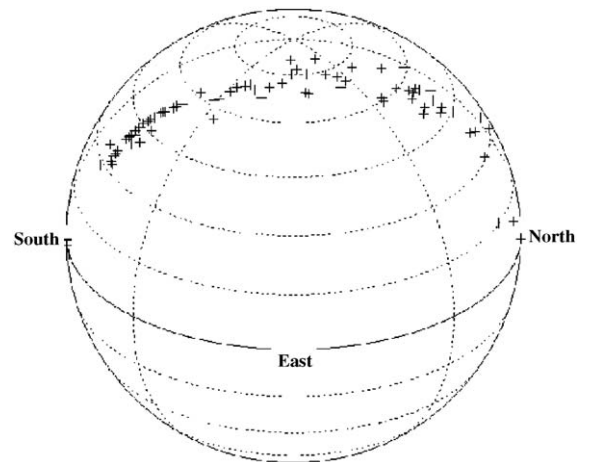


Fig. 13. Up: location in the sky of the mobile source. Down: maximum voltage recorded on one of the antennas during this series of triggers.

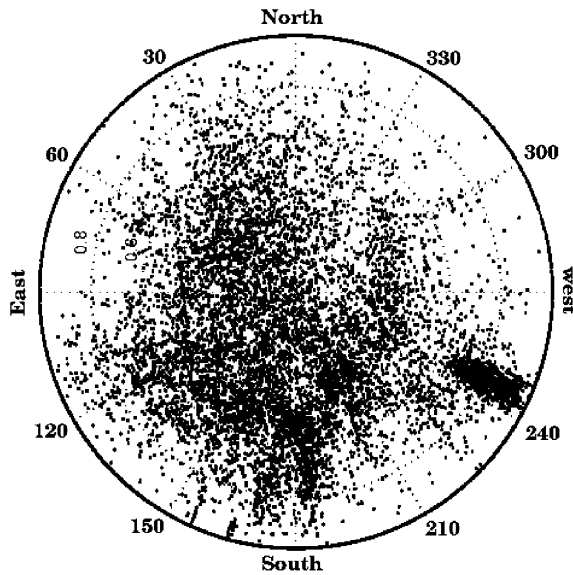


Fig. 14. Projection on the ground plane of the directions of  $11 \times 10^3$  reconstructed events among the  $50 \times 10^3$  recorded by CODALEMA between March 2003 and June 2004. An accumulation of events close to the horizon is visible from the West–South–West due to human activities in the vicinity of the station.

The maximum measured voltage on one of the antennas for this event sequence is plotted to the right in Fig. 13. As expected for a single source moving on a more or less linear trajectory above the detector, the maximum measured voltage increases as the source approaches, then decreases when it moves away. The interpretation of these observations is that the source is an aircraft or possibly a satellite passing over Nançay.

Fig. 14 shows the directional distribution of the 11 000 reconstructed events resulting from a year of data taking.

A substantial number of events had a below-horizon direction and are not plotted in the figure. With the help of a spherical fit, most of these were found to originate from electrical devices located at various points on the Nançay observatory site. For the reconstructed events in the plot, their distribution indicates that the detector array has higher sensitivity for signals coming from the south. This is not surprising since the antennas are inclined to the south (tilting of  $25^\circ$ ) to facilitate observations of the sun and Jupiter.

### 5.5. Event selection

Due to the steep falloff of the cosmic ray flux with energy, most of signals that produce a trigger should correspond to  $10^{17}$  eV EAS (see Section 2.1.2). Based on the properties of these showers, any such events must fulfill several conditions. At this energy, showers with small impact parameters, i.e. whose axis is close to or inside the square formed by the four DAM antennas, are expected to provide the largest signal amplitudes. As a consequence, the presence of tagged signals on the four antennas constitutes the first experimental criterion (referred to as

“square”) required to select events from EAS. In addition, the Distant antenna would only be tagged by very energetic and very unlikely events or by interference caused by kilometer-scale RF perturbations. Consequently, the absence of tagged signals from this antenna gives the second criterion (referred to as “not distant”) that must be fulfilled. Finally, since at small impact parameters the electric field is maximum for vertical showers, we require as an additional condition (referred to as “ $\theta \leq 45^\circ$ ”), that the zenith angle be less than  $45^\circ$ . This last criterion also helps us to remove interference that tends to come from the ground level or low elevations.

The best performance was reached using the restricted band (24–82 MHz) with a low trigger threshold (2 mV). The necessary conditions for satisfactory operation were satisfied only during a few nights (see Section 3.3). A careful study of these runs was undertaken and the events were classified using several criteria. The resulting distributions are presented in Fig. 15. It turns out that only 3% of the  $3 \times 10^3$  events meet the combined criterion “square & not Distant &  $\theta \leq 45^\circ$ ”.

The next step in the selection process was to remove any event containing something “suspicious” such as multiple transient pulses within the  $10 \mu\text{s}$  data record, long duration transient signals ( $> 1 \mu\text{s}$ ) or pulses coming from almost the same location in the sky occurring each day around the same time. This was done on an event-by-event basis. Finally after this very severe scrutiny of candidates, only one event from this data subset appears as a possible EAS candidate (see Fig. 16). This result would seem to be compatible with the cosmic ray flux for energies  $\geq 10^{17}$  eV which is  $0.2/\text{km}^2/\text{h}/\text{sr}$ ; taking the solid angle corresponding to  $\theta \leq 45^\circ$  and a surface of collection in the range  $0.01\text{--}0.1 \text{ km}^2$  leads to counting rates from one per 10 days up to one per day. Only further data taking under our best sensitivity conditions together with coincident information from particle detectors will provide us with a better understanding of the acceptance of our device and lead to the appropriate criteria for EAS identification with a self-triggering radio setup.

### 5.6. Waveform restoration

Waveform information cannot be recovered from the frequency-filtered data, but knowledge of the waveform is mandatory for a complete physical analysis which could contribute to the characterization of the primary cosmic ray. The present section is devoted to discussing possible processing tools able to recover the pulse shape from the raw data.

A typical signal and the radio noise spectrum are shown in Figs. 10 and 6, respectively. In principle, after transient detection, signal recovery could be achieved by eliminating the various transmitter lines from the frequency spectrum. A simple way to do this is to make a direct subtraction of a noise spectrum derived from the “noise window” from the equivalent “noise + signal” spectrum obtained from the

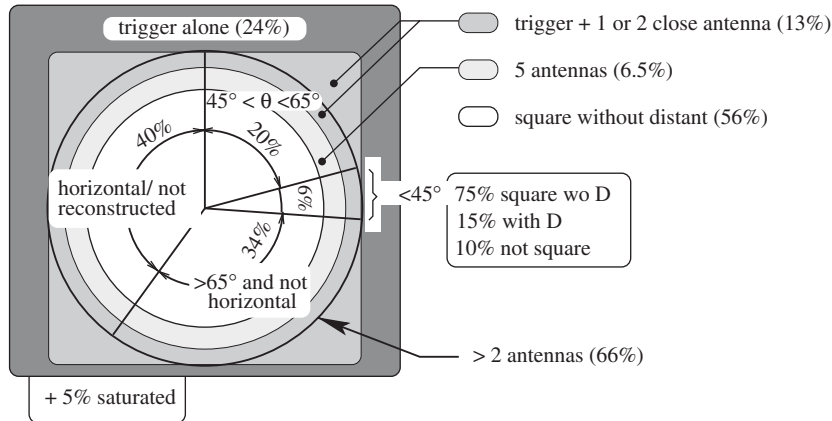


Fig. 15. Sketch of the selection cuts used to find the EAS candidates and the corresponding distributions of the event topologies.

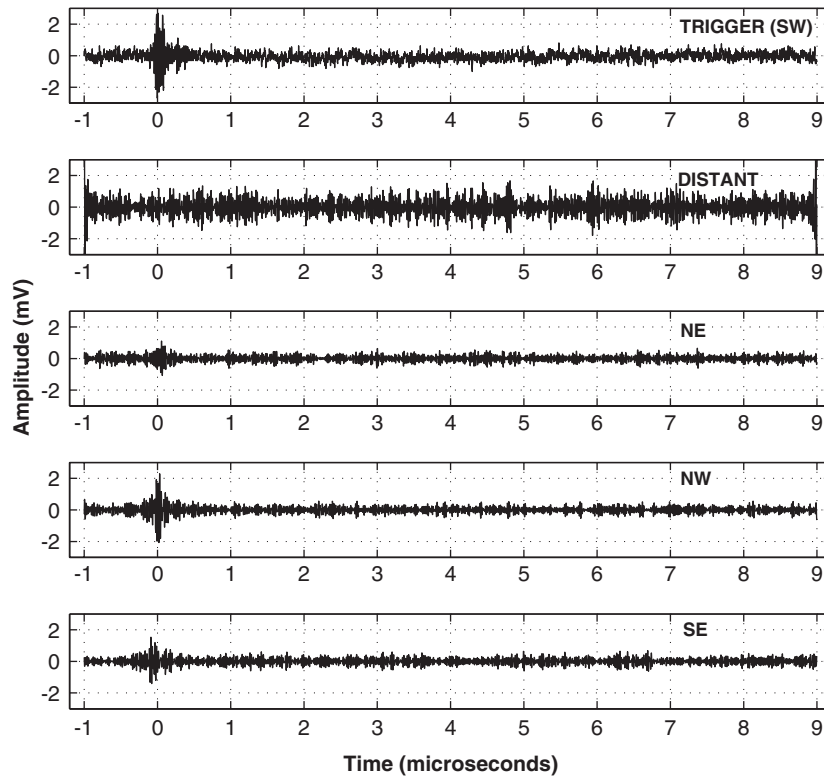


Fig. 16. Air shower candidate signals after filtering in the 33–65 MHz band for the event fulfilling all our criteria. The reconstructed direction is  $\theta = 41^\circ$  and  $\phi = 161^\circ$ .

“signal window” (see Section 5.2). It was found that this gives poor results due to the strong variability of AM transmitter amplitudes in the 6–25 MHz frequency range. Only signals in the FM band show amplitude stability during the 10  $\mu$ s time window. A second difficulty with the strong AM frequency components inherent to the time-bounded nature of data is the leakage phenomenon [26] illustrated in Fig. 17. It can be considerably reduced by performing amplitude limiting on the strongest components above an appropriate threshold [7]. This threshold value is not constant, because reception conditions can

vary from one event to another. Taking advantage of the great stability of FM transmitter amplitudes in the 10  $\mu$ s record, the amplitude limiting threshold was set at a quarter of the peak value in the FM band. This simple shrinkage method gives excellent results for reducing the leakage phenomenon.

However, though a strong transient could possibly be made visible with this technique, its shape is always modified by AM and FM transmitter residuals. In order to clean the signal, a subsequent processing step is necessary. One possibility is to extract the waveform

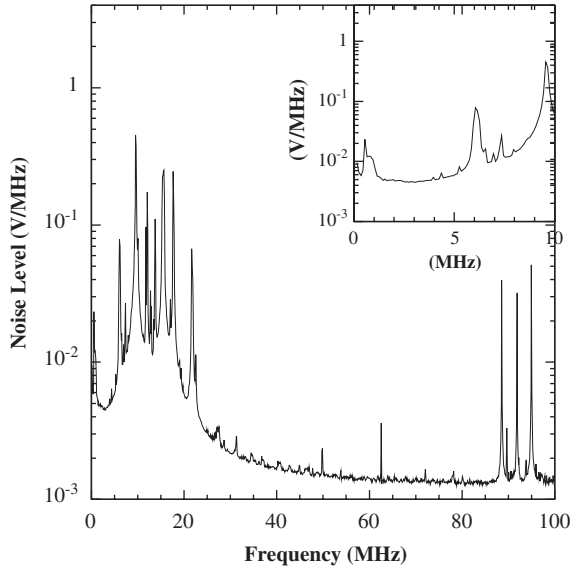


Fig. 17. Mean direct Fourier transform of 900 10  $\mu$ s noise snapshots measured at Nançay as a function of the frequency. The inset presents a zoom of the curve for frequencies below 10 MHz. The leakage phenomenon is clearly visible in the shape of the spectrum (to be compared with the power spectral density presented in Fig. 6).

characteristics from the measured frequency spectrum assuming a simple analytical expression for the pulse shape.

As noted in Section 2, the analytical expression of the pulse given by Eq. (2) can be simplified for this purpose. For vertical air showers with small impact parameters, those which give rise to the largest radio signals,  $\tau_2$  is expected to be much greater than  $\tau_1$ . Furthermore, since the frequency band 24–82 MHz lies above  $1/(2\pi\tau_1)$ , the  $\tau_2$  term gives only a negligible contribution to the Fourier transform in this band and it is neglected. The modulus of the Fourier transform vs frequency  $\nu$  then can be written

$$|S(\nu)| = \frac{Ae^2\tau_1}{2} \frac{1}{(1 + 4\pi^2\nu^2\tau_1^2)^{3/2}}. \quad (3)$$

A least squares fit of the spectrum using this expression provides values for  $\tau_1$  (in ns) and for the amplitude factor  $A$  (in volts), thus determining the shape of  $S(\nu)$  at all frequencies.

As an example, Fig. 18 illustrates the whole process applied to a simulated signal made up of a typical noise record from one antenna, to which has been added a transient beginning at 0 ns whose shape is given by formula 2. For the full-band configuration the signal is recovered reasonably well for a minimum pulse amplitude of 50 mV and  $\tau_1 \geq 2$  ns. At the moment, the limitation in using this technique experimentally is set principally by our poor ADC resolution. Considering electronic and antenna gains, this sets a lower limit on the peak electric field value of 1.4 mV/m. The method can be used on data from the restricted band for  $A \geq 5$  mV and  $\tau_1 = 2$ –8 ns.

This process was applied to the EAS candidate signal of Fig. 16, and gave peak amplitudes  $A$  and rise-times  $\tau_1$  of 16 mV and 4.0 ns, 16 mV and 7.7 ns, and 13 mV and 3.6 ns for the NE, NW and SE antennas, respectively. Considering the overall gain factor of the reception chain, the electric field that triggered had a peak value of about 0.4 mV/m.

## 6. Coincidence measurements

In order to investigate possible correlations between measured radio transients and air showers, four stations of particle detectors acting as a trigger have been added. This new setup, including a new antenna configuration, is shown in Fig. 19. It uses seven log-periodic antennas with their electronics (see Section 3.3). To get enough sensitivity with our ADCs, all the antenna signals are band-pass filtered (24–82 MHz). In this configuration, all the antennas are treated identically.

### 6.1. Particle detectors

The trigger corresponds to a fourfold coincidence within 600 ns from the particle detectors. These were originally designed as a prototype detector element for the Auger array, consisting of four plastic scintillator modules [27]. Each 2.3 m<sup>2</sup> module (station) has two layers of acrylic scintillator, read out by a single photomultiplier placed at the center of each sheet. The photomultipliers have copper housings providing EM shielding. The signals from the upper layers of the four stations are digitized (8-bit ADC, 100 MHz sampling frequency, 10  $\mu$ s recording time).

A station produces a signal when a coincidence between the two layers is obtained within a 60 ns time interval. This results in a counting rate of around 200 Hz. The rate of the fourfold coincidence of the four stations is about 0.7 events per minute, corresponding almost entirely to air shower events. The four stations are located close to the corners of the DAM array, and in this configuration the particle detectors delimit an active area of roughly  $7 \times 10^3$  m<sup>2</sup>. Using arrival times from the digitized PMT signals, it is possible to determine the direction of the shower by triangulation with a plane fit (same procedure as Section 5.3). From the arrival direction distribution, a value of  $16 \times 10^3$  m<sup>2</sup>  $\times$  sr is obtained for the acceptance, which corresponds to an energy threshold of about  $1 \times 10^{15}$  eV.

### 6.2. Event analysis

For each fourfold coincidence from the particle detectors, the seven antenna signals are recorded. Due to the relatively low-energy threshold of the trigger system, only a small fraction of these air shower events is expected to be accompanied by significant radio signals.

To identify these events, an offline analysis (see Section 5) is made. When at least three antennas are flagged it becomes possible to apply a triangulation

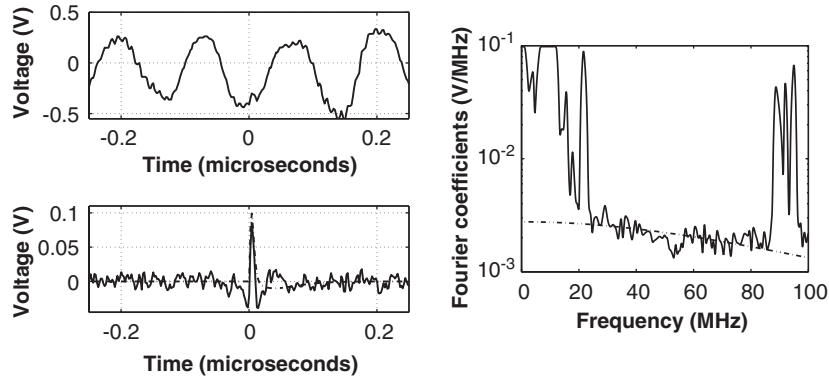


Fig. 18. Illustration of signal shape recovery by spectrum fitting. Top left: simulated signal, made up of a typical recorded noise sequence and a pulse added at 0 ns. Bottom left: reconstructed signal in the time domain. The pulse is made visible, though its shape is slightly modified with respect to the simulated one (dash-dotted line). Right: envelope of the Fourier transform modulus (solid line) together with its fit in the 24–82 MHz band (dash-dotted line) after amplitude limiting of the coefficients in the AM transmitter band.

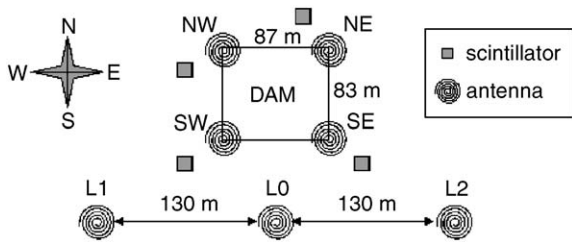


Fig. 19. CODALEMA setup for the second phase. The particle detector acts as a trigger with a fourfold coincidence requirement.

procedure and the event is declared to be a radio candidate if the arrival direction obtained is above the horizon.

The counting rates are the following: 1 event per hour for a single antenna-trigger coincidence, 1 event every 2 h for a threefold antennas-trigger coincidence. This indicates that the energy threshold for radio detection is substantially higher than that of the particle array and also that the antennas do not regularly pick up electrical signals related to particle detector activity. Of course, in the  $2\ \mu\text{s}$  window where the search is conducted, a radio transient can occur which is not associated with the air shower. Being uncorrelated, such events should have a uniform arrival time distribution. The next step in the analysis was therefore to study the arrival time distribution of radio signals.

For radio events that originate from air showers (and possibly from scintillator activity), the radio-particle correlation should manifest itself as a peak in the antenna arrival time distribution, the time reference being furnished by the particle trigger. The width of the raw distribution is primarily determined by the shower arrival direction variation and thus depends on the antenna locations with respect to the particle detectors. For a vertical shower, detectors and antennas will be hit essentially at the same time, neglecting small delays related to the curvature and width of the shower front or small differences between the EM wave and shower particle propagation times. On the

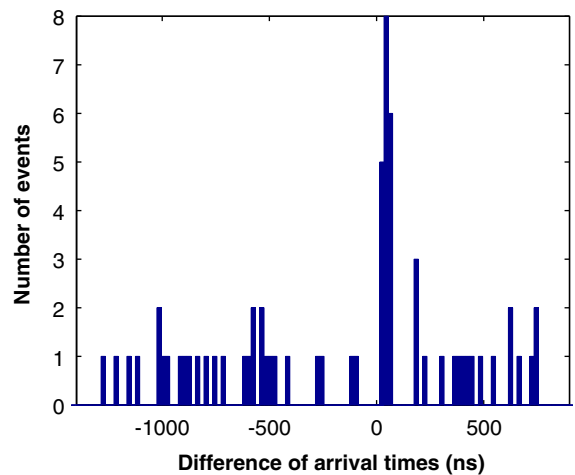


Fig. 20. Time delay between the radio plane front and the particle plane front.

other hand, in the extreme case of a horizontal event coming from the SW direction, the L1 antenna (see Fig. 19) can receive a signal  $0.7\ \mu\text{s}$  before the scintillator located at the NE corner of the DAM array. The time of passage of the radio wavefront through a reference point is compared to the particle front time extracted from the scintillator signals. This time delay distribution is shown in Fig. 20. The data correspond to 59.9 acquisition days and 70 antenna events. A very sharp peak (a few tens of nanoseconds) is obtained showing an unambiguous correlation between certain radio events and the particle triggers. This peak is not exactly centered on zero, the mean value being about 40 ns. The systematic error on these time differences, due to inaccuracies in determining signal times has been estimated to be around 20 ns. The delay between the electric field and particle shower times could be measured with our apparatus, though more thorough studies and higher statistics will be necessary. As expected, there is also a uniform distribution in the  $2\ \mu\text{s}$  window corresponding to accidentals.



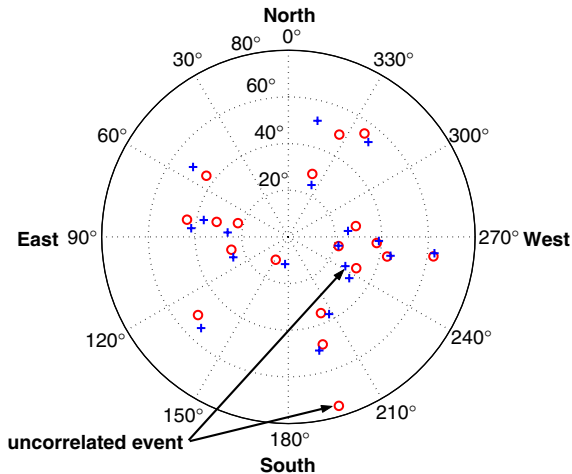


Fig. 21. Event arrival directions. The circles indicate directions reconstructed from antenna signals whereas the crosses correspond to directions given by the scintillators. Except for the marked event, each circle is associated with the nearest cross.

A similar arrival time correlation would also have been obtained if the signal on each antenna had been directly induced by a nearby particle detector. However, in the present configuration, such an effect can be excluded since three of the seven antennas, which detect signals comparable to those from the other antennas, are not located close to particle detectors. Moreover, it has been verified that no correlation exists between high photomultiplier signal amplitude and the presence of antenna signals.

Finally, if the time-correlated events correspond to EAS, they must also have correlated arrival directions. Fig. 21 shows, for the 19 events located in the main peak of Fig. 20, the arrival directions reconstructed from both scintillator and antenna data. Except for one event, each antenna direction is associated with the nearest scintillator value. The distribution of the angle between the two reconstructed directions is as expected, i.e., a Gaussian centered on zero multiplied by a sine function coming from the solid angle factor. The standard deviation of the corresponding Gaussian is about 4 degrees. The one event with a much bigger angular difference is certainly an accidental. The arrival direction given by the antennas is close to the horizon, which is typical of events from radio interference due to human activity. Moreover, the presence of one chance event in the peak is compatible with the observed uniform distribution in the  $2\mu\text{s}$  window.

These results strongly support the claim that electric field transients generated by EAS have been measured with CODALEMA, and that the incident direction of the primary cosmic ray can be reconstructed from the arrival times of radio signals.

For the 18 EAS events of Fig. 21 the antenna multiplicity varies from 3 to 7 and the electric field amplitude of the filtered signals goes up to  $1.2\text{mV/m}$ . This signal level corresponds to typical values expected for air shower energies in the  $10^{17}\text{eV}$  range [4].

In order to obtain a rough estimate for the energy threshold of the present experimental setup, we suppose that the acceptance is the same for the two types of detectors (i.e.  $16 \times 10^3\text{m}^2 \times \text{sr}$ ). The observed event rate then leads to an approximate energy threshold of  $5 \times 10^{16}\text{eV}$ , using the  $1/E^2$  power law of the integral cosmic ray flux.

## 7. Conclusion

The CODALEMA experiment at the Nançay Radio Observatory in central France has shown that this site offers a very good electromagnetic environment for the observation of transient signals with broadband frequency characteristics. Investigation covering a wide frequency span conjugated with numerical filtering and event-by-event noise estimates are the main features which have been implemented in the transient identification procedure.

Convincing evidence has been given for the observation of radio signals associated with extensive air showers by CODALEMA using the coincidence measurements. The originality of this method lies in the possibility of our antenna array to work in a self-triggering mode. In particular, we have shown that our antenna array and analysis methods can be used successfully to produce time values and topological information to reconstruct the arrival direction and event waveform. The present results clearly demonstrate the interest of a complete re-investigation of the radio-detection method proposed by Askar'yan in the 1960s when the performance of the computing and electronics equipment then available was insufficient to identify clearly transient signals from EAS and to discriminate against background.

Improvements in the experimental setup that are in progress include, firstly, additional scintillators to be installed at Nançay to make possible the determination of the shower energy and core position. Two antennas will also be added on each side of the existing W–E line, thereby increasing its length to 600 m providing better sampling of the radio shower signal extension. In a second step, the sensitivity of the array will be increased by the use of 12-bit encoding. This will allow us to record the full 1–100 MHz frequency band and thus to infer shower parameters from the full signal shape. Shower parameters could then be inferred from the signal shape. A dedicated processing tool is being built both for detection and waveform recovery.

In a subsequent upgrade, it is planned to increase the antenna area by the installation of dipole antennas equipped with active front-end electronics. This front-end will use a dedicated ASIC amplifier (gain 35 dB, 1–200 MHz bandwidth,  $1.3\text{nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ ) currently under test. Furthermore, future antennas will be self-triggered and self-time-tagged, coincident events being recognized offline.

The latter point is part of current investigations concerning the feasibility of adding radio-detection techniques to an existing surface detector such as the Pierre Auger Observatory. The radio signals should provide

complementary information about the longitudinal development of the shower, as well as the ability to lower the energy threshold (depending on the antenna array extension).

Considering that radio detection is expected to offer several specific advantages such as a high duty cycle and a large sensitive volume at moderate cost, this method opens up new prospects for supplementing existing large hybrid detection arrays such as the Pierre Auger Observatory in view of elucidating the enigma surrounding the origin of the highest energy cosmic rays.

## References

- [1] Auger Collaboration, Pierre Auger Project Design Report, second ed., November 1996, revised March 1997, Fermilab, 1997 (available from (<http://www.auger.org>)); J.W. Cronin, *Rev. Mod. Phys.* 71 (1999) S165.
- [2] G.A. Askar'yan, *Soviet Phys. J.E.T.P.* 14 (1962) 441.
- [3] P. Bhattacharjee, G. Sigl, *Phys. Rep.* 327 (2000) 109.
- [4] H.R. Allan, in: J.G. Wilson, S.A. Wouthuysen (Eds.), *Progress in Elementary Particle and Cosmic Ray Physics*, North-Holland, Amsterdam, 1971, p. 169.
- [5] N. Hayashida, et al., *Phys. Rev. Lett.* 73 (1994) 3491; M. Takeda, et al., *Phys. Rev. Lett.* 81 (1998) 1163.
- [6] D.J. Bird, et al., *Phys. Rev. Lett.* 71 (1993) 3401; D.J. Bird, et al., *Astrophys. J.* 441 (1995) 144.
- [7] K. Green, J.L. Rosner, D.A. Suprun, J.F. Wilkerson, *Nucl. Instr. and Meth. A* 498 (2003) 256.
- [8] A. Horneffer, H. Falcke, A. Haungs, K.H. Kampert, G.W. Kant, H. Schieler, in: T. Kajita et al. (Eds.), *Proceedings of the 28th International Cosmic Ray Conferences (ICRC 2003)*, Tsukuba, Japan, 31 July–7 August 2003, Universal Academic Press, Inc. Tokyo, Japan, 2004, P. 969; H. Falcke, P. Gorham, *Astropart. Phys.* 19 (2003) 477.
- [9] (<http://www.lofar.org>).
- [10] A. Badea et al., *Proceedings of the 5th Cosmic Ray International Seminar: GZK and Surroundings, CRIS 2004, Catania, Italy, 2004*, astro-ph/0409319, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* 136 (2004) 384.
- [11] O. Ravel, R. Dallier, L. Denis, T. Gousset, F. Haddad, P. Lautridou, A. Lecacheux, E. Morteau, C. Rosolen, C. Roy, *Proceedings of the 8th Pisa Meeting on Advanced Detectors "Frontier Detectors for Frontier Physics"*, *Nucl. Instr. and Meth. A* 518 (2004) 213.
- [12] R. Dallier, L. Denis, T. Gousset, F. Haddad, P. Lautridou, A. Lecacheux, E. Morteau, O. Ravel, C. Rosolen, C. Roy, in: F. Combes, et al. (Eds.), *SF2A 2003 Scientific Highlights*, EDP Sciences, 2003.
- [13] A. Belletoile, D. Ardouin, D. Charrier, R. Dallier, L. Denis, P. Eschstruth, T. Gousset, F. Haddad, J. Lamblin, P. Lautridou, A. Lecacheux, D. Monnier-Ragaine, A. Rahmani, O. Ravel, in: F. Combes, et al. (Eds.), *SF2A 2004 Scientific Highlights*, EDP Sciences, 2004, astro-ph/0409039 (2004).
- [14] D. Saltzberg, P. Gorham, D. Walz, C. Field, R. Iverson, A. Odian, G. Resch, P. Schoessow, D. Williams, *Phys. Rev. Lett.* 86 (2001) 2802.
- [15] J.A. Adams, et al., *Proceedings of the 4th Tropical Workshop on Particle Physics and Cosmology: Neutrinos, Flavor Physics and Precision Cosmology*, Cairns, Queensland, Australia, 9–13 June 2003, *AIP Conference Proceedings*, vol. 689, 2003, pp. 3–15.
- [16] P.W. Gorham, K.M. Liewer, C.J. Naudet, *Proceedings of the 26th International Cosmic Ray Conference, Salt Lake City, Utah, 17–25 August 1999*, vol. 2, pp. 479–482, astro-ph/9906504.
- [17] F.D. Kahn, I. Lerche, *Proc. R. Soc. A* 289 (1966) 206.
- [18] T. Huege, H. Falcke, *Astron. Astrophys.* 412 (2003) 19; T. Huege, H. Falcke, astro-ph/0409223.
- [19] J.D. Jackson, *Classical Electrodynamics*, Wiley, New York, 1975.
- [20] T. Gousset, O. Ravel, C. Roy, *Astropart. Phys.* 22 (2004) 103.
- [21] D.A. Suprun, P.W. Gorham, J.L. Rosner, *Astropart. Phys.* 20 (2003) 157.
- [22] D. Ardouin, A. Belletoile, D. Charrier, R. Dallier, L. Denis, P. Eschstruth, T. Gousset, F. Haddad, J. Lamblin, P. Lautridou, A. Lecacheux, D. Monnier-Ragaine, A. Rahmani, O. Ravel, *Proceedings of the 19th European Cosmic Ray Symposium, Florence, 2004*, astro-ph/0412211.
- [23] ([http://www.obs-nancay.fr/html\\_fr/decametr.htm](http://www.obs-nancay.fr/html_fr/decametr.htm))
- [24] J. Lamblin, O. Ravel, C. Medina, *Internal report SUBATECH 03/2005*.
- [25] J.D. Kraus, *Antennas*, McGraw-Hill, New York, 1988.
- [26] W.H. Press, S.A.J.D. Teukolsky, W.T. Vetterling, B.P. Flannery, *Numerical Recipes in C*, Cambridge University Press, Cambridge, 1992.
- [27] M. Boratav, J.W. Cronin, B. Dudelzak, P. Eschstruth, P. Roy, V. Sahakian, Z. Strachman, *The AUGER Project: First Results from the Orsay Prototype Station*, *Proceedings of the 24th ICRC, Rome, 1995*, p. 954.

# Radioelectric field features of extensive air showers observed with CODALEMA

D. Ardouin<sup>a</sup>, A. Bellétoile<sup>a</sup>, D. Charrier<sup>a</sup>, R. Dallier<sup>a</sup>, L. Denis<sup>b</sup>, P. Eschstruth<sup>c</sup>,  
T. Gousset<sup>a</sup>, F. Haddad<sup>a</sup>, J. Lamblin<sup>a</sup>, P. Lautridou<sup>a,\*</sup>, A. Lecacheux<sup>d</sup>,  
D. Monnier-Ragaine<sup>c</sup>, O. Ravel<sup>a</sup>, T. Saugrin<sup>a</sup>, S. Valcares<sup>a</sup>

<sup>a</sup> SUBATECH, IN2P3-CNRS, Université de Nantes, Ecole des Mines de Nantes, Nantes, France

<sup>b</sup> Station de Radioastronomie, Nançay, France

<sup>c</sup> LAL, IN2P3-CNRS, Université de Paris Sud, Orsay, France

<sup>d</sup> LESIA, Observatoire de Paris-CNRS UMR 8109, Meudon, France

Received 7 April 2006; received in revised form 5 July 2006; accepted 14 July 2006

Available online 15 August 2006

## Abstract

Based on a new approach to the detection of radio transients associated with extensive air showers induced by ultra-high-energy cosmic rays, the experimental apparatus CODALEMA is in operation, measuring about 1 event per day corresponding to an energy threshold  $\sim 5 \times 10^{16}$  eV. Its performance makes possible for the first time the study of radio-signal features on an event-by-event basis. The sampling of the magnitude of the electric field along a 600 m axis is analyzed. It shows that the electric field lateral spread is around 250 m (FWHM). The possibility to determine with radio both arrival directions and shower core positions is discussed.

© 2006 Elsevier B.V. All rights reserved.

PACS: 95.55.Jz; 95.85.Ry; 96.40.-z

Keywords: Radio detection; Ultra-high-energy cosmic rays

## 1. Introduction

Radio emission associated with the development of extensive air showers (EAS) was investigated in the 1960s [1,2]. A flurry of experiments provided initial information about signals from  $10^{17}$  eV cosmic rays [3], but plagued by difficulties (poor reproducibility, atmospheric effects, technical limitations) efforts almost ceased in the late 1970s while ground particle [4] and fluorescence [5] detector work continued. With the growing interest for ultra-high-energy cosmic ray (UHECR) research involving giant surface detectors [6], radio detection however appears as a promising tool for future apparatus considering its specific

advantages: low-cost, high duty cycle and sensitivity to the longitudinal development of the showers. Although the rebirth of radio pulse investigation [7–11] is recent, first available results [12,13] demonstrate the feasibility of EAS radio detection.

The CODALEMA (cosmic ray detection array with logarithmic electromagnetic antennas) experiment, located at the Nançay radio observatory [14], is a part of this new effort. Its originality lies in completely recording the form of the transient radio signals together with sampling the electric field over a few hundred meters range on the ground. This makes possible both the determination of arrival times and directions of radio pulses and the study of their field amplitude impact parameter dependences. The measurement of UHECR around  $10^{20}$  eV is the admitted goal of such experimental development, but a proof-of-principle demonstration at such a large energy would suffer

\* Corresponding author.

E-mail address: [lautrido@in2p3.fr](mailto:lautrido@in2p3.fr) (P. Lautridou).

from a lack of statistics without an extensive antenna array. This point can be circumvented in a first stage by working around  $10^{17}$  eV where a measurable signal amplitude [3,15] is expected at not too large distances from the shower core. Considering a vertical shower falling upon the detector, the predicted transient should reach  $150 \mu\text{V/m}$  with a 10 ns FWHM duration for  $10^{17}$  eV cosmic rays [3,7,13]. Transposed in the frequency domain, the corresponding pulse spectrum should extend from 1 to 100 MHz. Thus, with a wide band antenna it should be possible to recover the original pulse shape, allowing for energy determination and providing information on the nature of the primary particle with minimal assumptions concerning its electromagnetic shower- signature. The design of CODALEMA is based on these expectations.

CODALEMA has already provided firm evidence for a radio emission counterpart of EAS with an estimated energy threshold of  $5 \times 10^{16}$  eV [13]. In the present paper, we extend the characterization of EAS candidates giving special attention to the electric field pattern observed on an event-by-event basis. The experimental set-up is described in Section 2 and general event properties are given in Section 3. The selection of EAS radio candidates is discussed in Section 4. Section 5 is the central part of the present study and details first observations on EAS electric field lateral distributions from a few illustrative examples. Section 6 discusses frequency dependences. Some conclusions are given in Section 7.

## 2. The CODALEMA experiment

The technical characteristics of the detector along with detection and analysis methods have been extensively described in Ref. [13]. As shown in Fig. 1, the set-up uses 11 log-periodic antennas of the Nançay Decameter Array DAM [14] and four particle detectors originally designed as prototypes for the Pierre Auger Observatory [16]. Four of the antennas, namely NE, SE, SW and NW, are located at the corners of the Decameter Array (a rectangle of  $87 \text{ m} \times 83 \text{ m}$ ). In order to investigate the electric field spread, the main improvement, as compared to the previous apparatus [13], lies in the instrumentation of an East–West line, 608 m long, 40 m South of the SW–SE antenna axis. This long baseline is equipped with seven

antennas with a sampling interval of 87 m from L1 to L5 and L2 to L6 and 130 m for L0, L1 and L2.

All the antennas are linked, after radio frequency (RF) signal wide band amplification (35 dB), via low loss coaxial cables (SUHNER S12272-04) to LeCroy digital oscilloscopes (8 bit ADC, 500 MHz sampling frequency, 10  $\mu\text{s}$  recording time). To get enough sensitivity to fast transients with these ADCs, the antennas are band-pass filtered (24–82 MHz) so that the ADCs are not required to handle large amplitude, low-frequency interference.

Each  $2.3 \text{ m}^2$  particle detector module (station) has two layers of acrylic scintillator, read out by a photomultiplier located at the centre of each sheet. The photomultipliers have copper housings and it has been verified [13] that no correlation exists between individual photomultiplier signals and the presence of antenna signals. The coincidence between the top and bottom layers is obtained within a 60 ns time interval with a counting rate of 200 Hz per station. The whole experiment is triggered by a fourfold coincidence from the stations in a 600 ns time window. The corresponding counting rate is around 0.7 events per minute.

## 3. General properties of the recorded events

The directions of the particle showers are determined by triangulation, using arrival times from the digitized photomultiplier signals and assuming the particle wavefront is a plane. The angular acceptance of the trigger device can be studied by calculating its counting rate as a function of the zenith angle  $\theta$  (see Fig. 2). A satisfactory description of the data is obtained using a  $2\pi \sin\theta \cos^2\theta$  behavior multiplied by a Fermi–Dirac function (solid curve in Fig. 2). The latter contribution takes into account the extinction at the detector location of large zenith angle EAS [17]. Thus, the effective sky coverage extends up to  $60\text{--}70^\circ$  zenith angles. In addition, the azimuthal angle distribution behaves as expected for our set-up. The absence of anomalies in these distributions leads us to conclude that satisfactory performance is achieved for triggering the radio array.

For each fourfold coincidence from the particle detectors, the 11 antenna signals are recorded. Due to the relatively low energy threshold, only a small fraction of these

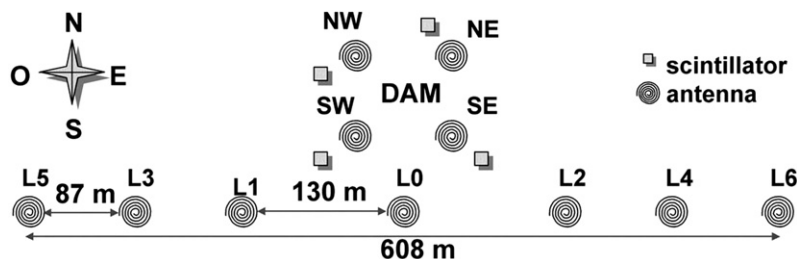


Fig. 1. Current CODALEMA set-up. The particle detectors (scintillators) act as a trigger with a fourfold coincidence requirement. The 608 m long baseline in the East–West direction makes possible measurements of the electric field profile.

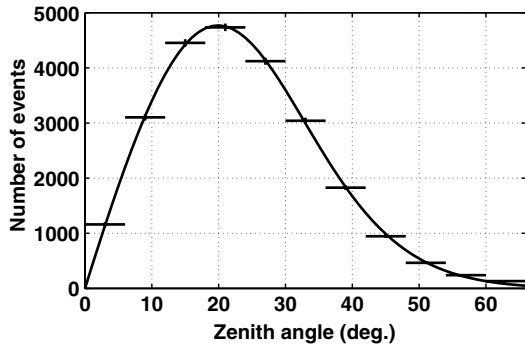


Fig. 2. Cosmic ray counting rate measured during 2314 h as a function of the zenith angle. The fall-off observed at low elevation is related to the decrease of the effective size of the array and detectors as well as to an increase of the detection energy threshold for the most inclined showers.

air shower events is expected to be accompanied by significant radio signals. Recognition of radio transients is made by offline analysis using first a 37–70 MHz digital filter. The maximum voltage is then searched for in a  $2 \mu\text{s}$  wide time window correlated to the trigger time. The average noise and its standard deviation are calculated, for each antenna and each event, in a  $7.2 \mu\text{s}$  wide time window out of the signal one. More details about the resulting signal determination and the corresponding threshold criterion based on the individual event noise can be found in Ref. [13]. When at least three antennas are flagged, a triangulation procedure calculates the arrival direction of the radio wave using a plane wavefront assumption. At this level of selection, the counting rate of these three-antenna events is about 1 event every 2 h.

The capability of the radio antenna device to reconstruct signal directions by such triangulation is illustrated by Fig. 3. It shows the distribution of the arrival directions

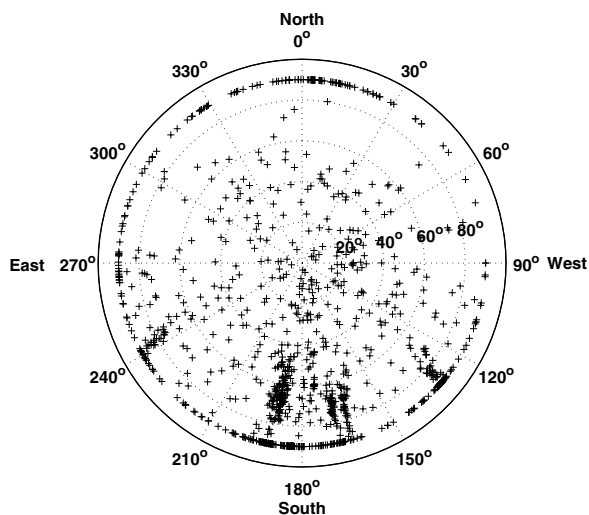


Fig. 3. Sky map of the reconstructed directions of 1151 radio coincidences ( $\geq 3$ -antennas) recorded by CODALEMA over 96 days and triggered by fourfold coincidences on particle detectors. Dotted internal circles refer to indicated values of zenith angles up to the horizon; the external values stand for azimuthal angles.

of events after the trigger process described above. A substantial number of events comes from directions near the horizon and exhibit broad accumulations at a few azimuth values. They correspond to radio frequency interference (RFI) events and the selection discussed in the next section eliminates them. The remaining EAS candidates turn out to be randomly distributed in the sky and have zenith angles below  $60^\circ$  (as expected from trigger bias). Assuming spherical wave propagation, most of the RFI were found to originate from electrical devices located in the near environment of the Nançay observatory site. Specific runs with a trigger generated by the antennas have been performed and described in Ref. [13]. They showed that a part of the localized sources can emit transients at specific and restricted time sequences, in contrast to the expected random behavior of EAS events. For example, the group of events located around an azimuthal angle of  $190^\circ$  results from the rotating device of the primary mirror of the Nançay Decimetric radiotelescope which generates events at well identified time sequences.

#### 4. Direction and timing properties of the EAS radio events

Our characterization of EAS radio signals starts by comparing arrival times and incident directions as determined by the antenna array on the one hand, and the particle detector array on the other hand. The radio wave arrival time at any particular location is first extracted from offline triangulation of multi-antenna events. The corresponding time distribution can then be compared with the particle front time reference supplied by the scintillator signals. The time difference distribution obtained by this procedure is shown in Fig. 4. A sharp peak, a few tens of nanoseconds wide, is clearly visible, showing an unambiguous correlation between some radio events and particle triggers. Outside of the coincidence peak, the flat distribution corresponds to accidental radio transients which are

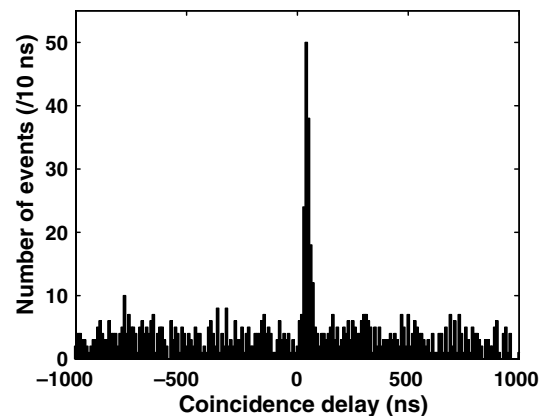


Fig. 4. Distribution of time delays between the radio plane front and the particle plane front. The time of passage of the radio wavefront through a reference point, chosen as the centre of the triangle formed by SW, SE, L0 antennas, is compared, for all events, to that of the particle front. The distribution exhibits a sharp peak corresponding to EAS candidates.

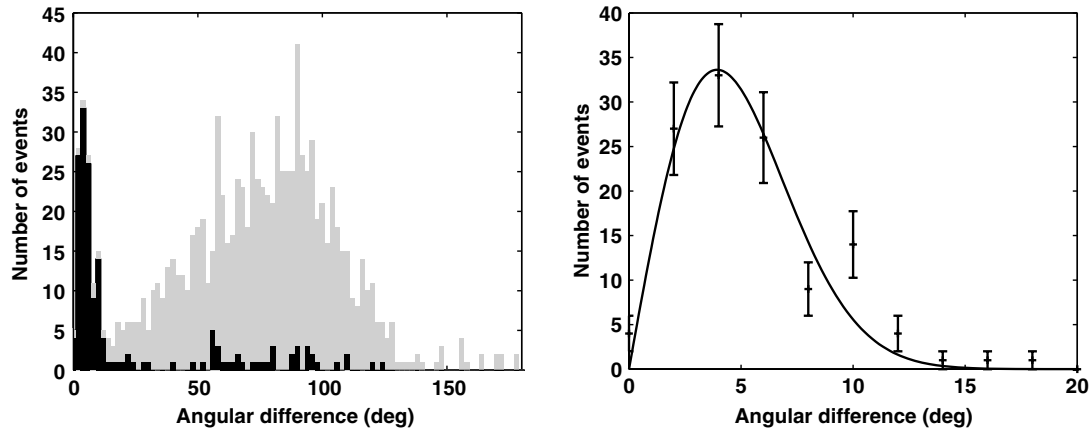


Fig. 5. Left: Distribution of relative angles between particles and radio-pulses without time cut (grey histogram) and with a time cut around the coincident peak of the time difference distribution (black histogram). Right: Distribution of angular difference after time cutting around the coincident peak, fitted by an analytical expression of the expected angular dependence. Error bars are calculated as the square root of the number of events in each bin.

not associated with air showers but which randomly occurred in the  $2 \mu\text{s}$  window where the search is conducted as described in Section 3. Being uncorrelated to the particles, these events have a uniform arrival time distribution. EAS candidates are those for which the arrival time difference between the two detector systems satisfies the relation  $0 \leq \Delta t \leq 100 \text{ ns}$ , corresponding to the peak in Fig. 4.

If the time-correlated events actually correspond to EAS, the arrival directions reconstructed from both scintillator and antenna data should be close to each other. Fig. 5, left-hand side, shows the distribution of the angle between the two reconstructed directions, without the time cut (grey histogram) and with a time cut of  $0 \leq \Delta t \leq 100 \text{ ns}$  around the peak displayed in Fig. 4 (black histogram). When selecting candidates in the peak, some chance events remain and can be clearly identified by plotting the angular difference distribution between radio pulses and particles. Most of the chance events have a large angular difference value and therefore true radio-particle coincidences can be selected using a small-angle cut on this distribution. Fig. 5, right-hand side, shows that the EAS event angular differences fit a Gaussian distribution, centred at zero degrees and multiplied by a sine function coming from the solid angle factor. The standard deviation of the corresponding Gaussian is about 4 degrees. This value combines particle detector and antenna reconstruction accuracies. Based on the gaussian fit, the cutoff in angular difference for true radio-particle coincidences can be set to  $15^\circ$ . From the shape of the chance event distribution seen in Fig. 5-left between  $15^\circ$  and  $100^\circ$  the expected number of chance events below  $15^\circ$  is 15.

Recognition of chance events in the time-coincidence peak of Fig. 4 can be performed taking advantage of the angular difference distribution of Fig. 5: a third of the events (52 out of 164) in the time-coincidence peak have angular differences greater than  $15^\circ$  and can thus be removed. Thus, 112 events remain as true EAS coincidences, while the chance event number (15) in the angular range  $\theta = 0:15^\circ$  results in  $(1/20) \times 15 = 0.75$  count after

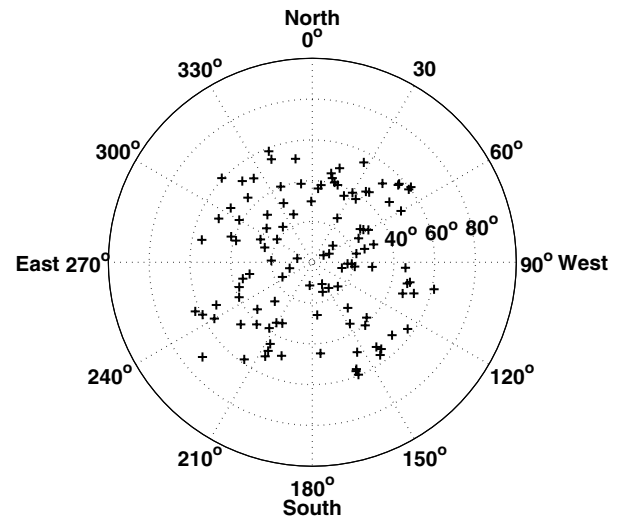


Fig. 6. Sky map of the reconstructed directions of 112 air-showers coincidences recorded over 96 days by CODALEMA, triggered by fourfold coincidences on particle detectors and after time and angular cuts as explained in the text. Angular coordinates as in Fig. 3.

both time and angular coincidence cuts. The corresponding signal directions, reconstructed as explained in Section 3, are displayed in Fig. 6. The rate of chance coincidences eliminated in this way (52 in 100 ns) is fully compatible with the observed uniform distribution in the  $2 \mu\text{s}$  window (about 5 every 10 ns). As already mentioned, these chance events occur mostly from directions close to the horizon, as shown in Fig. 3, and are typically from RFI due to human activities or from distant thunderstorms. As will be seen in the next section, these events are characterized by an almost uniform electric field amplitude, at least on the distance scale of our apparatus.

In order to study the radio detection performance on confirmed EAS, the particle detector and radio detector acceptances have been compared as a function of the zenith angle (see Fig. 7) and of the azimuthal angle. This procedure should also bring to light possible detection inefficiency due

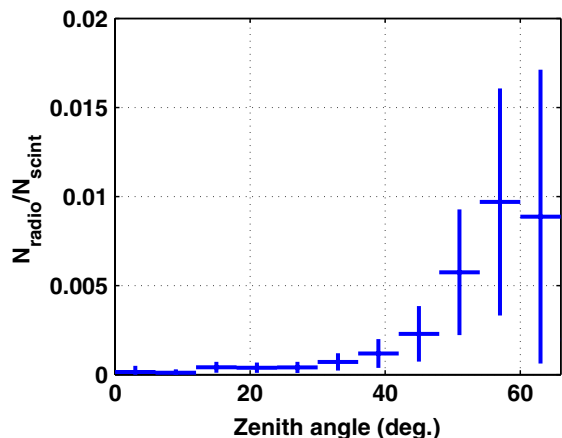


Fig. 7. Counting rate ratio of multi-antenna events to the trigger events versus zenith angle showing the comparative acceptance of the two detectors.

to antenna lobe acceptance effects. In this study, only the subset of true radio coincidences (events present in the peak of the time distribution satisfying the above  $15^\circ$  angular criterion) were taken into account. Although antennas of the Decameter Array, initially dedicated to the observation of the Sun and Jupiter, are tilted  $20^\circ$  to the south, the azimuthal distribution indicates that the antenna array does not present a markedly higher sensitivity for signals coming from the south. (As previously noted, the particle detector selects EAS with zenith angle smaller than about  $60^\circ$ , see Fig. 2.) As a function of zenith angle, a higher acceptance ratio (a factor about 50 within statistics) is observed at low elevation angles. A substantial contribution to this evolution is coming from the fall-off of the trigger device efficiency at large angle, due to simple geometrical effects and increase of the energy threshold (see discussion of Fig. 2 in Section 3). As a matter of fact, the gross trend of the compared acceptances can be reproduced ignoring any non trivial zenith dependence originating from the antennas. More precisely, the antenna gain pattern has an attenuation of less than 2 dB in the range  $\theta \leq 60^\circ$ . This highlights the specific and unique advantage of a radio antenna network for the observation of inclined showers. A more detailed and quantitative statement must take into account several dependences such as those of the electromagnetic signal with impact parameter [18], the yield evolution in larger atmospheric densities encountered by inclined showers and the energy dependence of the antenna multiplicity. The scope of the next section, which will present the analysis of field patterns, is to bring some new valuable pieces of information regarding those dependences.

To summarize, from 2314 h data taking, 1151 coincidences (with at least  $\geq 3$ -antennas) were observed in the  $2 \mu\text{s}$  trigger coincidence time-window containing 112 true EAS and 52 chance coincidence events as determined by a time cut of  $0 \leq \Delta t \leq 100 \text{ ns}$  around the peak of arrival time difference between the two types of detectors and a cutoff at  $15^\circ$  in their angular difference. After application

of our selection procedure, the resulting counting rate of EAS events with a radio signal counterpart is close to 1 per day. The physical characteristics of the electromagnetic field spread associated with these radio EAS radio events will be now considered.

## 5. Electric field topologies of the EAS radio events

With our limited size antenna array, the number of tagged antennas per event is highly variable, depending on the shower energy, core position and zenith angle. Nevertheless, each tagged antenna provides a measured voltage associated with a particular geographical location. Thus a sampling of the electric field amplitude over the area covered by the antenna array is possible on an event-by-event basis.

For this purpose, antenna cross-calibration has to be checked. This is discussed in Appendix A where it is shown that antenna responses are identical, with differences at the level of a few percent. Conversion from ADC voltage to electric field magnitude is explained in Ref. [13].

Fig. 8 shows a sample EAS event with an 11-antenna multiplicity. The signal amplitude from each antenna is represented by the area of the gray circle. The arrival direction has been reconstructed from both scintillator and antenna data (a difference of  $1.6^\circ$  is found between the two estimations for this event) and indicates that it corresponds to a shower with a zenith angle of  $51^\circ$  and an azimuthal angle of  $350^\circ$ .

The electric field distributions for this EAS event (squares) are shown in Fig. 9, for the East–West (left-hand

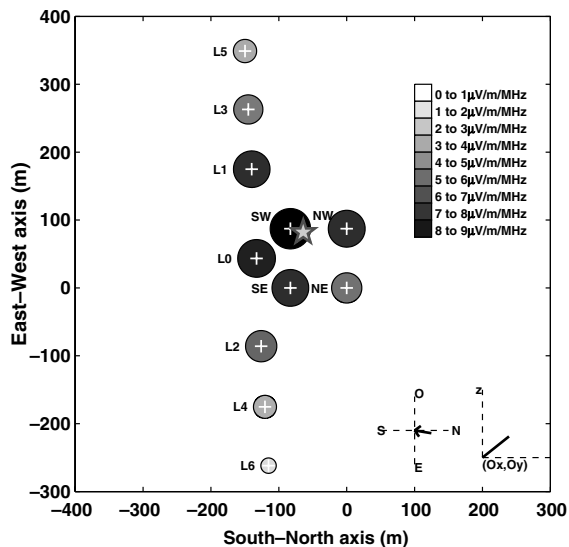


Fig. 8. Footprint of a transient EAS event on the CODALEMA set-up. Crosses correspond to positions of each individual antenna, the gray-shaded circular area being proportional to the indicated measured electric field. The arrival direction and elevation angle of the event are shown in the bottom right corner. The star, near antenna SW for this event, indicates the shower core location reconstructed from the barycentre of the two distributions plotted in Fig. 9.

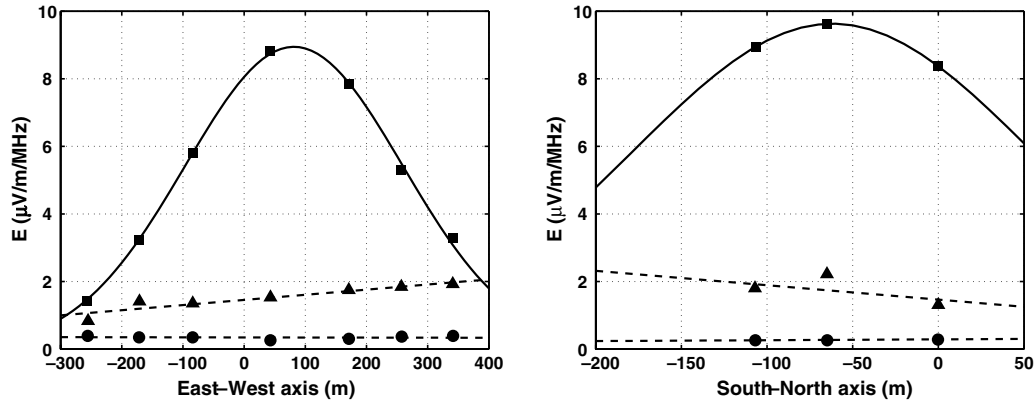


Fig. 9. Electric field variations recorded on different antennas for an EAS event (squares, full line) and an anthropic transient (triangles, dashed line). Circles indicate threshold levels. Lines between data points are just a guide for the eye. Left: Antennas along the East–West line direction. Right: South–North direction (antennas L0, SW, NW).

side) and South–North (right-hand side) antenna axis, together with a chance event (triangles). The chance event has been identified using the procedure described in Section 4 and belongs to a set of events identified as resulting from a particular RFI source (corresponding to one of the accumulations in Fig. 3). Circles indicate the threshold level as determined by the procedure mentioned in Section 3. Fig. 9 shows that the topologies are clearly different between EAS and RFI events. The RFI event (triangles) displays an electric field with a quasi uniform amplitude. This behavior corresponds to what is expected for a distant source. To the contrary, EAS candidates falling in the vicinity of the array should present a quite different electric field behavior [15]. Indeed, the EAS event (squares) shows a large field amplitude variation depending on the position of the antenna with respect to the shower axis. An estimation of the location of the shower impact can be derived from the position of the barycentre. It is indicated by a star in Fig. 8.

The electric field values can be compared with the galactic noise level [3]. Following the definition of Ref. [9]

$$E^{\text{sky}} (\mu\text{V}/\text{m}/\text{MHz}) = \sqrt{20/g} \times \sqrt{\Delta t (\mu\text{s})}, \quad \text{at } 55 \text{ MHz},$$

where  $g$  is the antenna gain ( $g = 5$ ) and  $\Delta t$  is the integration time. The occurrence of  $\Delta t$  is because we define an electric field per unit bandwidth (related to the square root of an energy spectral density), a quantity relevant to the description of a finite time signal (such as EAS electric field), whereas the sky background is a steady signal for which power spectral density is more appropriate. Thus, the conversion energy =  $\Delta t \times \text{power}$ . For  $\Delta t = 1 \mu\text{s}$ ,  $E^{\text{sky}} = 2 \mu\text{V}/\text{m}/\text{MHz}$ . For pulses of duration smaller than  $1 \mu\text{s}$ , as is the case of the EAS transients observed in CODALEMA, it is possible to reduce  $\Delta t$ , hence increasing the signal-to-noise ratio. In such a way, electric field as small as  $1 \mu\text{V}/\text{m}/\text{MHz}$  could be observed in the present analysis.

The electric field maximum in both sampling directions can only be obtained for the subset of showers falling inside the area delimited by the four corners of our antenna array.

The present set-up is limited in this respect due to the small extent of the array along the South–North direction. In order to gauge the extension of the area illuminated by the radio component of EAS, the electric field distribution has been studied along the East–West axis without any constraint along the South–North line. Field patterns for four typical radio EAS events (out of 64 with antenna multiplicity  $\geq 4$ ) are presented in Fig. 10. EAS events show a large variation of field amplitudes depending on the position on the E–W axis. The differences from one event to the other are the consequence of several geometrical (direction, impact location) and physical (energy, depth at maximum) sources of variation in the EAS. They cannot be disentangled using the present experimental set-up but the patterns shown in Fig. 10 can be exploited by themselves for the determination of the shower impact. Lines, drawn in Fig. 10 for this purpose, are the result of a calculation which will be explained later.

The characteristic shape of the field distribution is one genuine signature of EAS radio events. It may help to discriminate them from RFI events and may thus be used as an important criterion of selection in a stand-alone radio

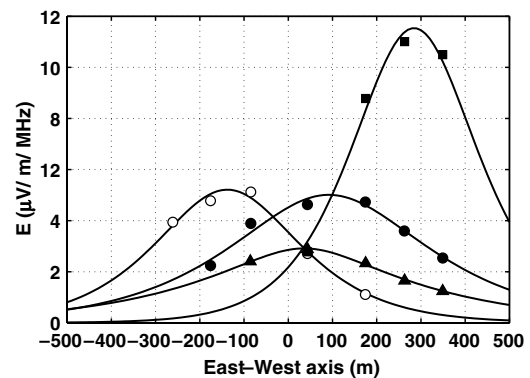


Fig. 10. Electric field variations recorded on the different antennas in the East–West direction for four EAS events (squares). The full lines result from the exponential fits discussed in the text.



experiment. More thorough investigations are certainly needed to establish this possibility. The present observations corroborate the earlier campaigns of experiments performed in a self triggering mode [13] where the possibility of reconstruction of event waveforms and directions has been demonstrated. The occurrence of accidental (anthropic) close sources of emission can be fairly well handled using specific prints like trajectory reconstruction, field distribution or time evolution. So far, the distributions shown in Fig. 10 demonstrate that EAS electric-field measurements are feasible over distances at least as large as 600 m and presumably up to 1 km. Such values should be associated with the most energetic events recorded at our site which, based on their rate, are in the range of  $1\text{--}5 \times 10^{17}$  eV.

The electric field variation in the antenna-based coordinate system depends on the arrival direction, in particular on the zenith angle. This makes comparisons between different showers or between the E–W and S–N axis difficult. For this purpose, it is thus preferable to reformulate the lateral dependence of the electric field profile (EFP) in a shower-based coordinate system, obtaining the shower axis orientation from the reconstructed arrival direction. To carry out this analysis an exponential profile fit  $E(d) = E_0 \times \exp(-d/d_0)$  has been used where  $d$  is the distance between the shower axis and each fired antenna in the event considered. This form corresponds to the radio data fit discussed by Allan [3]. This particular form has a minimal number of free parameters  $E_0$ ,  $d_0$ , and the E–W and S–N coordinates of the impact point on the ground. To initiate the four-parameter fit, the core position of the shower is first roughly estimated by a barycentre calculation of the amplitudes on both the South–North and East–West axis of the array.

Illustrative EFPs from another sample of antenna events with multiplicity  $\geq 4$  are given in Fig. 11. According to the signal threshold criteria described in Section 3, for events where one (or several) antenna is not flagged, only upper limits are used, based on the threshold level. Data appear to be well fitted by the above exponential law (full lines) from a few tens to several hundred meters. As expected, the slope and amplitude parameters are variable from one event to the other. Extrapolations of the electric field at the locations of the shower cores could reach values as large as  $10 \mu\text{V}/\text{m}/\text{MHz}$  during the data taking here discussed. Using the E–W and S–N coordinates of the impact point thus determined as fit parameters, the field values obtained with such fits can also be compared to the data field values sampled in the ground coordinate system shown in Fig. 10. This is illustrated by full lines in this plot. Data and maxima positions are very well reproduced by this parameterization. In addition to the consistency of the exponential law hypothesis with the shower observables, this also demonstrates the feasibility of a shower impact determination based only on an investigation of the electric field pattern over a limited geometry of antennas.

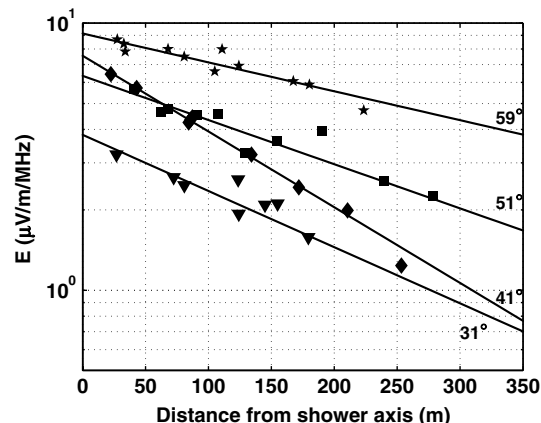


Fig. 11. Electric field profiles (EFP) on a logarithmic scale for a set of radio EAS events recorded on CODALEMA. The measured amplitude in  $\mu\text{V}/\text{m}/\text{MHz}$  is plotted versus the distance from the antenna to the shower axis (in meters). The associated reconstructed zenith angle is indicated on each plot. Both amplitude and slope of the fitted exponential law are variable parameters from one event to the other.

The electric field width distribution (the FWHM of the exponential) is presented in Fig. 12 for the subset of 64 events selected from true EAS with multiplicity  $\geq 4$ . The mean extension of the field is found to be around 250 m FWHM. This result may constitute a first step toward the determination of the antenna spacing for the design of a large radio array. In contrast to standard measurements by ground particle detector arrays, from which a density profile can also be extracted, we note that radio antennas are sensitive to the overall shower development making the measurement almost free of any particle number fluctuations.

A dependence of the electric field amplitude on the energy and the nature of the primary particle is clearly expected [3,15] but little data is available [3,12]. In the same way, the slope of the exponential fit should vary with the shower zenith angle. To our knowledge, no such simple correlations have been measured yet. A greater amount of data is obviously needed as well as a much larger detector array

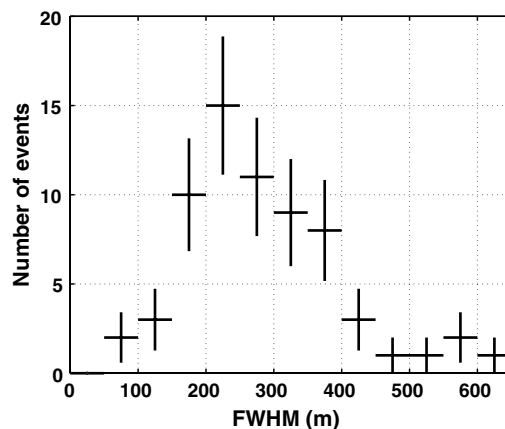


Fig. 12. Distribution of the electric field FWHM extent, in meters, for the reconstructed events with antenna multiplicity  $\geq 4$ .

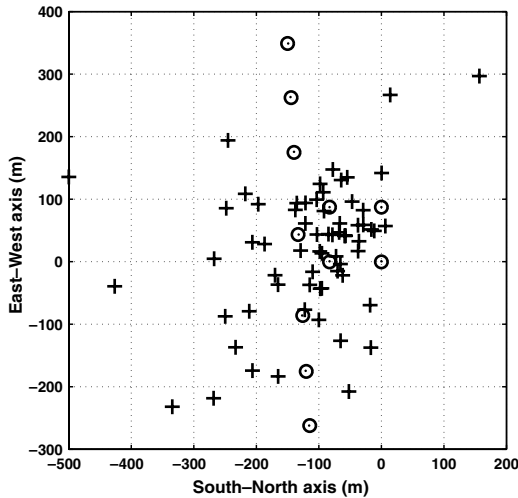


Fig. 13. Core positions calculated for the complete subset of true EAS events with antenna multiplicity  $\geq 4$ . Each cross corresponds to a reconstructed shower core position. Circles correspond to the positions of antennas.

in order to go further into the physical analysis with some statistical significance.

As long as the maximum of the field distribution is observed along one of the sampling axis, indications of core positions can be extracted, even if they lie outside the active area delimited by the antennas. Core locations extracted from the exponential fits are shown in Fig. 13 for the subset of 64 events above defined. From the examination of the quality of the fits obtained for the profiles (see examples in Figs. 10 and 11), we estimate the uncertainty on the E–W position ( $y_0$ ) around 10 m for the strongest radio events falling close to the array centre. The uncertainty on the S–N position ( $x_0$ ) is somewhat larger. A variation of  $y_0$  by 10 m results in a variation of the parameter  $d_0$  by about 10% to produce a fit of comparable quality. This reflects the correlation between the different parameters. Fig. 13 shows that more core locations are found in the vicinity of the trigger particle detector array as expected. Far from the centre, the density of impacts is small and the precision on core locations and correlations with the arrangement of antennas and particle detectors require further investigation. The present work shows the possibility to use field profile studies for core position determinations. Inherent limitations with the restricted set-up geometry presently used foster the future extension of our antenna set-up, particularly along S–N line, for core determination purposes. An upgrade of the particle detector array will allow useful comparison and correlation studies.

## 6. Frequency dependence

Another aspect which can be studied on an event-by-event basis is the frequency dependence of the electric field spectrum, and taking advantage of the size of the EW line,

it is also possible to see how the spectrum evolves with the distance of the antenna location to the shower axis.

The general feature observed in the 30–70 MHz frequency range is a powerlaw fall-off of the voltage with frequency. Hence significant data for the whole frequency range are only available for the strongest events. If in addition it is required that at least one antenna is close ( $d \leq 50$  m) and one is distant ( $d \geq 200$  m), we are left with only three events to consider. The discussion below should thus be considered as a foretaste of what could be achieved with a larger statistics, or if the frequency range could be extended downwards, below 30 MHz.

The analysis consists in selecting, for each antenna signal in a given event, a window of 256 points surrounding the radio pulse (time signal) and 16 distinct windows of 256 points each outside the signal window (background). Then, Fourier transforms of both sets are calculated in order to select those pulses that have their spectra well above the noise spectrum. The latter is estimated as the average spectral amplitude over the 16 background windows. Fig. 14 shows an example of such a comparison. The fall-off in the range 30–70 MHz can be reasonably well described by a power-law  $V_v = K \times v^{-a}$  in which  $a$  can be estimated on each signal. For this purpose, only frequencies in the range 30–70 MHz are retained under the condition that the signal amplitude spectrum exceeds four times that of the background. We then performed a least square log–log fit of the signals having at least 10 frequency points fulfilling the above criterion.

An example of spectral index dependence on distance is shown in Fig. 15 for the electric field ( $E_v \propto v \times V_v$ ). For the small event set where such a study could be performed, we found good descriptions of the signal spectra with the power-law fall-off  $E_v = K \times v^{1-a}$  with  $1 - a$  ranging from  $-1.5$  to slightly below 0. Confidence interval on  $a$  is about 0.2. The variation with distance is only mild if any.

The data collected is too sparse to draw any conclusion. From the discussion in Ref. [3], the frequency spectrum should be constant in the MHz range and fall-off at larger

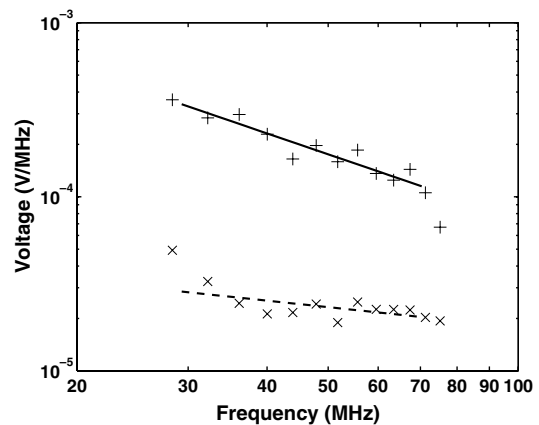


Fig. 14. Voltage spectra and simple least square fits of both the signal (+) and the background (x).

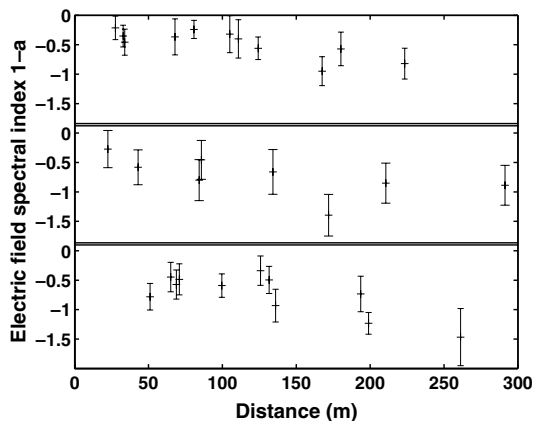


Fig. 15.  $1 - a$  vs shower-antenna distance (in meters) for three events. The three events shown are those which have both a close,  $d \leq 50$  m, and a distant antenna,  $d \geq 200$  m.

frequencies as a consequence of the loss of coherence. The frequency cutoff and precise behaviour of the fall-off depend on the geometrical and physical characteristics of the shower and on the antenna location. For example, the time duration of the electric field pulse is expected to rise, and consequently the frequency cutoff is expected to decrease, when the impact parameter increases [3,13]. It follows that a constant spectral index is not expected in the full frequency range but rather it should evolve from  $1 - a = 0$  at small frequency to negative values beyond the frequency cutoff. The observed constancy of  $1 - a$  may then just reflect the too-limited accessible frequency range of the present study. The observed spectral index variation from one signal to the next may be attributed to the change of the coherence condition, in particular the frequency cutoff. Since the latter depends on the impact parameter [3], a more thorough study would be of great interest to complement the impact parameter evolution described in Section 5.

## 7. Summary and outlook

Features of the electric field transients generated by more than a hundred extensive air shower events have been observed with CODALEMA. Through the evolution of this sample of events, the observed characteristics allow the determination of the EAS core location together with the electric field magnitude and spread, on an event-by-event basis using an electric field profile function. Electric field profiles show slopes and amplitudes which are variable between events. These patterns offer possibilities to discriminate between EAS events and radio frequency interferences. Frequency dependence of EAS electric field has been also observed. Such detailed electric field correlations or characteristics have been predicted to be related to important physical quantities such as the EAS energy, the nature of their primaries and various important shower evolution parameters [3,15]. The present results show for the first time the feasibility of such studies on an event-

by-event basis using a radio detection set-up in combination with particle detectors. More complete works and higher statistics are clearly necessary to establish the exact nature of the physical correlations detectable by the measurements of the radioelectric field features.

In addition, the various sources that can influence the electric field distribution in a given event are hard to disentangle with the limited set-up described here. An upgrade with new particle detectors is already underway to provide more information on each event. They will give an independent determination of the core position and an estimate of the shower energy, invaluable information at the present stage of development of the radio technique.

It has been emphasized that the observed field pattern on the various antennas constitutes a clear “radio” signature. This suggests that it may be possible to discriminate an EAS event from a fortuitous one, using a self triggering array of radio antennas. This is one further step toward a stand-alone system that could be deployed over a large area or added to an existing surface detector such as the Pierre Auger Observatory. The radio signals could then provide complementary information about the longitudinal development of the shower, as well as the ability to lower the energy threshold. More data and technical upgrading are planned in order to examine the contribution that the radio detection method could bring to the determination of the energy and nature of ultra-high-energy cosmic rays.

The fact that inclined or horizontal radio waves could be efficiently detected with our set-up may be of great interest to EAS detection if the electric field patterns discussed in the present study turn out to allow for a clear discrimination between EAS radio events and other noise transients close to the horizon. Among various particles able to generate air showers, neutrinos are thought to probably be the only ones which could address the nature and source location of ultra-energetic cosmic rays. Taking into account the sensitivity of the radio detection method to inclined extensive air showers [18], the presented results could considerably enlarge the scope of such studies for cosmology related phenomena.

## Appendix A. Antenna response comparison

Comparison of the antenna and associated electronics responses is done using the diurnal behavior of the ambient electric field in the frequency band of interest. The bulk of the radio data, which does not contain any transients, shows a steady variation of the electric field during the day, at the level of  $\pm 10\%$ , with identical time evolution from one antenna to the other. This electric field component can be considered as uniform over the antenna array and used as a common reference to check for antenna gain line up. The observed deviation is smaller than 0.5 dB.

For each event, the time averaged power  $\mu_{n,j} = \langle P \rangle_{\text{noise},j}$  is calculated on each antenna  $j$  in the noise window of the 37–70 MHz filtered signal. If this component of the signal originates from a common source which distributes it over

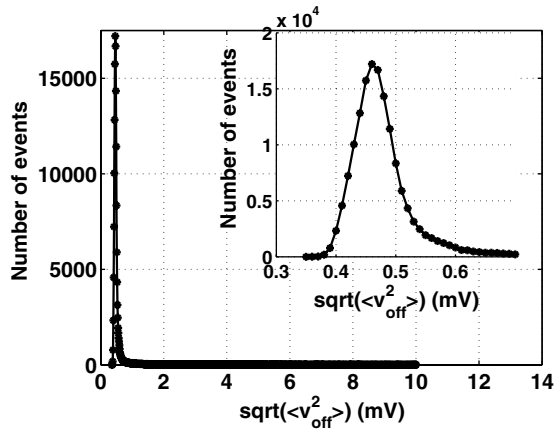


Fig. A.1. Distribution of  $\sqrt{\mu_n}$  on antenna L1 over the full scale in mV. An accumulation is visible at small values. Higher excursions are due to occasional pollution incidents in the frequency band. The inset focuses on the peak that is of interest in our case as it corresponds to the absence of disturbances.

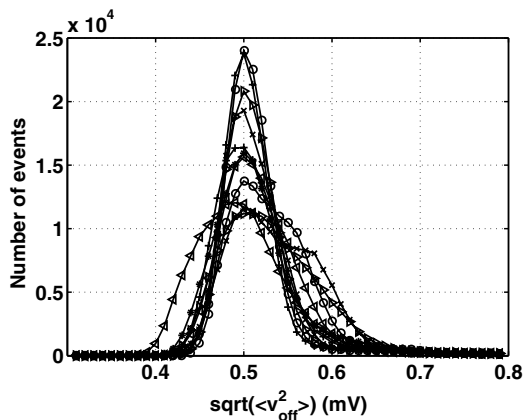


Fig. A.2. Distribution of  $\sqrt{\mu_{nj}}$  in mV for the whole array.

the whole antenna array,  $\mu_{nj}$  will reflect the gain of the channel. Fig. A.1 shows the distribution of  $\mu_n$  for one antenna over 8 months. The distribution extends to large values attributed to sources emitting occasionally or intense solar phenomena. The peak at small values, displayed on a smaller scale in the inset, corresponds to background conditions where no coherent signal has been seen in the frequency spectra. In order to remove the large fluctuations, a cut is applied on the data to deal only with the subset of events belonging to the peak.

For every antenna, when plotting  $\mu_n$  versus time over several months, the general trend of the variation from one event to the next is an oscillation with a period of 1 day. No correlation with the surrounding human activity is observed. This pattern, seen on every antenna with identical phased periodicity and deviation, should be associated to a single origin which can be considered as a source shining uniformly over the antenna array. Thus, having identified a common reference, relative gains can be compared. This is shown in Fig. A.2 for the entire antenna array.

Calibration of each antenna using strong celestial radio-sources is possible via interferometry using the full Decameter Array as a reference detector. This procedure is underway.

## References

- [1] G.A. Askaryan, *Sov. Phys. JETP* 14 (1962) 441.
- [2] T.C. Weekes, in: *Proceedings of the First International Workshop on "Radiodetection of high Energy Particle"*, Los Angeles, November 16–18, 2000, *AIP Conf. Proc.* 579 (2001) 3.
- [3] H.R. Allan, in: J.G. Wilson, S.A. Wouthuysen (Eds.), *Progress in Elementary Particle and Cosmic Ray Physics*, North Holland, 1971, p. 169.
- [4] N. Hayashida et al., *Phys. Rev. Lett.* 73 (1994) 3491; M. Takeda et al., *Phys. Rev. Lett.* 81 (1998) 1163.
- [5] D.J. Bird et al., *Phys. Rev. Lett.* 71 (1993) 3401; *Astrophys. J.* 441 (1995) 144.
- [6] Auger Collaboration, *Nucl. Instrum. Meth. A* 523 (2004) 50.
- [7] K. Green et al., *Nucl. Instrum. Meth. A* 498 (2003) 256.
- [8] A. Badea et al., *Proc. CRIS2004, Nucl. Phys. Proc. Suppl.* 136 (2004) 384.
- [9] H. Falcke, P. Gorham, *Astropart. Phys.* 19 (2003) 477.
- [10] D. Ardouin et al., in: *Proceedings of the XXXIXth Rencontres de Moriond "Very High Energy Phenomena in the Universe"*, La Thuile, Italy, 2005, astro-ph/0505442, *Proceedings of the 29th ICRC*, Pune, India, 2005, astro-ph/0507160, *Proceedings of Rencontres de l'astrophysique française SF2A*, Strasbourg, France, 2005, astro-ph/0510170.
- [11] I. Kravchenko et al., *Recent results from the RICE experiment at the South Pole*, 2003, astro-ph/0306408.
- [12] H. Falcke et al., *Nature* 435 (2005) 313, *Letters to Editor*.
- [13] D. Ardouin et al., *Nucl. Instrum. Meth. A* 555 (2005) 148.
- [14] A. Lecacheux, *The Nançay Decameter Array: a useful step towards giant, new generation radio telescopes for long wavelength radio astronomy*, in: *Radio Astronomy at Long Wavelengths*, AGU monograph, vol. 119, 2000, p. 321.
- [15] T. Huege, H. Falcke, *Astropart. Phys.* 24 (2005) 116.
- [16] M. Boratav et al., *The AUGER Project: First Results from the Orsay Prototype Station*, in: *Proceedings of the 24th ICRC*, Rome, vol. 954, 1995.
- [17] B. Revenu, private communication.
- [18] T. Goussset, O. Ravel, C. Roy, *Astropart. Phys.* 22 (2004) 103.

# Table des figures

2.1	<i>Le spectre des rayons cosmiques, extrait de [6], rassemble les mesures expérimentales sur le flux de cosmiques sur Terre en fonction de leur énergie. . . .</i>	13
2.2	<i>Figure extraite de [33]. A gauche, la transition galactique/extragalactique (<math>E_{tr}</math>) a lieu après le second genou, juste en dessous de <math>1.10^{18}</math> eV, avant la cheville qui marquerait alors le creux de production des paires <math>e^+e^-</math>. A droite, la cheville marque la transition galactique/extragalactique à <math>3.10^{18}</math> eV, la composante galactique domine à basse énergie. A <math>E_{tr}</math>, on observe la transition de la composante galactique, qui devient très faible, vers la composante extragalactique. . . . .</i>	15
2.3	<i>Effet de la coupure GZK sur l'énergie d'un proton à <math>10^{20}</math>, <math>10^{21}</math> et <math>10^{22}</math> eV en fonction de la distance parcourue en Mpc. . . . .</i>	16
2.4	<i>Superposition des spectres redressés par <math>E^3</math> mesurés par HiRes et AGASA et de la prédiction de la coupure GZK dans le cas d'une répartition uniforme des sources. L'expérience HiRes indique la coupure GZK, alors que AGASA n'observe aucun accident remarquable sur le flux. . . . .</i>	16
2.5	<i>Le diagramme de Hillas propose les sites d'accélération potentiels de rayons cosmiques grâce à la relation qui existe entre la taille du site (en abscisse), le champ magnétique qui y règne (en ordonnée) et l'énergie maximale accessible à une particule avant de ne plus être confinée par le champ magnétique. . . .</i>	17
2.6	<i>La situation présente : A gauche, figure extraite de [42]. L'expérience HiRes confirme l'observation d'une structure marquée par un redressement du spectre à <math>4 \times 10^{18}</math> eV, la cheville, et une coupure franche à <math>6 \times 10^{19}</math> eV engendré par les pertes de la coupure GZK, en désaccord avec les mesures de l'expérience AGASA. A droite, figure extraite de [43] montrant la différence entre le spectre redressé mesuré par le détecteur de surface de l'Observatoire Pierre Auger et un flux considéré proportionnel à <math>E^{-2.6}</math> en fonction de l'énergie. Une coupure marquée dans le spectre est aussi observée pour <math>E \sim 6 \times 10^{19}</math> eV. . . . .</i>	19
2.7	<i>A gauche, figure extraite de [34] présentant l'anisotropie mesurée sur AGASA à <math>10^{18}</math> eV. On observe un excès significatif d'évènements en direction du centre galactique et un déficit vers l'anti-centre. A droite, figure extraite de [35], la distribution des évènements détectés sur AGASA au dessus de <math>4.10^{19}</math> eV présente des doublets et un triplet dont la probabilité d'occurrence est estimée à moins de 1%. . . . .</i>	19

2.8 *Figures extraites de [44]. Les figures A et C représentent la carte du ciel des surdensités d'évènements dans la région du centre galactique, symbolisé par une croix située sur le plan galactique (ligne noire) pour des énergies de, respectivement,  $1 < E < 10$  EeV et  $0.1 < E < 1$  EeV. Les figures B et D sont les distributions des significativités statistiques de chaque pixel. Les points sont les données mesurées, les histogramme en ligne pleine sont le résultats de simulations Monte Carlo dans le cas d'une distribution isotrope d'évènements et la ligne rouge représente la fluctuation gaussienne attendue. . . . .* 20

2.9 *Figure extraite de [47] représentant le  $\langle X_{max} \rangle$  mesuré sur Auger en fonction de l'énergie comparée aux prédictions des différents modèles d'interaction hadronique. Les données sont paramétrées (tirets gris) par une expression linéaire  $\langle X_{max} \rangle = D_{10} \cdot \log(E/\text{eV}) + c$  avec une cassure à partir de l'énergie  $E_b = 2.2 \times 10^{18}$  eV. . . . .* 21

2.10 *Schéma illustratif des réactions se produisant au coeur d'une gerbe atmosphérique avec les 3 composantes électromagnétique, muonique et hadronique (extrait de [50]). . . . .* 23

2.11 *Schéma de fonctionnement d'un détecteur de réseau de surface. A gauche, le scintillateur plastique utilisé notamment sur AGASA qui, du fait qu'il soit plat, offre une faible sensibilité aux gerbes inclinées ; à droite, la cuve Cerenkov, utilisée sur l'Observatoire Pierre Auger, corrige en grande partie cet aspect et présente un volume efficace de détection bien plus grand quel que soit l'angle d'incidence de la gerbe. . . . .* 25

2.12 *Principe de fonctionnement d'un réseau de détecteur de particules au sol. L'écart de temps entre les différents détecteurs permet de reconstruire la direction d'arrivée de la gerbe. . . . .* 25

2.13 *Principe de fonctionnement d'un détecteur de fluorescence. A gauche, le télescope collecte la lumière émise lors du passage de la gerbe. A droite, le réseau de capteurs (photomultiplicateurs) permet de reconstituer le développement de la gerbe. . . . .* 27

2.14 *Figure extraite de [43]. Corrélation entre l'énergie estimée par le télescope de fluorescence et  $S_{38}^\circ$  l'estimateur d'énergie sur le réseau de surface de l'Observatoire Pierre Auger pour les évènements détectés par les 2 techniques. Les données sont correctement décrite par une droite (en bleu). . . . .* 27

3.1 *Une particule de charge  $q$  se propageant selon  $\vec{v}$  dans un champ magnétique  $\vec{B}$  va subir l'action de la force de Lorentz qui va dévier la particule de sa trajectoire d'origine en fonction de sa charge et de l'angle entre les vecteurs vitesse et champ magnétique. . . . .* 31

3.2 *Figure extraite de [54]. Preuve expérimentale d'un effet géomagnétique dans le champ électrique associé à une gerbe mesurée à 22 MHz. La déviation moyenne des oscilloscopes est donnée pour différents instants, le bruit est indiqué avec son incertitude pour l'antenne orienté vers le nord en haut, et celle orientée vers le sud en bas. Au milieu, le lobe principal des antennes est projeté dans le ciel avec la direction du champ magnétique terrestre. L'antenne nord présente un signal quantitativement plus important. . . . .* 33

3.3	<i>A gauche, figure extraite de [57], l'amplitude du transitoire varie avec <math>\sqrt{E_P}</math>. A droite, figure extraite de [58], l'amplitude est cette fois proportionnelle à <math>E_p</math>.</i>	34
3.4	<i>Figure extraite de [1] montrant la dépendance exponentielle du champ électrique en fonction de la distance à l'axe moyennée sur plusieurs évènements provenant de 2 expériences.</i>	35
3.5	<i>Charge ponctuelle en mouvement rectiligne. L'observateur est situé en P, à une distance b de l'axe de la gerbe. La gerbe est vue en P selon un angle <math>\theta</math> avec la verticale.</i>	36
3.6	<i>Illustration du profil d'une gerbe verticale engendrée par un primaire de <math>1.10^{17}</math> eV en fonction de l'altitude. La première interaction se situe vers 10 km d'altitude, le <math>X_{max}</math> vers 3 km.</i>	37
3.7	<i>Position angulaire de la charge en mouvement en fonction de t. La position <math>\theta_1</math> correspond au point A de la figure 3.5.</i>	38
3.8	<i>Profil longitudinal de la gerbe considéré en fonction du temps de réception pour l'observateur en P (b=1 km).</i>	39
3.9	<i>Champ électrique obtenu avec l'expression 3.21 pour un primaire de <math>10^{17}</math> eV à gauche et <math>10^{20}</math> eV à droite, observés à 3 paramètres d'impact différents.</i>	40
3.10	<i>Figure extraite de [71]. La particule décrit une trajectoire circulaire instantanée de rayon <math>\rho</math> dans le plan oxy. L'observateur placé le long de <math>\hat{n}</math> selon un angle minimum <math>\theta</math> avec le vecteur vitesse instantané <math>v</math> voit une émission très courte qui peut être divisée selon deux composantes <math>\hat{e}_{\parallel}</math> et <math>\hat{e}_{\perp}</math>.</i>	41
3.11	<i>Figure extraite de [72]. Spectre d'émission d'une gerbe atmosphérique verticale de <math>10^{17}</math> eV à différentes distances. De haut en bas : 20 m, 140 m, 260 m, 380 m et 500 m.</i>	42
3.12	<i>Figure extraite de [72]. Dépendance de la composante spectrale d'émission à 10 MHz pour une gerbe verticale de <math>10^{17}</math> eV en fonction de la distance à l'axe dans différentes directions : le Nord (ligne pleine), le Nord-Ouest (tirets), l'Ouest (pointillés).</i>	42
3.13	<i>Figure extraite de [72]. Polarisation du champ électrique : courbe paramétrique indiquant l'évolution temporelle de la composante du champ selon l'axe Est-Ouest en fonction de celle selon l'axe Nord-Sud. Le sens de parcours est le sens horaire. Le champ électrique simulé présente une polarisation fortement linéaire dans la direction Nord-Ouest Sud-Est.</i>	43
3.14	<i>Figure extraite de [72]. Dépendance de la composante spectrale à 10 MHz polarisée Est-Ouest pour différentes distances au coeur. De haut en bas : 20 m, 100 m, 180 m, 300 m et 500 m en fonction de l'énergie du primaire. La paramétrisation suit une loi en <math>E_P^{0.96}</math>.</i>	43
3.15	<i>Champ électrique simulé pour un gerbe verticale de <math>10^{17}</math> eV observée à 2 paramètres d'impact différents en fonction du temps à gauche, dans le domaine fréquentiel à droite. Les simulations sont réalisées à partir d'une paramétrisation des simulations géosynchrotron [74, 75].</i>	45
3.16	<i>Illustration de l'effet du filtre pour 2 transitoires de durées différentes. En trait plein bleu, le signal transitoire original dont l'amplitude est normalisée, en tirets-points noirs la forme d'onde filtrée 1 – 5 MHz et en tirets rouges, la forme d'onde filtrée 37 – 70 MHz.</i>	46

4.1	<i>Densité spectrale de puissance (dsp) mesurée sur le site de Nançay avec une antenne log-périodique entre 0 et 1 GHz en moyennant sur 199 évènements enregistrés sur 100001 points à <math>F_e = 2</math> GHz. En vert, le fond imposé par la résolution de l'ADC pour 1 évènement, en rouge celle correspondant à la moyenne sur les 199 évènements, en noir, le fond galactique. . . . .</i>	51
4.2	<i>Détail de la portion du spectre intéressante pour la détection radio des grandes gerbes. A gauche échelle linéaire de fréquence, à droite, échelle logarithmique pour visualiser correctement la bande 1.3-3 MHz. . . . .</i>	52
4.3	<i>Variation du spectre de fréquences en dBm sur le site de Nançay en fonction de l'heure UTC. Chacune des figures est moyennée sur 1600 évènements pendant un intervalle de temps de 3 jours à des dates différentes. A partir du haut à gauche : 6-9 Octobre, 19-21 Novembre, 20-22 Décembre, 27-28 Janvier, 21-23 Février, 20-22 Mars, 14-17 Avril. L'heure de lever et coucher du soleil pour chacune de ces périodes est indiquée par des droites noires. . . . .</i>	53
4.4	<i>Vue du réseau décimétrique (DAM) de l'observatoire radio astronomique de Nançay, qu'utilise en partie le démonstrateur CODALEMA, montrant une partie des 144 antennes log-périodiques qui le composent. . . . .</i>	55
4.5	<i>Représentation en <math>\theta</math>, <math>\phi</math> du diagramme de rayonnement en dBi d'une antenne log-périodique simulé sous EZNec. L'antenne présente un gain maximal de 7 dBi dans la direction de son mât (<math>\theta = 20^\circ</math>, <math>\phi = 180^\circ</math>) et son lobe principal à -3 dB est un cône de demi-angle <math>45^\circ</math> autour de ce maximum. . . . .</i>	56
4.6	<i>Dispositif expérimental de CODALEMA. Le trigger est constitué par un réseau de 4 scintillateurs (carrés), le réseau d'antennes est composé de 11 antennes log-périodiques (spiraales) avec un coeur de 4 antennes et un axe Est-Ouest de 7 antennes pour observer le comportement du champ électrique sur une plus grande distance. . . . .</i>	56
4.7	<i>Chaîne d'acquisition pour une antenne sur CODALEMA. Le signal d'antenne est tout d'abord amplifié de 35 dB avant d'être transmis par les câbles jusqu'au centre d'acquisition. Deux filtrages successifs sont ensuite appliqués aux signaux, le premier est un passe-bas de 500 kHz destiné à atténuer l'émetteur France Inter grandes ondes, le second un passe-bande de 24-82 MHz qui permet de compenser la résolution de l'ADC. Les signaux sont finalement numérisés sur un oscilloscope numérique. . . . .</i>	57
4.8	<i>Atténuation du câble en dB/m en fonction de la fréquence. Chacun des signaux d'antennes est corrigé de cette atténuation. . . . .</i>	57
4.9	<i>Module de la fonction de transfert en atténuation du filtre 24-82 MHz mesuré à l'analyseur de spectre sur la bande 1-200 MHz. . . . .</i>	59
4.10	<i>Taux de comptage en fonction de <math>\theta</math>, l'angle zénithal, pour 2300 heures de prise de données. La hauteur de chaque bin est divisée par sa largeur de <math>6^\circ</math>. La distribution est correctement décrite par une fonction <math>2\pi \times \sin \theta \times \cos^2 \theta</math> définie par les caractéristiques géométriques du détecteur multipliée par une fonction de Fermi-Dirac pour rendre compte de l'atténuation des gerbes inclinées dans l'atmosphère (ligne pleine). . . . .</i>	61



4.11	<i>Illustration d'un signal enregistré en pleine bande : 1-100 MHz. L'excursion crête à crête en tension est de 1 V, plus de 3 ordres de grandeurs au dessus de l'amplitude crête attendue pour un transitoire associé à une gerbe atmosphérique (<math>\sim 1</math> mV).</i> . . . . .	62
4.12	<i>Évènement typique enregistré sur CODALEMA. Les signaux d'antennes sont enregistrés en fonction du temps sur <math>10\mu s</math> dans la bande de fréquence 24-82 MHz. Le zéro du temps est donné par l'instant de déclenchement de l'acquisition. De haut en bas et de gauche à droite les antennes : L0, L1, L2, NE, SE, NW, SW, L5, L3, L4, L6.</i> . . . . .	63
4.13	<i>DSP des signaux d'une antenne moyennée sur 199 évènements. Malgré le filtrage 24-82 MHz, les émetteurs ondes courtes et FM ne sont pas complètement supprimés. Nous utilisons la bande de fréquence 37-70 MHz pour effectuer la détection des transitoires car elle est dépourvue d'émetteurs.</i> . . . . .	64
4.14	<i>Effet du filtre numérique sur un transitoire simulé [74] pour une gerbe verticale de <math>10^{17}</math> eV observée à 100 m (trait plein bleu) , en tirets rouge le même transitoire filtré dans la bande 37 – 70 MHz.</i> . . . . .	65
4.15	<i>Le même évènement que figure 4.12 après filtrage numérique. Les transitoires sont clairement visibles en coïncidence sur les antennes. De haut en bas et de gauche à droite les antennes : L0, L1, L2, NE, SE, NW, SW, L5, L3, L4, L6.</i>	66
4.16	<i>Le signal est divisé en 2 parties, une partie signal dans laquelle est attendu le transitoire en coïncidence en temps avec le trigger et une partie bruit où sont évaluées les conditions de fond radio au moment de l'acquisition.</i> . . . . .	66
4.17	<i>Illustration des zones d'évaluation de <math>\mu_b</math> et <math>\mu_s</math> sur un signal physique. En haut, le signal filtré en fonction du temps, en bas, cette forme d'onde est élevée au carré. La zone d'évaluation de <math>\mu_b</math> (en vert) est située en amont et en aval de la zone signal (en rouge).</i> . . . . .	67
4.18	<i>Répartition des évènements de multiplicité 1 sur le réseau d'antennes (symbolisées par des croix). La taille du cercle et sa couleur sont proportionnelles au pourcentage des évènements détectés sur chacune des antennes. On remarque un fort excès sur l'antenne SW.</i> . . . . .	68
4.19	<i>Répartition sur le réseau des multiplicités 2 à 10. Les évènements sont majoritairement détectés dans le centre du réseau.</i> . . . . .	69
4.20	<i>La direction d'arrivée d'une onde est définie par l'angle zénithal <math>\theta</math>, <math>0^\circ</math> au zénith et <math>90^\circ</math> à l'horizon et l'angle azimutal <math>\phi</math>, <math>0^\circ</math> au Nord, positif vers l'Ouest.</i> . . . . .	70
4.21	<i>Projection sur le ciel des directions d'arrivée reconstruites pour les fronts d'onde radio avec le détecteur de particules en déclenchement. On identifie plusieurs accumulations, caractéristiques de sources de transitoires parasites, parmi elles, le RadioTélescope à <math>\phi = 190^\circ</math>.</i> . . . . .	71
4.22	<i>Illustration de différents types de RFI reconstruits dans le ciel de Nançay enregistré sur une période de 24h avec une antenne en déclenchement. On distingue 2 grandes catégories de parasites : ceux dont la source est fixe dans le ciel et ceux dont la source décrit une trajectoire.</i> . . . . .	72
4.23	<i>A gauche, l'azimut reconstruit est représenté en fonction du temps UTC. A droite, un agrandissement de l'évolution de l'angle azimutal de la source mobile en fonction du temps.</i> . . . . .	73

5.1	<i>Comportement de la variable <math>\sigma_b</math>, écart type de la tension induite par le bruit en fonction du temps sur une antenne.</i>	76
5.2	<i>Détail révélant le comportement de <math>\sigma_b</math> sur une semaine pour la même antenne que figure 5.1. On constate une variation périodique quasi journalière de <math>\sigma_b</math>.</i>	76
5.3	<i>Comportement de <math>\sigma_b</math> pour une antenne en fonction de l'heure UTC pour 4 mois successifs. Le maximum de signal se décale progressivement de 1 à 2 heures chaque mois.</i>	77
5.4	<i>La variable que figure 5.3 mais représentée cette fois en fonction de l'heure sidérale locale (heure LST). Le comportement est identique d'un mois à l'autre indique l'origine du signal comme due à une source extérieure au système solaire.</i>	77
5.5	<i>Comportement de <math>\sigma_b</math> en fonction de l'heure LST pour chacune des antennes du réseau. L'écart-type de <math>\sigma_b</math> est similaire entre toutes les antennes, en revanche, sa valeur moyenne présente des disparités dues aux légères différences de gain entre les chaînes électroniques. L'antenne L1, en jaune présente un comportement différent des autres antennes qui pourrait être attribuée à une pollution électromagnétique résiduelle venant du site de Nançay.</i>	78
5.6	<i>Projection de Mollweide de l'émission radio galactique à 408 MHz (données issues de [80]).</i>	79
5.7	<i>Couverture du lobe des antennes log-périodiques en coordonnées galactique pendant 24h LST.</i>	80
5.8	<i>La fonction 5.5, en rouge, reproduit bien le comportement de <math>\sigma_b</math> pour toute les antennes du réseau en fonction de l'heure LST, exceptée l'antenne L1 pour laquelle le paramétrage est réalisé sur l'intervalle de temps 15h-24h LST.</i>	80
5.9	<i>Corrélation entre le paramètre <math>K_i</math> et la longueur du câble associé à cette antenne. Le bruit induit par un câble est, en effet, proportionnel à sa longueur.</i>	81
5.10	<i>Réponses des différentes antennes après correction des différences de gain dans l'ensemble de la chaîne d'acquisition du signal.</i>	82
5.11	<i>Quicklook du Soleil réalisé par l'observatoire de Nançay sur le DAM (accessible sur [2]) le 15 Janvier 2005. On remarque une activité radio intense caractéristique d'une éruption solaire importante tout particulièrement sur la partie du réseau de polarisation circulaire gauche (LHP, en bas).</i>	83
5.12	<i>Variation de <math>\mu_b</math> en fonction du temps. La journée du 15/01/2005 montre une puissance reçue de plus d'un ordre de grandeur supérieure à celle reçu au cours d'une journée typique comme celle du 16/01/2005.</i>	83
5.13	<i>Densité spectrale de puissance pour un évènement acquis pendant l'éruption solaire (trait fin rouge) superposé à une dsp mesurée pendant une période sans activité solaire particulière. On observe un excès de puissance important visible sur toute la largeur de bande.</i>	84
5.14	<i>Résultat du produit de corrélation qui quantifie la similarité des formes d'onde filtrées sur 2 couples d'antennes prises à des moments différents. A gauche, la corrélation au cours d'une période sans activité particulière, les signaux ne présentent pas de similarité. A droite, la corrélation lorsque l'éruption est présente sur le signal. Un pic ressort très nettement, sa position permet de mesurer le décalage temporel entre les signaux.</i>	85

5.15	<i>Tracé des directions d'arrivées reconstruites en azimuth et hauteur (croix bleues). La position du soleil (ligne pleine rouge) superposée montre un bon accord général.</i>	86
5.16	<i>A gauche, les angles d'élévations reconstruits en fonction du temps en jour julien. A droite, les angles azimuthaux lui aussi en fonction du temps. La position du soleil (ligne pleine rouge) est cohérente dans l'espace et en temps avec les directions d'arrivées reconstruites.</i>	86
5.17	<i>Distribution des écarts entre chacun des 3 cosinus directeurs mesurés et ceux attendus pour le soleil. Les distributions sont paramétrées par des gaussiennes (trait plein rouge) dont les paramètres sont donnés dans l'encart en haut à droite.</i>	87
5.18	<i>Superposition des directions reconstruites et de la position du soleil après correction des erreurs systématiques. La correction de l'erreur systématique est efficace. Le lot de 16 événements présentant une direction d'arrivée très éloignée de la position du soleil est rejeté du lot de données.</i>	88
5.19	<i>La distribution des écarts angulaires après correction est correctement décrite par une gaussienne indiquant l'erreur de reconstruction multipliée par un sinus pour prendre en compte l'effet d'angle solide. La résolution de l'instrument est l'écart-type de la gaussienne : <math>\sigma = 0.7^\circ</math>.</i>	88
5.20	<i>Distribution des écarts de temps entre le front d'onde radio et le front de particules par bin de 20 ns. On observe un pic d'une largeur de 100 ns indiquant une corrélation entre les 2 temps d'arrivée.</i>	90
5.21	<i>Distribution de l'écart angulaire entre les directions d'arrivée reconstruites avec les détecteurs de particules d'une part et avec le réseau d'antennes d'autre part pour les événements présents dans le pic de corrélation temporelle de la figure 5.20.</i>	90
5.22	<i>Distribution des écarts angulaires entre la direction d'arrivée en radio et celle fournie par le détecteur de particules pour les événements fortuits (situés en dehors de l'intervalle de temps <math> \Delta t  &lt; 100</math> ns)</i>	91
5.23	<i>La distribution des écarts angulaires pour les gerbes détectées en radio est correctement paramétrée (trait continu) par une gaussienne de moyenne <math>\mu = 0</math> et d'écart-type <math>\sigma = 4^\circ</math> multipliée par un sinus pour rendre compte de l'effet d'angle solide.</i>	91
5.24	<i>Distribution des angles zénithaux des événements gerbes détectés en radio. La largeur du bin est en <math>\cos\theta</math> afin de compenser l'effet d'angle solide. On constate que la réponse en <math>\theta</math> des antennes est relativement plate, en se rappelant qu'il faut tenir compte de l'acceptance du trigger en <math>\theta</math> qui opère une première sélection sur les gerbes.</i>	93
5.25	<i>Distribution figure 5.24 corrigée de l'acceptance du détecteur de particules. Chaque bin de la distribution antennes est divisé par la distribution réseau de scintillateurs. L'erreur est donnée par <math>\sqrt{\frac{N_{\text{radio}}}{N_{\text{scint}}^2} + \frac{N_{\text{radio}}^2}{N_{\text{scint}}^3}}</math>. Le réseau d'antennes semble favoriser la détection des gerbes inclinées.</i>	94

5.26	<i>Figure extraite de [51]. En tirets, le profil normalisé d'une gerbe verticale (0 deg) et inclinée (75 deg) en fonction de l'altitude. Le champ électrique d'une charge ponctuelle est lui aussi tracé en fonction de l'altitude (trait plein, courbe de droite). Le résultat de la multiplication du champ électrique associé à une charge par le profil de la gerbe est plus favorable dans le cas d'une gerbe inclinée.</i>	94
5.27	<i>Exemple de l'empreinte d'un évènement gerbe radiodéecté sur le réseau CODALEMA. Les antennes sont symbolisées par des croix blanches et le champ électrique mesuré sur les antennes est symbolisé par un cercle dont la taille et le niveau de gris sont proportionnels à sa valeur. La direction d'arrivée reconstruite (<math>\theta, \phi</math>) est indiquée en bas à droite. L'étoile symbolise la position du coeur de gerbe estimée à partir du barycentre des 2 distributions de la figure 5.28. . . . .</i>	96
5.28	<i>Evolution de l'amplitude crête du champ électrique mesuré pour l'évènement de la figure 5.27 selon l'axe d'antennes Est-Ouest à gauche et l'axe Nord-Sud à droite (antennes NW, SW, L0) en ligne pleine et carrés noirs. Pour chacun de ces axes sont superposés un exemple de RFI (tirets et triangles bleus) et le seuil de détection de l'instrument (tirets et cercles rouges). . . . .</i>	97
5.29	<i>Champ électrique par unité de bande de fréquence en <math>\mu\text{V}/\text{m}/\text{MHz}</math> mesuré sur les antennes composant la ligne Est-Ouest pour 6 gerbes différentes détectées en radio. . . . .</i>	97
5.30	<i>Distribution des <math>\chi_2</math> à l'issue du paramétrage des données, les données sont considérées comme étant bien décrites par la fonction 5.15 lorsque <math>\chi_2 &lt; 5</math>. Sur les 76 évènements présentant une multiplicité suffisante pour réaliser ce paramétrage, 58 satisfont cette condition. . . . .</i>	98
5.31	<i>Résultats de l'ajustement du champ électrique pour 4 évènements différents. Sur chacune des figures, les points de mesures sont des cercles bleus lorsque un transitoire a été détecté sur l'antenne et une croix rouge lorsqu'aucun transitoire n'a été détecté. Ces derniers permettent de dimensionner le niveau de bruit pour chaque évènement et posent une contrainte haute sur le champ électrique mesuré. La barre d'erreur est donnée par l'écart-type du bruit. La fonction paramétrée est tracée en trait plein bleu et les valeurs des paramètres obtenues sont indiquées en bas à droite. En insert, l'empreinte de l'évènement sur le réseau d'antennes similaire à celui de la figure 5.27. . . . .</i>	99
5.32	<i>Localisation des coeurs de gerbes pour les 58 évènements reconstruits sur le réseau d'antennes CODALEMA. Les antennes sont symbolisées par des cercles grisés et les positions des coeurs par des croix. . . . .</i>	100
5.33	<i>Distribution des largeurs à mi-hauteur des profils de champ électrique reconstruits (FWHM pour Full Width at Half Maximum). Ce paramètre permet d'estimer la surface moyenne de détection du champ électrique. . . . .</i>	101
5.34	<i>Le paramètre <math>d_0</math> ajusté est tracé en fonction de l'angle zénithal <math>\theta</math> de la gerbe. La limite inférieure de <math>d_0</math> est imposée par le pas entre les antennes du réseau. En revanche, la limite haute de <math>d_0</math> est une fonction croissante de l'angle zénithal. . . . .</i>	102

5.35	<i>Distribution du paramètre <math>E_0</math> pour les évènements correctement ajustés par la fonction 5.15. Malheureusement, la statistique que nous possédons ne nous permet pas, à ce stade, de confirmer une dépendance de ce paramètre avec l'énergie du primaire. . . . .</i>	102
5.36	<i>Le paramètre <math>E_0</math> est tracé en fonction de <math>\theta_{diff}</math> la différence angulaire entre la direction d'arrivée de la gerbe et le vecteur champ géomagnétique. Dans le cas d'un mécanisme source dominant lié à l'effet géomagnétique, ce paramètre devrait varier en <math>\sin \theta_{diff}</math>. La statistique traitée est insuffisante pour pouvoir conclure sur ce point. . . . .</i>	103
6.1	<i>Le site sud de l'Observatoire Pierre Auger est situé près de Malargüe en Argentine. Ce détecteur hybride géant dispose de 4 télescopes à fluorescence (en vert) et d'un réseau de surface qui comptera à terme 1600 cuves à eau Čerenkov (les points noirs) disposées en triangle élémentaire de 1.5 km de côté sur une surface de 3000 km<sup>2</sup>. La surface bleutée/sombre représente les cuves effectivement déployées au mois d'avril 2007. . . . .</i>	107
6.2	<i>Photo d'une cuve à eau du détecteur de surface installée dans la Pampa. . .</i>	107
6.3	<i>Schéma illustratif des possibilités d'implantation des antennes (symbole T) sur le SD d'auger (les cuves sont représentées par des cylindres). Deux implantations sont possibles : à gauche, autour d'une cuve, à droite, au centre d'un triangle de 3 cuves. Cette dernière solution est celle retenue pour RAuger.</i>	108
6.4	<i>Schéma électrique du mode de fonctionnement du trigger radio. Le signal radio provenant de l'antenne est filtré dans une bande de fréquence dépourvue d'émetteur radio puis son amplitude est comparée à une valeur de seuil fixée. Le signal logique est généré lorsque le seuil en tension est franchi. . . . .</i>	110
6.5	<i>Distribution des amplitudes mesurées sur le signal trigger de CODALEMA à Nançay pendant la campagne de mesure en trigger radio. On observe deux populations distinctes : la première est bien paramétrée par une gaussienne de moyenne <math>\mu \sim 0</math> mV et d'écart type <math>\sigma = 0.5</math> mV (en rouge), c'est le bruit blanc sur la bande de fréquence. La seconde, observable sur les ailes de la distribution est principalement due aux transitoires d'origine anthropiques et météorologiques.</i>	111
6.6	<i>Taux de déclenchement de l'expérience CODALEMA à Nançay en fonction du seuil exprimé en nombre de <math>\sigma_{sky}</math>, l'écart type du bruit mesuré dans la bande de fréquence du trigger. Le taux de déclenchement, zone grisée, varie en fonction des conditions extérieures. Les valeurs atteintes (<math>&lt; 1</math> Hz) sont prometteuses pour envisager un fonctionnement autodéclenché de la radiodétection des gerbes atmosphériques. . . . .</i>	112
6.7	<i>Figure extraite de [87]. Le fond radio a été mesuré au préalable à l'implantation des tests sur le SD. Le spectre de fréquence obtenu dans la bande 0-120 MHz montre qu'une large bande de fréquence entre 20 et 85 MHz ne présente aucun émetteur. Nous utiliserons donc cette bande de fréquence pour déclencher l'acquisition sur le signal radio. . . . .</i>	113

- 6.8 *Vue de l'antenne dipôle court actif utilisée sur CODALEMA à Nançay dans sa configuration actuelle et sur l'expérience RAuger. A droite, le détail montre le boîtier dans lequel est inséré le préamplificateur ASIC. A gauche, le schéma du préamplificateur ASIC. . . . .* 114
- 6.9 *Simulation du diagramme de rayonnement en dB de l'antenne dipôle court en espace libre en fonction de l'angle d'élévation pour différentes valeurs de fréquence. Le gain maximum pour chaque fréquence est indiqué en haut à gauche avec l'angle d'élévation pour laquelle il est atteint. Le diagramme de rayonnement est relativement stable avec la fréquence et l'antenne est sensible à une large portion du ciel. . . . .* 115
- 6.10 *L'oscilloscope portable Tektronic THS730A est utilisé pour réaliser la numérisation des signaux. Cet appareil robuste permet de numériser 2 voies en fonction du temps à  $F_e = 250$  MHz sur 2500 points. En outre, il possède une entrée de trigger externe pour déclencher l'acquisition des formes d'onde et un protocole de communication par port série RS232 pour transmettre les formes d'ondes enregistrées et régler l'instrument. . . . .* 116
- 6.11 *Vue commentée de l'intérieur du boîtier de la carte trigger. Les roues de codages permettent de fixer le seuil de déclenchement en tension. Le filtre 24-82 MHz est implanté en mezzanine sur la carte. Un emplacement supplémentaire de filtre additionnel a été prévu. A gauche, la carte présente une entrée signal et deux sorties : le signal pleine bande et le signal filtré. A droite, les entrées / sorties logiques : la sortie trigger et l'entrée de remise à zéro. La partie logique de la carte est alimentée en 5V et la partie signal en 12V. . . .* 117
- 6.12 *Schéma de séquençement des signaux logiques de la carte trigger, les zones claires/vertes indiquent que la carte trigger est active, la zone plus foncée/rouge indique qu'elle est inactive. Lorsque le seuil en tension est franchi, un échelon de tension d'une largeur de 100 ns est généré sur la sortie trigger et la carte trigger devient inactive. Cet échelon déclenche la procédure de traitement de l'évènement, l'entrée « remise à zéro » est dans un premier temps positionnée à 0. Lorsque cette procédure de traitement est finie, l'entrée est remise à 1 : la carte trigger est à nouveau active, un nouveau transitoire peut être détecté. . . .* 118
- 6.13 *Vue commentée d'une carte Unified Board utilisée pour les cuves du SD d'Auger. Cette carte centralise toute l'informatique embarquée des cuves du SD d'Auger : traitement et mémoire de stockage des signaux PMT, logique de contrôle/décision, étiquetage en temps des évènements, etc... . Pour l'expérience RAuger, nous utilisons l'étiquetage en temps et les ports série de communication. Pour ce faire, un nouveau logiciel a été écrit et implanté dans cette carte. . . . .* 119

- 6.14 *Schéma du principe de fonctionnement du logiciel d'acquisition implanté sur l'UB : les rectangles grisés sont des processus autonomes, les ovales sont des interfaces physiques (ports séries, carte trigger, etc...), les solides en perspective cavalière sont les espaces de stockage mémoire, les flèches droites symbolisent les interruptions physiques, les flèches bidirectionnelles vertes traduisent des transferts de données et les flèches courbes et fines des signaux inter-processus. L'ordonnancement des opérations au cours d'une acquisition déclenchée par la carte trigger est indiqué par des cercles numérotés. . . . .* 121
- 6.15 *Il existe 3 tailles de messages dans le protocole de communication entre les stations radio (UB) et le central selon le type de message. Un message contient au moins un entête, un caractère indiquant le type de message, un CRC permettant de vérifier l'intégrité des données et un caractère de fin. Ensuite, selon le type de message et l'expéditeur, la seconde GPS ou les données de l'oscilloscope avec un temps GPS complet (seconde + décananoseconde) sont ajoutés au message de base. . . . .* 123
- 6.16 *Vue des panneaux solaires utilisés sur chaque station. Ils sont dimensionnés de façon à pouvoir fournir la consommation de l'électronique embarquée en chargeant les 2 batteries 12V contenues dans le boîtier plastique. La structure métallique des panneaux solaire sert de support au boîtier contenant l'électronique à l'arrière. . . . .* 125
- 6.17 *Schéma du principe de fonctionnement d'un détecteur. Le signal de l'une des 2 antennes est utilisé comme trigger. Ce signal est filtré par un passe-bande de 24-82 MHz. Lorsqu'un transitoire arrive sur le signal, la carte trigger génère un signal logique qui est conduit physiquement à 3 éléments : l'UB qui lance la procédure de traitement, le GPS date le transitoire et l'oscilloscope enregistre les données sur ces voies. L'UB est alors chargée de désactiver l'entrée trigger pendant le traitement des données. Elle rapatrie les données du scope par lien série RS232 et le temps GPS, et les envoie au système d'acquisition central. Lorsque toutes ces opérations sont réalisées, l'UB autorise à nouveau l'arrivée de trigger. . . . .* 126
- 6.18 *Vue commentée de l'intérieur du boîtier d'électronique de l'une des 3 stations.* 127
- 6.19 *Vue d'une station assemblée au LPSC. A gauche, l'un des 2 dipôles de mesure. Au-dessus des panneaux solaires, l'antenne de transmission/réception des données vers le central. Au dos des panneaux solaires, le boîtiers d'électronique et le boîtier d'alimentation. Enfin, sous les panneaux solaires, le boîtier bleu contient les 2 batteries. . . . .* 127
- 6.20 *Figure extraite de [83]. Densité spectrale de puissance mesurée sur le site de l'expérience RAuger avec le dipôle (ligne pleine) superposée au bruit de l'électronique du dipôle (ligne en tirets) en remplaçant l'antenne par une charge constante. En dessous de 5 MHz, le bruit atmosphérique est dominant, entre 5 et 20 MHz, le spectre est limité par le bruit de l'électronique. Ensuite le fond du spectre est imposé par le bruit de fond galactique. La remontée du spectre est due à l'augmentation du gain cumulé antenne et préamplificateur dans cette bande de fréquence (cf annexe). . . . .* 128

- 6.21 *A gauche, un détail montrant une portion du SD, les noms des cuves sont indiqués, le triangle de 3 cuves au centre duquel est implanté l'expérience est signalé en gras. A droite, le schéma d'implantation de l'expérience test RAuger détaillé. Les 3 détecteurs radio sont implantés en triangle de 139 m de côté au centre du triangle composé des 3 cuves Mage, Celeste et Tania. Une cuve additionnelle, Apolinario, a été implantée par le groupe Auger au centre de notre triangle de détecteur pour abaisser le seuil et augmenter la statistique. Le CLF (pour Central Laser Facility) se situe à 900 m en direction du Nord Est à proximité de la cuve nommée Celeste. . . . .* 129
- 6.22 *Vue du boîtier d'acquisition central fixé sur le bâtiment du CLF. L'antenne WiFi est dirigée vers les 3 stations situées à moins d'1 km. A l'intérieur du boîtier, le PC central et l'émetteur/récepteur WiFi. L'alimentation et la connexion internet sont prises à l'intérieur du bâtiment. . . . .* 130
- 6.23 *Disposition d'une cellule élémentaire de l'expérience RAuger. Une clôture en carré de 10 m de côté protège le détecteur de la faune locale. Les panneaux solaires et l'électronique embarquée d'acquisition sont situés dans un des coins de l'enclos. Les antennes sont disposées à 7 m de distance de l'acquisition de façon à atténuer les interférences radio générées par l'électronique. L'emplacement de chacune des antennes vis à vis de la clôture a été déterminé afin d'atténuer aussi l'influence de la clôture. Une distance minimale de 5 m est assurée sur le côté long du dipôle, le plus sensible, et 3 m pour le côté court. . . . .* 131
- 6.24 *Mesure du taux de déclenchement en Hz en fonction du seuil appliqué en mV dans la bande 24-82 MHz sur le site avant l'implantation des antennes pour les 2 polarisations : Nord-Sud à gauche, Est-Ouest à droite. On observe une forte différence entre les 2 polarisations qui s'explique par des RFI d'origine anthropique polarisés Nord-Sud. Les taux observés sont compatibles avec le temps mort de notre système pour des seuil de 12 mV en Est-Ouest ou 30 mV en Nord Sud. La chute brutale du taux de trigger donne une image de la sensibilité avec laquelle le seuil doit être réglé. . . . .* 132
- 6.25 *Evènement illustratif de la première phase de l'expérience. En haut, la tension en mV enregistrée pleine bande polarisation Est-Ouest sur la station A2 en fonction du temps ( $\mu$ s), en bas, le même signal filtré numériquement en 24-82 MHz. Trois transitoires puissants sont présents sur le signal. L'espacement régulier de ces transitoires est un bon indicateur de l'origine anthropique de la perturbation. Lorsque la station est éteinte et les antennes sur batterie indépendante, ces transitoires ne sont plus présents. . . . .* 133
- 6.26 *Schéma électrique de l'alimentation des différents appareils d'une station. A gauche, la totalité des appareils est branchée en aval du boîtier d'alimentation, les antennes et la carte trigger sont perturbées par les transitoires électriques qui circulent par boucle de masse. A droite, la nouvelle configuration de l'alimentation, les antennes et la carte trigger sont maintenant branchées directement sur l'une des 2 batteries et sont ainsi isolées du reste de l'électronique. . . . .* 134



6.27	<i>Schéma illustrant la variation du signal de remise à zéro de la carte trigger en fonction du temps. Le changement d'état au début de l'expérience (ligne pleine) présente un front brusque qui, propagé sur les câbles du système, peut déclencher l'acquisition de façon parasite. Un filtre RC a été ajouté sur l'entrée de remise à zéro de la carte trigger pour lisser le front (tirets).</i> . . . . .	134
6.28	<i>Nombre de déclenchements en fonction de l'heure UTC pour les 3 stations (A1 en bleu, A2 en Rouge et A3 en vert) pour un run d'acquisition après la dernière intervention. Les stations A1 et A2 présente une variation du taux de comptage très similaire. A3 en revanche compte beaucoup moins que les 2 autres. Les stations sont maintenant loin du temps mort de l'acquisition représenté par la droite noire.</i> . . . . .	135
6.29	<i>Exemple d'un évènement triangulé sur RAuger. Les signaux filtrés 24-82 MHz sont tracés en fonction du temps pour les 3 stations, de gauche à droite A1, A2 et A3, ligne du haut : polarisation Nord-Sud, ligne du bas : polarisation Est-Ouest. La direction reconstruite pour cet évènement est <math>\theta = 59^\circ</math> et <math>\phi = 309^\circ</math>.</i>	136
6.30	<i>Vue de l'une des 3 stations RAuger sur le site de l'expérience. En arrière plan, la cordillère des Andes.</i> . . . . .	137
A.1	<i>Illustration d'un diagramme de rayonnement d'une antenne dipôle. Le gain est normalisé par rapport à une source isotrope.</i> . . . . .	142
A.2	<i>Schéma d'une antenne log-périodique du DAM de Nançay.</i> . . . . .	144
A.3	<i>Les 3 modes de radiation d'une antenne hélicoïdale selon la relation entre la longueur d'onde <math>\lambda</math> et la circonférence d'une rotation sur l'hélice <math>C</math> :</i> . . . . .	144
A.4	<i>A gauche, l'antenne log-périodique du DAM mise en équation avec ces <math>2 \times 3</math> brins décalés de <math>\frac{\pi}{4}</math> et les paramètres <math>\gamma = 14^\circ</math>, <math>\alpha = 76^\circ</math>, <math>r_1 = 0.21</math> m et <math>n = 6</math> tours. A droite, la projection de cette antenne dans le plan <math>Oxy</math>. Les 6 brins qui composent l'antenne sont reliés par 3 pour former 2 rubans décalés de <math>\pi</math> de largeur angulaire <math>\frac{\pi}{2}</math>. Les représentations ci-dessus ne tiennent pas compte de l'inclinaison du mât de <math>20^\circ</math> vers le sud.</i> . . . . .	145
A.5	<i>Diagramme de rayonnement à 50 MHz d'une antenne log-périodique en rapport de la puissance rayonnée sur la puissance d'une source isotrope. Du fait de l'inclinaison du mât, le lobe principal est dirigé vers le Sud, à gauche de la figure. Au Nord, une irrégularité (lobe secondaire).</i> . . . . .	146
A.6	<i>Vues en coupe du diagramme de rayonnement à 50 MHz en dBi selon l'axe Nord Sud à gauche et Est Ouest à droite. On distingue en rouge les limites à <math>-3</math> dB du lobe principal et, en noir, les directions de gain nul où l'antenne est aveugle.</i> . . . . .	147
A.7	<i>Schéma électrique équivalent de l'antenne dipôle court avec son préamplificateur. Le champ électrique incident <math>E</math> génère une tension <math>V_a</math> sur l'antenne dont l'impédance équivalente complexe est donnée par <math>R_{rad}(f)</math>, la résistance de rayonnement, <math>L_a</math> l'inductance et <math>C_a</math> la capacitance. Lorsque la longueur d'onde observée devient grande par rapport à la longueur du dipôle, l'impédance complexe <math>Z_a</math> devient fortement capacitive. Le préamplificateur présente une impédance d'entrée capacitive <math>C_{in}</math> de façon à constituer avec la capacitance équivalente de l'antenne un diviseur capacitif de la tension d'entrée.</i> . . . . .	150

- A.8 *Simulation réalisée par D. Charrier du rapport  $V_{in}/E$  (m) en fonction de la fréquence. En bleu, l'antenne simulée est considérée dans le vide, en rouge, elle se situe à 1 m de hauteur d'un sol parfait (conducteur). La réalité du terrain se situe entre ces 2 courbes. . . . .* 151
- A.9 *Fonction de transfert du préamplificateur de l'antenne dipôle court en fonction de la fréquence simulé par D. Charrier. En haut, le gain en dB, en bas, le déphasage en degrés. Le gain du préamplificateur de 35 dB plat sur 3 décades de fréquences. . . . .* 151
- A.10 *Figures extraite de [84]. A gauche le transit d'une source radio (Cyg-A) en fonction du temps observé avec le réseau du DAM de Nançay (en noir), le dipôle court (en rouge) ne voit pas d'excès significatif. A droite, les franges d'interférences des 2 instruments (DAM et dipôle) en fonction du temps indiquant que le dipôle est sensible au passage de la radio source car les franges d'interférences couvrent la totalité de l'intervalle de temps de transit de la radio source dans le ciel. . . . .* 152

# Liste des tableaux

4.1	Tableau récapitulatif des longueurs de câble pour chaque antenne ainsi que le retard induit sur le signal. . . . .	55
4.2	<i>Sensibilité de l'électronique corrigée des gains pour les différentes configurations utilisées. . . . .</i>	59
4.3	<i>Répartition des 160545 évènements acquis durant la période de mars à juillet 2005 en fonction de leur multiplicité en radio sur les 11 antennes. . . . .</i>	67
5.1	<i>Coefficient correctif appliqué aux signaux d'antennes. L'écart mesuré entre les réponses d'antennes est au maximum de 20 %. . . . .</i>	81
5.2	<i>Tentative d'extrapolation du paramètre <math>E_0</math> à des énergies supérieures suivant les 2 types de dépendance prédites par les modèles (proportionnelle à <math>E_P</math>, l'énergie du primaire, ou <math>\sqrt{E_P}</math>). . . . .</i>	103
6.1	<i>Tableau récapitulatif de la consommation et de la tension d'alimentation de chacun des appareils d'une station RAuger. . . . .</i>	125
6.2	<i>Seuils de trigger des 3 stations exprimés en mV et en multiple de l'écart-type <math>\sigma</math> mesuré sur la voie de trigger. . . . .</i>	135
A.1	<i>Tableau récapitulatif des caractéristiques de préamplificateur ASIC du dipôle court actif. . . . .</i>	151

# Bibliographie

- [1] H. R. Allan, in J. G. Wilson S.A. Wouthuysen (Eds), Progress in Elementary Particle and Cosmic Ray Physics, North-Holland, Amsterdam, 1971
- [2] <http://www.obs-nancay.fr/>
- [3] <http://www.auger.org/>
- [4] T.H. Hankins et al., Nature 422, pp. 141-143, 2003
- [5] Le Journal du CNRS, n°194, Mars 2006
- [6] A. M. Hillas, invited talk in "Cosmology, Galaxy Formation and Astroparticle Physics on the pathway to SKA", Cosmic Rays : Recent progress and some Current Questions, astr-ph/0607109v2, 2006
- [7] W. R. Webber, The Astrophysical Journal, 506, pp. 329-334, A new estimate of the local interstellar energy density and ionization rate of galactic cosmic rays, 1998
- [8] L. A. Fisk, B. Kozlovsky and R. Ramaty, The Astrophysical Journal, 190, p. L35, An interpretation of the observed Oxygen and Nitrogen Enhancements in Low-Energy Cosmic Rays
- [9] D. J. Bird *et al.*, Physic Review Letter 71, 3401, 1993
- [10] E. Fermi, Physical Review, 75, On the Origin of the Cosmic Radiation, 1949
- [11] W. I. Axford *et al.*, Proceeding of the 15<sup>th</sup> ICRC, 11, 1977
- [12] R. D. Blandford and J. P. Ostriker, Astrophysical Journal Letter, 221, 1978
- [13] T. K. Gaisser : Cosmic Ray and Particle Physics, Cambridge, 1990
- [14] The KASCADE collaboration, Astroparticle physic, 24, 1-25, KASCADE Measurement of Energy Spectra for Elemental Groups of Cosmic Rays : results and open problems, 2005
- [15] J. R. Hörandel, Journal of Physics : Conf. Series 47, A Review of Eperimental Results at the Knee,2006
- [16] V. S. Berezhinsky, A. Z. Gazizov and A. Olinto, Astroparticle Physic, 20, On Astrophysical Solution to Ultra High Energy Cosmic Rays, 2002
- [17] A. M. Hillas, Annual review of A&A, 22, The Origin of Ultra-High-Energy Cosmic Rays, 1984
- [18] K. Greisen, Physic Review Letter 16, 748, End Of The Cosmic Ray Spectrum ? , 1966
- [19] V. A. Kuzmin and G. T. Zatsepin, Soviet Physic JETP Letter 10, 146, 1966

- [20] Takeda *et al.*, Physical Review Letters, 81, Extension of the Cosmic-Ray Energy Spectrum beyond the Predicted Greise-Zatsepin-Kuzmin Cutoff, 1998
- [21] C. C. H. Jui *et al.*, Journal of Physics : Conf. Series 47, Result from the HIRES Experiment, 2006
- [22] <http://www.auger.org>
- [23] The KASCADE collaboration, Astroparticle physics, 24, 1-25, KASCADE Measurement of Energy Spectra for Elemental Groups of Cosmic Rays : results and open problems, 2005
- [24] J. R. Hörandel, Journal of Physics : Conf. Series 47, A Review of Experimental Results at the Knee, 2006
- [25] V. S. Berezhinsky, A. Z. Gazizov and A. Olinto, Astroparticle Physics, 20, On Astrophysical Solution to Ultra High Energy Cosmic Rays, 2002
- [26] The KASCADE collaboration, Astroparticle physics, 24, 1-25, KASCADE Measurement of Energy Spectra for Elemental Groups of Cosmic Rays : results and open problems, 2005
- [27] V. S. Berezhinsky, A. Z. Gazizov and A. Olinto, Astroparticle Physics, 20, On Astrophysical Solution to Ultra High Energy Cosmic Rays, 2002
- [28] The KASCADE collaboration, Astroparticle physics, 24, 1-25, KASCADE Measurement of Energy Spectra for Elemental Groups of Cosmic Rays : results and open problems, 2005
- [29] J. R. Hörandel, Journal of Physics : Conf. Series 47, A Review of Experimental Results at the Knee, 2006
- [30] J. R. Hörandel, Astroparticle Physics 21, 2004
- [31] [http://www-ik.fzk.de/KASCADE\\_home.html](http://www-ik.fzk.de/KASCADE_home.html)
- [32] V. S. Berezhinsky, A. Z. Gazizov and A. Olinto, Astroparticle Physics, 20, On Astrophysical Solution to Ultra High Energy Cosmic Rays, 2002
- [33] R. Aloisio, V. Berezhinsky, P. Blasi, A. Gazizov and B. Hnatik, astro-ph/0608219
- [34] AGASA collaboration, Astroparticle Physics, 10, pp. 303-311, The anisotropy of cosmic ray arrival directions around  $10^{18}$  eV, 1999
- [35] AGASA collaboration, The Astrophysical Journal, 522, pp. 225-237, Small scale anisotropy of cosmic rays above  $10^{19}$  eV observed with the Akeno Giant Air Shower Array, 1999
- [36] P. G. Tinyakov and I. I. Tkachev, Astroparticle Physics, 18, pp. 165-172, 2002
- [37] D. S. Gorbunov, P. G. Tinyakov, I. I. Tkachev and S. V. Troitsky, The Astrophysical Journal, L93, 2002
- [38] R. U. Abbassi *et al.*, The Astrophysical Journal, 636, pp. 680-684, 2006
- [39] C. B. Finley, S. Westerhoff, On the Evidence for Clustering in the Arrival Directions of AGASA's Ultrahigh Energy Cosmic Rays, astro-ph/0309159v2, 2004
- [40] <http://hires.physics.utah.edu/>

- [41] <http://www-akeno.icrr.u-tokyo.ac.jp/AGASA/>
- [42] D. R. Bergman for the High Resolution Fly's Eye Collaboration, proceeding of the 30TH ICRC, Observation of the GZK Cutoff by the HiRes Experiment, 2007
- [43] M. Roth for the Pierre Auger Collaboration, proceeding of the 30TH ICRC, Measurement of the UHECR energy spectrum using data from the Surface Detector of the Pierre Auger Observatory, astro-ph/0706.2096, 2007
- [44] E. M. Santos for the Pierre Auger Collaboration, proceeding of 30TH ICRC, A search for possible anisotropies of cosmic rays with  $0.1 < E < 10$  EeV in the region of Galactic Centre, astro-ph/0706.2669v2, 2007
- [45] S. Mollerach for the Pierre Auger Collaboration, proceeding of 30TH ICRC, Studies of clustering in the arrival directions of cosmic rays detected at the Pierre Auger Observatory above 10 EeV, astro-ph/0706.1749, 2007
- [46] D. Harari for the Pierre Auger Collaboration, proceeding of the 30TH ICRC, Search for correlation of UHECRs and BL Lacs in Pierre Auger Observatory data, astro-ph/0706.1715, 2007
- [47] M. Unger for the Pierre Auger Collaboration, proceeding of the 30TH ICRC, Study of the Cosmic Ray Composition above 0.4 EeV using Longitudinal Profiles of Showers observed at the Pierre Auger Observatory, astro-ph/0706.1495, 2007
- [48] M. S. Longair, Cambridge University Press, High Energy Astrophysics, vol. I, 1992
- [49] T. Stanev, High Energy Cosmic Rays, Springer Praxis Books, 2004
- [50] G. Maurin, thèse de doctorat de Paris 7, Etude de la nature des rayons cosmiques d'ultra haute énergie à partir des premières données de l'Observatoire Pierre Auger, 2005
- [51] T. Gousset, O. Ravel, C. Roy, Astroparticle Physics 22, pp. 103-107, Are vertical cosmic rays the most suitable for radio detection? , astro-ph/0402426v1, 2004
- [52] G. A. Askaryan, Soviet Physic JETP 14, p. 441, 1962
- [53] F. D. Kahn and I. Lerche, Astronomy Department , University of Manchester, Radiation from cosmic ray showers, 1965
- [54] J. R. Prescott *et al.*, Can. J. Phys 46, S246, 1968
- [55] K. Greisen, Progress in Cosmic Ray Physic Vol. 3, 16, 1956
- [56] H. R. Allan, Pergamon Press Ltd (Eds), Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics, Vol. 29, pp 1103-1125, The Theory of radio pulse production in extensive air showers, 1967
- [57] S. N. Vernov *et al.*, Can. J. Phys. 46, S. 241, 1968
- [58] P. R. Barker *et al.*, Can J. Phys 46, S. 243, 1968
- [59] R. P. Feynman with R.B. Leighton and M. Sands, Addison-Wesley (Eds), The Feynman Lectures in Physics Vol. 1, 1963
- [60] J. D. Jackson, John Wiley & Sons(Eds), Classical Electrodynamics 3rd edition, 1999
- [61] O. Scholten, K. Werner and F. Ruydi, à paraître dans Astropart. Physics, A macroscopic Description of Coherent Geo-Magnetic Radiation from Cosmic Ray Air Showers, 2007-

- [62] W. Heitler, *The Quantum theory of radiation*, Oxford, 1954
- [63] J. Matthews, *Astropart. Physics* 22, pp. 387-397, A Heitler model of extensive air showers, 2005
- [64] J. V. Jelley *et al.*, *Nature* 205, pp. 327-328, Radio Pulses from Extensive Air Showers, 1965
- [65] J. V. Jelley *et al.*, *Il Nuovo Cimento*, vol. XLVI A, N. 4 p. 42, Radio Pulses from Extensive Air Showers, 1966
- [66] S. N. Vernov *et al.*, *Soviet Physic JETP Letters* 5, 126, 1967
- [67] P. R. Barker, W. E. Hazen and A. Z. Hendel, *Physic Review Letter* 18, 51, 1967
- [68] H. R. Allan, R. W. Clay and J. K. Jones, *Frequency Spectrum of Extensive Air Shower Radio Pulses*, *Nature* 225, pp. 253-254, 1970
- [69] H. R. Allan, R. W. Clay and J. K. Jones, *Radio Pulses from Extensive Air Showers*, *Nature* 227, pp. 1116-118, 1970
- [70] H. Falcke and O. W. Gorham, *Astroparticles Physics* 19, p. 477, 2003
- [71] T. Huege and H. Falcke, *Astronomy & Astrophysics* 412 1, pp. 19-34, Radio Emission from Cosmic Ray Air Showers : Coherent Geosynchrotron radiation, 2003
- [72] T. Huege and H. Falcke, *Astropart. Physics* 24, pp. 116-136, Radio emission from cosmic ray air showers : Simulation result and parametrization, 2005
- [73] <http://www-ik.fzk.de/corsika/>
- [74] C. Timmermans, private communication, Fitting the Radio Pulse-shape, 2006
- [75] C. Timmermans, Auger Internal GAPNote 2006-009, A radio detection test setup, 2006
- [76] M. Boratav *et al.*, *Proc. of the 24th ICRC*, Rome, The AUGER project : First Results from the Orsay Prototype Station, 1995
- [77] D. Ardouin *et al.*, *Radio-detection signature of high energy cosmic rays by the CODALEMA experiment*, *NIM A*. 555, pp. 148-163, 2005
- [78] D. Ardouin *et al.*, *Radioelectric field features of extensive air showers observed with CODALEMA*, *Astroparticle Physics* 26, pp. 341-350, 2006
- [79] <http://www.mpifr-bonn.mpg.de/survey.html>
- [80] C. G. T. Haslam, C. J. Salter, H. Stoffel, W. E. Wilson, *Astronomy & Astrophysics*, suppl. 47, pp. 1-140, 1982
- [81] <http://www.bureau-des-longitudes.fr/>
- [82] H. Falcke *et al.*, *Nature* 435, pp.313-316, Detection and imaging of atmospheric radio flashes from cosmic ray air showers, 2005
- [83] D. Charrier and the CODALEMA collaboration, *proceeding of the IEEE-AP S international Symposium*, Design of a low noise, wide band, active dipole antenna for a cosmic ray radiodetection experiment, 2007
- [84] A. Lecacheux, *Note interne à la Collaboration CODALEMA*, Evaluation du DIPOLE court CODALEMA, en mesure sur le ciel, 2005

- [85] D. Allard *et al.*, Proceeding of the 29th ICRC, Aperture calculation of the Pierre Auger Observatory surface detector, 2005
- [86] Boischot *et al.*, *Icarus*, 43, pp. 399-407, A new high gain, Broadband, steerable array to study Jovian decametric emission, 1980
- [87] J. Lamblin et O. Ravel for the CODALEMA collaboration et C. Medina, Auger Internal GAPNote 2005-42, Radio background measurement at the Pierre Auger Observatory, 2005
- [88] J. D. Kraus, McGraw-Hill, *Antennas*, 1950
- [89] J. S. Chatterjee, *Journal of applied physics*, pp. 550-559, Radiation of a conical helix, May, 1953
- [90] S. Harry, IEEE Internationnal Convention Record vol. 7, pp. 138-146, Broadband conical helix antenna, 1959
- [91] [http ://www.obs-nancay.fr/dam/](http://www.obs-nancay.fr/dam/)