

UNIVERSITÉ DE NANTES
FACULTÉ DES SCIENCES ET TECHNIQUES

ÉCOLE DOCTORALE
MOLECULES, MATIÈRE ET MATÉRIAUX EN PAYS DE LOIRE (3MPL)

Année : 2013

N° attribué par la bibliothèque

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

Radio détection des rayons cosmiques d'ultra haute énergie. Analyse, simulation et interprétation.

THÈSE DE DOCTORAT
Discipline : Physique Nucléaire
Spécialité : Astroparticules

*Présentée
et soutenue publiquement par*

Vincent MARIN

Le 20 décembre 2011, devant le jury ci-dessous

Présidente Nicole Meyer-Vernet, *Directrice de recherches CNRS*
Rapporteurs M. Pierre Billoir, *Professeur de l'Université Paris VI*
 M. Paolo Privitera, *Professeur de University of Chicago*
Examineurs Pascal Lautridou, *Directeur de recherche CNRS*
 Benoît Revenu, *Chargé de recherche CNRS*

Directeur de thèse : M. Pascal Lautridou
Co-Encadrant de thèse : M. Benoît Revenu

À mes parents...

Remerciements

Voici venu pour moi le moment d'un exercice difficile, celui de la rédaction des traditionnels remerciements. Ce passage du manuscrit n'est pas évident car il s'agit de se parer de sa plus belle plume et bien évidemment de n'oublier personne... Au delà de l'expérience scientifique acquise durant ces trois années de doctorat, je retiendrai que la thèse, c'est aussi une histoire humaine qui dépasse le cadre de la science. Je vais ici tenter de rendre un hommage particulier à celles et ceux qui m'ont accompagné durant ces trois années.

Tout d'abord, je souhaite remercier chacun des membres de mon jury de thèse, pour avoir accepté ce rôle afin d'évaluer mon travail. Je remercie particulièrement Nicole Meyer-Vernet, pour avoir assuré la présidence du jury, Paolo Privitera et Pierre Billoir, pour s'être prêtés au jeu de rapporteur du manuscrit, ce qui a permis d'en améliorer le contenu.

Mon premier contact avec le groupe astro du laboratoire Subatech s'est réalisé quelques mois avant le début de cette thèse, avec la rencontre de Richard Dallier que je tiens à remercier très sincèrement pour m'avoir proposé ce sujet de thèse. N'ayant pas "officiellement" prêté son nom pour l'encadrement de ces trois années de travail, j'attribue à Richard le titre honorifique d'encadrant de cœur, puisqu'il a toujours été là, au-delà même des discussions scientifiques.

Je voudrais exprimer toute ma gratitude à Pascal Lautridou qui a accepté la direction de cette thèse. Je le remercie notamment pour nos discussions très franches lors de nos débats, m'obligeant à faire preuve de conviction et à éclaircir mon argumentation lorsque les idées qui ont pu fleurir durant cette thèse étaient encore à l'état de bourgeons.

C'est non sans émotion que je me tourne maintenant vers la personne qui m'a accompagné au jour le jour durant cette thèse : Benoît Revenu. J'aimerais lui adresser plus qu'un simple paragraphe d'hommage tellement l'interaction avec lui a été intense. Travailler avec Benoît a été (est) un réel plaisir, car il a su me laisser libre au moment où il le fallait, dans mes choix d'orientation particuliers qui n'étaient pas forcément gagnés par avance, tout en sachant s'y adapter et en me faisant une entière confiance. C'est donc grâce à lui que j'ai pu donner une couleur personnelle au sujet de thèse proposé initialement en créant l'outil de simulation SELFAS. Dans les phases de doutes, il a également su me redynamiser, apporter son expertise scientifique et technique et ce, toujours accompagné de cette fine dose d'humour absurde et capillo-tracté qui le caractérise quand on le connaît quelque peu et dont je suis féru¹. Merci Benoît.

Pour clore cet hommage à mes collègues de thématique, je voue une sincère reconnaissance à l'ensemble des membres du groupe astro pour m'avoir accueilli et donné du temps sans compter, pour avoir répondu à mes questions techniques ou scientifiques ou simplement pour avoir partagé de la bonne humeur, je pense notamment à Lilian, Arnaud, Didier, Jean-Luc, Olivier, Stephane, Louie-Marie, Yann, Hervé et Sylvain.

En tant que désormais vieux sage du bureau H125, je souhaite adresser un message de sympathie à tous mes collègues thésards de la première heure, en commençant par Éric avec qui j'ai partagé trois années de face à face quotidien, de joutes verbales, de blagues dont lui seul a le talent, de fourberies (Arnaud finira par nous pardonner, cela dit, restons vigilants). Je dois bien l'avouer, son départ vers des contrées retirées a créé un vide abyssal, qu'il sera difficile de combler. Si vous êtes connaisseurs et que vous prêtez l'oreille, il est possible d'entendre dans le couloir du premier étage du bâtiment H de Subatech, plus particulièrement dans une zone localisée entre le bureau H117 et le bureau H125, raisonner des rires provoqués par une histoire de pingouin qui avait bien du mal à respirer. Ha, j'allais oublier, maintenant je peux te le dire, Eric, tu avais une banane sur ton fauteuil. Je continuerai mon périple en nommant Van Minh, collègue de bureau dont j'ai vu la masse musculaire augmenter de jour en jour, Thibault avec qui j'ai partagé le même sujet, de la bière et quelques missions dans la pampa

1. Je voudrais tout de même lui signaler qu'étant moi même pratiquant de ce type d'humour, avec certes moins de talent, je ne suis pas un échantillon très représentatif de l'ensemble du public. Il s'agira donc de se modérer pour éviter la déception face à un public mal choisi.

de Nançay et d'Argentine, Tugdual, Rudy, Sébastien, Hamza pour nos échanges Mathematica, Thomas, Sarah, Ludivine, Samuel, Jérôme, Mickaël. Je souhaite aux thésards les plus jeunes bien du succès dans leur réalisation, du courage pour ceux qui écrivent, c'est une période très difficile, je pense notamment à Ahmed, collègue de bureau et de sujet, qui est dans sa dernière ligne droite ainsi qu'à Jean-Baptiste, puis viendra le tour de Diego notre astro-brésilo-guitariste (à quand le boeuf ?) et enfin à ceux qui ont encore un peu plus de temps devant eux (mais méfiez-vous cela viens très vite...), Jennifer dernière recrue du groupe astro, Zak en organisateur tout trouvé pour le basket, Charlotte en lieu et place d'Éric (Éric, je tacherai de faire respecter ta mémoire), Guillaume.

Le laboratoire ne serait rien sans cette vie extra-scientifique, particulièrement trépidante au premier étage du H, je remercie tous les acteurs de cette belle pièce burlesque : Nico, Beubeu, Arnaud B, Arnaud G avec qui je suis très fier d'avoir remporté à deux reprises le trophée pétanque de la Mine's Cup, Eric, Fred, Lilian, Richard, Bam, Thomas, tous les adeptes du green que je n'ai pu connaître que virtuellement.

Je remercie également Pol-Bernard pour m'avoir permis de me frotter aux joies de l'enseignement durant ces trois années de thèse ; je salue au passage Carl et Fred de l'équipe d'encadrants MSE de l'École des Mines. Je garde un très bon souvenir du contact avec les étudiants et j'espère sincèrement renouveler cette expérience.

La fin de thèse est un instant difficile où l'on se retrouve rapidement seul face à soi même, croulant sous des lignes d'écriture qui finissent par n'avoir aucun sens aux heures les plus tardives. Lorsque la seule porte ouverte de ce bâtiment H est la votre, il est temps de rentrer. Remontant du fin fond de cet interminable couloir pour retrouver la civilisation, je jette un dernier regard à gauche, à droite, à gauche, à droite, à gauche, ... cherchant désespérément âme qui vive et suivant le décompte H125, H124, H123, H122... compteur m'indiquant que je dois bientôt me préparer à refaire surface. C'est à cet instant que je rejoins la civilisation, en ralliant mon second bureau des heures tardives, ce bistrot de quartier des temps modernes, le kebab du boulevard du Petit Port. Je suis très reconnaissant pour l'hospitalité offerte par Fatih, me réservant toujours la même table pour continuer de travailler jusqu'à la fermeture et me permettant ainsi d'éviter la solitude de l'écriture. Je garde un souvenir indélébile de cette soirée organisée pour fêter la fin de thèse avec le saz, le duduk (avec lequel je dois encore travailler) et les chants traditionnels. Merci à toi Fatih, merci aussi à Zeki, Mickaël, Manon, Ali Kemal, "Christophe", Marco pour ces soirées débat/cours portant sur l'histoire et la géographie, la politique, l'économie, le sport, les sciences...

J'adresse à Gwen, mon ami de très longue date, présent pour moi sur bien des terrains, une reconnaissance indéfectible pour son talent incomparable de dérideur de front plissé lors de morosité momentanée, pour m'avoir écouté d'une oreille néophyte mais très attentive et patiente, et pour m'avoir permis la musique et la scène là où d'autres m'en ont privé.

Je tiens par dessus tout à rendre un hommage absolu à mes parents pour m'avoir soutenu durant ces longues années d'études et pour m'avoir permis un tel projet de vie. Leur soutien aura été permanent, même durant des périodes plus artistiques que scientifiques.

La qualité du pot de thèse organisé à l'issue de la soutenance était fabuleux, merci Maman, merci Papa, d'avoir su gérer le stress lié à la terrine aux marrons et au cake au foie gras, terrine et cake pour lesquels Arnaud G., fin gourmet du couloir, a tenu à en féliciter l'auteur. Je me joins donc à lui pour te féliciter Chantal.

J'adresse également toute mon affection à ma famille, présente en grande partie le jour de la soutenance, ainsi qu'une partie de la belle-famille, ceci m'a vraiment fait très chaud au coeur, certains m'ont dit vouloir venir mais ne pas pouvoir, pas d'inquiétude, vous étiez bien représentés et vous aurez le manuscrit pour vous rattraper... Merci Mémé pour avoir mis un cierge à brûler !

Enfin, il est une personne que je n'ai pas encore citée, qui m'a épaulé amoureusement durant ces travaux, qui a supporté les variations chaotiques de mes humeurs en partageant mes peines et mes joies et qui m'a simplement donné une raison de persévérer. Merci Klervi.

Table des matières

Introduction	13
1 Ciel ! On nous bombarde !	17
1.1 Illusion cosmique ?	18
1.1.1 Ondes et corpuscules, science de l'invisible	18
1.1.2 Découverte des rayons cosmiques	30
1.1.3 Physique des particules : rayons cosmiques sources d'avancées	33
1.2 Un siècle de recherche : interprétations	37
1.2.1 De 1945 à nos jours. Questions d'astrophysique.	37
1.2.2 Retour à la physique des particules : les gerbes atmosphériques et leurs principales caractéristiques	45
1.2.3 Théorie et simulation des gerbes	50
1.3 Les techniques de détection	52
1.3.1 Les réseaux de détecteurs de particules. Principes communs	52
1.3.2 La détection par fluorescence	54
1.3.3 L'observatoire Pierre Auger	55
1.3.4 Les autres types de détection	59
1.4 Emission radio des gerbes atmosphériques	60
1.4.1 La découverte du rayonnement Cerenkov	60
1.4.2 Cherenkov et gerbe atmosphérique	60
1.4.3 Du visible à la radio. Phénomène de <i>cohérence</i> et excès de charge	61
1.4.4 Effet géomagnétique	62
1.4.5 Premices de la détection radio autonome des gerbes cosmiques	65
1.4.6 Vers un renouveau de la radio détection.	67
2 CODALEMA & RAuger	69
2.1 La radio détection aujourd'hui	70
2.1.1 Enjeux et motivation	70
2.1.2 Quelques expériences de détection radio actuelles	70
2.2 CODALEMA, un site idéal : l'observatoire de Nançay	74
2.2.1 L'observatoire	74
2.2.2 CODALEMA-I	75
2.3 CODALEMA-II : Vous avez dit pôle ?	78
2.3.1 L'antenne dipôle	78
2.3.2 Le réseau d'antennes CODALEMA-II	79
2.3.3 Le réseau déclencheur : le détecteur de particules CODALEMA-II	80
2.3.4 Analyse des données scintillateurs, référence pour la radio	81
2.3.5 Premiers résultats CODALEMA-II, premières interprétations	84
2.4 Détection radio autonome : RAuger	91
2.4.1 RAuger-I, démonstration réussie	91
2.4.2 RAuger-I, le détecteur et son environnement.	97
2.4.3 RAuger-I, bilan	106
2.5 Et la chenille devint papillon	106
2.5.1 Description du nouveau système	107
2.5.2 Carte MATACQ	110
2.5.3 Les deux sites et les premières données nouvelle génération	115
2.6 Conclusion	119

3	Nouvel outil de simulation radio : SELFAS	121
3.1	Simulation de l'émission radio dans le domaine du MHz	122
3.1.1	Les première approches	122
3.1.2	Les approches modernes	122
3.1.3	La discordance monopolaire-bipolaire	125
3.2	Retour aux sources	131
3.2.1	Champ électrique d'une source ponctuelle avec un temps de vie fini	131
3.2.2	Champ électrique d'un ensemble de charges	133
3.3	SELFAS2	134
3.3.1	Génération de la gerbe, profil longitudinal, universalité	134
3.3.2	Caractéristiques géométriques des gerbes : conditions initiales des particules	136
3.3.3	Propagation des particules et calcul du champ électrique	138
3.3.4	Algorithme général et utilisation de SELFAS2	139
3.4	Discussion autour d'un premier exemple	140
3.4.1	Stabilité numérique	141
3.4.2	Résultats	142
3.4.3	Courant transverse vs excès de charge	144
3.4.4	Influence du filtrage numérique sur la forme du profil latéral	144
3.4.5	Comparaison entre SELFAS2, REAS3 et MGMR	146
3.4.6	Modification de ReAires : ReAires2 vs SELFAS2	147
3.5	Vers une prédiction de carte du ciel pour la configuration CODALEMA	149
3.5.1	Influence de la direction d'arrivée sur le signal radio émis par la gerbe	149
3.5.2	Interprétation de la dépendance de $\Delta\theta_{max}$ à la distance au cœur	150
3.5.3	Prédiction de carte du ciel pour la configuration CODALEMA	153
3.6	Conclusion	156
4	Interprétations des données expérimentales	159
4.1	Préambule	160
4.2	Échantillon de données expérimentales	160
4.3	La radio, un estimateur de l'énergie du primaire autonome	161
4.3.1	Dépendance du signal à l'énergie du primaire	161
4.3.2	Estimation de l'énergie du primaire via la mesure radio et SELFAS2	164
4.3.3	Reconstruction en énergie : profil gaussien ou exponentiel ?	169
4.3.4	Discussion	173
4.4	Signature de l'excès de charge dans les données CODALEMA-II	173
4.4.1	SELFAS2 : influence de l'excès de charge	174
4.4.2	SELFAS2 : reconstruction de la position du cœur radio	177
4.4.3	SELFAS2 : prédiction du décalage de cœur radio pour la statistique de CODALEMA	183
4.4.4	SELFAS2 : dépendance du décalage de cœur à la direction d'arrivée pour la statistique de CODALEMA	184
4.4.5	CODALEMA : décalage de cœur expérimental, confrontation	187
4.4.6	Bilan	189
4.5	Profil longitudinal radio, vers la nature du primaire ?	190
4.5.1	Préambule	190
4.5.2	Le profil latéral radio, image d'un instant du développement des gerbes	190
4.5.3	Reconstruction du maximum d'émission : application à la simulation SELFAS2	193
4.5.4	Reconstruction du maximum d'émission : application aux données expérimentales	199
4.6	Conclusion	200
	Conclusion	203
A	Un évènement triple coïncidence avec RAuger-II	205

B	Radiation d'une charge ponctuelle	209
B.1	Équations de Maxwell	209
B.1.1	Retour aux bases	209
B.1.2	Solutions retardées pour Φ , $\mathbf{A}$ et $\mathbf{E}$	210
B.2	Solutions retardées	212
B.2.1	Potentiels de Liénard-Wiecher	212
B.2.2	Expression de Heaviside-Feynman pour le champ électrique émis par une charge ponctuelle avec un temps de vie fini	213
	Bibliographie	215

Introduction

Cent ans après sa découverte en 1912 par Victor Hess, le rayonnement cosmique d'ultra-haute énergie reste un des sujets au centre des grandes interrogations de l'astrophysique. Ce flux de particules qui bombardent la terre apparaît aujourd'hui comme un messenger pouvant apporter des éléments réponses aux questions fondamentales des sciences de l'univers, car le flux de rayons cosmiques porte les stigmates de son origine et de son parcours à travers le milieu interstellaire jusqu'à son observation sur Terre. L'étude des rayons cosmiques touche des sujets très variés et les différents domaines sont très souvent interconnectés les uns avec les autres car les sources, les mécanismes d'accélération et la nature du rayonnement cosmique sont liés. Différents modèles sont proposés pour expliquer les caractéristiques du flux du rayonnement cosmique observé sur terre. Grâce aux observations de cette dernière décennie, la plupart des modèles interprètent aujourd'hui le rayonnement cosmique comme étant des particules chargées (protons ou noyaux) accélérées dans des phénomènes astrophysiques violents : noyaux actifs de galaxie, supernovae, sursauts gamma ou encore par interaction avec des champs magnétiques interstellaires lors de leur propagation dans l'univers. Cependant, la nature du rayonnement cosmique d'ultra-haute énergie observé sur terre reste encore trop méconnue. Son identification est une étape cruciale pour interpréter au mieux l'origine du rayonnement cosmique en contraignant les modèles théoriques.

Lorsque les particules du rayonnement cosmique heurtent les particules composant l'atmosphère, la collision peut atteindre des énergies dans le centre de masse huit cent fois supérieure aux énergies reproduites en laboratoire avec notamment le "Large Hadron Collider". Au-delà de l'intérêt purement astrophysique, le rayonnement cosmique d'ultra-haute énergie constitue donc une source de particules de très hautes énergie dont l'étude pourrait permettre de répondre également à des questions spécifiques à la physique des particules en contraignant les modèles d'interaction de particules à des énergies non reproduites en laboratoire.

Plus l'énergie des particules est grande, plus le flux du rayonnement cosmique devient faible : à 10^{17} eV le flux est de l'ordre d'une particule par km^2 par jour pour atteindre à 10^{20} eV un flux de l'ordre d'une particule par km^2 par siècle. Pour pallier à ce faible flux, les techniques de détections des rayons cosmiques utilisent l'atmosphère terrestre comme un immense calorimètre. En effet, compte tenu du faible nombre d'évènements observables par unité de temps et de surface, il est tout simplement impossible de détecter la particule primaire directement, son observation est indirecte : c'est la gerbe de particules secondaires engendrée dans l'atmosphère qui est détectée soit lorsqu'elle arrive au sol avec des détecteurs de surface qui "comptent" les particules au sol, soit à l'aide de télescopes détectant la lumière de fluorescence émise par l'azote de l'atmosphère lors du passage de la gerbe. Actuellement deux expériences utilisent ces deux techniques de détection : le Telescope Array aux États-Unis, couvrant une surface au sol de 700 km^2 et l'observatoire Pierre Auger en Argentine couvrant une surface au sol de 3000 km^2 . L'intérêt pour l'étude du rayonnement cosmique aux énergies les plus hautes, allié à la faible statistique à ces énergies, conduit à déployer des surfaces de réseaux de détecteurs toujours plus grandes. Dans ce cadre, le coût des infrastructures est évidemment un des principaux facteurs limitants.

Initialement suggéré en 1962 par Askaryan, il est montré expérimentalement en 1964 à Jodrell Bank que les gerbes atmosphériques de particules initiées par des particules issues du rayonnement cosmique sont détectables dans le domaine radio, autour de 44 MHz. Suite à cette découverte, de nombreuses expériences de radio-détection des grandes gerbes cosmiques ont vu le jour et il est finalement proposé par Khan et Lerche en 1966 que le champ électrique radio émis par les gerbes est lié à l'effet du champ magnétique terrestre sur les particules de la gerbe. Cependant, à partir des années 70, cette technique de détection a progressivement été abandonnée au profit du développement des télescopes de fluorescence et des détecteurs de particules au sol. Avec le déploiement de réseaux de surface toujours plus grands et plus onéreux pour caractériser le flux de particules aux plus hautes énergies (au-delà de 10^{19} eV), la détection radio des gerbes a finalement de nouveau été suggérée à partir des années 2000 comme potentielle technique alternative. Depuis les années 70, les progrès technologiques et le développement du traitement numérique du signal ont permis d'envisager à nouveau l'étude du principe de détection radio des gerbes atmosphériques. Au début des années 2000, deux démonstrateurs ont ainsi vu le jour : l'expérience LOPES, sur le site de l'institut de technologie de Karlsruhe (KIT) en Allemagne et l'expérience CODALEMA sur le site de l'observatoire de radioastronomie de Nançay en France.

Grâce à une première phase du démonstrateur CODALEMA (entre 2002 et 2005), il a été possible d'obtenir les premières caractérisations du signal radio mesuré au sol ainsi qu'une première estimation du seuil en énergie de détection radio. La caractérisation du signal radio avec CODALEMA-I a permis une évolution majeure et la création d'une antenne plus adaptée qui a donné naissance à la phase 2 de CODALEMA (depuis 2005). Cette seconde phase du démonstrateur, toujours en opération à l'heure actuelle, a permis de confirmer de manière non-ambigüe la dépendance du champ électrique radio émis par les gerbes au champ magnétique terrestre. Cette dépendance s'explique aujourd'hui par la déviation systématique des particules chargées de la gerbes (principalement les électrons et les positrons) sous l'influence de la force de Lorentz causée par la présence du champ géomagnétique. Grâce à l'utilisation d'un réseau de détecteur de particules couplé au réseau d'antennes CODALEMA-II, il a été mis en évidence pour la première fois de manière non-ambigüe une corrélation entre le champ électrique radio des gerbes mesuré au sol et l'énergie des gerbes estimée par le réseau de scintillateurs.

Parallèlement aux études menées sur la caractérisation des observables radio des gerbes, des développements techniques sont aussi réalisés pour envisager la détection radio des gerbes avec des détecteurs radio autonomes, c'est à dire capables de se déclencher sans l'aide extérieure d'un autre mode de détection, notamment les détecteurs de particules au sol. Dans l'optique de futurs réseaux géants de détecteurs de gerbes cosmiques d'ultra-haute énergie, la détection radio autonome est un enjeu important car le coût d'un détecteur radio est relativement faible (moins de 3000 €) par rapport à des détecteurs de particules (scintillateurs ou cuves Cerenkov) ce qui est un avantage certain pour équiper de grandes surfaces de détecteurs. Une première version de station autonome radio a par conséquent été développée par l'équipe de CODALEMA et testée sur le site de l'expérience Auger (expérience RAuger-I). Avec le succès de cette première expérience de détection autonome, une nouvelle version de station a récemment été mise au point par l'équipe de CODALEMA. Trois de ces nouvelles stations autonomes sont actuellement en acquisition sur le site de l'expérience Auger (RAuger-II). Les premiers résultats montrent une nette amélioration de l'efficacité de détection par rapport à l'ancien prototype de station autonome. Depuis 2011, cette nouvelle version de détecteur radio autonome est en cours d'installation sur le site de l'observatoire de Nançay, constituant ainsi la troisième phase de l'expérience CODALEMA.

Avec les résultats obtenus par les expériences de détection radio des gerbes, notamment CODALEMA et RAuger, la démonstration de la technique est maintenant clairement établie. Les enjeux de la détection radio se portent désormais sur la capacité à estimer les caractéristiques des gerbes en particulier l'énergie et nature de la particule primaire. C'est dans ce contexte que s'inscrit le travail présenté dans cette thèse.

Dans le premier chapitre de cette thèse nous proposons de retracer le cheminement historique des concepts de physique conduisant naturellement vers la physique des particules et la découverte du rayonnement cosmique au début du 20^e siècle. Puis, après plus d'un demi-siècle d'observations et d'expériences dédiées à la détection des rayons cosmiques, nous présenterons les interprétations modernes du rayonnement cosmique ainsi que les principaux modes de détection actuels des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie. Pour terminer ce premier chapitre et ouvrir sur le sujet de cette thèse, nous présenterons les premières expériences de détection radio des rayons cosmiques développées conjointement aux autres modes de détection à la fin des années 60 ainsi que les premières interprétations de l'émission radio des gerbes atmosphériques.

Prenant appui sur une brève description des approches contemporaines de détection radio, le second chapitre sera dédié aux expériences CODALEMA et RAuger. Nous présenterons dans un premier temps l'expérience CODALEMA-I&II et les premiers résultats physiques obtenus. Nous décrirons ensuite l'expérience RAuger pour laquelle nous dresserons un bilan en tant que première expérience de détection radio autonome des gerbes. Nous présenterons notamment les résultats physiques obtenus ainsi qu'une étude du comportement des stations en fonction de leur environnement. Avec la phase II de l'expérience RAuger mise en place durant cette thèse, nous présenterons la nouvelle station autonome et les premiers résultats de physique obtenus. Lors de la présentation de cette nouvelle station de radio-détection, nous reviendrons notamment sur une tentative de calibration temporelle de l'échantillonneur numérique permettant de stocker les traces temporelles des événements radio.

Le troisième chapitre est dédié à la création d'un nouvel outil de modélisation du champ électrique

émis par les gerbes : SELFAS (Simulation of ELectric Field emitted by Air Showers). Pour introduire la création du code SELFAS, nous reviendrons sur les différents modèles contemporains d'émission radio des gerbes en s'arrêtant particulièrement sur le désaccord entre les approches dites "macroscopiques" et "microscopiques". Pour expliquer ce désaccord, nous nous appuierons sur les équations de Maxwell appliquées à une charge ponctuelle en mouvement relativiste et nous proposerons une nouvelle équation du champ électrique qui sera utilisée dans SELFAS. Après une description détaillée du principe de SELFAS, les premiers résultats nous permettront de décrire les mécanismes en jeu dans l'émission radio des gerbes et nous proposerons une première estimation de prédiction de carte du ciel des événements observés en radio pour l'expérience CODALEMA.

Enfin, le dernier chapitre de cette thèse sera consacré à de nouvelles interprétations des mesures expérimentales en utilisant les données de l'expérience CODALEMA-II. Nous montrerons dans un premier temps qu'il est possible d'estimer l'énergie des particules primaires initiatrices des gerbes atmosphériques en couplant les données expérimentales de mesures de champ radio au sol avec le code de simulation SELFAS. Cette méthode permet de faire de la radio un estimateur autonome de l'énergie du primaire, sans avoir recours à une calibration sur un autre type de détecteur. Dans un second temps, nous mettrons pour la première fois en évidence la signature expérimentale de la contribution secondaire au champ électrique due à l'excès de charges négatives dans les gerbes atmosphériques en s'appuyant sur une nouvelle observable suggérée par le code de simulation SELFAS. Puis, en vue de contraindre la nature du primaire avec la mesure radio, nous terminerons cette thèse en proposant une nouvelle interprétation du profil latéral du champ électrique radio mesuré au sol, permettant d'estimer un instant d'émission radio maximum durant le développement de la gerbe dans l'atmosphère.

Ciel ! On nous bombarde !

Plan

1.1	Illusion cosmique ?	18
1.1.1	Ondes et corpuscules, science de l'invisible	18
1.1.2	Découverte des rayons cosmiques	30
1.1.3	Physique des particules : rayons cosmiques sources d'avancées	33
1.2	Un siècle de recherche : interprétations	37
1.2.1	De 1945 à nos jours. Questions d'astrophysique.	37
1.2.2	Retour à la physique des particules : les gerbes atmosphériques et leurs principales caractéristiques	45
1.2.3	Théorie et simulation des gerbes	50
1.3	Les techniques de détection	52
1.3.1	Les réseaux de détecteurs de particules. Principes communs	52
1.3.2	La détection par fluorescence	54
1.3.3	L'observatoire Pierre Auger	55
1.3.4	Les autres types de détection	59
1.4	Emission radio des gerbes atmosphériques	60
1.4.1	La découverte du rayonnement Cerenkov	60
1.4.2	Cherenkov et gerbe atmosphérique	60
1.4.3	Du visible à la radio. Phénomène de <i>cohérence</i> et excès de charge	61
1.4.4	Effet géomagnétique	62
1.4.5	Prémices de la détection radio autonome des gerbes cosmiques	65
1.4.6	Vers un renouveau de la radio détection.	67



FIGURE 1.1 – Timbre dessiné par Charles Mazelin et gravé par Jacques Combet, émis le 20 mai 1961. A la droite de Charles-Augustin de Coulomb, on peut voir le pendule de torsion de Coulomb.

1.1 Illusion cosmique ?

Le vecteur de l'information entre la particule cosmique incidente et notre détecteur, n'est autre que l'onde électromagnétique. La compréhension du mécanisme à la base de sa création est primordiale. Une partie importante du travail réalisé dans le cadre de cette thèse est dédiée à la création d'un outil de simulation de l'onde radio générée par les grandes gerbes de particules. La physique des particules et l'électrodynamique classique sont les ingrédients de la radio-détection des rayons cosmiques et *a fortiori*, de cette thèse. J'ai par conséquent souhaité, pour débiter ce manuscrit, retracer l'histoire de l'électromagnétisme et des constituants de la matière, chemin naturel vers la découverte des rayons cosmiques.

1.1.1 Ondes et corpuscules, science de l'invisible

Les prémices de l'électromagnétisme, prémices des cosmiques

Aux alentours de 1785, le français Charles-Augustin de Coulomb (1736 - 1806) réalise une série d'expériences grâce à un dispositif nommé balance de torsion de Coulomb (voir Fig.1.1), afin d'établir une loi fondamentale décrivant l'interaction électrostatique entre deux corps chargés. Il montre que la force électrostatique qui lie les deux corps chargés entre eux est proportionnelle à chacune des deux charges électriques et inversement proportionnelle au carré de la distance entre ces deux charges :

$$F_e = k \frac{q_1 q_2}{r^2} \quad (1.1)$$

L'unité de cette force électrostatique F_e étant le Newton et r la distance séparant les deux corps, le mètre, il sera établi plus tard (en 1892) par Oliver Heaviside que $k = 9.0 \cdot 10^9 \text{ N.m}^2/\text{C}^2$ dans le vide avec q_1 et q_2 exprimés en Coulomb, noté C. Lors de ses travaux sur l'électricité et le magnétisme, décrits dans sa célèbre série de sept mémoires (1785-1791), Charles-Augustin de Coulomb remarque que les sphères chargées de sa balance de torsion perdent peu à peu leur charge électrique initiale. Pour expliquer ce résultat surprenant, il suggère que, vraisemblablement, d'autres corps chargés doivent heurter les sphères de sa balance de torsion. L'air environnant dans lequel il réalise ses expériences, contiendrait donc des corps chargés électriquement ; mais pourtant, les molécules composant cet air sont neutres... Qui peut donc créer des charges, ou bien ioniser ces molécules ? Cette question restera sans réponse jusqu'en 1900, nous y reviendrons. Les travaux de Charles-Augustin de Coulomb portant sur l'électricité et le



FIGURE 1.2 – Gauche : timbre émis le 3 août 1970 pour commémorer le 150^e anniversaire de la découverte de l'électromagnétisme. On y voit une aiguille d'Oersted et le circuit électrique qui influence la direction de l'aiguille. Droite : portrait de Hans-Christian Oersted. Timbre émis en 1951 pour le centenaire de sa mort.

magnétisme marquent une étape majeure de l'histoire de ces deux sciences. Sans le savoir, il aura établi la première interaction scientifique avec le rayonnement cosmique.

Suite à ces travaux, beaucoup de physiciens et de mathématiciens s'intéressent à la théorie de l'ensemble des phénomènes électrostatiques, Joseph Louis Lagrange (1736-1813), Pierre Simon de Laplace (1749-1827), Carl Friedrich Gauss (1777-1785), Simon Denis Poisson (1781-1840), Michael Faraday (1791-1867) pour ne citer que les plus illustres. De nouveaux concepts sont développés tels que le champ électrique, les distributions de charge, le potentiel électrostatique ou l'énergie électrique. À l'instar de la théorie de la gravitation universelle de Newton, l'électricité ou l'électrostatique, est mise en équations de manière rigoureuse et puissante. Durant cette même période, une invention marque le début d'une ère d'intenses expérimentations sur l'électricité : la pile électrique (1800). Luigi Galvani (1737-1798) et Alessandro Volta (1745-1827) réalisent que tout ensemble constitué de deux métaux différents (électrodes) séparés par un milieu conducteur humide (électrolytes) génère une énergie électrique. Par rapport aux machines électrostatiques qui ne génèrent que des décharges électriques éphémères, la pile électrique est capable de fournir de l'électricité en continu (jusqu'à épuisement des électrolytes). Jusque-là, les phénomènes électriques et magnétiques n'ont *a priori* aucun lien entre eux, même si d'aucuns évoquent que sous l'effet de la foudre, les boussoles changeaient de direction...

Au printemps, 1820, alors qu'il donne un cours sur l'électricité à ses étudiants, Hans-Christian Oersted (1777-1851, voir Fig.1.2) fait une découverte capitale. L'histoire raconte que lors de la présentation d'une expérience sur l'électricité, il s'aperçoit que l'aiguille d'une boussole située à côté de son expérience, dévie de son axe anormalement. Suite à cette observation, il conclut que les "effluves électriques" de son circuit perturbent la boussole en la faisant dévier de sa direction initiale. Selon Oersted, un phénomène électrique est capable d'influencer voire de créer un phénomène magnétique. Peu de scientifiques vont adhérer à cette conclusion, seuls François Arago (1786-1853) et André-Marie Ampère (1775-1836, voir Fig.1.3) en comprendront l'importance. Pour expliquer ce phénomène, Ampère fera appel à la notion de courant électrique, décrivant l'électricité en mouvement et inventera le galvanomètre capable de mesurer son intensité. Ce galvanomètre deviendra un ampèremètre mesurant une intensité en... Ampère. Le premier théorème mathématique reliant un phénomène électrique avec un phénomène magnétique sera proposé par Ampère utilisant la notion de champ : *la circulation, le long d'un circuit fermé, du champ magnétique engendré par une distribution de courant, est égale à la somme algébrique des courants qui traversent la surface définie par le circuit orienté, multipliée par la perméabilité du vide*. Ce qui donne :

$$\oint_C \mathbf{B} \cdot d\boldsymbol{\ell} = \mu_0 \sum I_{\text{traversant}} \quad (1.2)$$

où $\mathbf{B}$ est le champ magnétique, $\boldsymbol{\ell}$ le déplacement le long du contour fermé noté C , μ_0 la perméabilité du vide et $\sum I_{\text{traversant}}$, la somme des courants traversant le contour fermé. Dix années plus tard, en 1831,



FIGURE 1.3 – Gauche : timbre émis en 1936 pour commémorer le 100^e anniversaire de la mort de André-Marie Ampère. Droite : timbre émis en Mars 1991 au Royaume-Uni pour le bicentenaire de la naissance de Michael Faraday.

Michael Faraday (1791-1867, voir Fig.1.3) découvre qu'une variation de champ magnétique à travers une surface fermée engendre une force électromotrice ou tension électrique. Ce phénomène est décrit sous forme mathématique en 1934 par Heinrich Lenz (1804-1865) par la loi :

$$\varepsilon = -\frac{d\Phi}{dt} \quad (1.3)$$

où ε représente la force électromotrice créée par la variation temporelle du flux magnétique $\frac{d\Phi}{dt}$. Le signe moins provient du fait que l'induction produit des effets qui s'opposent à leurs causes. Suite à ces découvertes, le physicien anglais Peter Barlow (1776-1862) réalisera en 1828, le premier moteur électrique. Un disque conducteur soumis à une tension électrique (via la pile électrique de Galvani et Volta...) et placé dans un champ magnétique subit une force électromotrice qui va entraîner la rotation du disque. Cette étape dans l'histoire des sciences est une révolution : un générateur de tension peut mettre en mouvement un objet.

Champ du crépuscule. Prélude de l'unification des lois de la physique

La question de l'action instantanée à distance, suscite chez Faraday un problème de taille. L'interaction entre deux corps décrite jusqu'à présent ne tient pas compte du milieu qui les sépare, or pour Faraday, cette interaction doit se propager de "proche en proche", à travers le milieu et donc dépendre de sa nature. Il ne parviendra pas à traduire son intuition mathématiquement de manière rigoureuse. Il faudra attendre quelques années et James Clerk Maxwell (1831-1879, voir Fig.1.4 à gauche) pour développer une formulation mathématique sur les travaux de Faraday. En prenant modèle sur les équations aux dérivées partielles développées par le français Joseph Fourier pour décrire la propagation de la chaleur (début 19^e), Maxwell développe un système d'équations différentielles qui permet de décrire l'état d'un point quelconque de l'espace sous l'influence d'une charge électrique fixe ou en mouvement. L'interaction magnétique et électrique qui se propagent de proche en proche selon l'intuition de Faraday est finalement décrite par Maxwell par un système de neuf équations aux dérivées partielles qu'il présentera à la Royal Society en 1864 [1, 2, 3]. Le concept de champ électromagnétique est né. Grâce à ce système d'équations, Maxwell tente d'estimer la vitesse de propagation de l'interaction électrique et magnétique. Il obtient une valeur si grande que ce phénomène n'aurait pas pu être mesuré jusqu'ici. Il fait alors un lien avec un phénomène *a priori* fort différent, celui de la propagation de la lumière. Mais il n'ira pas jusqu'à considérer la lumière comme un phénomène électromagnétique. Une question fondamentale reste en suspend : Maxwell finit par conclure que cette "propagation" provient de la vibration du milieu, mais quel est ce subtil éther insaisissable ? Malheureusement Maxwell meurt en 1879 sans connaître le succès retentissant de la théorie qui marque les premiers pas de l'unification des lois de la physique.



FIGURE 1.4 – Gauche : James Clerk Maxwell, timbre italien émis en 1991 pour le centième anniversaire de la radio. L'équation sur le timbre fait référence à la quatrième équation de Maxwell. La création d'un champ magnétique est associé à toute variation d'un champ électrique ou à la présence d'un courant électrique. Droite : Heinrich Hertz et James Clerk Maxwell. Timbre mexicain émis en 1967 lors du rassemblement de l'Union internationale des télécommunications.

Naissance de la radio

Durant les dix années qui suivent le décès de James Clerk Maxwell, le jeune Allemand, Heinrich Hertz (1857-1894, voir Fig.1.4 à droite) poursuit les études menées par Maxwell. Il simplifie les équations de Maxwell en retirant la notion d'éther de la théorie et en considérant le champ électrique et le champ magnétique non plus comme des intermédiaires de calcul mais bel et bien comme des objets physiques à part entière. À partir de cette période, Il s'ensuit d'intense études expérimentales et développements technologiques. Hertz vérifie la prédiction de la théorie en montrant que la vitesse de propagation de l'onde électromagnétique est la même que celle de la lumière et montre définitivement en 1887 que par sa nature ondulatoire, la lumière est une onde électromagnétique. Pour Hertz l'onde électromagnétique est véritablement différente de la matière, c'est une nouvelle substance continue par essence et dénuée de toute propriété mécanique. En 1888, Hertz génère, avec un dispositif expérimental, une onde électromagnétique qui oscille avec une fréquence déterminée et tente de détecter cette onde à distance. Au moyen d'un fil conducteur circulaire coupé éloigné de son circuit émetteur, il réussit à faire déclencher une étincelle dans l'ouverture, détectant ainsi pour la première fois une onde radio. Lors de la présentation de ses résultats sur les ondes hertziennes, un étudiant de l'assemblée lui demande si une telle découverte peut déboucher sur de possibles applications. Il répondra simplement non. Mais finalement, vers 1890, les premières communications radioélectriques seront établies grâce à l'italien Guglielmo Marconi (1874-1937) qui reçu prix le Nobel de physique de 1909 pour ses travaux et sa contribution à la création de la télégraphie sans fil ou TSF. La communication radio vivra alors l'essor technologique et commercial qu'on lui connaît aujourd'hui, figeant l'étonnante réponse de Hertz à son étudiant.

Atome et électron

Le XIX^e siècle est aussi la période où physiciens et chimistes reprennent les intuitions des philosophes grecques pour décrire la matière. *Il existe une limite à la division des corps* (Democrite 427 av. J.C.), *l'être est un tout formé par une infinité d'atomes* (Leucippe 445 av.J.C.) et *avant la formation du monde une infinité d'atomes tombaient, parallèlement, dans le vide* (Épicure 341 av. J.C.). Avant le monde il n'y avait rien, pas de Cause ni de Fin. Puis, surgit le *clinamen*, déviation infinitésimale d'un atome qui rompt le parallélisme parfait de sa chute (attribué à Lucrèce 98-54 av. J.C., *De natura rerum*, De la nature des choses, selon les principes d'Épicure). Cette déviation qui apparaît on ne sait où, ni quand, ni comment, provoque la rencontre avec l'atome voisin, qui, dévié à son tour rencontre d'autres atomes et ainsi de suite... De ces rencontres en chaîne le monde serait né, selon les principes d'Épicure et de Lucrèce. En comparant ces pensées à la manière dont nous décrivons le monde aujourd'hui, vu par la lorgnette de nos télescopes et autres accélérateurs d'idées, il y a de quoi rester coi ! Prédiction, ou bien lente auto-orientation de notre connaissance ? Paraphrasant Paul Eluard, l'espace n'aurait-il simplement que la forme de ses regards ? Basée sur la description des philosophes grecs, la théorie atomique

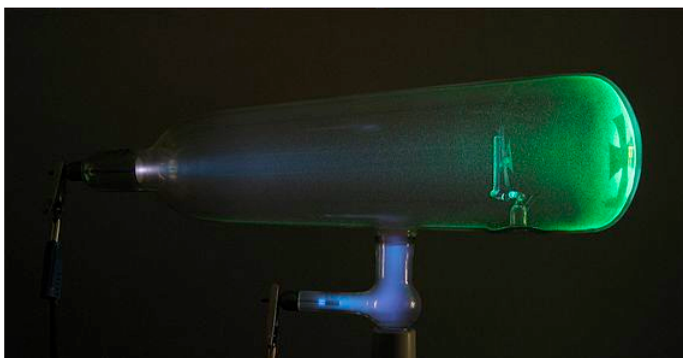
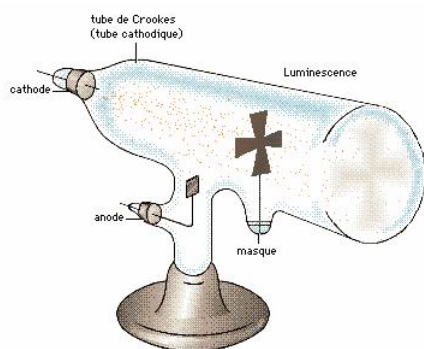


FIGURE 1.5 – Gauche : Schéma illustrant le principe du tube de Crookes. Droite : Tube de Crookes avec une tension apposée aux bornes des électrodes. Crookes observe alors que pour une pression faible à l'intérieur de l'ampoule de verre et une tension de l'ordre de quelques dizaines de kilo-Volt, un rayonnement provenant de la cathode provoque une luminescence sur les parois du tube. La croix de Malte sert ici de masque, prouvant avec son ombre projetée sur la partie droite du tube que le rayonnement provient bien de la gauche. Crookes appelle ce rayonnement, rayonnement cathodique.

moderne naît suite aux travaux du physicien et chimiste John Dalton (1766-1844) en 1803. Il suppose que les atomes se combinent entre eux sans modifier leur nature et il remarque lors de ces expériences, que deux gaz se combinent toujours dans des proportions de poids proches de nombres entiers : 1 g de dihydrogène réagit avec 8 g de dioxygène pour former 9 g d'eau... Ce résultat tend donc à confirmer que la matière est bien constituée d'éléments finis, indivisibles. Un premier système de poids atomique et de symbole des atomes est mis en place par Jöns Jacob Berzélius (1779-1848) et finalement Dmitri Ivanovitch Mendeleïev (1834-1907) crée un système de classification de tous les éléments chimiques connus, par masse atomique croissante.

De nombreuses expériences sur les gaz sont réalisées pour permettre de caractériser les constituants de la matière. Vers 1855, Heinrich Geisser (1814-1879) invente la pompe à vide qui permet de réaliser des expériences avec de très faibles quantités de gaz, voire de s'affranchir de la présence d'un gaz dans une enceinte. Grâce à ce système, William Crookes (1832-1919) réussit à descendre à de très faibles pressions, de 10^{-6} à $5 \cdot 10^{-8}$ atm, dans une enceinte tubulaire réalisée en verre. Crookes place à une extrémité de ce tube de verre une première électrode, puis une seconde à environ la moitié de la longueur de ce tube (voir Fig.1.5). Entre ces deux électrodes est appliquée une tension continue de quelques dizaines de kilo-Volt. Crookes observe un rayonnement provenant de la cathode qui provoque une luminescence sur les parois du tube et qu'il l'appellera rayonnement cathodique. En approchant un aimant du tube de verre, la trajectoire de ce rayonnement cathodique est déviée, se manifestant par une délocalisation de la zone de luminescence maximum. Avec ce phénomène, Crookes déduit que ce rayonnement est électriquement chargé, car dévié par un champ magnétique. Ce phénomène ne sera expliqué qu'en 1896 par Joseph John Thomson (1856-1940) qui montre que le rayonnement cathodique est constitué de particules (appelées corpuscules) chargées négativement. L'étude du rayon dévié par le champ magnétique permet de quantifier le rapport charge/masse de ses constituants. La valeur de $1.76 \cdot 10^8 \text{ C.g}^{-1}$ est avancée, mille fois inférieure à l'atome le plus léger, l'hydrogène. Le terme d'*électron*, d'abord employé par George Stoney (1826-1911) en 1894 pour désigner la notion de charge électrique élémentaire négative, sera reproposé par George Fitzgerald (1851-1901) et adopté définitivement suite à la découverte de Thomson en 1896.

Après avoir connu de nombreuses réticences, l'idée de matière comme objet physique discontinu finit par s'imposer au sein de la communauté scientifique. Cependant, cette discontinuité du milieu matériel n'est pas sans poser de problèmes conceptuels avec la notion de substance continue évoquée dans la théorie de l'électromagnétisme.

Objets inanimés avez-vous donc une âme ?

En 1895, Hendrik Antoon Lorentz (1853-1928, voir Fig.1.6 à gauche) émet deux hypothèses importantes. Le courant électrique dans un conducteur est la cause d'un déplacement de particules chargées au



FIGURE 1.6 – Gauche : timbre émis en 2009 en Guinée-Bissau à l’effigie de Hendrik Antoon Lorentz, prix nobel en 1902. Droite : timbre français émis en 1952 à l’effigie de Henri PoinCaré.

sein de ce conducteur et la lumière est émise par la vibration de ces corpuscules chargés. Avec ces deux hypothèses, il prédit l’influence qu’un champ magnétique peut avoir sur une source lumineuse, l’effet Zeeman, qui lui vaudra le prix Nobel en 1902 avec Pieter Zeeman (1865-1943). Suite aux travaux menés sur la matière et la découverte de l’électron, Lorentz précise sa première hypothèse en avançant que ce sont les électrons libres d’un matériau qui le rendent conducteur aussi bien de la chaleur que de l’électricité. Lorentz retravaille les équations de Maxwell pour prendre en compte des phénomènes négligés jusque-là par la théorie, la dispersion, les effets magnéto-optiques et surtout l’optique des corps en mouvement. Il suppose pour cela un éther rigoureusement stationnaire dans lequel les charges peuvent circuler librement. Il interprète la charge, le courant et la polarisation par une accumulation, une circulation et un déplacement d’ions ou d’électrons. L’ensemble des phénomènes électromagnétiques et optiques sont alors considérés comme des interactions entre les particules chargées (ions ou électrons) avec l’éther, décrites par les équations de Maxwell-Lorentz applicables à l’échelle des particules fondamentales.

Cependant le problème de l’éther reste gênant car les équations de Maxwell prédisent une vitesse de la lumière de 3.10^8 m.s^{-1} par rapport à un éther, rappelons-le, fixe. Si on cherche maintenant à calculer cette vitesse pour un référentiel en mouvement dans l’éther (la terre par exemple), on obtient par la théorie de Maxwell une valeur différente et la forme des équations change. Ce qui signifie que les référentiels inertiels ne sont plus équivalents et que l’éther devient référentiel privilégié... Le principe de relativité de Galilée (1564-1642) est de fait, violé. Cependant, cette différence de vitesse prédite n’est tout simplement pas mise en évidence dans la célèbre expérience réalisée par Albert Abraham Michelson (1852-1931) et Edward Morley (1838-1923) en 1887. Cette expérience consiste à mesurer à 6 mois d’intervalle la vitesse de la lumière entre deux directions perpendiculaires. Sur le principe de ce qui est énoncé plus haut, la composition des vitesses lumière + terre par rapport à l’éther fixe devrait impliquer un résultat de mesure différent à 6 mois d’intervalle, or ce n’est pas le cas. Lorentz déduit donc la surprenante conséquence de ce résultat : pour compenser le résultat identique de ces deux mesures, les longueurs doivent se contracter dans la direction du mouvement apparent. Dans les années qui suivent, il travaille sur la description des ondes électromagnétiques pour des référentiels en mouvement les uns par rapport aux autres tout en s’imposant le fait que les phénomènes électrodynamiques doivent être décrits par les mêmes équations. Il propose comme solution, un système d’équations permettant de transformer une quantité physique observée dans un référentiel inertiel donné pour l’exprimer dans n’importe quel autre référentiel inertiel, à condition de connaître le mouvement de l’un par rapport à l’autre. Pour cela, il fait appel à la notion de temps local, propre à chaque référentiel. En 1900, Henri Poincaré (1854-1912, voir Fig.1.6 à droite) utilisera les mots *wonderful invention* pour décrire l’idée de temps propre suggéré par Lorentz, et baptisera ce système de transformation comme *La transformation de Lorentz* qui est désormais l’outil inévitable à tout physicien des hautes énergies. Les travaux de Lorentz sur l’électrodynamique seront publiés en 1904 dans son mémoire intitulé : *Electromagnetic phenomena in a system moving with any velocity smaller than that of light* [4].

Dans la continuité de la description corpusculaire de la matière, Lorentz va plus loin. Lors d'un cours donné en 1906 à l'Université de Colombia il dit ceci : *Permettez moi de les introduire (les électrons) par quelques remarques préliminaires. En premier lieu nous assignerons à chaque électron certaines dimensions finies, aussi petites qu'elles soient, et nous fixerons notre attention non seulement sur le champ extérieur, mais aussi sur l'espace intérieur, dans lequel il y a de la place pour de nombreux éléments de volume et dans lequel l'état des choses peut varier d'un point à l'autre. À ce stade nous le supposons être de même nature que pour les points extérieurs. En effet, une des plus importantes de nos suppositions fondamentales doit être que l'éther occupe non seulement l'espace entre les molécules, les atomes ou les électrons, mais qu'il pénètre toutes ces particules. Nous ajouterons l'hypothèse que, bien que la particule puisse se mouvoir, l'éther reste toujours sur place. Nous pouvons admettre cette idée à première vue choquante, en imaginant la particule matérielle comme étant l'expression de certaines modifications locales de l'état de l'éther. Ces modifications peuvent évidemment très bien se déplacer en avant tandis que l'élément de volume du milieu dans lesquelles elles existent, reste sur place* [5]. Lorentz dessine ici les prémisses du caractère ondulatoire de la matière qui sera nommé bien plus tard (en 1924) par Louis De Broglie (1892-1987), la dualité onde-corpuscule. Pour Lorentz la matière est ni plus ni moins qu'un complexe d'ondes sur fond d'éther fixe. Un déplacement de matière correspond à la propagation d'un état local de l'éther.

Les rayons et les ombres



FIGURE 1.7 – Gauche : première image d'une partie du corps humain réalisée grâce aux rayons X par Wilhelm Röntgen le 22 décembre 1895. Il s'agit de la main gauche de sa femme. Les parties les plus denses et épaisses sont les plus sombres sur la plaque : la peau, les os et la bague. Droite : timbre mexicain émis en 1995 à l'effigie de Wilhelm Röntgen pour le centenaire de la radiologie. La main présente sur le timbre n'est pas celle de sa femme, mais celle de Rudolph Albert von Kölliker. Le cliché a été pris le 23 janvier 1896.

La lumière émise par les tubes de Crookes (cf paragraphe *Atome et electron.*), fascine la communauté scientifique à tel point que ce dispositif est présent dans quasiment tous les laboratoires d'Europe. À l'heure où Schuster et Thomson expliquent que le rayonnement cathodique est dû à un flux d'électrons sous l'influence d'un champ électrique intense, le physicien allemand Wilhelm Röntgen (1845-1923, voir Fig.1.7 à droite) s'intéresse plus particulièrement à la pénétration des rayons dans le verre car il remarque qu'une partie du rayonnement peut traverser la paroi du tube et quelques centimètres d'air. Pour s'affranchir de la lumière émise par la scintillation du verre, il recouvre le tube de Crookes d'un carton noir ne laissant pas passer la lumière visible et remarque qu'un écran enduit d'une substance particulière (platinocyanure de baryum) devient fluorescent. En éloignant cet écran, il constate que la fluorescence persiste, écartant ainsi le rayonnement cathodique comme en étant la cause. Cette fluorescence est due à autre chose. Röntgen recommence son expérience en intercalant entre le tube de Crookes et l'écran de platinocyanure de baryum, différents objets ayant des densités différentes (feuille de papier, carton, bois, aluminium, verre, ..., plomb). Il montre premièrement que ce nouveau rayonnement inconnu provenant du tube de Crookes est pénétrant car il traverse la matière puis, il remarque que son atténuation dépend

du type de matériaux intercalés, le plomb le stoppant complètement. Améliorant son système il est même capable d'impressionner sur des plaques photographiques, les images obtenues avec les différents objets intercalés. Conscient de sa découverte et de la nature différente par rapport au rayonnement cathodique, il nomme ce rayonnement nouveau *Rayons X*, en référence à l'inconnue x habituellement utilisée en algèbre. Röntgen réalise également le premier cliché radiographique d'une partie du corps humain le 22 décembre 1895 avec la main de son épouse (voir Fig.1.7 à gauche). Cette découverte suscite un engouement certain chez les scientifiques du monde entier et ses conséquences pour la médecine sont évidemment déterminantes. Le premier laboratoire hospitalier de radiologie est ouvert en 1897 à Tenon en France, malgré les risques que comporte cette technique. Plusieurs personnes y laisseront leur vie, trop irradiés par ce rayonnement nocif à fortes doses. C'est le cas de Wilhelm Röntgen lui même qui meurt le 10 février 1923, quasiment aveugle.

La radioactivité



FIGURE 1.8 – Gauche : timbre à l'effigie de Henri Becquerel émis en Guyane en 1995 pour le centième anniversaire de la création du prix Nobel (le premier est remis en 1901 à Wilhelm Röntgen, pour la découverte des rayons X). Droite : électroscope déchargé à gauche, les feuilles d'or sont en contact, puis électroscope chargé à droite, les feuilles se repoussent car elles sont de charges identiques. Les feuilles d'or et le plateau supérieur sont en contact, la charge et la décharge se réalisent au contact du plateau. Le premier électroscope a été créé par William Gilbert (1544-1603) vers 1600, *le versorium*.

La découverte de Röntgen présentée à l'académie française des sciences en 1895 attire particulièrement l'attention d'Henri Becquerel (1852-1908, Fig.1.8 à gauche) qui travaille sur le phénomène de fluorescence, propriété qu'on certains corps d'émettre de la lumière lorsqu'il reçoivent un rayonnement. Dans les jours qui suivent, Becquerel tente de déterminer si le phénomène qu'il étudie est de même nature que les rayons présentés par Röntgen. Il excite des substances fluorescentes d'oxyde d'uranium en les exposant à la lumière du soleil. Une fois ces échantillons enfermés mis à l'abri de la lumière, il constate qu'ils sont capables d'imprimer leur propre image sur une plaque photographique, même au travers d'une mince plaque métallique interposée entre les sels d'uranium et la plaque. Selon lui, l'énergie solaire est emmagasinée par l'uranium qui la réémet sous forme de rayons X, les mêmes que ceux qui impriment les plaques photographiques dans le cas de Röntgen. Le hasard de la météo va le faire changer d'avis. Alors que les sels d'uranium qu'il a préparés sont prêts à être exposés au soleil, le temps se couvre et les nuages cachent le soleil, il range finalement ses plaques attendant des jours meilleurs. Quelques jours plus tard, en mars 1896, il vérifie l'émulsion des plaques entreposées pour s'assurer de leur état. En développant les plaques, il découvre que les cristaux de sels d'uranium y sont également imprimés, comme dans le cas de l'expérience avec exposition au soleil. L'uranium émet donc un rayonnement de manière spontanée. La raison pour laquelle Becquerel développa ses plaques photographiques non utilisées dans le cadre de son expérience avec l'exposition des sels d'uranium au soleil, reste une curiosité de l'histoire des sciences. Certains évoquent l'*impatience d'avoir attendu quatre jours que le soleil brille*, d'autres, une *curiosité primant sur tout...* Becquerel montre par la suite que ce rayonnement partage certaines caractéristiques

du rayonnement X mais une différence fondamentale est mise en évidence, ce rayonnement est dévié par un champ magnétique comme dans le cas du rayonnement cathodique du tube de Crookes : il est chargé ! Avec le tube de Crookes, Röntgen a montré que les rayons X rendent l'air conducteur d'électricité, sur le même principe Becquerel va aussi réaliser cette démonstration pour ce nouveaux rayonnement mais avec cette fois un électroscope (cf. Fig.1.8 à droite). Cet appareil est constitué de deux feuilles d'or suspendues librement à l'intérieur d'une enceinte en verre. Une fois chargées électriquement, les feuilles d'or s'écartent l'une de l'autre, mais lorsque Becquerel approche simplement du sel d'uranium près de

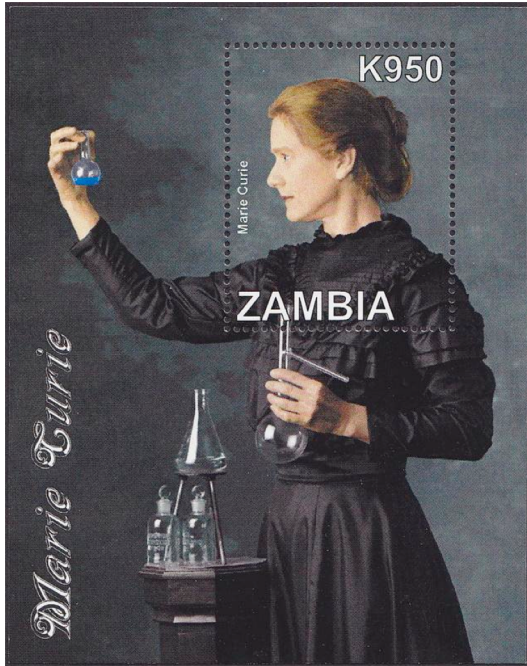


FIGURE 1.9 – Timbre émis en 2009 en Zambie à l'effigie de Marie Curie.

l'électroscope, les feuilles d'or se rapprochent. Le rayonnement rend l'air conducteur et décharge l'électroscope, il est ionisant. Becquerel réalisera d'autres expériences basées sur le modèle de la lumière, car il persuadé que ce rayonnement est de type optique. Il parle de *phosphorescence invisible* qui provient exclusivement de l'uranium. Il le baptisera même rayonnement *uranique* et ne fait toujours pas le lien avec l'origine atomique du phénomène.

À coté de l'engouement pour les rayons X et de leurs applications, le rayonnement uranique passe presque inaperçu. À Paris, en 1897, Marie Curie (1867-1934, Fig.1.9) décide de travailler sur ce sujet pour sa thèse. Elle tente de caractériser ce rayonnement en utilisant du pechblende, minéral riche en uranium. Dès les premiers mois de sa thèse elle montre brillamment à l'Académie des Sciences que l'émission du rayonnement est une propriété atomique de l'uranium. Elle explique même que certains minéraux utilisés sont plus actif que l'uranium. Elle tente alors d'obtenir de nouvelles substances avec des activités plus grandes. Avec son mari Pierre Curie (1859-1906), elle annonce la découverte du polonium en Juillet 1898 (en référence à son pays d'origine) puis celle

du radium, 2,5 millions de fois plus actif que l'uranium, en décembre de la même année. Elle conclut que ce rayonnement est bien propre à la matière et elle le nomme *radioactivité*, qui vient du latin *radius* (rayon). Le travail du couple Curie en complicité avec Henri Becquerel permet de mettre en évidence des rayonnements de natures différentes. En mars 1899, Becquerel expose à l'Académie des Sciences, les travaux d'un certain Ernest Rutherford (1871-1937), alors en thèse avec Joseph John Thomson. Il montre que deux types de rayonnement sont identifiés : l'un caractérisé de *mou* appelé *alpha* et l'autre plus pénétrant appelé *bêta*. Grâce à ces travaux, Henri Becquerel partagera avec Pierre et Marie Curie le prix Nobel de physique en 1903 pour leur découverte sur la radioactivité. Un troisième type de rayonnement est mis en évidence durant cette période par Paul Ulrich Villard (1860-1934), chimiste Français. Il découvre un rayonnement provenant du radium, insensible aux champs électromagnétiques cette fois (ce n'est pas le cas du rayonnement alpha et bêta) et encore plus pénétrant. Villard propose de donner à ce rayonnement de troisième type un nom différent, Rutherford suggère le nom logique de rayon gamma.

La physique dans le brouillard

Septembre 1894, trois étudiant de Cambridge se dirigent vers l'observatoire météorologique de Ben Nevis qui surplombe les eaux noires et tourbées du Loch Ness. Le voyage est difficile, les tempêtes d'équinoxe provoquées par les dépressions atlantiques sont violentes et l'orage électrifie l'atmosphère. Ce lugubre accueil réservé à nos trois étudiants est digne d'un scénario à la Hitchcock, les feux de Saint Elme illuminent le ciel et l'histoire raconte que l'atmosphère est si électrique, que les cheveux se dressent sur la tête. C'est le coup de foudre pour l'un de ces trois étudiants. Fils d'un couple d'éleveur de moutons du Glencorse en Écosse, Charles Thomson Rees Wilson (1869-1959) tombe sous le charme de ce lieu riche en phénomènes atmosphériques démesurés, arc en ciel, halos, couronnes irisées, spectre de Brocken



FIGURE 1.10 – Gauche : timbre émis au Libéria à l’effigie de Charles Thomson Rees Wilson en 2000. Droite : exemple de spectre de Brocken [6]. L’ombre portée en contrebas sur les nuages est couronnée d’une gloire.

projetant l’ombre de Wilson couronnée d’une *gloire* (Fig.1.10 à droite) sur les nuages en contrebas... Ce lieu est propice aux légendes, celle de l’histoire de Charles Thomson Rees Wilson et de sa chambre à brouillard y débute. *Puissamment impressionné par la beauté du monde*, Wilson veut comprendre ces phénomènes et *les reproduire au laboratoire*.

Quelques semaines après ce séjour à Ben Nevis, Wilson entre au laboratoire de Cambridge où il commence ses études sur la formation des nuages. Cette obsession pour les nuages lui vaudra le surnom de *cloud* au sein de son laboratoire. Suivant les plans du météorologue John Aitken (1839-1919), Wilson se fabrique une chambre à brouillard pour tenter de reproduire les divers phénomènes observés à Ben Nevis. Aitken avait montré vers 1874 la nécessité de poussières atmosphériques agissant comme noyau de condensation pour que les nuages puissent se former. Wilson montre finalement le contraire en filtrant l’air et en observant malgré tout la formation de brouillard dans l’enceinte. Ce résultat suggère à Wilson que c’est la présence d’ions libres qui doit servir de point de départ à la formation de gouttelettes en suspension. Ceci tombe vraiment bien puisque le laboratoire dans lequel il se trouve, travaille activement sur la compréhension des ions. En février 1896, Wilson approche son dispositif de l’appareillage à rayons X, très en vogue à cette période comme nous l’avons vu, et constate que le brouillard formé dans sa chambre à brouillard est beaucoup plus dense sous l’influence des rayons X. Les rayons X augmentent l’ionisation de l’air. Dans le même laboratoire, Ernest Rutherford et Joseph John Thomson qui travaillent en particulier sur le rayonnement cathodique, comprennent immédiatement la portée de cette observation expérimentale. Ils l’utilisent pour tenter de quantifier le rapport de la charge électrique à la masse des gouttelettes ionisées, dans la continuité de ce qui a été déjà réalisé par Thomson avec la déviation du rayon cathodique dans un champ magnétique. Malgré cette voie qui s’ouvre pour la physique, Wilson reste un météorologue, son séjour à Ben Nevis est encre profondément en lui, il souhaite maintenant reproduire les phénomènes électrostatiques en se faisant engager au Meteorological Council. Jusqu’à la fin de sa vie il se consacrera à l’explication de l’orage et des éclairs. Sa chambre à brouillard est dotée de plusieurs étages dans lesquels il peut appliquer des potentiels différents pour reproduire l’atmosphère terrestre et les charges électriques des orages. Lors de différentes expériences, il remarque que ses électroscopes se déchargent tout seuls, aussi bien sur terre que sous terre, en air sec ou humide. Rutherford expliquera ce phénomène par la radioactivité naturelle du sol. Dans ce contexte, une idée commence aussi à circuler au sein de la communauté scientifique, l’ionisation de l’air pourrait être due à quelque chose d’extérieur à l’atmosphère. Le père Théodore Wulf (1868-1946) décide de réaliser une expérience pour vérifier ou infirmer cette proposition. Les radiations qui proviennent du sol doivent s’atténuer avec l’épaisseur d’air traversée et si l’ionisation de l’air n’est due qu’à ce phénomène, alors le dispositif de Wilson devrait se décharger moins vite en altitude. Il vérifie en 1910 cette prédiction en comparant les

mesures au pied et au sommet de la tour Eiffel. L'électroscope se décharge effectivement moins vite au sommet, mais pas autant que ce qui est prévu si l'ionisation de l'air est due uniquement à la radioactivité du sol. Suite à ces quatre jours d'expérimentation à Paris, il rédige un article : *About the radiation of high penetration capacity contained in the atmosphere* [7] mais ces résultats ne seront pas acceptés pour publication car l'expérience ne permet pas de conclure. Il faudra attendre deux ans, nous y reviendrons. Le passé ressurgit, la suggestion proposée par Coulomb deux cents ans auparavant pour expliquer la lente décharge de son pendule de torsion était une intuition remarquable.

Voir dans le brouillard

Les observations expérimentales foisonnantes de cette courte période de l'histoire des sciences permettent de forger la compréhension et d'entrevoir l'intérieur de la matière qui nous compose. Les intuitions semblent converger, la matière est constituée de briques élémentaires, mais ces briques restent invisibles, sans traces tangibles. L'obstination de Wilson pour les phénomènes météorologiques est de bon augure pour la physique, elle va permettre de franchir une étape majeure. En 1911, le rayonnement alpha

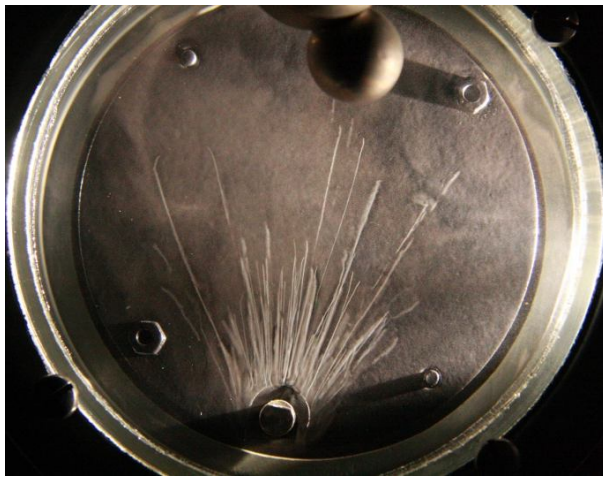


FIGURE 1.11 – Traces laissées par des particules alpha dans une chambre de Wilson.

et bêta émis par un échantillon radioactif disposé à proximité de la chambre de Wilson laisse entrevoir de petits fils nuageux dans le brouillard. Le passage de ces rayonnements ionisants se manifeste par de fines gouttelettes qui se créent le long de ce qui semble bien être des trajectoires (voir Fig.1.11). Ces trajectoires erratiques et quantifiables montrent visuellement le caractère corpusculaire du rayonnement. L'invisible devient visible, c'est une révolution pour la physique. Wilson qui reste un météorologue doit certainement voir ici se dessiner un processus de création des nuages. Encore aujourd'hui, le lien entre particules ionisantes (en particulier les rayons cosmiques) et la météorologie est une problématique très ouverte qui a donné naissance ces dernières années à une nouvelle discipline, la cosmoclimatologie [8]. Le lien entre flux de rayons cosmiques

et formation de nuages tente d'être réalisé. Pour clore notre parenthèse contemporaine, certains modèles suggèrent d'ailleurs les rayons cosmiques comme précurseurs des éclairs lors des orages [9].

La chambre de Wilson, tout premier détecteur de particules, deviendra emblématique et de nombreuses découvertes y seront associées. Rutherford décrira la chambre de Wilson comme *l'instrument le plus original et merveilleux de l'histoire des sciences*. Le travail de Wilson initialement sans lien avec la physique des composants élémentaires de la matière montre que parfois les pistes de recherches mènent dans des directions insoupçonnées. Wilson dit lui-même ceci : *La totalité de mon travail scientifique s'est sans aucun doute développée à partir des expériences que je fus amené à réaliser suite à mon séjour au Ben Nevis en 1894. [...] Est-il nécessaire de préciser qu'elles n'auraient donné que bien peu de résultats sans les découvertes simultanées de l'électron, des rayons X et de la radioactivité ?*

Structure de l'atome

Durant sa période d'activité à Montréal, de 1898 à 1907, les travaux de Rutherford sur la radioactivité sont très prolifiques. Il expose notamment en 1904 ses résultats dans un livre intitulé *Radio-activity* [10] où il explique que la radioactivité est propre à la matière, elle ne dépend pas des conditions extérieures (pression, température) et qu'elle produit une quantité de chaleur qui dépasse de loin celle produite par des réactions chimiques. Il met également en évidence qu'après un certain temps, les éléments radioactifs disparaissent, laissant place à d'autres éléments non radioactifs, aux propriétés différentes. Le dégagement d'énergie estimé lors de telles réactions est tellement important par rapport aux réactions chimiques qu'il suggère que ce processus est peut-être la cause de l'énergie dégagée par le soleil. Nous sommes

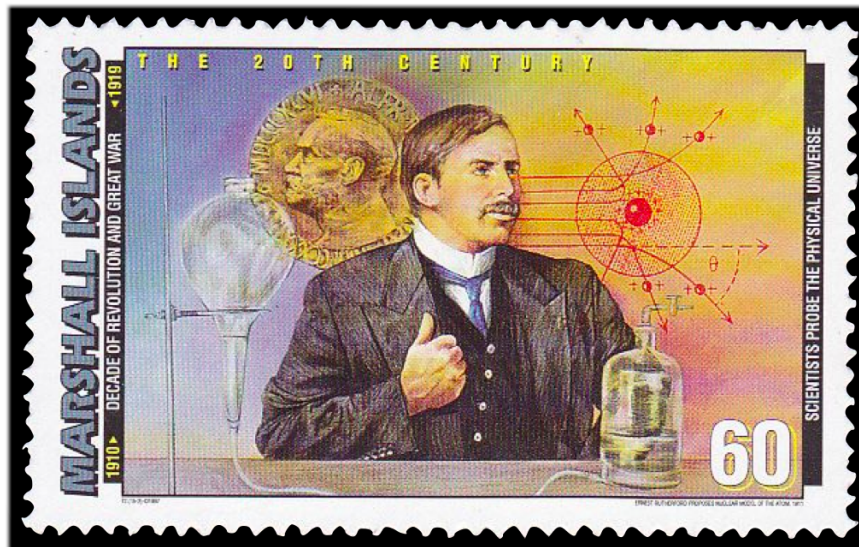


FIGURE 1.12 – Timbre émis aux Îles Marshall en 1997 à l’effigie de Ernest Rutherford.

en 1904, un an avant la publication d’Albert Einstein (1879-1955) sur l’*équivalence masse-énergie*. En 1907, Rutherford obtient un poste à Manchester où il collabore avec Hans Geiger (1882-1945). De cette collaboration naît une première ébauche de ce qui sera plus tard le fameux compteur Geiger, capable de détecter et de compter le passage de particules alpha. Durant cette même période, en réussissant à stopper complètement les particules alpha dans une enceinte, il identifie les particules alpha comme des atomes d’hélium dépourvus de leur charge négative. Mais c’est en 1911 qu’il apporte une réponse essentielle sur la structure de la matière.

Le premier modèle de la structure de l’atome avait été proposé par Joseph John Thomson (le directeur de thèse de Rutherford), le modèle *plum pudding*. Thomson supposait que l’atome était une gelée de charge positive dans laquelle étaient situés les électrons rendant la charge globale de l’ensemble nulle. Les expériences menées par Rutherford à partir de 1911 vont mettre fin à cette interprétation de type... gastronomique. Il utilise des particules alpha (qu’il commence à maîtriser) pour bombarder une mince feuille d’or. En étudiant la déviation des particules alpha traversant la feuille d’or, il déduit qu’à l’intérieur des atomes existent des champs électriques de grande intensité et que la charge positive de l’atome est très concentrée dans un noyau de petite dimension. Les travaux menés en parallèle par Henry Gwyn Jeffreys Moseley (1887-1915) à Cambridge, sur la classification des éléments, permettent de mettre en évidence une loi empirique entre le numéro atomique des éléments et la fréquence des rayons X émis par cet élément. Il finit par conclure que le numéro atomique Z des éléments est une propriété fondamentale des atomes pouvant correspondre au nombre de charges élémentaires du noyau. Dans ce contexte, Rutherford proposera, une représentation de type *planétaire* pour décrire l’intérieur de l’atome : un noyau au centre, composé de charges élémentaires positives en nombre égal à celui des électrons qui gravitent... tournent autour. Cette représentation n’est pas sans poser de problèmes mathématiques et physiques car selon les lois de Maxwell, les particules chargées émettent de l’énergie lorsqu’elles sont accélérées, ce qui est le cas dans un mouvement à force centrale. Le calcul montre que la perte d’énergie des électrons tournant autour du noyau est telle qu’une structure planétaire de l’atome est impossible. Comment celui-ci se maintient-il de manière stable ? C’est Niels Bohr (1885-1962) et sa théorie de l’atome qui répondra à cette question dans un travail publié en 1913. Il expose un modèle en couches d’électrons, entre lesquelles les électrons peuvent transiter en émettant ou recevant un *quantum* d’énergie, le *photon*. Cette théorie sera la base de la *mécanique quantique*.

Dans les années 1910, la physique décrit donc la nature selon deux conceptions : les particules matérielles et les ondes. La matière est composée de deux particules élémentaires, les électrons et les protons, entre lesquels règnent des forces électromagnétiques intenses.

1.1.2 Découverte des rayons cosmiques

Le contexte physique à cette période est particulièrement riche, la science est devenue science moderne, les disciplines se croisent, se nourrissent entre elles et les techniques de plus en plus élaborées, deviennent capitales pour confronter directement la nature et les idées.

Plein ciel

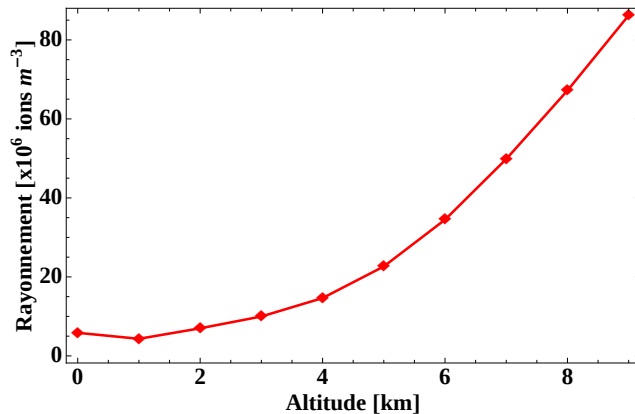


FIGURE 1.13 – Gauche : taux de ionisation de l’air en fonction de l’altitude. Ces données sont la synthèse des mesures de Hess et Kolhörster. Elle sont extraites de [11] (Hillas, 1972). Droite : timbre à l’effigie de Victor Franz Hess émis en Uruguay en 1977.

Les résultats proposés par Wulf en 1910 sur la décharge de son électroscope, contestés et refusés à la publication, ne le sont pas par tout le monde. Victor Franz Hess (1883-1964) est persuadé de la véracité de ces résultats et réalise en 1912 une série d’expérimentations audacieuses, à l’image de l’épopée des grands navigateurs de la renaissance, tant les risques sont grands et inconnus. Son idée est simple : portons le détecteur plus haut ! Il organise sept vols en ballon gonflé à l’hydrogène, dans l’idée de mesurer le taux d’ionisation de l’air jusqu’à 5000 m d’altitude, le tout sans masque à oxygène... Au fur et à mesure de l’ascension du ballon, les premières observations sont en accord avec les résultats initiaux de Wulf, le taux diminue moins vite que prévu jusqu’à même se stabiliser entre 700 m et 1500 m. Au-delà de ce seuil, le taux d’ionisation ne diminue plus, il augmente... pour atteindre à 5000 m d’altitude, trois fois le taux observé au niveau du sol. La preuve irréfutable d’un rayonnement ionisant l’atmosphère d’origine extraterrestre est établi. En 1913 et 1914, Werner Heinrich Gustav Kolhörster (1887-1946) réalise à nouveau cette expérience en s’élevant cette fois jusqu’à 9 km d’altitude, confirmant évidemment les résultats de Hess. Les résultats de ces deux mesures sont synthétisés dans la figure 1.13. Avec ces mesures, le taux d’atténuation de ce rayonnement dans l’air est évalué à cinq fois plus faible que celui émis par le radium, il est donc très pénétrant car il est ressenti jusqu’au sol.

La seule manière d’interpréter mes résultats expérimentaux fut d’admettre l’existence d’un rayonnement très pénétrant, d’une nature encore inconnue, venant principalement d’en haut, et étant très probablement d’origine extraterrestre. Victor Franz Hess. 1912.

Première interprétation

Dans les années 1920, Robert Andrews Millikan (1868-1953), propose une interprétation de type photonique et développe une théorie sur l’origine de sa provenance, l’*atom-building hypothesis*. Il est persuadé que ce rayonnement est une manifestation de ce qui se passe à l’intérieur de l’atome : *Ces radiations pénétrantes ont vraisemblablement pour origine les changements nucléaires qui se passent au sein des atomes du soleil et des étoiles, et leur étude apparaît comme un élément tout à fait approprié pour attaquer le problème de la structure de la matière à partir des deux points de vues physique et astrophysique* [12]. Pour Millikan, ce rayonnement est le lien entre les transformations nucléaires des éléments

dans l'univers et celles qui se produisent sur terre. Ce nouveau sujet de recherche illustre la beauté et la cohérence de notre vision sur la structure de la matière, acquise ces deux dernières décennies. Millikan va même jusqu'à suggérer ce rayonnement pénétrant pour expliquer le rayonnement bêta ; comment un électron peut-il s'extirper de l'attraction du noyau dans lequel il se trouve certainement, si ce n'est par apport d'énergie extérieure ? Avec l'ensemble des mesures réalisées durant cette période, aussi bien dans les airs que sous l'eau, Millikan souligne que la fréquence de ces rayonnements les plus pénétrants connus jusqu'ici, correspond à l'énergie de formation de l'hélium depuis l'hydrogène ainsi qu'à l'énergie de capture d'un électron par un noyau. Ces captures nucléaires, sont pour Millikan la meilleure interprétation de l'origine de ce rayonnement. Il le nomme *rayonnement cosmique* à l'image de l'interprétation qu'il en fait, les rayons gamma, *premiers cris* émis par les atomes naissants. Avec cette interprétation Millikan devient un personnage très médiatique, ce phénomène qu'il qualifie de *music of the spheres* suscite l'intérêt d'un large public par son côté sensationnel. Le *Time* écrit : *Dr. Robert Andrews Millikan a présenté à l'Académie, la découverte d'un nouveau rayonnement - un rayonnement qui commence dans l'éternité. Né en dehors de l'espace, dans certains recoins sombres, derrière les portes de l'univers découvrable, dans un ventre encore gonflé de gaz et d'étoiles en gestation, le rayonnement de Millikan jaillit en direction de la terre, traverse des débris semés en pagaille par les systèmes solaires en mutation, plane là où les lignes parallèles peuvent se réunir, et dans les vides où le temps, détraqué, tourne comme une girouette dans un petit tourbillon éternel.* Moins d'un an et demi plus tard, Millikan fait la couverture du *Time* avec en une ... *discovered the pulse of the universe* (voir Fig.1.14). Le succès médiatique de Millikan et son association au rayonnement cosmique via l'appellation de *Rayons de Millikan* provoque la consternation chez Hess. Millikan exprimera son regret auprès de Hess en lui écrivant ceci : *La chose vraiment importante est qu'entre nous tous, nous avons été capables d'être à peu près certain de l'existence d'une radiation qui arrive sur terre depuis l'extérieur. La preuve de son origine [...] n'était pas convaincante pour une grande partie des physiciens [...] dont moi-même. Maintenant cette preuve me paraît non-ambiguë. De tels rayons cosmiques, s'ils existent, doivent être d'origine nucléaire, c'est évident. Cela a été suggéré de nombreuses fois* [13].

Grâce aux travaux de Francis William Aston (1877-1945) sur les masses atomiques, d'Einstein avec l'équivalence masse/énergie et de Paul Dirac (1902-1984) qui vient de publier les formules d'absorption par diffusion Compton, Millikan tente d'interpréter les mesures du taux d'ionisation de l'atmosphère en fonction de l'altitude (issues des expéditions en ballon de 1922 et de ses propres mesures terrestres). En supposant, selon son idée, que les rayons cosmiques à l'origine de cette ionisation de l'atmosphère sont des photons, il démontre qu'aucun coefficient d'absorption unique est en mesure d'expliquer la courbe d'ionisation, mais qu'elle peut s'expliquer par la combinaison de trois courbes différentes, correspondant à trois coefficients d'absorption différents. En calculant les énergies correspondants à ces trois coefficients d'absorption par diffusion Compton, Millikan obtient trois valeurs : 26, 110 et 220 millions d'électron-Volt (MeV), connues pour être les défauts de masse dans le processus de création de l'hélium (fusion de quatre atomes d'hydrogènes), l'oxygène (16 hydrogènes) et le silicium (28 hydrogènes), éléments présents en grande majorité dans les étoiles, les météorites et la terre d'après ce qui est connu à l'époque.

Dans une publication de *Science*, Millikan déclare que les photons-rayons-cosmiques sont *les annonces envoyées à travers l'éther de la naissance des éléments* [14]. Encore une fois ce résultat suscite un emballement médiatique, le *Time* titre : *Super X-Rays Reveal the Secrets of Creation* [15].

L'interprétation très bien étayée par Millikan, ne reçoit que peu d'attention de la part de ses pairs. Pour certains, les efforts menés par Millikan semblent même très artificiels. Selon Edmund Clifton Stoner

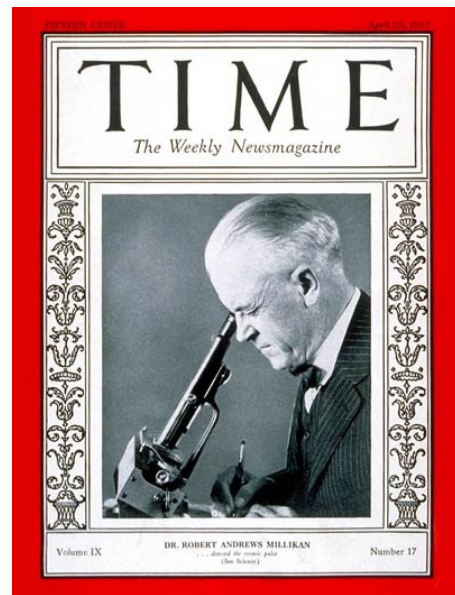


FIGURE 1.14 – Une du journal *Time*. Robert Andrews Millikan. ... *discovered the pulse of the universe*.

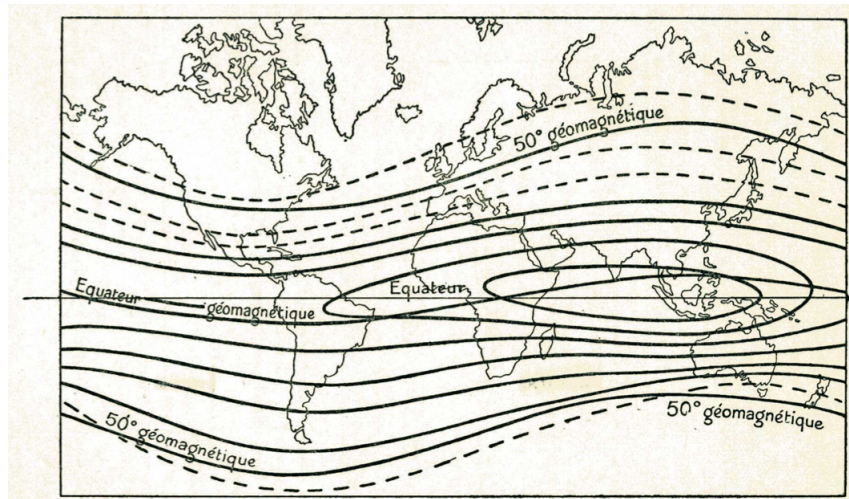


FIGURE 1.16 – Planisphere montrant les zones d’ionisation d’atmosphère équivalentes représentées par des lignes d’isocontours (isocomes). Ces lignes de contours suivent les lignes d’isocontours décrivant l’intensité du champ géomagnétique (figure extraite de [17])

(1899-1968), la probabilité que les atomes d’hydrogène se retrouvent pour s’unir est infinitésimale.

La controverse

Le succès médiatique remporté par Millikan pour l’interprétation des rayons cosmiques n’est pas représentatif de la communauté scientifique. De nombreux scientifiques de cette période interprètent différemment ce rayonnement et remettent en cause la thèse avancée par Millikan. La raison extraterrestre de ce rayonnement ne semble plus susciter de doute mais sa nature en revanche, est au coeur des interrogations de l’époque. Le principal opposant de Millikan est Arthur Compton (1892-1962) qui est persuadé que ce rayonnement est de nature corpusculaire et qu’il est chargé, contrairement aux photons gamma.

Pour vérifier cette hypothèse, une expérience est réalisée afin de mettre en évidence un effet de latitude créé par l’influence du champ magnétique terrestre sur les rayons cosmiques. Si les rayons cosmiques sont composés de particules chargées, ils devraient être déviés par le champ magnétique terrestre de manière maximale à l’équateur générant ainsi une baisse du flux à cette latitude. En 1927, James Clay organise un voyage en bateau entre Amsterdam et Batavia (Java) afin de mesurer le taux d’ionisation pour différentes latitudes. L’ensemble de ces données rassemblées Fig.1.15 montre une baisse notable entre 52° Nord (Amsterdam) et l’équateur [16]. Ce résultat est confirmé par d’autres expériences réalisées notamment par Pierre Auger (1899-1993) et Louis Leprince-Ringuet (1901-2000), entre 1930 et 1933. Malgré ce résultat confirmant l’hypothèse de Compton, Millikan n’admet pas cette interprétation en s’appuyant sur d’autres expériences ne mesurant aucune variation en fonction de la latitude. Le doute subsiste,

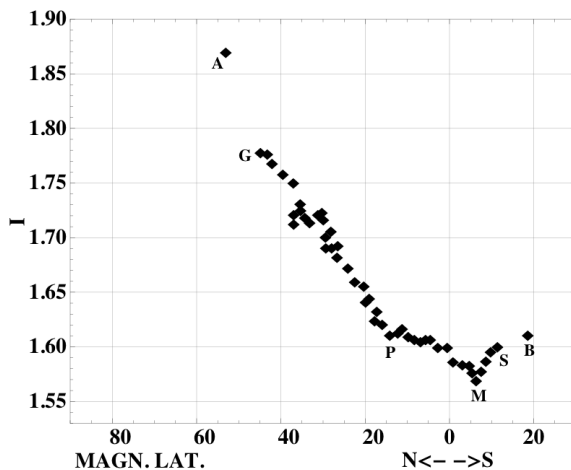


FIGURE 1.15 – Taux de ionisation de l’atmosphère en fonction de la latitude, mesuré par James Clay lors de différentes expéditions réalisées à partir de 1927 (données extraites de [16]).

un débat virulent entre Compton et Millikan s’engage, notamment lors de la réunion de l’Association Américaine pour l’Avancement des Sciences en décembre 1932.

En 1930, Bruno Rossi (1905-1993) partisan lui aussi des particules chargées, suggère cette fois que si la particule est chargée positivement, une asymétrie est-ouest devrait se vérifier dans le taux de comptage en fonction cette fois de la longitude. Cette hypothèse sera vérifiée en 1933 par deux groupes améri-

cains, menés notamment par Johnson, Alvarez et Compton. Ils placent 69 stations de mesures entre les latitudes 78° nord et 45° sud de manière à couvrir une grande partie du globe. Le résultat est montré Fig.1.16 où des lignes de niveau, appelées isocomes, représentent les zones de taux d'ionisation d'atmosphère équivalent. Ces isocomes suivent les mêmes lignes que celles décrivant l'intensité du champ géomagnétique, confirmant ainsi la nature chargée du rayonnement cosmique. Rossi prédit même que si le signe de la charge est positif, un taux d'ionisation supérieur doit être mesuré vers l'est. Cette prédiction sera aussi vérifiée mettant ainsi un terme à l'*atom-building hypothesis* de Millikan et suggérant des noyaux d'hydrogène (protons) comme nature des rayons cosmiques.

1.1.3 Physique des particules : rayons cosmiques sources d'avancées

Le compteur Geiger, découverte du neutron

La mise en évidence du rayonnement cosmique a principalement pu être réalisée grâce à l'utilisation d'électroscopes mesurant le taux d'ionisation de l'air. À partir des années 30, la plupart des études menées vont être réalisées grâce à des détecteurs gazeux qui mesurent le courant induit entre deux électrodes sous haute tension par le passage de particules ionisant le gaz sous faible pression. Comme nous l'avons évoqué plus haut, la collaboration de Hans Geiger avec Rutherford, peu avant le début de la première guerre mondiale, a permis une première ébauche d'un détecteur qui va jouer un rôle important dans la physique des particules. En 1928, Geiger et Müller (1905-1979), qui travaillent en collaboration, proposent une version nouvelle de ce détecteur. Ils remarquent que l'application de tensions élevées aux bornes des électrodes permet aux électrons arrachés par le passage de particules énergétiques dans le gaz, d'entretenir l'ionisation du milieu amplifiant ainsi la sensibilité de détection. Grâce à cette méthode le détecteur est capable non seulement de détecter les événements individuels mais aussi de connaître leur temps d'arrivée. Ce détecteur porte désormais le nom de *compteur Geiger-Müller*. Quelques années plus tard, en 1936, ce détecteur sera automatisé pour l'utilisation avec des ballons sondes, s'élevant toujours plus haut dans l'atmosphère et sera même équipé d'émulsions photographiques au bromure d'argent pour imprimer les traces des particules ionisantes qui le traversent. La traque aux particules est lancée.

Fort de son expérience acquise auprès de Geiger vers 1924, Bothe (1891-1957), s'intéresse particulièrement au rayonnement cosmique avec Kolhörster. Vers 1929, nous sommes en plein débat sur la nature du rayonnement cosmique et les expéditions pour mesurer le taux d'ionisation en fonction de la latitude et longitude battent leur plein ; Bothe et Kolhörster utilisent deux compteurs Geiger-Müller pour mesurer des coïncidences dans le rayonnement cosmique [18]. En utilisant différents écrans constitués de matériaux très denses (fer, plomb, or), ils mesurent un taux de coïncidences toujours identiques. Ils concluent de cette constatation que le rayonnement cosmique n'est pas constitué de photons gamma mais principalement de particules très énergétiques, d'au moins 10^9 eV.

En 1930, Bothe travaille aussi avec des sources alpha issues de sources radioactives de polonium et observe que des éléments légers bombardés par ces rayonnements alpha émettent un rayonnement très pénétrant et de charge nulle. Il n'identifie pas ce rayonnement, mais suggère tout de même que ce sont des rayons gamma beaucoup plus énergétiques que ceux émis par les noyaux radioactifs. Remis en évidence par Irène (1897-1956, fille de Pierre et Marie Curie) et Frédéric Joliot-Curie (1900-1958) en 1931, ce rayonnement sera vraiment interprété par James Chadwick (1891-1974) en 1932 dans Nature [19] : *The Existence of a Neutron*. Chadwick montre qu'il s'agit d'une particule nouvelle de même masse que celle du proton mais de charge nulle. Il nomme cette particule le *neutron*. En réalité, l'interprétation de Chadwick est basée sur l'hypothèse émise par Rutherford en 1920, de qui Chadwick était l'assistant à cette époque. Rutherford avait émit l'idée d'un atome de masse égale à celle du proton, qui n'est pas l'hydrogène et qui n'est pas sujet aux champs magnétiques et électriques, qui de fait serait capable de pouvoir s'approcher et de pénétrer les noyaux facilement. Dès que l'existence du neutron fut établi, certains physiciens envisagèrent la possibilité que le noyau des atomes soit constitué de protons et de neutrons. C'est le cas notamment de Werner Heisenberg (1901-1976), un des fondateurs de la mécanique quantique, qui publie une série de trois articles en 1932 dans lequel il propose un modèle de noyau atomique composé uniquement de neutrons et de protons [20, 21, 22].

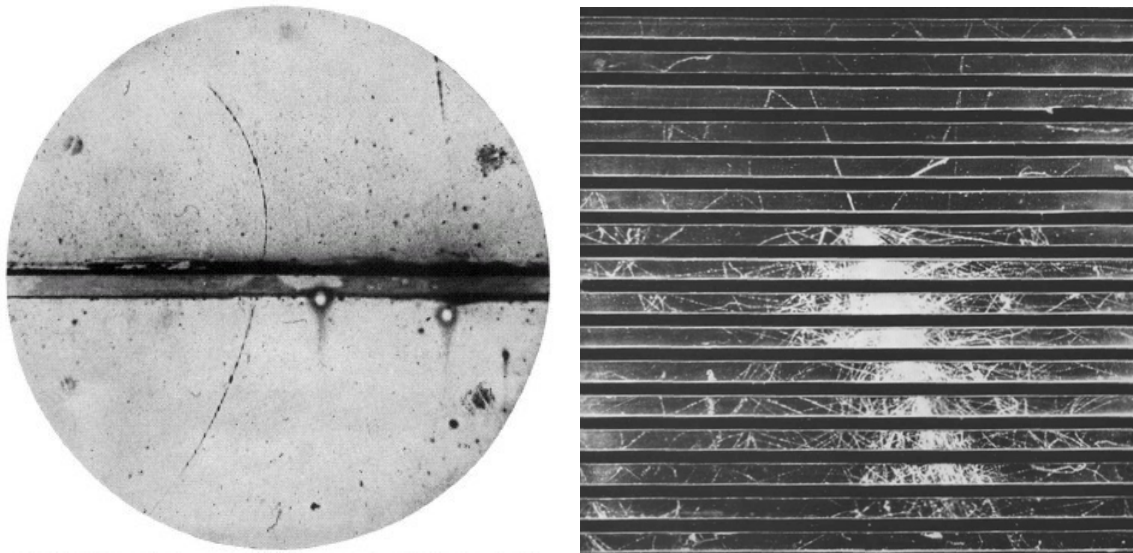


FIGURE 1.17 – Gauche : photo de chambre à brouillard réalisée par Anderson en 1932, montrant le passage d'un positron. Celui-ci doit provenir de la partie inférieure, traverser la plaque de plomb, puis ralentir quelque peu dans la partie supérieure par perte d'énergie, car le rayon de courbure de la trajectoire semble diminuer. Droite : gerbe initiée par un proton dans la chambre à brouillard de Rossi. La succession et l'alternance de plaque de plomb et d'aluminium avec les chambres à brouillard permettent de réaliser un milieu dense, et de voir ce qu'il se passe à l'intérieur [26].

Electron positif ?

Vers 1927, Dmitri Skobeltsyn (1892-1990) qui utilise des chambres de Wilson pour étudier également la nature du rayonnement cosmique, met en évidence deux phénomènes importants qui seront publiés en 1929 [23]. En remarquant lui aussi que les radiations cosmiques sont chargées car déviées par un champ magnétique, il observe à son grand étonnement que certaines particules sont déviées comme les électrons mais dans des sens opposés. Le titre de son article est révélateur puisqu'il parle d'un nouveau type de rayonnement bêta (*A new type of very fast beta rays*) mais il ne l'expliquera pas. Trois années plus tard, en 1932, Carl D. Anderson (1905-1991) travaillant lui aussi sur les rayons cosmiques, expliquera ce phénomène et confirmera la prédiction théorique de Paul Dirac (1902-1984) faite en 1928 [24] sur l'existence d'une particule en tout point identique à l'électron, hormis sa charge qui lui est exactement opposée. En travaillant avec des chambres à brouillard, Anderson caractérise chaque particule par la forme des trajectoires déposées dans la chambre à brouillard. La courbure de chaque trajectoire de particule qui est directement liée au signe de la charge portée par la particule, à sa masse et à son énergie, permet d'identifier leur nature. Par cette méthode il s'aperçoit qu'il y a autant de charges négatives que de charges positives qui déposent des traces [25]. Différentes hypothèses sont proposées pour expliquer ces particules de charges positives, il pense d'abord à des protons, mais leurs courbures devraient être plus grandes. Il pense aussi à des électrons qui par un processus inconnu changent de direction, mais en plaçant une plaque de plomb au milieu de la chambre à brouillard et en étudiant la variation de la courbure avant et après le passage de cette particule dans le plomb (voir Fig.1.17 à gauche), il déduit qu'il s'agit bien d'électrons de charge positive. Cette particule est la première preuve de l'existence de l'anti-matière, elle est nommée positron par Anderson.

Gerbes cosmiques

Le deuxième phénomène important remarqué par Skobeltsyn lors de ses expériences est l'arrivée groupée des rayons cosmiques. Il emploie pour la première fois le nom de gerbe de particules. En 1932, Rossi s'intéresse de près à ce phénomène de gerbes cosmiques en utilisant une chambre à brouillard équipée de différentes couches de plomb [26] comme le montre la Fig.1.17 à droite. Il observe que l'intensité des gerbes augmente d'abord avec l'épaisseur de plomb traversée pour atteindre un maximum puis diminue ensuite (voir Fig.1.18 à gauche). Ce résultat surprenant est accueilli avec scepticisme par la

communauté à tel point que sa publication a connu quelques difficultés pour se voir acceptée. En 1936, les mesures effectuées par Georg Pfozter (1909-1981) sur l'intensité du rayonnement cosmique en fonction de l'altitude sont publiées [27]. Équipé cette fois de compteurs Geiger-Müller, il réussit à enregistrer des mesures jusqu'à plus de 21 km d'altitude, constatant que l'intensité du rayonnement cosmique commence à diminuer à partir de cette altitude, contrairement à ce qui est attendu (voir Fig.1.18 à droite) avec les résultats évoqués Fig.1.13. La mise en relation des mesures réalisées par Rossi en 1933 et par Pfozter en 1936, suggèrent qu'un phénomène analogue se produit dans l'atmosphère et dans le plomb. Les deux figures présentées Fig.1.18 peuvent en quelque sorte se regarder en miroir, une faible altitude correspond à une grande épaisseur de matière traversée (l'atmosphère) en admettant évidemment que le rayonnement provienne du haut, ce qui semble ne plus faire de doutes, et cela peut se comparer au comportement observé dans le plomb avec l'expérience de Rossi.

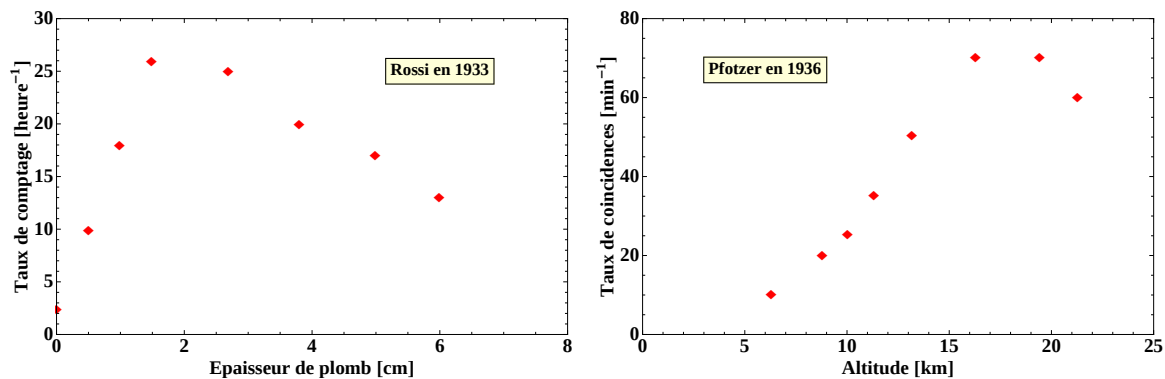


FIGURE 1.18 – Gauche : taux de comptage de particules en fonction de l'épaisseur de plomb traversée. Réalisé par Rossi, données extraites de [26]. Droite : taux de coïncidences en fonction de l'altitude dans l'atmosphère, mesuré grâce à des compteurs Geiger-Muller (données extraites de [27]). Plus l'altitude augmente, plus le taux augmente, pour diminuer à partir d'une certaine altitude. Ces deux courbes, qui sont à regarder en miroir (une épaisseur de plomb grande correspondrait à une faible altitude), laisse penser qu'elles retranscrivent le même phénomène physique.

Avec la découverte du positron (voir paragraphe précédent), Anderson propose une première interprétation de la composition de ces gerbes. Il explique qu'il s'agit d'une réaction en chaîne : les électrons et positrons créent des photons par perte d'énergie dans le milieu (par rayonnement freinage, ou *Bremsstrahlung*), puis ces photons très énergétiques vont créer eux-mêmes, au voisinage de noyaux du milieu, des électrons et positrons par un processus de création de paires :

$$e^{\pm} \longrightarrow \gamma \quad \text{puis} \quad \gamma \longrightarrow e^{+} + e^{-} \quad \text{puis} \quad e^{\pm} \longrightarrow \gamma \quad \text{puis} \quad \longrightarrow \dots etc$$

Cette interprétation de réaction en chaîne et de cascade de particules est confirmée avec Pierre Victor Auger (1899-1993) vers la fin des années 30. Il travaille lui aussi avec des compteurs Geiger en mesurant cette fois leur taux de coïncidences en fonction de leur écartement au sol [28]. Auger montre que plus les détecteurs sont proches, plus le taux de coïncidences augmente. Il conclut que ces coïncidences temporelles entre compteurs Geiger sont dues aux mêmes événements et qu'il sont déclenchés par des particules secondaires provenant d'une même cascade de particules, ou *gerbe* de particules. Il constate également que le nombre de particules secondaires augmente avec la taille de la gerbe et l'énergie.

Muons, pions, kaon... Quel bon filon !

Les techniques de détection des gerbes permettent, on le voit avec la Fig.1.17 à droite, de remarquables clichés de phénomènes internes à la matière. À l'image de cette figure, la physique des particules explose véritablement et on peut aisément voir se dessiner les découvertes qui vont suivre. Anderson poursuit l'étude minutieuse des traces déposées par les gerbes en analysant les trajectoires des particules secondaires générées dans les détecteurs. En 1937, il observe avec son étudiant Seth Henry Neddermeyer (1907-1988) que certaines particules possèdent la même charge que l'électron, le positron ou le proton

mais que leur masse est différente. Leur masse *intermédiaire* leur vaudra le nom de *mésotrons* [29]. Les travaux suivants réalisés par Cecil Frank Powell (1903-1969) à partir de 1945 grâce à un nouveau détecteur de type émulsion photographique, montrent que ces particules de masses intermédiaires sont issues de la désintégration d'une autre particule de masse intermédiaire plus lourde [30] dont l'existence fut prédite en 1935 par Hideki Yukawa (1907-1981) avec sa théorie des forces nucléaires [31]. Le terme générique de *méson* est adopté pour qualifier ce nouveau type de particules : le méson μ découvert par Anderson est le fruit de la décroissance du méson π découvert par Powell. Il sera cependant établi plus tard que le méson μ (appelé *muon* aujourd'hui) n'est pas de la même famille que le méson π (ou pion). En effet, la famille des mésons regroupe aujourd'hui les particules composées de deux particules élémentaires un *quark* et un *antiquark*, ce qui est le cas pour le pion mais pas pour le muon qui est considéré comme une particule élémentaire au même titre que l'électron et le positron, eux-mêmes regroupés dans la famille des *leptons*.

À cette même période, en 1947, George Dixon Rochester (1908-2001) et Sir Clifford Butler (1922-1999) publient deux images montrant la désintégration d'une particule neutre en deux particules chargées (Fig.1.19 à gauche) et la désintégration d'une particule chargée en une particule chargée et une particule neutre (Fig.1.19 à droite)[32]. Ils montrent dans leur papier que la masse de ces deux particules incidentes correspond à la moitié de celle d'un proton. Ce nouveau méson lourd est aujourd'hui connu sous le nom de méson *K* ou *Kaon*.

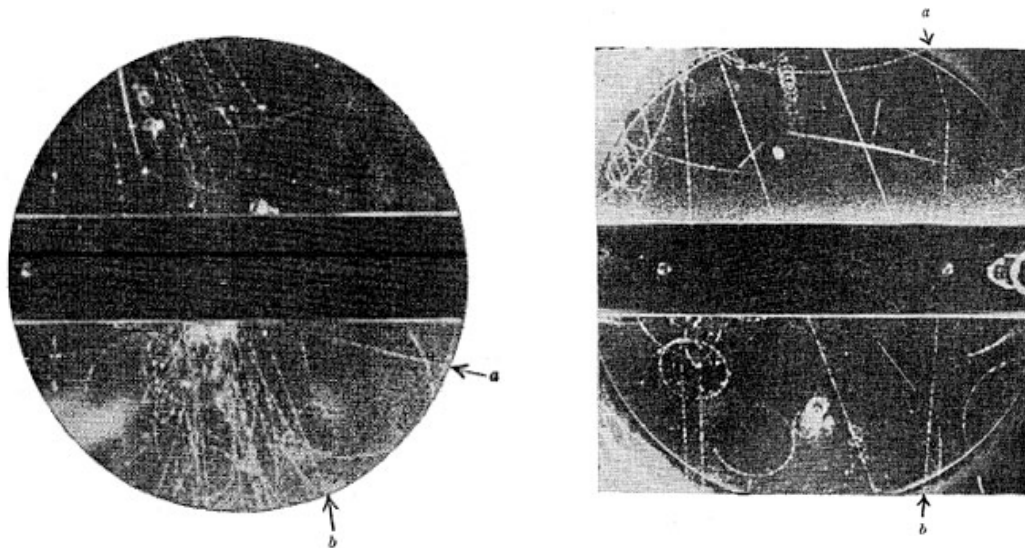


FIGURE 1.19 – Gauche : [...] Nous concluons que, de tout évidence, la photographie 1 représente la décroissance d'une particule neutre de masse qui ne peut être inférieure à 770m ou supérieure à 1600m, en deux particules observées (a et b) [32]. m étant la masse de l'électron. Droite : De même, la photographie 2 représente la décroissance d'une particule chargée de masse plus grande que 980m et plus faible que celle d'un proton en une particule pénétrante et une particule neutre (a et b)[32].

Ha ! Que c'est l'ère des collisionneurs

Suggérée par la nature elle-même, on comprend à partir de cette période que la méthode expérimentale la plus efficace pour sonder la matière et ses composants élémentaires consiste à accélérer et provoquer des collisions pour "casser" et observer les débris ou résidus de ces collisions. Les traces laissées dans les détecteurs sont des signatures expérimentales tangibles et fiables pour quantifier les éléments fondamentaux. Il apparaît évident que pour continuer la chasse aux particules nouvelles il faut accumuler de la statistique, autrement dit le nombre d'*événements* observés. Le rayonnement cosmique, source intarissable de particules de hautes énergies, a le mauvais goût de ne jamais prévenir du lieu et de l'instant où il va frapper, ce qui rend la tâche difficile pour obtenir des conditions optimales d'observation. Le progrès technologique va rapidement permettre de réaliser l'accélération de particules à des

énergies suffisamment élevées pour réaliser des collisions ou interactions dans des gammes d'énergies favorables. Les événements seront alors provoqués de manière artificielle et par conséquent beaucoup plus simples à analyser, la source, le lieu, l'énergie et la nature de la *particule incidente* étant connus. Naturellement à partir des années 50, les physiciens *subatomistes* délaisseront l'étude du rayonnement cosmique au profit des accélérateurs et collisionneurs de particules.

À cette période un changement thématique s'opère, l'étude du rayonnement cosmique est refocalisé sur sa mire initiale et sur les questions non élucidées d'ordre astrophysique. Quelle est sa nature ? Son origine ? Quel sont les processus d'émission ? Comment ce rayonnement se propage-t-il ? Peut-il nous donner des informations sur ce qu'il a traversé (présence de champ magnétique, interaction avec un milieu quelconque...) ? Existe-t-il une limite en énergie ?

1.2 Un siècle de recherche : interprétations

Les questions astrophysiques que nous venons de poser sont au coeur des réflexions et les concepts d'astrophysique de haute énergie se dessinent. Au regard de cette dernière conférence ICRC2011 (International Cosmic Ray Conference) à laquelle j'ai eu la chance de participer à la fin de ma thèse, les questions soulevées et les enjeux d'aujourd'hui sur le rayonnement cosmique apparaissent finalement très proches de celles et ceux au sortir de la seconde guerre mondiale. Avant de s'attaquer au sujet principal de cette thèse, rappelons le contexte des idées physiques dans lequel nous nous situons.

1.2.1 De 1945 à nos jours. Questions d'astrophysique.

Après la seconde guerre mondiale et les expériences menées par Auger en 1938 (cf. plus haut), on pense que les rayons cosmiques sont principalement des protons qui viennent interagir avec l'atmosphère terrestre. La *collision inélastique* de la particule primaire avec les molécules de l'air engendre une cascade de particules secondaires qui sont détectées au sol ou dans les airs. Certaines théories évoquent aussi la possibilité que les corpuscules primaires peuvent être des noyaux plus lourds qu'un simple noyau d'hydrogène (proton). Lors d'une conférence à Cambridge en 1946 plusieurs physiciens se moqueront de cette théorie, mais deux ans plus tard, deux américains Bradt et Peters réalisent une série de mesures en ballons équipés de plaques photographiques prouvant l'existence d'autres éléments plus lourds [33]. Cette expérience sera confirmée indépendamment par Freier la même année [34, 35].

Nucléosynthèse primordiale, nucléosynthèse stellaire

En 1948, Ralph Asher Alpher (1921-2007) alors en thèse sous la direction de George Gamow (1904-1968) publie un travail sur la *nucléosynthèse primordiale* proposée par Gamov en 1946 : *The Origin of Chemical Elements* [36]. Cette théorie explique qu'une phase dense et chaude de l'univers dans un état primordial (pas encore baptisé *Big Bang*) aurait permis la synthèse d'éléments plus lourds que l'hydrogène par captures successives de neutrons. Cependant, la discontinuité observée dans l'organisation des masses des *isotopes* plus lourds que l'hélium (aucun isotope stable ayant pour masse atomique 5 ou 8 n'a été observé) met en défaut le principe de capture successive des neutrons au delà de l'hélium. À la même période, Hans Albrecht Bethe (1906-2005 voir Fig.1.20 à gauche) suggère que la plupart des éléments lourds dans l'univers contemporain proviennent de la nucléosynthèse réalisée au sein des étoiles [37]. Malgré cette mise en défaut, la théorie de nucléosynthèse primordiale quantifie correctement l'abondance relative de l'hydrogène et de l'hélium dans l'univers. Aujourd'hui, il est admis que ces deux phases de nucléosynthèse, primordiale et stellaire sont nécessaires pour rendre compte des proportions observées des éléments dans l'univers. Pour l'anecdote, la publication de Alpher est connue sous le nom de α - β - γ *paper* en raison de sa liste d'auteurs : Alpher-Bethe-Gamov. Le nom de Bethe a été ajouté alors qu'il n'a pas collaboré à ce travail... À cette plaisanterie s'ajoute le fait que ce papier a été publié le 1^{er} avril. Gamov expliquera lui même que Bethe, n'ayant pas émis d'objection à cette boutade, pensa finalement prendre le patronyme Zacharias lorsque cette théorie fut mise en défaut.

La nucléosynthèse suggère que les particules *primaires* initiatrices de gerbes cosmiques dans l'atmosphère ne compte pas que des protons. Cette théorie est fortement critiquée car si ces primaires sont des



FIGURE 1.20 – Gauche : timbre émis en République de Guinée en 2006 à l’effigie de Hans Albrecht Bethe. Droite : timbre émis en Italie en 1967 à l’effigie de Enrico Fermi.

noyaux lourds, alors du lithium, du béryllium et du bore devraient être présents dans les particules secondaires des gerbes, comme fragments du primaire. En 1950, la présence de ces noyaux sera confirmée expérimentalement par C.F. Powell (1903-1969) [38].

Spectre en énergie des rayons cosmiques

Depuis l’après-guerre jusqu’à nos jours, le flux des rayons cosmiques arrivant sur terre a été mesuré par un nombre d’expériences relativement important, il serait même difficile de toutes les citer sans en oublier. De plus, la gamme en énergie des particules cosmiques reçues sur terre est tellement grande qu’il est impossible qu’une expérience unique puisse la couvrir entièrement comme en atteste la Fig.1.21 [39] qui compile l’ensemble des données récoltées par différentes expériences majeures depuis les années 60.

La décroissance du nombre de particules cosmiques reçues en fonction de l’énergie montrée Fig.1.21 est d’une très grande régularité puisqu’elle s’étend sur plus de 12 ordres de grandeur en énergie, ce qui ne s’observe nulle part ailleurs en physique. La caractéristique de ce spectre est qu’il est dit *non-thermique*, c’est-à-dire qu’il ne résulte pas de l’émission d’un corps en équilibre à une certaine température. La caractéristique du rayonnement thermique issu d’un *corps noir*, n’est pas compatible avec la décroissance du flux observée ici qui se décrit mieux par une loi de puissance d’*indice spectral* moyen -2.7 (flux $\propto E^{-s}$ avec $s = 2.7$). Derrière cette caractéristique semble se cacher un mécanisme universel pour accélérer les particules.

Selon les interprétations actuelles ce spectre se compose de trois contributions. La partie en jaune sur la Fig.1.21 décrivant les énergies inférieures à quelques 10^9 eV correspond à des particules provenant principalement du soleil. Il s’agit d’électrons accélérés dans l’atmosphère du soleil ou dans les chocs héliosphériques, et de neutrinos émis par les réactions nucléaires au sein du soleil. De 10^9 eV jusqu’à environ $4 \cdot 10^{18}$ eV (cette limite haute peut varier jusqu’à $10 \cdot 10^{18}$ eV selon les modèles et les interprétations), le rayonnement cosmique provient principalement de phénomènes internes à notre propre galaxie, *la voie lactée*. Il s’agit de phénomènes de type supernovae et astres compacts comme les étoiles à neutrons (voir paragraphe suivant). La "fin" du spectre concernant les énergies supérieures à quelques 10^{18} eV correspondrait cette fois à des phénomènes externes à notre propre galaxie. Les interprétations modernes suggèrent que ces particules cosmiques auraient pour origine des phénomènes cataclysmiques dans l’univers tels des noyaux actifs de galaxies, des collisions de galaxies, des sursauts gamma et d’autres phénomènes encore mal connus voire inconnus.

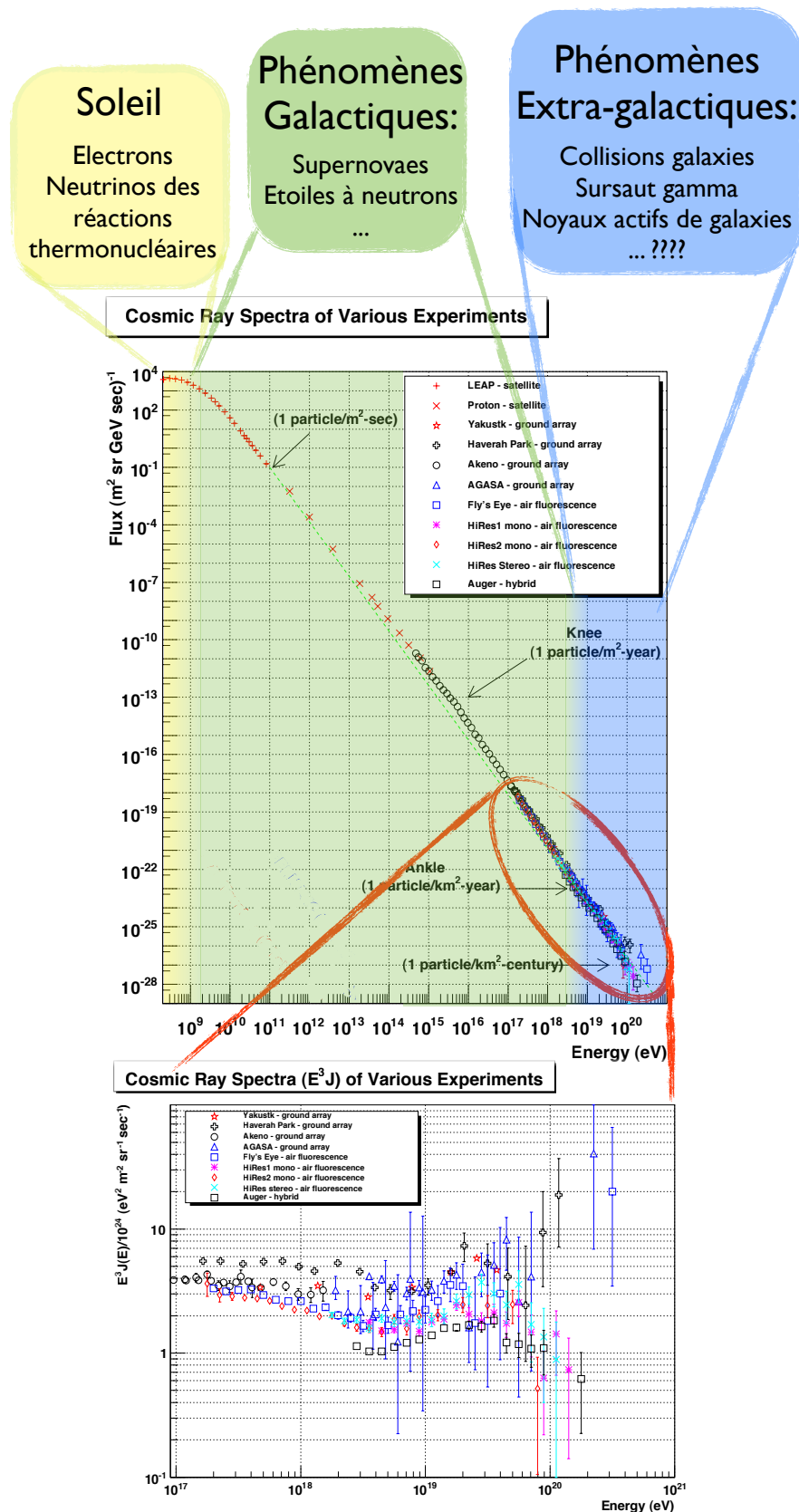


FIGURE 1.21 – Compilation des résultats mesurés par plusieurs expériences depuis les années 60, décrivant le spectre en énergie des rayons cosmiques observés sur terre. La figure du bas est un zoom sur la "fin" du spectre où le flux est multiplié par le cube de l'énergie E mettant ainsi en évidence des structures plus fines qu'une simple loi de puissance universelle. [39]

Processus d'accélération, accélération de Fermi

Maintenant que des théories sont proposées pour expliquer d'où proviennent les particules cosmiques et comment elles sont créées, l'idée est de comprendre pourquoi ces particules nous arrivent avec ces énergies. Quels sont les processus qui permettent de catapulter ces particules ? Enrico Fermi (1901-1954 voir Fig.1.20 à droite) travaille justement sur ces questions et propose en 1949 un modèle théorique d'accélération des particules [40]. Lorsqu'une particule chargée en mouvement rencontre sur sa trajectoire un nuage magnétisé agissant comme un miroir magnétique (nuage de particules chargées par exemple), lui aussi mouvement, la vitesse de la particule augmente ou diminue selon la composition des vitesses particule/nuage. Statistiquement, les collisions frontales étant plus fréquente (nous croisons statistiquement plus de voiture que nous en doublons) en moyenne la particule gagnera de l'énergie. Comme il s'agit d'un processus stochastique, les diffusions sur l'ensemble des champs magnétiques au sein de nuage sont aléatoires, on peut montrer que le gain en énergie de la particule après son passage dans le nuage est proportionnel à β^2 , β , étant la vitesse relative de la particule par rapport au nuage divisée par la vitesse de la lumière. C'est un processus nommé de second ordre en raison de la dépendance à β^2 . Ce résultat donnera une première interprétation de mécanisme accélérateur de rayons cosmiques.

La mesure des spectres en énergie des particules cosmiques montrera que ce processus d'accélération n'est pas suffisant. La loi de puissance prédite par cette théorie entre le flux de particules et leur énergie n'est pas universelle, elle dépend de chaque β propre à chaque diffusion subit par la particule. De plus, ce processus d'accélération des particules n'est pas efficace, pas assez rapide par rapport aux échelles de l'univers. Il faut des phénomènes d'accélération plus efficaces. C'est ce qui est suggéré plus tard avec le mécanisme de Fermi de premier ordre dans les années 70 [41, 42, 43]. L'idée consiste à considérer une onde choc qui se propage dans un nuage de particules chargées, un *plasma* comme par exemple lors d'une explosion d'étoile (*supernovae*). L'onde de choc dans le plasma va créer des hétérogénéités dans la répartition du champ magnétique global au sein du plasma. Si une particule chargée rencontre une variation de champ magnétique, elle peut être réfléchiée avec un gain en énergie (suivant le même principe que dans le paragraphe précédent). Si maintenant cela se reproduit dans l'autre sens, le même phénomène se reproduira et la particule gagnera encore de l'énergie. Par réflexions successives et traversées successives du front d'onde de choc, la particule subit une accélération violente et peut atteindre des vitesses relativistes. Le gain en énergie est cette fois proportionnel à β , la vitesse de l'onde de choc (rappelons que β est inférieur à 1 donc $\beta^2 < \beta$). C'est la raison pour laquelle ce processus est dit du premier ordre.

Aujourd'hui, l'étude des mécanismes d'accélération est un champ de recherche en pleine actualité, la modélisation du processus d'accélération reste complexe. Dans les années 90, l'hypothèse simplificatrice de *la particules test* (considérer que la densité de particules accélérées est négligeable en comparaison avec l'énergie thermique du plasma dans lequel l'onde de choc se propage, car il ne faut pas oublier que le plasma est aussi composé de particules) a permis de montrer la dépendance en loi de puissance du spectre des particules accélérées [44] qui est proche de la loi de puissance observée dans le spectre expérimental à la source des rayons cosmiques. De récentes études montrent que le phénomène d'accélération de Fermi d'ordre 1 ne peut pas se produire (pas de traversée successive du front d'onde de choc) si le *rayon de Larmor*, (le rayon de courbure de la particule dans le champ magnétique) des particules accélérées est plus petit que la longueur de cohérence du champ magnétique dans lequel elles se situent [45].

Cette théorie prédit des résultats qui sont proches des données observées. Cependant d'autres modèles alternatifs existent pour expliquer l'accélération de particules. C'est le cas du modèle *inducteur unipolaire* [46] qui décrit que la rapide rotation d'astres compacts comme les *étoiles à neutrons* ou les *trous noirs* combinée aux très grands champs magnétiques générés par de tels astres induit un champ électrique. Les violentes variations des champs électriques qui sont générées peuvent être aussi des accélérateurs de particules chargées jusqu'à de très hautes énergie. D'autres modèles plus complexes sont proposés dans la littérature (voir par exemple [47] pour une revue plus détaillée) basés sur la structure interne des plasmas. On y parle de *reconfiguration locale* ou *reconnection* de la topologie du champ magnétique qui se produit lorsque la conductivité du plasma n'est pas assez élevée pour supporter le courant associé à une structure du champ magnétique.

Le spectre aurait-il parlé ?

Si l'on regarde d'un peu plus près la structure du spectre comme le montrent les deux Fig.1.22 [48], on constate de légères ruptures de pente se traduisant par des variations de *l'indice spectral* autour de sa valeur moyenne. Ces zones particulières sont des transitions qui sont d'importantes signatures interprétées aujourd'hui comme suit :

- Vers $5 \cdot 10^{15}$ eV, le premier genou. Jusqu'à cette énergie les rayons cosmiques seraient accélérés par les supernovae à l'intérieur de la voie lactée. Le maximum d'énergie atteignable pour une particule accélérée par ce phénomène est proportionnelle à la charge du noyau. Le 1^{er} genou correspondrait à la coupure en énergie des particules de plus faibles charges, les protons, les noyaux d'hélium...
- Vers 10^{17} eV, le second genou. Entre le premier et le second genou, selon le principe précédemment évoqué, on assisterait aux coupures en énergie successives des particules par ordre croissant de charge selon leur nature. La charge la plus grande, le noyau de fer serait la dernière coupure et correspondrait au second genou [49, 50]. Ce phénomène a notamment été appuyé par l'expérience KASCADE-Grande [51].
- Vers $5 \cdot 10^{18}$ eV, la cheville. Le spectre se redresse, il s'agirait d'une transition entre les rayons cosmiques issus de notre propre galaxie et ceux provenant de l'extérieur. Le passé des particules provenant de l'extérieur étant différent, (mécanismes d'émission, propagation), le flux se manifesterait par des caractéristiques différentes (voir paragraphe suivant).
- Vers $4 \cdot 10^{20}$ eV, le spectre connaît-il une fin ? Cette partie du spectre nécessite une discussion plus large (voir paragraphe **Coupure GZK**).

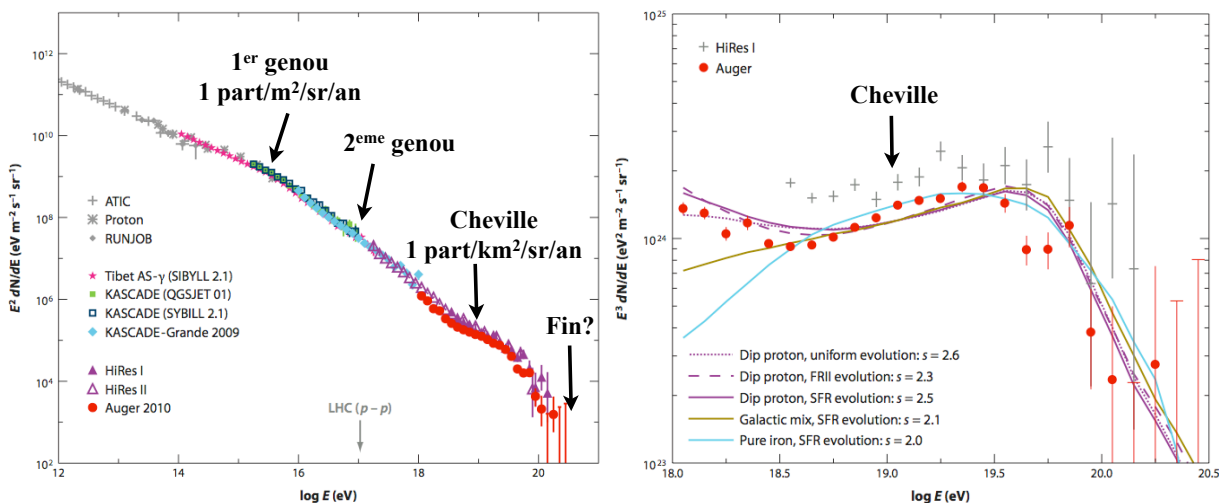


FIGURE 1.22 – Compilation des résultats les plus récents, actualisés en Juin 2011 [48]. A gauche : le flux est multiplié par E^2 permettant ainsi de mettre en évidence une structure fine de son comportement en fonction de l'énergie. A droite : zoom sur la zone au delà de 10^{18} eV, le flux est cette fois multiplié par E^3 . Les données proviennent des derniers résultats des expériences HiresI et Auger. Les courbes représentent des prédictions de flux faites par des modèles basés sur différentes interprétations (lire le paragraphe sur la transition galactique/extragalactique pour plus de détails.)

La structure du spectre confirme donc ce qui a été proposé juste après la seconde guerre mondiale sur la composition du rayonnement cosmique. Il ne serait pas composé uniquement de proton, du moins pour le rayonnement cosmique provenant de notre propre galaxie, car la composition du rayonnement cosmique à *ultra-haute* énergie (au delà de 10^{18} eV) est une question qui demeure encore largement débattue aujourd'hui.

Comment interpréter le spectre à partir de la cheville ? De même pour la fin du spectre, est-ce un manque de statistique ou bien est-ce physique ? Compte tenu des flux à ces énergies, répondre à cette question, nécessite des années d'observations pour acquérir suffisamment de données à interpréter. Le problème auquel l'expérience se heurte, n'est plus seulement d'ordre technologique, le flux de particules à partir du genou devient relativement faible (un évènement /m²/sr/an) voire problématique au delà de la cheville (un évènement /km²/sr/an). Accumuler de la statistique devient complexe et nécessite de créer

des infrastructures de plus en plus grandes à maintenir opérationnelles sur des durées significatives par rapport à la vie d'un chercheur.

La transition de l'origine galactique vers extragalactique : débat

Les rayons cosmiques d'énergies inférieures à environ 10^{18} eV sont, interprétés comme provenant de notre propre galaxie. Leurs énergies basses les condamneraient à être "retenus" en grande majorité au sein de notre galaxie en raison des champs magnétiques qui y règnent. L'idée communément admise est que des phénomènes externes à notre propre galaxie et différents sont en jeu, ce qui expliquerait le redressement du spectre au delà de 10^{18} eV. Cette transition est aussi interprétée par certains comme la perte d'énergie de rayons cosmiques d'ultra-haute énergie (*RCUHE* : rayons cosmiques d'ultra haute énergie) par production de paires (cf. Eq.1.5, paragraphe suivant) lors de leur propagation dans le cas d'un scénario où ils seraient principalement des protons [52, 53]. Ceci se manifesterait par une rupture de pente (la cheville).

Dans le cas de sources extragalactiques, les simulations montrent que le flux pourrait devenir plus important que le flux galactique au niveau de la cheville. Quelques exemples de prédictions de flux sont discutés dans [54]. La principale différence de ces modèles repose sur le scénario de composition du rayonnement cosmique à cette énergie : composition 100% proton [55], composition mixte similaire à ce qui est observé dans la galaxie (proton jusqu'au fer), composition dominée par du fer [56]. La Fig.1.22 montre deux exemples de prédictions de flux au niveau de la cheville faites par des modèles basés sur une composition mixte et sur une composition purement fer, prenant en considération tous les deux l'évolution du taux de formation des étoiles ($SFR = \text{star formation rate}$).

L'alternative proposée pour interpréter la cheville comme la perte d'énergie des protons extragalactiques commence également à devenir un scénario qui suscite l'intérêt car son avantage est de ne pas avoir besoin d'un flux de rayons cosmiques galactiques qui s'étale jusqu'à 10^{18} eV (alors que la coupure galactique pour le fer se passe plus tôt, le 2^{ème} genou). Certains de ces modèles décrivent un mélange progressif à basse énergie des rayons cosmiques extragalactiques avec les rayons cosmiques galactiques. Cependant les modèles basés sur cette interprétation (appelés *dip models*) doivent être ajustés pour éviter des variations d'indice spectral non-observés entre le genou et la cheville. La Fig.1.22 à droite montre trois exemples de prédiction de flux dans le cadre de cette interprétation. Ce qui est aussi intéressant, c'est que certains de ces modèles décrivent une variation de spectre à l'endroit du 2^{ème} genou si la composition est dominée par des protons [57, 56], voire composé de particules issues de la nucléosynthèse primordiale, du proton à l'hélium [50]. Dans ce cas, il est nécessaire de faire l'hypothèse que le flux de rayons cosmiques au-delà de la cheville soit dominé par des protons.

Coupure GZK

Comme on peut le voir sur la Fig.1.22 à droite, le comportement à l'extrémité du spectre indique une brusque variation de l'indice spectral. Il faut aussi noter que les barres d'erreur associées aux points de mesure traduisent clairement un manque de données expérimentales. Cependant, bien avant l'essor des détecteurs géants capables de couvrir cette portion du spectre, une prédiction théorique réalisée en 1966 par deux groupes de recherche indépendants a proposé un résultat comparable à ce qui est observé.

Suite à la fameuse épopée des radio-astronomes Penzias et Wilson et la découverte par accident du rayonnement de fond diffus (Cosmic Microwave Background ou *CMB*) en 1964 [58], Kenneth Greisen de l'Université Cornell et indépendamment Georgiy Zatsepin et Vadim Kuzmin de l'Institut de physique Lebedev de Moscou proposèrent simultanément la même idée. Si des rayons cosmiques (protons) d'énergies suffisantes se propagent dans l'Univers, ils finiront par interagir avec les photons du rayonnement fossile à 2,7 K selon deux réactions principales :

- la production de pions :

$$p + \gamma_{CMB} \longrightarrow N + \pi \quad (1.4)$$

ou N est un nucléon (proton ou neutron) et π un pion (respectivement π^0 ou π^+)

- la production de paires (ou processus de Bethe-Heitler) :

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

Le seuil en énergie de ces réactions est de l'ordre de 200 EeV pour la première et 0.8 EeV pour la seconde ($1 \text{ EeV} = 10^{18} \text{ eV}$). Les pertes énergétiques résultantes de la production de pions dans le CMB sont de 15% par interaction. Comme le *libre parcours moyen* λ de ce processus est de l'ordre du mégaparsec ($1 \text{ parsec} = 3.26 \text{ années lumières}$), un proton de 10^{22} eV verra son énergie réduite à 10^{20} eV après environ 100 Mpc. Pour des particules plus lourdes que le proton, d'autres processus sont à prendre en compte et finalement de récents travaux [59, 60, 61, 54, 62] montrent que des particules pour lesquelles $A < 20$ ($A = \text{nombre de nucléons}$), ne peuvent pas voyager plus loin que quelques dizaines de Mpc sans se désintégrer. La Fig. 1.23 montre la fraction des rayons cosmiques qui survivent en fonction de la distance parcourue, de leur nature et de leur énergie initiale. On comprend que pour observer des rayons cosmiques au delà de quelques 10^{20} eV il faudrait se situer à moins de quelques dizaines de Mpc d'une source.

Donnons quelques ordres de grandeur. Le diamètre de notre galaxie est d'environ 90 mille années lumière (al) soit environ 25 kiloparsec ou 0.025 Mpc, la distance de la galaxie la plus proche, *Andromède*, est d'un peu moins de 1 Mpc. Dans le cadre du modèle standard de la cosmologie, l'horizon cosmologique de l'univers est de 45 milliards d'al soit environ 14 000 Mpc (l'univers observable n'est que de 13,7 Milliards d'al ou 4200 Mpc). Ce qui signifie que la chance d'observer des particules cosmiques au delà de quelques 10^{20} eV décroît rapidement. La diminution du flux à cette énergie n'est plus simplement due au mécanisme d'émission mais aussi à une sorte de "freinage" du rayonnement cosmique par le CMB. Les modèles de prédiction du flux au-delà de la cheville sont actuellement en très bon accord avec les observations, même pour des cosmiques de nature variée comme le montre la Fig. 1.22. Cette coupure dans le flux du rayonnement cosmique est communément connue sous le nom de *coupure GZK* en raison de la prédiction faite en 1966 par Greisen, Zatsepin et Kuzmin.

On notera toutefois qu'autour des années 90, les observations faites par l'observatoire AGASA au Japon semblaient montrer une violation de la limite GZK à très hautes énergies. Des modèles avaient donc été proposés pour expliquer cette violation mais les observations récentes des observatoires Pierre Auger en Argentine et High Resolution Fly's Eye (HiRes) dans l'Utah n'ont pas confirmé cette violation.

Quel type de sources ?

Compte tenu de l'ensemble des observations et interprétations qui ont été réalisées jusqu'à présent, il existe plusieurs candidats à l'émission de rayons cosmiques. Les connaissances sur les caractéristiques des objets célestes potentiellement accélérateurs de particules, ont été regroupées dans un diagramme champ magnétique-taille de l'objet ($B - R$), plus connu sous le nom de *diagramme de Hillas*, en tenant compte des incertitudes sur B et R (voir Fig. 1.24). Il devient alors possible d'établir un critère permettant de sélectionner les candidats à l'émission de RCUHE. Partant de l'hypothèse que l'accélération d'une particule n'a lieu que tant qu'elle reste confinée dans le site d'accélération, pour que cette particule puisse s'en échapper, son énergie doit devenir supérieure à une énergie $E_{\max}$ correspondant à l'énergie limite de confinement des particules dans le champ magnétique global généré par l'objet source considéré. Le rayon de Larmor (la courbure) d'une particule de charge Z dans un champ magnétique B est donné par la relation suivante :

$$r_L = \frac{E}{ZeB} \sim \frac{110}{Z} \frac{1\mu\text{G}}{B} \frac{E}{100 \text{ EeV}} \text{ kpc} \quad (1.6)$$

où e est la charge de l'électron, Z la charge de la particule considérée, B le champ magnétique à la source et E l'énergie de la particule. On peut donc déduire le seuil de confinement $E_{\max}$ en fonction de la charge

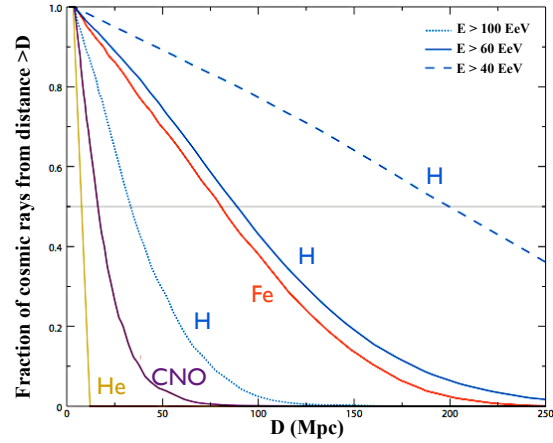


FIGURE 1.23 – Fraction de rayons cosmiques qui survivent en fonction de la distance parcourue, de leur nature et de leur énergie initiale [48].

et des caractéristiques de la source :

$$E_{max} \sim 1 \text{ EeV } Z \frac{B}{1\mu\text{G}} \frac{R}{1\text{kpc}} \quad (1.7)$$

Sur la Fig.1.24 l'ensemble des couples $(B - R)$ vérifiant Eq.1.7 pour un proton de 10^{21} eV ($E_{max} = 10^{21}$ eV et $Z=1$) est représenté par une droite bleue et par une droite rouge pour un noyau de fer de 10^{20} eV. Compte tenu des incertitudes, ce diagramme montre que la plupart des candidats-source proposés ici sont susceptibles de laisser s'échapper des noyaux de fer autour de 10^{20} eV. La limite supérieure de confinement de quasiment tous les candidats-source pour des protons est d'environ 10^{21} eV. Parmi les sources galactiques, les supernovae (SNR) et les naines blanches (white dwarfs) semblent être exclues des sources potentielles de RCUHE, ce qui n'est pas le cas des étoiles à neutrons qui compensent leur petite taille par des champs magnétiques très intenses et qui par conséquent apparaissent comme de très bons candidats. Les NAG (noyaux actifs de galaxies), les sursauts gamma (GRB = *gamma rays burst*) ainsi que les chocs de milieux intergalactiques (IGM = *intergalactic medium*) sont aujourd'hui considérés comme les meilleurs candidats extragalactiques à l'émission de RCUHE.

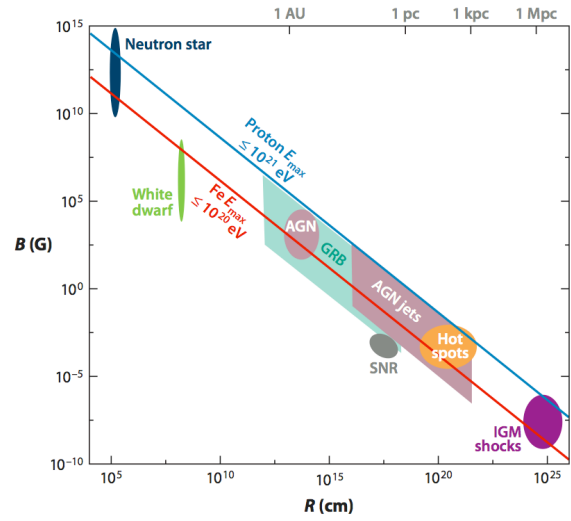


FIGURE 1.24 – Diagramme de Hillas, champ magnétique-taille objet. Les candidats à l'émission de RCUHE sont présentés avec leurs incertitudes.

Trans-GZK. Anisotropie ? Ô ! Incertitude...

L'une des questions centrale du domaine des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie concerne la nature de ce rayonnement. Tant que cette interrogation ne sera pas levée, l'interprétation des données au-delà de la cheville peut prendre des tournures tout à fait différentes.

Si les RCUHE sont composés principalement de protons ou de noyaux fer (moins "freinés" par l'effet GZK cf Fig.1.23, on rappelle que les noyaux intermédiaires avec $A < 20$ sont dissociés très rapidement, $A^{Fe} = 56$), une anisotropie de leurs directions d'arrivée devrait être observable pour les énergies trans-GZK (au-delà de 60 EeV). Expliquons-nous.

Selon le modèle GZK, l'observation des rayons cosmiques au-delà de quelques 10^{20} eV impose une distance à la source inférieure à quelques dizaines de Mpc. "Entourons-nous" d'une sphère dont nous serions le centre et dont le rayon est de 100 Mpc. Les galaxies situées à l'intérieur de cette sphère pourraient donc être des candidates potentielles à l'émission de rayons cosmiques trans-GZK. Par chance, le volume de notre sphère est relativement petit à l'échelle de l'univers et la répartition spatiale des galaxies à moins de 100 Mpc reste encore anisotrope, de plus la déviation des particules cosmiques à ces énergies par les champs magnétiques extragalactiques est très faible voire quasi-inexistante sur 100 Mpc. Cette anisotropie devrait donc se refléter dans le taux de comptage des événements en fonction de leur direction d'arrivée. La Fig.1.25 montre les directions d'arrivée des rayons cosmiques ayant une énergie supérieure à 55 EeV détectés par l'observatoire Pierre Auger [63]. Cette carte est superposée à une carte de densité des NAG situés à moins de 200 Mpc et visible par l'observatoire Pierre Auger. Après un premier jeu de données qui semblait être favorable, la corrélation des directions d'arrivée avec la répartition des NAG n'apparaît plus aussi évidente avec les données récentes. Il faut donc attendre d'accumuler de la statistique. Un calcul montre que quatre années supplémentaires d'observation par l'observatoire Pierre Auger pourrait permettre de prendre position [63]. De son côté, l'expérience HiRes située dans l'hémisphère nord n'a montré aucune anisotropie avec ses 13 événements trans-GZK [64].

Réaliser une corrélation directe entre les directions d'arrivées observées et la répartition des sources proches dans le ciel serait une avancée importante dans la compréhension de l'origine des rayons cos-

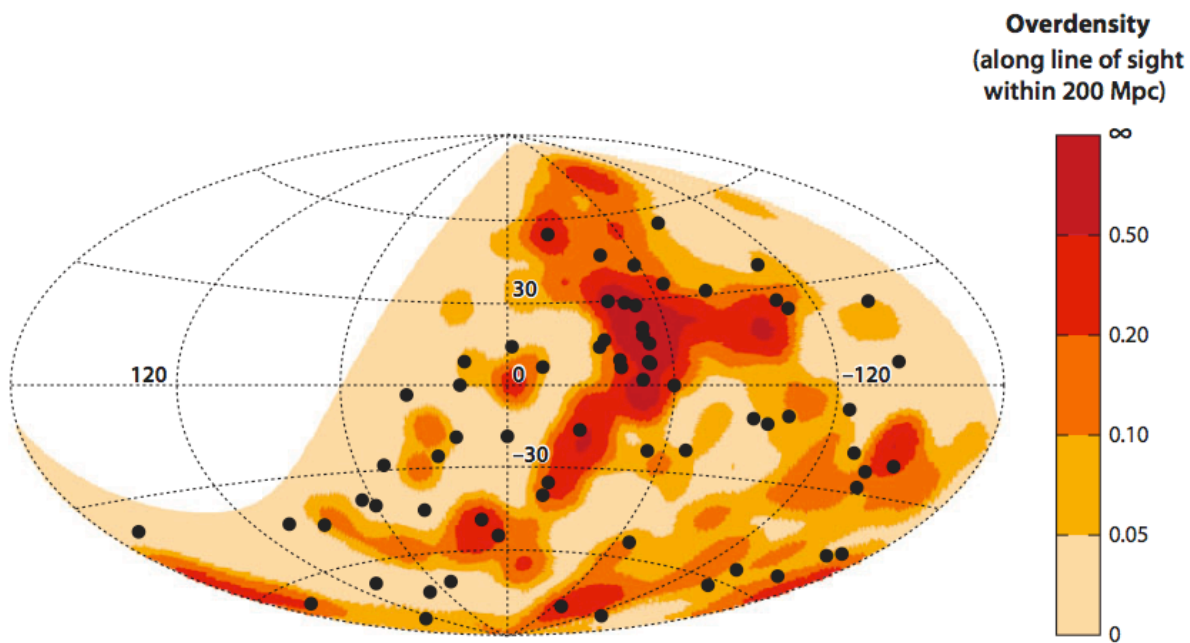


FIGURE 1.25 – Directions d’arrivée des rayons cosmiques ayant une énergie supérieure à 55 EeV détectés par l’observatoire Pierre Auger [63]. Cette carte est superposée à une carte de densité des NAG situés à moins de 200 Mpc et visible par l’observatoire.

mique. De plus l’anisotropie marquée semble également être une observable importante pour identifier la nature des particules primaires. En effet les protons et les noyaux de fer au delà de 60 EeV sont plus faiblement affectés par l’effet GZK que les noyaux de masses intermédiaires et se propagent avec de grandes énergies sur des distances plus longues. Mettre en évidence une anisotropie marquée serait donc un argument supplémentaire pour interpréter la nature du rayonnement cosmique d’ultra-haute énergie.

Tant que la composition des RCUHE ne sera pas éclaircie, la compréhension de leurs origines restera incertaine. Le bras de levier est grand, entre ce que nous observons, leur mort, et leur naissance. Le feu d’artifice que nous laisse entrevoir les RCUHE lorsqu’il viennent terminer leur vie dans notre atmosphère est une signature porteuse d’informations précieuses sur leur nature. C’est justement le champ d’étude sur lequel nous allons nous focaliser maintenant : la physique de la gerbe atmosphérique.

1.2.2 Retour à la physique des particules : les gerbes atmosphériques et leurs principales caractéristiques

À partir de la seconde guerre mondiale nous avons vu que l’étude du rayonnement cosmique a connu un changement thématique rapide et que les recherches se sont plutôt réorientées sur des questions d’ordres astrophysiques, laissant la physique des particules essentiellement au laboratoire, autour de collisionneurs et accélérateurs. Aujourd’hui nous pouvons clairement dire que nous assistons aux retrouvailles de ces deux domaines de la physique. En effet la détection des RCHUE comme on a pu en esquisser quelques lignes avec Rossi et les gerbes, est basée sur la détection de la cascade de particules dans l’atmosphère. La compréhension du phénomène atmosphérique se produisant lors de la détection des rayons cosmiques est donc une des clés essentielle permettant de répondre à la question de la nature de la particule primaire. Ce sujet fait l’objet des paragraphes suivant.

Les ingrédients

Au-delà d’environ 10^{13} à 10^{14} eV, le flux du rayonnement cosmique devient très faible et sa détection directe notamment par satellites (cf. Fig.1.21) devient rapidement impossible. Cependant, les particules arrivant dans l’atmosphère avec une énergie suffisante vont interagir avec les composants de l’atmosphère

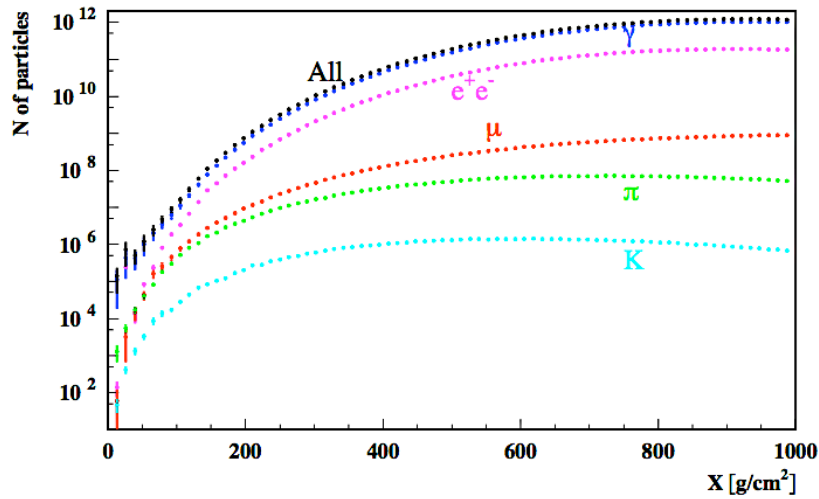


FIGURE 1.27 – Composition d'une gerbe initiée par un proton de 10^{20} eV en fonction de la profondeur d'atmosphère traversée [66].

Les ordres de grandeur

L'évolution de la cascade se décrit communément en fonction de la profondeur d'atmosphère traversée X qui s'exprime en g/cm². Parmi les trois composantes mentionnées ci-dessus, la composante hadronique aura tendance à "s'éteindre" en premier. La profondeur traversée par la gerbe au moment où la composante hadronique atteint son maximum est de quelques centaines de g/cm² alors que la composante électromagnétique qui est la principale composante peut s'étendre sur plus de 1000 g/cm², ce qui correspond environ à une atmosphère verticale. La Fig.1.27 montre l'évolution du nombre de particules en fonction de la profondeur traversée et de leur nature pour une gerbe verticale initiée par un proton de 10^{20} eV.

Les réseaux de détecteurs au sol sont sensibles à la densité de particules par unité de surface déposées par la gerbe. L'espacement entre chaque détecteur doit par conséquent tenir compte du profil latéral de la gerbe. Comme le montre la Fig.1.28 à gauche pour un évènement simulé avec Aires, le nombre de particules au sol en fonction de la distance à l'axe (pour une gerbe initiée par un proton de 10^{19}

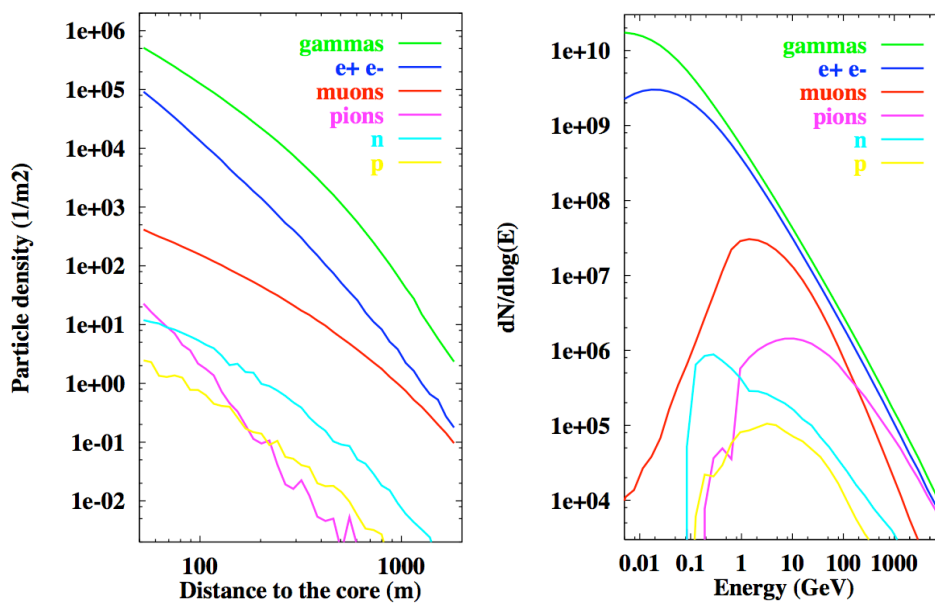


FIGURE 1.28 – Gauche : distribution latérale du nombre de particules en fonction de leur nature. Droite : distribution latéral en énergie des particules en fonction de leur nature. Ces deux figures correspondent au cas d'une gerbe initiée par un proton de 10^{19} eV [66].

eV) décroît très rapidement ; environ 80% des particules sont situées à moins de 100 m de l'axe. La composante électromagnétique (gammas, électrons et positrons) est la plus importante en nombre et s'étale relativement loin en comparaison avec la très faible composante hadronique concentrée près de l'axe. Dans ce cas de figure (gerbe verticale), la composante muonique au sol qui est plus faible en nombre que la composante électromagnétique décroît plus doucement en fonction de la distance à l'axe. Il en résulte que le rapport muonique/électromagnétique augmente en fonction de la distance à l'axe, ce qui se vérifie expérimentalement.

Le spectre en énergie des particules au sol est aussi une observable importante à prendre en compte dans les analyses. La Fig.1.28 à droite montre la distribution en énergie au sol en fonction de la nature des particules pour le même évènement simulé avec Aires. Ce qu'on peut remarquer c'est que la majorité des particules de la composante électromagnétique se situe à bien plus basse énergie que les muons. Le rapport muonique/électromagnétique concernant l'énergie déposée au sol par les particules est par conséquent différent du rapport muonique/électromagnétique en ce qui concerne le nombre de particules.

Une autre observable qui se met aussi en évidence dans les détecteurs est le temps d'arrivée des particules au sol. La Fig.1.29 montre le temps d'arrivée des particules en fonction de leur nature et de la distance à l'axe pour une gerbe verticale initiée par un proton de 10^{20} eV. Le temps de retard augmentant avec la distance à l'axe nous laisse bien imaginer la courbure du front de particules. On note que les muons arrivent en premier, ensuite les électrons et pour finir les photons. Ceci s'explique par le fait que les muons sont beaucoup plus lourds et plus énergétiques que les électrons ; ils sont par conséquent beaucoup moins déviés lors de leur trajectoire dans l'atmosphère. La simulation montre que ce temps de retard moyen en fonction de la distance à l'axe est plus grand qu'un simple front d'onde sphérique dont le centre serait le point de première interaction du primaire avec l'air, début de la cascade.

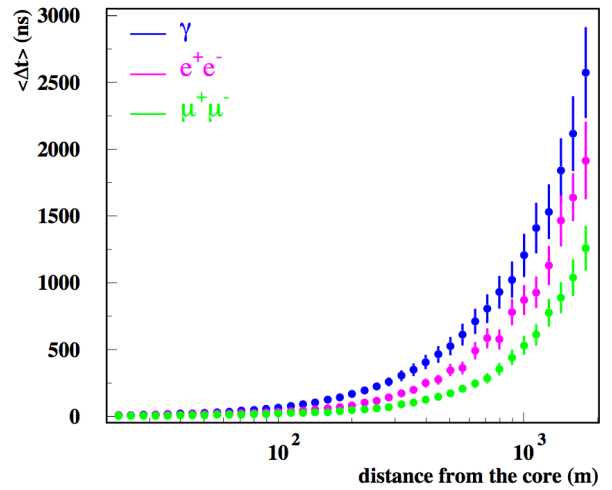


FIGURE 1.29 – Temps d'arrivé des particules au sol en fonction de la distance à l'axe et de leur nature pour une gerbe verticale initiée par un proton de 10^{20} eV [66].

X_{max} , vers la nature du primaire ?

Outre le fait de connaître la direction d'arrivée et l'énergie du primaire, un des enjeux de la détection de la gerbe est de pouvoir estimer sa nature. La simulation (nous y reviendrons plus tard) permet d'estimer l'influence de la nature du primaire sur les caractéristiques de la gerbe. Selon la profondeur de première interaction de la particule primaire, qui est directement reliée à sa section efficace avec l'air, le développement de la gerbe se fera à une profondeur variable. À titre d'exemple la Fig.1.30 montre les profils longitudinaux de 100 gerbes initiées par des protons et de 100 gerbes initiées par des noyaux de fer. On constate avec cette figure que la profondeur à laquelle le nombre maximum de particules est atteint par la gerbe varie non seulement avec la nature du primaire mais aussi statistiquement car les fluctuations sont grandes, notamment pour les gerbes initiées par des protons. Cette grandeur appelée X_{max} , qui se mesure en g/cm^2 , dépend de la longueur de première interaction X_1 (reliée à la section efficace du primaire) et de la nature du primaire. Il a été démontré dans [67] que ce sont principalement les π^0 de la première interaction qui façonnent le profil longitudinal de la gerbe. Cela s'appelle l'effet Matriochka. La valeur de X_{max} peut alors s'écrire suivant la relation :

$$X_{max} \simeq X_1 + X_0 \ln\left(\frac{E}{m(E)E_c}\right) \quad (1.8)$$

où $X_0 = 36.2 g/cm^2$ est le libre parcours moyen d'un électron dans l'air, $E_c = 84 MeV$ est l'énergie critique correspondant au seuil au-delà duquel les électrons et les positrons perdent plus d'énergie par

bremsstrahlung que par ionisation et $m(E)$ est la multiplicité de la première interaction, c'est-à-dire le nombre de particules issues de la première collision inélastique du primaire avec l'air. Cette équation permet d'extraire deux observables directement reliées à la nature du primaire.

Comme la longueur de première interaction d'un proton avec l'air est plus grande que celle d'un noyau de fer avec l'air, et que la multiplicité $m(E)$ est plus grande pour un noyau de fer, on déduit aisément que en moyenne, $X_{max}^{fer} < X_{max}^{proton}$. La mesure de X_{max} lors du développement des gerbes sera une observable porteuse d'information sur la nature du primaire. Selon l'effet Matriochka, la composante électromagnétique de la gerbe est une superposition de cascades initiées par les π^0 issus de la première interaction. Plus la multiplicité sera grande lors de cette première interaction, plus le nombre de cascades superposées sera grand. Il découle de cela que les fluctuations pour le même type de gerbes seront plus faibles si elles sont initiées par des noyaux de fer que si elle sont initiées par des protons. En d'autres termes, cela signifie que les fluctuations sur la mesure de X_{max}^{fer} seront plus faibles que sur la mesure de X_{max}^{proton} . Ce comportement explique la raison pour laquelle les courbes bleues sont plus dispersées sur la Fig.1.30. Là aussi, la mesure de l'écart type (ou *rms*, root mean square) autour de la valeur moyenne du X_{max} de la gerbe doit refléter la nature du primaire.

Les observations expérimentales sur les mesures de X_{max} ont tendance à montrer que juste après le genou, les gerbes sont principalement initiées par des noyaux légers. Une légère transition s'opère vers les noyaux les plus lourds lorsque l'on approche des énergies de l'ordre de 10^{17} eV [71]. Juste avant la cheville, la tendance semble s'inverser et une dominance de noyaux légers est observée comme en atteste le début de la Fig.1.31 à gauche avec les données Auger. Cette figure montre les valeurs mesurées de X_{max} et de son *rms* en fonction de l'énergie du primaire, à partir de 1 EeV. Les mesures sont superposées aux valeurs attendues pour du proton et du fer [69]. La dominance des noyaux légers mise en évidence par

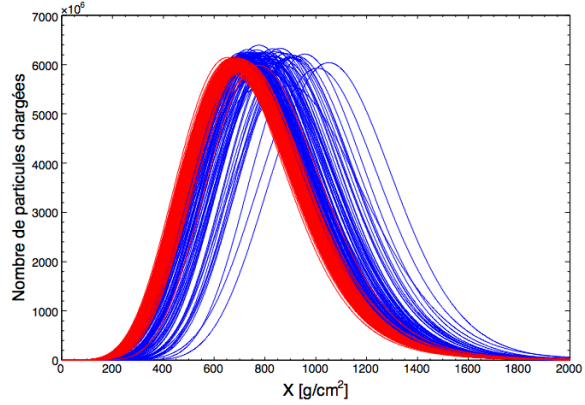


FIGURE 1.30 – Profil longitudinal de 100 gerbes atmosphériques initiées par des protons (courbes bleues) et des noyaux de fer (courbes rouges) à 10^{19} eV avec CORSIKA [68].

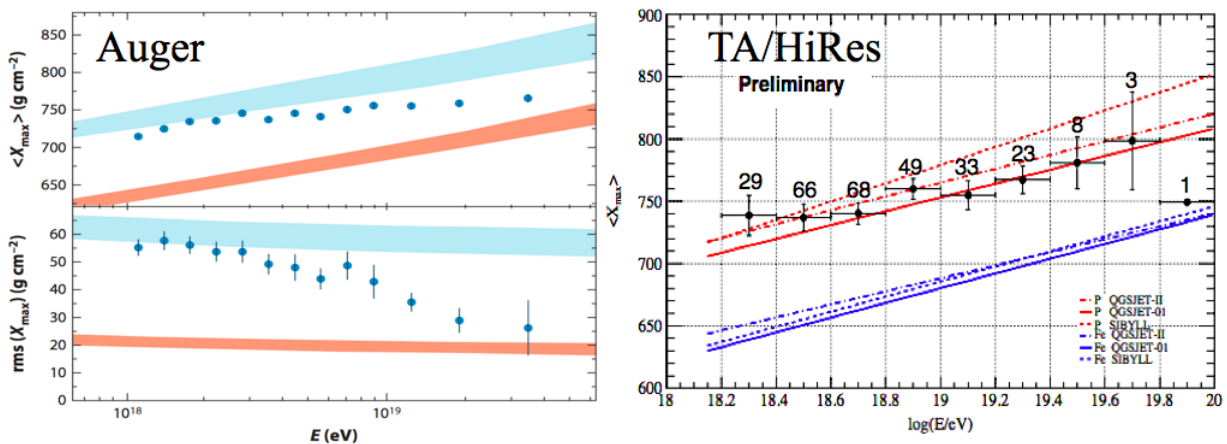


FIGURE 1.31 – Gauche : X_{max} et $rms(X_{max})$ en fonction de l'énergie du primaire, mesurés par les télescopes de fluorescence de l'observatoire Auger [69]. Les résultats issus de simulations Monte Carlo réalisés en utilisant différents modèles d'interactions sont superposés aux résultats expérimentaux. En bleu pour des gerbes initiées par des protons, en rouge pour des gerbes initiées par des noyaux de fer. Droite : X_{max} en fonction de l'énergie du primaire, mesurés par l'expérience TA/HiRes [70]. Les résultats issus de simulations Monte Carlo réalisés en utilisant différents modèles d'interactions sont superposés aux résultats expérimentaux. En rouge pour des gerbes initiées par des protons, en bleu pour des gerbes initiées par des noyaux de fer.

Auger autour de 1 EeV est aussi observée par l'expérience HiRes [72].

Au-delà de 10 EeV, une autre inversion semble se dessiner avec les résultats d'Auger (Fig.1.31 à gauche), laissant présager que des noyaux lourds seraient dominants au delà de 10^{19} eV. Ceci est visible sur les mesures de X_{max} ainsi que sur les mesures de $rms(X_{max})$. Ce résultat surprenant n'est cette fois pas confirmé par l'expérience HiRes qui suggère un résultat plutôt en faveur de noyaux légers au dessus de 10^{19} eV comme on peut le voir sur la Fig.1.31 à droite. Les deux résultats proposés semblent malgré tout compatibles en tenant compte des barres d'erreurs, donc pour l'instant il est difficile de statuer sur ce qui se passe au-delà de 10^{19} eV.

Comme nous l'avons dit, la mesure du rayonnement cosmique est indirecte à haute énergie et l'atmosphère est ici considérée comme un gigantesque calorimètre. Le problème de ce calorimètre est qu'il est difficilement maîtrisable dans son ensemble, à l'opposé des détecteurs de particules des grands accélérateurs où les trajectoires des particules issues des collisions peuvent être reconstruites. L'interprétation des données expérimentales reçues dans les détecteurs est donc basée sur l'utilisation de la simulation, sorte de passerelle entre la détection (les particules au sol, ou la lumière de fluorescence par exemple) et la particule incidente. Cela étant, les outils de simulations utilisés sont basés sur des modèles régissant les interactions de particules entre elles et sont utilisés dans des gammes d'énergies qui dépassent celles atteintes par les grands accélérateurs (le CERN atteindra 14 TeV/nucléon dans le centre de masse, ce qui correspond environ un proton de 10^{17} eV sur cible fixe). Les outils de simulation sont donc basés sur des extrapolations ou des prédictions théoriques de ce qui se passe au-delà et n'ont pas été validée en laboratoire. L'interprétation du spectre à ces énergies doit par conséquent se réaliser en ayant conscience des hypothèses faites. Nous ne sommes peut-être pas à l'abri d'un processus encore inconnu qui pourrait devenir sensible au dessus de 14 TeV dans le centre de masse et modifier la section efficace du proton avec l'air, expliquant pourquoi pas la brisure de pente observée par Auger Fig.1.31. La composition détaillée des RCUHE reste donc à comprendre, mais de récentes études montrent qu'elle n'est pas dominée par des photons [73] ni par des neutrinos [74, 75]. Ces candidats, sont générés par l'interaction des RCUHE avec la matière baryonique et les radiations émises par les sources ou par d'autres types d'objets entre la source et la terre. De récentes analyses des données Auger [76] fixent les limites supérieures pour la fraction de photons à 2%, 5.1% et 31% pour les énergies au dessus, respectivement, de 10 EeV, 20 EeV et 40 EeV. Pour les neutrinos, seulement des prédictions de flux sont avancées : de 0.03 à 0.06 neutrino par an pour l'observatoire Auger.

1.2.3 Théorie et simulation des gerbes

Pour simuler les gerbes atmosphériques, il existe aujourd'hui deux codes fonctionnant quasiment sur le même principe : AirES (**AIR** shower **E**xtended **S**imulation) et CoRSiKa (**CO**smic **R**ay **S**imulations for **K**ascade). Ces deux outils de simulation seront évoqués à différentes reprises dans ce manuscrit. Le principe commun à ces deux codes est de suivre pas à pas les particules tout au long du développement de la gerbe depuis le point de première interaction. C'est le rôle du programme principal. Selon la nature et l'énergie de chaque particule qui est générée dans le code, différents modèles d'interaction sont appliqués pour décrire leur destin. Le code principal dispose d'un modèle d'interaction hadronique à basse énergie (en dessous de quelques dizaines de GeV), d'un modèle d'interactions hadroniques à haute énergie et d'un modèle d'interaction électromagnétique. Ces trois modèles couvrent l'ensemble des interactions qui peuvent être rencontrées lors de la simulation. Basé sur un principe commun, Aires et CORSIKA ont toutefois quelques différences, CORSIKA étant plus fréquemment actualisé.

- **Aires** [66] est une version améliorée du programme MOCCA [77] initialement développée par Hillas et dédié à l'expérience Haverah Park [78]. En raison de la structure initiale du programme MOCCA, Aires a gardé une structure équivalente et une majorité des processus décrivant les interactions des particules fait partie intégrante du programme principal, c'est l'algorithme de Hillas (EHSA pour extended Hillas splitting algorithm). Les interactions hadroniques à haute énergie sont quant à elles, gérées par les modèles SIBYLL [79] et QGSJET [80] (nous y reviendrons) selon le choix de l'utilisateur.
- **CORSIKA** [81], initialement créé pour l'expérience KASCADE [82, 83], est un programme conçu pour adapter n'importe quel modèle d'interaction au programme principal. Il fait donc ap-

pel à des routines selon le type et l'énergie de la particule en cours de propagation. Comme ce qui est réalisé dans Aires, CORSIKA permet de laisser le choix du modèle d'interaction désiré à l'utilisateur. Le choix proposé dans CORSIKA est cependant plus large et plus souvent actualisé. Les paragraphes suivants présentent les modèles utilisés dans CORSIKA.

Les modèles d'interactions

• **Interactions hadroniques à basse énergie** (en dessous de quelques dizaines de GeV dans le centre de masse).

Deux modèles sont couramment utilisés : GHEISHA [84] et FLUKA [85]. Ces programmes basés sur de nombreuses mesures réalisées sur accélérateurs prédisent les sections efficaces d'interactions hadroniques inélastiques. GHEISHA est un programme Monte Carlo basé sur le programme GEANT3 [86] qui décrit les interactions hadroniques dans la matière jusqu'à 100 GeV. FLUKA, est un programme Monte Carlo très détaillé pour la propagation, la désintégration et l'interaction des hadrons. C'est le programme qui est le plus couramment utilisé car c'est celui qui montre le meilleur accord avec les données expérimentales [87].

• **Interactions hadroniques à haute énergie** (au-delà de quelques dizaines de GeV dans le centre de masse).

Les modèles d'interaction hadronique à haute énergie prédisent le comportement des sections efficaces au-delà des énergies testées en laboratoire. Les principes de base diffèrent selon les trois modèles les plus souvent utilisés :

- Sibyll [79]. Les sections efficaces sont prédites en extrapolant aux ultra-hautes énergies les sections efficaces obtenues expérimentalement avec les accélérateurs. Les sections efficaces noyaux-noyaux sont estimées dans l'hypothèse où les noyaux sont la superposition de nucléons libres.
- QGSJET [80] (**Q**uark **G**luon **S**tring model with **J**et). Ce code basé sur la théorie de Gribov-Regge décrit les interactions élastiques par échanges d'un ou plusieurs *pomérons* et les interactions inélastiques correspondent à la division d'un pomeron formant deux cordes qui se désintègrent en deux hadrons. Le pomeron est une particule hypothétique appelée ainsi en 1961 en hommage au physicien russe Isaak Pomeranchuk utilisée pour décrire des phénomènes liés à la chromodynamique quantique. On parle plus de comportement pomeron que de réelle particule.
- EPOS [88]. EPOS est un modèle relativement récent d'interactions à haute énergie qui, entre autre, prend en considération les états excités consécutifs aux collisions des particules et qui est basé sur une meilleure description des projectiles et des restes de la collision. Les sections efficaces et la production de particules sont calculées en tenant compte de la conservation de l'énergie ce qui n'est pas le cas dans les autres modèles. Ce modèle prédit une production de muons plus importante (40% supérieure à QGSJETII) et une distribution latérale des muons plus raide (EPOS = Energy conserving quantum mechanical multiple scattering approach based on Partons, parton ladders, strings, Off-shell remnants and Splitting of parton ladder).

Les modèles d'interaction à basse énergie ne proposent pas de résultats vraiment différents puisqu'ils ont été testés expérimentalement avec les accélérateurs. En revanche les prédictions à ultra-haute énergie montrent de vrais écarts comme on peut le voir sur la Fig.1.32 [89] qui compare la section efficace proton-air prédite et mesurée en fonction de l'énergie du proton. À 10^{19} eV, il existe des différences de l'ordre de 20% entre les modèles. Ces différences interviennent notamment au tout début de la gerbe, ce qui laisse présager des différences notables sur le comportement de la cascade de particules simulée qui suit (voir aussi les Fig.1.31).

• **Interactions électromagnétiques, ou sous-gerbes électromagnétiques.**

Dès qu'un photon ou un électron est généré dans CORSIKA, c'est le programme EGS4 [90] (Electron Gamma Shower) qui est utilisé pour gérer leur destin. Les cascades électromagnétiques sont complètement développées dans EGS4. Les processus pris en compte pour les électrons et positrons sont : l'annihilation, le Bhabha scattering, le bremsstrahlung, le Møller scattering et le multiple scattering selon la théorie de Molière. Les photons subissent quant à eux d'autres processus : le Compton scattering, la

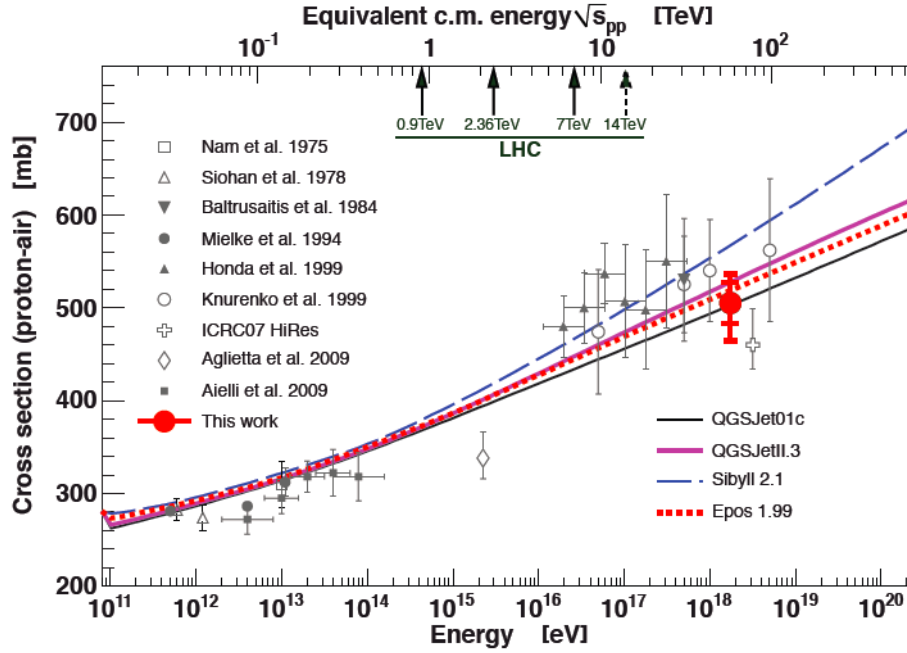


FIGURE 1.32 – Compilation de mesures de la section efficace proton-air réalisées grâce aux observations de gerbes initiées par des rayons cosmiques. Le point rouge correspond au résultat déduit des dernières données expérimentales obtenues à Auger : $\sigma_{p-air} = 505 \pm 22_{stat} (+28/-36)_{sys}$ mb à 2×10^{18} eV. Les données expérimentales sont comparées avec les prédictions théoriques de différents modèles [89].

production de paires e^+e^- et l'effet photoélectrique. Le programme EGS4 a également été modifié pour prendre en considération la photoproduction de paires de muons $\mu^+\mu^-$.

Ces outils de simulation sont cruciaux pour interpréter ce que nous observons avec les détecteurs. De plus la faible statistique des événements d'ultra-haute énergie pousse à l'extension des détecteurs sur des surfaces de plus en plus grandes comme nous allons voir avec l'expérience Auger. La simulation permet là aussi un appui solide pour estimer les coûts en fonction de l'efficacité de détection désirée. Ces deux dernières décennies ont connu des développements techniques majeurs en terme de détection des rayons cosmiques. Diverses méthodes voient le jour, c'est ce que nous allons discuter dans le reste de ce chapitre 1.

1.3 Les techniques de détection

1.3.1 Les réseaux de détecteurs de particules. Principes communs

L'idée de ce type de détecteur remonte à la fin des années 30 avec Pierre Auger et est basée sur la mesure en coïncidence de plusieurs détecteurs (les compteurs Geiger pour la première expérience réalisée par Pierre Auger) espacés d'une certaine distance que l'on appelle le pas du réseau de détecteurs. Grâce à ces détecteurs, Auger a réalisé les premières estimations de l'énergie des particules incidentes génératrices des gerbes détectées au sol. La première loi de puissance en E^{-3} pour décrire le spectre en énergie autour de 10^{15} eV a pu être mise en évidence [28].

Les techniques ayant évidemment évolué, les détecteurs pour créer les grands réseaux sont aujourd'hui tous équipés de photomultiplicateurs capables de mettre en évidence la lumière émise par le passage des particules secondaires de la gerbe dans un matériau. Deux types de matériaux sont utilisés :

- les scintillateurs plastiques transparents, où la lumière émise dans le plastique lors du passage des particules secondaires est due au phénomène de scintillation des composants du plastique.

- les cuves à eau (principe utilisé pour l'expérience Auger), où la lumière émise par le passage des particules secondaires est due à l'effet Cerenkov.

La géométrie et la facture de chaque détecteur peut avoir une importance également sur la détection. Les cuves Auger par exemple, sont relativement hautes et permettent d'avoir un volume de détection assez grand (12 m^3 d'eau), et ainsi de conserver une efficacité de détection plus grande pour les gerbes inclinées par rapport à des plaques horizontales de scintillateurs plastique.

La géométrie du réseau de détecteurs (le pas du maillage), doit être choisi en fonction de divers paramètres. Le choix repose essentiellement sur :

- la gamme d'énergie à étudier,
- la statistique que l'on souhaite obtenir,
- la qualité de reconstruction (nombre de détecteurs touchés en moyenne à chaque évènement),
- le coût.

Plus l'énergie des cosmiques est grande, plus le flux incident est faible (cf Fig.1.21), cependant la détection sera favorisée par des gerbes plus énergétiques avec un nombre de particules secondaires plus grand. Dans le cas de la détection de gerbes cosmiques d'ultra-haute énergie et pour un nombre de détecteurs donnés (= un coût donné), on pourra donc se "permettre" d'augmenter l'écart entre chaque détecteur pour augmenter la surface de détection totale du réseau. L'intervalle en énergie du spectre des rayons cosmiques couvert par le réseau de détecteur voit sa borne supérieure fixée par la surface totale de détection au sol et la statistique correspondante. La borne inférieure, *le seuil de détection*, est fixée par le pas du réseau. À partir d'un certain seuil inférieur en énergie, les gerbes ne seront plus suffisamment grandes et riches en particules secondaires pour être observées par un nombre minimum de cuves (3, non alignées) et permettre la reconstruction de l'évènement.

Une fois l'évènement enregistré par les détecteurs, le dépouillement permet de remonter à différentes observables :

- la direction d'arrivée des gerbes, reconstruite par triangulation à partir des temps d'arrivée estimés par tous les détecteurs qui ont vu l'évènement (voir Fig.1.33). Différentes formes d'ajustement peuvent être appliquées pour décrire le front de particules (un plan, une sphère une parabole...).
- L'estimation du signal de chaque détecteur pour remonter à l'énergie déposée dans chaque détecteur par la gerbe. En analysant le signal, on peut remonter au nombre de particules observées dans chaque détecteur.
- La reconstruction du profil latéral de la densité de particules. Un ajustement d'une fonction de distribution latérale est réalisé pour estimer la taille de la gerbe et son énergie. Une fonction de type NKG est couramment utilisée (voir paragraphe sur l'expérience Auger).
- La position du pied de la gerbe, intersection entre l'axe de la gerbe et le sol.

La comparaison de ces observables avec l'outil de simulation permet ensuite de remonter aux caractéristiques de la particule primaire, notamment sa nature et son énergie.

Les principales expériences basées sur ce type de détection sont :

- **Volcano Ranch** au nouveau mexique [91]. Couvrant une surface d'environ 8 km^2 , cette expérience a été en acquisition entre les années 60 et 80 et a été la première à détecter un événement de plus de 10^{20} eV .

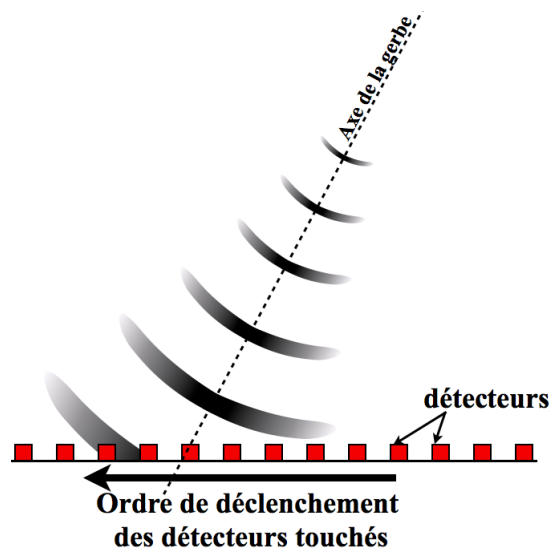


FIGURE 1.33 – Schéma d'un front de gerbe touchant les détecteurs au sol. L'ordre temporel de déclenchement des détecteurs dépend de la direction d'arrivée.

- **SUGAR** (Sydney University Giant Airshower Recorder) en Australie [92] de 1968 à 1979 pour une surface de 77 km².
- **Haverah Park** en Angleterre [93] de 1968 à 1987 couvrant 12 km² avec des cuves Cerenkov.
- **AGASA** (Akeno Giant Air Shower Array) au Japon [94] de 1990 à 2005. Cette expérience couvre une surface de plus de 100 km² avec plus de 110 scintillateurs et fut la plus grande expérience de détection des rayons cosmiques de son époque.
- **Auger** depuis 2004 (prise de données). Nous allons avoir l'occasion d'y revenir plus en détail.
- **Telescope Array** [95] depuis 2007 aux États-Unis est constitué d'un réseau de 700 km² de scintillateurs.

Un des points forts de ce type de détection est d'avoir un cycle utile de détection proche de 100%. De plus, la technique est maintenant maîtrisée car elle a été éprouvée et testée progressivement depuis plus de 70 ans. Cependant, remonter aux caractéristiques de la particule primaire est très dépendant du modèle, car ce type de détection n'est sensible qu'à l'état de la gerbe au niveau du sol. La simulation qui montre encore des incertitudes à ces énergies, comme on a pu le voir dans les paragraphes précédents, est absolument nécessaire, ce qui est assez contraignant. La corrélation entre les caractéristiques de la particule primaire et les caractéristiques de la gerbes au sol n'est pas triviale. Cette détection nécessite de plus que la gerbe "touche" le sol, ce qui peut-être un désavantage pour des incidences de gerbes très inclinées, car le développement de la gerbe peut-être déjà très avancé. Du point de vue technique, l'étendue de grands réseaux de détecteurs implique un coût de maintenance non négligeable et une logistique assez complexe. Pour ces raisons, d'autres techniques de détection ont vu le jour, permettant ainsi d'atténuer certaines contraintes liées à l'utilisation de ces réseaux de surfaces.

1.3.2 La détection par fluorescence

Autour des années 70, une technique alternative a été développée pour détecter les RCUHE dans l'atmosphère. L'idée est basée sur la détection de la lumière ultra-violette émise par les molécules d'azote de l'atmosphère lors de leur désexcitation après le passage de la gerbe. C'est la lumière de *fluorescence*. L'émission de ce rayonnement par le milieu est de l'ordre de quelques Watt le long de la trace et se fait de manière isotrope autour de l'axe de la gerbe ce qui est un avantage pour observer les gerbes à distance et le détecteur n'a plus besoin que la gerbe lui "tombe dessus". Dans ce type de détection ce sont des télescopes qui sont employés, dit télescopes de fluorescence. La conception utilisée à Auger (proche d'un télescope dans sa structure), diffère de celle utilisée à HiRes (en oeil de mouche) mais le principe de collectage de la lumière reste basé sur des miroirs primaires qui renvoient et focalisent la lumière vers une caméra tapissée de photomultiplicateurs de manière à conserver l'information sur la forme de la trace dans l'espace (voir Fig.1.34 à gauche). Chaque photomultiplicateur voit un angle solide couvrant un petit volume de détection, cette méthode de pixelisation permet de retracer une image de la trace de la gerbe. (voir Fig.1.34 à droite). Avec au moins deux détecteurs de ce type, écartés de plusieurs kilomètres, il est ainsi possible de reconstruire l'image de la gerbe dans l'espace si celle-ci est observée par les deux détecteurs simultanément, cela s'appelle la stéréoscopie.

En première approche, la lumière émise est proportionnelle à l'énergie déposée par les particules chargées dans l'atmosphère, ce qui fait que l'observation temporelle doit permettre de suivre l'évolution du nombre de particules en fonction du développement de la gerbe. La faible quantité de lumière reçue nécessite des conditions assez rigoureuses (obscurité totale lors de nuits sans lune) et un détecteur très rapide capable de suivre l'évolution temporelle du phénomène. Cependant, malgré ces contraintes, l'information apportée par les télescopes de fluorescence est déterminante, car nous sommes en mesure d'obtenir des images du profil longitudinal d'une grande portion du développement des gerbes. Cette fois, l'information n'est pas simplement une image de l'état de la gerbe à un instant donné (le cas des réseaux de surface) mais une image de son évolution temporelle, la contrainte de la nature du primaire est beaucoup moins dépendante des modèles. La détermination du X_{max} par exemple, est relativement directe, un ajustement de l'évolution du signal peut permettre de trouver l'instant où il est maximum.

Une des contraintes fortes de cette détection est que la quantité de lumière reçue par les télescopes doit être corrigée de l'atténuation due à distance de la gerbe. Cette atténuation est notamment due à la

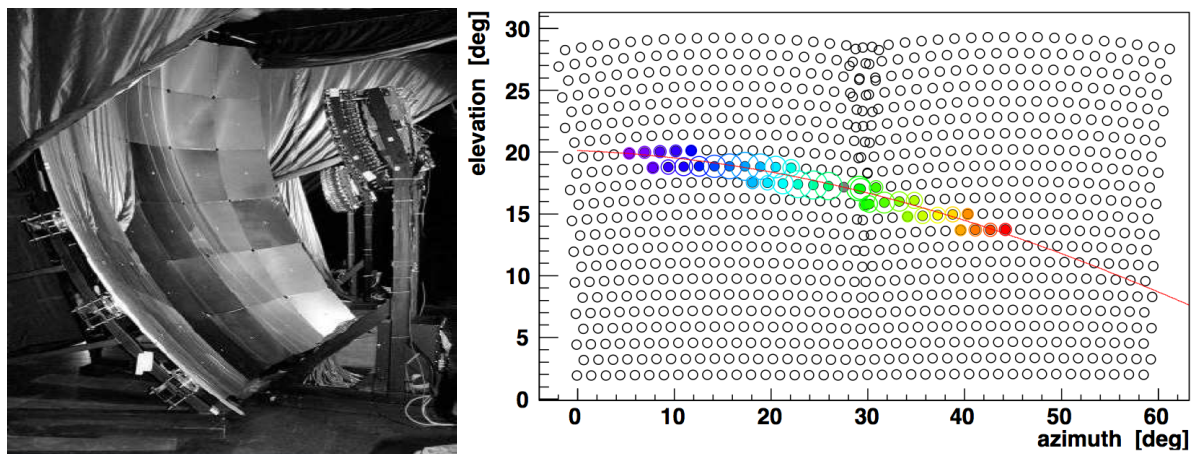


FIGURE 1.34 – Gauche : image d'un télescope de fluorescence avec à gauche les miroirs primaires qui renvoient la lumière sur la caméra à droite, équipée de photomultiplicateurs. Droite : exemple de trace observée par la caméra d'un télescope de fluorescence. Chaque point, ou pixel, correspond à un des photomultiplicateurs qui composent la caméra. L'intensité des couleurs représente l'intensité du signal mesuré par chaque photomultiplicateur, du bleu (faible) vers le rouge (intense).

diffusion Rayleigh de la lumière émise sur les molécules de l'air ainsi qu'à la diffusion de Mie sur les particules en suspension dans l'atmosphère (les aérosols). Le premier effet d'atténuation est relativement simple maîtriser car il s'agit de tenir compte du profil de densité d'atmosphère qui est relativement bien connu, par contre, la diffusion de Mie varie dans le temps et nécessite une calibration en temps réel. Cela est réalisé avec le dispositif LIDAR (light detection and ranging) sur l'expérience Auger qui envoie un faisceau laser pulsé dans l'atmosphère pour calibrer les télescopes de fluorescence qui analysent le signal émis.

La détection par lumière de fluorescence a été conçue pour la première fois en 1967 par Greisen mais c'est en 1976 que le premier événement fut observé à l'observatoire Volcano Ranch. Aujourd'hui trois expériences majeures utilisent cette technique de détection :

- **Hires** (High Resolution Fly's Eye) depuis 1997. Cette expérience qui est la suite de l'expérience initiale Fly's Eye débutée en 1981, a été la première à utiliser de manière intensive cette méthode [96].
- **Auger** depuis les années 2000. Auger dispose, en plus d'un réseau de détecteurs au sol de 3000 km², de quatre télescopes de fluorescence, ce qui en fait le détecteur hybride de plus grande envergure jamais réalisé.
- **Telescope Array** [95] depuis 2007 aux États-Unis, est une expérience hybride analogue à l'observatoire Auger constituée de 3 télescopes de fluorescence ainsi que d'un réseau de 700 km² de scintillateurs.

1.3.3 L'observatoire Pierre Auger

L'observatoire Pierre Auger est l'un des deux sites sur lequel portent les travaux de cette thèse, nous allons bien évidemment avoir l'occasion de revenir en détail dans les chapitres suivants sur le rôle que l'observatoire a joué dans la radio détection des rayons cosmiques. Une partie des résultats physiques obtenus par l'observatoire ont déjà été présenté plus haut, nous allons nous concentrer ici sur une présentation générale et exposer quelques principes de fonctionnement.

L'histoire de cet observatoire a commencé en 1991 lors d'une discussion entre deux physiciens au cours de la conférence ICRC 1991 à Dublin. Le premier, Jim Cronin, professeur à l'université de Chicago, fut lauréat du prix Nobel de physique en 1980 et est expérimentateur en physique des particules. Le second, Alan A. Watson, professeur à l'université de Leeds en Angleterre est un pionnier des expériences sur les rayons cosmiques. Cela fait maintenant trente ans que les questions posées sur le rayonnement cosmique d'ultra haute énergie restent sans réponses claires ; pour y répondre, ils décident de lancer ce projet. Ce sera finalement en 2000 que l'observatoire commencera à déployer ses premières cuves



FIGURE 1.35 – Plan et dimension du site Auger (Image Google Earth). En bas à droite, l'image permet de voir l'ouverture angulaire des quatre sites de fluorescence. Chaque site dispose de six portions de télescope juxtaposés, couvrant chacune une zone de ciel au dessus du réseau Auger.

Cerenkov en Argentine, dans la province de Mendoza à quelques kilomètres de la ville de Malargüe. Le site est idéal : un large plateau situé à 1400 m d'altitude, qui présente l'avantage pour un réseau de surface de se situer à une profondeur où les RCUHE de plus de 10^{19} eV atteignent leur maximum. L'efficacité de détection sera ainsi accrue. Ce large plateau permet de déployer un grand réseau sans trop de variation d'altitude. La très bonne qualité du ciel est également un avantage pour les télescopes de fluorescence. L'idée est de réaliser un détecteur hybride géant en couplant la technique de détection par réseau de surface avec les cuves Cerenkov et la technique des télescopes de fluorescence (voir Fig.1.35). Depuis plus de sept ans maintenant, l'observatoire a accumulé des données qui sont rassemblées dans les figures que nous avons présentées au cours de ce chapitre. Aujourd'hui l'observatoire Pierre Auger est composé de plus de 1600 détecteurs de surface couvrant une surface totale de 3000 km^2 et de quatre détecteurs de fluorescence. Chaque détecteur de surface est espacé d'une distance de 1,5 km ce qui fait pour une surface totale de 3000 km^2 et pour une année d'observation, une statistique attendue de l'ordre de 3000 évènements ayant une énergie supérieure à 10^{19} eV.

La Fig.1.36 montre le premier évènement hybride observé par les quatre télescopes de fluorescence ainsi que 15 cuves du réseau de surface le 20 mai 2007. La figure de droite montre la distribution latérale au sol de l'énergie déposée par cet évènement de 10^{19} eV. Diverses paramétrisations sont utilisées pour ajuster la distribution latérale mais la fonction la plus souvent utilisée est la distribution NKG (pour Nishimura, Kamata et Greisen) [97] qui s'exprime en loi de puissance en fonction de la distance perpendiculaire à l'axe de la gerbe, r :

$$S(r) = S_{1000} \left(\frac{r}{r_{1000}} \right)^{\beta} \left(\frac{r + r_{700}}{r_{700} + r_{1000}} \right)^{\beta} \quad (1.9)$$

où $S(r)$ est le signal en fonction de la distance à l'axe, $r_{700} = 700 \text{ m}$, $r_{1000} = 1000 \text{ m}$ et où S_{1000} est l'amplitude du signal à 1000 m. Cette normalisation dépend du point d'impact et de l'inclinaison de la gerbe. Le paramètre β est fixé comme suit :

$$\beta(\theta) = -3.35 - 0.125 \log S_{1000} + (1.33 - 0.0324 \log S_{1000}) \sec \theta + (-0.191 - 0.00573 \log S_{1000}) \sec^2 \theta \quad (1.10)$$

avec θ l'angle zénithal de la gerbe. Comme la direction d'arrivée est estimée par le processus de triangulation entre toutes les cuves touchées, seuls trois paramètres sont laissés libres pour ajuster la fonction Eq.1.9 sur les données expérimentales : S_{1000} et (x_c, y_c) qui représentent la position du coeur de la gerbe

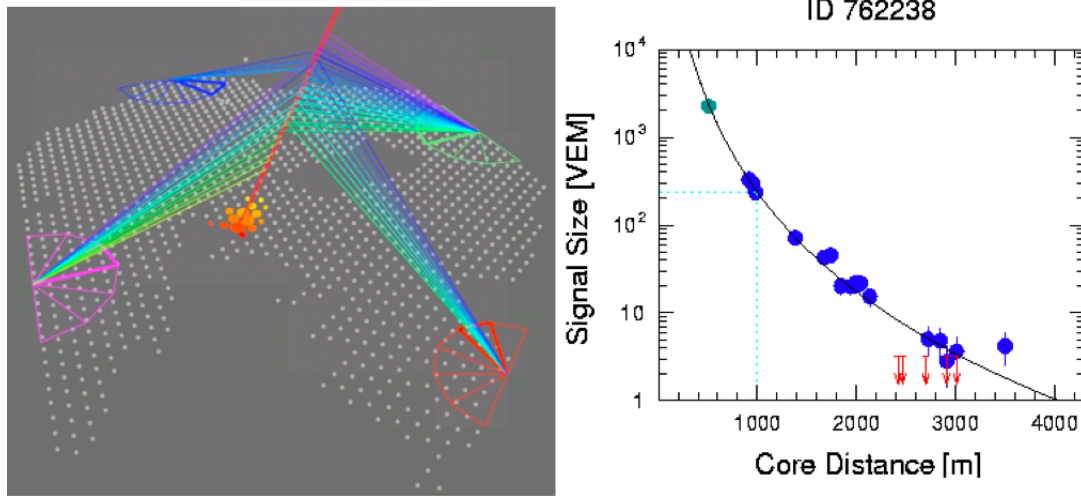


FIGURE 1.36 – Gauche : premier évènement hybride observé par les quatre télescopes de fluorescence ainsi que 15 cuves du réseau de surface le 20 mai 2007. Droite : distribution latérale au sol de l'énergie déposée par cet évènement de 10^{19} eV.

au sol, appelée aussi pied de gerbe. Après reconstruction réalisée via les détecteurs de surface, chaque gerbe est décrite par sa direction d'arrivée avec l'angle zénithal et azimutal (θ, ϕ) , sa position de coeur (x_c, y_c) et sa taille avec S_{1000} qui dépend de l'énergie, de la nature du primaire et de l'angle zénithal. Remonter aux caractéristiques du primaire depuis ces données au sol est délicat car il est nécessaire de s'appuyer sur la simulation et on l'a vu, les incertitudes sur les modèles de gerbes atmosphériques sont encore trop larges pour se permettre une interprétation fiable des données. De plus la prise en compte du détecteur dans la simulation est complexe. La solution adoptée à l'observatoire Auger est le couplage des détecteurs de fluorescence aux détecteurs de surface. L'estimation de l'énergie réalisée grâce à la fluorescence étant plus fiable (mais malheureusement plus rare), une calibration en énergie du détecteur au sol sur le détecteur de fluorescence doit permettre de s'affranchir des effets indésirables liés à la modélisation des gerbes atmosphériques. La Fig.1.37 montre la corrélation entre l'énergie estimée par le détecteur de surface et celle estimée par la fluorescence pour 661 évènements hybrides. Le meilleur ajustement de la droite sur la figure permet de déduire l'énergie des évènements observés uniquement avec le détecteur de surface [98].

L'estimation de la nature du primaire est une tâche plus difficile. Cette estimation évènement par évènement est pour l'instant impossible, elle est réalisée par une étude statistique sur un échantillon d'évènements. Différentes méthodes sont envisageables comme par exemple l'analyse multivariable : les gerbes initiées par des protons ne possédant pas les mêmes caractéristiques que celles initiées par des noyaux de fer, il est possible d'étudier la répartition des muons et des électrons observés dans les cuves au sol et d'en extraire des observables reliées à la nature. Une alternative consiste à étudier la profondeur X_{max} (voir paragraphe plus haut : " X_{max} , vers la nature du primaire ?") qui est déduite des mesures données par les télescopes de fluorescence comme on peut le voir sur la Fig.1.38. Ce profil longitudinal est un estimateur de l'énergie de la gerbe que l'on peut obtenir en l'ajustant avec par exemple la fonction de Gaisser-Hillas définie par :

$$N_e(X) = N_e^{max} \left(\frac{X - X_0}{X_{max} - X_0} \right)^{\frac{X_{max} - X_0}{\lambda}} e^{-\frac{X_{max} - X_0}{\lambda}} \quad (1.11)$$

où $N_e(X)$ est le nombre de particules électromagnétiques en fonction de la profondeur traversée X en g/cm^2 , N_e^{max} le nombre de particules électromagnétiques au moment du maximum, X_0 la longueur de première interaction et λ un facteur de forme [99]. La quantité de lumière déposée dans l'atmosphère est proportionnelle au nombre de particules chargées (très majoritairement de la composante électromagnétique) dans la gerbe, et, en première approche, proportionnelle à l'énergie de la particule primaire, on parle de mesure calorimétrique. L'intégrale du dépôt d'énergie de la gerbe en fonction de la profondeur

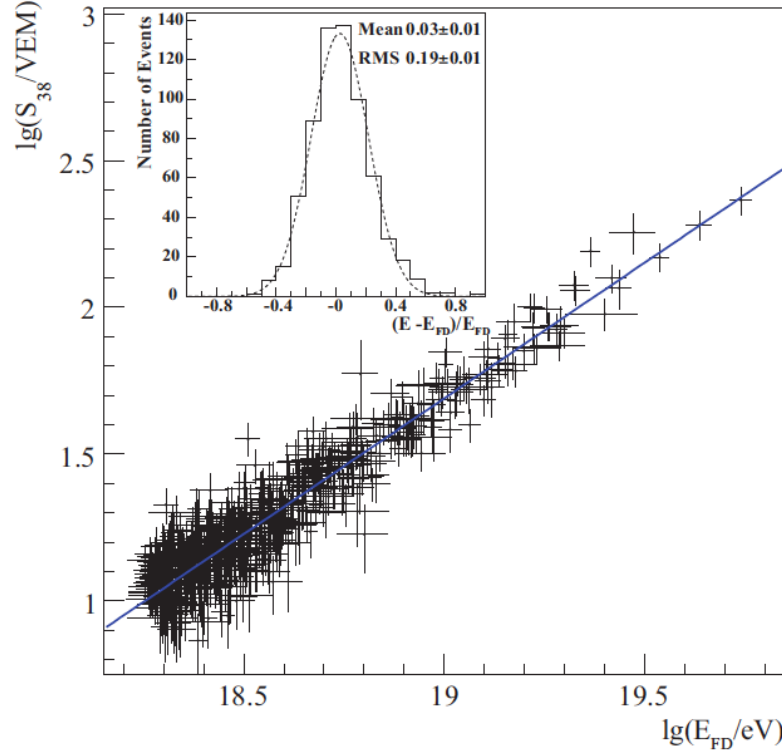


FIGURE 1.37 – Corrélation entre l'énergie estimée par le détecteur de surface et celle estimée par la fluorescence pour 661 évènements hybrides. Cette courbe de calibration permet de déduire l'énergie de n'importe quel évènement observé simplement avec le détecteur de surface [98].

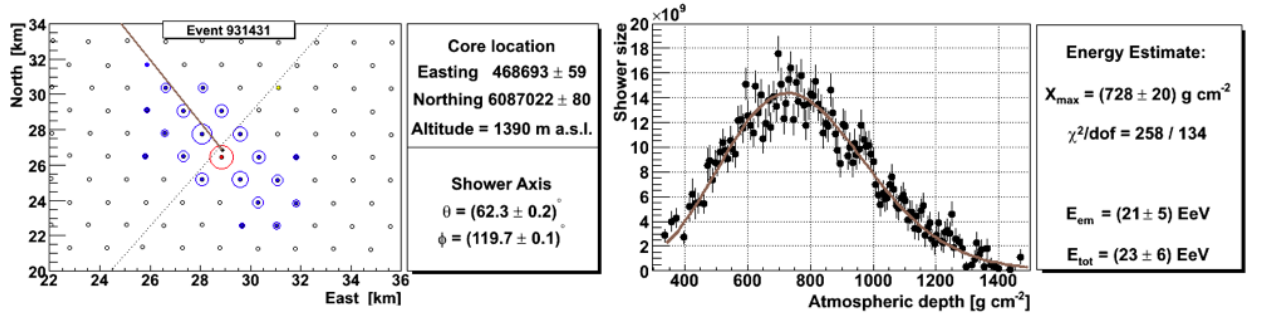


FIGURE 1.38 – Gauche : Empreinte au sol déposée par un évènement hybride de 23 EeV mesurée par le détecteur de surface. Droite : même évènement observé par les détecteurs de fluorescence. Cette figure donne la taille de la gerbe en fonction de la profondeur traversée. Un ajustement de l'évolution du profil permet d'obtenir la grandeur X_{max} où le nombre de particule atteint son maximum.

traversée donnera l'énergie de la composante électromagnétique :

$$E_{em} = \int_0^\infty \frac{dE}{dX} \left(\frac{X - X_0}{X_{max} - X_0} \right)^{\frac{X_{max} - X_0}{\lambda}} e^{-\frac{X_{max} - X_0}{\lambda}} dX \quad (1.12)$$

L'énergie du primaire est donnée par une correction qui prend en compte la fraction d'énergie invisible (muons, neutrinos) grâce à un facteur multiplicatif qui est estimé par la simulation. L'emploi de la simulation est bien sur inévitable mais avec cette méthode les sources d'erreurs liées à son utilisation sont minimisées. La position du coeur de la gerbe, l'ajustement du profil longitudinal et l'estimation de la fraction d'énergie invisible sont les trois principales sources d'erreurs statistiques lors de l'estimation de l'énergie via le détecteur hybride. La résolution en énergie déduite des évènements hybrides est de l'ordre de 10%.

1.3.4 Les autres types de détection

Si les deux modes de détection que nous venons d'évoquer sont les deux modes utilisés aujourd'hui pour la détection des RCUHE, d'autres types de détection alternatifs sont développés depuis quelques années :

- **La détection spatiale.** Cette détection est basée sur la lumière de fluorescence des gerbes dans l'atmosphère, mais cette fois elle est observée depuis l'espace avec un télescope placé en orbite. C'est le projet EUSO (Extrem Universe Space Observatory). Un télescope devait être placé sur la Station Spatiale Internationale (ISS) à 400 km d'altitude. Le télescope couvre un angle d'ouverture de 60° , ce qui donne à 400 km d'altitude, une surface couverte sur terre équivalente à 200000 km^2 . La distance d'observation limite cependant l'efficacité de détection ainsi que le cycle utile qui est de l'ordre de 20% pour les nuits sans lune (même principe que les télescopes au sol). Ce projet a été abandonné mais un nouveau projet du même type est en cours d'étude. C'est le projet JEM-EUSO (Japanese Experiment Module - Extrem Universe Space Observatory) qui devrait être lancé aux alentours de 2016 [100].
- **La détection acoustique.** Basé sur une idée originale, ce type de détection est encore en phase de démonstration. Lors du développement de la gerbe, le dépôt d'énergie le long de l'axe crée un dégagement de chaleur qui génère un transitoire acoustique. La forte atténuation de cette onde dans le milieu lors de sa propagation ne peut néanmoins favoriser une détection à grande distance. Quelques études sont en cours aux Bahamas ou en parallèle d'autres expériences comme Antares ou IceCube.
- **La détection radar.** Cette idée initialement proposée par Blackett et Lovell en 1940 [101] est basée sur l'utilisation de la trace ionisée laissée par la gerbe dans l'atmosphère qui agit comme un miroir réfléchissant les ondes radio. Cette technique est utilisée pour détecter les météorites dans l'atmosphère (on peut réaliser soi-même un détecteur d'étoiles filantes avec un simple poste radio !!! [102]) mais c'est une idée qui n'a pas encore fait ses preuves pour détecter les rayons cosmiques [103].
- **La détection Cerenkov.** Le déplacement de particules chargées dans un milieu à une vitesse supérieure à la vitesse de la lumière dans ce même milieu, génère un rayonnement, le rayonnement Cerenkov. Ce rayonnement est notamment utilisé lors du passage de particules secondaires dans les cuves à eau constituant les détecteurs au sol de l'expérience Auger. L'intensité du phénomène est d'autant plus grande que la densité du milieu est grande. Plus le milieu est dense, plus la vitesse de la lumière dans le milieu est faible, le nombre de particules capables de passer le seuil Cerenkov est par conséquent plus grand. On retrouve ce type de détection dans différentes expériences de détection des rayons cosmiques : dans l'eau avec notamment Antares, la glace avec IceCube en Antarctique et dans l'atmosphère avec l'expérience HESS. Aucune de ces expériences n'envisage de couvrir des surfaces compatibles avec la détection des RCUHE. Cependant, l'expérience ANITA a récemment observé depuis un ballon placé au dessus de l'Antarctique des signaux induits par les cascades de particules initiées par l'interaction des neutrinos dans la glace [104].
- **La détection radio.** Parmi tous les types de détection dont nous avons parlé, nous avons volontairement omis la radio détection des rayons cosmiques. Évidemment, nous allons avoir l'occasion de lui faire la part belle dans ce manuscrit en exposant les travaux que j'ai réalisés durant ces trois années de thèse. Pour comprendre la radio détection telle qu'elle est aujourd'hui et ouvrir le bal, terminons ce chapitre en rappelant les étapes majeures de la compréhension physique du phénomène, depuis la naissance du concept.

1.4 Emission radio des gerbes atmosphériques

Pour comprendre la naissance de la détection radio et ce qu'est ce domaine aujourd'hui, c'est à dire une discipline encore jeune, il est intéressant voire nécessaire de retourner quelques décennies en arrière. La raison pour laquelle nous avons cité la détection Cerenkov juste avant la détection radio dans le paragraphe précédent n'est pas un hasard. Ces deux disciplines souvent dissociées (à tort ?) sont en fait véritablement connectées, historiquement mais aussi physiquement.

1.4.1 La découverte du rayonnement Cerenkov

La découverte du rayonnement Cerenkov remonte au début des années 30 avec Lucien Mallet (1885-1981) qui cherche à expliquer pourquoi l'eau soumise à une source radioactive émet une lueur bleutée [105]. Au début interprété comme de la lumière de fluorescence, il s'avéra qu'il s'agissait d'un autre phénomène car les caractéristiques du spectre étaient différentes. En effet, Sergey Ivanovich Vavilov (1891-1951) et Pavel Alekseyevich Cerenkov (1904-1990) montrent en 1934 que cette radiation est indépendante de la composition du liquide, ce qui était en désaccord avec ce qui est attendu pour la fluorescence. Il faudra attendre Frank (1908-1990) et Tamm (1895-1971) en 1937 pour donner une interprétation à ce phénomène, ce qui leur vaudra le prix Nobel de physique de 1958 avec Cerenkov.

Dans un milieu matériel, la vitesse de la lumière c_1 est inférieure à c et dépend de l'indice du milieu n par la relation $c_1 = c/n$. Considérons une particule chargée qui se déplace dans un milieu à une vitesse v supérieure à c_1 . Tout au long de sa trajectoire, la particule interagit avec le milieu qu'elle traverse en perturbant temporairement la polarisation des couches électroniques des atomes qu'elle rencontre, ce qui provoque une émission radiative des atomes. Le déplacement de la particule chargée génère une source radiative mouvante de vitesse v . Les ondes ainsi émises, se déplaçant à la vitesse c_1 inférieure à v , vont pouvoir interférer entre elles, et un front d'onde cohérent va apparaître "derrière" la particule en mouvement (voir Fig.1.39). En appliquant les principes de conservation de l'impulsion et de l'énergie, l'angle d'ouverture de l'émission θ_c autour de l'axe décrit par le vecteur vitesse de la particule satisfait la relation :

$$\cos \theta_c = \frac{1}{n\beta} \quad (1.13)$$

où β est la vitesse de la particule divisé par la vitesse de la lumière c et n , l'indice de réfraction du milieu. La validité de Eq.1.13 sera montrée par Collins et Resling [106] grâce à l'utilisation de faisceaux mono-énergétiques collimatés d'électrons de 2 MeV. Cerenkov sera le premier à suggérer que cette radiation peut être utilisée pour détecter des particules chargées. Cette radiation communément appelée radiation Cerenkov est également connue sous le nom de radiation Vavilov-Cerenkov.

1.4.2 Cherenkov et gerbe atmosphérique

Depuis les années 30 jusqu'à la fin des années 40, nous sommes en pleine phase de découverte sur les constituants de la matière grâce aux gerbes cosmiques qui sont expliquées comme étant des cascades de particules (voir paragraphe 1.1.3 **Physique des particules : rayons cosmiques sources d'avancées.**). Avec la découverte du rayonnement Cerenkov, le premier qui réalisera que les gerbes cosmiques devaient produire assez de lumière Cerenkov pour être détectable est le physicien britannique P.M.S Blackett (1897-1974) en 1948. Ceci sera vérifié dans les années 50 par Galbraith et Jelley avec un miroir de

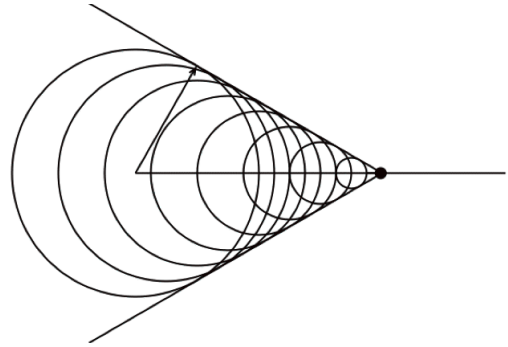


FIGURE 1.39 – Pour une particule chargée qui se déplace à une vitesse supérieure à la vitesse de propagation des ondes dans le milieu, il existe une surface conique où les interférences sont constructives.

projecteur de 25 cm de diamètre (de la seconde guerre mondiale) et un photomultiplicateur de 5 cm de diamètre au foyer du miroir. Grâce à un oscilloscope relié au photomultiplicateur, ils réussirent à observer des pulses avec une fréquence de un coup toutes les minutes environ alors que le seuil de déclenchement est trois fois supérieur au bruit environnant. Suite à ce succès, en septembre 1952, pendant les périodes sans lune, un dispositif est réalisé pour déclencher l'oscilloscope lorsque des compteurs Geiger utilisés en coïncidence pour observer les gerbes à Harvell détectent le passage de particules. Galbraith et Jelley montreront que les flashes de lumière observés proviennent bien des gerbes de particules [107]. Ils continuèrent leurs investigations l'année suivante au Pic du Midi pour bénéficier de la qualité du ciel et du nombre de nuits très claires. Ils montrèrent qu'il existe une corrélation entre la lumière détectée et l'énergie de la gerbe et que le seuil de détection se situe autour de 10^{14} eV. Grâce à leur méthode de détection, Galbraith et Jelley furent les premiers à réaliser une recherche des sources potentielles dans le ciel, dans la région du *cygne*, du *centre galactique* et de la *galaxie d'Andromède*. Une revue historique de l'utilisation de cette technique dans l'astronomie des rayons gamma et des sources potentielles est donnée dans [108, 109]. Jelley étudiera différents aspects du rayonnement Cerenkov dans des liquides, solides et gaz et écrira son livre désormais classique *Cherenkov Radiation and its applications* en 1958 [110]. Au cours des années 60, les détecteurs de lumière Cerenkov seront améliorés au point que des images seront même prises par le groupe de recherche de Neil Porter de Dublin. La Fig.1.40 montre une image de la lumière Cerenkov émise par un des événements les plus énergétiques observés. Une revue plus complète sur l'histoire du rayonnement Cerenkov et de ses découvertes liées aux gerbes cosmiques est donnée dans [111, 112].

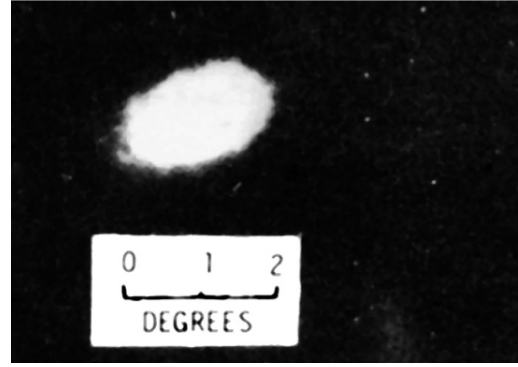


FIGURE 1.40 – Lumière Cerenkov émise par un des événements les plus énergétiques observé et photographié par le groupe de recherche de Neil Porter de Dublin.

1.4.3 Du visible à la radio. Phénomène de *cohérence* et excès de charge

Le spectre du rayonnement Cerenkov émis par une particule se propageant dans un milieu à une vitesse supraluminique est donnée par la relation de Frank-Tamm qui donne l'énergie émise par unité de longueur :

$$dE = \frac{\mu(\omega)q^2}{4\pi} \omega \left(1 - \frac{c^2}{v^2 n^2(\omega)} \right) d\omega dx \quad (1.14)$$

avec $\mu(\omega)$ et $n(\omega)$, la perméabilité et l'indice du milieu (dépendant de la fréquence f , $\omega = 2\pi f$), q la charge de la particule, v sa vitesse et c la vitesse de la lumière. Dans son livre sur le rayonnement Cerenkov [110] et dans un article de 1962 [113], Jelley se demande si le mécanisme d'émission Cerenkov qui émet dans la gamme optique avec un spectre en $\omega d\omega$ peut aussi rayonner dans le domaine des micro-ondes ou le domaine radio. Les conclusions qu'il tire sont pessimistes car la décroissance du spectre est grande lorsque l'on passe du domaine du visible au domaine radio (ω décroissant). De plus lorsque la longueur d'onde devient plus grande que l'espacement moyen entre les charges dans la gerbe, le rayonnement individuel des charges à tendance à s'annuler si l'on suppose qu'autant de charges positives sont créées que de charge négatives.

À la même période, un théoricien russe, Askaryan [114], étudie les gerbes cosmiques dans les matériaux denses comme la roche lunaire. Son premier objectif est de montrer que la roche est un matériau diélectrique essentiellement transparent aux ondes radio, ce qui ferait de la lune une cible idéale pour détecter les neutrinos cosmiques dans le domaine radio. Un deuxième point important souligné par Askaryan stipule qu'en raison de l'annihilation des positrons de la gerbe avec les électrons du milieu diélectrique, un excès de charge négative doit exister dans le front de particules. L'importance de cet excès de charge dans les gerbes atmosphériques ne sera pas considéré immédiatement. L'excès de charges

négligables dans la gerbe s'explique aujourd'hui non seulement par l'annihilation des positrons mais aussi par l'effet Compton (expulsion d'électrons des atomes par des photons) et par les électrons delta (électrons arrachés aux atomes par le passage de particules chargées très énergétiques). Ces effets accumulés constituent effectivement un groupe d'électrons en excès, d'énergie comprise entre 2 et 30 MeV environ capables de rayonner de manière *cohérente*.

La notion de cohérence signifie sommation constructive. Afin de préserver l'effet de sommation constructive de toutes les contributions individuelles, les particules de la gerbe qui rayonnent doivent toutes se situer à environ la même distance du point d'observation, une antenne par exemple. Dans ce cas, la condition de cohérence apparaîtra pour des longueurs d'onde supérieures aux dimensions caractéristiques du paquet de particules émettrices. Pour les gerbes de particules, les modèles prévoient une émission radio relativement focalisée dans la direction de la gerbe, ce qui fait que c'est l'épaisseur du front de particules de la gerbe

qu'il faut considérer. L'épaisseur de ce front de particules est typiquement de l'ordre de 2 à 3 m (près de l'axe), ce qui fixe la condition de cohérence pour des fréquences inférieures à quelques centaines de MHz. Si nous supposons que N particules peuplent l'excès de charge du front de particules à un instant donné, pour l'émission radio non cohérente, l'intensité du signal est proportionnelle à N fois celle d'une particule de charge unique. Pour l'émission cohérente cette fois, l'intensité du signal est proportionnelle à N^2 . Un ordre d'idée du gain dû à cet effet est donné par le petit calcul suivant : supposons que le nombre de particules dans la gerbe à un instant donné soit de l'ordre de 10^6 , et que la fraction d'excès de charge soit de 20%, on aura $N = 0.2 \times 10^6$ soit un gain en intensité du signal de 2×10^5 , ce qui est très significatif.

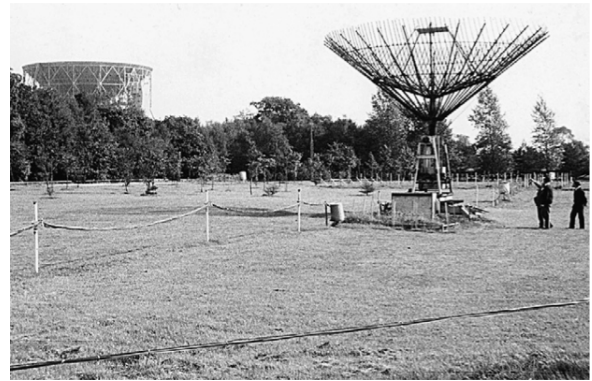


FIGURE 1.41 – Premier réseau de dipôles radio et de détecteurs de particules photographié à Jodrell Bank en 1964.

Le premier prototype permettant de détecter les grandes gerbes cosmiques pour la première fois dans le domaine radio est réalisé en 1964 à Jodrell Bank (voir Fig.1.41) [115, 116]. En utilisant un réseau composé de 72 dipôles scrutant le ciel dans une bande étroite de 2.75 MHz autour de 44 MHz et déclenché par un petit réseau de compteurs Geiger, 11 impulsions radio ont ainsi pu être mises en évidence de manière non-ambigüe. Le seuil en détection était situé autour de 5×10^{16} eV et l'amplitude radio typiquement de l'ordre de 1 eV selon leur estimation tenant compte de l'électronique. Une première estimation donne que l'énergie radio totale émise par une gerbe représente environ 1 pour 10^8 de l'énergie du primaire.

1.4.4 Effet géomagnétique

Seconde interprétation : prédiction du mécanisme dominant de l'émission radio.

Quelques années après ce succès expérimental, en 1966, Khan et Lerche [117] proposent une explication plus complète des mécanismes en jeu susceptibles de générer une onde dans le domaine radio. Trois mécanismes sont proposés :

- la radiation provenant de l'excès de charge comme Askaryan le suggérait,
- la création d'un dipôle électrique induit par la séparation systématique des charges positives et négatives dans le champ magnétique terrestre (principalement les électrons et les positrons),
- la création d'un courant transverse au sein du front de particules induit par la création permanente de particules convoluée à la systématique déviation opposée des charges positives et négatives dans le champ magnétique terrestre (principalement les électrons et les positrons également).

Les deux derniers mécanismes sont représentés Fig.1.42. En utilisant des modèles de gerbes simplifiés, Khan et Lerche suggèrent que le processus dominant est le courant transverse et cela pour toutes les fréquences observables en radio et pour toutes les distances observateur-axe de la gerbe. Selon Kahn et Lerche, le processus lié à l'excès de charge est environ un ordre de grandeur en dessous (nous verrons que cela n'est pas forcément vrai plus tard dans ce manuscrit car le premier processus lié à l'excès de charge peut devenir dominant dans certains cas de figure) et le processus "dipôle" peut devenir important à haute fréquence pour des observations faites très près du coeur de la gerbe.

La vérification expérimentale

Après le succès de Jodrell Bank et une confirmation indépendante faite par le groupe UCD à Dublin en 1965 [118], le faible coût et la simplicité d'installation encouragent d'autres équipes à développer cette méthode. Deux approches expérimentales émergent. Les grands réseaux de détecteurs de

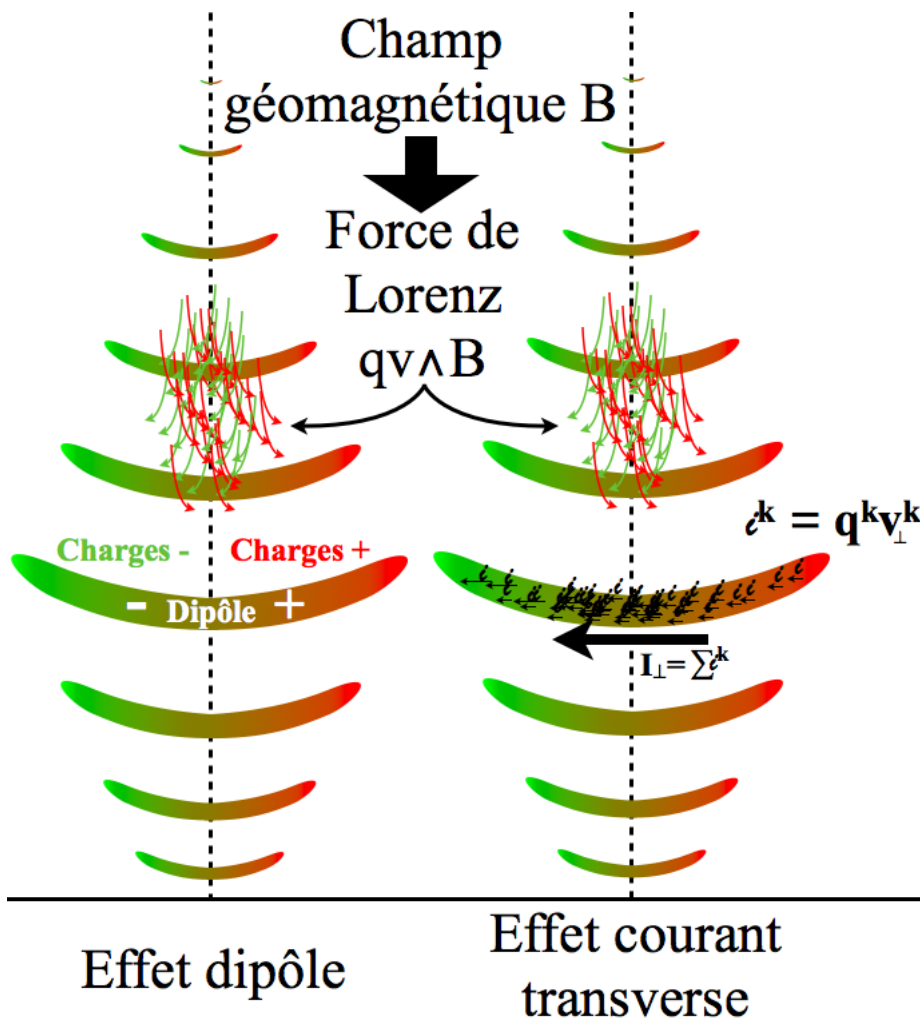


FIGURE 1.42 – La séparation systématique des charges positives et négatives dans le champ magnétique terrestre induit deux phénomènes susceptibles de générer un champ électrique. Gauche : la dissociation des charges positives et négatives créé un dipôle. Droite : en permanence des particules chargées positivement et négativement sont créées dans la gerbe, leur déviation systématiquement opposée créé un courant perpendiculaire à la gerbe dans le référentiel lié au front de particules. Le courant global I est la somme de tous les courants transverses individuels. De plus les courants générés par les particules de charge positive et par les particules de charge négative sont constructifs car de manière macroscopique : $\text{sgn}(I^+) = \text{sgn}(V_\perp^+ Q^+) = \text{sgn}(I^-) = \text{sgn}(V_\perp^- Q^-)$ car $\text{sgn}(Q^+) = -\text{sgn}(Q^-)$ et $\text{sgn}(V_\perp^+) = -\text{sgn}(V_\perp^-)$. Pour ces deux schémas, le sens de déviation des charges dépend de l'orientation du champ magnétique, le sens est ici choisi de manière arbitraire.

particules classiques tels BASJE (Bolivie Air Shower Jointe Array University of Michigan) et Haverah Park (Université de Leeds) se dotent, de détecteurs radio afin de pouvoir établir des corrélations entre les observables reconstruites via leurs détecteurs habituels et les observables mesurables en radio. En parallèle, d'autres équipes qui n'ont pas accès à de grands réseaux de détecteurs de particules, se concentrent plutôt sur l'étude du processus de l'émission radio. Diverses études sont menées sur les basses fréquences (quelques MHz), sur la polarisation du signal, sur le spectre en fréquence ainsi que sur les ultra-hautes fréquences (UHF). Une synthèse très complète sur les deux aspects, radio et optique, sera publiée en 1971 par Harold Allan [119]. Dans la suite de ce paragraphe nous proposons d'en extraire les idées en se concentrant sur la contrepartie radio.

Menée en collaboration avec Harold Allan du Collège Impérial de Londres, le détecteur de Haverah Park permet une véritable moisson de résultats. Le système radio développé pour Haverah Park est optimisé pour scruter les fréquences, ν , 32, 44 et 55 MHz avec deux antennes perpendiculaires mesurant les polarisations est-ouest et nord-sud du champ électrique. L'objectif scientifique est d'établir l'origine géomagnétique du mécanisme comme Kahn et Lerche l'ont suggéré, en montrant que les amplitudes des impulsions radio observées sont maximum quand les gerbes arrivent perpendiculairement au champ magnétique local. Une centaine d'événements sont ainsi sélectionnés dans la gamme d'énergie 10^{17} - 10^{18} eV et pour lesquels l'axe de la gerbe se situe à moins de 300 m des antennes. Pour chaque événement, le réseau mesure la direction d'arrivée (θ, ϕ) et $\sin(\alpha)$ avec α la distance angulaire entre la direction d'arrivée de la gerbe et l'orientation du champ géomagnétique local. Plusieurs choses sont établies :

- les mesures de polarisation sont complètement compatibles avec un mécanisme lié au champ géomagnétique,
- l'amplitude des impulsions ξ_ν est proportionnelle à $\sin(\alpha)$,
- pour des gerbes avec $\theta < 35^\circ$ (une gerbe verticale correspond à $\theta = 0^\circ$), et pour une gamme limitée de R (distance antenne-axe de la gerbe), ξ_ν est proportionnel à E_p , l'énergie du primaire,
- si l'on normalise ξ_ν en divisant par $\sin(\alpha)$ et par E_p , on montre que $P(R) = \frac{\xi_\nu}{E_p \sin(\alpha)}$ est comparable à une fonction du type $f(R) = \exp(-\frac{R}{R_0})$ avec $R_0 = 110 \pm 10$ m pour $\nu = 55$ MHz et pour $\theta < 35^\circ$ comme le montre la figure Fig1.43. R_0 représente la pente caractéristique de la décroissance du signal en fonction de la distance à l'axe. Sur la figure Fig1.43, les événements sont normalisés pour correspondre à un événement de 10^{17} eV perpendiculaire au champ magnétique ($\alpha = 90^\circ$).

Une relation est proposée entre l'amplitude du signal et les autres paramètres de la gerbe pour les gerbes qui vérifient $\theta < 35^\circ$ et $R < 300$ m :

$$\xi_\nu = 20 \frac{E_p}{10^{17}} \sin(\alpha) \cos(\theta) \exp\left(-\frac{R}{R_0(\nu, \theta)}\right) \quad \mu\text{V.m}^{-1}.\text{MHz}^{-1} \quad (1.15)$$

L'analyse du comportement du signal radio en fonction des paramètres de la gerbe n'aurait pas été possible sans l'accès aux données fournies par les autres types de détection. Néanmoins, il ressort de ces analyses couplées, que le comportement des impulsions radio émises par les gerbes sont déterminées ou influencées par relativement peu de paramètres avec des relations qui restent assez simple à maîtriser. Selon Allan, il découle de ces résultats que la détection radio semble être potentiellement une observable privilégiée pour remonter à la nature du primaire.

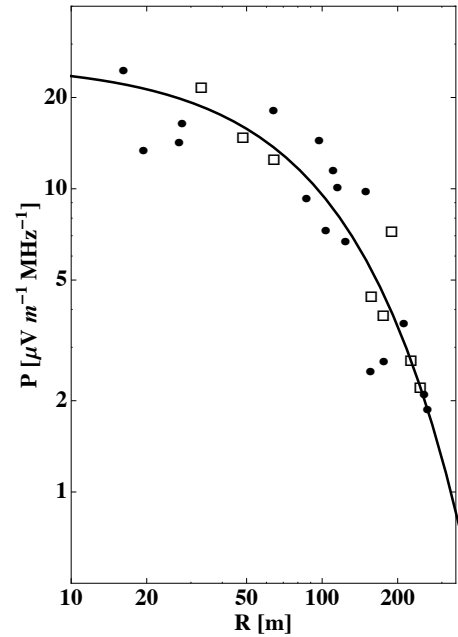


FIGURE 1.43 – Amplitude normalisée des événements observés en fonction de la distance R .

1.4.5 Prémices de la détection radio autonome des gerbes cosmiques

Quelques temps après la confirmation de la détection radio des gerbes réalisée en 1965 [118], le Groupe UCD à Dublin s'intéresse à la possibilité de réaliser la détection des gerbes très énergétiques uniquement par la radio, c'est-à-dire sans l'appui d'un autre détecteur couplé aux antennes radio [120]. L'Irlande fut choisie pour réaliser les premiers tests en raison des perturbations radio relativement faibles à cette époque. Différentes techniques expérimentales, basées sur l'écoute de différentes bandes de fréquence, sont testées aux trois coins d'un triangle de 44 km² où des détecteurs de particules et Cerenkov sont déjà installés (sur deux coins) afin de montrer les coïncidences des événements avec les antennes radio autonomes (voir Tab.1.1). Une gerbe de 10¹⁸ eV arrivant avec un angle d'incidence de $\theta = 80^\circ$ devrait produire un signal cohérent à 75 MHz dans un cône d'ouverture de 10 km² qui, projeté au sol, correspond à une ellipse de 60 km². Les techniques de déclenchement sur le site UCD sont basées sur l'utilisation de deux antennes scrutant le fond radio autour de 45 MHz. La même technique est employée autour de 70 MHz sur le site de Glencullen. Sur le site de Kilbride, le déclenchement est réalisé simplement lorsqu'un pulse est plusieurs fois supérieur au bruit ambiant. Établir la simultanéité des événements entre plusieurs stations est complexe à cette époque et est finalement réalisée en "offline" c'est à dire à la main, une fois que la session d'observation est terminée. Chaque station est dotée d'un système permettant d'enregistrer une trace de chaque événement. Les mémoires numériques n'existant évidemment pas à cette époque, chaque événement est enregistré grâce à un système qui se déclenche et qui photographie la trace de l'oscilloscope et l'instant de déclenchement. L'instant de déclenchement est matérialisé par une horloge analogique qui est éclairée par une lampe qui s'illumine à chaque déclenchement. Les horloges de chaque station sont synchronisées à la précision absolue de ± 1 seconde au bout de 10 jours de fonctionnement autonome, grâce à l'utilisation de signaux radio basse fréquence qui servent de référence pour estimer le décalage relatif. Pour obtenir une synchronisation de l'ordre de la milli-seconde, les ondes porteuses de la BBC à 200 KHz sont analysées grâce à un autre oscilloscope dont la trace est aussi photographiée par le système lors d'un déclenchement. Ce système permet ainsi, en comparant les formes d'onde, de mesurer l'écart relatif de l'instant d'observation entre chaque station. Une image d'une photographie d'un événement est montrée Fig.1.44.

La recherche de coïncidences multiples entre les stations est réalisée à la main en recherchant d'abord des coïncidences dans une fenêtre de ± 2 secondes puis en comparant plus précisément les traces des signaux BBC à 200 kHz associés aux candidats potentiels. Ces dernières doivent être identiques dans une fenêtre de 50 ms pour déclarer une coïncidence entre deux stations. Sur 1024 heures d'observation, 23 coïncidences à ± 25 ms sont observées entre Belfield et Glencullen distantes de 10 km, (une estimation prévoyait 1.8 coïncidences aléatoires sur ce temps d'observation). Aucune coïncidence n'est observée entre Kilbride et Glencullen distantes de 12 km pour 244 h d'observation (0.13 coïncidence aléatoire attendue) ainsi qu'entre Belfield et Kilbride distantes de 20 km pour 160 h d'observations (0.05 coïnci-

Site	Fréquence (MHz)	Bande (MHz)	Détecteurs auxiliaires
Belfield (Campus UCD)	12	0.05	Cerenkov et particules
	45	4	
	70	20	
	520	20	
Glencullen	35	10	Cerenkov
	70	15	
	70	15	
Kilbride	70	15	

TABLE 1.1 – Tableau résumant les techniques employées pour la détection radio autonome sur trois sites irlandais.

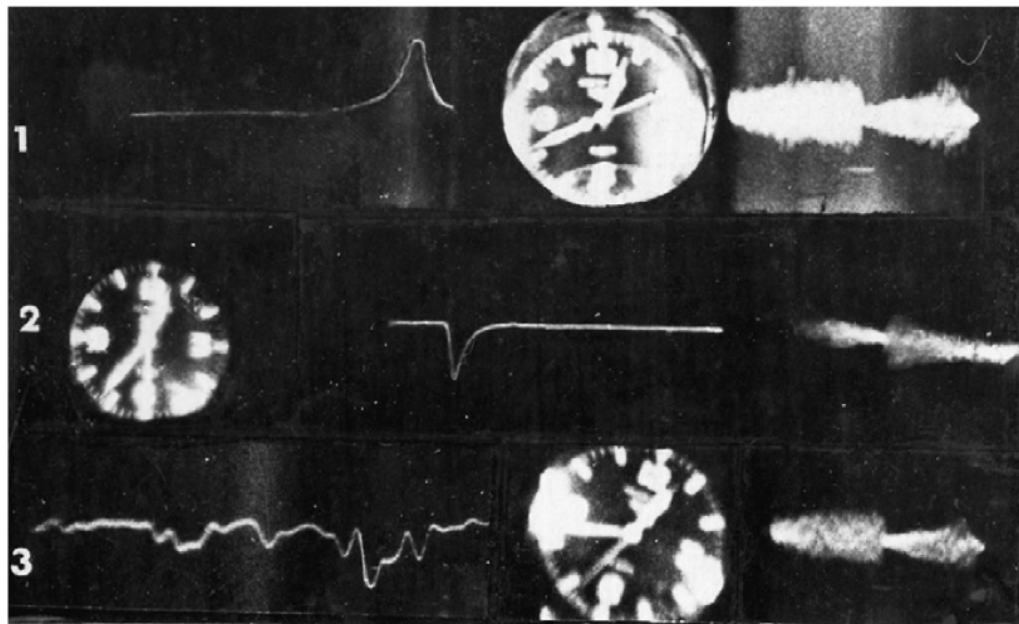


FIGURE 1.44 – Coïncidence visuelle entre deux stations. La trace 1 et 3 correspond à l'évènement enregistré à la station Belfied autour des bandes 45 MHz (1) et 70 MHz (3). La trace 2 correspond au même évènement enregistré à Glencullen autour de la bande 70MHz. 10 km séparent les deux stations. À noter, les traces 1 et 3 doivent se lire de la droite vers la gauche. Les trois traces à l'extrémité droite représentent la trace des ondes porteuses servant à l'ajustement fin de l'instant de l'évènement.

dence aléatoire attendue). Ces observations furent complexes à réaliser, notamment à cause de fréquentes pannes d'alimentation subies à Kilbride. De plus, il est utile de noter que le champ d'observation entre Glencullen et Kilbride était restreint à un angle zénithal maximum de 84° dû au terrain montagneux (on a mentionné un peu plus haut la nécessité d'observer des gerbes inclinées pour que la gerbe soit vue en coïncidence sur de telles distances). Les conclusions de cette étude se résument en différents points positifs et négatifs :

– **Positifs :**

- Le déclenchement autonome des stations radio autour des fréquences 45 et 70 MHz est faisable mais l'interprétation reste assez difficile.
- Les coïncidences réalisées localement entre une station et les autres types de détecteurs (particules ou Cerenkov) montrent la faisabilité d'un tel type de détection.
- Les formes des impulsions observées à 45 et 70 MHz ont un rapport signal sur bruit satisfaisant et sont en accord avec les prédictions des modèles de l'époque.
- L'émission radio à ultra-haute fréquence à 520 MHz a été mesurée pour la première fois et l'intégrale de l'impulsion suggère que le mécanisme d'émission est non cohérent [121].

– **Négatifs :**

- Aucun évènement en triple coïncidence n'a été observé.
- Les coïncidences doubles à longue distance observées sont compatibles avec l'émission radio des gerbes atmosphériques mais il n'y a pas de vérification directe non-ambiguë que ces impulsions proviennent bien de gerbes.
- Le faible cycle utile de la détection Cerenkov (due aux conditions météo, aux nuits avec lune et aux interventions humaines) n'a pas offert un temps d'observation suffisamment prolongé pour comprendre la radio.
- Dans un environnement urbain (Belfield notamment), les parasites liés à l'activité humaine sont une véritable barrière à la compréhension du phénomène, un environnement calme est préférable.

1.4.6 Vers un renouveau de la radio détection.

Entre 1960 et 1970, le développement conjoint des techniques de détection Cerenkov et radio des gerbes atmosphériques a clairement montré le rôle qu'elles pouvaient jouer dans la caractérisation du rayonnement cosmique d'ultra haute énergie. Cependant, autour de 1975, le nombre de participants à l'effort de recherche sur la radio détection devient relativement modeste. Les autres modes de détection des gerbes, notamment les réseaux utilisant les détecteurs de particules, sont maîtrisés depuis plus longtemps et par conséquent les résultats obtenus s'interprètent plus aisément. La radio détection est une discipline qui est encore en phase de compréhension (les résultats sont difficiles à comparer entre les différentes expériences à cause d'une calibration absolue du détecteur radio qui n'est pas encore maîtrisée). Les financements relativement faibles octroyés ainsi que les limites technologiques (acquisition) n'ont pas favorisé son développement à cette période. Même si quelques études complémentaires sont réalisées au cours des années 70 par Haverah Park, aucun résultat véritablement nouveau n'est proposé et l'intérêt pour la radio-détection faiblit.

Vingt-cinq ans plus tard, les challenges astrophysiques suggérés par l'essor des grands détecteurs tel Auger ou Hires (voir la section "**Un siècle de recherche : interprétations**") engendre aujourd'hui un regain d'intérêt envers les modes de détections alternatifs. En effet, le coût des réseaux géants de détecteurs de particules est assez élevés, tant du point de vue mise en place que du point de vue maintenance. De plus, un moyen de palier aux incertitudes associées à la faible statistique des événements d'ultra-haute énergie, peut être d'observer les mêmes événements par des moyens différents. La combinaison des différentes observables d'une même gerbe provenant de mécanismes différents peut permettre une meilleure contrainte des caractéristiques des gerbes, à l'image de ce qui est réalisé aujourd'hui avec l'hybridation des détecteurs comme Auger, avec la fluorescence et les détecteurs de particules. Pour ces raisons, la radio détection qui avait démontré sa capacité à apporter des informations sur les gerbes atmosphérique fut marquée par un regain d'intérêt lors de la conférence RADHEP en 2000 (Radio Detection of High Energy Particles) qui a eu lieu à Los Angeles, où la technique fut suggérée comme outil potentiel pour étudier les ultra-hautes énergies et les neutrinos [122]. Cette année fut le point de départ de deux nouveaux démonstrateurs : CODALEMA à Nançay en France ainsi que LOPES à Karlsruhe en Allemagne. Les faibles coûts et l'essor des technologies de communication, des outils de numérisation ainsi que de l'électronique accélérèrent les développements et l'engouement pour cette discipline qui apparaît aujourd'hui comme une alternative prometteuse aux moyens de détection habituels.

2

Radio détection nouvelle génération CODALEMA & RAuger

Plan

2.1	La radio détection aujourd'hui	70
2.1.1	Enjeux et motivation	70
2.1.2	Quelques expériences de détection radio actuelles	70
2.2	CODALEMA, un site idéal : l'observatoire de Nançay	74
2.2.1	L'observatoire	74
2.2.2	CODALEMA-I	75
2.3	CODALEMA-II : Vous avez dit pôle ?	78
2.3.1	L'antenne dipôle	78
2.3.2	Le réseau d'antennes CODALEMA-II	79
2.3.3	Le réseau déclencheur : le détecteur de particules CODALEMA-II	80
2.3.4	Analyse des données scintillateurs, référence pour la radio	81
2.3.5	Premiers résultats CODALEMA-II, premières interprétations	84
2.4	Détection radio autonome : RAuger	91
2.4.1	RAuger-I, démonstration réussie	91
2.4.2	RAuger-I, le détecteur et son environnement.	97
2.4.3	RAuger-I, bilan	106
2.5	Et la chenille devint papillon	106
2.5.1	Description du nouveau système	107
2.5.2	Carte MATACQ	110
2.5.3	Les deux sites et les premières données nouvelle génération	115
2.6	Conclusion	119

2.1 La radio détection aujourd'hui

Ce chapitre détaille l'approche contemporaine de radio détection des grandes gerbes atmosphériques. Après un survol des principales expériences actuellement en phase de "recherche et développement", nous nous focaliserons sur l'expérience CODALEMA ainsi que sur sa petite soeur RAuger. J'y développerai ma contribution expérimentale portant sur l'analyse du fonctionnement des premiers prototypes de stations autonomes après une grande période d'acquisition ainsi que sur la caractérisation du numériseur utilisé dans la nouvelle station autonome.

2.1.1 Enjeux et motivation

Même si les premières expériences de radio détection des rayons cosmiques ont montré le succès de la méthode, les difficultés rencontrées dans les années 70 n'ont pas permis de statuer réellement sur son efficacité et sur sa compétitivité, alors que d'autres méthodes, principalement les détecteurs de particules au sol, permettaient déjà d'interpréter les données. L'environnement radio est difficile à maîtriser, non seulement à cause de la pollution anthropique qui s'accroît avec l'essor des technologies mais aussi à cause d'autres phénomènes radio naturels (phénomènes radio atmosphériques, fond radio galactique, orages...). Mais depuis ces années, l'essor des technologies a permis d'envisager à nouveau le développement de cette technique de détection, encouragée de plus par les limites des autres méthodes de détection (SD et FD). En effet, les détecteurs de particules au sol ne mesurent qu'une tranche de gerbe, et rencontre des limitations pour estimer les paramètres physiques telles que la masse et l'énergie du primaire. Les détecteurs de fluorescence qui souffrent moins de ce problème sont quant à eux condamnés à ne fonctionner que lors de nuits sans lune, avec des conditions météo favorables, c'est-à-dire 10% du temps. La liste des avantages apparents de la détection radio, indique qu'il est pertinent que ce champ de recherche soit investigué afin d'apporter ses caractéristiques complémentaires :

- le signal radio mesuré est produit par l'ensemble de la gerbe, l'impulsion radio est une image de l'évolution temporelle et spatiale de la gerbe jusqu'à son extinction. Les fluctuations sur la mesure de l'énergie devraient être relativement faibles (contrairement à un SD) ;
- le mécanisme radio est faiblement dépendant des conditions atmosphériques sauf peut-être lors de périodes d'orages mais cela reste à vérifier (les périodes d'orage n'excèdent pas 10% du temps) ;
- le cycle utile semble relativement proche de 100% dans les endroits calmes ;
- des antennes peu directives autorisant un champ d'observation très large ;
- les évènements horizontaux sont aussi détectables (en principe même mieux qu'avec un SD, pour détecter les neutrinos cela peut être un avantage) ;
- le milieu détecteur est relativement simple et robuste (un conducteur) et utilise des technologies courantes ;
- le faible coût d'une unité (moins de 3000 € pour une station autonome CODALEMA alors que le prix d'une cuve SD est d'environ 15000 €), permet d'envisager de déployer de grands réseaux.

C'est un aspect important pour pallier à la faible statistique expérimentale.

Si la compétitivité de la radio est démontrée, il est possible d'envisager la construction de grands détecteurs équipés uniquement d'antennes radio, cependant, l'utilisation de la radio couplée à d'autres modes de détection connus reste une étape importante afin de maîtriser la méthodologie. Des réseaux hybrides radio/particules au sol sont aussi envisageables comme ceux des démonstrateurs CODALEMA et LOPES voire radio/particules au sol/fluorescence comme les démonstrateurs RAuger et récemment AERA.

Un petit tour d'horizon des principales expériences en cours avant de se focaliser sur les expériences CODALEMA et RAuger nous permettra de présenter dans un premier temps l'expérience LOPES qui a été mise en place à la même période pour mener le même type d'observations que l'expérience CODALEMA.

2.1.2 Quelques expériences de détection radio actuelles

La liste d'expériences de radio détection des rayons cosmiques n'est pas exhaustive car elle ne récapitule que les différentes expériences basées sur une technique très semblable à celle développée depuis

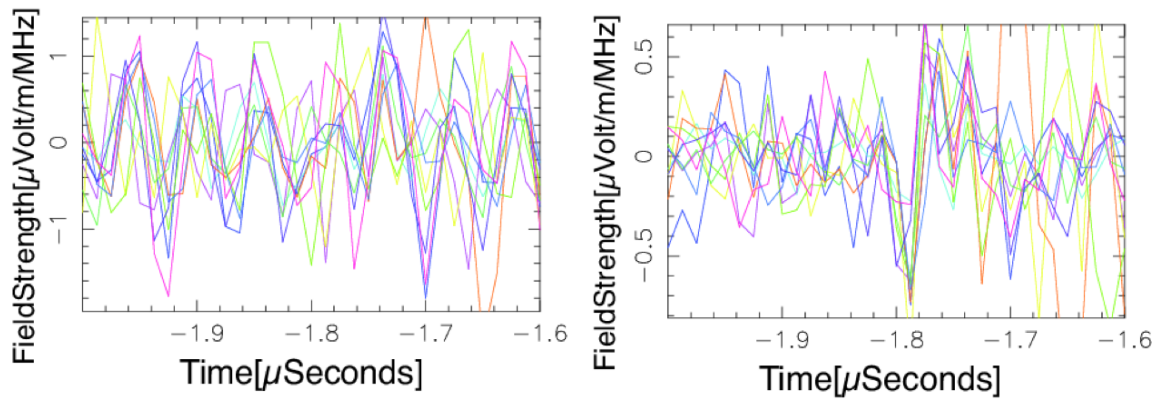


FIGURE 2.1 – Évènement LOPES. Gauche : traces brutes (filtre analogique 44-75 MHz). Droite : Traces filtrées après correction des retards liés à la direction de gerbe (phasage). Le pulse observé à $-1.78 \mu\text{s}$ correspond à la gerbe cosmique [123].

plus de dix ans par l'expérience CODALEMA.

LOPES

L'expérience LOPES (LOFAR Prototype station) est située sur le site de KIT (Karlsruhe Institute of technologies) et constitue un réseau d'une trentaine d'antennes en parallèle du réseau de détecteurs de particules au sol de l'expérience KASCADE. L'extension maximale du réseau d'antennes est d'environ 200 m, certaines des antennes du réseau sont dédiées à la mesure la polarisation est-ouest (E-O) du signal, d'autres à la polarisation nord-sud (N-S) [124]. Le réseau de détecteurs de particules qui est utilisé principalement pour la physique des rayons cosmiques autour du second genou (voir section "**1.2.1. De 1945 à nos jours. Questions d'astrophysique**") constitue le déclencheur du réseau d'antennes LOPES. Malgré l'intérêt évident d'un réseau aussi performant que KASCADE, la détection radio des évènements est assez complexe sur ce site car l'environnement électromagnétique est très bruyant.

La bande de fréquence 44-75 MHz écoutée par chaque antenne est échantillonnée à une fréquence de 80 MHz sur $819 \mu\text{s}$ et fournit une forme d'onde de 65536 points de mesure. Cette longue trace a l'avantage de donner une bonne résolution fréquentielle (1.2 kHz). La mise en évidence de ces raies parasites au moment où la trace est enregistrée est réalisée grâce à un système qui scrute en permanence la bande de fréquence utile 44-75 MHz. Malgré ce traitement assez complexe, le bruit reste important et les signaux ne sont pas traités de manière individuelle. La reconstruction des directions d'arrivée des gerbes via le détecteur de particules KASCADE, permet d'estimer le déphasage temporel des impulsions observées par chaque antenne selon leur position par rapport à la gerbe. De cette manière, le transitoire radio dans chaque trace est localisé de manière précise. Afin d'affiner les retards temporels relatifs, des produits de corrélation entre toutes les traces sont réalisés. C'est la méthode du *beam forming*. Un exemple d'évènement est montré Fig.2.1 [123].

Les derniers résultats obtenus par l'expérience LOPES sont publiés dans [125]. En ajustant le profil latéral de chaque évènement avec une fonction du type $f(R) = \epsilon_0 \exp(-R/R_0)$, où R est la distance à l'axe (voir Fig.2.2 en haut), la pente du profil latéral R_0 est estimée ainsi que le champ électrique ϵ_0 extrapolé sur l'axe pour chaque évènement. La Fig.2.2, en bas à gauche, présente l'histogramme de toutes les valeurs de R_0 reconstruites en ajustant le profil de tous les évènements retenus par LOPES. En ajustant la distribution des R_0 avec une fonction du type gaussien, la valeur moyenne obtenue est de 157 m avec un écart type de 54 m. Dans les résultats proposés par LOPES, la corrélation des observables radio avec le champ magnétique terrestre est étudiée en fonction de $1 - \cos(\alpha)$, où α est la distance angulaire entre la direction d'arrivée de la gerbe et le champ géomagnétique. Cette fonctionnelle utilisée par LOPES est assez étonnante si nous comparons avec la revue d'Allan [119] et avec celle déduite de l'expérience CODALEMA : $\sin(\alpha)$... Ce désaccord demeure encore aujourd'hui. Cela dit, en corrigeant de l'effet du champ géomagnétique (avec cette loi $1 - \cos(\alpha)$), LOPES arrive néanmoins à montrer (Fig.2.2 en bas à droite) une forte corrélation entre l'amplitude du champ sur l'axe ϵ_0 et l'énergie de la gerbe estimée

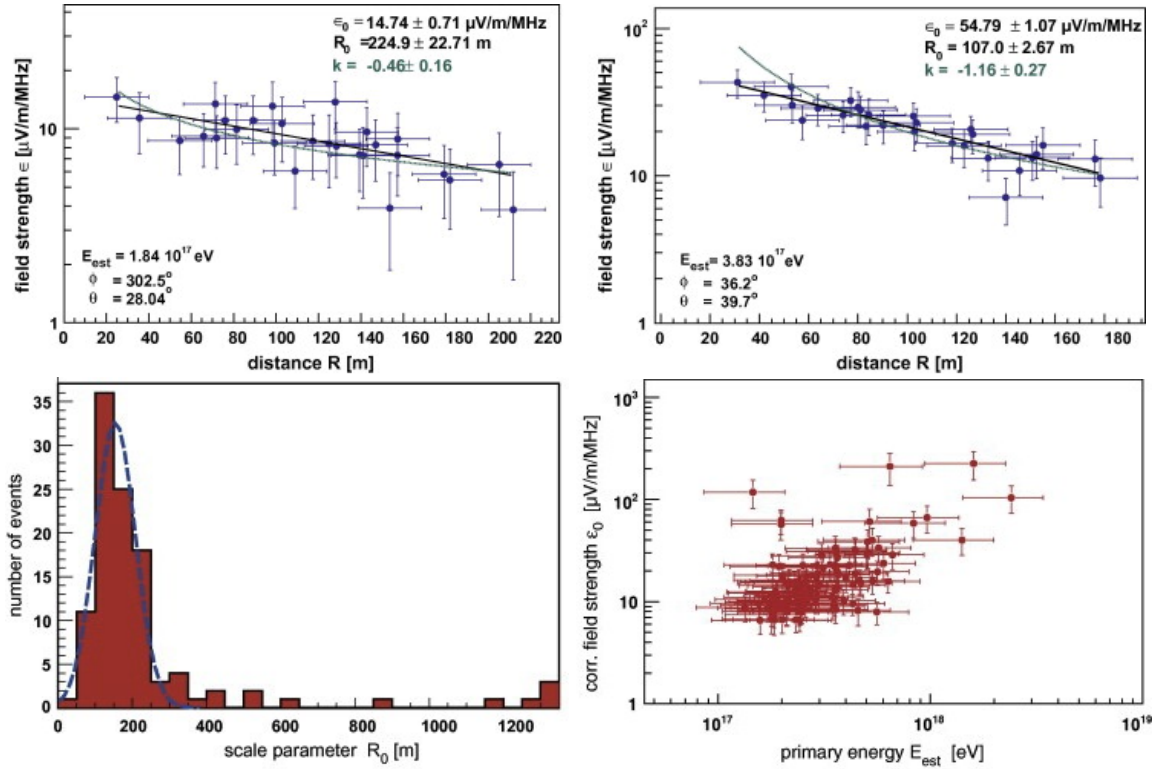


FIGURE 2.2 – Résultats LOPES [125]. En haut : profils latéraux de deux événements observés, ainsi que leur ajustement avec la loi $f(R) = \epsilon_0 \exp(-R/R_0)$. En bas à gauche : distribution des R_0 de tous les événements reconstruits et sélectionnés. En bas à droite : corrélation entre le champ électrique sur l’axe de la gerbe ϵ_0 , corrigé de l’effet du champ géomagnétique, en fonction de l’énergie du primaire estimée via le détecteur KASCADE.

grâce aux détecteurs de particules KASCADE.

TREND

TREND (Tianshan Radio Experiment for Neutrino Detection) est une récente expérience de détection radio des rayons cosmiques conçue pour étudier les gerbes atmosphériques très inclinées et qui seraient attendues pour la détection des neutrinos [126]. Démarrée en 2009 en collaboration avec la France, l’expérience TREND (voir Fig.2.3) est localisée sur le site du radio télescope chinois 21CMA à XinJiang dédié à l’observation du ciel dans la bande de fréquence 50-200 MHz, correspondant en particulier à une raie d’émission de l’hydrogène de longueur d’onde 21 cm, pour étudier l’époque de réionisation de l’univers. La qualité de l’environnement électromagnétique et la disposition géographique en font un site privilégié pour l’observation radio dans l’impulsionnel. Entourée de montagnes de haute altitude (au delà de 5000 m), le site du 21CMA situé à 2650 m d’altitude, est un endroit idéal pour tenter l’observation des gerbes horizontales initiées par des neutrinos interagissant dans la roche qui constitue les montagnes environnantes. L’idée de l’expérience TREND est de détourner quelques antennes des 10160 antennes du réseau 21CMA pour les dédiés à l’observation radio des gerbes cosmiques. Actuellement l’expérience TREND compte une cinquantaine d’antennes. Une récente publication [126] montre les premiers résultats obtenus et les premières détections d’évènements.



FIGURE 2.3 – Vue d’une partie du réseau 21CMA à XinJiang en Chine sur lequel l’expérience TREND est située.

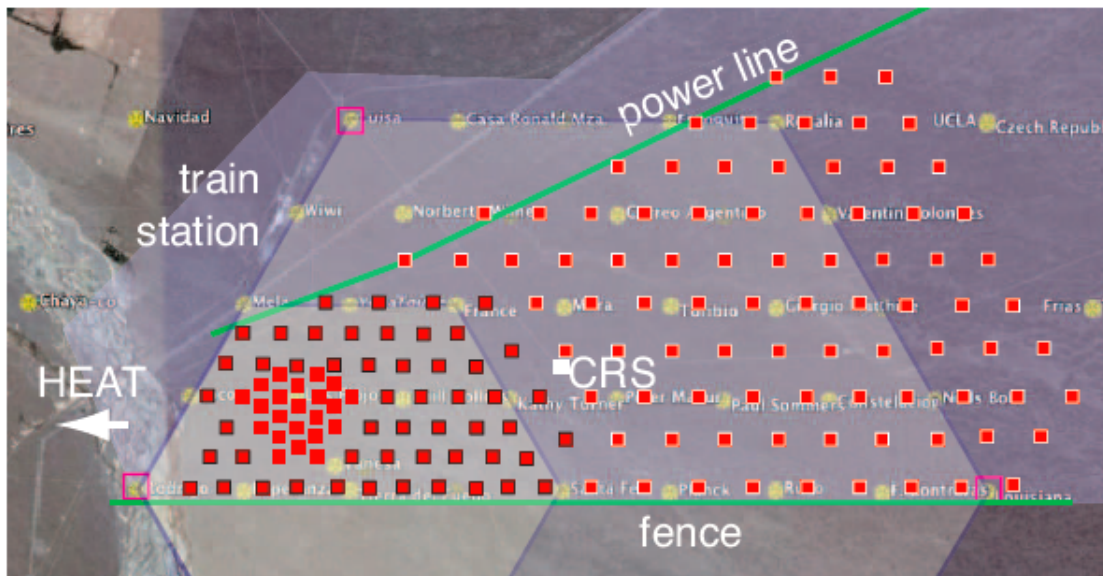


FIGURE 2.4 – Implantation de l'expérience AERA (carrés rouges) sur le site Auger (cuves Cerenkov en jaune), couvrant une surface de 20 km².

EASIER

Egalement en phase de développement, EASIER est une expérience de détection radio des gerbes cosmiques en cours de développement sur le site de l'expérience Auger. L'idée est d'équiper les cuves Cerenkov déjà en place avec une antenne radio et d'utiliser le système d'acquisition des cuves pour le déclenchement et l'enregistrement des traces radio. EASIER se décline sous deux aspects : le MHz avec des antennes développées pour l'expérience CODALEMA et le GHz avec des antennes type "cornet" en cours d'études, dédiées à ces très courtes longueurs d'onde. En 2011, un signal a été observé pour la première fois au GHz par l'expérience EASIER, en coïncidence avec les cuves SD d'Auger [127].

AERA

AERA (Auger Engineering Radio Array) est le réseau d'antennes radio de nouvelle génération actuellement en phase de déploiement pour sa deuxième phase, sur le site de l'expérience Auger (la phase 1 est en place depuis un an). Cette nouvelle expérience est le fruit des connaissances acquises grâce aux démonstrateurs CODALEMA, RAuger, LOPES et MAXIMA et a démarré sous l'impulsion de la collaboration entre des groupes français, allemands et hollandais [128]. Ce réseau d'antennes est en phase de test et de démonstration de détection autonome à grande échelle. À très court terme, l'idée est de déployer 150 stations mesurant les deux polarisations horizontales du signal (E-O et N-S) sur une surface de 20 km² (Fig.2.4). Les derniers résultats obtenus par AERA publiés dans [129] montrent les premiers événements observés en coïncidence avec le détecteur de surface Auger.

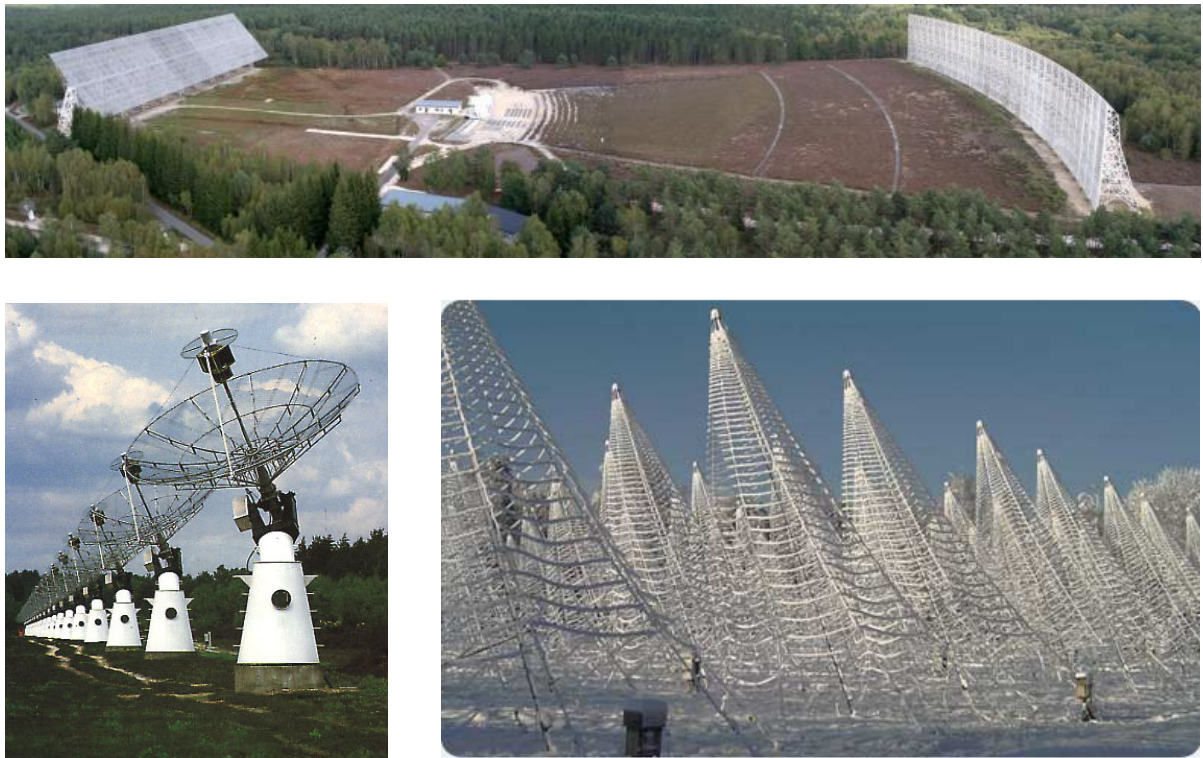


FIGURE 2.5 – En haut : Vue aérienne du radiotélescope de Nançay. En bas à gauche : Une partie du réseau d'antennes du radiohéliographe. En bas à droite : Le réseau décimétrique (DAM) sous la neige.

2.2 CODALEMA, un site idéal : l'observatoire de Nançay

2.2.1 L'observatoire

L'expérience CODALEMA (Cosmic ray Detection Array with Logarithmic Electromagnetic Antennas) est située sur le site de l'observatoire de Nançay dans le Cher. Créé en 1955, l'observatoire de Nançay fut mis en place avec le soutien du ministère de l'éducation national par l'École Normale Supérieure pour développer différentes techniques de radioastronomie. Trois infrastructures ont notamment été mises en place :

- le radiotélescope décimétrique qui compte parmi les plus grands du monde (voir Fig.2.5). Il est dédié à l'observation de toute sorte d'objets astrophysiques (étoiles, galaxies, pulsars...) dans des domaines de fréquence du GHz ;
- le radiohéliographe qui pointe ses antennes vers le soleil pour étudier et suivre son activité (voir Fig.2.5) dans le domaine 200-800 MHz ;
- le réseau décimétrique (DAM) qui sert à étudier les environnements magnétisés et ionisés du Soleil et de Jupiter (voir Fig.2.5) dans le domaine 1-100 MHz ;

La vue Fig.2.6 montre comment se répartissent ces trois expériences sur le site de l'observatoire. Le site profite d'un environnement particulièrement boisé, utilisé comme atténuateur naturel d'émissions radio provenant de l'horizon. Pour renforcer la "sauvegarde électromagnétique" du site, le site de Nançay fut classé dès 1960 comme site protégé et une politique de non prolifération des émetteurs radio fut mise en place. D'autres expériences sont aujourd'hui accueillies

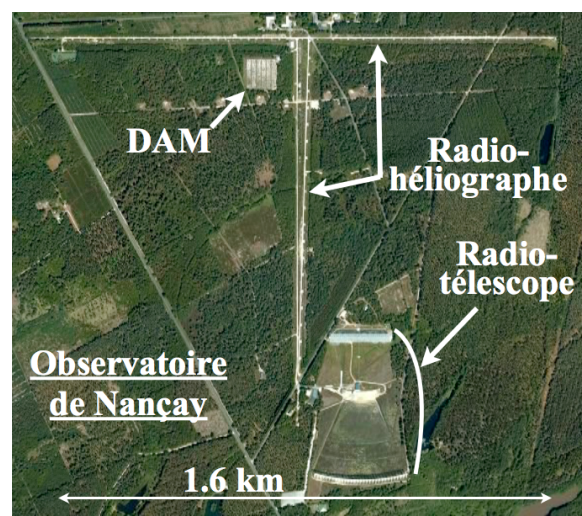


FIGURE 2.6 – Vue satellite de l'observatoire de Nançay.

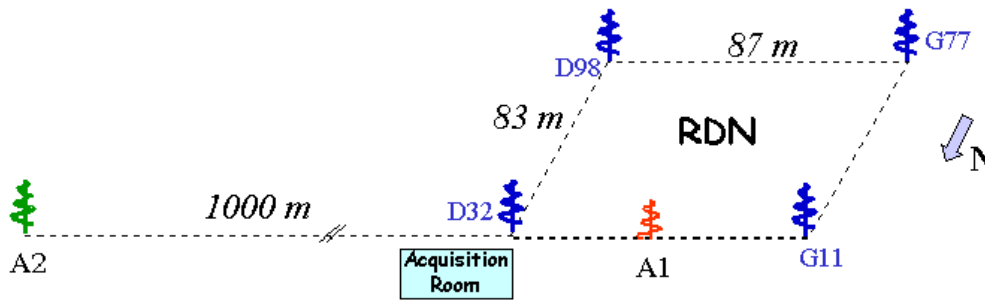


FIGURE 2.7 – Première configuration de CODALEMA pour démontrer la faisabilité de la détection et tester l’environnement radio de Nancy. [130].

sur le site, c’est le cas de CODALEMA, de LOFAR (LOw Frequency ARray) et de SKA (Square Kilo-metre Array). Exceptée l’expérience CODALEMA, toutes ces expériences sont basées sur des techniques de détection où le signal est intégré sur une longue période d’observation rejetant ainsi les signaux transitoires sporadiques. L’expérience CODALEMA est la première expérience du site dédiée à l’analyse des transitoires radio. Les rayons cosmiques émettent des impulsions très brèves de l’ordre de quelques dizaines de nanosecondes, il faut donc que l’environnement soit aussi favorable sur ces échelles de temps.

2.2.2 CODALEMA-I

Faisabilité ?

Au travers des études menées dans les années 60-70 (cf chapitre 1), il avait été montré que le signal radio émis par les gerbes atmosphériques pouvait être observable dans des bandes de fréquences inférieures à 200 MHz. Cette gamme de fréquence est justement celle scrutée par les antennes log-périodiques du réseau décimétrique de Nancy (voir Fig.2.5 en bas à droite). Pour prouver la faisabilité de l’expérience, il a d’abord été proposé de détourner quatre antennes log-périodiques du réseau décimétrique. Deux antennes log-périodiques ont également été ajoutées à celles des quatre coins du réseau DAM comme le montre la Fig.2.7 [130]. Le système d’acquisition était basé sur 3 oscilloscopes chargés d’enregistrer le signal émis par chaque antenne. La première étape de ce mini réseau fut d’identifier les différentes sources de bruit de fond, notamment les émetteurs radio ainsi que les sources de parasites environnantes afin d’optimiser la fenêtre fréquentielle dans laquelle rechercher les signaux cosmiques. 85 % des signaux observés en coïncidence par les six antennes ont ainsi pu être identifiés comme des sources de bruit parasite et la fenêtre fréquentielle optimale pour rechercher les cosmiques a ainsi été fixée entre 24 et 82 MHz, laissant 15% des événements comme étant de potentielles gerbes cosmiques. La Fig.2.8 montre le spectre moyen jusqu’à 100 MHz observé à Nancy avec les antennes log-périodiques du réseau décimétrique [131]. La fenêtre 24-82 MHz est située entre les émetteurs grandes ondes (AM) et les émetteurs à modulation de fréquence (FM).

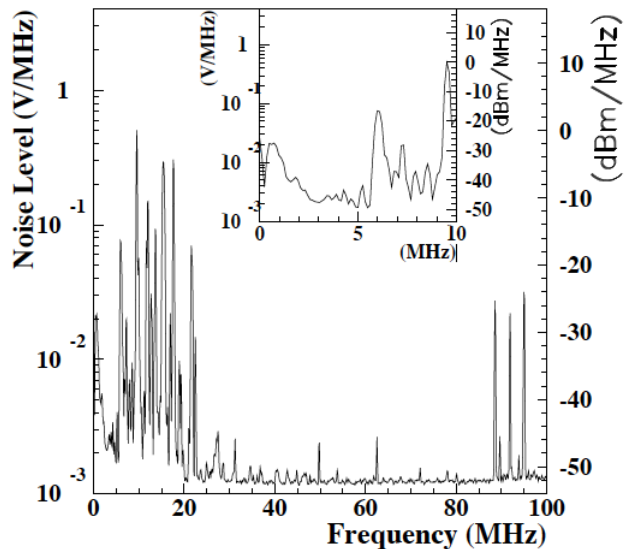


FIGURE 2.8 – Spectre moyen du ciel de Nancy mesuré avec les antennes log-périodiques. La figure interne montre un zoom sur la bande 1-10 MHz [131].

Après cette phase de test concluante, le réseau fut agrandi d’un bras E-O de sept antennes log-périodiques supplémentaires ainsi que de quatre détecteurs type scintillateur pour détecter le passage des

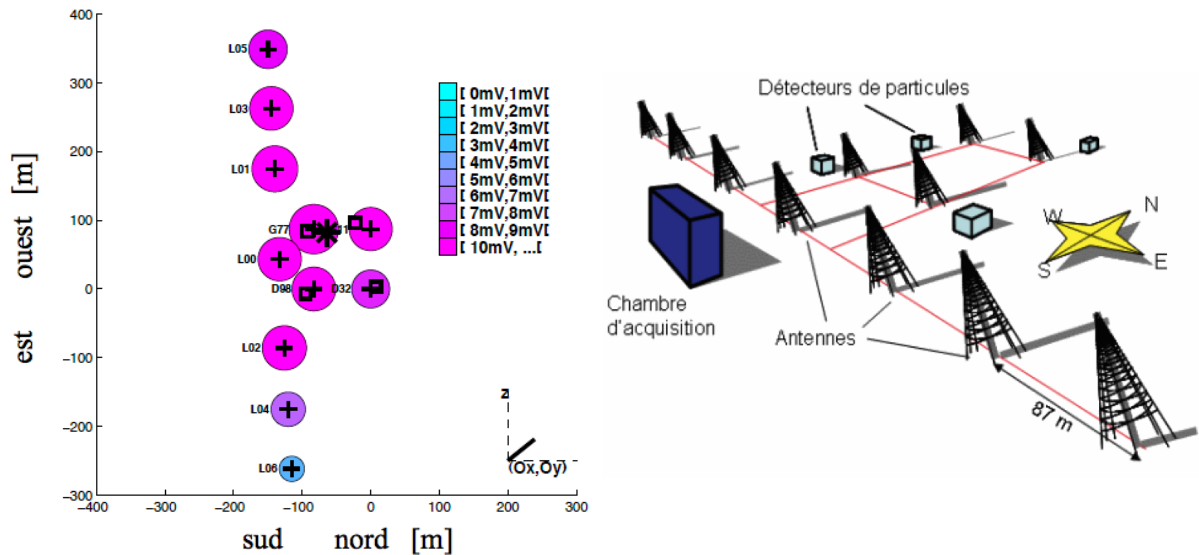


FIGURE 2.9 – Gauche : Exemple d'un évènement observé par les onze antennes log-périodiques (croix), déclenchées par les scintillateurs (carrés). La taille et la couleur des cercles sont représentatifs de l'intensité du signal observé sur chaque antenne pour cet évènement [132]. Droite : Configuration du réseau CODALEMA-I.

particules provenant des gerbes cosmiques et déclencher l'acquisition du réseau d'antennes (voir Fig.2.9 à droite.). Grâce au déclenchement via les scintillateurs, les évènements radio cosmiques ont ainsi pu être mis en évidence de manière non-ambiguë. La Fig.2.9 à gauche montre un évènement cosmique observé par les onze antennes. La taille et la couleur des cercles sont représentatifs de l'intensité du signal observé sur chaque antenne pour cet évènement.

Analyse des résultats.

Lors de l'analyse des données enregistrées, les signaux sont d'abord filtrés numériquement dans la bande 37-70 MHz pour s'affranchir des émetteurs AM et FM. Suite à ce filtrage, une simple recherche par seuil est effectuée sur chaque trace temporelle afin de sélectionner les traces où le signal a été observé et de trouver le temps précis de l'impulsion. En considérant que le front d'onde est au premier ordre un plan, la direction d'arrivée est déduite des différents temps d'observation propre à chaque antenne. En comparant les données reconstruites de manière indépendante avec les données issues des scintillateurs, les évènements sont ainsi identifiés en tant que gerbe cosmique ou non. Avec une statistique d'environ un évènement par jour, une première estimation du comportement global est réalisée en 2006 [133]. Un seuil en énergie des évènements observables avec le réseau est estimé à partir de la surface du détecteur et du taux de comptage. Il est de l'ordre de 5×10^{16} eV. Une première carte du ciel des évènements passant tous les critères de sélection est ainsi réalisée (voir Fig.2.10).

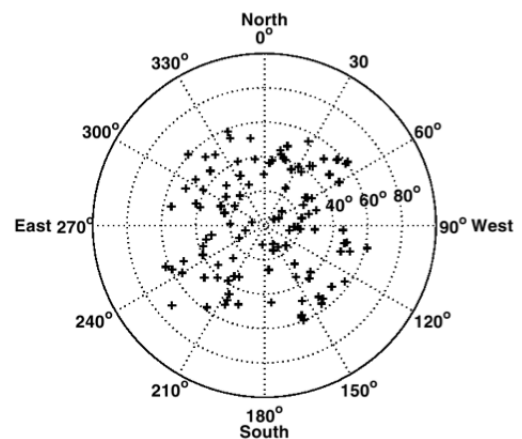


FIGURE 2.10 – Direction d'arrivée des 112 évènements observés avec le réseau d'antennes [133].

Remarque : On note que pour l'instant, aucun effet lié au champ magnétique n'est mis en évidence comme il le sera fait avec la seconde phase de CODALEMA. Cette curiosité peut paraître surprenante, mais elle peut s'expliquer par la directivité de l'antenne log-périodique. Les antennes log-périodiques du réseau décimétrique sont très directionnelles et en l'occurrence leur disposition les rend beaucoup plus sensibles aux évènements provenant du sud. La forte asymétrie nord-sud qui sera observée plus tard est

très certainement "gommée" par cette directivité préférentielle.

Grâce aux amplitudes des champs électriques mesurés par chaque antenne, il est possible de tracer la topologie du signal au sol, et plus particulièrement le profil latéral. Proposé par Allan [119] en 1971 (cf chapitre 1), le profil latéral des événements passant les critères de qualité est ajusté avec une fonction du type :

$$f(R) = \varepsilon_0 \exp(-R/R_0) \quad (2.1)$$

où ε_0 est le champ sur l'axe de la gerbe, R la distance à l'axe et R_0 la pente du profil latéral (ou distance d'atténuation). Lors de la procédure d'ajustement quatre paramètres sont laissés libres : ε_0 , R_0 et la position du cœur radio de la gerbe au sol (x_c, y_c) qui est contenue dans la distance à l'axe. La disposition en ligne des antennes montrée Fig.2.9 à droite, rend cependant l'estimation de la position du cœur au sol assez difficile et seulement une cinquantaine des 112 événements passant les critères de sélection sont ajustés correctement. Cela dit, le résultat est très satisfaisant car il est montré que le profil du signal radio est caractérisable, et que ces paramètres caractéristiques, entre autres ε_0 et R_0 , peuvent être des observables fiables de l'énergie de la gerbe et de son extension. Un exemple d'ajustement d'un événement est montré Fig.2.11.

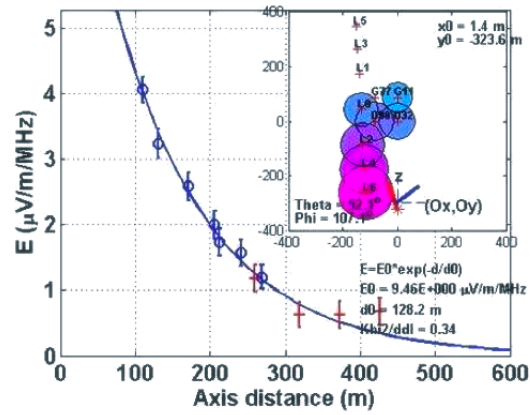


FIGURE 2.11 – Exemple d'un profil longitudinal et de son ajustement.

CODALEMA-I : conclusions

Les premiers résultats prometteurs obtenus par la première phase de l'expérience CODALEMA ont montré que l'évolution technique permettait aujourd'hui de considérer à nouveau cette technique de détection et encourageait l'amélioration de la méthode de détection. Pour démontrer rapidement et à moindre coût la faisabilité de la détection radio avec l'expérience CODALEMA, les infrastructures et les antennes déjà en place à Nançay ont été utilisées. Clairement, il est apparu que la réalisation d'une expérience spécifique à la radio détection des gerbes cosmiques nécessitait une infrastructure et une antenne plus adaptée pour ce type d'observation. Diverses améliorations ont été envisagées :

- l'augmentation du nombre de scintillateurs au sol pour reconstruire correctement les caractéristiques des gerbes via les particules. On pourra ainsi accéder à l'énergie de la gerbe, relativement bien connue maintenant par cette observation ainsi qu'à la position du cœur particule au sol pour calibrer les observables radio ;
- l'augmentation du nombre d'antennes sur une surface à deux dimensions pour reconstruire avec plus de précision la topologie du signal au sol et ainsi tenter de remonter aux caractéristiques propre à chaque gerbe (énergie et nature du primaire) ;
- les antennes log-périodiques sont très directives ce qui est un désavantage pour couvrir correctement le ciel. Il fallait donc réfléchir à une nouvelle antenne avec une directivité plus isotrope ;
- la taille de l'antenne log-périodiques est aussi un désavantage pour envisager des réseaux d'antennes de grande envergure (4 à 5 mètres de hauteur et 3 m de circonférence à sa base). Il fallait donc aussi réfléchir à une antenne plus compacte, moins difficile à réaliser et plus facile à déployer ;
- l'antenne log-périodique est polarisée de manière circulaire ce qui empêchait l'étude de la polarisation du signal car elle peut être porteuse d'informations sur le mécanisme d'émission radio ;
- le système d'acquisition avec les oscilloscopes est trop coûteux si le nombre d'antennes augmente. De plus la dynamique de codage sur 8 bits semblait insuffisante.

Cette première mouture du réseau CODALEMA fut en fonctionnement durant une année, entre octobre 2004 et octobre 2005. La nouvelle version de CODALEMA qui a été mise en place à partir de novembre 2005 est encore en fonctionnement aujourd'hui.

2.3 CODALEMA-II : Vous avez dit pôle ?

2.3.1 L'antenne dipôle

Les enseignements tirés de la première phase de CODALEMA ont permis notamment de développer une nouvelle antenne beaucoup plus compacte que les antennes log-périodiques. C'est la bande de fréquence étudiée qui va fixer une contrainte forte sur la conception de l'antenne. L'idée poursuivie était de disposer

d'une antenne dite *large bande*, au moins 1-100 MHz, capable de supporter la grande puissance des émetteurs radio parasites ainsi que les fortes disparités entre les signaux radio émis par les gerbes. L'ensemble du capteur devait posséder une grande dynamique, le meilleur rapport signal/bruit possible et être le moins directif possible pour garder une couverture de ciel large.

Pour répondre à ces contraintes, le laboratoire Subatech a proposé une première version d'antenne dipolaire active de principe relativement simple. Il s'agit d'un dipôle plat de taille réduite (1.2 m de large et 1 m de hauteur), couplé à un préamplificateur placé très près de l'antenne, entre les deux brins, afin de garder une très bonne sensibilité sur une large bande (voir Fig.2.13). Le dimensionnement de l'antenne est important. La longueur et la largeur des brins vont déterminer la fréquence de résonance et la sensibilité de l'antenne (pour avoir une revue détaillée du dimensionnement de l'antenne, voir la thèse de Thomas Saugrin [134]). Cette longueur est fixée ici à 1.20 m ce qui fixe la fréquence de résonance de l'antenne autour de 125 MHz. La largeur de la résonance est quant à elle fixée par la capacité de l'antenne qui s'ajuste en jouant sur la surface des brins d'antennes. La longueur étant fixée à 1.20 m, c'est sur la largeur qu'il faut jouer, elle sera fixée à 9 cm, permettant d'obtenir une réponse plate du détecteur sur une large bande de fréquence autour de la fréquence de résonance. La connaissance de l'antenne est aussi importante car pour obtenir le signal réel déposé par la gerbe cosmique il est nécessaire de déconvoluer le signal enregistré de la réponse de l'antenne. Pour ce faire, des simulations permettent d'obtenir ces informations (la Fig.2.12 à gauche montre la réponse de l'antenne en fonction de la fréquence). La simulation permet également d'optimiser la directivité de l'antenne lors de sa conception, c'est-à-dire sa réponse en fonction de la direction d'arrivée de l'onde. Cette information est aussi importante à prendre en compte lors de la déconvolution

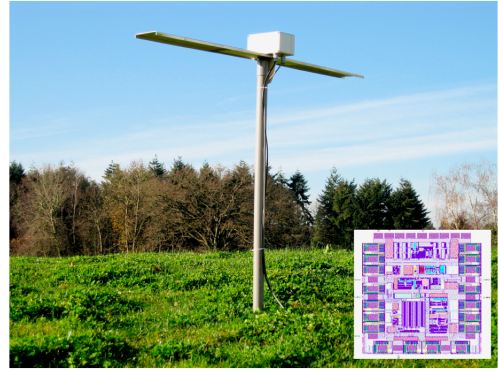


FIGURE 2.13 – Antenne dipolaire active développée par le laboratoire Subatech pour CODALEMA-II.

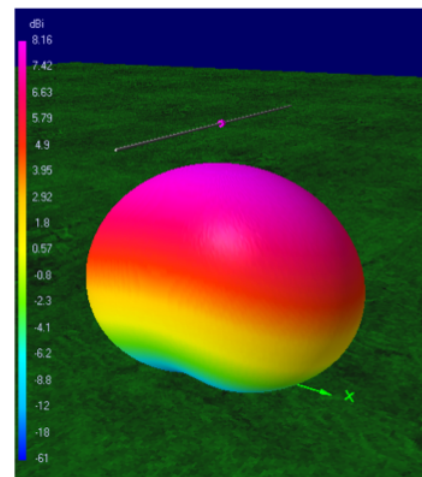
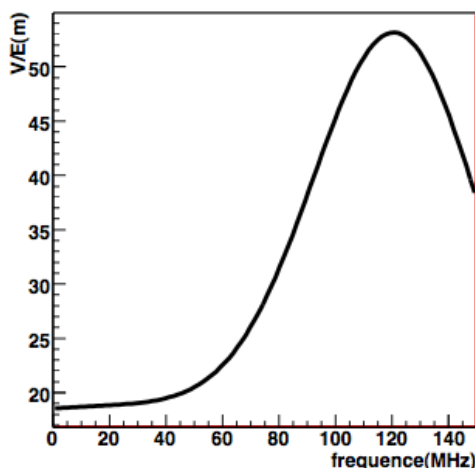


FIGURE 2.12 – Gauche : réponse de l'antenne dipôle en fonction de la fréquence, simulée avec son dispositif d'amplification. Droite : directivité de l'antenne dipôle, simulée pour la fréquence 50 MHz.

des signaux enregistrés. La Fig.2.12 à droite montre la directivité, ou *lobe* de l'antenne pour la fréquence de 50 MHz.

Remarque : Les lobes à différentes fréquences pour l'antenne dipôle sont relativement réguliers et ne subissent pas de brusques variations en fonction de la direction d'arrivée de l'onde. Cependant, la sensibilité en fonction de l'angle zénithal varie un peu en fonction de la fréquence, et rend l'antenne aveugle pour des directions d'arrivée basses sur l'horizon. Ceci n'est cependant pas très important car la couverture angulaire des scintillateurs déclenchant les antennes est limitée en fonction de l'angle zénithal, les gerbes arrivant avec un angle zénithal supérieur à 60° devenant difficilement détectables par les scintillateurs.

Pour obtenir plus de détails techniques sur la manière dont l'antenne a été conçue, le lecteur portera une attention particulière à la publication [135] où les spécificités techniques y sont présentées.

2.3.2 Le réseau d'antennes CODALEMA-II

Le réseau de CODALEMA-II a dans un premier temps été déployé en complément du réseau d'antennes log-périodiques déjà en place, en ajoutant une ligne de dipôles du sud vers le nord. Tous les dipôles mis en place ont été orientés de manière à mesurer la polarisation E-O du signal radio. Peu de temps après, les antennes log-périodiques ont été remplacées par les mêmes dipôles et quelques dipôles ont aussi été ajoutés vers le centre de la croix ainsi dessinée par le réseau d'antennes comme le montre la Fig.2.14 avec les symboles jaunes. Trois dipôles orientés nord sud (en vert sur la Fig.2.14) ont également été ajoutés, ce qui constitue un réseau de 24 antennes. L'avantage du réseau en croix est d'offrir un grand bras de levier pour étudier le profil latéral du signal des gerbes.

Chaque antenne du réseau est câblée indépendamment des autres jusqu'à un conteneur au sein duquel l'acquisition centrale est réalisée. Sur la Fig.2.14 le conteneur est situé au sud du carré blanc représentant le réseau du DAM. Les câbles utilisés ne sont pas tous de la même longueur ce qui fait que pour chaque antenne, une correction adaptée est appliquée lors du traitement des données pour corriger l'effet d'atténuation dans les câbles selon leur longueur en fonction de la fréquence. Chaque forme d'onde correspondant à une antenne est ensuite numérisée par des cartes chargées d'échantillonner le signal temporel. Ce sont les cartes MATAQ [136, 137] qui disposent d'une dynamique de 1 V et qui échantillonnent les signaux à 1 GHz. Nous allons avoir l'occasion d'y revenir plus en détail au cours de ce chapitre. Une trace temporelle est constituée de 2560 mesures de champ électrique et est enregistrée en continu. Lorsque la décision de déclenchement est reçue par les cartes MATAQ (le *trigger*), les 24 traces correspondant aux 24 antennes sont stockées sur un ordinateur (PC d'acquisition). Récemment un système de surveillance en temps réel a été mis en place afin de pouvoir suivre l'état du réseau via une simple page web qui se connecte au PC d'acquisition. Un exemple de page web, présenté Fig.2.15, montre l'état du réseau le 5 Octobre 2011. On y voit le taux de trigger par heure au cours des dernières 24 heures ainsi que les 24 traces temporelles filtrées du dernier événement enregistré.

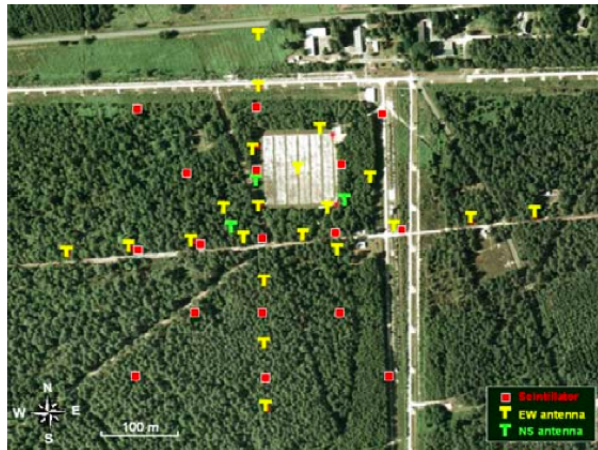


FIGURE 2.14 – Implantation de CODALEMA-II. En jaune, les dipôles mesurant la polarisation E-O, en vert, N-S, en rouge le réseau de scintillateurs.

Comme on le voit sur cette figure toutes les traces temporelles du même événement ne contiennent pas l'impulsion radio. Il arrive même très souvent qu'aucune antenne n'ait observé de signal transitoire. L'ordre de déclenchement étant réalisé par un autre type de détecteur, le réseau de scintillateurs, il est possible qu'aucun signal ne soit observé par les antennes radio.

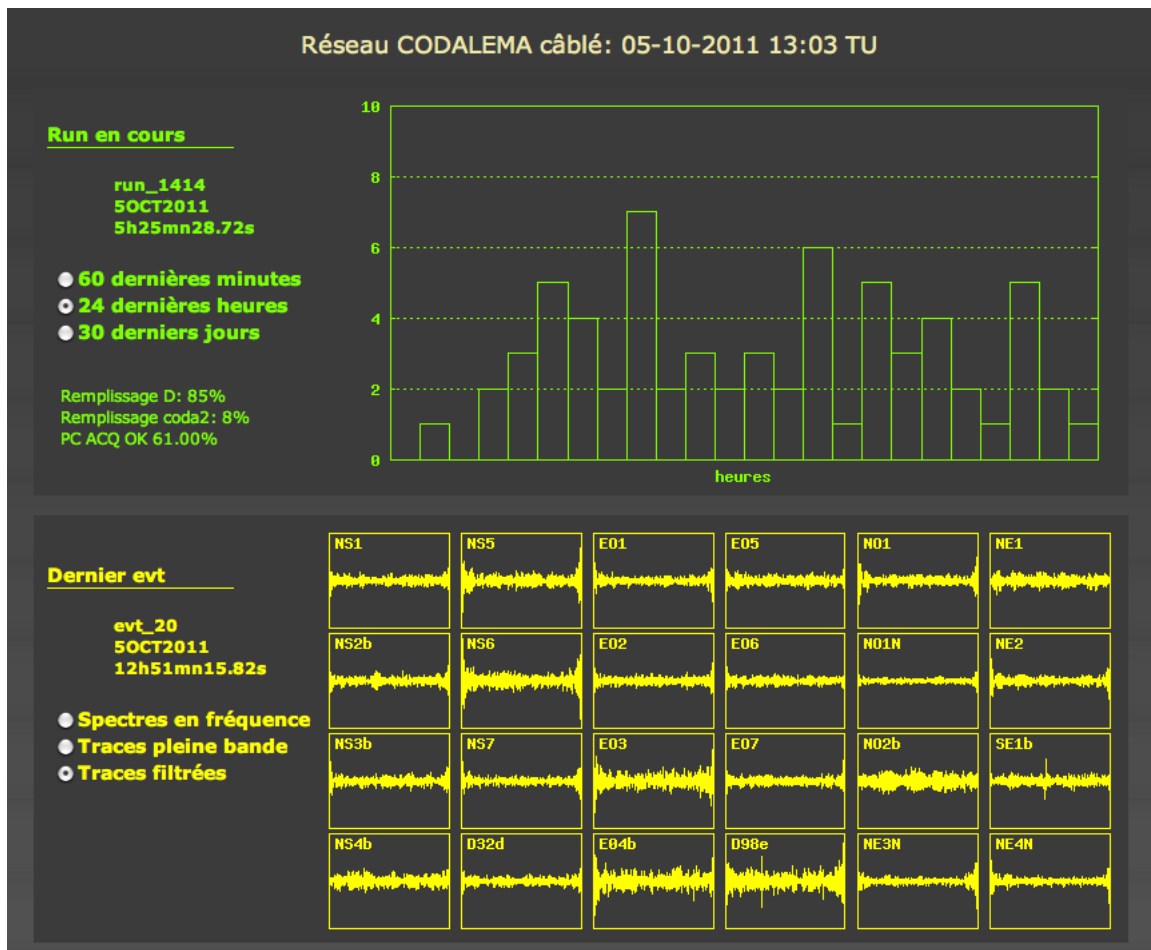


FIGURE 2.15 – Exemple de page web montrant l’état du réseau le 5 Octobre 2011. On y voit le taux de *triggers* sur tout le réseau par heure au cours des dernières 24 heures ainsi que les 24 traces temporelles filtrées (passe-bande 24-80 MHz) du dernier évènement enregistré. À première vue, seulement deux antennes ont potentiellement observé un évènement (SE1b et D98e).

2.3.3 Le réseau déclencheur : le détecteur de particules CODALEMA-II

Afin d’améliorer l’efficacité de détection par rapport à CODALEMA-I, le réseau de scintillateurs déclenchant l’acquisition des antennes radio a été élargi. Les scintillateurs fournis par l’équipe Auger du LAL, ne pouvant être utilisés qu’en trigger, ont été remplacés par des scintillateurs nouveaux. Ce nouveau réseau compte 17 scintillateurs disposés selon la Fig.2.14 (carrés rouges) avec un pas de l’ordre de 85 m. Une description détaillée du réseau de scintillateurs est proposée dans la thèse de Colas Rivère [138], il y est notamment expliqué le choix de la disposition du réseau, réalisé pour trouver le meilleur compromis entre une qualité de reconstruction des évènements et une statistique suffisante.

Inspiré par l’expérience EASTOP à GRANSASSO [139], le réseau de détecteur de particules de CODALEMA-II a été fourni par le laboratoire LPSC de Grenoble. Chaque détecteur est composé d’une plaque de plastique scintillant carrée de 80 cm de côté et de 4 cm d’épaisseur sur laquelle deux photomultiplicateurs sont disposés au centre des deux faces, pour collecter la lumière de scintillation émise lors du passage de particules énergétiques dans le plastique (électrons, positrons et muons). Ce dispositif est ensuite disposé dans une cuve en acier inoxydable et étanche aux intempéries dont l’intérieur est recouvert d’une peinture réfléchissante (un scintillateur dans sa cuve en acier est montré Fig.2.16). Les deux photomultiplicateurs placés de chaque côté de la plaque scintillante



FIGURE 2.16 – Un scintillateur dans sa boîte en acier.

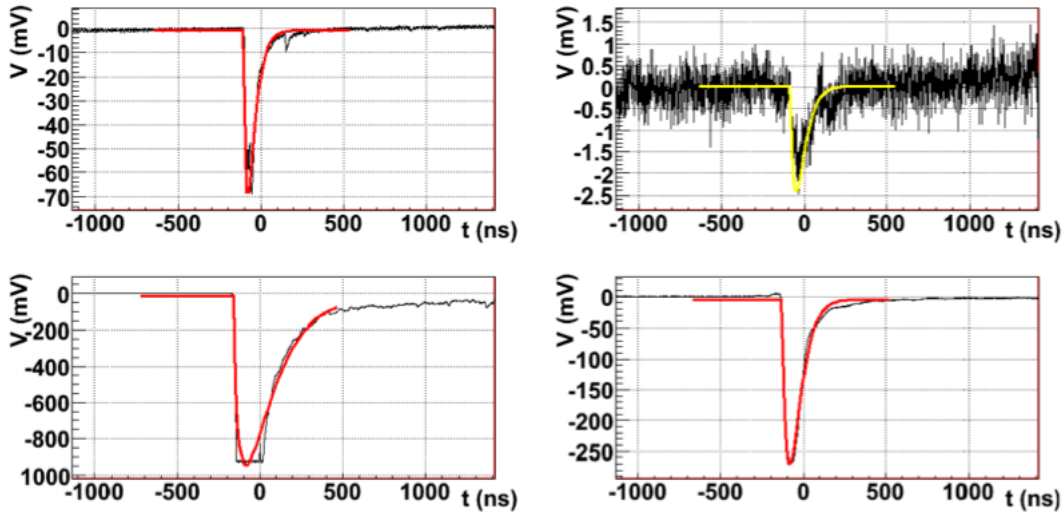


FIGURE 2.17 – Exemple de deux évènements différents (haut et bas) observés par deux couples de photomultiplicateurs (à gauche, haut gain, à droite, bas gain) ainsi que leur ajustement (courbes). En haut, aucun des photomultiplicateurs ne sature, c’est le haut gain qui sera utilisé. En bas, le photomultiplicateur haut gain sature, c’est le bas gain qui sera utilisé.

ne sont pas identiques, ils possèdent des gains différents pour réussir à couvrir une large dynamique car la densité de particules au sol varie beaucoup en fonction de l’énergie du primaire et de la distance à l’axe. Si le photomultiplicateur à haut gain est saturé, celui à bas gain est utilisé pour l’analyse comme le montre la Fig.2.17.

Chaque scintillateur est aussi relié par des câbles, cette fois de même longueur (330 m), jusqu’au conteneur central où l’acquisition est réalisée. La longueur identique des câbles permet d’obtenir le même temps de retard ainsi que la même atténuation des signaux dans les câbles. Cette caractéristique est importante car la décision de déclenchement du réseau se fait évidemment en temps réel, et la moindre possibilité de biais doit être évitée. Sur le même principe que les antennes dipôles, chacune des deux traces temporelles de chaque scintillateur est numérisée à l’aide de cartes MATACQ. Pour que la décision de déclenchement général soit prise, un premier critère en temps réel est réalisé : les 5 scintillateurs situés au centre du réseau (voir Fig.2.14) doivent mesurer un signal supérieur à 15 mV dans la même fenêtre temporelle de 650 nanosecondes, correspondant au temps de vol d’une gerbe horizontale traversant le réseau des 17 scintillateurs. Dans ce cas, le signal de déclenchement ordonnant la capture de toutes les formes d’onde de tous les détecteurs est envoyé et l’ensemble des données est alors stocké par le PC d’acquisition.

2.3.4 Analyse des données scintillateurs, référence pour la radio

La précision des analyses issues du réseau de détecteur de particules est cruciale car c’est en regard de ces résultats que sont interprétées les données radio.

Les directions d’arrivée

La première information fournie par ce réseau concerne la caractérisation des directions d’arrivées. Grâce à la mesure des instants des signaux observés par les scintillateurs touchés, la direction d’arrivée des gerbes peut-être calculée par triangulation. Comme le réseau de scintillateurs est relativement petit par rapport au rayon de courbure du front de gerbe (de l’ordre de 10 km), celui-ci est considéré comme un plan. La direction de la gerbe, (θ = angle zénithal et ϕ = angle azimutal) ainsi que le temps de passage au centre du réseau T_0 sont reconstruits en minimisant la fonction suivante :

$$\chi^2 = \sum_i \left(\frac{c(t_{0i} - T_0) - (u.x_i + v.y_i)}{\sigma_i} \right)^2 \quad (2.2)$$

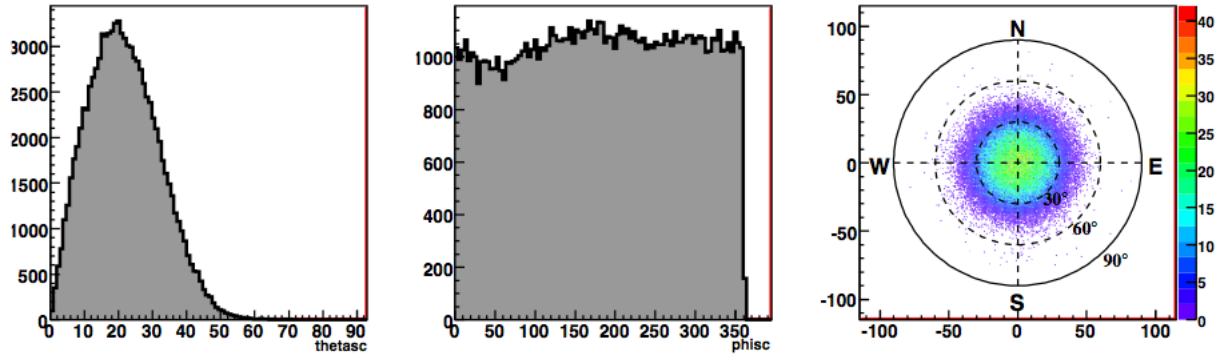


FIGURE 2.18 – Gauche : distribution zénithale des directions d’arrivée reconstruites avec les données scintillateurs en ajustement un front de gerbe assimilé à un plan. Milieu : distribution azimutale. Droite : carte polaire de densité des directions d’arrivée. Figures extraites de la thèse de Colas Rivière [138].

ou x_i , y_i , t_i et σ_i sont respectivement les positions, le temps du signal et l’erreur associés au détecteur i . Les termes u et v sont reliés à la direction d’arrivée de la gerbe par :

$$\theta = \arcsin(\sqrt{u^2 + v^2}) \quad \phi = \arctan(u/v) \quad (2.3)$$

$$u = \sin \theta \cos \phi \quad v = \sin \theta \sin \phi \quad (2.4)$$

La minimisation de l’équation Eq.2.2 permet d’estimer l’incertitude sur la reconstruction de la direction d’arrivée qui est évaluée à 1° en moyenne (la précision varie selon les paramètres de la gerbe, énergie, direction d’arrivée...). Les distributions des directions d’arrivée de tous les événements reconstruits sont présentées Fig.2.18. La distribution zénithale est d’abord croissante pour des raisons d’angle solide croissant avec θ , présente un maximum autour de 20° puis décroît ensuite. La décroissance en fonction de θ est liée à deux phénomènes. Les scintillateurs sont des plaques posées horizontalement : plus les gerbes arrivent avec un angle zénithal grand, plus la surface apparente de la plaque scintillante décroît. De plus, plus la gerbe est inclinée, plus elle est "vieille" quand elle touche le sol, c’est dire que la gerbe se rapproche de son extinction car l’épaisseur d’atmosphère traversée augmente avec θ , par conséquent le nombre de particules arrivant au sol diminue et la détection est moins efficace pour devenir impossible à $\theta = 90^\circ$. La distribution azimutale est relativement uniforme mais présente cependant un léger écart par rapport à une distribution plate, qui n’a pas été expliqué.

L’énergie

La deuxième étape est d’estimer la taille de chaque gerbe détectée, c’est-à-dire le nombre de particules total. Pour ce faire nous utilisons une fonction dérivée de la fonction paramétrique NKG [97] décrivant la distribution latérale des particules (voir chapitre 1) :

$$\rho(r) = N_e \frac{C_s}{r_m^2} \left(\frac{r}{r_m} \right)^{s-2} \left(1 + \frac{r}{r_m} \right)^{s-4.5} \quad (2.5)$$

$$C_s = 0.366s^2(2.07 - s)^{1.25} \quad (2.6)$$

avec r la distance à l’axe, s "l’âge de la gerbe" fixée à $s = 1.2$ et r_m le rayon de Molière fixé à $r_m = 80$ m (rayon à l’intérieur duquel se trouve 90% des particules de la gerbe). N_e correspond au nombre total de particules dans la gerbe et est appelé taille de la gerbe. En ajustant cette fonction sur le profil décrit par les signaux représentant la distribution des particules au sol observées par chaque scintillateur, la taille de la gerbe N_e ainsi que la position du pied de gerbe au sol (x_0, y_0) sont déduits. Pour contraindre la reconstruction au mieux et accorder une bonne confiance au résultat de l’ajustement, on impose que le détecteur ayant reçu le plus grand signal ne soit pas en bordure de réseau, c’est la condition *événement interne*.

La troisième étape est d'estimer le comportement de la gerbe en fonction de son angle zénithal, car selon sa direction d'arrivée, la gerbe ne subit pas la même atténuation. Cette étape est réalisée en utilisant la méthode CIC pour "Constant Intensity Cut" [140]. La longueur d'atténuation Λ_{att} caractérisant la variation de la taille de la gerbe en fonction de l'angle zénithal est estimée en utilisant la relation suivante :

$$N_e(\theta) = N_e(0) \exp \left[-\frac{X_{vert}}{\Lambda_{att}} \left(\frac{1}{\cos \theta} - 1 \right) \right] \quad (2.7)$$

avec $X_{vert} = 1030 \text{ g.cm}^{-2}$ l'épaisseur d'atmosphère traversée par une gerbe verticale lorsqu'elle atteint le niveau de la mer. $N_e(0)$ correspond à la taille de la gerbe verticale équivalente. Pour mesurer Λ_{att} , l'hypothèse d'un flux de rayons cosmiques isotrope est faite quelle que soit leur énergie. Cette valeur se déduit en mesurant le taux de comptage des événements par intervalle d'angle solide et par intervalle de taille de gerbe. À CODALEMA cette valeur mesurée est de 188 g.cm^{-2} .

Enfin la dernière étape est de trouver la relation qui lie $N_e(0)$ et l'énergie de la gerbe. Ce travail se réalise grâce à la simulation, ici Aires [66]. L'idée est de calculer le $N_e(0)$ pour des gerbes simulées de différentes énergies initiées par des protons ou des noyaux de fer. Pour des protons, la relation entre $N_e(0)$ et l'énergie du primaire peut se décrire par une loi relativement simple :

$$E_{primaire} = 2.138 \times 10^{10} < N_e(0) >^{0.9} \quad [\text{eV}] \quad (2.8)$$

Pour des noyaux de fer, l'énergie obtenue est 70% plus grande. Les fluctuations gerbe à gerbe, (notamment à cause de la variation de la profondeur de première interaction du primaire avec l'air) sont de plus une source d'incertitude importante car elle est de l'ordre de 30% pour des gerbes de 10^{17} eV .

Cette méthode de reconstruction permet d'estimer l'énergie des gerbes jusqu'à un angle zénithal d'environ 50° , au delà, la statistique des événements décroît rapidement et la composition des gerbes âgées peut changer notablement : elles ne sont plus composées que principalement de muons. Pour cette expérience et afin d'exploiter le maximum d'évènement, une correction a été apportée pour les gerbes comprises entre 50° et 60° , au-delà les gerbes ne sont pas reconstruites. Dans la suite de notre étude, nous considérerons donc uniquement les gerbes qui vérifient $\theta < 60^\circ$. Finalement, la distribution et le spectre en énergie des événements reconstruits avec le réseau de scintillateurs sont présentés Fig.2.19. Ce spectre (réalisé en tenant compte des périodes de fonctionnement et des caractéristiques du réseau, [141]) est en bon accord avec les figures de flux évoquées au chapitre 1, et suggère donc que l'utilisation de ce réseau pour calibrer le détecteur radio est envisageable.

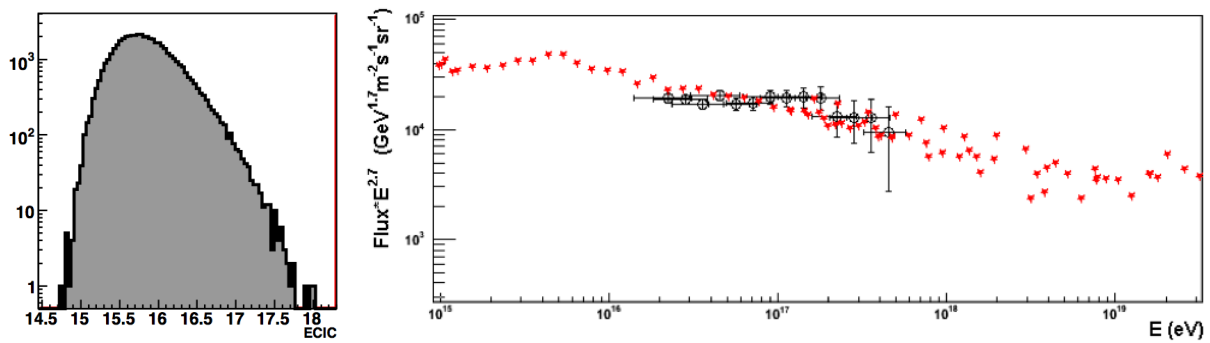


FIGURE 2.19 – Gauche : distribution des énergies des événements internes obtenues avec le réseau de scintillateurs CODALEMA-II. Droite : spectre de CODALEMA (en noir) comparé à une compilation de différents résultats publiés (en rouge) [138].

Types d'évènements	Scintillateurs	Antennes	Coïncidences
Évènements reconstruits	61517	750	619
Évènements internes	28128	195	157
$\text{Log}_{10}(E) > 16$	7889	169	154
$\text{Log}_{10}(E) > 16.7$	692	134	129

TABLE 2.1 – Nombre d'évènements observés par les deux réseaux, ainsi que le nombre de coïncidences. La statistique n'est réalisée que sur les évènements internes (cf section précédente) pour 355 jours effectifs d'observation allant du 27 novembre 2006 au 20 mars 2008.

2.3.5 Premiers résultats CODALEMA-II, premières interprétations

Dans cette partie nous allons passer en revue les premiers résultats physiques obtenus avec le détecteur radio CODALEMA-II. La chaîne d'analyse complète et toutes les corrections appliquées aux signaux avant interprétation ne seront pas discutés ici. Le lecteur désireux d'approfondir ces sujets pourra consulter la thèse de Thibault Garçon [142] ainsi que la thèse de Thomas Saugrin [134]. Une partie des résultats présentés ci-dessous ont également fait l'objet d'une publication en 2009 [143].

Efficacité de la détection radio

La période sur laquelle nous allons nous focaliser dans cette section ainsi que la suivante, correspond à 355 jours effectifs d'observation allant du 27 novembre 2006 au 20 mars 2008. Pour cette analyse, les 14 antennes composant le bras est-ouest et nord-sud et les 17 scintillateurs présentés sur la Fig.2.14 sont utilisés. L'ensemble des évènements observés par les deux réseaux durant cette période est résumés dans le tableau Tab.2.1. Sur le même principe que pour les scintillateurs, les temps d'arrivée des transitoires sur les antennes radio permettent la reconstruction des directions d'arrivée des gerbes. Le rayon de courbure de l'onde radio étant là aussi considéré comme grand au premier ordre devant la taille du réseau d'antenne, les différences temporelles des impulsions observées sont ajustées avec une équation de plan en minimisant une équation du type Eq.2.2. Un évènement en coïncidence est alors considéré comme un évènement radio issu d'une gerbe s'il vérifie deux conditions : la fenêtre temporelle entre l'observation scintillateurs et antennes doit être inférieure à 100 ns et la différence angulaire entre les directions d'arrivée reconstruites indépendamment par les deux types de détecteurs doit être inférieure à 20° (à noter que 68% des évènements ont une différence angulaire inférieure à 3.5°). Cette dernière condition implique indirectement qu'au minimum trois antennes non-alignées aient vu l'évènement (multiplicité ≥ 3) pour assurer la reconstruction angulaire.

On peut constater en regardant le tableau Tab.2.1 qu'il existe deux ordres de grandeur entre le nombre d'évènement reconstruits par les deux détecteurs. Ceci s'explique par le fait que les deux détecteurs possèdent un seuil de détection en énergie différent. Les distributions en énergie des évènements obtenues par les deux réseaux sont comparées Fig.2.20 à gauche. Il est à noter que le critère de sélection "interne" réduit le taux de 1.8 évènements par jour détectés par la radio à 0.5. La figure montre que le seuil de détection pour le détecteur CODALEMA se situe aux alentours de 1.5×10^{16} eV. Le seuil en énergie du détecteur de particules n'est pas visible sur cette figure car il se situe plus bas, aux alentours de 10^{15} eV. Au-delà de 10^{17} eV, les deux distributions convergent suggérant ainsi que l'efficacité de détection radio augmente avec l'énergie des cosmiques. La Fig.2.20 à droite montre que l'efficacité de détection radio tend vers 1 lorsque E tend vers les plus hautes énergies.

Les directions d'arrivée en radio

Les directions d'arrivée des évènements radio en coïncidence avec le détecteur de particules sont présentées sur une carte du ciel en coordonnées polaires Fig.2.21 à gauche. Sur cette figure l'Est est à droite et le Nord en haut. Clairement, on constate une asymétrie nord-sud qui se dégage. Cette asymétrie

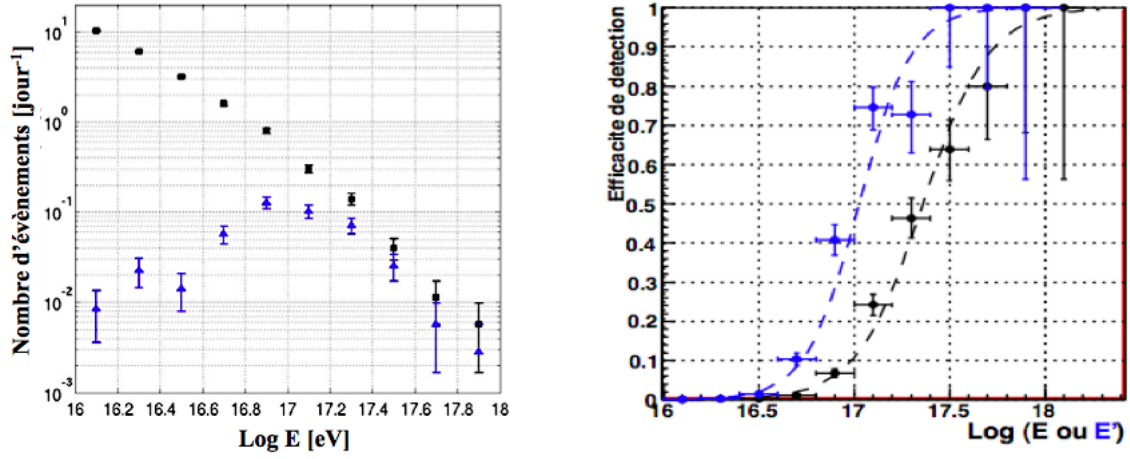


FIGURE 2.20 – Gauche : distributions en énergie des évènements détectés par les deux réseaux (en noir par les scintillateurs, en bleu par la radio). Droite : efficacité de détecteur radio par rapport au réseau scintillateurs pour l'expérience CODALEMA-II en fonction de l'énergie E (en noir), et en fonction de l'énergie E' (en bleu), défini comme l'énergie E multipliée par $|\mathbf{n} \wedge \mathbf{B}|/(nB)$. La correction appliquée à E pour obtenir la courbe bleue permet de tenir compte de la dépendance du champ électrique au mécanisme de Lorentz, discutée dans le paragraphe suivant. Données 2009 [143].

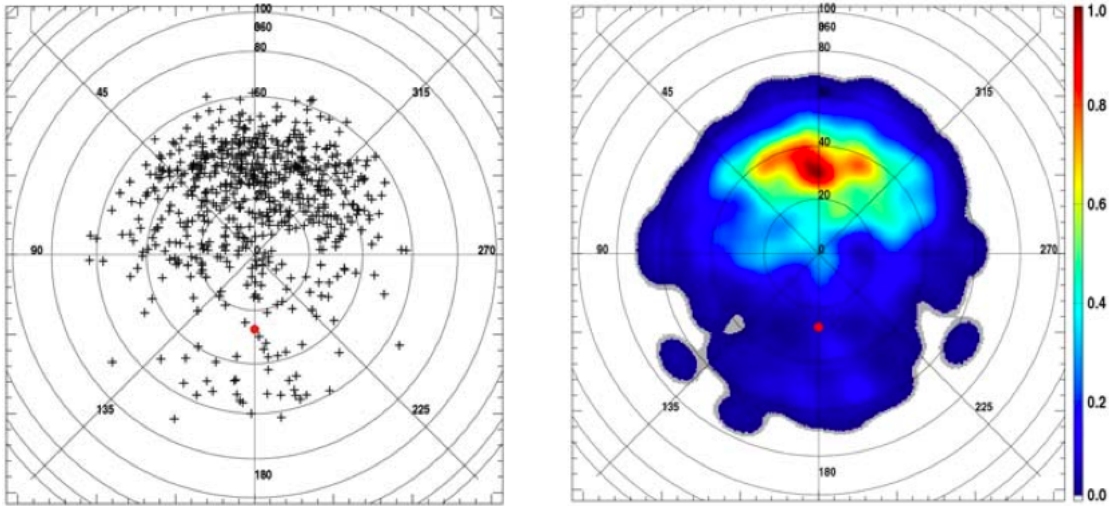


FIGURE 2.21 – Gauche : directions d'arrivée des évènements radio en coïncidence avec le détecteur de particules. Droite : carte de densité de ces mêmes évènements. À chaque évènement a été associée une densité de probabilité de type gaussien centrée sur le point et d'écart type 10° . Cette carte est obtenue en superposant la densité de probabilité de tous les évènements. Le point rouge correspond à l'orientation du champ géomagnétique à Nançay. Données 2009 [143].

est encore plus visible sur la Fig.2.21 à droite où une carte de densité des évènements est réalisée en superposant les densités de probabilité de chaque évènement. Pour ce faire, à chaque évènement est associée une densité de probabilité de type gaussien centrée sur le point et d'écart type 10° .

Compte tenu du caractère isotrope des directions d'arrivée observées par le détecteur de particules comme le montrent les figures Fig.2.22, l'asymétrie nord-sud ne peut s'expliquer que par une différence de signal radio produit entre les gerbes provenant du nord et celles provenant du sud. En effet, les figures Fig.2.22 présentent les distributions zénithale et azimutale des évènements scintillateurs internes supérieurs à 10^{17} eV et on ne constate aucun biais expérimental significatif dans la distribution azimutal qui est comparée à une ligne rouge constante symbolisant un comportement isotrope. La distribution zénithal est ajustée avec une fonction du type :

$$\frac{dN_{sci}(\theta)}{d\theta} = (a + b\theta) \frac{\cos(\theta) \sin(\theta)}{1 + e^{(\theta - \theta_0)/\theta_1}} \quad (2.9)$$

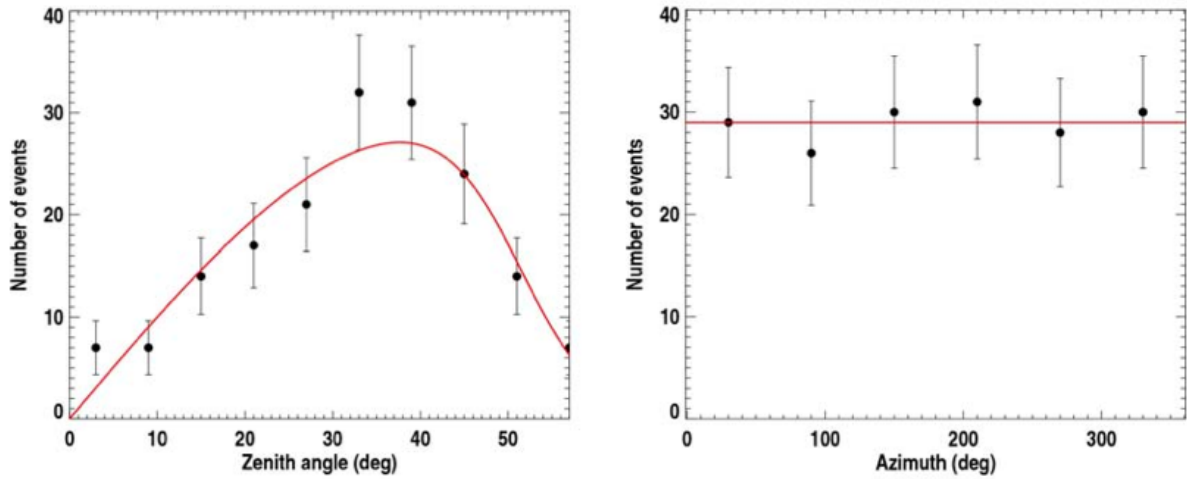


FIGURE 2.22 – Distributions zénithale et azimutale des évènements scintillateurs internes dont l'énergie est supérieure à 10^{17} eV. La courbe rouge de la figure de gauche correspond à un ajustement. La courbe en rouge sur la figure de droite est une simple ligne constante, symbolisant un comportement isotrope de la distribution azimutale.

avec $a = 44.96$, $b = 0.57$, $\theta_0 = 49.18^\circ$ et $\theta_1 = 5.14^\circ$. Cette équation se décompose en une fonction de Fermi-Dirac qui permet de prendre en compte l'atténuation dans l'atmosphère ainsi que la surface apparente des scintillateurs en fonction de l'inclinaison de la gerbe et en un terme $\cos(\theta)\sin(\theta)$ qui permet de décrire le flux des rayons cosmiques et un terme linéaire qui correspond à un ajustement du second ordre de l'ordre de quelques pourcents.

Interprétation de l'asymétrie nord-sud

L'asymétrie nord-sud suggère une cause à ce phénomène déjà proposée par Khan et Lerche en 1966 (cf chapitre 1 section 1.4.4), l'effet géomagnétique. En effet le seul paramètre apparent qui semble rompre la symétrie du "système CODALEMA" global est l'orientation du champ magnétique terrestre local. À Nançay, le champ magnétique est orienté vers le sud avec un angle zénithal de 27° , pointant vers le sol, comme l'indique le point rouge sur les Fig.2.21. L'interprétation est que la force de Lorentz provoquée par le champ magnétique terrestre local agit sur la trajectoire des particules chargées et que le champ électrique devrait être proportionnel à l'intensité de cette force. Si on considère que la vitesse globale de la gerbe est égale à la vitesse de la lumière c , le champ E généré par la gerbe peut donc être proportionnel à $\mathbf{n} \wedge \mathbf{B}$ où $\mathbf{n}$ représente la direction de la gerbe et $\mathbf{B}$ celle du champ magnétique terrestre à Nançay. De plus, il est important de rappeler à cet instant que seule la polarisation E-O du champ électrique est mesurée par les antennes du réseau utilisé pour cette étude. On peut donc attendre que le champ électrique mesuré soit proportionnel à la projection E-O du produit vectoriel $\mathbf{n} \wedge \mathbf{B}$ où $\mathbf{n}$ est un vecteur unitaire. On peut décomposer sur les trois axes N-S, E-O et vertical le produit vectoriel $\mathbf{n} \wedge \mathbf{B}$ de la manière suivante :

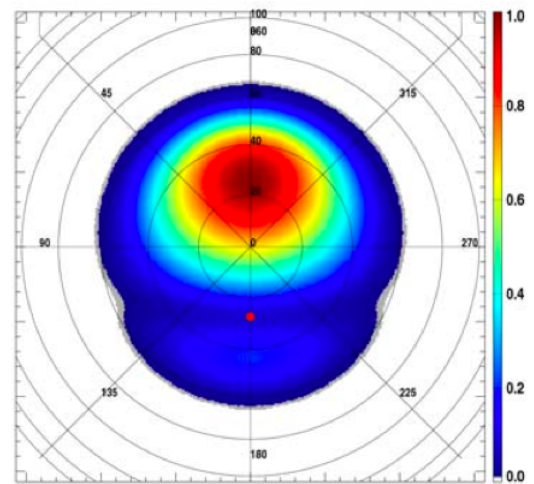


FIGURE 2.23 – Distribution attendue des évènements en fonction de la direction d'arrivée selon le mécanisme de Lorentz.

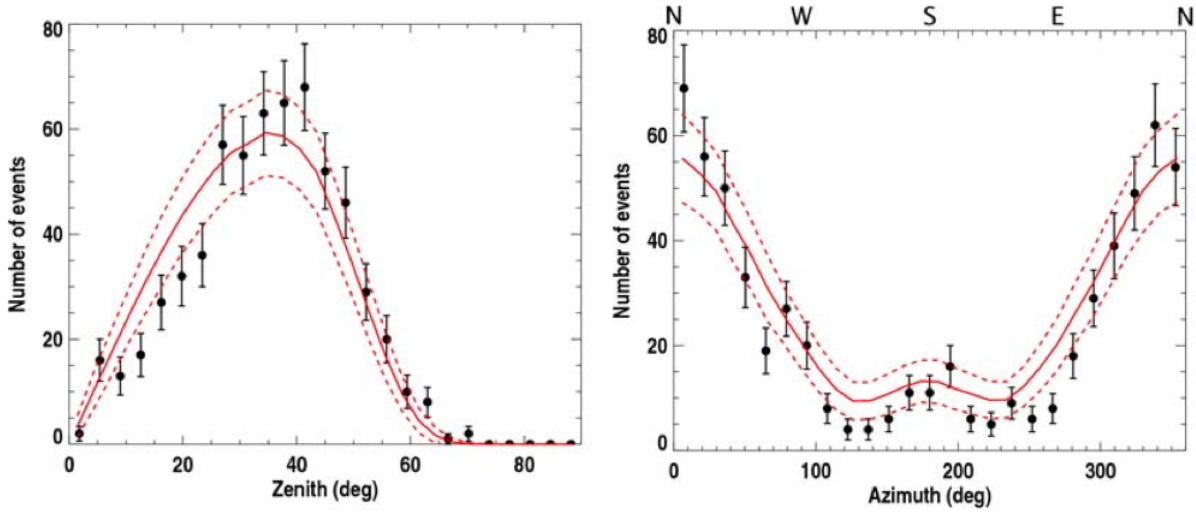


FIGURE 2.24 – Distribution zénithale et azimutale des événements radio. Lignes rouges : Distribution zénithale et azimutale d'un lot de directions d'arrivée de même taille, tirées aléatoirement suivant la densité de probabilité prédite par la Fig.2.23. Lignes pointillées : écart à $\pm 1\sigma$ de la prédiction.

$$\begin{pmatrix} n_x \\ n_y \\ n_z \end{pmatrix} \wedge \begin{pmatrix} 0 \\ B_y \\ B_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sin \theta \cos \phi \\ \sin \theta \sin \phi \\ \cos \theta \end{pmatrix} \wedge \begin{pmatrix} 0 \\ \sin \theta_B \\ -\cos \theta_B \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\sin \theta \sin \phi \cos \theta_B - \cos \theta \sin \theta_B \\ \sin \theta \cos \phi \cos \theta_B \\ \sin \theta \cos \phi \sin \theta_B \end{pmatrix}$$

avec la convention suivante : e_x positif vers l'est, e_y positif vers le nord, e_z positif vers le zénith et $\phi = 90$ pour un vecteur orienté plein nord. La composante E-O du champ magnétique est considérée nulle à Nançay. Pour prédire une carte de densité donnant le taux d'événements attendus avec cette interprétation, l'introduction d'une hypothèse supplémentaire est nécessaire pour lier l'amplitude du signal radio et sa détection. Il est supposé que l'efficacité de détection est proportionnelle à l'amplitude du signal radio. La carte de densité donnant le taux d'événements attendus en polarisation E-O s'obtient finalement en multipliant la composante E-O de $\mathbf{n} \wedge \mathbf{B}$ par la distribution zénithale des événements scintillateurs internes Eq.2.9 correspondant à la zone du ciel couverte par le détecteur particules et en divisant par $\sin \theta$ pour prendre en compte l'effet d'angle solide et comparer le résultat avec les données. Le résultat présenté Fig.2.23 peut être comparée directement avec la Fig.2.21 à droite. L'accord visuel entre les deux figures apparaît très bon, les formes caractéristiques générales sont bien reproduites. Pour mieux apprécier le niveau de similitude, les Fig.2.24 comparent les distributions zénithales et azimutales des événements radio avec celles d'un lot de directions d'arrivée de même taille, tirées aléatoirement suivant la densité de probabilité prédite par la Fig.2.23. Là aussi l'accord est particulièrement bon, les formes caractéristiques sont bien reproduites, même les maxima locaux visibles sur la distribution azimutale sont bien reproduits.

Avec cette observation, CODALEMA confirme avec une statistique incontestable les conclusions suggérées par les observations réalisées par Allan à Haverah Park (cf chapitre 1 section 1.4.4). Il est démontré sans ambiguïté que le signal radio émis par les gerbes atmosphériques est principalement créé par un mécanisme dépendant du champ géomagnétique.

Signature du champ géomagnétique depuis la publication de 2009

Depuis les résultats publiés par CODALEMA en 2009 [143], le nombre de données expérimentales s'est accru ainsi que le nombre d'antennes. Les analyses radio les plus récentes sont basées sur un réseau de 21 antennes mesurant la polarisation E-O du champ électrique comme le montre la Fig.2.14. La période d'observation du lot de données en polarisation E-O utilisé dans la suite a débuté le 21 novembre 2006 et se termine le 3 janvier 2010. Durant cette période l'expérience a fonctionné durant 1031 jours effectifs. La statistique disponible est résumée dans le tableau suivant :

Les quatre premières figures Fig.2.25 montrent les derniers résultats du taux d'événements en fonc-

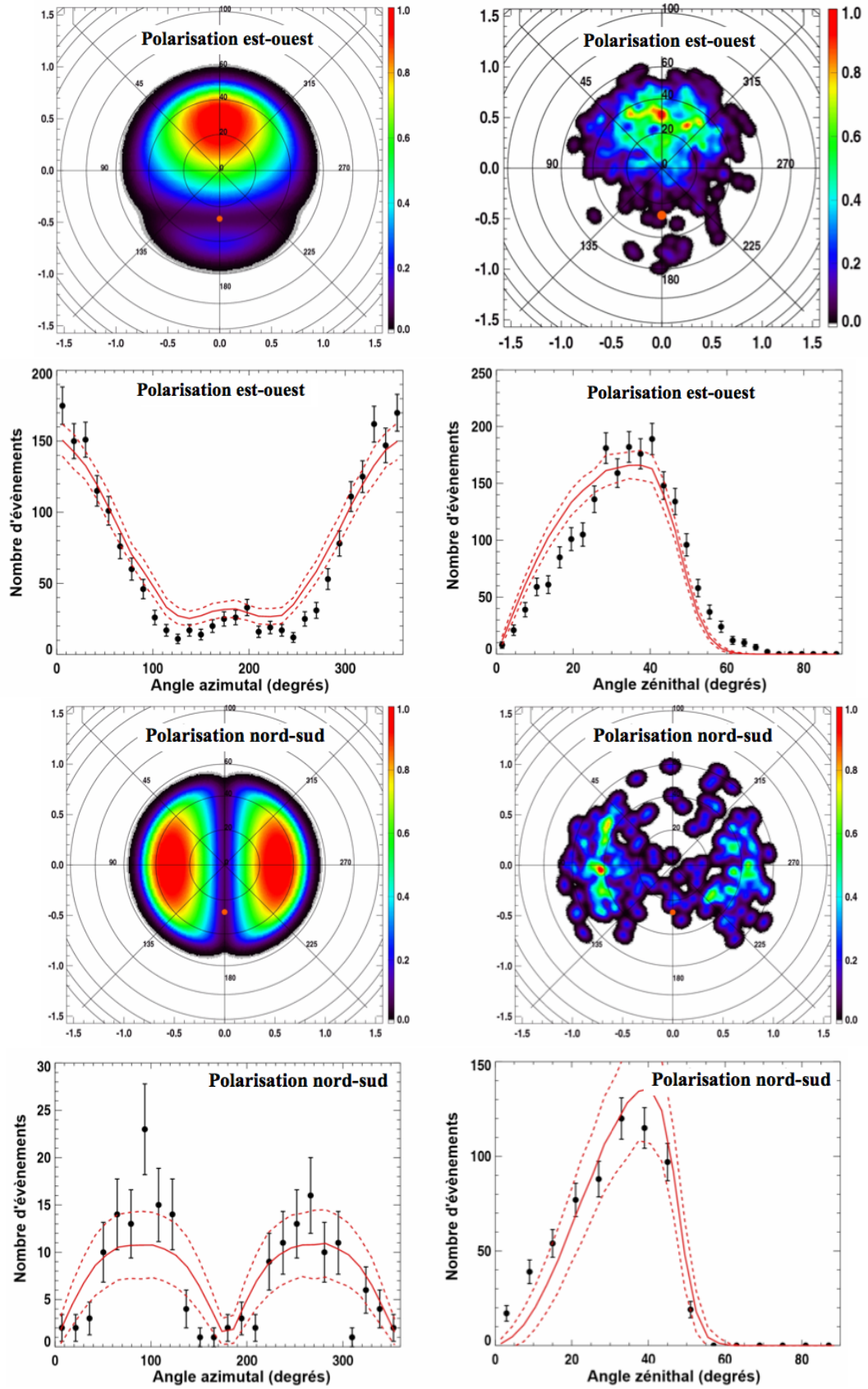


FIGURE 2.25 – Cartes de densité attendues et expérimentales du taux d'événements en fonction de la direction d'arrivée ainsi que les distributions zénithales et azimutales des événements radio, attendues et expérimentales (cf Fig.2.24 pour plus de détails). Les quatre premières figures concernent les résultats obtenus en polarisation E-O et les quatre suivantes en polarisation N-S.

Période d'observation	27/11/06 - 03/01/2010
Évènements scintillateurs	168726
Coïncidences radio	2029
Coïncidences radio internes	604

tion de la direction d'arrivée, mesurés avec les 21 antennes en polarisation E-O. Le lot de données retenues est cette fois beaucoup plus grand puisqu'il compte 2029 évènements mesurés en polarisation E-O. Cette carte de densité expérimentale est comparée à la prédiction du taux d'évènements attendus dans cette polarisation, calculé comme dans la section précédente. Les deux figures suivantes comparent les distributions zénithales et azimutales des évènements radio avec celles d'un lot de directions d'arrivée de même taille, tirées aléatoirement suivant la densité de probabilité prédite en polarisation E-O selon le modèle $E \propto \mathbf{n} \wedge \mathbf{B}$.

La signature observée en polarisation E-O suggère que l'effet géomagnétique soit aussi visible en mesurant la polarisation N-S du signal. Sur le même principe évoqué précédemment, l'idée est de faire le même travail en polarisation N-S grâce aux trois antennes du réseau mesurant la polarisation N-S du champ (voir Fig.2.14). Le nombre de coïncidences recueillies avec ces trois antennes est de 192 sur une période allant d'octobre 2007 à janvier 2010. La procédure d'analyse est la même que pour la polarisation E-O, excepté la convolution du lobe d'antenne qui doit être pivotée de 90° pour prendre en compte la nouvelle orientation des 3 antennes de ce lot de données. L'ensemble des résultats obtenus pour cette polarisation du signal est présenté sur les quatre dernières Fig.2.25. Bien que la statistique soit plus faible, le comportement général de la prédiction du modèle géomagnétique simple est en accord satisfaisant avec les résultats expérimentaux.

La conclusion de ces observations démontre que **le mécanisme de l'émission radio des gerbes atmosphériques est principalement dû au champ magnétique terrestre comme ce qu'avait prévu Khan et Lerche en 1966.**

Profil latéral et corrélation en énergie.

Avec les 21 antennes polarisées E-O composant le réseau CODALEMA il est possible d'étudier le comportement événement par événement comme ce qui a été proposé avec les résultats de CODALEMA-I dans [130]. Sur les 2029 évènements mesurés en coïncidence, 604 évènements internes ont été observés avec une multiplicité supérieure ou égale à 3 (on rappelle que pour qu'un évènement soit considéré comme interne, le scintillateur ayant reçu le plus grand signal ne doit pas être en bordure de réseau ; un évènement est considéré comme une coïncidence s'il vérifie deux conditions : la fenêtre temporelle entre l'observation scintillateurs et antennes doit être inférieure à 100 ns et la différence angulaire entre les directions d'arrivée reconstruites indépendamment par les deux types de détecteurs doit être inférieure à 20° ; une coïncidence interne vérifie ces deux conditions). L'étude du profil latéral avec une fonction proposée par Allan du type :

$$f(R) = \epsilon_0 \exp(-R/R_0) \quad (2.10)$$

où ϵ_0 est le champ sur l'axe de la gerbe, R la distance à l'axe et R_0 la pente du profil latéral (ou longueur d'atténuation), nécessite cependant une multiplicité minimum de 4 antennes pour réaliser correctement l'ajustement. Cette multiplicité étant plus restrictive, le nombre d'évènements radio tombe à 310. Les quatre paramètres sont laissés libres lors de l'ajustement : ϵ_0 , R_0 et la position du cœur radio au sol représentée par les deux coordonnées x_c^r et y_c^r contenu dans R , la distance à l'axe de la gerbe :

$$R = \sqrt{(x - x_c^r)^2 + (y - y_c^r)^2 - [(x - x_c^r) \sin \theta \cos \phi + (y - y_c^r) \sin \theta \sin \phi]^2} \quad (2.11)$$

où x et y sont la position au sol de l'antenne et θ et ϕ la direction de l'axe de la gerbe (obtenue par triangulation avec les instants des signaux radio sur chaque antenne) définie dans la convention décrite

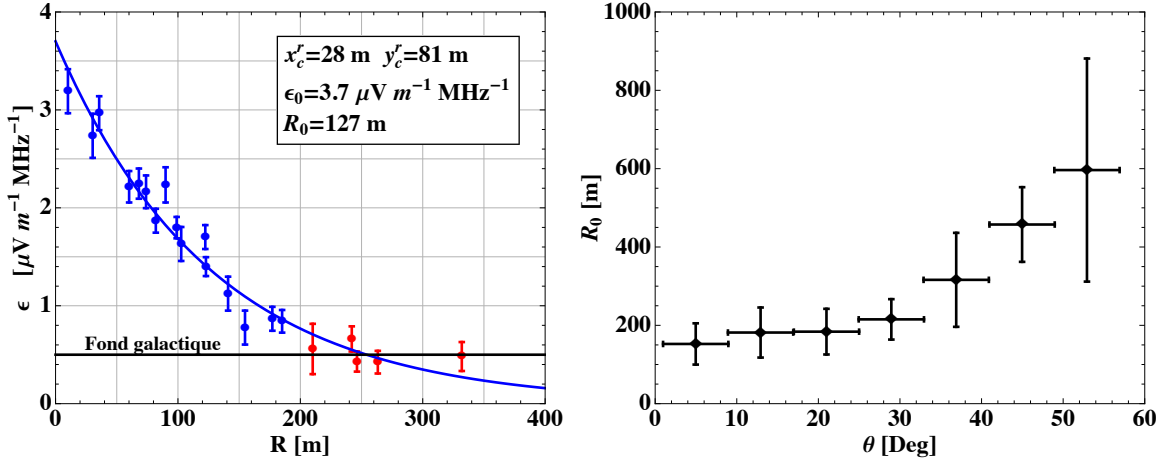


FIGURE 2.26 – Gauche : exemple de profil latéral et de son ajustement avec la fonction donnée dans l'Eq.2.10 pour un évènement de multiplicité 16. Droite : évolution de R_0 en fonction de l'angle zénithal.

plus haut. La Fig.2.26 à gauche, montre le profil latéral d'un évènement de multiplicité 16 ainsi que son ajustement avec la fonction Eq.2.10. Sur cette figure, l'amplitude des 21 antennes est représentée par des points bleus et rouges. Les points bleus correspondent aux antennes *taggées*, c'est-à-dire considérées comme ayant vu l'évènement, les points rouges aux antennes non taggées, exclues de l'analyse car présentant un signal insuffisamment supérieure au bruit de fond représenté par la ligne noire (la ligne noire est contenue dans la barre d'erreur des antennes exclues).

L'étude approfondie des profils latéraux [144] montre que la valeur la plus probable de R_0 se trouve autour de 160 m et que 80% des évènements possèdent un R_0 inférieur à 400 m (les 20% restants correspondent à des profils plats qui restent encore non interprétés). Pour expliquer cette large gamme de R_0 , il est intéressant de se pencher sur sa dépendance à l'angle d'arrivée. C'est ce que montre la Fig.2.26 à droite où les R_0 reconstruits sont tracés en fonction de θ . Une corrélation nette apparaît. Une première interprétation de ce phénomène donnée dans la thèse de Thibault Garçon [142] suggère un effet en " $\cos \theta$ " lié à la déformation du profil latéral des gerbes inclinées par projection au sol. La correction des R_0 de cet effet " $\cos \theta$ " diminue effectivement la largeur de la distribution des R_0 mais elle demeure toujours large et ne corrige pas complètement la dépendance.

Remarque : Dans le dernier chapitre de cette thèse, nous aurons l'occasion de revenir sur cette caractéristique. Nous proposerons une interprétation complémentaire permettant de "redresser" complètement la courbe présentée Fig.2.26 à droite et d'universaliser les gerbes par rapport à leur direction d'arrivée.

Une des principales questions est de savoir si la radio détection des gerbes cosmiques est un bon moyen pour estimer l'énergie de la gerbe, autrement dit, si la radio est une mesure calorimétrique de la gerbe. Pour répondre à cette question, la démarche proposée par CODALEMA est de rechercher une corrélation entre l'énergie estimée par le détecteur de particules et une observable radio. L'observable radio la plus adaptée semble a priori la valeur du champ électrique. Par souci de simplicité et d'universalité entre toutes les gerbes, c'est la valeur du champ électrique sur l'axe ϵ_0 dans Eq.2.10 qui est utilisée pour ce type d'étude. La dépendance du champ électrique au champ géomagnétique impose une normalisation préalable de ϵ_0 en fonction de la direction d'arrivée. Le profil latéral est ici étudié avec des antennes polarisée E-O, par conséquent c'est la variable :

$$\epsilon_r = \frac{\epsilon_0}{|\mathbf{n} \wedge \mathbf{B}|_{EO}} \quad (2.12)$$

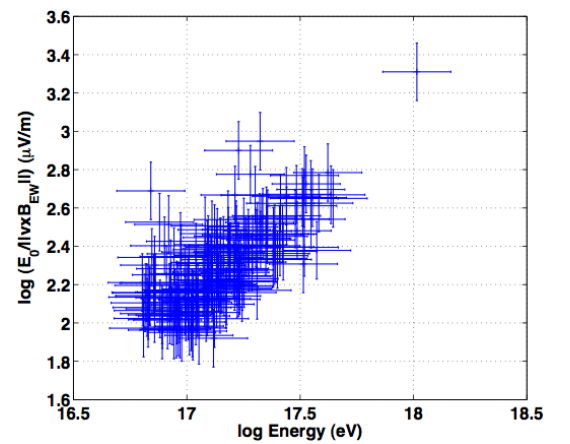


FIGURE 2.27 – Champ normalisé $\frac{\epsilon_0}{|\mathbf{n} \wedge \mathbf{B}|_{EO}}$ en fonction de l'énergie estimée par le réseau scintillateurs [145].

qui sera pertinente. La Fig.2.27 montre pour l'ensemble des événements radio reconstruits avec la fonction donnée dans l'Eq.2.10, la corrélation entre ϵ_r et l'énergie de chaque événement estimée par les scintillateurs. Même si les erreurs et la dispersion semblent encore assez larges, la dépendance apparaît évidente entre les deux estimateurs de l'énergie (les incertitudes sur la mesure de l'observable radio ϵ_r suppose une erreur systématique semblable à celle du détecteur de particules qui est de 30% et qui est liée principalement aux fluctuations gerbe à gerbe ; voir section 2.3.4, sur l'estimation de l'énergie par le réseau scintillateurs).

Au-delà des différentes améliorations techniques envisageables pour améliorer la qualité des données, permettons-nous quelques réflexions :

- le profil longitudinal est-il correctement décrit avec une fonction du type Eq.2.10 ? Lorsque l'on s'approche près de l'axe de la gerbe, la fonction exponentielle décroissante est très "pentue", si la gerbe est mal décrite à cet endroit, l'estimation de ϵ_0 peut être biaisée. L'ajustement d'une telle fonction sur un profil avec peu de points de mesure peut faire varier l'estimation de la valeur à l'origine ϵ_0 .
- les motifs radio au sol sont considérés pour le moment à symétrie cylindrique autour de l'axe de la gerbe. Une éventuelle asymétrie cylindrique peut engendrer un mauvais ajustement à une dimension.
- la normalisation du champ ϵ_0 pour l'estimation de l'énergie est réalisée dans l'hypothèse d'un mécanisme radio purement géomagnétique. Un mécanisme d'émission secondaire dont la dépendance à la direction d'arrivée est différente peut générer une erreur d'estimation de ϵ_r et donc de l'énergie.

La compréhension du phénomène d'émission radio des gerbes se précise. Pour en obtenir une caractérisation fine, il apparaît désormais nécessaire que des outils de simulations dédiés soient développés, au même titre que ce qui est fait pour les autres modes de détection. Avec la création de notre propre outil de simulation, nous aurons l'occasion de revenir sur les questions que nous venons de poser.

2.4 Détection radio autonome : RAuger

Encouragée par les résultats obtenus avec l'expérience CODALEMA, la première expérience de radio-détection autonome des rayons cosmiques a démarré en Décembre 2006 sur le site de l'expérience Auger en Argentine. En cas de démonstration de la faisabilité de la radio détection autonome, l'intérêt est grand, puisque l'enjeu peut être d'équiper les prochains détecteurs géants de rayons cosmiques avec des stations radio autonomes. Le choix du site pour réaliser la démonstration de détection autonome apparaissait donc évident, puisque l'expérience Auger peut permettre la comparaison des données radio avec des données de haute qualité, obtenues avec les détecteurs de particules au sol ainsi qu'avec les télescopes de fluorescence.

2.4.1 RAuger-I, démonstration réussie

Dispositif

Le premier dispositif de radio détection autonome, nommé RAuger-I, est installé en plein cœur de l'expérience Auger autour de la cuve additive "Apolinario" comme le montre la Fig.2.28, à 900 m du CLF (Central Laser Facility). Cette cuve autour de laquelle est agencé le mini réseau d'antennes, a été ajoutée au centre d'une maille élémentaire du réseau Auger, de sorte que le seuil en énergie de l'expérience Auger soit abaissé localement. Le mini-réseau RAuger-I est composé de trois prototypes de stations, A1, A2 et A3 formant un triangle équilatéral de 8400 m² (voir Fig.2.29) et fonctionnant en totale autonomie en termes d'alimentation, de déclenchement, d'acquisition et de transmission de données. Chacune des trois stations est située dans un enclos carré de 100 m² dans lequel se trouvent deux dipôles du même type que ceux utilisés à CODALEMA, disposés perpendiculairement l'un par rapport à l'autre, mesurant ainsi la polarisation N-S et E-O du champ électrique. Comme sur l'expérience CODALEMA, chaque dipôle est équipé d'un amplificateur à bas bruit équipant les radiateurs en aluminium de 60 cm, composant l'antenne dipôle (pour plus de détail se reporter à [135]). La chaîne d'acquisition, au niveau d'une station

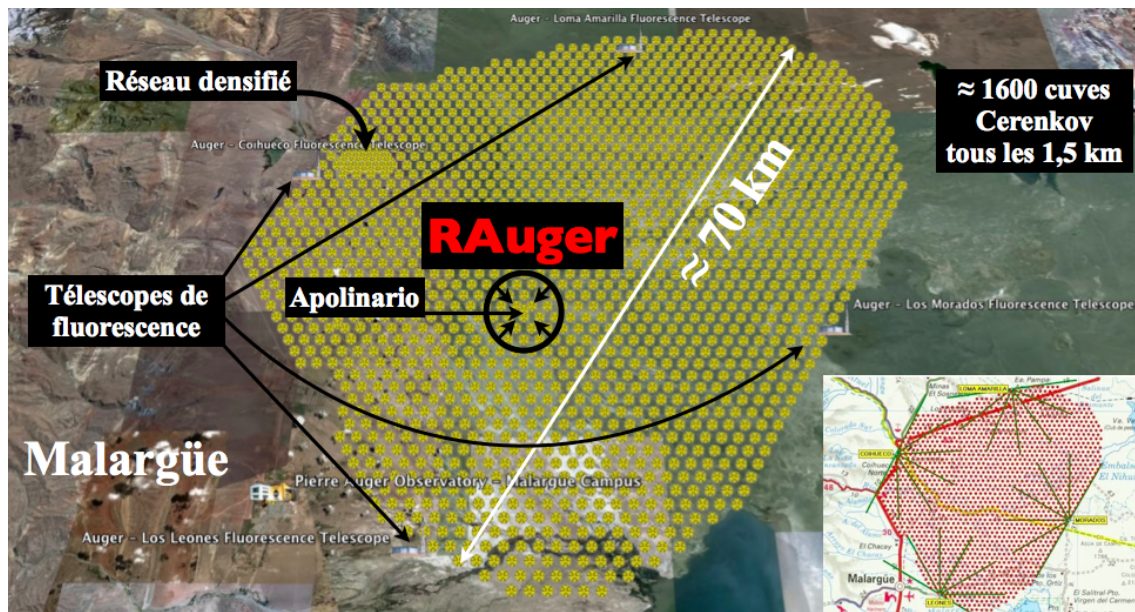


FIGURE 2.28 – Localisation du site RAuger au sein de l'expérience Auger.

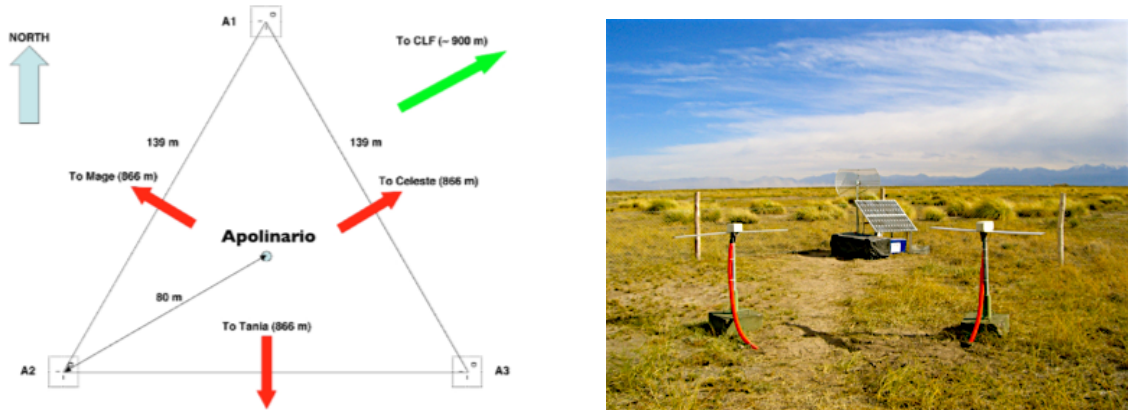


FIGURE 2.29 – Gauche : Dispositif des trois stations autonomes A1, A2 et A3, autour de la cuve Apolinario. Droite : vue d'une station autonome composée de ces deux antennes dipolaires, de panneaux solaires et d'une boîte dans laquelle l'électronique d'acquisition est enfermée.

autonome, est ensuite composée de différents éléments :

- une carte trigger équipée d'un filtre passe-bande remplaçable pour s'affranchir des fréquences polluées par l'activité humaine ;
- un oscilloscope portable deux voies Tektronix THS730A, équipé d'un convertisseur analogique-numérique 8 bits adapté pour les larges bandes. Le signal temporel est échantillonné à 500 MHz sur une durée de $5 \mu\text{s}$ ce qui donne une trace de 2500 points ;
- un récepteur GPS pour dater les événements à 10 ns près (celui utilisé pour les cuves Auger),
- deux panneaux solaires et de batteries ;
- un système d'acquisition développé pour les cuves Auger qui gère le flux de données acquises et qui transmet les données par le système wifi au RDAS (Radio Data Acquisition System) situé à 900 m à l'est des stations, au CLF.

L'ensemble de la chaîne d'acquisition est présentée Fig.2.30. Les événements radio sont enregistrés en pleine bande sur deux voies indépendantes (polarisation E-O et N-S) entre 100 kHz et 100 MHz. Pour réaliser le trigger, la voie E-O est séparée en deux (*splitter*). Une partie du signal est envoyée vers l'oscilloscope pour acquisition, l'autre vers une carte trigger après passage dans un filtre passe-bande 50-70 MHz. La voie N-S est quant à elle directement envoyée à la seconde voie de l'oscilloscope. Lorsque le signal E-O filtré 50-70 MHz est supérieur (comparateur analogique) à un certain seuil fixé par l'utilisateur,

un ordre de déclenchement est envoyé à l'oscilloscope, au GPS ainsi qu'au système d'acquisition de manière à traiter l'évènement détecté. La procédure de traitement de la trace temporelle par le système d'acquisition, de la lecture de l'oscilloscope à la transmission des données au RDAS par wifi, inflige un temps mort de la station de 2.7 secondes ce qui fixe le taux maximum d'évènements enregistrables, par unité de temps à 0.37/s.

Pour la première phase de RAuger, aucun trigger de niveau supérieur n'est appliqué, le faible nombre de stations du réseau (3) permet de stocker tous les évènements enregistrés en attendant l'analyse ultérieure. La recherche de coïncidences entre les trois stations et les cuves Auger, ne se réalise pas en temps réel mais lors de l'analyse postérieure (en *offline*). Cette stratégie qui se révélerait très lourde avec un grand réseau d'antennes, est très utile pour analyser le comportement des stations en fonction de leur environnement. Le seuil de déclenchement ajustable "à la main" sur cette première version doit être fixé en tenant compte du taux de déclenchements maximum (ou saturation) de 0.37 évènement par seconde ainsi que du bruit ambiant, source de parasites susceptibles de déclencher la station également. Un seuil trop haut, peut rendre la station aveugle aux gerbes cosmiques, alors qu'un seuil trop bas peut générer une saturation du taux de déclenchement rendant là aussi la station aveugle aux gerbes.

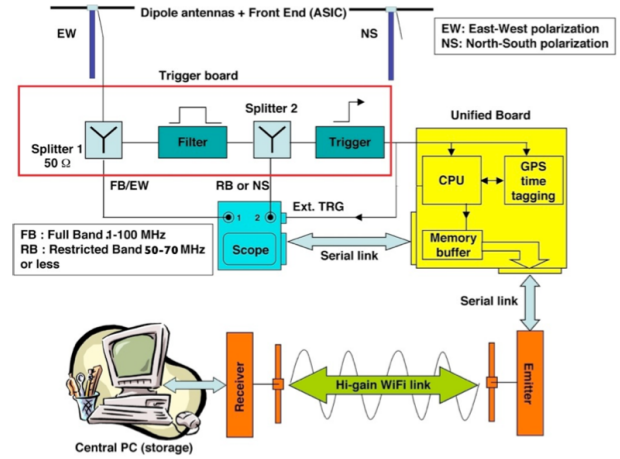


FIGURE 2.30 – Principe de la chaîne d'acquisition d'une station RAuger [146].

Les résultats : la pêche aux cosmiques

Entre décembre 2006, date de la mise en route du système, et mai 2010, date de son remplacement par les stations nouvelle génération, le réseau RAuger a compté environ 31 mois d'observation effective (où au moins une station sur les trois est en fonctionnement). Malgré les fortes variations du taux de trigger notées durant cette période (nous le verrons un peu plus tard), 65 évènements ont pu être mis en coïncidence entre les stations radio et les détecteurs de surface Auger (SD). Une coïncidence est définie ici comme un évènement enregistré avec au moins une des trois stations radio et dont l'instant de déclenchement de chaque station se situe dans une fenêtre temporelle de moins de $1\mu\text{s}$ autour de l'instant de déclenchement d'un évènement SD calculé à la position de la cuve Apolinario. Si cela est vérifié, le temps de trigger doit de plus être compatible avec la géométrie de l'évènement en comparant

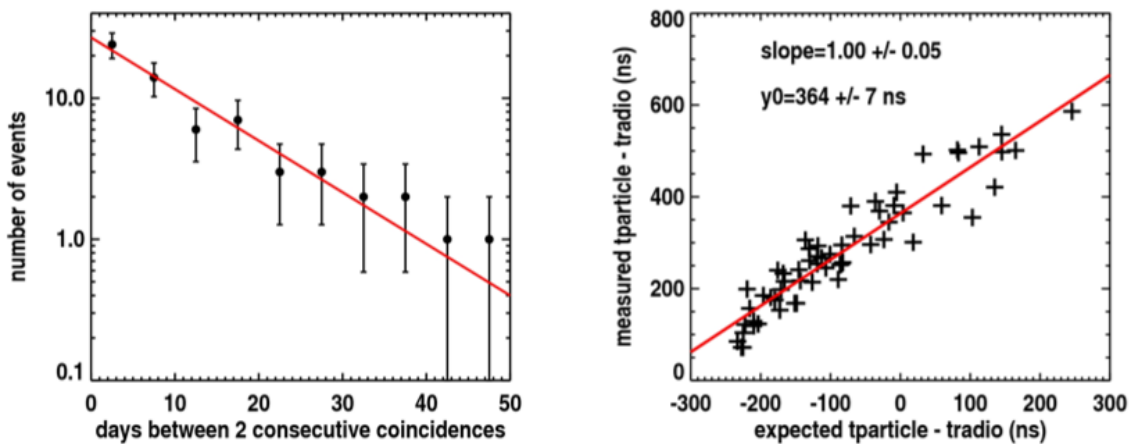


FIGURE 2.31 – Gauche : distribution des intervalles temporels entre deux évènements radio consécutifs. Droite : Corrélation entre la différence temporelle $t_{\text{Apolinario}} - t_{\text{radio}}$ mesurée et la valeur attendue, calculée en considérant simplement la géométrie de la gerbe (obtenue par le réseau SD) et les positions des détecteurs.

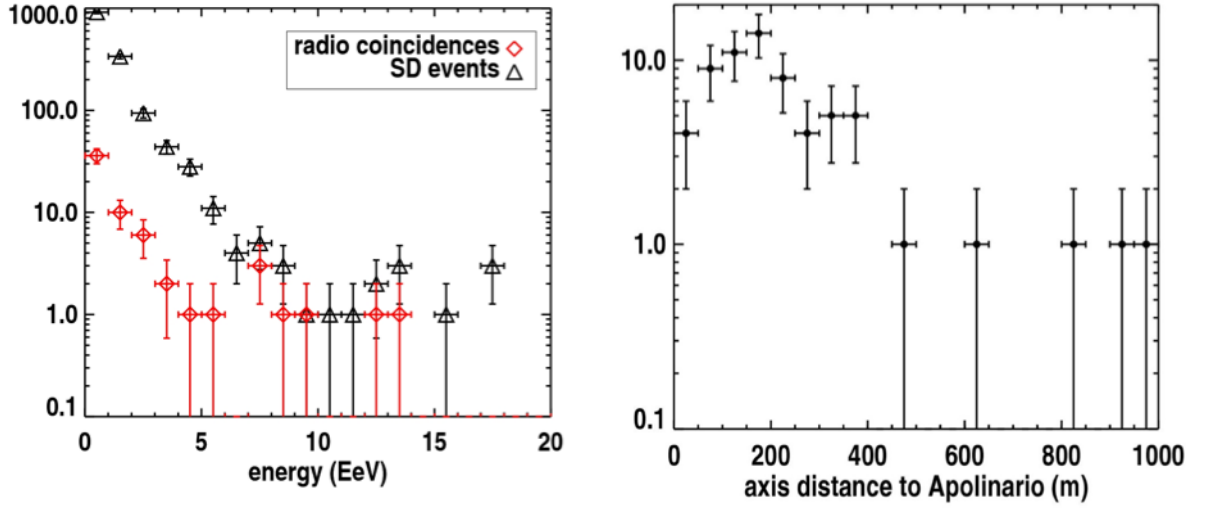


FIGURE 2.32 – Gauche : distribution en énergie des événements détectés par le réseau radio et le réseau SD. En rouge : par les stations radio en coïncidence avec le réseau SD (l’estimation de l’énergie des gerbes est réalisée via le réseau SD) ; en noir : par le réseau SD. Droite : distribution des distances entre l’axe des événements en coïncidence et la cuve Apolinario au centre du réseau des trois antennes.

la différence temporelle $t_{SD}^{\text{mesuré}} - t_{\text{radio}}^{\text{mesuré}}$ avec :

$$-\frac{u(x_{SD} - x_{\text{radio}}) + v(y_{SD} - y_{\text{radio}})}{c} \quad (2.13)$$

ou $(u, v) = (\sin\theta\cos\phi, \sin\theta\sin\phi)$ est la direction de la gerbe projetée au sol, θ étant l’angle zénithal et ϕ l’angle azimutal. La convention Auger fixe $\phi = 0^\circ$ et $\vec{e}_x$ à l’est et $\phi = 90^\circ$ et $\vec{e}_y$ au nord. $(x_{\text{Apolinario}}, y_{\text{Apolinario}})$ et $(x_{\text{radio}}, y_{\text{radio}})$ sont les positions des détecteurs. Le taux de déclenchement relativement faible des stations autonomes garantit que le nombre de coïncidences fortuites est négligeable. Pour estimer ce taux de coïncidences fortuites, basons-nous sur la statistique de Auger SD : 1.4 événements enregistrés par jour, dont l’axe est à moins d’1 km de la cuve Apolinario et plaçons-nous dans le cas le moins favorable, c’est-à-dire celui d’un taux de déclenchement maximum (saturation) pour les stations radio : 0.37 événement/s. Dans ce cas de figure, le nombre attendu d’événements fortuits dans une fenêtre de 20 μs autour d’un événement SD est de 0.016 en intégrant sur les 31 mois d’observation effective RAuger.

Sur ces 65 coïncidences, 58 ont été observées par une seule antenne, 6 par deux antennes et une par les trois (nous verrons plus tard que des pannes ont sérieusement réduit le temps d’observation de A2 et A3, expliquant le faible nombre de coïncidences doubles et triples). L’histogramme des différences temporelles entre deux événements consécutifs présenté Fig.2.31 à gauche, permet d’estimer le temps moyen entre deux coïncidences. L’ajustement de la pente donne une constante de temps de 11.8 ± 0.2 jours. La Fig.2.31 à droite montre la corrélation entre la différence temporelle $t_{\text{Apolinario}} - t_{\text{radio}}$ mesurée pour chaque événement et la valeur attendue, calculée en considérant la géométrie de la gerbe (obtenue par le réseau SD) et les positions des détecteurs. Cette corrélation de pente 1, permet de rejeter d’éventuelles sources radio parasites qui pourraient polluer les antennes au moment où un événement est enregistré par les détecteurs SD.

Distribution en énergie, distribution en distance à l’axe et directions d’arrivée

La distribution en énergie des 65 événements détectés par les stations (l’estimation de l’énergie des gerbes est réalisée via le réseau SD) et la distribution en énergie des événements détectés par le réseau SD sont en bon accord (voir Fig.2.32). Ce résultat montre que le détecteur radio ne souffre pas d’un biais expérimental par rapport aux événements détectés par le réseau SD. Un des éléments qui joue un rôle déterminant sur l’avenir de la détection radio est la capacité à détecter des événements à longue distance. Avec les 65 événements observés par RAuger, la distribution des distances entre l’axe des événements

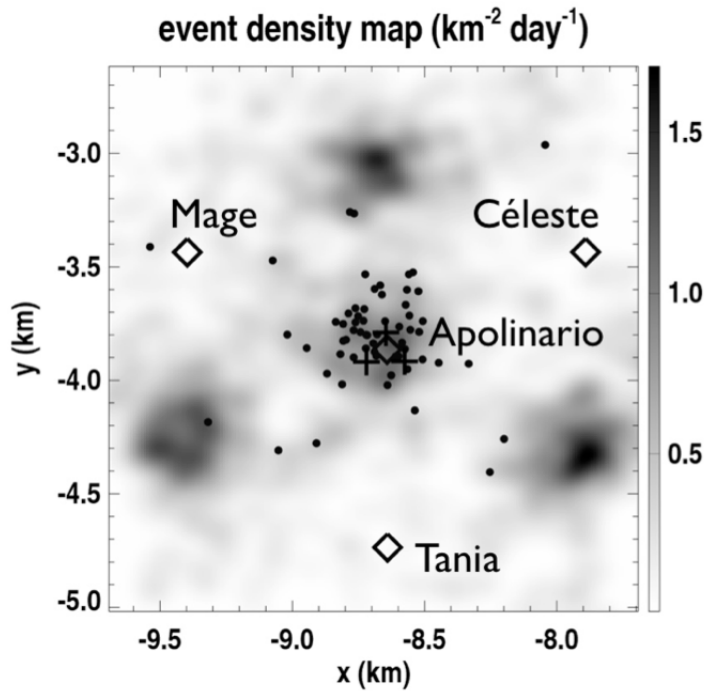


FIGURE 2.33 – Densité des cœurs au sol SD (sans tenir compte d’Apolinario). Les points noirs représentent les positions des évènements en coïncidence.

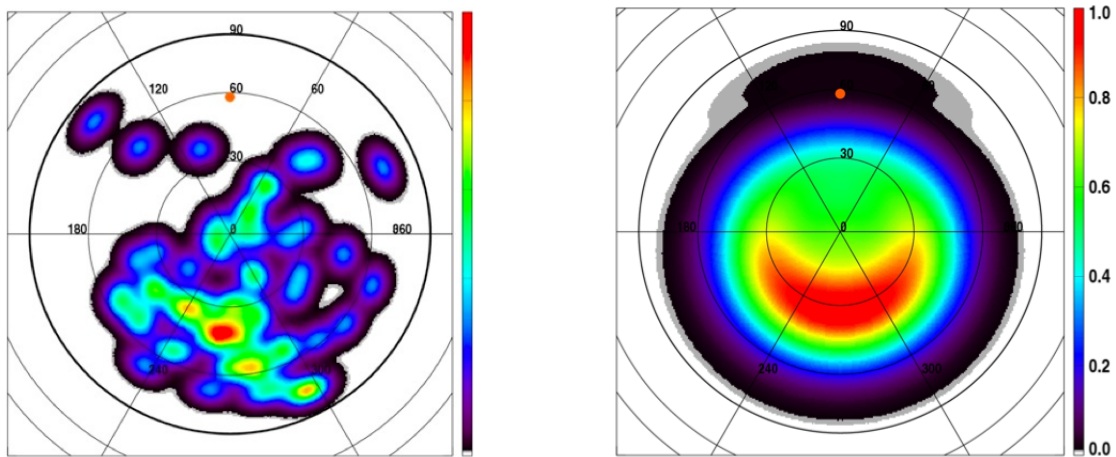


FIGURE 2.34 – Gauche : carte de densité des directions d’arrivée des 65 coïncidences, normalisée de sorte que la densité soit égale à 1 dans la direction du maximum. Droite : carte du ciel attendue selon le mécanisme de Lorentz adapté au site Auger (voir texte pour plus de détails).

détectés et la cuve Apolinario au centre du réseau des trois antennes est représentée Fig.2.32. 91% des évènements radio ont été détectés lorsque l’axe de la gerbe était à moins de 400 m de la station et deux gerbes ont été vues à plus de 900 m, ce qui laisse entrevoir que des gerbes atmosphériques peuvent être détectées à des distances de l’ordre du kilomètre. La Fig.2.33 montre la carte de densité des cœurs au sol des évènements détectés par le réseau SD Auger autour de la cuve Apolinario (sans prendre en compte Apolinario qui ne fait pas partie du pas régulier Auger). Les évènements SD détectés par les stations radio en coïncidence sont représentés par des points noirs. Même si la statistique est faible, les coïncidences suivent clairement la carte de densité SD, il semble donc que là non plus, la radio ne soit pas biaisée par un quelconque effet.

La distribution des directions d’arrivée des 65 évènements détectés en coïncidence est représentée Fig.2.34. Pour analyser cette figure il est important de rappeler que les stations autonomes RAuger première génération sont déclenchées sur la voie E-O. On remarque encore une fois (en référence avec les résultats CODALEMA) une forte asymétrie N-S avec cette fois, un excès au sud. L’expérience Au-

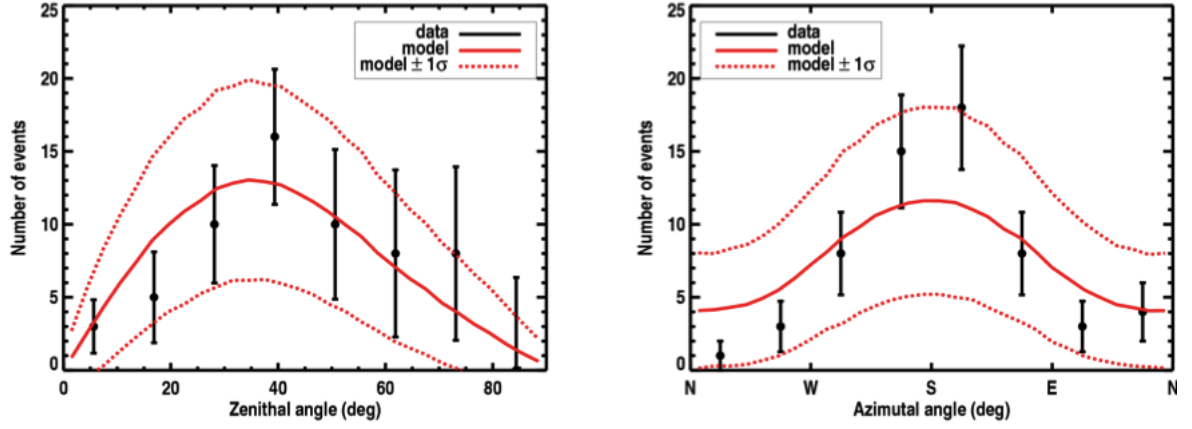


FIGURE 2.35 – Distribution zénithale et azimutale des 65 coïncidences. Lignes rouges : distribution zénithale et azimutale moyennées sur 10000 lots de 65 directions d'arrivée, tirées aléatoirement suivant la densité de probabilité prédite par la Fig.2.34 à droite. Lignes pointillées : écart à $\pm 1\sigma$ de la prédiction.

ger se trouvant dans l'hémisphère sud, le champ magnétique terrestre est orienté différemment, il est orienté plein nord avec un angle zénithal de 58° (son orientation est représentée par un point orange sur la Fig.2.34). L'intensité du mécanisme radio lié au champ géomagnétique en fonction de la direction d'arrivée des gerbes, discuté plus haut, aura donc des caractéristiques différentes. La Fig.2.34 à droite présente la composante E-O de la quantité $\mathbf{n} \wedge \mathbf{B}$ multipliée par une distribution isotrope des rayons cosmiques ($dN/d\theta = \sin\theta \cos\theta$). L'accord avec la Fig.2.34 à gauche est satisfaisant et confirme la dominance d'un mécanisme radio lié au champ magnétique terrestre, déjà observée avec l'expérience CODALEMA. Les figures présentées Fig.2.35 comparent les distributions zénithales et azimutales des 65 évènements radio avec celles de la moyenne de 10000 lots de 65 directions d'arrivée, tirées aléatoirement suivant la densité de probabilité prédite par la Fig.2.34 à droite (les courbes rouges ne sont pas des ajustements). Là aussi l'accord est particulièrement bon, les formes caractéristiques sont bien reproduites.

L'évènement triple

Le 30 novembre 2009, le premier évènement triple antennes en coïncidence avec 5 cuves SD (incluant Apolinario) a été détecté. L'intérêt d'un tel évènement est évidemment la possibilité de le reconstruire indépendamment du détecteur de particules et de pouvoir comparer les résultats obtenus. En utilisant la reconstruction standard Auger SD, l'énergie de la gerbe est estimée à 1.4 ± 0.2 EeV avec une direction d'arrivée donnée par $\theta = 51.0 \pm 0.5^\circ$ et $\phi = -150.4 \pm 0.4^\circ$. L'axe de la gerbe est situé à 164 ± 25 m, 93 ± 18 m et 188 ± 18 m de A1, A2 et A3 respectivement.

L'estimation de la direction d'arrivée par triangulation des trois stations radio donne un résultat en très bon accord : $\theta = 51.3 \pm 0.2^\circ$ et $\phi = -150.2 \pm 0.1^\circ$, ce qui fait une différence angulaire de 0.4° . Les pulses observés dans les deux polarisations (E-O et N-S) sont présentés Fig.2.36 pour les trois antennes. Ces pulses correspondent aux signaux radio filtrés dans la bande 16-150 MHz (pour s'affranchir des émetteurs parasites), puis déconvolués de la fonction de transfert complète de l'antenne (résultat préliminaire [147]), ce qui permet d'obtenir la tension reçue aux bornes de chaque antenne. Le pulse très bref (sa largeur temporelle inférieure à 10 ns) est clairement visible sur toutes les traces de la Fig.2.36. Avec les amplitudes des signaux, il est possible de réaliser un ajustement du profil latéral du signal radio mesuré en polarisation E-O en fonction de d , la distance à l'axe de chaque antenne. L'ajustement de la fonction $E^{E-O}(d) = E_0^{E-O} \exp(-d/d_0)$ sur le profil latéral donne $E_0^{E-O} = 3.0 \pm 0.3$ mV et $d_0 = 280 \pm 50$ m dans la bande 23-83 MHz, filtrée numériquement. L'application d'un filtre numérique 23-83 MHz permet d'utiliser la paramétrisation de la corrélation entre l'énergie E_{CIC} de la gerbe et le champ électrique sur l'axe E_0^{E-O} , obtenue par CODALEMA dans cette même bande de fréquence [142]. Cette paramétrisation est donnée par :

$$E_0^{E-O} = \frac{B}{47\mu\text{T}} \times 10^{-19 \pm 0.9} \times |(\mathbf{n} \wedge \mathbf{B})_{E-O}| \times E_{CIC}^{1.24 \pm 0.05} \quad \mu\text{V.m}^{-1} \quad (2.14)$$

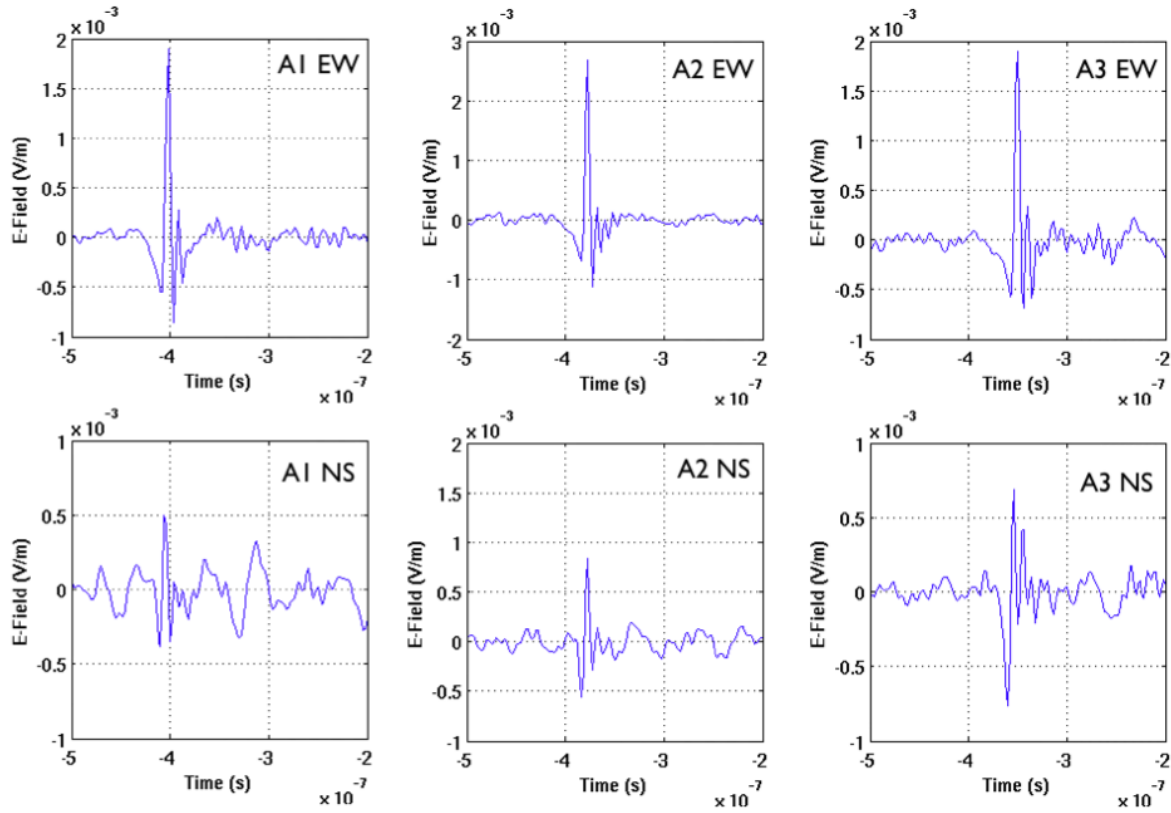


FIGURE 2.36 – Traces temporelles de la triple coïncidence observée par le mini-réseau RAuger composé de trois stations. Ces signaux correspondent aux bandes filtrés 16-150 MHz déconvoluées de la fonction de transfert complète de l’antenne (résultat préliminaire [147]).

où $B/47\mu\text{T}$ est l’intensité du champ géomagnétique de Malargüe ($24.5\mu\text{T}$), normalisée à la valeur de Nançay (CODALEMA). En utilisant la valeur de $E_0^{E-O} = 3.0\mu\text{V.m}^{-1}$, obtenue en ajustant le profil radio latéral de la triple coïncidence, on obtient une valeur d’énergie de la gerbe estimée par la radio de 2.8 EeV, deux fois plus grande que celle estimée par le réseau SD. On ne peut évidemment pas tirer de conclusion sur cet évènement unique, mais il est intéressant de voir qu’en utilisant une calibration faite sur un réseau indépendant situé dans l’hémisphère nord (CODALEMA), on obtient une estimation de l’énergie du primaire qui est compatible avec le réseau SD Auger. Ce résultat est vraiment encourageant pour l’avenir car c’est un élément favorable à la confiance que l’on peut accorder à la détection radio autonome.

2.4.2 RAuger-I, le détecteur et son environnement.

Le souci majeur de la radio-détection autonome des gerbes cosmiques est la capacité du détecteur à fonctionner dans un environnement électromagnétique très bruité et à extraire de véritables évènements cosmiques parmi la multitude d’évènements transitoires détectés. La stratégie adoptée pour les trois premiers prototypes RAuger-I est relativement simple : toute impulsion électromagnétique supérieure à un seuil fixe en tension dans une bande de fréquence adéquate doit être enregistrée, le traitement sera effectué a posteriori. Deux problèmes se posent avec cette stratégie : il faut premièrement que le détecteur soit capable de traiter les données suffisamment rapidement pour manquer le moins possible de cosmiques, puis deuxièmement, il faut être en mesure de stocker toutes les données. Dans l’optique d’un réseau de grande envergure ce dernier point peut devenir problématique. L’enjeu actuel est donc de réaliser un réseau de stations autonomes intelligentes, capables de présélectionner les candidats potentiels aux gerbes cosmiques. Deux chemins explorés pour établir les critères de sélection à automatiser dans les stations : l’étude des caractéristiques des signaux propres aux gerbes cosmiques et l’étude des caractéristiques des sources de bruit. C’est ce second chemin qui a été suivi : tout enregistrer pour comprendre les sources de bruit. Nous allons nous concentrer dans cette section à l’analyse du comportement des trois stations pro-

totypes en fonction de leur environnement. Le premier chemin évoqué sera l'objet des chapitres suivants avec la création d'un code de simulation et l'analyse des données expérimentales.

Le travail présenté ici, à fait l'objet d'une Gapnote interne à la collaboration Auger [148] ("Analysis of the global behavior of the CLF autonomous radio stations. Understanding electric field and weather effects.") dont une partie de ces résultats est publiée dans un papier établissant le bilan de la première phase RAuger-I [146].

Les analyses qui vont suivre sont basées sur une période d'observation allant du 26 novembre 2007 au 26 mai 2008.

Comportement général du taux de déclenchement

Tout au long de l'expérience RAuger, les seuils des stations ont été réglés de façon indépendante en essayant de choisir le bon niveau entre deux limites : ne pas le fixer trop bas, afin d'éviter une saturation du système et ne pas le fixer trop haut pour garder une chance de déclencher sur des événements cosmiques. Différents seuils ont été testés durant la période du 26 novembre 2007 au 26 mai 2008. Les équivalents de ces seuils sont traduits en $\mu\text{V.m}^{-1}$ dans la bande de fréquence 50-70 MHz pour les deux directions d'arrivée verticale et horizontale dans le tableau suivant ¹ :

Période d'observation	Direction	A1 ($\mu\text{V.m}^{-1}$)	A2 ($\mu\text{V.m}^{-1}$)	A3 ($\mu\text{V.m}^{-1}$)
du 26/11/2007	Verticale	67.5	102	75
au 25/02/2008	Horizontale	112	166	125
du 26/02/2008	Verticale	90	130	102
au 26/05/2008	Horizontale	150	217	171

Le haut niveau de ces seuils par rapport au bruit de fond galactique dans cette bande de fréquence, qui présente une variation journalière mais dont la moyenne est d'une dizaine de $\mu\text{V.m}^{-1}$ [149], s'explique par le besoin d'éviter le bruit assez élevé causé par les transitoires.

La Fig.2.37 montre le taux de triggers des trois stations pour deux journées illustratives : la journée du 13 décembre 2007 (à gauche) et la journée du 24 mars 2008 (à droite). Entre ces deux jours, le seuil de déclenchement a été augmenté de quelques $\mu\text{V.m}^{-1}$, expliquant la diminution du taux de triggers avant 15 h UTC. Cette petite variation seuil génère on le voit sur la Fig.2.37 des différences importantes dans le taux de triggers, notamment le matin (avant 15 h UTC ou 12 h en heure locale). Ce comportement montre la grande sensibilité à la variation du bruit de fond et démontre qu'un petit changement du seuil de détection, peut permettre de trouver un seuil adéquat de détection des cosmiques en réduisant significativement le taux de transitoires non-désirés. Avec la Fig.2.37, on note de fortes similitudes de variations du taux de triggers des trois stations au cours de la journée, cependant, A3 semble montrer un comportement qui diffère quelque peu, notamment le matin, où même après réhaussement du seuil, le taux de triggers reste élevé (ce qui ne se voit pas sur les deux autres stations). Pour tenter d'expliquer ce comportement particulier, nous mettrons en évidence, dans les sections suivantes, une corrélation du fort taux de triggers de A3 le matin, avec le taux d'humidité.

Un autre moyen de présenter le comportement journalier du taux de triggers en fonction du temps est d'analyser le taux de triggers moyen (pondéré par le nombre de triggers durant chaque journée de l'échantillon considéré) en fonction du temps UTC de la journée. Cette analyse est présentée dans la Fig.2.38 à gauche, pour 384000 triggers enregistrés entre janvier 2008 et mai 2008 par la station A1. On note qu'en moyenne, le comportement journalier n'est pas uniforme (on note également cette variation pour les deux jours illustratifs présentés Fig.2.37 ; attention à l'échelle des abscisses lors de la comparaison). Le taux de triggers augmente vers 15 h UTC, atteint son maximum vers 21 h UTC et décroît

1. Les équivalences des seuils en $\mu\text{V.m}^{-1}$ ne sont pas identiques pour ces deux directions d'arrivée, car le lobe de l'antenne n'est pas complètement isotrope, il est plus favorable pour des gerbes verticales, voir Fig.2.12 à droite

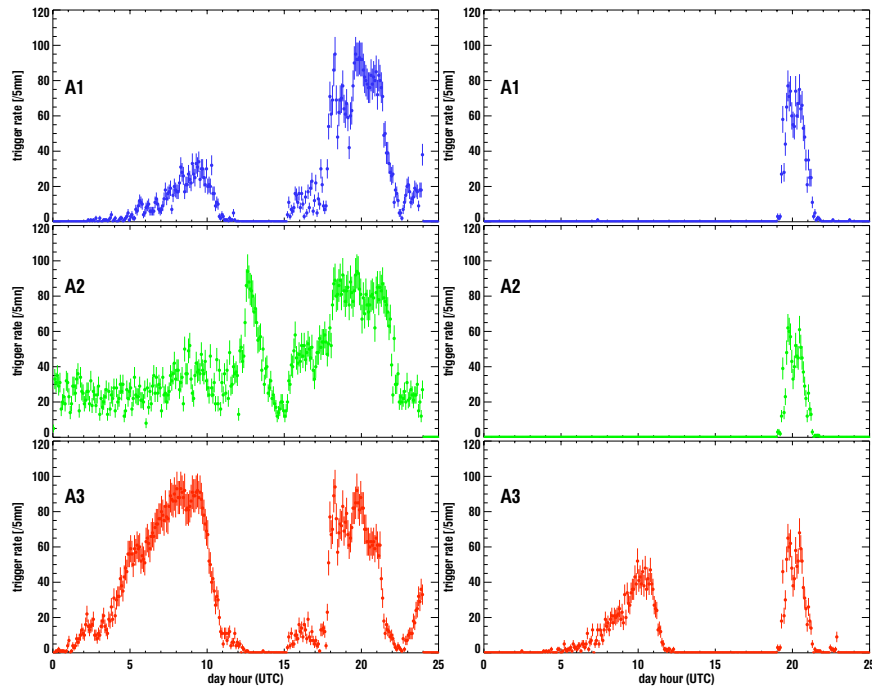


FIGURE 2.37 – Taux de trigger pour les trois stations (A1,A2 et A3) pour la journée du 13 décembre 2007 (à gauche) et pour la journée du 24 mars 2008 (à droite). Chaque point correspond au nombre de triggers par bin de 5 minutes. Les barres d'erreurs correspondent aux fluctuations statistiques dans un bin. Le niveau de saturation correspond à un taux de 110 trigger/5 min (soit 22 triggers/min). L'axe des abscisses correspond au temps UTC, pour obtenir le temps local, les valeurs de l'axe des abscisses doivent être diminuées de trois heures.

jusqu'à 9 h UTC. Dans la section suivante nous montrerons que ce comportement peut s'expliquer par des valeurs particulières de champ électrique local.

Afin de pouvoir comparer rapidement le comportement global des trois stations sur une grande période temporelle, la Fig.2.38 à droite et les deux Fig.2.39 présentent le taux de triggers pour les trois stations durant la période du 26 novembre 2007 au 26 mai 2008. La couleur noire correspond à un taux de triggers nul ou à une période où les stations sont éteintes (période off), alors que la couleur rouge correspond à un taux de triggers saturé ou proche de la saturation (22 triggers/min). Durant la période temporelle située autour de février, on note que le taux de saturation augmente systématiquement et de manière significative dans l'après midi. Cette période de taux de triggers élevés peut être une des causes du comportement journalier moyen de la station A1 observé dans l'après midi (Fig.2.38 à gauche).

La comparaison des trois cartes du taux de triggers de A1, A2 et A3, permet de donner une idée assez fidèle de l'efficacité de chacune des stations, puisque sur les 65 coïncidences, 59 ont été vues par A1, 9 par A2 et 5 par A3. La figure du taux de trigger correspondant à la station A3 suggère un comportement proche d'un régime de saturation quasi permanent. Ce réglage ne permet pas à la station A3 de se trouver dans des conditions favorables à la détection de cosmiques. La situation de A2 est différente puisque cette station a connu de longues périodes durant lesquelles elle n'était pas en fonctionnement. Même si sur cette période le nombre de coïncidences est faible, on peut tout de même confirmer que de manière générale, les coïncidences ont préférentiellement été observées dans des périodes sans trop de perturbations (croix blanches sur les figures 2D du taux de trigger d'A1, A2 et A3). En raison de son comportement relativement stable sur la période complète d'observation de l'expérience RAuger-I, les performances de la station A1 en terme de coïncidences, sont bien meilleurs que celles de ses deux consoeurs.

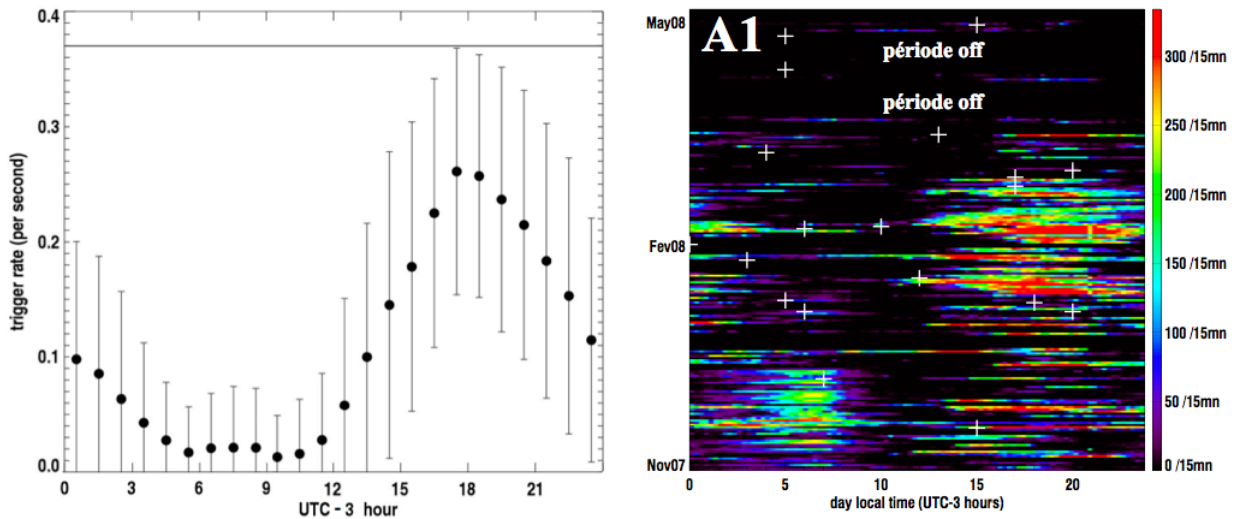


FIGURE 2.38 – Gauche : taux de triggers journalier moyen (pondéré par le nombre de triggers durant chaque journée de l'échantillon considéré) en fonction de l'heure UTC pour la station A1 avec son erreur à 1σ . Cette analyse est basée sur 384000 triggers enregistrés entre janvier 2008 et mai 2008. La ligne horizontale correspond au niveau de saturation de 0.37 triggers par seconde. Droite : taux de triggers du 26 novembre 2007 au 26 mai 2008 pour la station A1. Sur cette figure, un pixel de couleur correspond au nombre de triggers par bin de 15 minutes. Le taux de saturation 0.37 triggers/s correspond à environ 333 triggers/15 min. Les croix blanches représentent l'instant des coïncidences observées par A1 avec les cuves SD pour cette même période. Les "périodes off" correspondent à des périodes où la station n'était pas en acquisition, voire en panne.

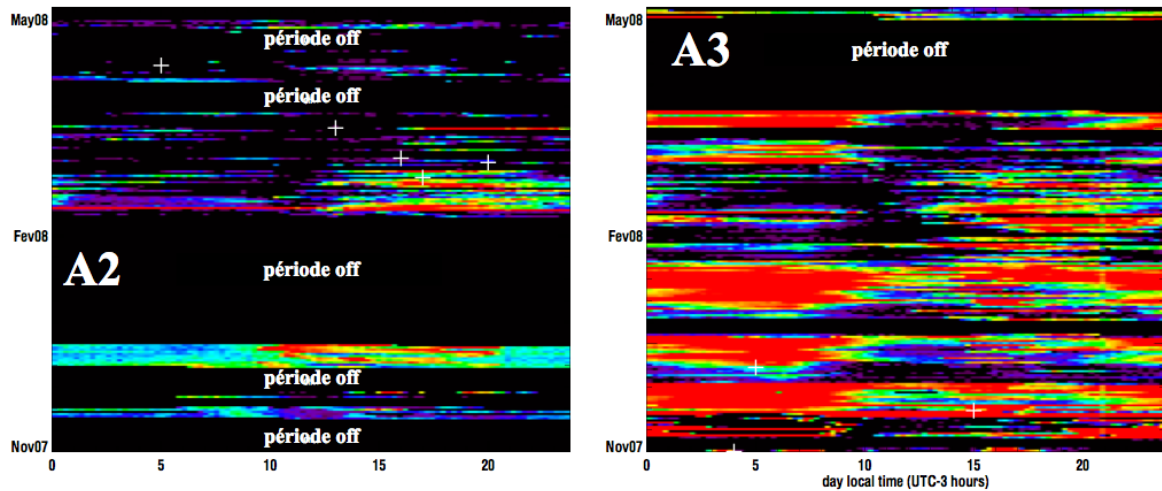


FIGURE 2.39 – Taux de trigger du 26 novembre 2007 au 26 mai 2008 pour la station A2 (à gauche) et pour la station A3 (à droite). Le code couleur est identique à celui défini pour A1 Fig.2.38. Les croix blanches représentent l'instant des coïncidences observées par A2 et A3 avec les cuves SD pour cette même période. Les "périodes off" correspondent à des périodes où les stations n'étaient pas en acquisition, voire en panne.

Influence du champ électrique local

Sur l'expérience Auger, nous disposons d'un mesureur de champ électrique ambiant qui est localisé sur le site du BLS (Balloon Launch Station) à 18 km vers l'ouest de la cuve Apolinario. Ce mesureur de champ enregistre toutes les secondes la valeur de la composante verticale continue du champ électrique (pour plus de précision se reporter au document constructeur [150]). Grâce à un peu plus d'un an de données (de novembre 2007 à Janvier 2009), nous avons pu établir le comportement du champ électrique

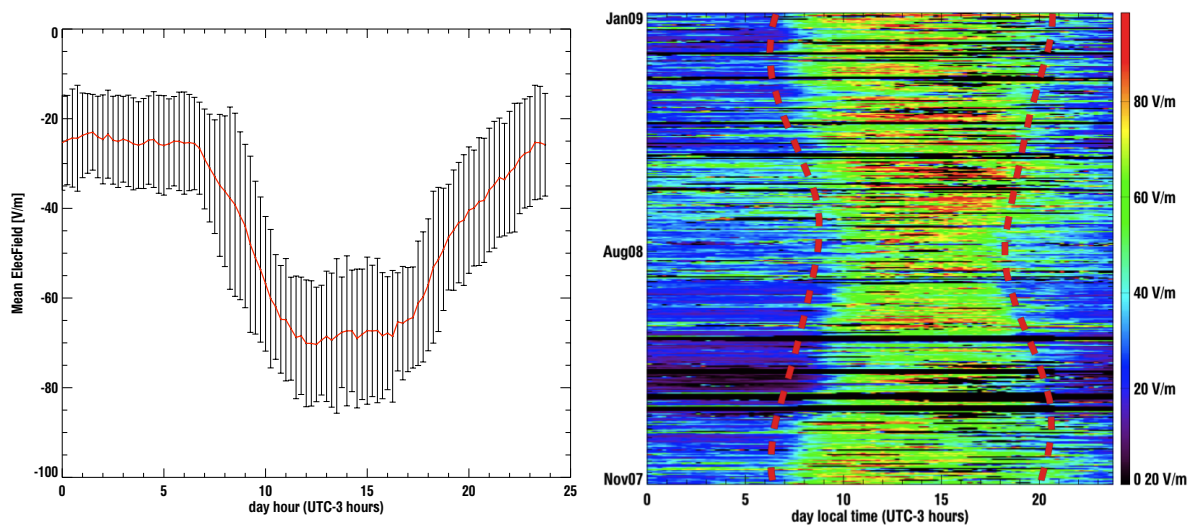


FIGURE 2.40 – Gauche : variation journalière de la composante verticale du champ électrique mesurée au BLS au niveau du sol pour une journée typique. Réalisé avec un an de données. Les barres d'erreur reflètent les fluctuations à 1σ . Droite : Valeur absolue du champ électrique local mesurée sur 15 mois (entre novembre 2007 et Janvier 2009). La forme en "sablier" de la zone verte est due à la variation du temps d'exposition au soleil selon les saisons. Les parties en noir de cette figure indiquent des données manquantes durant de grosses perturbations du champ électrique causées par de très proches éclairs en période d'orage. Les heures du lever et coucher du soleil sont superposées et représentées par les lignes pointillées rouges.

statique pour une journée typique au BLS. La Fig.2.40 à gauche, montre la moyenne du champ électrique sur un an de données, dans des bins de 15 min, en excluant dans un premier temps les valeurs de champ électrique s'écartant de plus de 2σ du comportement moyen de chaque bin (c'est le cas lors d'orage par exemple), puis nous avons recalculé la distribution de chaque bin sans ces valeurs extrêmes. La barre d'erreur à 1σ reflète la fluctuation "régulière" de la composante verticale du champ électrique statique. On peut voir avec cette figure que le champ électrique connaît une variation périodique d'environ 50 ± 10 V/m. Cette variation journalière est légèrement modifiée cours des saisons en fonction de l'exposition au soleil, comme on le voit sur la Fig.2.40 à droite qui représente la valeur du champ électrique statique mesuré au BLS sur une période d'un an. En été, l'exposition au soleil est plus longue qu'en hiver du fait de la durée plus longue du jour à cette période. Cette caractéristique se traduit par la forme en "sablier" de la zone verte sur la Fig.2.40 à droite, où l'heure du lever et coucher du soleil sont représentées par les deux lignes pointillées rouges. Cette dépendance du champ électrique au temps d'exposition du soleil est connue des spécialistes de l'atmosphère [151, 152].

Il est important de rappeler que le mesureur de champ électrique enregistre la composante continue du champ, qui ne peut pas déclencher les stations puisque le signal analogique est filtré dans la bande 50-70 MHz avant la décision de déclenchement. Cependant, le comportement de cette composante peut mettre en évidence les périodes particulières, comme les orages, par exemple, où toutes les fréquences du champ électrique peuvent être fortement perturbées, ce qui pourrait donc déclencher les stations. Avec la Fig.2.41 on peut voir que les taux de triggers des trois stations suivent de façon spectaculaire, les fortes variations du champ électrique statique, du moins celles de plus de 50 V/m au-dessus de la moyenne. Sur cette figure, le taux de triggers des 3 stations pour 3 jours spécifiques sont représentés. Entre les données obtenues le 17 décembre 2007 et les deux autres, le seuil de déclenchement a été augmenté suivant les valeurs indiquées dans le tableau de seuils (voir plus haut). Outre le comportement remarquablement similaire des trois stations en mars (au centre et à droite sur la Fig.2.41), on peut observer une forte corrélation entre l'augmentation du taux de triggers dans l'après-midi et le grand écart à la valeur moyenne de la valeur de la composante du champ électrique statique. Cependant, un grand écart ne signifie pas systématiquement un taux élevé de déclenchement. Néanmoins, on serait en mesure de conclure que de fortes déviations du champ électrique statique s'accompagnent aussi de variations

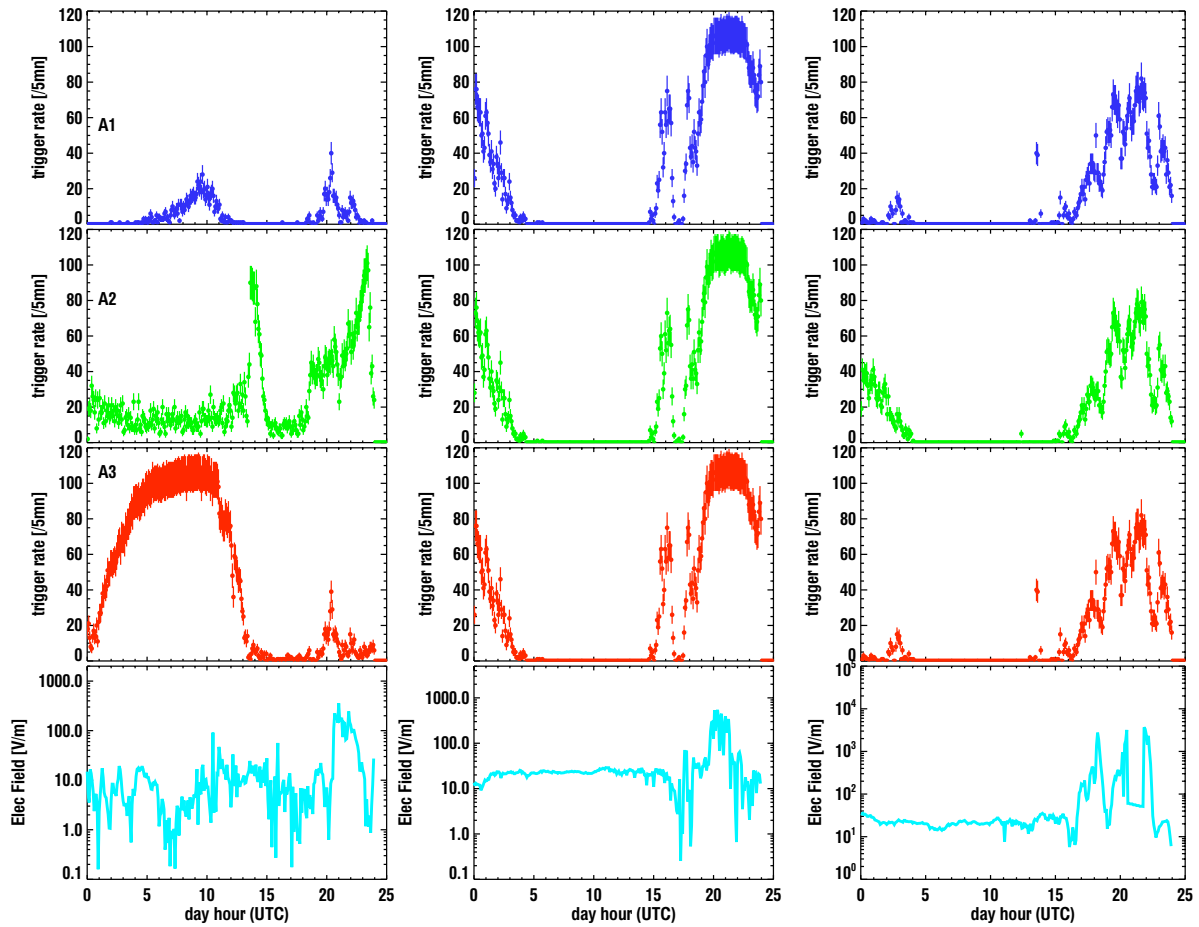


FIGURE 2.41 – Taux de triggers par bin de 5 minutes pour A1, A2 et A3 (de bas en haut) et le champ électrique local correspondant pour les journées du 17 décembre 2007, 5 mars 2008 et 7 mars 2008 (de gauche à droite). Pour la valeur du champ électrique local, l'écart à la valeur attendue vue Fig.2.38 à gauche, est tracée en échelle logarithmique.

des composantes hautes fréquences, capables de déclencher le système dans la bande 50-70 MHz. Nous ne pouvons pas quantifier exactement l'amplitude de ces variations à petite échelle, mais compte tenu du changement important du taux de triggers lors de l'augmentation de quelques dizaines de $\mu\text{V.m}^{-1}$ du seuil de déclenchement (Fig.2.37), il peut être possible que ces variations soient du même ordre. En tout cas, la conclusion est que de grands écarts à la valeur moyenne de la composante continue du champ électrique local, signe une amplification des variations à petite échelle à des fréquences élevées.

Pour illustrer ce qu'est un "grand écart" du champ électrique statique, regardons la Fig.2.42. L'image de gauche présente les périodes où la valeur du champ électrique s'écarte de plus de 50 V/m de la valeur attendue (ce qui représente un écart de plus de 5σ environ à la valeur attendue voir Fig.2.40 à gauche). En comparant cette figure avec la figure de droite (extrait de la Fig.2.38), des zones communes de taux de triggers élevés et de perturbations du champ électrique apparaissent de décembre jusqu'à fin février, en fin de journée. Signalons que lors de très grandes perturbations du champ électrique causées par de gros orages, certaines données sont parfois manquantes. Ceci est dû au fait que le mesureur de champ électrique s'éteint lors de saturation. Pendant les périodes où le champ électrique local subit de fortes variations (plus de 50 V/m, principalement durant l'été austral et à l'automne à cause de périodes orageuses), il devient presque impossible pour notre système de détecter un signal provenant de gerbes cosmiques. Durant ces périodes, le temps effectif d'observation devient vraiment faible, parfois nul en raison du temps mort important de la station (0.37 trigger/s). Tous les événements détectés en coïncidence

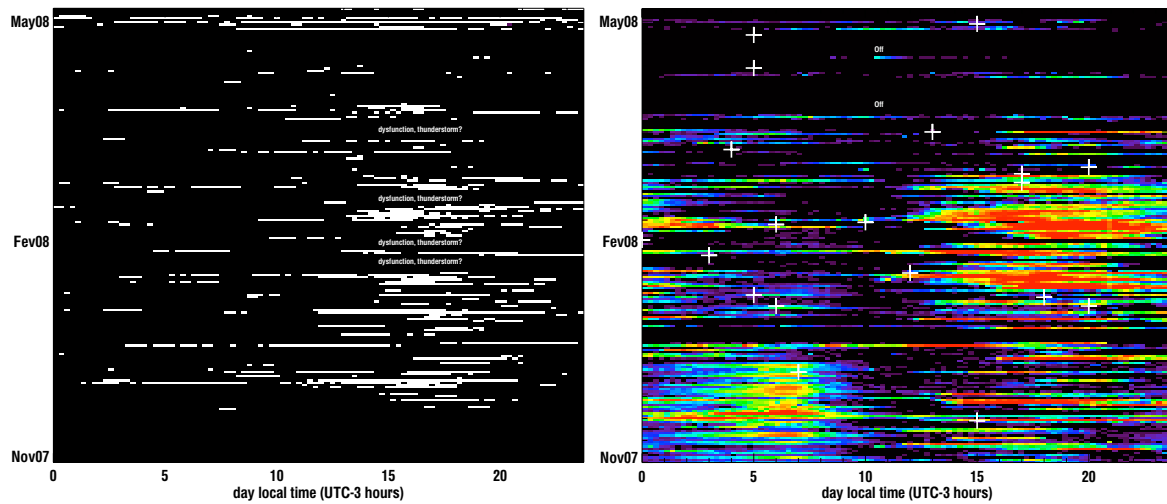


FIGURE 2.42 – Gauche : périodes (en blanc) où la valeur absolue du champ électrique statique mesuré au BLS s'écarte de plus de 50 V/m par rapport à la valeur attendue (ce qui représente un écart de plus de 5σ environ à la valeur attendue voir Fig.2.40 à gauche). Droite : reproduction du taux de triggers de A1 vu Fig.2.38 à droite (le code couleur est inchangé). Le taux de triggers suit les déviations du champ électrique statique.

avec Auger SD (croix blanches) ont été enregistrés en dehors de ces périodes de saturation. La Fig.2.42 à gauche peut évidemment être comparée aux deux autres Fig.2.39. Malgré les périodes manquantes (A2), ou les taux de triggers fortement saturés (A3) de ces deux stations, on peut tout de même remarquer des similitudes de comportement.

Pour quantifier la corrélation, une méthode additionnelle a été utilisée. Pour chaque période où le taux moyen de triggers est supérieur à 50 dans une fenêtre de 15 minutes (un peu moins de la moitié de la saturation), nous avons calculé tous les intervalles de temps Δt entre l'instant du bin considéré et tous les instants à ± 12 heures, où l'écart du champ électrique local à la valeur attendue est supérieur à 50 V/m. La distribution de ces intervalles de temps est présentée Fig.2.43. S'il n'existe aucune corrélation, aucun pic centré en zéro ne doit être observé. Sur ces figures, nous superposons également les distributions que nous aurions obtenues en cas d'absence de corrélation ; pour ce faire, nous avons tiré aléatoirement de manière homogène à ± 12 h, des instants de valeurs accidentelles de champ électrique local (valeur accidentelle = écart de plus de 5σ à la valeur attendue). Le pic apparaissant près de $\Delta t \approx 0$ montre qu'une corrélation existe entre ces deux paramètres. En raison du grand nombre de périodes de saturation pour A3 (observés dans la matinée), qui ne sont pas dues à des perturbations du champ électrique, le pic observé sur la Fig.2.43 à droite est plus faible mais toujours visible. Il est donc clair que la corrélation est réelle entre les valeurs accidentelles du champ électrique et le taux de triggers.

Influence des conditions météo

Des corrélations possibles avec les conditions météorologiques locales ont également été étudiées, mais en raison du caractère très perturbé du comportement des stations, aucune influence systématique n'a pu être clairement observée avec diverses observables météo. Cependant, le comportement spécifique de A3 dans la matinée pourrait s'expliquer par la combinaison du taux d'humidité et de la température (avant 12 h UTC). La Fig.2.45 montre trois journées où l'évolution du taux de triggers journalier de A3 est comparé à l'évolution de différents paramètres météo : la température, le taux d'humidité, la densité de l'air (pression/température) et le champ électrique local. On peut constater que sur ces trois exemples, le taux de triggers "matinal" de A3 augmente considérablement lorsque le taux d'humidité atteint de grandes valeurs. Ce phénomène semble être amplifié par la température : quand la température diminue suffisamment, la condensation peut augmenter. Pendant ces périodes de saturation, la détection des rayons cosmiques est là aussi difficile. Ce problème quasi-systématique sur A3, explique pourquoi cette station a détecté si peu de coïncidences en comparaison avec A1 (pour A2 le petit nombre de

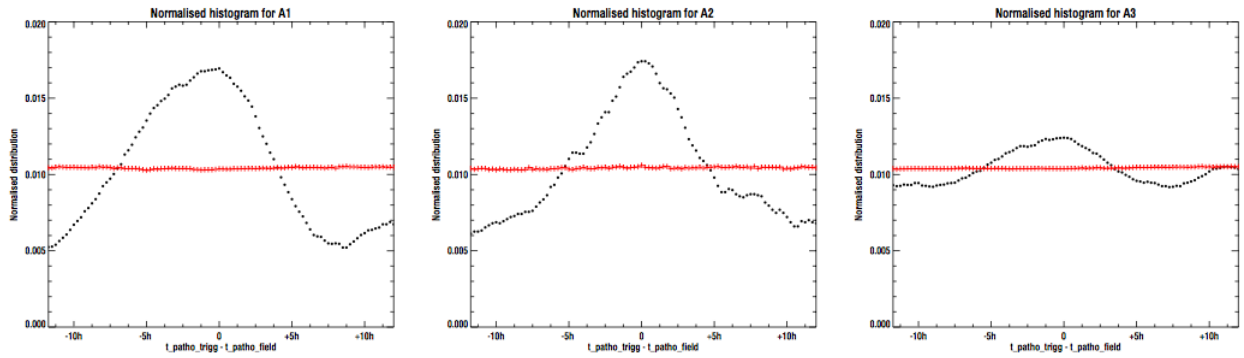


FIGURE 2.43 – En noir : distribution pour A1, A2 et A3 des différences temporelles entre les instants où le taux de triggers est supérieur à 50 triggers/15min et tous les instants où l'écart du champ électrique local à la valeur attendue est supérieur à 50 V/m à ± 12 h. La distribution dans le cas où il n'y aurait aucune corrélation est superposée en rouge.

coïncidences s'explique en grande partie par de longues périodes durant lesquelles la station fut éteinte).

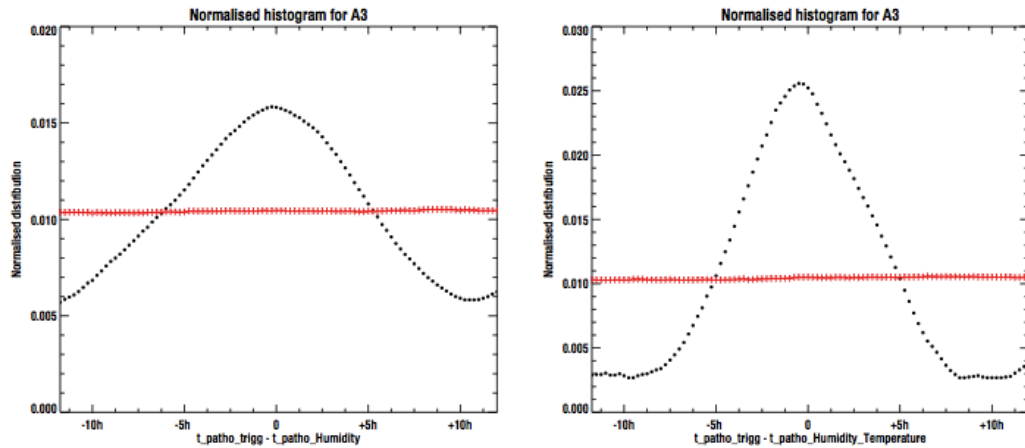


FIGURE 2.44 – Gauche : distribution pour A3 des intervalles de temps entre les instants où le taux de triggers est saturé (plus de 300 triggers/15min) et les moments, à ± 12 h, où l'humidité est supérieure à 40%. Droite : idem avec condition supplémentaire, la température doit être également inférieure à 10°Celsius. Les points rouges correspondent aux résultats obtenus dans le cas d'instants météo tirés aléatoirement de manière uniforme, simulant ainsi l'absence de corrélation.

L'histogramme des intervalles de temps entre les instants où le taux de triggers est saturé sur A3 (plus de 300 triggers/15min) et les moments où l'humidité est supérieure à 40% est présenté Fig.2.44 à gauche. La méthode utilisée ici est la même que celle utilisée pour la corrélation avec le champ électrique. La Fig.2.44 à droite présente la même analyse avec une condition supplémentaire : la température doit être également inférieure à 10°Celsius. En rouge, sur les mêmes figures, nous superposons les résultats obtenus dans le cas d'instants tirés aléatoirement de manière homogène, simulant ainsi l'absence de corrélation. De toute évidence, des pics apparaissent sur les deux figures, montrant la corrélation entre l'humidité, la température et la saturation du taux de triggers de la station A3. Lorsque la température diminue la condensation favorise l'augmentation du taux d'humidité dans l'air. Ce phénomène pourrait expliquer pourquoi la corrélation est plus prononcée (pic plus prononcé) sur la figure de droite. La Fig.2.46 présente pour A1 et A2 la même analyse que celle réalisée pour obtenir la Fig.2.44 à droite et suggère cette fois aucune corrélation entre les forts taux de triggers observés sur A1 et A2 et l'humidité environnante. Outre le fait de mettre en évidence une corrélation avec le taux d'humidité, la raison de ce problème propre à A3 n'est à l'heure actuelle pas clairement établi, il serait possible que l'humidité

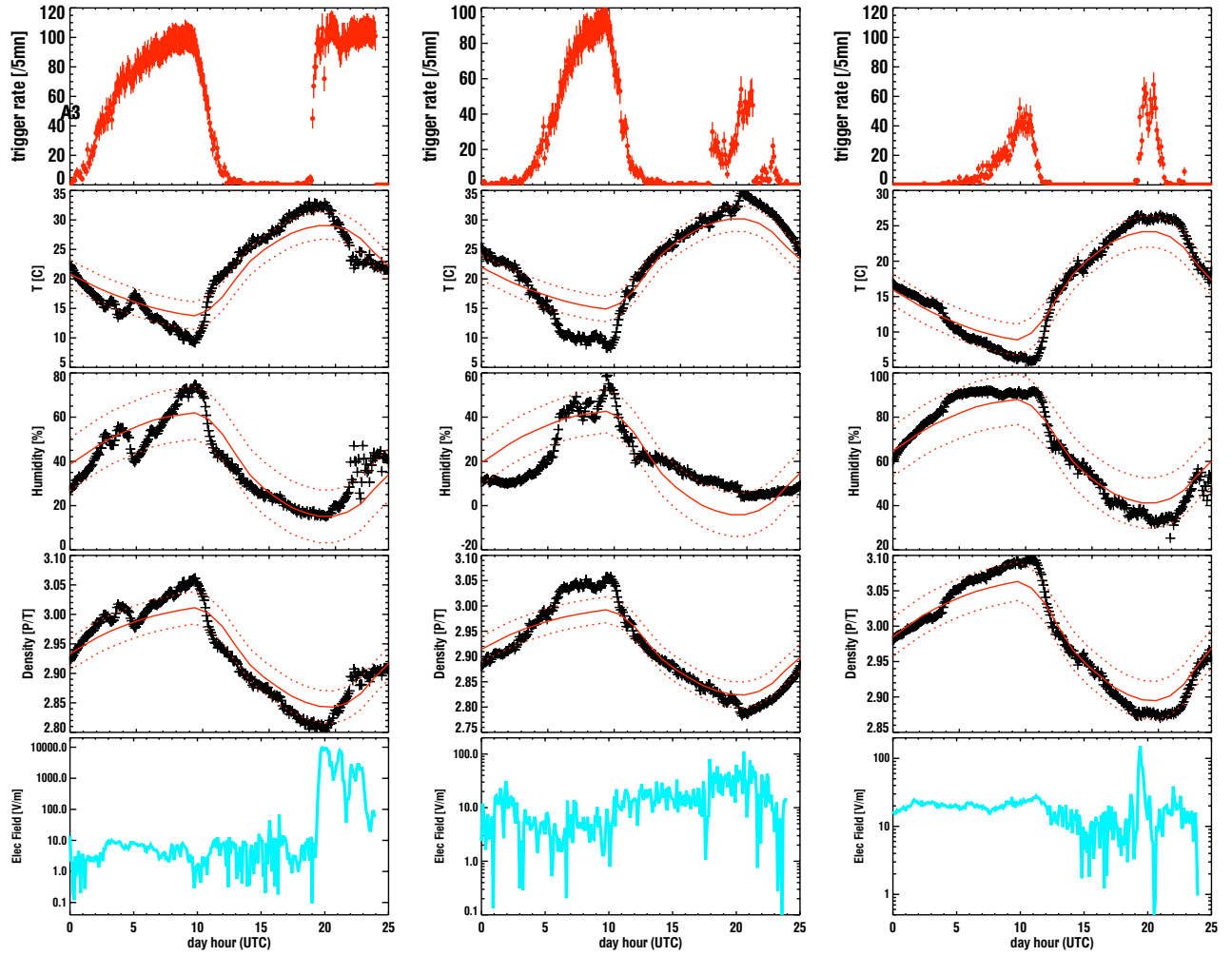


FIGURE 2.45 – Comparaison entre l'évolution du taux de triggers de la station A3 et l'évolution du taux d'humidité, de la température, de la densité de l'air (pression/température) et du champ électrique local, pour les journées du 19 décembre 2007, 8 janvier 2008 et 24 mars 2008. Les lignes rouges correspondent aux valeurs attendues pour le mois à $\pm 1\sigma$, obtenue en moyennant les données sur le mois correspondant.

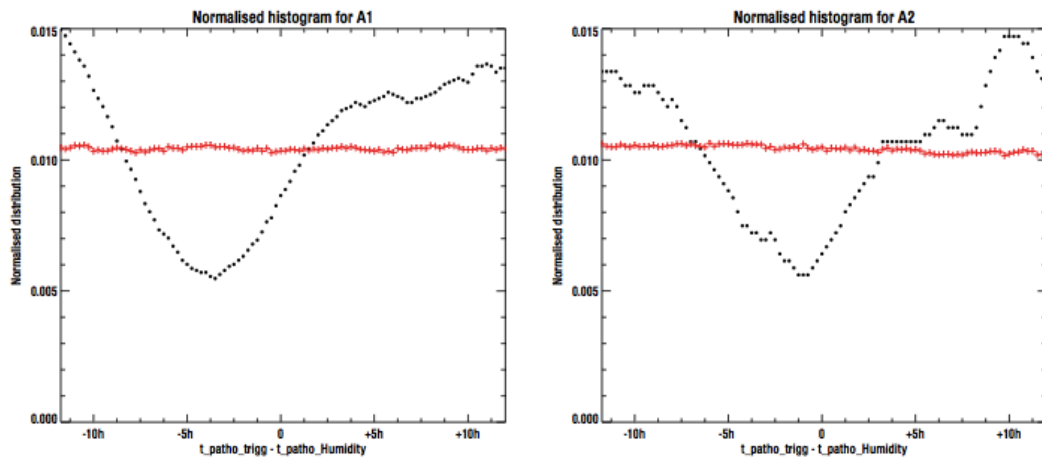


FIGURE 2.46 – Même travail que celui réalisé pour la Fig.2.44 à droite pour les stations A1 et A2. Ici, on n'observe aucune corrélation.

puisse créer de micro courts-circuits sur la station A3 qui pourraient déclencher le système.

Le bilan de la station A3 est relativement mauvais car on voit que cette station est restée quasiment aveugle tout au long de l'expérience RAuger-I. La Fig.2.45 montre qu'au cours d'une même journée, le taux de trigger de la station A3 peut saturer pour des raisons diverses : humidité le matin, période orageuse l'après midi. Ce type de comportement singulier de station est à éviter dans l'optique d'un grand réseau composé de nombreuses stations. Ce phénomène peut être en partie résolu par l'uniformisation des stations fabriquées en grand nombre ce qui n'était évidemment pas le cas pour A1, A2 et A3 qui ont été installées sur place et fabriquées de manière quasiment individuelle.

2.4.3 RAuger-I, bilan

Entre juillet 2007 et mai 2010, l'expérience RAuger aura montré malgré certaines difficultés que la radio détection autonome de gerbes cosmiques est réalisable. Ces premiers prototypes ont montré leur limites : pas de réglage de seuil dynamique, intervention sur site obligatoire pour modifier les niveaux de seuil, un temps mort élevé de 2.7 secondes à chaque événement enregistré qui peut empêcher la détection de cosmiques lorsque les perturbations électromagnétiques augmentent, des pannes fréquentes sur A2 et A3 expliquant le très faible taux de coïncidences triples. Le nombre de coïncidences avec le réseau SD est assez faible, 65, dont une seule coïncidence triple, mais étant donné la relative simplicité et rusticité des trois premiers prototypes, ce résultat est tout de même satisfaisant car une grande partie des caractéristiques radio des gerbes obtenues sur d'autres expériences radio non-autonomes (CODALEMA) ont été retrouvées et confirmées dans un autre contexte. La carte du ciel des événements détectés en polarisation E-O en est une bonne illustration, le fort excès au sud des événements détectés est conforme aux attentes suggérées par les résultats de CODALEMA. La reconstruction radio permise par l'événement triple-coïncidence avec le réseau SD donne également des résultats en très bon accord avec la reconstruction SD, en termes de direction d'arrivée et d'énergie du primaire. Une étude non-présentée ici (voir [146]), montre que la corrélation entre l'énergie du primaire et l'amplitude du champ électrique mesuré par les stations, corrigée de l'effet géomagnétique et de la distance à l'axe de la gerbe est en bon accord avec les résultats observés par CODALEMA et LOPES.

L'analyse des données non-cosmiques fournies par les stations autonomes a permis une analyse de l'environnement et des performances de la radio-détection, ce qui sera très utile dans le cadre de l'expérience AERA, futur grand réseau d'antennes autonomes sur le site Auger. L'influence du champ électrique local sur le taux de triggers est quantifiée et on observe que la période la plus propice à la détection radio des cosmiques se situe en dehors des périodes de fortes perturbations électromagnétiques comme les orages par exemple. Afin de palier à ces bouffées de triggers intempestives le seuil de déclenchement doit être rehaussé (mais c'est au détriment du seuil bas de détection des cosmiques). Une des conclusions de ce travail est qu'il est nécessaire d'utiliser un seuil dynamique, auto-ajustable pour lequel l'efficacité est optimale station par station, surtout si le réseau d'antennes est grand, cela évitera ainsi la saturation du traitement et stockage des données. La prochaine génération de stations autonomes est actuellement en phase de test à Auger (RAuger-II) et à Nançay (CODALEMA-III). La fin de ce chapitre y est totalement dédiée.

2.5 Et la chenille devint papillon

Parallèlement au suivi et à l'analyse des données des deux réseaux CODALEMA-II et RAuger-I, une nouvelle génération de station autonome a été élaborée afin de répondre notamment aux points que nous venons d'évoquer dans le paragraphe précédent à savoir : la diminution du temps mort, la fiabilité, la capacité à réagir de manière autonome à son environnement, la capacité de diagnostiquer son propre état de fonctionnement pour permettre de réagir rapidement en cas de panne par exemple (ce qui peut permettre d'éviter de longues périodes sans prises de données). Au-delà de l'amélioration de la chaîne d'acquisition, l'antenne a elle aussi été repensée afin d'augmenter la sensibilité de la détection dans la bande de fréquence adéquate. Toutes ces améliorations réalisées grâce aux compétences acquises par l'équipe CODALEMA a permis d'aboutir à une nouvelle station relativement compacte et polyvalente. Nous aurons l'occasion de montrer que cette nouvelle station pas commencé à faire ses preuves, puisque



FIGURE 2.47 – Nouvelle antenne papillon double polarisation et son caisson-support dans lequel l'électronique est embarquée. Le cône blanc fixé dans un coin du caisson est le récepteur GPS.

les premières données obtenues depuis juin 2010 avec la seconde phase RAuger-II montrent une nette amélioration d'efficacité de détection, par rapport à RAuger-I.

2.5.1 Description du nouveau système

L'antenne papillon

Pour mesurer les deux polarisations horizontales du champ électrique avec le dipôle plat, diverses raisons techniques de réalisation avaient obligé la séparation des deux dipôles de quelques mètres (voir Fig.2.29 à droite). Cette stratégie a été retravaillée afin que les deux dipôles perpendiculaires se retrouvent sur le même mât support et que la compacité du système soit optimale. Avec les connaissances acquises expérimentalement et théoriquement, la bande de fréquence où les gerbes atmosphériques semblent émettre le maximum de puissance se situe en dessous de 100 MHz, de plus la bande de fréquence AM polluante pour notre étude, fixe une limite basse située autour de 20 MHz en conséquence, la géométrie de l'antenne a été adaptée pour que son maximum d'efficacité se situe entre 30 et 40 MHz. Les bandes FM et AM présentes à Nançay et Auger (ces émetteurs sont moins puissants sur le site d'Auger, la zone étant moins habitée) se trouvent être les sources principales de perturbations. La simple opération de filtrage numérique *offline* ne suffit pas à résoudre le problème car en amont de l'acquisition, ces puissants émetteurs peuvent générer des phénomènes d'intermodulation¹ qui viennent polluer les fréquences qui

1. Intermodulation : le problème de l'intermodulation se pose lorsqu'un amplificateur amplifie des signaux de forme complexe (mélange de différentes fréquences). Si cet amplificateur n'est pas parfait (ce qui est toujours le cas) les fréquences amplifiées se combinent et peuvent générer d'autres fréquences non présentes dans le signal original. Ces fréquences sont des combinaisons linéaires des fréquences initiales. Si le signal original est composé de nombreuses fréquences, le nombre de combinaisons peut être très grand et ainsi créer un signal amplifié très perturbé. La qualité d'un amplificateur repose donc sur la capacité à éviter ce genre de phénomène. Dans notre cas, les fréquences AM et FM peuvent être très puissantes par rapport au bruit de fond dans la gamme de fréquence qui

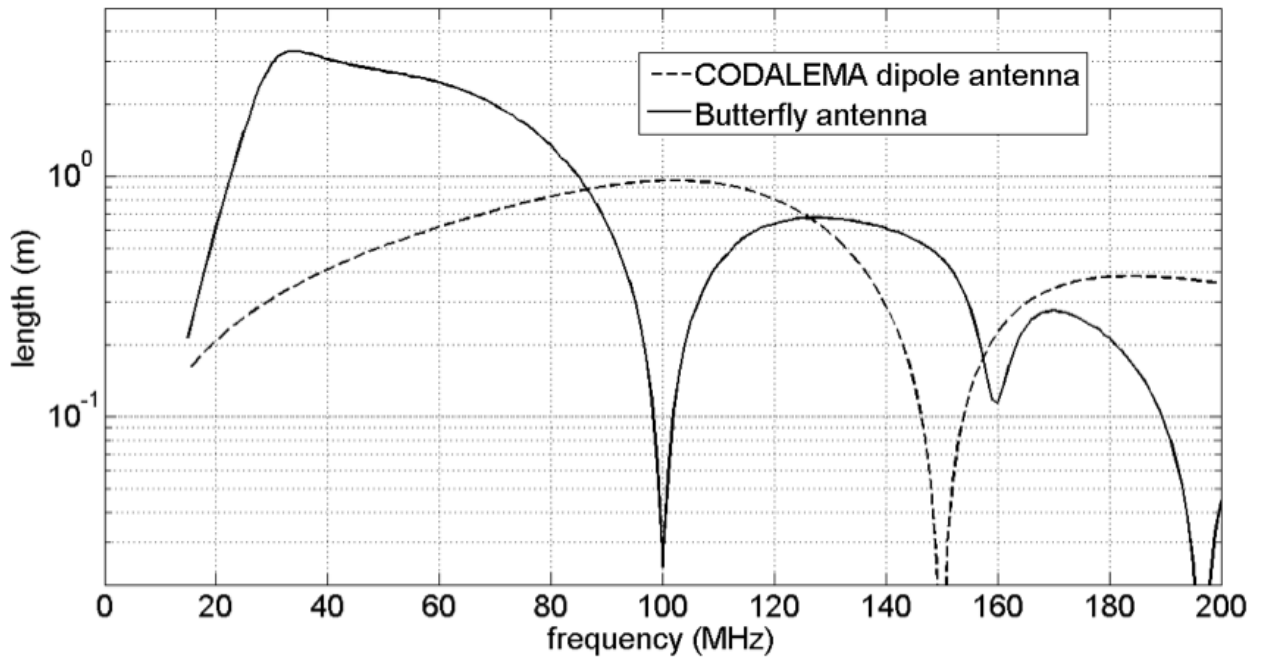


FIGURE 2.48 – Réponse en fréquence de l’antenne papillon comparée à celle de l’antenne dipolaire, pour la direction du zénith [153].

nous intéressent. Une conception particulière d’antenne avec son amplificateur peut permettre d’atténuer fortement en amont de l’acquisition les fréquences AM et FM. Une description technique détaillée de l’antenne et son amplificateur est disponible [153]. La nouvelle antenne conçue, baptisée "antenne papillon" en raison de sa forme particulière est présentée Fig.2.47 et sa réponse en fréquence est montrée Fig.2.48 (obtenue par simulation). Les AM, en dessous de 20 MHz, et la FM, entre 88 et 108 MHz sont fortement atténués, évitant ainsi des problèmes d’intermodulation éventuels liés à la puissance de ces émetteurs. À titre de comparaison, la réponse en fréquence de l’antenne dipolaire ancienne génération est superposée sur la Fig.2.48. On voit que l’efficacité dans la gamme de fréquence située entre l’AM et la FM a été nettement améliorée avec l’antenne papillon.

La chaîne d’acquisition

La chaîne d’acquisition en aval de la double antenne papillon est composée de 6 cartes électroniques insérées dans un châssis dédié (voir Fig.2.49) se décomposant comme suit :

- la carte trigger (1) qui permet de déclencher la station, c’est-à-dire de lancer la procédure de stockage de la trace en cours. Le critère de déclenchement peut s’appliquer sur les deux voies (polarisation E-O ou N-S ou les deux en même temps). Si la tension mesurée dépasse un certain seuil dans la bande de fréquence 45-55 MHz, alors l’ordre de déclenchement est décidé. Le seuil en tension est programmable et peut donc être modifié à distance ou de manière automatique en fonction du bruit de fond si besoin. La carte trigger permet également un déclenchement externe à la station ou par commande automatisée ;
- la carte MATAcq (2) [136, 137] qui permet la numérisation des champs électriques mesurés sur les deux voies E-O et N-S. Cette carte est une carte de nouvelle génération par rapport à la version utilisée sur CODALEMA-II, sa dynamique est améliorée : 14 bits au lieu de 12. Les signaux sont échantillonnés à 1 GHz sur 2560 points ce qui fait une profondeur temporelle de 2.56 μ s ;
- la carte GPS (3) qui permet de dater les événements à quelques ns près et d’estimer la position des stations à quelques mètres près ;
- la carte d’alimentation (4) ;

nous intéresse (20-80 MHz), l’amplificateur doit donc répondre linéairement sur une large gamme d’amplitude, c’est la principale difficulté.

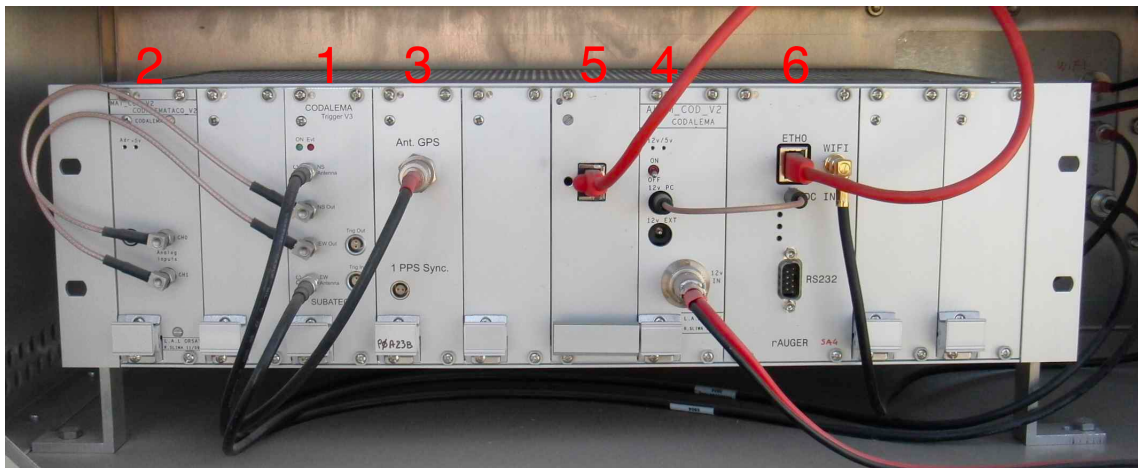


FIGURE 2.49 – Photo du châssis de la station avec de gauche à droite : la carte MATAcq, la carte trigger, la carte GPS, la carte Rabbit, la carte d'alimentation et le PC. Les chiffres en rouge se rapportent au texte.

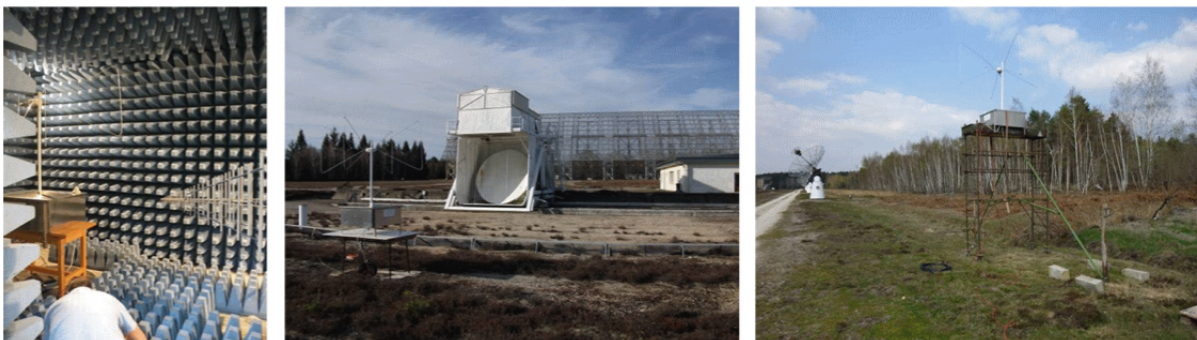


FIGURE 2.50 – Les trois tests de compatibilité électromagnétique réalisés en chambre anéchoïde (à gauche), au foyer du radiotélescope (au centre) et sur la ligne N-S du radiohéliographe (à droite)

- la carte Rabbit (5) qui s'occupe de récupérer toutes les informations liées à un évènement : traces MATAcq, carte trigger et temps GPS. Avec ces données, elle constitue le fichier brut de l'évènement qui est ensuite transféré à la carte PC ;
- la carte PC (6) qui traite l'évènement avant de le stocker sur mémoire flash. Le PC gère également la communication avec l'extérieur : transmission des données ou commande à distance ;

L'ensemble de la chaîne d'acquisition est contenu dans un caisson métallique situé sous l'antenne (voir Fig.2.47) servant de support au mât soutenant l'antenne. Outre le fait de servir de support et de caisson protecteur, le caisson métallique joue un rôle important : il doit protéger la station de son propre bruit électromagnétique. Ce caisson a donc été conçu pour répondre aux normes de compatibilité électromagnétique afin de ne pas polluer les autres types de détecteurs du site (radiotélescope, radiohéliographe, autres antennes du réseau, ...). Différents tests ont été réalisés pour tester l'étanchéité électromagnétique du caisson de la station. Après quelques modifications, les trois tests réalisés en chambre anéchoïde [154], au cœur du radiotélescope [155] ainsi que sur la ligne du radiohéliographe [156] (voir Fig.2.50) ont montré une parfaite compatibilité électromagnétique sur l'ensemble des fréquences protégées du site de Nançay. L'ensemble des résultats obtenus sont également discutés plus en détail dans la thèse de Thibault Garçon [142].

Ces nouvelles stations sont actuellement en phase de test sur les deux sites de RAuger (depuis mai 2010) et de CODALEMA (depuis fin 2010). Les infrastructures de ces deux sites étant différentes, la communication avec l'extérieur et l'alimentation générale sont organisées de manière différente :



FIGURE 2.51 – Photo d’une station autonome RAuger, avec en premier plan le grillage plastique de l’enclos, en second plan les panneaux solaires puis la station et ses antennes.

- pour l’expérience RAuger, l’alimentation autonome est indispensable et s’effectue par des panneaux solaires localisés à proximité de chaque station. Leur taille est déterminée en fonction de la consommation globale de la station qui doit par conséquent être réduite au maximum (environ 24 W actuellement). La communication avec l’extérieur (envoi des données et commandes à distance) s’effectue par WiFi avec un PC centralisateur situé à 900 m (le même que celui utilisé pour RAuger-I). Si la communication est momentanément interrompue, l’acquisition continue car la station dispose d’une capacité de stockage prévue à cet effet (carte SSD de 8 Go). Une station RAuger-II est présentée Fig.2.51 ;
- pour l’expérience CODALEMA-III, le site permet l’utilisation d’une alimentation directe depuis le réseau électrique. Le site de Nançay étant protégé, la communication avec l’extérieur par wifi est impossible, la communication se fait par un réseau de fibres optiques vers le PC centralisateur.

2.5.2 Carte MATACQ

Dans cette section nous allons nous concentrer en particulier sur un élément de la chaîne d’acquisition : la carte MATACQ. Son rôle, est de numériser les signaux mesurés par les deux voies E-O et N-S en vue de les analyser. Outre le fait de pouvoir mesurer l’amplitude du signal radio déposé par la gerbe, un des enjeux de la radio détection des gerbes est de pouvoir caractériser la forme de l’impulsion, qui doit en principe (selon les modèles théoriques), porter des informations sur la gerbe. Idéalement, la forme de l’impulsion observée par une antenne au sol est supposée être une image du développement longitudinal de la gerbe (convoluée avec l’électronique de la chaîne d’acquisition de la station). Pour caractériser avec précision l’impulsion radio d’une durée de quelques nanosecondes, un échantillonnage à haute fréquence est requis, c’est une des raisons pour laquelle la carte MATACQ a été choisie avec un taux d’échantillonnage à 1 GHz.

Principe de fonctionnement

Le mode de fonctionnement de la carte MATAcq est complètement détaillé dans [136, 137], nous n'évoquerons ici que le principe utile à la compréhension de l'étude qui sera développée ensuite.

Durant l'acquisition, le signal analogique est en permanence échantillonné par la MATAcq et stocké dans une mémoire analogique constituée d'un buffer circulaire d'une profondeur de 2560 points. Lorsqu'un signal de déclenchement est envoyé de la carte trigger à la MATAcq pour signaler qu'un événement doit être enregistré, l'échantillonnage de la carte MATAcq est stoppé, les 2560 points sont figés, codés numériquement sur 14 bits puis stockés dans une mémoire numérique tampon qui constitue la trace temporelle. Cette trace temporelle numérique est ensuite envoyée à la carte Rabbit qui rassemble les données événement (voir plus haut). Ce principe est appliqué sur les deux voies simultanément (voie E-O et N-S).

Afin d'obtenir un échantillonnage à 1 GHz, la carte MATAcq est séquencée par une horloge pilote de fréquence 50 MHz. Le cadencement à 1 GHz est réalisé par multiplication virtuelle de fréquence par un facteur 20. Pour ce faire, les puces MATAcq reposent sur des matrices d'échantillonnage composées de 20 lignes et de 128 colonnes. Lors de l'acquisition, le pointeur d'écriture se propage verticalement dans chaque colonne et se déplace de colonne en colonne de gauche à droite à la fréquence de 50 MHz. Du fait de la configuration interne de la puce, la matrice est remplie par groupe de 20 points de mesures avant que le pointeur ne se décale sur la colonne suivante. Cette architecture est importante pour la suite car elle amène des effets non négligeables comme nous allons voir.

Problème de répliques

Lors de l'utilisation normale des cartes MATAcq, nous nous sommes aperçus qu'elle générait un bruit caractéristique, se traduisant par l'apparition fantôme des émetteurs puissants de la FM. Une illustration de ce phénomène est montrée Fig.2.52 à gauche, où le fond radio de Nançay est observé avec une antenne utilisant la carte MATAcq (il s'agit de la moyenne de 1462 spectres réalisés avec la même antenne). La transformée de Fourier révèle avec cette image qu'une forêt de fréquences non-réelles (en jaune) sont présentes dans le signal enregistré par la MATAcq. Après analyse, ces fréquences non-réelles ont été identifiées comme des répliques des émetteurs FM (en rouge). La Fig.2.52 à droite montre la transformée de Fourier d'un signal sinusoïdal pur de 80 MHz et d'amplitude 100 mV injecté en entrée de la carte MATAcq placée sur un banc de test (réalisé après calibration de la carte¹). Sur cette figure, on note l'apparition de raies supplémentaires non injectées. L'analyse fine de ces raies, montre que les deux pics principaux supplémentaires correspondent à la fréquence injectée en entrée plus ou moins 50 MHz. D'autres pics sont également présents, ils correspondent à d'autres répliques du type $F_{\text{injectée}} \pm n \times 50 \text{ MHz}$ et également à d'autres répliques dites "miroir" par rapport à des axes de symétrie situés sur tous les multiples de 50 MHz. La caractérisation de ces répliques montre que leur amplitude dépend non seulement de l'amplitude du signal initial injecté mais également de sa fréquence.

L'erreur engendrée par ce problème sur l'analyse des données est difficilement quantifiable. L'échelle logarithmique utilisée pour les Fig.2.52 suggère que ce phénomène reste relativement modeste par rapport au signal réel mais la dépendance de ces répliques à la fréquence du signal réel montre que le rapport $F_{\text{réplique}}/F_{\text{réelle}}$ croît rapidement en fonction de la fréquence $F_{\text{réelle}}$. Une solution pour tenter d'éliminer ce problème a été étudiée.

Interprétation

Comme nous l'avons dit plus haut, la trace de 2560 points de mesure est une succession de 128 groupes de 20 points de mesure prises avant que le pointeur se décale sur la colonne suivante. Lorsque le pointeur de la carte MATAcq atteint la dernière ligne (la 20^e) de la colonne n , il doit se décaler afin de commencer à remplir la colonne $n + 1$. Ce décalage de colonne apparaît toutes les 20 nanosecondes,

1. La calibration de la carte MATAcq consiste à réaliser un grand nombre de prises de mesure avec la carte sans aucun signal en entrée, afin de caractériser le niveau "à vide" des 2560 éléments (les piédestaux) composant la matrice de la puce MATAcq. Lorsqu'une trace est ensuite enregistrée, les piédestaux, préalablement estimés, sont soustraits.

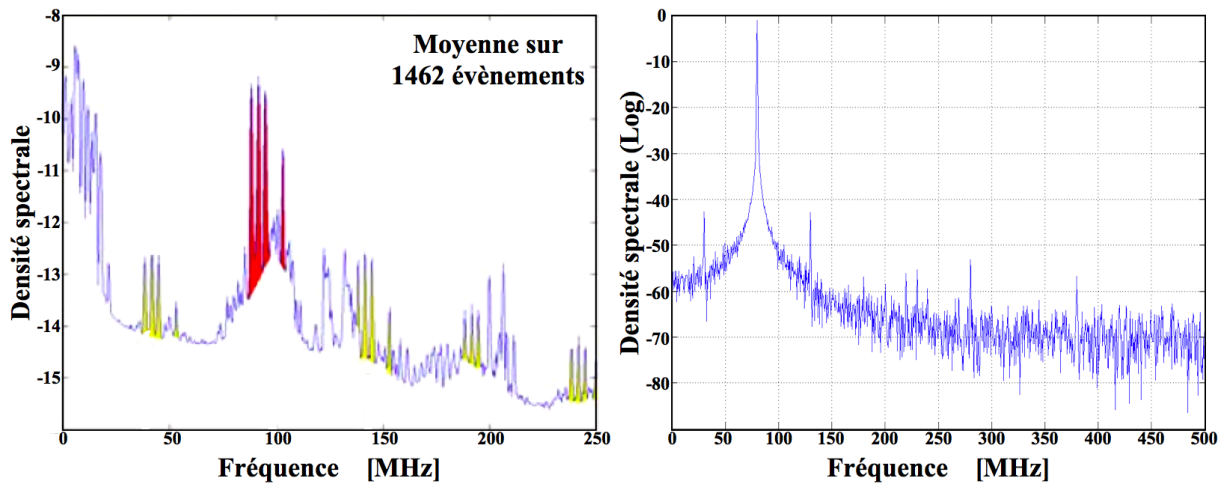


FIGURE 2.52 – Gauche : fond radio moyen de Nançay observé avec une antenne utilisant la carte MATACQ. Cette image révèle une forêt de fréquences non-réelles (en jaune), répliques des émetteurs FM (en rouge). Droite : transformée de Fourier d’un signal sinusoïdal pur de 80 MHz et d’amplitude 100 mV injecté en entrée de la carte MATACQ placée sur un banc de test. Là aussi, on note l’apparition de raies supplémentaires non injectées en entrée, ce sont des images fantômes du pic réel, générées par la carte MATACQ (voir texte pour plus de détail). L’échelle de l’axe des ordonnées est arbitraire.

soit à une fréquence de 50 MHz... Pour expliquer le phénomène des répliques nous avons suggéré que le temps du décalage du pointeur sur la colonne suivante introduit un très court décalage temporelle de la prise de mesure d’une fraction de nanoseconde toutes les 20 nanosecondes. Cette variation temporelle peut être négative (avance) ou positive (retard). Le vecteur temporel associé au vecteur des 2560 mesures ne serait en réalité plus une succession d’entier de 1 à 2560 nanosecondes comme ce qui est considéré mais plutôt :

$$1, 2, 3, \dots, 19, 20, 21 + \varepsilon_1, 22 + \varepsilon_1, \dots, 39 + \varepsilon_1, 40 + \varepsilon_1, 41 + \varepsilon_1 + \varepsilon_2, \dots, 61 + \varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \varepsilon_3, \dots \text{etc...}$$

où les $128 \varepsilon_n$ (appelés jitters) caractérisant la variation de temps autour de la valeur attendue d’une nanoseconde est propre à chaque changement de colonne. L’idée serait donc de quantifier chacun des ε_n pour recalibrer temporellement la trace mesurée. Une simulation du phénomène est présentée Fig.2.53 basée sur l’explication que nous venons de décrire. Trois sinusoïdes de phases, d’amplitudes et de fréquences différentes ont été superposées numériquement, constituant ainsi notre signal de référence. La transformée de Fourier de ce signal artificiel correspond à la Fig.2.53 à gauche. Pour simuler l’effet causé par les jitters toutes les 20 nanosecondes, et pour simplifier, nous avons considéré 128 jitters équivalents et égaux à 0.1 nanoseconde. La transformée de Fourier du signal de référence échantillonné avec un pas irrégulier (selon le principe que nous avons évoqué) est présentée Fig.2.53 à droite. Pour réaliser la transformée de Fourier, les prises de mesures non régulières ont été associées à un pas temporel régulier (comme ce qui est fait lors de l’analyse des données MATACQ). Les répliques sont bien plus nombreuses que dans la réalité, mais elles respectent bien le comportement observé et décrit dans le paragraphe précédent avec les données réelles. Cette différence peut s’expliquer par la simplicité du modèle, notamment par l’hypothèse simpliste des jitters constants.

Tentative de suppression des répliques MATACQ

La solution pour corriger l’effet induit par les jitters est de pouvoir les estimer afin de recalibrer la trace temporelle, c’est-à-dire d’associer aux 2560 points de mesures, les 2560 temps où elles ont été effectivement prises. Pour réaliser ce travail, nous avons injecté un signal sinusoïdal de fréquence 22 MHz en entrée de la carte MATACQ à l’aide d’un générateur de précision. Malgré la haute qualité du générateur, un filtre passe-bande autour de 22 MHz très étroit et très efficace a été intercalé entre le générateur et la carte pour s’affranchir d’éventuelles harmoniques créées par le générateur. Le signal

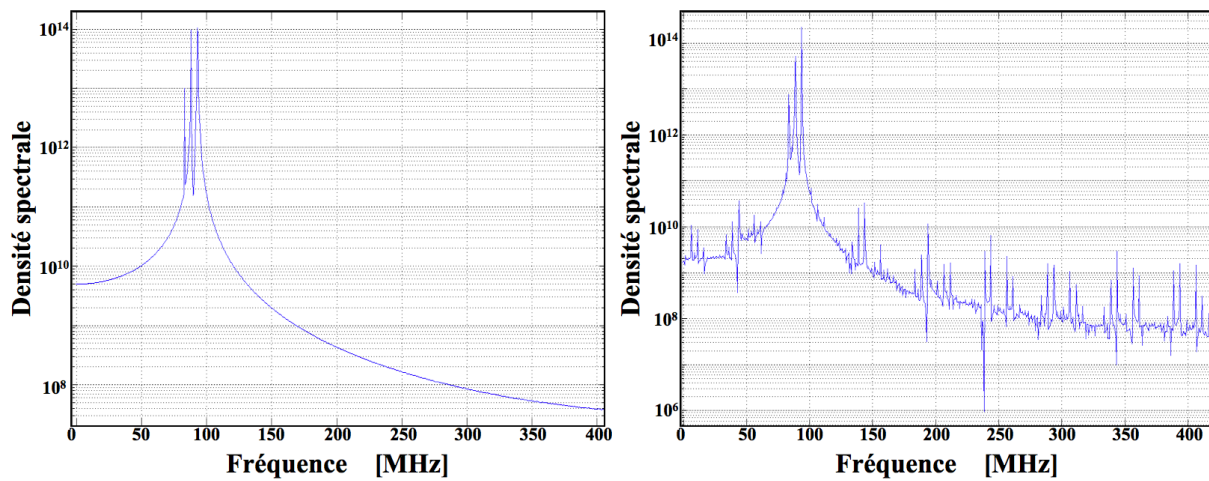


FIGURE 2.53 – Simulation des répliques générées par la carte MATAcq. Gauche : transformée de Fourier du signal artificiel de référence. Droite : transformée de Fourier du signal de référence déformé selon le principe suggéré pour expliquer les répliques (voir le texte pour plus de détails).

injecté dans la carte MATAcq est donc a priori maîtrisé. Dans la suite de cette étude, nous appelons bin, chacun des 2560 points de mesure de la matrice MATAcq. La méthode employée pour estimer les jitters associés à chaque bin est une méthode de type différentielle.

Pour calculer le retard du bin $i + 1$ par rapport à i , nous considérons d'abord la mesure du bin i correcte. Connaissant l'amplitude mesurée au bin i et au bin $i + 1$, il est possible avec une simple fonction inverse arcsin de déduire le temps correspondant au bin $i + 1$. Afin de s'affranchir d'éventuels problèmes de linéarité de la MATAcq nous appliquerons cette méthode uniquement sur les segments montant de la trace qui croisent zéro. Une seule trace ne renseignera donc pas les 2560 jitters. Pour réaliser une mesure statistique et que chacun des 2560 jitters soit estimés avec un nombre de mesure suffisant pour établir une moyenne, 10000 traces ont été acquises. Avec cette fréquence injectée, chacun des 2560 jitters dispose de 350 mesures indépendantes. Pour chacun des bins, un histogramme des mesures est réalisé et un ajustement gaussien permet d'obtenir la moyenne et l'erreur statistique associée. L'ensemble des jitters moyens obtenus pour chacun des 2560 bins est présenté sur la Fig.2.54 en haut. L'erreur associée est commune à chaque mesure et elle est de 7 ps. Sur cette figure on note un double régime. La plupart des jitters sont quasiment nuls si on prend en considération l'erreur statistique de 7 ps. Une seconde population semble se dégager, avec des jitters de l'ordre de la centaine de picosecondes. Ces jitters semblent revenir de manière périodique, tous les 20 bins. Un histogramme de l'ensemble des jitters estimés à l'aide des 10000 traces temporelles est présenté Fig.2.54 en bas à gauche. Les deux populations se distinguent clairement avec un pic principal centré sur zéro et un second pic plus petit centré sur environ 0.2 ns. Ce second pic correspond aux jitters associés aux 128 changements de colonne par le pointeur dans la puce MATAcq.

L'estimation des jitters permet maintenant d'appliquer une correction sur toutes les traces temporelles en interpolant le signal aux valeurs temporelles régulières de bin (toutes les nanosecondes entières). Pour chaque trace, un nouveau vecteur de mesure de tension interpolé est obtenu. En réalisant exactement la même démarche d'estimation des jitters (avec les segments montant croisant zéro) évoquée précédemment sur les 10000 traces recalées, le résultat présenté Fig.2.54 en bas à droite est obtenu. On note cette fois qu'aucun pic secondaire n'est observé. La méthode semble fonctionner. Si maintenant, la méthode d'estimation des jitters se base sur les segments fronts montants et fronts descendants croisant zéro (on obtient deux fois plus de statistique), l'histogramme des jitters Fig.2.55 à gauche, montre non plus un mais deux pics secondaires signifiant que l'estimation des jitters n'est pas universelle mais dépend de la méthode. On montrera également par la suite qu'en appliquant la correction obtenue avec les segments fronts montants, et en réalisant exactement la même démarche d'estimation des jitters sur les 10000 traces recalées avec les fronts descendants cette fois, le résultat suggère là aussi que la méthode n'est pas universelle et dépend de la portion du signal utilisée pour estimer les jitters. Ce comportement se traduit

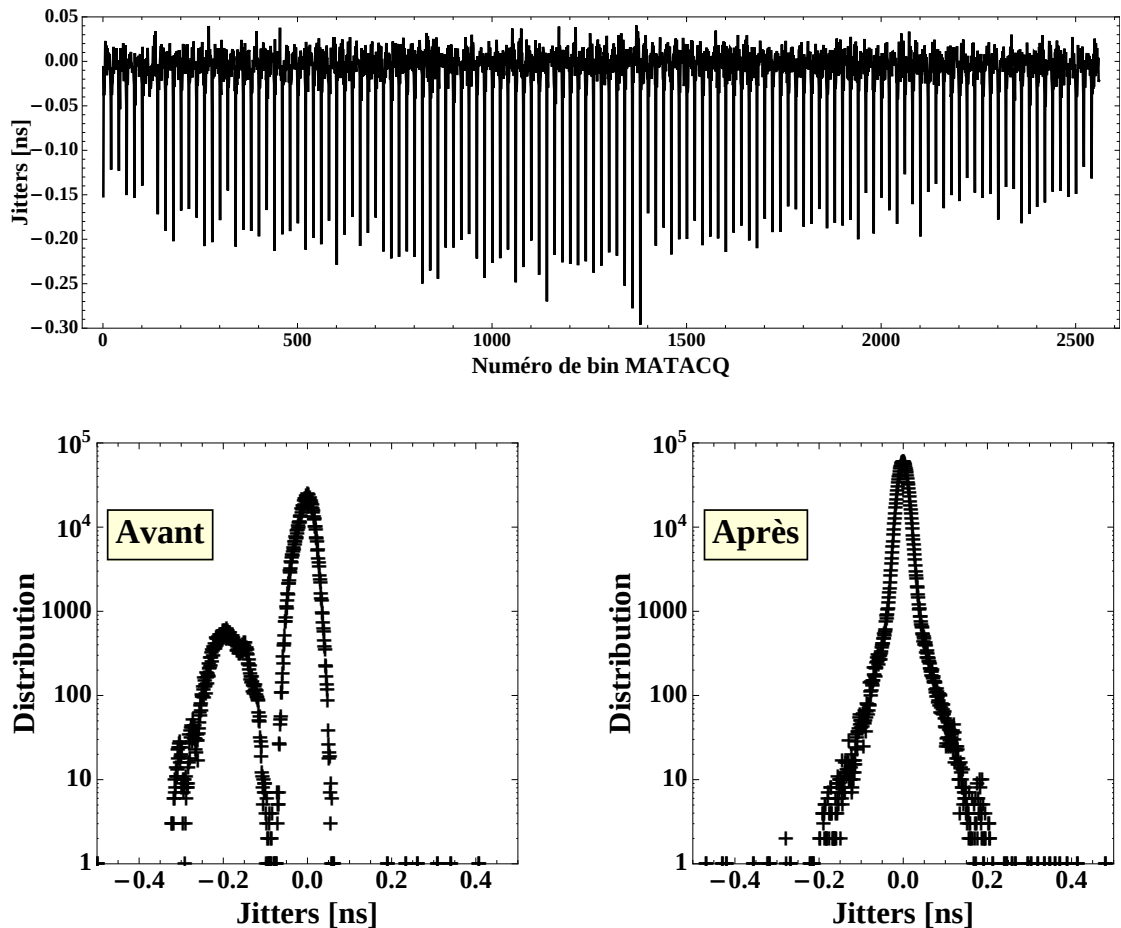


FIGURE 2.54 – Haut : estimation des jitters associés à chacun des 2560 bins. Les jitters associés au changement de colonne sont visibles assez clairement, puisqu’il s’agit des sauts de 0 à plus d’une centaine de picosecondes observés périodiquement, tous les 20 bins. Bas, gauche : histogramme de l’ensemble des jitters estimés à l’aide des 10000 traces temporelles avec la méthode basée sur les segments montants de la trace qui croisent zéro. Bas, droite : histogramme de l’ensemble des jitters estimés avec la même méthode que la figure de gauche, avec les 10000 traces temporelles recalées (voir texte pour plus de détails).

par un pied de distribution sur la Fig.2.55 à droite.

Discussion sur la méthode

Une des explications possibles des résultats est que ce problème soit lié directement à une déformation du signal en amont, avant le remplissage de la matrice MATAACQ (un amplificateur large bande est implanté en amont de la puce MATAACQ). Ce symptôme est également observé avec d’autres fréquences auxquelles nous nous sommes intéressés (20, 50, 90, 40, 100, 120 MHz avec des amplitudes différentes), mais pour le moment l’étude n’a pas été poussée en caractérisant ce phénomène en fonction de la fréquence et de l’amplitude des signaux injectés. Une remarque plutôt positive est que l’on s’aperçoit tout de même qu’en se plaçant dans un cas particulier (celui des fronts montants par exemple) la stabilité des jitters est très bonne puisque l’erreur statistique associée est commune à chaque mesure et elle est de l’ordre de 7 ps.

Différentes méthodes ont été appliquées selon les suggestions des concepteurs de la carte MATAACQ, mais elles ont révélé les mêmes résultats. Ce problème reste malheureusement non résolu à l’heure actuelle. Pour identifier formellement une éventuelle déformation du signal d’entrée, il serait possible d’injecter en entrée de la MATAACQ un signal triangulaire basse fréquence de l’ordre du kHz afin d’observer le comportement des portions de droite du signal échantillonné sur tout le long de la trace temporelle.

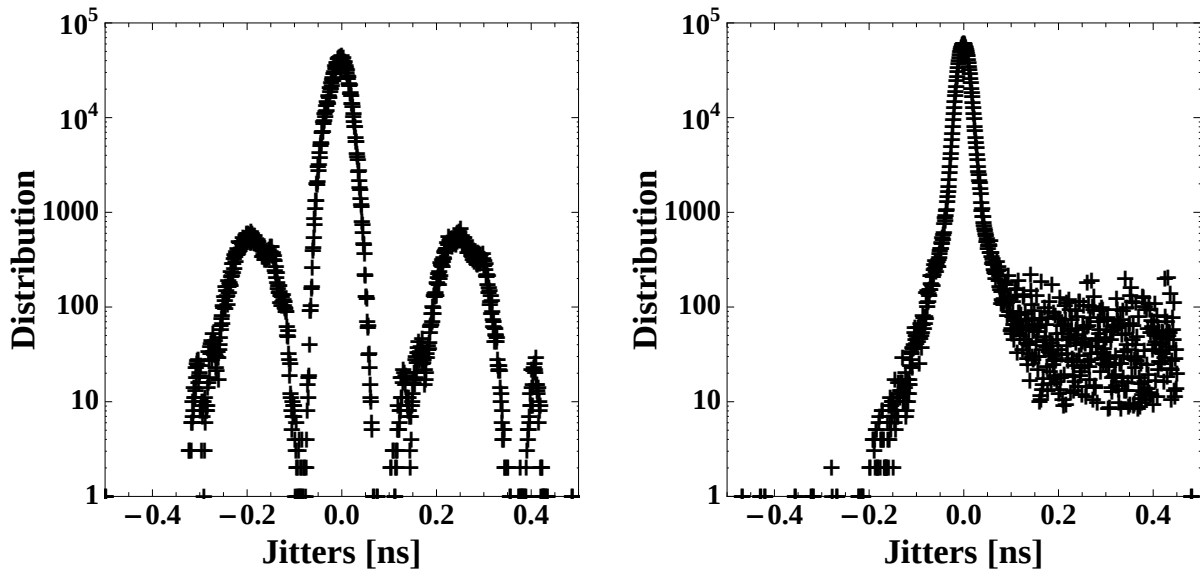


FIGURE 2.55 – Gauche : histogramme de l'ensemble des jitters estimés à l'aide des 10000 traces temporelles avec la méthode basée sur les segments montants et descendants de la trace qui croisent zéro. Droite : histogramme de l'ensemble des jitters estimés avec la méthode basée sur les segments descendants sur les 10000 traces recalées avec l'estimation des jitters basée sur front montant.

Pour supprimer ces répliques causées par les jitters de la carte MATAcq, des études supplémentaires sont nécessaires pour les estimer indépendamment de la méthode employée ; pour l'instant ce problème reste non résolu. Rappelons néanmoins qu'il s'agit d'un effet très fin qui n'affecte pas les mesures de formes d'onde tant que les signaux des émetteurs ne sont pas trop puissants.

2.5.3 Les deux sites et les premières données nouvelle génération

RAuger-II

Les premières stations autonomes nouvelle génération ont été implantées en remplacement de deux des trois anciennes stations autonomes de RAuger-I (A2 et A3) en mai 2010. Elles sont aujourd'hui au nombre de trois autour de la cuve Apolinario. Les premières données acquises depuis leur installation montrent une nette amélioration de l'efficacité de détection, par rapport aux trois stations précédentes. La Fig.2.56 montre les récentes données obtenues après un an d'observation depuis mai 2010 avec trois stations : à gauche la carte du ciel des évènements détectés et à droite l'histogramme du nombre de jours entre deux coïncidences consécutives. Sur une année de prise de données (temps total et non effectif), 55 évènements ont été détectés en coïncidence avec les cuves Auger, dont 5 en coïncidence triple. L'ajustement de l'histogramme de la Fig.2.56 à droite avec une loi de Poisson, donne une constante de temps de 4.5 jours, ce qui montre une très nette amélioration par rapport à l'ancien réseau RAuger-I (12 jours). Les données radio d'une coïncidence triple sont données à titre d'exemple dans l'appendice A.

Les qualités de cette nouvelle station démontrées par ces nouveaux résultats permettent aujourd'hui d'imposer différents éléments dans la conception des futures stations qui seront déployées pour le réseau AERA à Auger. C'est le cas notamment de l'antenne papillon et l'électronique LNA, réputée pour sa simplicité et son efficacité ainsi que le caisson blindé pour la qualité de son blindage électromagnétique et son faible coût par rapport à des caissons déjà existants sur le marché dont le blindage n'est pas aussi efficace.

Évènement platinumium

Le 13 Janvier 2011, à 5h27 min 36 s UTC, a été observé pour la première fois au monde sur le site de l'expérience Auger, le premier évènement cosmique en coïncidence avec trois modes de détection

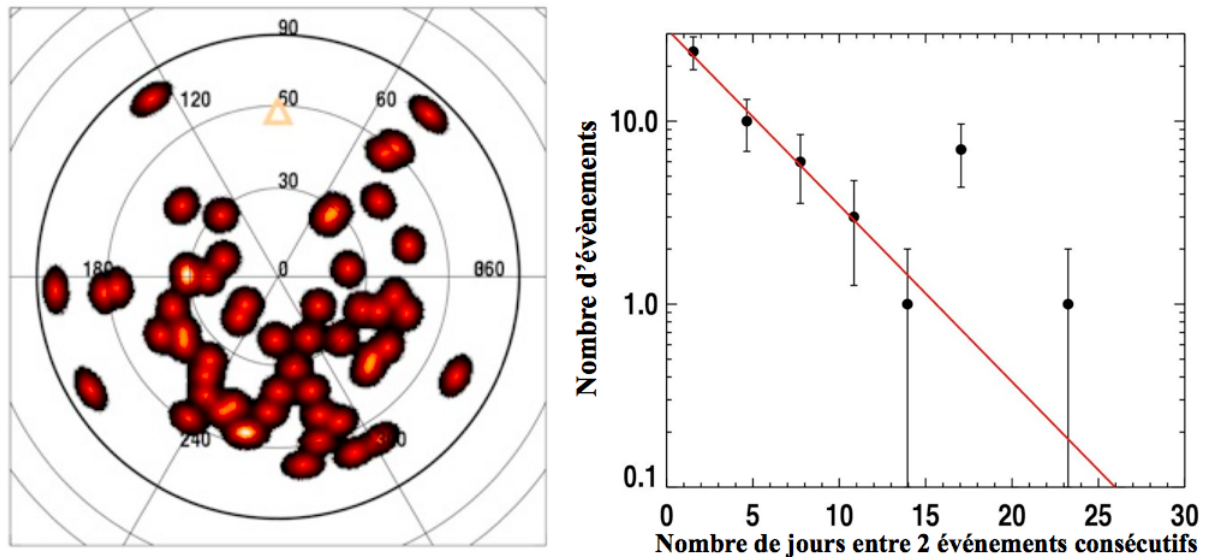


FIGURE 2.56 – Gauche : carte du ciel des évènements détectés par les nouvelles stations autonomes RAuger-II. Gauche : histogramme du nombre de jours entre deux coïncidences consécutives. La courbe en rouge est un ajustement de l'histogramme avec une loi de poisson qui donne une constante de temps de 4.5 jours ce qui montre une nette amélioration de l'efficacité de détection par rapport aux anciennes stations de RAuger-I (12 jours). Le point s'écartant de la droite (à 17 jours) s'explique par les différentes périodes off qu'ont pu connaître les stations (la connaissance exacte de ces périodes pourrait permettre de corriger cet effet).

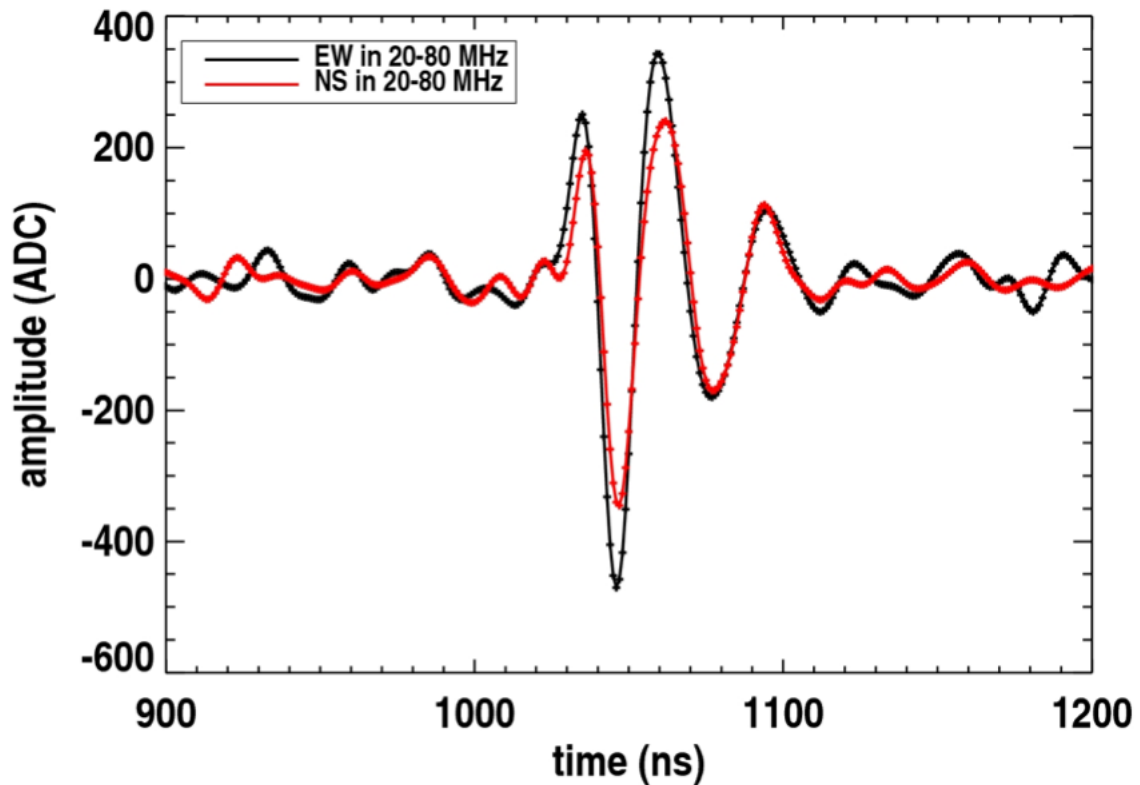


FIGURE 2.57 – Trace temporelle radio vue par A4 (filtrée numériquement dans la bande 20-80 MHz) du premier évènement observé simultanément par trois modes de détection indépendant à Auger : SD, FD et Radio. En noir polarisation E-O, en rouge polarisation N-S.

indépendant : le détecteur SD, le télescope de fluorescence (FD) et une des antennes RAuger-II. Cet

évènement répertorié sous le numéro 201101203841 dans la base données Auger est qualifié de *golden event* par le fait que la reconstruction SD et FD (3 télescopes) soit en bon accord. L'énergie de la gerbe estimée par les trois télescopes de fluorescence est de 73 ± 15 EeV par le télescope de Los Leones, 94 ± 24 EeV par Los Morados et 75 ± 7 EeV par Coihueco avec une direction d'arrivée $\theta = 45.2^\circ \pm 0.2^\circ$, $\phi = 326.9^\circ \pm 0.3^\circ$ estimée par le réseau SD. Malheureusement, seulement la station A4 a observé cet évènement, A1 et A3 n'étant pas en acquisition et A2 ne l'ayant pas observé pour des raisons encore inconnues. La trace temporelle du signal filtré (20-80 MHz) observé par A4 est montrée Fig.2.57. La connaissance de la direction d'arrivée de la gerbe par le réseau SD permet de donner la valeur attendue du rapport des amplitudes E-O/N-S dans le cas d'un mécanisme d'émission radio purement géomagnétique. En considérant le rapport des composantes E-O et N-S du mécanisme de Lorentz adapté au site d'Auger pour la direction de cet évènement on obtient :

$$\left(\frac{|\mathbf{n} \wedge \mathbf{B}|_{EO}}{|\mathbf{n} \wedge \mathbf{B}|_{NS}} \right)_{\text{platinum}}^{\text{Lorentz}} = 1.258 \quad (2.15)$$

qui est en très bon accord avec le rapport des amplitudes du signal observé :

$$\left(\frac{|E_{EO}|}{|E_{NS}|} \right)_{\text{platinum}}^{\text{Observé}} = 1.264 \quad (2.16)$$

Effet géomagnétique et polarisation

Avec les 55 évènements mesurés en coïncidence avec les détecteurs SD, nous avons réalisé le même travail qui est résumé dans la Fig.2.58 à gauche. Cette figure présente le rapport des amplitudes N-S/E-O mesurés par chaque antenne en fonction de la valeur attendue dans l'hypothèse d'un mécanisme

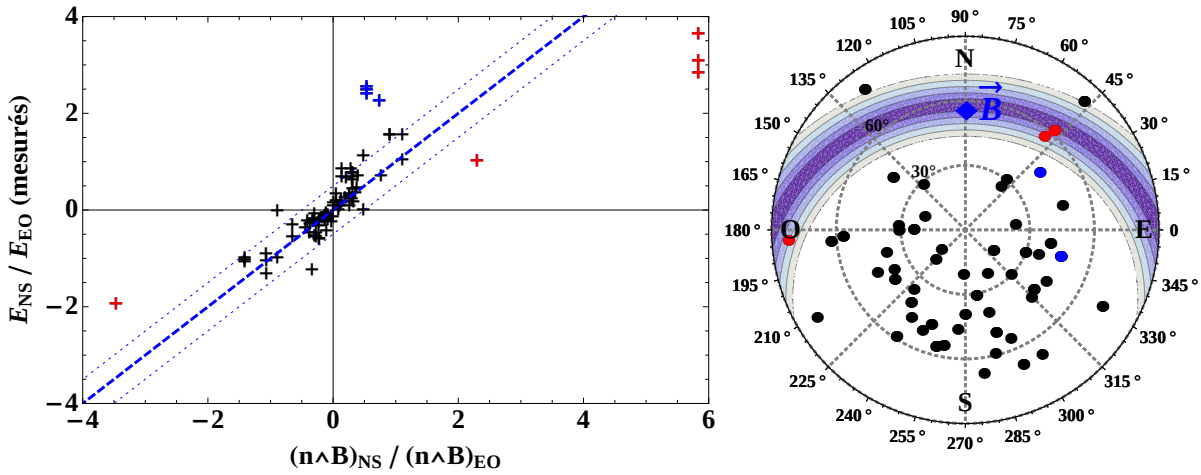


FIGURE 2.58 – Gauche : rapport des amplitudes N-S/E-O mesurées par chaque station en fonction de la valeur attendue dans l'hypothèse d'un mécanisme purement géomagnétique pour les 83 signaux (55 évènements) en coïncidence. Un évènement peut être représenté par plusieurs points sur cette figure, si celui-ci a été observé par plus d'une station. la ligne pointillée bleue correspond à une droite de pente 1 passant par l'origine ; les deux lignes pointillées fines correspondent à l'écart à plus ou moins 3σ obtenu en réalisant un ajustement gaussien de l'histogramme des écarts (verticaux) à la droite de pente 1 passant par l'origine (voir Fig.2.59 à gauche). Les points de mesures de couleur bleus et rouges sont des évènements s'écartant du comportement général (voir texte). Les directions d'arrivées de ces évènements sont représentées sur la figure de droite, avec le même code couleur. La bande de couleur violette représente l'ensemble des directions d'arrivées pour lesquelles la composante E-O de la force de Lorentz est inférieure à 0.25 (elle varie de 0 à 1), ; dans ces cas de figure, le mécanisme de Lorentz est faible

purement géomagnétique. Dans cette étude, la polarité P du signal est définie par l'ordre chronologique de la position du maximum et du minimum dans la trace temporelle :

$$P = \frac{t_{\max} - t_{\min}}{|t_{\max} - t_{\min}|} \quad (2.17)$$

Un évènement peut être représenté par plusieurs points sur cette figure, si celui-ci a été observé par plus d'une station. Sur la Fig.2.58 à gauche, la ligne pointillée bleue correspond à une droite de pente 1 passant par l'origine ; les deux lignes pointillées fines correspondent à l'écart à plus ou moins 3σ obtenu en réalisant un ajustement gaussien de l'histogramme des écarts (verticaux) à la droite de pente 1 passant par l'origine (voir Fig.2.59 à gauche). On constate qu'une grande majorité des évènements est en accord avec la valeur attendue (80% des 83 signaux sont contenus dans la bande à $\pm 3\sigma$). Les quelques évènements s'écartant de la corrélation globale (croix rouges ou bleues sur la Fig.2.58 à gauche) sont discutés ci dessous.

- Les 5 croix rouges représentent trois évènements (deux de multiplicité 1 et un de multiplicité 3) dont la composante E-O de la force de Lorentz est inférieure à 0.25 (variant de 0 à 1). L'ensemble des directions d'arrivée pour lesquelles la valeur absolue de la composante E-O de la force de Lorentz est inférieure à 0.25, sont représentées par la bande de couleur violette sur la Fig.2.58 à droite. Un mécanisme radio secondaire non-dépendant cette fois à la force de Lorentz, pourrait devenir sensible pour ces cas de figure (force de Lorentz faible) et ainsi expliquer cet écartement à un comportement purement géomagnétique (à ce stade la composante excès de charge n'est pas encore prouvée). Il est intéressant de souligner que pour la coïncidence triple, les trois mesures de champ électrique indépendantes (réalisées par les trois antennes indépendantes), s'écartent toutes de la droite de corrélation, avec une dispersion de ces trois points relativement faible.
- Les 4 croix bleues représentent deux évènements (un de multiplicité 1 et un de multiplicité 3) dont la composante N-S est plus de deux fois supérieure à la composante E-W. Le comportement particulier de ces rapports de polarisation (en comparaison avec les autres évènements de directions d'arrivées équivalentes) restent pour l'instant incompris. Là encore, il est intéressant de noter que pour la coïncidence triple, les trois mesures de champ électrique indépendantes montrent toutes le même comportement. La simulation pourra permettre de peut-être comprendre ces comportements particuliers.

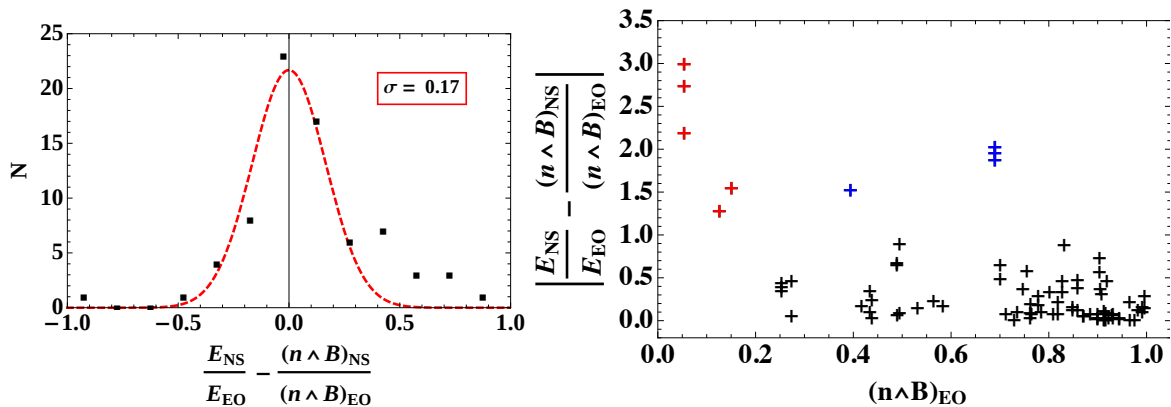


FIGURE 2.59 – Gauche : histogramme des écarts entre les rapports des amplitudes mesurées N-S/E-O et la valeur attendue dans le cas d'un mécanisme purement géomagnétique (voir Fig.2.58 à gauche). La ligne en pointillées rouges représente l'ajustement gaussien de cet histogramme, centré en 0, dont l'écart type est estimé à 0.17. Droite : écarts aux valeurs attendues en fonction de la composante E-O de la force de Lorentz. Le code couleur respecte celui des Fig.2.58.

CODALEMA-III

L'installation de CODALEMA-III est plus récente puisqu'elle a débuté au début de l'année 2011 avec les travaux d'infrastructure associés à la volonté de mettre en place un réseau de 58 stations courant

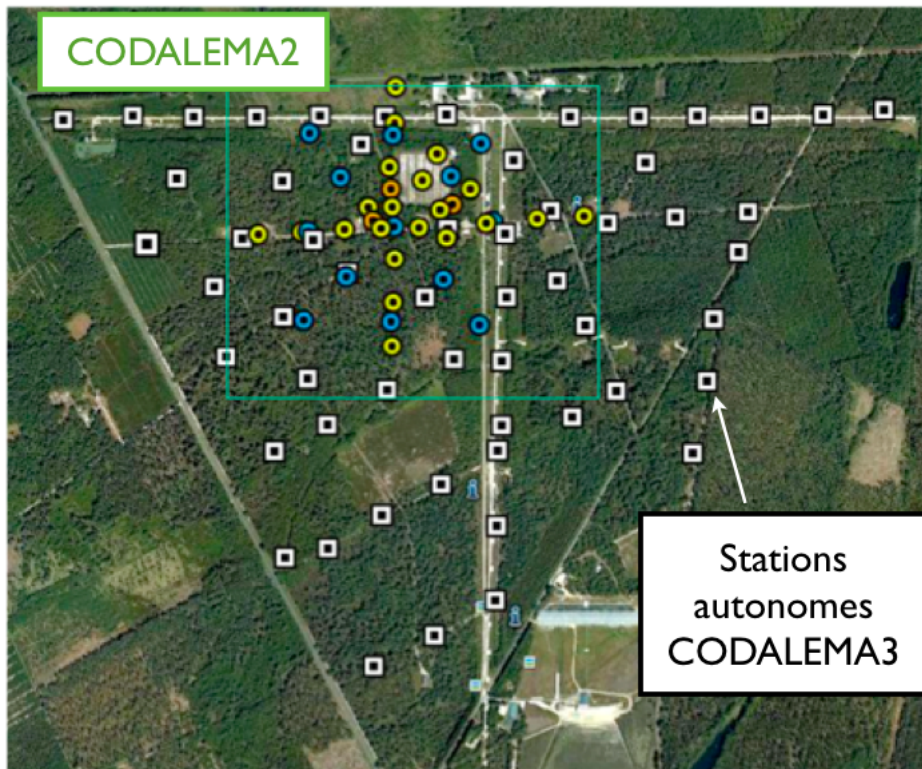


FIGURE 2.60 – Implantation des nouvelles stations (carrés blancs) du réseau CODALEMA-III. Les cercles jaunes et oranges représentent les antennes du réseau câblé et les cercles bleus les scintillateurs)

2012 selon la Fig.2.60 où l'implantation des nouvelles stations est représentée par des carrés blancs (les cercles jaunes et oranges représentent les antennes du réseau câblé et les cercles bleus les scintillateurs formant le réseau CODALEMA-II). À l'heure actuelle 33 stations sont déployées, dont la plupart sont en phase d'acquisition. L'un des objectifs de ce réseau de taille moyenne est d'apprendre à maîtriser les difficultés liées à l'acquisition de données par un réseau composé de nombreuses stations autonomes. Avec les toutes premières antennes installées, les premières coïncidences avec le réseau CODALEMA-II ont été observées et l'identification de sources parasites diverses propre au site de Nançay a pu être réalisée. La caractérisation de ces parasites va permettre d'intégrer dans le programme d'acquisition de chaque antenne les premiers critères de rejets automatiques d'événements non-cosmiques afin de tester leur efficacité. Les premières études menées sur le comportement des stations autonomes à Nançay sont disponibles dans la thèse de Thibault Garçon [142].

2.6 Conclusion

Après avoir confirmé les résultats obtenus par les toutes premières expériences menées à partir des années 60, les développements de la dernière décennie ont montré que cette méthode pouvait jouer un rôle significatif dans la compréhension des gerbes atmosphériques comme en attestent les premiers résultats physiques obtenus avec l'expérience CODALEMA (ainsi que l'expérience LOPES). Les premières observations physiques du mécanisme principal de l'émission du champ radio par les gerbes atmosphériques ont été mises en évidence. La forte asymétrie N-S observée dans le taux de comptage des événements en fonction de leur direction d'arrivée signe l'origine principale de l'émission radio des gerbes atmosphériques. La comparaison avec les caractéristiques de la force de Lorentz induite par le champ géomagnétique à CODALEMA montre un accord net avec les données expérimentale. De plus, l'accord similaire observé avec l'expérience RAuger dans une autre partie du globe, là où les caractéristiques du champ magnétique sont différentes (en Argentine, hémisphère sud) confirme cette interprétation.

L'étude des profils latéraux à CODALEMA (ainsi qu'à LOPES) a fourni d'autres éléments. En ajus-

tant le profil avec une fonction du type exponentielle décroissante suggérée par Allan en 1970, il est possible d'obtenir deux observables porteuses d'informations : le champ électrique interpolé sur l'axe ainsi qu'une quantification de la décroissance de l'amplitude du signal avec la distance à l'axe. Les résultats de CODALEMA ont ainsi pu mettre en évidence que la première de ces deux observables était directement corrélée à l'énergie de la gerbe (et donc du primaire) en comparant les données radio avec celles issues un réseau de détecteurs de particules au sol. L'énergie déposée par la gerbe dans le domaine radio est donc une estimation directe de l'énergie du primaire que les antennes radio sont capables d'estimer. La seconde de ces deux observables qui montre une dépendance comme nous avons pu le voir à la direction d'arrivée de la gerbe, sera l'objet d'une interprétation proposée un peu plus loin dans cette thèse. Les premières observations réalisées semblent donc apporter des éléments significatifs concernant l'intérêt de cette méthode.

La fin de ce chapitre a été consacré à la faisabilité de la détection radio autonome des gerbes atmosphériques. Dans l'optique de créer des réseaux de détecteurs uniquement composés d'antennes radio, il a été développé au sein de l'équipe CODALEMA une première version de station autonome. Les trois premiers prototypes RAuger-I installés sur l'expérience Auger ont montré la capacité à détecter des gerbes atmosphériques de manière complètement autonome, malgré leur simplicité et leur fragilité causant de nombreux arrêts de prises de données. La génération suivante des antennes autonomes conçues en fonction des premières observations a été installée en mai 2010 en remplacement des anciennes station RAuger-I. Après un an de fonctionnement, les premiers résultats montrent une nette amélioration de l'efficacité de détection (multipliée par 3) et de la qualité des données. Ceci laisse présager des résultats importants avec les futurs réseaux comme CODALEMA-III en cours de déploiement, ainsi qu'avec le réseau AERA à Auger auquel participe activement l'équipe de CODALEMA.

L'ultime étape pour déduire les caractéristiques des particules primaires des données radio repose sur un travail couplé avec les outils de simulation, au même titre que ce qui est fait avec les autres modes de détection. C'est le sujet auquel nous allons maintenant nous consacrer au cours des prochains chapitres de cette thèse.

Création d'un nouvel outil autonome de simulation radio : SELFAS

Plan

3.1	Simulation de l'émission radio dans le domaine du MHz	122
3.1.1	Les première approches	122
3.1.2	Les approches modernes	122
3.1.3	La discorde monopolaire-bipolaire	125
3.2	Retour aux sources	131
3.2.1	Champ électrique d'une source ponctuelle avec un temps de vie fini .	131
3.2.2	Champ électrique d'un ensemble de charges	133
3.3	SELFAS2	134
3.3.1	Génération de la gerbe, profil longitudinal, universalité	134
3.3.2	Caractéristiques géométriques des gerbes : conditions initiales des particules	136
3.3.3	Propagation des particules et calcul du champ électrique	138
3.3.4	Algorithme général et utilisation de SELFAS2	139
3.4	Discussion autour d'un premier exemple	140
3.4.1	Stabilité numérique	141
3.4.2	Résultats	142
3.4.3	Courant transverse vs excès de charge	144
3.4.4	Influence du filtrage numérique sur la forme du profil latéral	144
3.4.5	Comparaison entre SELFAS2, REAS3 et MGMR	146
3.4.6	Modification de ReAires : ReAires2 vs SELFAS2	147
3.5	Vers une prédiction de carte du ciel pour la configuration CODALEMA .	149
3.5.1	Influence de la direction d'arrivée sur le signal radio émis par la gerbe	149
3.5.2	Interprétation de la dépendance de $\Delta\theta_{max}$ à la distance au cœur	150
3.5.3	Prédiction de carte du ciel pour la configuration CODALEMA	153
3.6	Conclusion	156

3.1 Simulation de l'émission radio dans le domaine du MHz

3.1.1 Les première approches

En 1962, Askaryan suggère pour la première fois qu'une émission radio cohérente dans des longueurs d'ondes de l'ordre du mètre devrait être produite par l'excès de charges négatives dans les gerbes atmosphériques (voir le chapitre 1 pour plus de détail sur cette période). Ces prédictions théoriques [114, 157] ont conduit à la première expérience menée par Jelley en 1964. Après le succès de cette expérience, les activités sur la radio-détection des gerbes se sont multipliées tant d'un point de vu expérimental que théorique. En 1966 Kahn et Lerche [117] proposent que l'émission radio pourrait être principalement d'origine géomagnétique. Leur modèle prédit que l'émission radio est produite en majorité à partir du courant transverse des électrons et positrons déviés par le champ géomagnétique. Kahn et Lerche suggèrent également que le dipôle en propagation formé par la séparation des charges de signe opposé, est susceptible de créer une onde radio mais ce processus n'est pas dominant. De nombreux articles sur des modèles de sophistication croissante ont été publiés dans les années qui suivirent, (une revue de ces modèles est consultable dans [119]), mais les deux principaux courants de pensée restent basé sur le rayonnement Cerenkov et le rayonnement dû à l'effet géomagnétique. Lorsque le domaine de la radio détection des gerbes s'éteint plus ou moins dans le milieu des années 70, un consensus est établi grâce à la mise en évidence expérimentale d'un effet lié au champ géomagnétique.

3.1.2 Les approches modernes

À partir de 2000, les efforts expérimentaux menés pour détecter en radio les gerbes atmosphériques grâce aux technologies modernes recommencent. Dès le début de cette nouvelle ère de la radio-détection, le besoin de théories plus détaillées et de simulations d'émissions radio des gerbes deviennent nécessaires. Sur la base des résultats historiques, les premières approches modernes de simulation se concentrent principalement sur la description d'une origine géomagnétique de l'émission radio. Nous donnons ici, une revue simplifiée des principales approchent.

Modèle analytique géosynchrotron, approche fréquentielle

Une première approche moderne basée sur le rayonnement synchrotron des particules dans le champ magnétique terrestre a été proposée en 2003 par Falcke et Gorham [158], c'est le modèle géosynchrotron. Cette première ébauche a ensuite été approfondie par Huege et Falcke [159, 160, 161] ainsi que Suprun, Gorham et Rosner [162]. Le modèle géosynchrotron décrit l'émission radio comme une radiation synchrotron cohérente des électrons et positrons déviés dans le champ magnétique terrestre. Dans une première étape l'émission radio est calculée par une approche analytique dans le domaine fréquentiel, utilisant des paramétrisations décrivant les caractéristiques des gerbes, notamment l'évolution du nombre de particules en fonction de la profondeur d'atmosphère traversée. Cette première approche, bien que très simplifiée, a permis de commencer à comprendre et à estimer les effets de cohérence pour les longueurs d'onde radio. Une comparaison avec les données historiques montre que cette approche analytique était capable de reproduire qualitativement le spectre en fréquence ainsi que le profil latéral du signal radio (voir Fig.3.1).

Modèle analytique géosynchrotron, approche temporelle

Par la suite, la modélisation du rayonnement géosynchrotron des gerbes a été implémentée d'une manière complètement différente, en travaillant dans le domaine temporel, à l'image des simulateurs de gerbes type Monte-Carlo. L'idée étant de suivre pas après pas, le développement de la gerbe afin de calculer l'évolution du champ électrique simultanément [164]. Cette fois le code de simulation développé (REAS1= Radio Emission from Air Shower) n'est plus du type analytique mais Monte-Carlo. En suivant les mêmes paramétrisations de gerbes utilisées pour le modèle analytique précédent, des particules sont générées aléatoirement et propagées afin de calculer leur contribution au champ électrique total de la

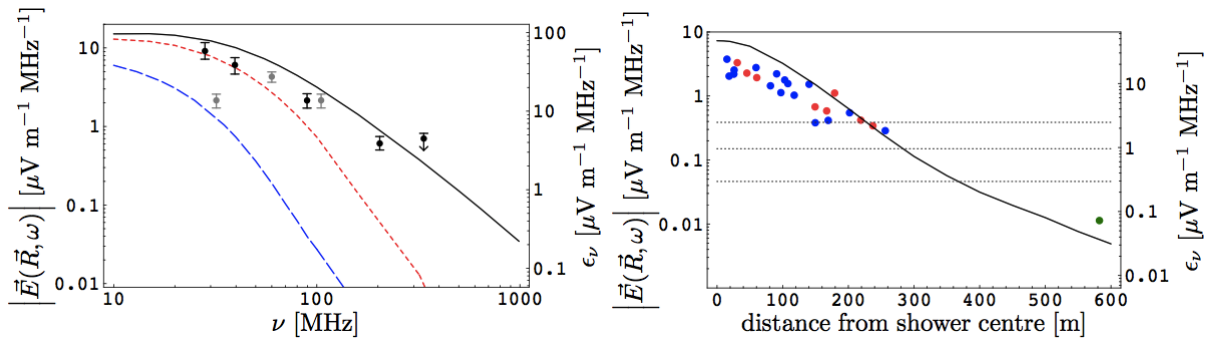


FIGURE 3.1 – Gauche : spectre du champ électrique d’une gerbe verticale de 10^{17} eV calculé selon le modèle géosynchrotron en comparaison avec différentes données historiques. Ligne noire : observateur situé sur l’axe de la gerbe. Ligne pointillée rouge : à 100 m de l’axe. Ligne pointillée bleue : à 250 m de l’axe. Droite : profil latéral du signal radio à 55 MHz, calculé selon le modèle géosynchrotron en comparaison avec différentes données historiques. Figures extraites de [159].

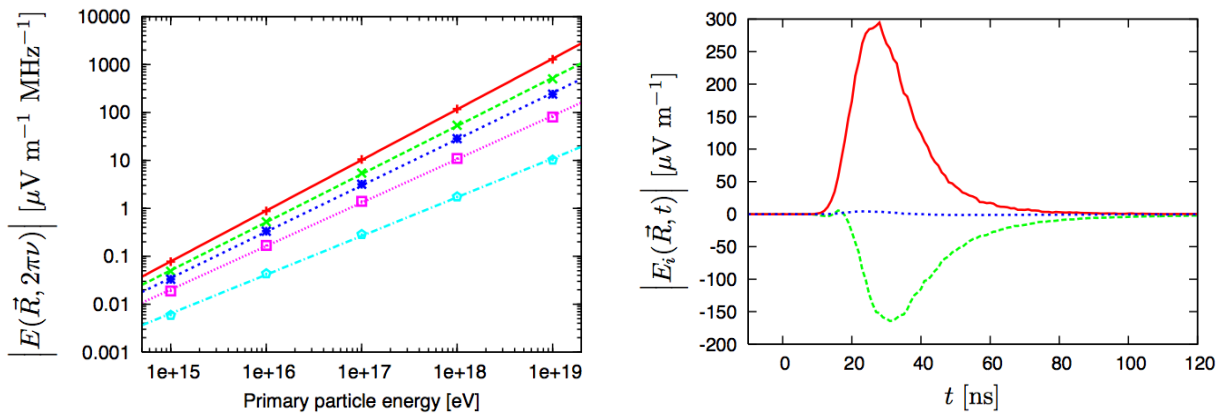


FIGURE 3.2 – Gauche : simulation (REAS1) du champ électrique émis par une gerbe verticale de 10^{17} eV en fonction de l’énergie de la particule primaire, pour différentes distances. De bas en haut : 20 m, 100 m, 180 m, 300 m and 500 m du coeur de la gerbe. Droite : impulsions simulées (REAS1) observées à 200 m au nord d’une gerbe verticale de 10^{17} eV en polarisation est-ouest (en rouge), nord-sud (en vert) et verticale (en bleu). Extraits de [163].

gerbe. Les résultats obtenus par cette approche ont été capables de reproduire les résultats obtenus par l’approche analytique fréquentielle.

Avec ce code simulation, diverses prédictions ont pu être réalisées, comme la corrélation entre le signal radio et l’énergie (Fig.3.2 à gauche), la dépendance du signal à la direction d’arrivée de la gerbe (Fig.3.3) et l’étude des caractéristiques de la polarisation du signal (Fig.3.2 à droite) [163]. Il est montré que la dépendance à la direction d’arrivée du signal, implique que la détection est plus favorable pour une gerbe inclinée car le champ électrique "s’étale" sur une plus grande surface au sol (à intensité de mécanisme radio équivalent) par rapport à une gerbe verticale (effet montré simultanément par Gousset et al [165]).

Lorsque les premières données expérimentales contemporaines ont été disponibles grâce aux expériences CODALEMA et LOPES, d’autres groupes de recherche se sont aussi intéressés à la modélisation de l’émission radio des gerbes en développant leur propre modèle.

Approche Monte-Carlo avec le code EGS4

Basé sur une approche fréquentielle, Engel, Kalmykov et Konstantinov ont développé une version spéciale du code EGS4¹ générateur de cascades électromagnétiques, afin de comparer les deux contributions radio géosynchrotron et Cerenkov [166]. En utilisant une description réaliste du profil de l’indice

1. EGS4 est utilisé dans le simulateur de gerbe atmosphérique CORSIKA pour générer la composante électromagnétique et muonique de la gerbe.

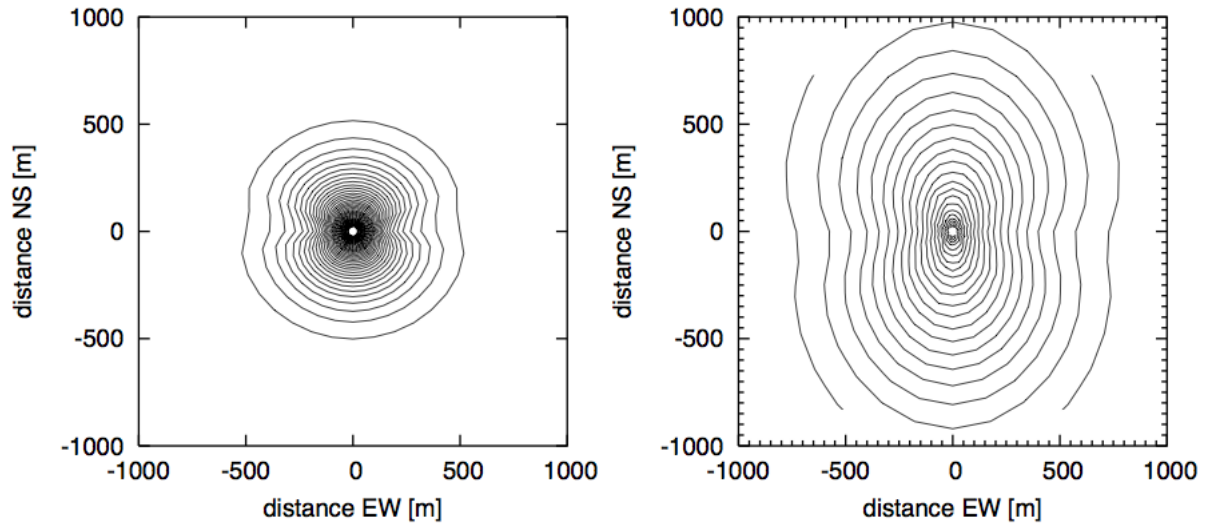


FIGURE 3.3 – Gauche : isocontours du champ électrique mesuré au sol pour une gerbe verticale de 10^{17} en polarisation E-O à 10 MHz simulée avec REAS1. Droite : idem pour une gerbe inclinée à 45° provenant du nord. Les lignes de niveaux correspondent à des pas de $0.25 \mu\text{V}/\text{m}/\text{MHz}$. Extraits de [163].

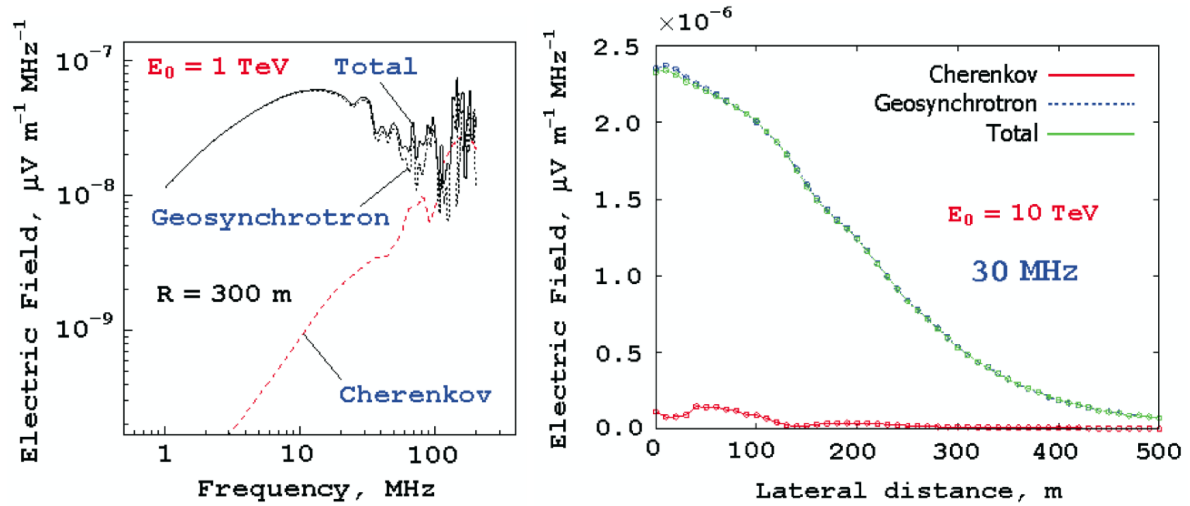


FIGURE 3.4 – Gauche : spectre en fréquence d’une gerbe verticale de 1 TeV simulée avec le code EGS4 modifié pour calculer l’émission géosynchrotron et Cerenkov. Droite : profil latéral du signal radio à 30 MHz d’une gerbe verticale de 10 TeV simulée avec le code EGS4 modifié pour calculer l’émission géosynchrotron et Cerenkov. Figure extraite de [166].

de réfraction de l’atmosphère, leurs résultats confirment que la contribution géomagnétique domine la contribution Cerenkov notamment en dessous de 200 MHz comme le montrent les Fig.3.4. Leurs analyses montrent qu’il n’est cependant pas évident de dissocier complètement un mécanisme purement Cerenkov d’un mécanisme purement géosynchrotron car avec des conditions réalistes concernant notamment l’indice de l’air, la limite en énergie à partir de laquelle les particules se trouvent en régime Cerenkov est difficile à établir clairement.

Approche Monte-Carlo du modèle géosynchrotron avec Aires

Le modèle géosynchrotron dans le domaine temporel a également été implémenté directement dans une version modifiée du générateur de gerbe Aires par Duvernois et al [167] : c’est le code ReAires. L’avantage ici est de pouvoir prendre directement en compte l’influence des fluctuations gerbe à gerbe sur le signal radio, car la contribution radio de la gerbe est calculée en même temps que sa génération. Les résultats obtenus sont comparables à ceux obtenus avec le code REAS1 et plus tard REAS2, bien

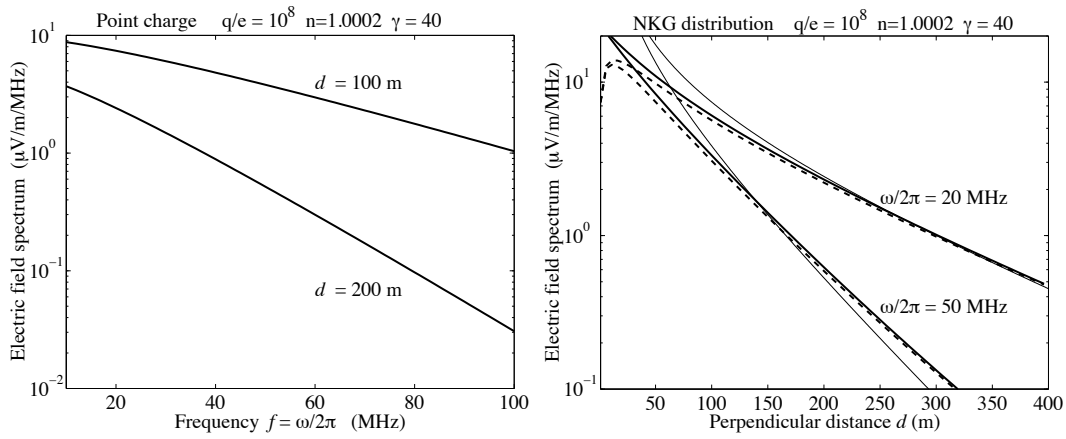


FIGURE 3.5 – Gauche : spectre en fréquence selon [168] correspondant au signal radio produit par une charge ponctuelle de 10^8 électrons ayant un facteur $\gamma = 40$, vu à une distance $d = 100$ m et $d = 200$ m perpendiculairement à l'axe de propagation de la charge et pour un indice de l'air $n = 1.0002$. Droite : intensité du signal radio à 20 MHz et 50 MHz selon [168] en fonction de la distance d , perpendiculaire à l'axe. Les lignes fines correspondent au cas d'une source ponctuelle, les lignes plus épaisses (et respectivement pointillées) au cas d'une source décrite par la distribution NKG avec $s = 1$ et un rayon de Molière $r_M = 100$ m (et respectivement $s = 1.4$ et $r_M = 50$ m).

que l'amplitude du champ radio reste environ un ordre de grandeur supérieur. Nous aurons l'occasion de revenir sur ce code pour lequel nous proposerons une modification dans la manière de calculer le champ électrique. Cette modification aura pour conséquence de réconcilier les résultats prédits par ReAires avec les autres modèles développés.

Champ coulombien boosté et radiation Cerenkov

Dans un article de 2008 [168], Meyer-Vernet et al adoptent un autre point de vue pour interpréter l'émission radio des gerbes, basé sur un formalisme décrivant une radiation coulombienne boostée par le mouvement relativiste en tenant compte de l'indice de l'air. La radiation Cerenkov y est également discutée. Avec un modèle simplifié de gerbes atmosphériques et d'indice de l'air, les auteurs concluent que le champ radio coulombien boosté peut atteindre des amplitudes similaires à ce qui est prédit avec le modèle géosynchrotron implémenté dans REAS par exemple. D'autres propriétés, telles la décroissance du profil et les spectres en fréquence (présentées Fig.3.5) sont également en bon accord. Les empreintes du signal au sol, prédites par ce modèle montrent cependant des différences avec ce que prédit le modèle géosynchrotron. Dans cette publication, la contribution Cerenkov au champ électrique radio total est estimée inférieure à la contribution coulombienne boostée, mais il est montré qu'en proportion, elle n'est pas négligeable.

3.1.3 La discorde monopolaire-bipolaire

Dans cette section nous allons nous concentrer un peu plus sur les deux approches dites "macroscopique" et "microscopique" dans le domaine temporel. Aujourd'hui, ces deux approches semblent donner des résultats en bon accord et converger dans la même direction. Cependant, cela n'a pas toujours été le cas, comme nous allons le voir. Il sera l'occasion pour nous d'évoquer la première version du code de simulation radio développé au cours de cette thèse : SELFAS1.

MGMR : approche macroscopique dans le domaine temporel

Un des modèles que nous n'avons pas encore cité est celui développé par Scholten, Werner et Rusydi [169]. Plutôt que de considérer chaque particule de la composante électromagnétique comme une source et de la traiter individuellement (comme ce qui est fait dans le modèle géosynchrotron avec REAS1 et ReAires par exemple), les équations de Maxwell sont appliquées sur la charge globale résiduelle (ou

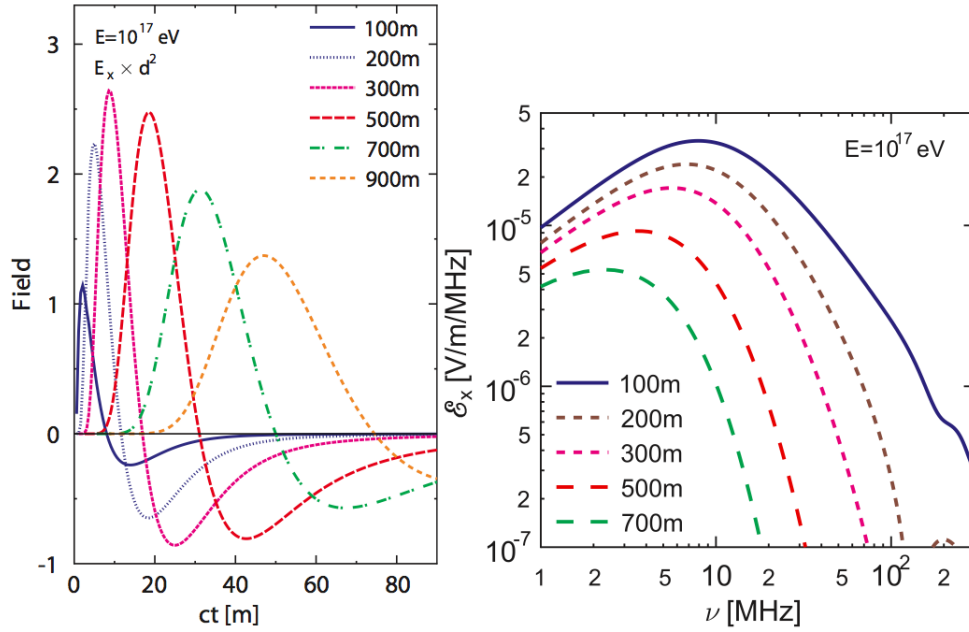


FIGURE 3.6 – Impulsion (gauche) et spectre en fréquence (droite) d'une gerbe verticale de 10^{17} eV simulée avec le modèle MGMR. Extrait de [169].

charge nette) et sur le courant global transverse à l'axe de la gerbe créé par la déviation systématique des électrons et positrons dans le champ géomagnétique. Cette modélisation est basée sur l'idée évoquée par Khan et Lerche en 1966 (voir chapitre 1).

Le modèle macroscopique proposé par Scholten et al, se base sur des descriptions géométriques simplifiées de gerbes, ne considérant pas l'extension latérale du front de particules. Avec ces approximations, le front de particules de la gerbe est assimilé à un point sur l'axe où toutes les charges sont concentrées. Différentes composantes radio ont été étudiées :

- **la variation du courant transverse.** Pour calculer le champ électrique relatif à cette contribution avec ce modèle, il est nécessaire d'estimer la vitesse moyenne de dérive des électrons et positrons pour obtenir la valeur du courant transverse $\mathbf{J}_\perp$. Cette estimation est fortement dépendante des hypothèses faites pour estimer l'influence des multiples diffusions coulombiennes lors de la propagation des électrons et positrons dans la gerbe [169, 170]. La variation de densité d'atmosphère ainsi que l'évolution de la distribution en énergie des particules avec l'état d'avancement de la gerbe sont les principales limitations de cette approximation. Finalement, dans ce modèle, le courant transverse global à un instant de la gerbe est proportionnel au nombre de particules dans la gerbe à cet instant, ce qui implique que la structure du signal relate directement la forme du profil longitudinal de la gerbe ;
- **la variation de l'excès de charge.** Lors du développement de la gerbe dans l'atmosphère, l'annihilation des positrons ainsi que les électrons arrachés aux atomes (électrons knock-out) par le passage de la gerbe, créent un excès de charges négatives dans la gerbe. Typiquement, cet excès d'électrons, η , est de l'ordre de 20 à 30% ($\eta = (N_{e^-} - N_{e^+}) / (N_{e^-} + N_{e^+})$). Là aussi, l'évolution du profil longitudinal implique une variation de l'excès de charge durant le développement de la gerbe. Cette contribution est plus faible que la première mais n'est pas négligeable ;
- **dipôle induit.** La systématique séparation des électrons et positrons dans la gerbe sous l'effet du champ magnétique créé un dipôle en mouvement relativiste, évoluant simultanément avec le nombre de particules dans la gerbe. Le fait que la gerbe soit considérée comme ponctuelle dans cette approche, et que les particules ne sont pas propagées, cette contribution n'est pas calculée naturellement et est différente du courant transverse. Pour calculer sa contribution il est aussi nécessaire d'estimer la séparation des charges négatives et positives. Cette contribution souffre aussi des remarques évoquées pour l'estimation de la vitesse de dérive des électrons et positrons. Cette contribution reste toutefois relativement faible et est ignorée compte-tenu des distances en jeu qui minimisent cette contribution devant les deux précédentes [169] ;

- **les ions positifs.** En vertu du principe de conservation de la charge, les électrons arrachés aux atomes par le passage de particules du front de gerbe s'accompagnent de charges positives : les ions. Cependant ces ions ne sont quasiment pas en mouvement (en comparaison avec les particules qui composent le front de gerbe) et par conséquent aucun courant n'y est associé. La contribution au champ électrique qui se manifeste uniquement par une charge statique dans les équations de Maxwell, est négligeable par rapport aux précédentes [170].

Une caractéristique de ce modèle est qu'il prédit des impulsions qui sont généralement bipolaires avec un spectre en fréquence qui diminue dans les basses fréquences en tendant vers zéro à la fréquence nulle (voir Fig.3.6). Cette bipolarité est une conséquence du fait que le champ électrique est proportionnel à la dérivée temporelle du profil longitudinal de la gerbe. Ce caractère bipolaire du signal est aussi un résultat obtenu avec le modèle simplifié proposé par Gousset et al [165].

Dans un second temps, Werner et Scholten ont utilisé leur approche en combinaison avec des modèles d'évolution de gerbes plus réalistes, utilisant le générateur de gerbes CORSIKA, afin d'extraire les caractéristiques propres à chaque gerbe. Là encore, ils montrent que la contribution dominante est le courant transverse et que la contribution liée à l'excès de charge n'est pas négligeable [171].

Remarque : Une très récente publication [172] de Scholten et al, montre également l'effet de l'indice de l'air sur le signal en considérant un effet similaire au rayonnement Cerenkov sur les contributions courant transverse et excès de charge. L'effet de l'indice de l'air agit significativement sur les hautes fréquences du signal, au-delà de 100 MHz et sur le profil latéral du signal radio pour des paramètres d'impact inférieurs à 100 m (ces deux effets sont liés puisque la composition spectrale du signal observé à faible paramètre d'impact atteint des fréquences plus hautes que celle d'un signal observé à grand paramètre d'impact, comme on le voit par exemple sur la Fig.3.6). Cependant, l'effet type Cerenkov sur le courant transverse et l'excès de charge est considéré sur des gerbes sans extension latérale, ne tenant compte que de la dispersion longitudinale (l'épaisseur du front de particules, qui d'ailleurs est très déterminante dans leur étude) et il n'est pas tenu compte de la distribution en énergie des particules, puisque la vitesse du front de particules sur lequel est considéré l'effet Cerenkov est fixée égal à c ($\beta = 1$).

Il est important de noter que dans cet article, la contribution radio qui est proposée ne concerne que la contrepartie Cerenkov. Pour obtenir le champ radio total émis par la gerbe, le problème est plus complexe à modéliser puisqu'il est absolument nécessaire de séparer le traitement des particules en régime Cerenkov de celui des particules en régime non-Cerenkov et comme nous le rappelons dans le paragraphe dédié à l'approche Monte-Carlo via le code EGS4, il est difficile de quantifier la proportion des particules qui se trouvent en régime Cerenkov compte tenu de l'indice de l'air très proche de 1, variant avec l'altitude. Actuellement, cette proportion n'est pas considérée comme majoritaire, mais peut rester tout de même significative. Une particule dans le régime Cerenkov qui rayonne, émet une onde radio dans un cône limité strictement ($(\cos\theta)_{\max} = 1/n\beta$, θ étant l'angle par rapport à la direction de la particule), ce qui n'est pas le cas pour une particule dans un régime non Cerenkov qui émet sans limitation stricte en θ . Le signal radio total devrait donc être une superposition des deux régimes qui ne peuvent être traités de manière commune. Pour obtenir le signal radio total émis par la gerbe selon ce modèle, il est donc nécessaire d'estimer le rapport Cerenkov/non-Cerenkov pour mélanger les deux contributions dans leur proportion réelle.

REAS2, ReAires et SELFAS1 : Approche microscopique Monte-Carlo du modèle géosynchrotron

Après une première version du code de simulation REAS1 basée sur l'utilisation de paramétrisations généralisées des gerbes, une deuxième version a été proposée, REAS2, en couplant le modèle géosynchrotron à l'utilisation du code CORSIKA, générateur de gerbes [173]. L'avantage est de pouvoir prendre en considération les fluctuations gerbe à gerbe dans le calcul du champ radio émis.

Contrairement à ce qui est réalisé avec ReAires, le calcul de la contribution radio n'est pas implémentée directement dans CORSIKA. L'outil de simulation CORSIKA est d'abord utilisé pour générer la gerbe, puis les données pertinentes aux calculs du champ radio sont extraites sous la forme d'histogrammes. Ces histogrammes sont ensuite utilisés pour recréer la composante électromagnétique avec

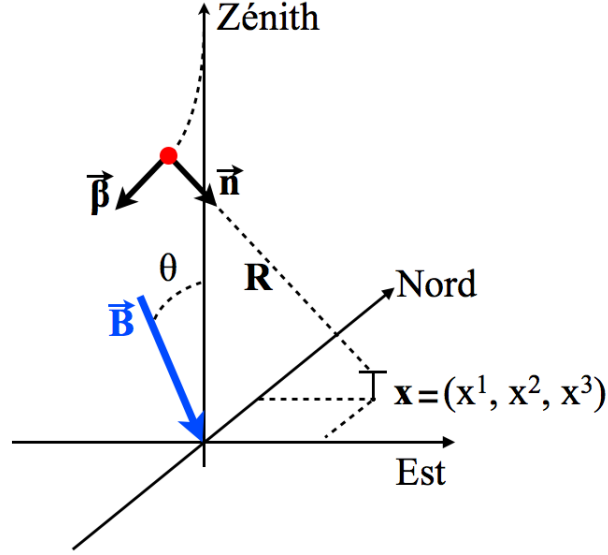


FIGURE 3.7 – Schéma représentant les conventions utilisées pour calculer le champ électrique émis par une particule de la gerbe en mouvement accéléré dans le champ géomagnétique avec l'Eq.3.1.

REAS2 (uniquement les électrons et positrons) par tirage aléatoire Monte-Carlo. Pour prendre en compte l'effet du champ magnétique dans le calcul du champ radio, il est nécessaire de distinguer les électrons des positrons lors de la création des histogrammes dans CORSIKA. Afin de simplifier le calcul de la trajectoire lors de la propagation des particules dans REAS2, la diffusion coulombienne n'est pas prise en compte (elle est prise en compte lors de l'utilisation de CORSIKA et se reflète dans les histogrammes relatifs à la gerbe) et la propagation est soumise à la simple déviation dans le champ magnétique. La propagation des particules doit par conséquent se réaliser sur une distance suffisamment courte pour éviter de s'écarter du comportement réel avec diffusion coulombienne.

Dans le modèle géosynchrotron, le calcul du champ électrique est obtenu en se basant sur l'équation du champ électrique émis par une particule relativiste en mouvement accéléré. Cette équation s'obtient en résolvant les équations de Maxwell pour une source ponctuelle de charge q en mouvement accéléré [174] et est donnée par :

$$\mathbf{E}(\mathbf{x}, t) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{\mathbf{n} - \boldsymbol{\beta}}{\gamma^2 (1 - \boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{n})^3 R^2} \right]_{\text{ret}} + \frac{q}{4\pi\epsilon_0 c} \left[\frac{\mathbf{n} \times \{(\mathbf{n} - \boldsymbol{\beta}) \times \dot{\boldsymbol{\beta}}\}}{(1 - \boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{n})^3 R} \right]_{\text{ret}} \quad (3.1)$$

où $\boldsymbol{\beta}$ et $\dot{\boldsymbol{\beta}}$ sont le vecteur-vitesse et le vecteur-accélération de la particule, R la distance particule-observateur, $\mathbf{n}$, le vecteur unitaire de visée entre la source et l'observateur (orienté comme sur la Fig.3.7) et $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$. Le champ électrique est émis au temps retardé t_{ret} et reçu à la position $\mathbf{x}$ au temps t :

$$t = t_{\text{ret}} + \frac{R(t_{\text{ret}})}{c} \quad (3.2)$$

Dans une première version du code de simulation SELFAS1 (Simulation of ELectric Field from Air Shower) développé au cours de cette thèse [175], la méthode pour calculer le champ électrique a aussi été basée sur le modèle géosynchrotron et l'équation du champ électrique Eq.3.1. Le calcul du champ électrique émis par une particule est fait lors de sa propagation dans le champ magnétique, tout au long de sa trajectoire. Indépendamment de la manière dont la gerbe est générée dans la simulation, la méthode employée dans REAS1&2 ainsi que dans SELFAS1 est identique pour calculer le champ électrique émis par chaque particule : la propagation des particules est réalisée en ignorant les diffusions coulombiennes et en ignorant les pertes d'énergie entre deux points consécutifs de la trajectoire (auxquels le champ électrique est calculé). Avec ces simplifications, la trajectoire d'une particule dans le champ magnétique entre deux points de mesure du champ électrique s'obtient en résolvant l'équation différentielle du

mouvement :

$$\frac{d\boldsymbol{\beta}}{dt} = \frac{q}{\gamma m} \boldsymbol{\beta} \times \mathbf{B} = \begin{pmatrix} \frac{d\beta_x}{dt} = \alpha B_z \beta_y - \alpha B_y \beta_z \\ \frac{d\beta_y}{dt} = -\alpha B_z \beta_x \\ \frac{d\beta_z}{dt} = \alpha B_y \beta_x \end{pmatrix} \quad (3.3)$$

avec

$$\alpha = \frac{q}{\gamma m}, \quad \gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}, \quad \mathbf{B} = (0, B_y, B_z) \quad \text{et} \quad B = \sqrt{B_y^2 + B_z^2} \quad (3.4)$$

La composante E-O du champ magnétique $\mathbf{B}$ est considérée nulle (que ce soit pour le site CODALEMA ou pour le site Auger ; il est à noter que le nord magnétique est légèrement différent du nord géographique). L'équation différentielle couplée Eq.3.3 peut se résoudre de manière analytique ce qui fait qu'il est relativement simple de connaître la vitesse, $\boldsymbol{\beta}(t)$, et la position, $\mathbf{x}'(t)$, de la particule après un temps de propagation Δt si ses conditions initiales sont connues ($\boldsymbol{\beta}^0$ et $\mathbf{x}'_0$) :

$$\boldsymbol{\beta}(t) = \begin{pmatrix} \beta_x^0 \cos(\alpha B t) + \frac{(B_z \beta_y^0 - B_y \beta_z^0) \sin(\alpha B t)}{B} \\ \frac{B_y (B_y \beta_y^0 + B_z \beta_z^0) + B_z (B_z \beta_y^0 - B_y \beta_z^0) \cos(\alpha B t) - B B_z \beta_x^0 \sin(\alpha B t)}{B^2} \\ \frac{B_z (B_y \beta_y^0 + B_z \beta_z^0) + B_y (-B_z \beta_y^0 + B_y \beta_z^0) \cos(\alpha B t) + B B_y \beta_x^0 \sin(\alpha B t)}{B^2} \end{pmatrix} \quad (3.5)$$

$$\mathbf{x}'(t) = c \begin{pmatrix} \frac{B^2 x'_0 \alpha + B \beta_x^0 \sin(\alpha B t) - \beta_z^0 B_y + \beta_y^0 B_z + \cos(\alpha B t) (\beta_z^0 B_y - \beta_y^0 B_z)}{B^2 \alpha} \\ \frac{\sin(\alpha B t) B_z (-\beta_z^0 B_y + \beta_y^0 B_z) + B (B^2 y'_0 \alpha + t \beta_y^0 \alpha B_z^2 - \beta_z^0 B_z + \beta_x^0 \cos(\alpha B t) B_z + t \beta_z^0 \alpha B_y B_z)}{B^3 \alpha} \\ \frac{\sin(\alpha B t) B_y (\beta_z^0 B_y - \beta_y^0 B_z) + B (-\beta_x^0 \cos(\alpha B t) B_y + B_y (\beta_x^0 + t \beta_y^0 \alpha B_z) + \alpha (B^2 z'_0 + t \beta_z^0 B_z^2))}{B^3 \alpha} \end{pmatrix} \quad (3.6)$$

La méthode employée dans ReAires est différente en ce qui concerne la propagation des particules, puisque le calcul du champ électrique est directement greffé à la routine qui traite les électrons et positrons dans Aires (pour avoir plus de détail sur le mode de propagation des particules propre à Aires voir [66]).

Les impulsions radio obtenues avec REAS2, ReAires et SELFAS1 ont toutes la même caractéristique : elle sont monopolaires comme en atteste les résultats obtenus avec les trois codes de simulation présentés Fig.3.8. Ces résultats sont longtemps restés en désaccord avec les résultats obtenus par les approches macroscopiques basées sur le courant transverse, comme notamment MGMR, évoqué dans la section précédente (comparer Fig.3.6 et Fig.3.8). Cette différence de comportement est discutée pour la première fois dans [165] où le modèle géosynchrotron et le modèle courant transverse via des approches simplifiées sont comparés. Cependant aucune explication n'est avancée pour expliquer cette contradiction. Très récemment, des solutions différentes ont été proposées avec REAS3 [177] et avec SELFAS2 [178] développé dans cette thèse. Le paragraphe qui suit y est consacré.

La contribution manquante

Par le fait que la source de l'émission radio n'existe que sur un temps fini dans une région finie de l'espace, la composition spectrale du signal radio doit tendre vers zéro à basse fréquence (la fréquence nulle correspond à une échelle de temps infinie). Or, les spectres en fréquence des impulsions monopolaires présentés Fig.3.8 et Fig.3.1 à gauche, montrent une composition spectrale qui ne s'éteint pas dans les basses fréquences. Ce comportement n'est pas physique.

La raison pour laquelle un désaccord existe entre les modèles monopolaires et bipolaires provient du fait qu'une radiation est omise par les modèles monopolaires. Les modèles de rayonnement géosynchrotron dans le domaine temporel sont basés sur la description du champ électrique donnée par l'Eq.3.1 qui ne prend en considération que l'accélération continue des particules dans le champ géomagnétique. Avec cette approche, l'émission radio de la gerbe est calculée en considérant l'ensemble des particules $N(t)$ de la gerbe. À l'échelle macroscopique (à l'échelle de la gerbe), le principe des modèles basés sur

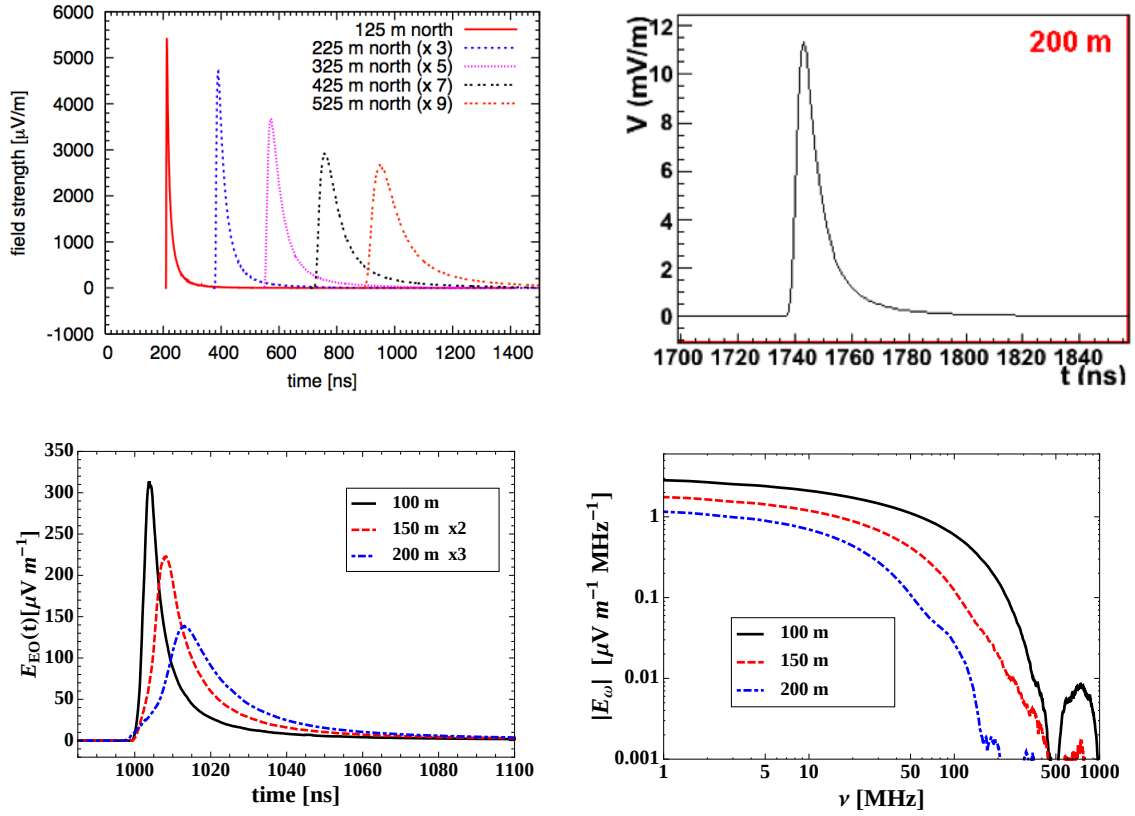


FIGURE 3.8 – Exemple de résultats obtenus avec REAS2 (en haut à gauche) [176] , ReAires (en haut à droite) [138] et SELFAS1 (en bas à gauche) [175]. Les cas de gerbes simulées correspondent toutes à des gerbes initiées par des protons de 10^{17} eV mais ont des directions d’arrivée différentes. L’idée étant de montrer que toutes ces impulsions ont une caractéristique commune : elles sont monopolaires. En bas à droite : spectres correspondant aux impulsions obtenues avec SELFAS1.

le rayonnement géosynchrotron dans le domaine temporel revient finalement à intégrer le champ radio émis sur toute la gerbe :

$$\mathbf{E}_{tot}(\mathbf{x}, t) = N(t) \mathbf{E}(\mathbf{x}, t) \quad (3.7)$$

comme ce qui est directement fait dans un modèle simplifié [179]. Or, l’Eq.3.1 est obtenue en appliquant l’équation de Maxwell du champ électrique :

$$\mathbf{E} = -\nabla\Phi - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \quad (3.8)$$

aux potentiels de Liénard-Wiechert [174]

$$\Phi(\mathbf{x}, t) = \left[\frac{q}{(1 - \boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{n})R} \right]_{\text{ret}} \quad \text{et} \quad \mathbf{A} = \left[\frac{\mathbf{J}}{(1 - \boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{n})R} \right]_{\text{ret}} \quad (3.9)$$

associés à une charge ponctuelle q **constante** en mouvement accéléré relativiste impliquant un courant $\mathbf{J} = q\boldsymbol{\beta}$. Les dérivées temporelles contenues dans l’équation de Maxwell du champ $\mathbf{E}$ (Eq.3.8) impliquent finalement que l’Eq.3.1 ne peut s’appliquer à une charge ou un courant dépendant du temps (car dans le cas d’une gerbe $q \propto N(t)$).

Cette variation de charge globale de la gerbe incorrectement traitée dans le modèle géosynchrotron se traduit à l’échelle microscopique par l’omission dans le calcul du champ électrique de la variation de la charge à la naissance et à la mort de chaque particule. La charge n’est plus égale à q de manière constante mais doit s’exprimer de la manière suivante :

$$q(t_{\text{ret}}) = q_{e^{\pm}} [\theta(t_{\text{ret}} - t_{\text{ret}}^1) - \theta(t_{\text{ret}} - t_{\text{ret}}^2)] \quad (3.10)$$

ou les deux fonctions $\theta(t_{\text{ret}})$ sont des fonctions échelons de Heaviside qui permettent d’exprimer le temps de vie de la particule avec t_{ret}^1 , l’instant retardé de naissance (ou apparition) et t_{ret}^2 , l’instant retardé de mort

(ou disparition) de chaque particule. Dans la simulation, la superposition de toutes les particules générées avec un temps de vie² limité décrira à l'échelle macroscopique l'évolution du profil longitudinal de la gerbe. En annexe B.2.1 nous montrons que dans le cas d'une charge ponctuelle q variable dans le temps, les potentiels de Liénard-Wiechert peuvent simplement se réécrire en remplaçant q par son expression temporelle :

$$\Phi(\mathbf{x}, t) = \left[\frac{q(t_{\text{ret}})}{(1 - \boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{n})R} \right]_{\text{ret}} \quad \text{et} \quad \mathbf{A} = \left[\frac{q(t_{\text{ret}})\boldsymbol{\beta}}{(1 - \boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{n})R} \right]_{\text{ret}}. \quad (3.11)$$

La solution proposée dans REAS3 pour surmonter le problème de la radiation manquante dans l'approche microscopique est de calculer et ajouter le champ électrique créé par chaque particule lors de son apparition instantanée ou de sa disparition instantanée. Il s'agit du formalisme *endpoint* [180]. Pour calculer le champ électrique lors de l'apparition et la disparition, les auteurs de [180] considèrent que la particule subit une accélération (ou décélération) pendant un intervalle de temps extrêmement bref δt . Seule la composante radiative de l'équation 3.1 est considérée. Pour calculer le champ électrique émis lors de l'apparition de la particule, la partie radiative de l'Eq.3.1 est intégrée entre l'instant $t = 0$ où la vitesse de la particule est nulle et l'instant δt où la particule a atteint sa vitesse de propagation correspondant à son énergie. En faisant tendre l'instant d'accélération δt vers zéro, le champ électrique acquis pendant l'apparition est de :

$$\int \mathbf{E}(\mathbf{x}, t) dt = \frac{e}{cR} \frac{\mathbf{n} \times (\mathbf{n} \times \boldsymbol{\beta})}{(1 - \boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{n})} \quad (3.12)$$

et exactement l'opposé lors de la disparition de la particule.

La méthode que nous avons choisie pour considérer la variation de charge individuelle exprimée par l'Eq.3.10 est différente. Nous proposons de repartir des équations de Maxwell afin d'établir la nouvelle équation du champ électrique correspondant à une particule chargée dont la durée de vie est finie, que nous implémenterons dans une nouvelle version du code de simulation développée au cours de cette thèse : SELFAS2. Les prochaines sections suivent de près la structure de l'article dédié au code SELFAS2 [178].

3.2 Retour aux sources

3.2.1 Champ électrique d'une source ponctuelle avec un temps de vie fini

En partant des équations de Maxwell et en se plaçant dans le cas général de la jauge de Lorentz, les équations d'onde pour Φ et $\mathbf{A}$ s'écrivent :

$$\nabla^2 \Phi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} = -\frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (3.13)$$

$$\nabla^2 \mathbf{A} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} = -\mu_0 \mathbf{J} \quad (3.14)$$

(voir annexe B.1 pour plus détails). Avec ces expressions, le champ électrique donné par l'Eq.3.8 peut s'exprimer en fonction de la densité de charge Φ et de la densité de courant $\mathbf{J}$:

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = -\frac{1}{\epsilon_0} \left(-\nabla \rho - \frac{1}{c^2} \frac{\partial \mathbf{J}}{\partial t} \right). \quad (3.15)$$

Cette équation différentielle peut être résolue en utilisant une fonction retardée de Green. Cela donne :

$$\mathbf{E}(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int d^3x' dt' \frac{1}{R} \left[-\nabla' \rho - \frac{1}{c^2} \frac{\partial \mathbf{J}}{\partial t'} \right]_{\text{ret}} \delta \left\{ t' - \left(t - \frac{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|}{c} \right) \right\} \quad (3.16)$$

2. Il faut noter que le temps de vie d'une particule dans la simulation ne correspond pas à un temps de vie réel de la particule dans la gerbe. Il s'agit plutôt de tronçons de trajectoire avec un début et une fin.

où les dérivées ∇' et $\frac{\partial}{\partial t'}$ doivent être considérées au temps retardé. De manière générale le ' signifie que la variable ou l'opérateur s'applique à la source (instant retardé); en revanche, les variables non marquées de ce symbole correspondent à l'observateur. Comme définie précédemment avec la Fig.3.7, R correspond à la distance source-observateur. Un traitement particulier doit être réalisé dans le but de les faire sortir des crochets "temps retardé" ($[\]_{\text{ret}}$). Dans l'annexe B.1.2 on montre que :

$$[\nabla' \rho]_{\text{ret}} = \nabla' [\rho]_{\text{ret}} - \frac{\mathbf{n}}{c} \left[\frac{\partial \rho}{\partial t'} \right]_{\text{ret}}. \quad (3.17)$$

L'Eq.3.16 peut ainsi s'écrire :

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int d^3x' dt' \left\{ -\frac{1}{R} \nabla' [\rho(\mathbf{x}', t')]_{\text{ret}} + \frac{\mathbf{n}}{cR} \left[\frac{\partial \rho(\mathbf{x}', t')}{\partial t'} \right]_{\text{ret}} \right. \\ \left. - \frac{1}{c^2 R} \left[\frac{\partial \mathbf{J}(\mathbf{x}', t')}{\partial t'} \right]_{\text{ret}} \right\} \delta \left\{ t' - \left(t - \frac{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|}{c} \right) \right\} \end{aligned} \quad (3.18)$$

En utilisant le fait que :

$$\int d^3x' \frac{1}{R} \nabla' [\rho(\mathbf{x}', t')]_{\text{ret}} = - \int d^3x' \frac{\mathbf{n}}{R^2} [\rho(\mathbf{x}', t')]_{\text{ret}} \quad (3.19)$$

(voir annexe B.1.2 pour obtenir la justification) avec $\mathbf{n}$ définie plus haut (voir Fig.3.7). On peut finalement exprimer le champ électrique de la façon suivante :

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int d^3x' dt' \left\{ \frac{\mathbf{n}}{R^2} [\rho(\mathbf{x}', t')]_{\text{ret}} + \frac{\mathbf{n}}{cR} \left[\frac{\partial \rho(\mathbf{x}', t')}{\partial t'} \right]_{\text{ret}} \right. \\ \left. - \frac{1}{c^2 R} \left[\frac{\partial \mathbf{J}(\mathbf{x}', t')}{\partial t'} \right]_{\text{ret}} \right\} \delta \left\{ t' - \left(t - \frac{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|}{c} \right) \right\} \end{aligned} \quad (3.20)$$

qui est connue comme la généralisation de Jefimenko de la loi de Coulomb. L'idée est maintenant d'exprimer cette formule dans le cas d'une source ponctuelle avec un temps de vie fini (comme nous l'avons fait précédemment pour obtenir les expressions des potentiels de Liénard-Wiechert dans le cas d'une source ponctuelle avec un temps de vie fini, Eq.3.11). Les expressions de la charge et du courant sont :

$$\rho(\mathbf{x}', t') = q[\theta(t' - t_1) - \theta(t' - t_2)] \delta^3(\mathbf{x}' - \mathbf{x}_0(t')) \quad (3.21)$$

$$\mathbf{J}(\mathbf{x}', t') = \rho(\mathbf{x}', t') \mathbf{v}(t') \quad (3.22)$$

avec $\mathbf{x}_0(t')$ la position et $\mathbf{v}(t')$ la vitesse de la source à l'instant retardé. En injectant l'Eq.3.21 et l'Eq.3.22 dans l'Eq.3.20 et utilisant le fait que R ne dépend pas explicitement de t nous effectuons les intégrations temporelle et spatiale (voir annexe B.2.2 pour plus de détails). Nous obtenons finalement :

$$\mathbf{E}(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left\{ \left[\frac{\mathbf{n}q(t_{\text{ret}})}{R^2(1 - \boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{n})} \right]_{\text{ret}} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{\mathbf{n}q(t_{\text{ret}})}{R(1 - \boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{n})} \right]_{\text{ret}} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{\mathbf{v}q(t_{\text{ret}})}{R(1 - \boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{n})} \right]_{\text{ret}} \right\} \quad (3.23)$$

avec

$$q(t_{\text{ret}}) = q[\theta(t_{\text{ret}} - t_{\text{ret}}^1) - \theta(t_{\text{ret}} - t_{\text{ret}}^2)] \quad (3.24)$$

Le champ électrique émis par une particule en mouvement est finalement la somme de trois contributions. La première est une contribution type champ coulombien directement liée au potentiel scalaire. Elle apparaît par le simple fait que la particule existe dans l'espace. Le second terme, qui est probablement le terme le moins évident à deviner lorsque l'on regarde l'équation de Maxwell du champ électrique Eq.3.8, provient de la transformation du gradient appliqué au potentiel scalaire. Le lien entre t et $\mathbf{x}'$ par l'expression $t' = t - |\mathbf{x} - \mathbf{x}'|/c$ implique l'apparition d'un terme supplémentaire lors de la transformation

de l'expression du gradient du temps t' au temps t (Eq.3.17). Ce terme correspond à la variation de la charge q . La troisième contribution est la variation du courant qui correspond à la dérivée temporelle du potentiel-vecteur $\mathbf{A}$ similaire au potentiel-vecteur de Liénard-Wiechert (Eq.3.11).

Pour une particule chargée avec une durée de vie finie (décrit par l'Eq.3.24), la variation de charge apparaît seulement à la naissance et à la mort de la particule. La fonction échelon de Heaviside utilisée ici, donne une divergence du champ électrique due à la dérivation d'une apparition de charge instantanée (ou disparition). Ce comportement non-physique du champ électrique peut être ignoré si l'on considère que cet effet donne des contributions de champ électrique à très haute fréquence (les processus d'apparition et de disparition se déroulant sur des échelles de temps très inférieures à la nanoseconde). Dans notre problème, nous nous concentrons sur le champ électrique en-dessous de 1 GHz. Pour une seule particule, seules les contributions statique et variation de courant (si la particule est déviée) contribueront au champ électrique dans la gamme de fréquence qui nous intéresse. Nous verrons dans la section suivante que pour un ensemble de charges, l'effet collectif donne une variation de charge qui, cette fois, a une contribution dans la gamme de fréquence étudiée.

3.2.2 Champ électrique d'un ensemble de charges

Tout au long du développement de la gerbe dans l'atmosphère, le front de gerbe se peuple et se dépeuple par l'apparition et la disparition de particules, dessinant ainsi le profil longitudinal de la gerbe en fonction de la profondeur d'atmosphère traversée. Dans notre approche, nous faisons l'hypothèse que le champ électrique total émis par la gerbe provient de la superposition des champs électriques émis par chacune des particules qui la composent. Dans cette approche le champ électrique de la gerbe observé à la position $\mathbf{x}$ est donné par :

$$\mathbf{E}_{\text{tot}}(\mathbf{x}, t) = \sum_{i=1}^{\zeta} \mathbf{E}_i(\mathbf{x}, t) \quad (3.25)$$

où $\mathbf{E}_i(\mathbf{x}, t)$ représente la contribution de la particule i donnée par l'Eq.3.23 et où ζ est le nombre de particules de la gerbe vérifiant $t = t_{\text{ret}} + |\mathbf{x} - \mathbf{x}_0(t_{\text{ret}})|/c$.

Pour des raisons de simplicité et de gain en temps de calcul, réaliser les deux dérivées temporelles de l'Eq.3.23 avant de faire la sommation de toutes les contributions individuelles n'est pas la bonne stratégie. La formulation de l'Eq.3.23 nous permet, par une simple loi de composition, de déplacer le symbole de sommation à l'intérieur des deux opérateurs dérivée partielle temporelle (ζ ne dépend pas explicitement de t mais de t_{ret}) :

$$\mathbf{E}_{\text{tot}}(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left\{ \sum_{i=1}^{\zeta} \left[\frac{\mathbf{n}_i q_i(t_{\text{ret}})}{R_i^2(1 - \boldsymbol{\beta}_i \cdot \mathbf{n}_i)} \right]_{\text{ret}} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \sum_{i=1}^{\zeta} \left[\frac{\mathbf{n}_i q_i(t_{\text{ret}})}{R_i(1 - \boldsymbol{\beta}_i \cdot \mathbf{n}_i)} \right]_{\text{ret}} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \sum_{i=1}^{\zeta} \left[\frac{\mathbf{v}_i q_i(t_{\text{ret}})}{R_i(1 - \boldsymbol{\beta}_i \cdot \mathbf{n}_i)} \right]_{\text{ret}} \right\} \quad (3.26)$$

Cette équation résume toute la stratégie adoptée dans la seconde version du code développé au cours de cette thèse, SELFAS2, pour calculer le champ électrique de la gerbe à n'importe quel point d'observation. Les trois parties de cette équation seront construites séparément et les deux opérations de dérivée temporelle seront réalisées une fois que toutes les particules auront été considérées. La dérivée temporelle de la charge discutée dans la section précédente prend maintenant tout son sens puisque la variation de charge macroscopique induite par la superposition de toutes les particules le long du développement de la gerbe apportera une contribution de champ électrique dans la gamme de fréquence étudiée (la variation de charge macroscopique a lieu sur des échelles de temps supérieures à la nanoseconde).

Remarque : Dans [181, 182] Alvarez-Muñiz et al proposent de donner une description complète de l'effet Askaryan, notamment en milieu dense (dans un très récent papier, ils utilisent également leur méthode pour calculer le champ radio des gerbes atmosphériques [183]). Pour simplifier le calcul du champ électrique, les auteurs se placent dans la jauge de Coulomb, en faisant l'hypothèse que le potentiel scalaire Φ associé à la source ponctuelle ne décrit que le champ proche. Les auteurs suggèrent alors que les distances en jeu dans notre problème permettent de négliger le terme de champ proche. En cas d'absence de source dans la théorie de Maxwell ($\Phi = 0$), il est possible alors de se placer en jauge de

Coulomb (souvent utilisée en physique atomique et moléculaire). Par conséquent, ils réduisent le calcul du champ électrique à :

$$\mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \quad (3.27)$$

en utilisant le potentiel-vecteur de Liénard-Wiechert Eq.3.9 appliqué à une particule ponctuelle.

Pour résumer, nous pouvons finalement décomposer le processus d'émission radio des gerbes en diverses contributions :

- la contribution coulombienne de toutes les particules (terme $\mathbf{St}$ dans l'équation ci-dessous) ;
- la dérivée temporelle de l'excès de charge lié à l'excès d'électrons dans la gerbe (terme $\mathbf{C}$ dans l'équation ci-dessous) ;
- la dérivée temporelle du courant transverse créé par la séparation systématique des électrons et des positrons dans le champ géomagnétique. Les électrons en excès dans la gerbe contribuent également au courant transverse qui ne doit pas être confondu avec le terme précédent correspondant à la variation de charge (terme $\mathbf{Cu}$ dans l'équation ci-dessous).

La contribution de l'effet Cerenkov n'est pas traitée pour le moment car l'indice de l'air est considéré égal à 1 dans la suite de ces travaux. Nous faisons donc l'hypothèse ici que la contrepartie Cerenkov est négligeable devant les mécanismes radio que nous venons de lister. La prise en compte d'un indice de l'air différent de 1 est actuellement en cours, et fera l'objet de travaux ultérieurs à cette thèse.

Pour plus de commodité, nous définissons :

$$\mathbf{st}_i(\mathbf{x}, t) = \left[\frac{\mathbf{n}_i q_i(t_{\text{ret}})}{R_i^2(1 - \boldsymbol{\beta}_i \cdot \mathbf{n}_i)} \right]_{\text{ret}} \quad \text{et} \quad \mathbf{St}(\mathbf{x}, t) = \sum_{i=1}^{\zeta} \mathbf{st}_i(\mathbf{x}, t) \quad (3.28)$$

$$\mathbf{c}_i(\mathbf{x}, t) = \left[\frac{\mathbf{n}_i q_i(t_{\text{ret}})}{R_i(1 - \boldsymbol{\beta}_i \cdot \mathbf{n}_i)} \right]_{\text{ret}} \quad \text{et} \quad \mathbf{C}(\mathbf{x}, t) = \sum_{i=1}^{\zeta} \mathbf{c}_i(\mathbf{x}, t) \quad (3.29)$$

$$\mathbf{cu}_i(\mathbf{x}, t) = \left[\frac{\mathbf{v}_i q_i(t_{\text{ret}})}{R_i(1 - \boldsymbol{\beta}_i \cdot \mathbf{n}_i)} \right]_{\text{ret}} \quad \text{et} \quad \mathbf{Cu}(\mathbf{x}, t) = \sum_{i=1}^{\zeta} \mathbf{cu}_i(\mathbf{x}, t) \quad (3.30)$$

où $\mathbf{st}(\mathbf{x}, t)$, $\mathbf{c}(\mathbf{x}, t)$, $\mathbf{cu}(\mathbf{x}, t)$ sont les contributions de la particule i à $\mathbf{St}(\mathbf{x}, t)$, $\mathbf{C}(\mathbf{x}, t)$, $\mathbf{Cu}(\mathbf{x}, t)$ qui sont la contribution coulombienne totale, la contribution charge totale et la contribution courant total respectivement. Le champ électrique de la gerbe est finalement donné par :

$$\mathbf{E}_{\text{tot}}(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left(\mathbf{St}(\mathbf{x}, t) + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{C}(\mathbf{x}, t) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{Cu}(\mathbf{x}, t) \right). \quad (3.31)$$

3.3 SELFAS2

Après une première version du code SELFAS1 développé dans cette thèse, la nouvelle modélisation du champ électrique à considérer que nous venons de décrire, a donné naissance à une nouvelle version du code : SELFAS2. Nous allons maintenant nous focaliser sur son principe de fonctionnement (la principale différence avec SELFAS1 réside dans la manière de calculer le champ électrique émis, la génération de la gerbe étant basée sur le même principe).

3.3.1 Génération de la gerbe, profil longitudinal, universalité

L'idée à la base de la création de SELFAS, était d'obtenir un code dont l'utilisation est simplifiée par rapport à des générateurs de gerbes tel CORSIKA [81] ou Aires [66], considérant tous les processus en jeu dans les cascades de particules. Le but étant ici de calculer le champ électrique émis par les gerbes, le choix adopté dans SELFAS est de ne reproduire que la composante électromagnétique (uniquement

les électrons et les positrons). Pour éviter d'avoir recours à l'utilisation systématique de générateurs de gerbes permettant d'obtenir les caractéristiques de la cascade électromagnétique des gerbes simulées (c'est le cas pour REAS3 et MGMR), le code SELFAS2 est basé sur le concept d'*âge* et d'*universalité* des gerbes d'abord proposé dans [184] pour étudier le développement longitudinal des gerbes purement électromagnétiques. Pour reproduire les gerbes, la méthode choisie est de générer des électrons et des positrons selon des paramétrisations universelles décrivant la géométrie du front de particules. Chaque particule générée est ensuite suivie le long de sa trajectoire afin de calculer le champ électrique en fonction du temps. Grâce à ce principe, la densité spatiale de la zone d'émission est prise naturellement en compte dans le calcul du champ radio total de la gerbe et les effets que la géométrie de la gerbe peut induire sur le signal sont conservés.

Pour économiser un temps de calcul important dans SELFAS2, seule une fraction du nombre réel de particules est considérée. Le poids statistique et la longueur de la trajectoire sont les mêmes pour toutes les particules simulées dans SELFAS2. Le poids statistique est calculé par une simple loi de proportionnalité entre le nombre de particules générées par la simulation et le nombre de particules réelles qui devraient être générées pour obtenir la gerbe complète demandée. Si le nombre instantané de particules dans la gerbe est $N(X)$ (où X est la profondeur d'atmosphère traversée par la gerbe) et que la propagation des particules se réalise sur une longueur ℓ dans la simulation, on montre que la distribution décrivant l'injection des particules peut s'écrire

$$I_p(X) \approx \frac{N(X + \ell)}{\ell} \quad (3.32)$$

si la longueur des trajectoires des particules l , est suffisamment petite par rapport à la longueur totale de la gerbe.

Dans SELFAS2, l'évolution du nombre de particules en fonction de la profondeur d'atmosphère traversée est donnée par la paramétrisation de Greisen-Iljina-Linsley (GIL) [185] basée sur les relations de Greisen [184] et sur une variante adaptée aux gerbes initiées par des noyaux. Cette paramétrisation donne le nombre d'électrons et de positrons en fonction de l'énergie primaire (E_p) et de sa nature (ou masse A) :

$$N(E_p, A, t) = \frac{E_p}{E_l} e^{t - t_{\max} - 2 \ln(s)} \quad (3.33)$$

où

$$t = \frac{X - X_1}{X_0}, \quad t_{\max} = a + b \left(\ln \frac{E_p}{E_c} - \ln A \right) \quad \text{et} \quad s = \frac{2t}{t + t_{\max}} \quad (3.34)$$

avec $E_l = 1450$ MeV, un facteur de normalisation, $E_c = 81$ MeV, l'énergie critique dans la formule de Greisen et $a = 1.7$ et $b = 0.76$ qui sont des paramètres d'ajustement aux données expérimentales. X est ici la profondeur atmosphérique mesurée à partir du point de première interaction X_1 en g.cm^{-2} . La valeur $X_0 = 36.7 \text{ g.cm}^{-2}$ correspond à la longueur de radiation des électrons dans l'air. La valeur de la longueur de première interaction X_1 peut être fixée dans SELFAS2 ou peut être choisie de façon aléatoire suivant la section efficace du primaire avec l'air. Pour l'instant, seule la section efficace proton-air est implémentée dans SELFAS2 suivant [186]. La Fig.3.9 montre l'évolution du nombre de particules (électrons + positrons) en fonction de la profondeur d'atmosphère traversée depuis le point de première interaction pour différentes énergies de primaires selon la paramétrisation GIL. Sur cette figure, les barres verticales représentent la profondeur d'atmosphère traversée lorsque la gerbe touche le sol, pour différents angles d'incidence de la gerbe (angle zénithal θ). La description de l'atmosphère utilisée dans SELFAS2 est basée sur le modèle de Linsley utilisé également dans le code Aires [66].

Grâce à la paramétrisation GIL, l'évolution du nombre d'électrons et de positrons dans la gerbe en fonction de son développement dans l'atmosphère est complètement intégrée dans SELFAS2, et est complètement définie par l'énergie et la nature du primaire qui doivent être spécifiées par l'utilisateur dans le fichier d'entrée avant de lancer la simulation.

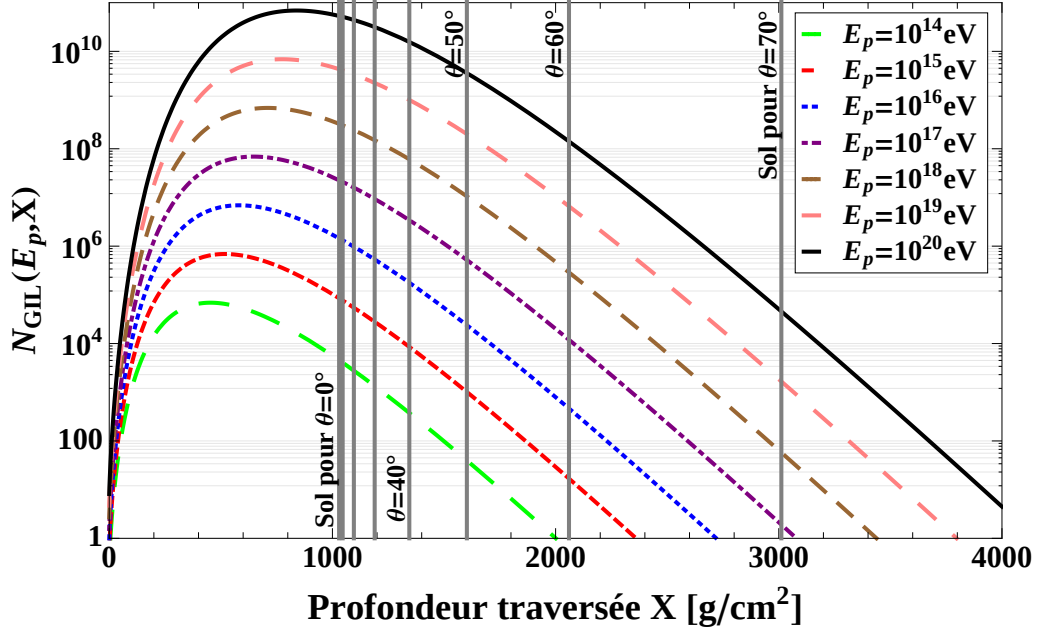


FIGURE 3.9 – Évolution du nombre de particules (électrons + positrons) en fonction de la profondeur d'atmosphère traversée depuis le point de première interaction pour différentes énergies de primaires selon la paramétrisation GIL. Sur cette figure, les barres verticales représentent la profondeur traversée lorsque la gerbe touche le sol, pour différents angles d'incidences de la gerbe (angle zénithal θ)

3.3.2 Caractéristiques géométriques des gerbes : conditions initiales des particules

À l'aide de nombreuses gerbes simulées avec CORSIKA, Lefebvre et al [187] proposent des paramétrisations multi-dimensionnelles du comportement des électrons et positrons dans les gerbes atmosphériques. En choisissant des variables pertinentes, les auteurs déduisent la paramétrisation :

- de la distribution en énergie des particules ;
- de la description de l'excès de charge ;
- des distributions angulaires des particules (zénithale et azimutale par rapport à l'axe de la gerbe) ;
- de la distribution latérale des particules (distance à l'axe de la gerbe) ;
- de la distribution du retard temporel des particules par rapport à une particule virtuelle de vitesse c située sur l'axe de la gerbe. La description du retard temporel permet une description du front de particules de la gerbe.

Toutes ces distributions sont paramétrées en fonction de l'évolution relative du temps, t (défini différemment que dans la section précédente) :

$$t \equiv \frac{X - X_{\max}}{X_0} \quad (3.35)$$

où X est l'épaisseur d'atmosphère traversée, X_0 la longueur de radiation des électrons dans l'air définie plus haut et $X_{\max}$ la profondeur atmosphérique pour laquelle le nombre de particules dans la gerbe atteint son maximum (à cet instant $t = 0$). Des exemples de distributions paramétrées dans [187] sont montrés dans les Fig.3.10, Fig.3.11 et Fig.3.12 pour différentes énergies des particules de la gerbe et pour différents stades d'évolution de la gerbe. On peut noter au passage que l'excès de charge est relativement important à basse énergie (en dessous de 10 MeV). Lorsqu'une particule est générée dans SELFAS2, une profondeur lui est d'abord associée par tirage Monte-Carlo selon la paramétrisation GIL (sans discerner sa nature à ce stade, électron ou positron). Suivant cette profondeur, un second tirage Monte-Carlo est ensuite réalisé pour lui associer une énergie en MeV selon les distributions de [187]. Seulement, une fois la profondeur et l'énergie de la particule connues, un tirage aléatoire suivant la description du rapport en

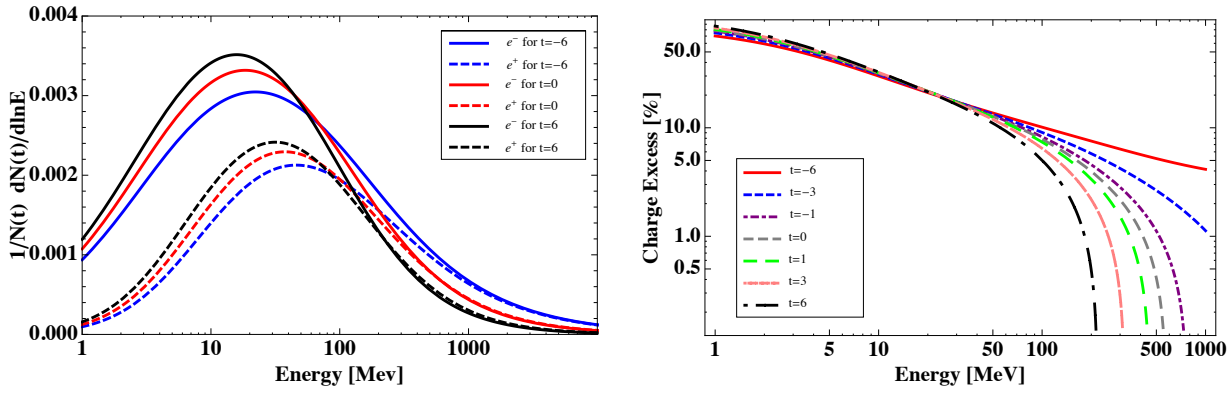


FIGURE 3.10 – Gauche : distributions en énergie des électrons et des positrons pour différents stades d’évolution. Droite : caractérisation de l’excès de charge en fonction de l’énergie des particules pour différents stades d’évolution de la gerbe. Figures réalisées selon les paramétrisations tirées de [187].

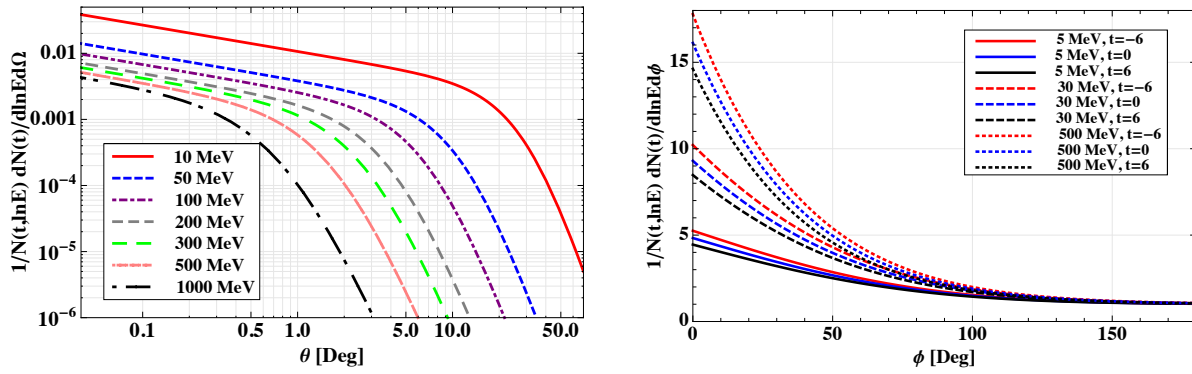


FIGURE 3.11 – Gauche : distributions angulaire des particules pour différentes énergies (angle θ par rapport à l’axe de la gerbe). Si $\theta = 0^\circ$, l’impulsion est parallèle à l’axe de la gerbe. Droite : distribution de la direction de l’impulsion des particules, projetée dans le plan perpendiculaire à l’axe de la gerbe pour différentes énergies et différentes profondeurs d’atmosphère traversée. Lorsque $\phi = 0^\circ$, les particules s’éloignent de l’axe de la gerbe, lorsque $\phi = 180^\circ$, les particules se dirigent vers l’axe de la gerbe. Figures réalisées selon les paramétrisations tirées de [187].

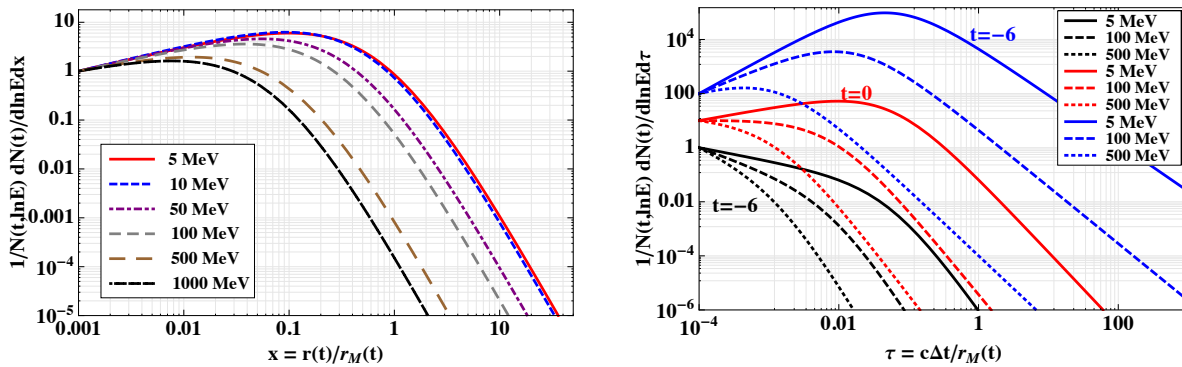


FIGURE 3.12 – Gauche : distributions de la distance à l’axe des particules, r , pour différentes énergies à $t = 0$. La distance à l’axe est quantifiée en fonction du rayon de Molière de la gerbe (r_M), variant avec la profondeur d’atmosphère traversée (r_M dépend de la densité de l’atmosphère variant avec l’altitude). Droite : distribution du retard temporel des particules décrivant l’épaisseur du front de gerbe pour différentes profondeurs traversées et différentes énergies. Figures réalisées selon les paramétrisations tirées de [187].

nombre électrons/positrons (dépendant de l'énergie et de la profondeur d'atmosphère) permet d'établir s'il s'agit d'un électron ou d'un positron. Puis, l'orientation de l'impulsion (Fig.3.11) ainsi que la position et un retard par rapport à l'avancement de la gerbe (Fig.3.12) sont attribués à la particule par tirage Monte-Carlo toujours en respectant les paramétrisations proposées dans [187].

Toutes les paramétrisations géométriques décrites dans [187] sont implémentées dans SELFAS2. À chaque génération de particule, SELFAS2 donne, par tirages Mont-Carlo successifs, un ensemble de conditions initiales respectant toutes ces distributions. L'universalité des descriptions géométriques analytiques permet de générer des gerbes dans une gamme d'énergie allant de 10^{17} à 10^{20} eV avec une bonne précision, pour des gerbes avec des angles zénithaux allant de 0° à 60° selon [187].

Finalement, grâce à l'ensemble de ces paramétrisations, seules les caractéristiques générales de la gerbe sont nécessaires en entrée du code SELFAS2 : l'énergie du primaire, sa nature (seulement proton pour le moment) et sa direction d'arrivée (angle azimutal et zénithal). Il est possible de spécifier ou de tirer aléatoirement (selon la section efficace du primaire avec l'air), le choix de la valeur de la longueur de première interaction. Les caractéristiques géographiques du lieu où la simulation est réalisée doivent également être précisées : l'orientation du champ géomagnétique, son intensité et l'altitude du sol (l'altitude zéro correspond au niveau de la mer).

3.3.3 Propagation des particules et calcul du champ électrique

Afin de calculer les pertes d'énergie et la diffusion multiple des électrons et des positrons lors de leur trajectoire dans l'atmosphère, la longueur de la trajectoire totale est divisée en sous-segments (le choix de la résolution est discutée dans la section suivante). Entre deux points consécutifs, chaque particule subit une déviation due au champ géomagnétique et à la diffusion multiple. Ces deux processus sont calculés dans SELFAS2 de manière indépendante et la position finale dans l'espace après un sous-segment résulte de la combinaison des deux déviations. La déviation liée au champ géomagnétique est calculée en résolvant les équations du mouvement (Eq.3.3) et la déviation liée à la diffusion multiple est effectuée par simulation Monte-Carlo d'après la théorie de Molière sur la diffusion multiple dans la limite des petits angles [188].

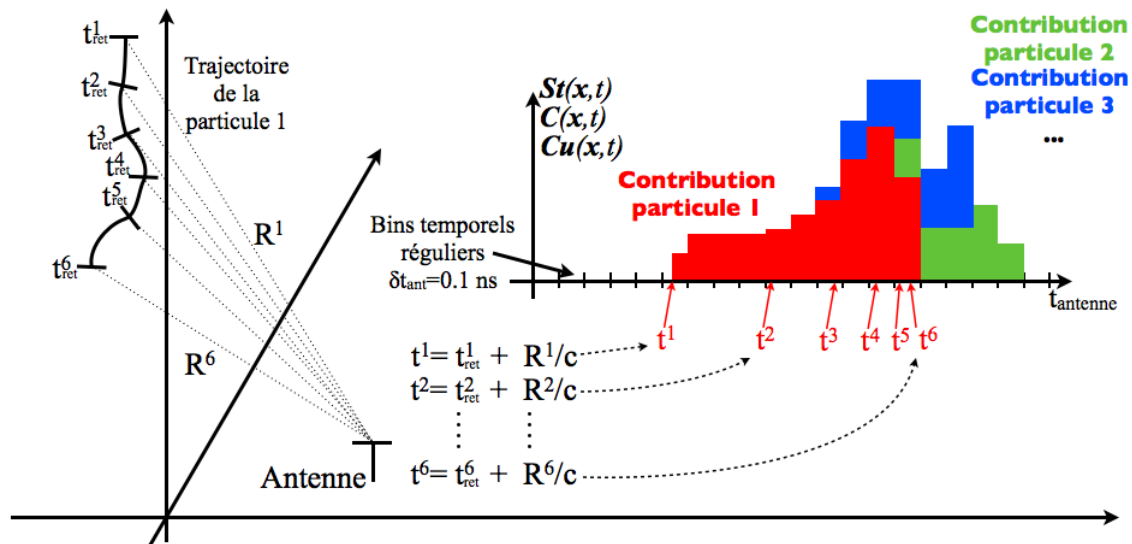


FIGURE 3.13 – La longueur totale de la trajectoire des particules est divisée en sous-segments nous permettant de calculer les pertes d'énergie et les déviations liées au champ géomagnétique et à la diffusion multiple. Au point de départ de la particule ainsi qu'à chaque extrémité des sous-segments de la trajectoire, $st_i(\mathbf{x}, t_{ret})$, $c_i(\mathbf{x}, t_{ret})$ et $cu_i(\mathbf{x}, t_{ret})$ sont calculés de manière indépendante et ajoutés à trois histogrammes indépendants correspondant à $St(\mathbf{x}, t)$, $C(\mathbf{x}, t)$ et $Cu(\mathbf{x}, t)$. Une fois que toutes les particules ont été considérées, les dérivés temporelles de $C(\mathbf{x}, t)$ et $Cu(\mathbf{x}, t)$ sont effectuées et le champ électrique total à cette position est obtenu en additionnant les trois contributions totales St , C et Cu .

Pour calculer le champ électrique le long de la trajectoire des particules, les quantités $\mathbf{st}(\mathbf{x}, t_{\text{ret}})$, $\mathbf{c}(\mathbf{x}, t_{\text{ret}})$ et $\mathbf{cu}(\mathbf{x}, t_{\text{ret}})$ sont calculées indépendamment, au point de départ et à chaque extrémité des sous-segments composant la trajectoire totale (voir Fig.3.13 pour plus de détails). Chaque contribution est ensuite ajoutée dans des histogrammes dédiés à chaque position d'antenne (la position des antennes doit être spécifiée dans un fichier d'entrée SELFAS2 par l'utilisateur, dans le référentiel du cœur de la gerbe au sol) à l'instant de réception $t_{\text{réception}}$ donné par :

$$t_{\text{réception}} = t_{\text{émission}} + \frac{R_{\text{émission}}}{c} \quad (3.36)$$

où c est la vitesse de la lumière dans le vide, $R_{\text{émission}}$, la distance particule-observateur à l'instant de l'émission, $t_{\text{retardé}}$, l'instant de l'émission et $t_{\text{réception}}$ l'instant où l'observateur reçoit l'information. Une fois que toutes les particules de la gerbe ont été considérées, les dérivées temporelles de $\mathbf{C}(\mathbf{x}, t)$ et $\mathbf{Cu}(\mathbf{x}, t)$ sont effectuées et le champ électrique complet pour une antenne est obtenue en additionnant les trois contributions totales $\mathbf{St}$, $\mathbf{C}$ et $\mathbf{Cu}$.

3.3.4 Algorithme général et utilisation de SELFAS2

Les étapes du code SELFAS2 que nous venons de décrire sont rassemblées dans la Fig.3.15 qui présente l'algorithme général du code SELFAS2. Avant de lancer la simulation, il est nécessaire de remplir préalablement deux fichiers d'entrée dont les accès doivent être précisés dans la commande de lancement de la simulation :

./SELFAS FichierSortie Chemin1/Entree.txt Chemin2/PositionsAntennes.txt

Dans cet exemple, le nom du fichier de sortie portera le nom "FichierSortie.txt". Le premier fichier d'entrée concerne toutes les caractéristiques du site où la simulation doit se dérouler, ainsi que les caractéristiques de la gerbe désirée (voir Fig.3.14 à gauche, en haut). Le second rassemble les positions de toutes les antennes qui doivent être considérées dans la simulation (voir Fig.3.14 à gauche, en bas). Le fichier de sortie rassemble l'ensemble des traces temporelles des signaux bruts en pleine bande pour les trois polarisations. L'organisation des mesures dans le fichier de sortie est présentée Fig.3.14 à droite.

Fichier d'entrée 1: Caractéristiques					Fichier de sortie:					
B	(Teslas)				t ns	Ant1	Ant2	Ant3		Antn
θ_B	(Deg)				0.5	E-E-O	E-E-O	E-E-O		E-E-O
Signe B_y	(-1 ou 1)				1	E-E-O	E-E-O	E-E-O		E-E-O
Signe B_z	(-1 ou 1)				1.5	E-E-O	E-E-O	E-E-O		E-E-O
E_p	(eV)				2	E-E-O	E-E-O	E-E-O		E-E-O
N_p	(Nombre particules simulées: ex 10^7)				2.5	E-E-O	E-E-O	E-E-O		E-E-O
θ_p	(Deg)				...	...	...	...		...
ϕ_p	(Deg)				3498.5	E-E-O	E-E-O	E-E-O		E-E-O
Z_{sol}	(m)				3499	E-E-O	E-E-O	E-E-O		E-E-O
X_1	(g/cm ²) (profondeur de 1 ^{ère} inter) ;				3499.5	E-E-O	E-E-O	E-E-O		E-E-O
					3500	E-E-O	E-E-O	E-E-O		E-E-O
					...	...	...	...		...
					3498.5	EN-S	EN-S	EN-S		EN-S
					3499	EN-S	EN-S	EN-S		EN-S
					3499.5	EN-S	EN-S	EN-S		EN-S
					3500	EN-S	EN-S	EN-S		EN-S
					...	...	...	...		...
					3498.5	EN-S	EN-S	EN-S		EN-S
					3499	EN-S	EN-S	EN-S		EN-S
					3499.5	EN-S	EN-S	EN-S		EN-S
					3500	EN-S	EN-S	EN-S		EN-S
					...	...	...	...		...
					3498.5	E-vert	E-vert	E-vert		E-vert
					3499	E-vert	E-vert	E-vert		E-vert
					3499.5	E-vert	E-vert	E-vert		E-vert
					3500	E-vert	E-vert	E-vert		E-vert
					...	...	...	...		...
					3498.5	E-vert	E-vert	E-vert		E-vert
					3499	E-vert	E-vert	E-vert		E-vert
					3499.5	E-vert	E-vert	E-vert		E-vert
					3500	E-vert	E-vert	E-vert		E-vert

FIGURE 3.14 – Gauche : format des fichiers d'entrée, qui doivent être remplis pour préciser les caractéristiques du site ainsi que de la gerbe simulée. Droite : format du fichier de sortie.

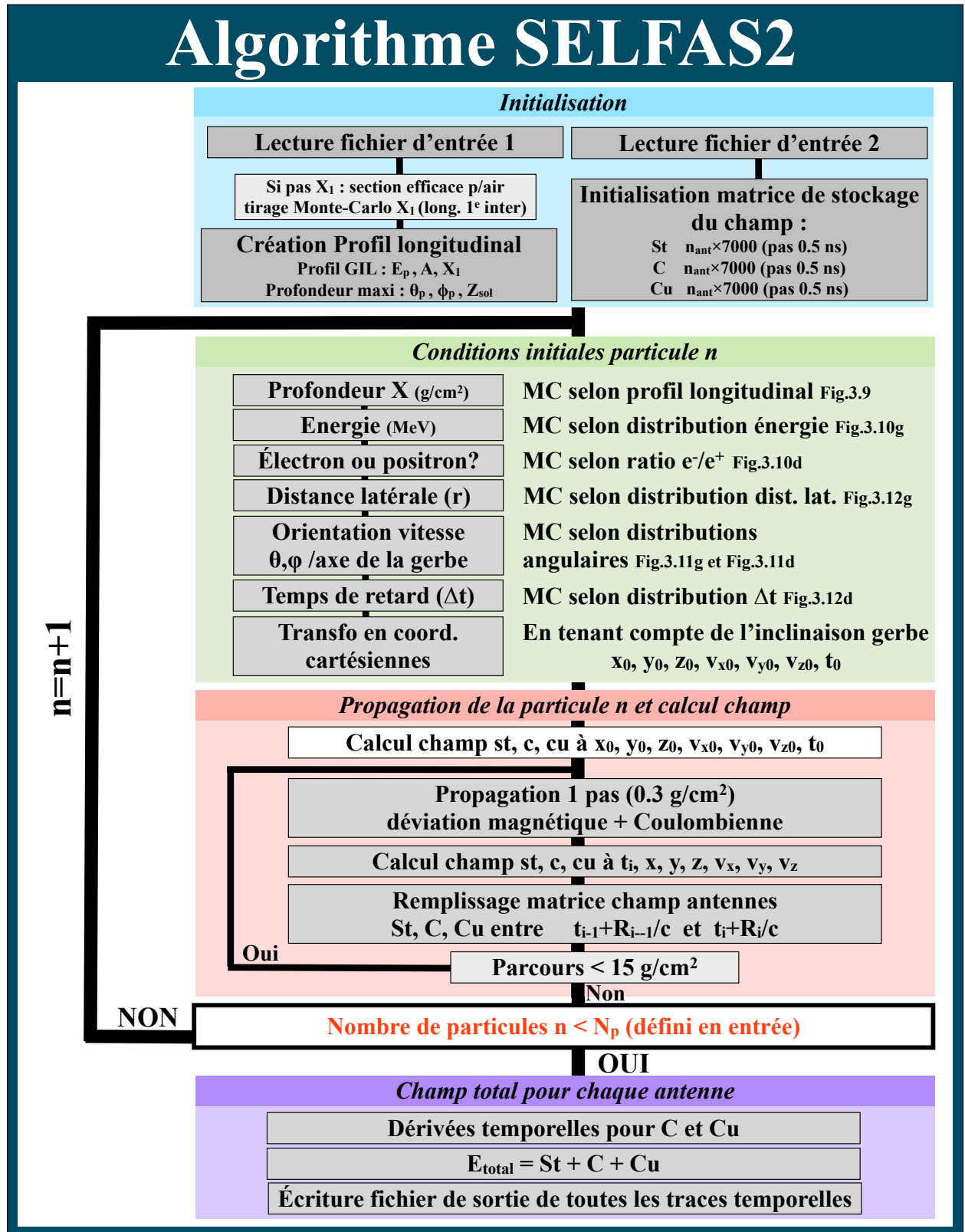


FIGURE 3.15 – Algorithme du code SELFAS2.

3.4 Discussion autour d'un premier exemple

Pour comparer les observables prédites à partir SELFAS2, REAS3 et MGMR (à la fin de cette section), nous simulons une gerbe verticale induite par un proton de 10^{17} eV dans la configuration du site Auger. Les caractéristiques du champ magnétique sur le site Auger sont $|\mathbf{B}|=23 \mu\text{T}$, $\theta_B = 58^\circ$ et $\phi_B = 90^\circ$,

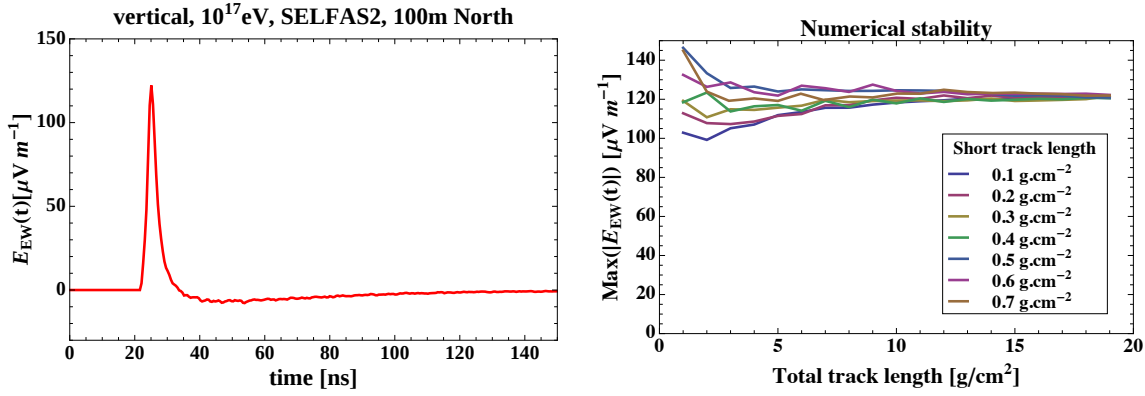


FIGURE 3.16 – Gauche : signal radio observé en polarisation E-O par un observateur situé à 100 m au nord du cœur de la gerbe verticale simulée. Droite : amplitude du signal (de la figure de gauche) en fonction de la longueur de trajectoire des particules et de la résolution (longueur des sous-segments) fixés dans SELFAS2.

où θ_B et ϕ_B sont l'angle zénithal et l'angle azimutal du champ géomagnétique pour le site Auger. Les composantes N-S et verticale du champ géomagnétique sont toutes deux positives. Le cœur de la gerbe simulée est situé exactement au centre d'un réseau constitué de 145 antennes. La position des antennes est représentée sur la Fig.3.22 à gauche. L'altitude du sol est de 1400 m (site Auger).

3.4.1 Stabilité numérique

Pour que le résultat soit consistant et robuste, l'amplitude du signal observé doit être indépendante de la longueur de la trajectoire des particules utilisée dans la simulation. Avec la configuration décrite ci-dessus, nous montrons Fig.3.16 à gauche le signal radio émis par la gerbe pour un observateur situé à une distance de 100 m au nord du cœur de la gerbe. Avec la Fig.3.16 à droite, nous montrons l'amplitude de ce même signal en fonction de la longueur totale de la trajectoire des particules et de sa résolution (longueur des sous-segments) fixées dans SELFAS2 (nous rappelons que la longueur et la résolution des trajectoires sont identiques pour toutes les particules). Nous observons que pour des longueurs de trajectoires très courtes (moins de $\approx 5 \text{ g/cm}^{-2}$), l'amplitude du signal n'est pas stable, c'est à dire qu'elle dépend de la valeur choisie (40% de variation à 1 g/cm^2 sur la Fig.3.16 à droite). Cet effet s'explique par le fait que la distribution angulaire de l'impulsion des particules, paramétrée et proposée dans [187] ne discerne pas les électrons des positrons. En effet, la séparation des électrons et des positrons dans le champ géomagnétique doit se manifester par une distribution angulaire de l'impulsion des électrons différente de celle des positrons. Comme cet effet dépend de la direction d'arrivée des gerbes (l'intensité de la force de Lorentz diffère), il apparaît plus complexe de rechercher un comportement universel de ces distributions, c'est pour cette raison que, dans un premier temps, les électrons et positrons ont été considérés de manière identique sur ce point et leur séparation dans le champ magnétique négligée.

Évidemment, cet effet ne peut se négliger ici puisque nous cherchons entre autre à modéliser le courant transverse causé par la déviation des particules dans le champ géomagnétique. Pour corriger ce manque, il est nécessaire de propager les particules. La Fig.3.16 à droite montre qu'à partir d'une certaine longueur de propagation (plus de $\approx 10 \text{ g/cm}^2$) le signal devient stable et indépendant du choix de la longueur de trajectoire fixée dans la simulation (moins de 5% de variation sur la Fig.3.16 à droite au-delà de 10 g/cm^2). Ce comportement peut s'interpréter comme l'établissement d'un régime stationnaire entre les déviations systématiques liées au champ géomagnétique et les déviations isotropes liées aux diffusions multiples. La longueur totale des trajectoires fixée dans SELFAS2 doit donc être choisie suffisamment grande pour garantir la stabilité du signal mais doit rester relativement faible pour éviter que la propagation des particules écarte le comportement des gerbes des paramétrisations proposées dans [187]. Finalement, la longueur des trajectoires dans SELFAS2 est choisie égale à 15 g/cm^{-2} avec une résolution de 0.3 g/cm^{-2} .

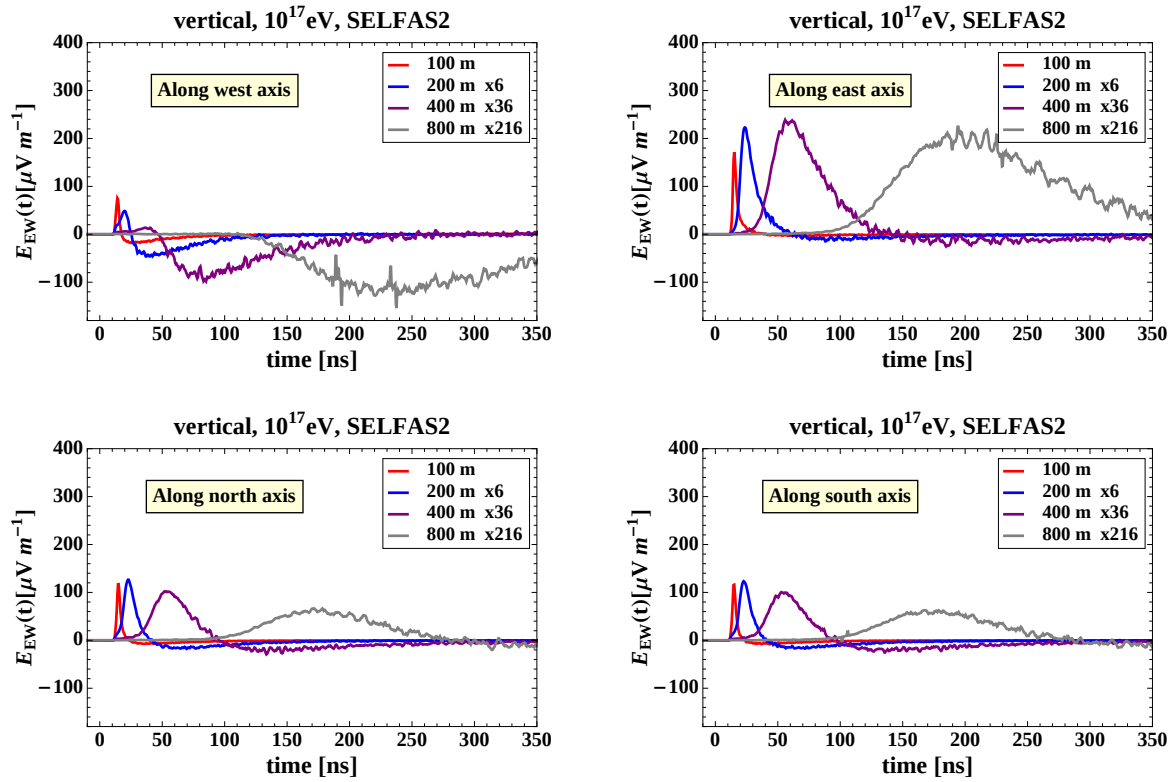


FIGURE 3.17 – Impulsions radio en polarisation E-O pour une gerbe verticale initiée par un proton de 10^{17} eV simulée avec SELFAS2. Dans chaque figure, nous montrons les résultats obtenus pour différentes distances au cœur de la gerbe (100 m, 200 m, 400 m et 800 m). En haut à gauche : antennes situées le long du demi-axe à partir du cœur de la gerbe pointant dans la direction ouest. En haut à droite : antennes situées le long du demi-axe pointant dans la direction de l’est. En bas à gauche : antennes situées le long du demi-axe pointant dans la direction du nord. En bas à droite : antennes situées le long du demi-axe pointant dans la direction du sud.

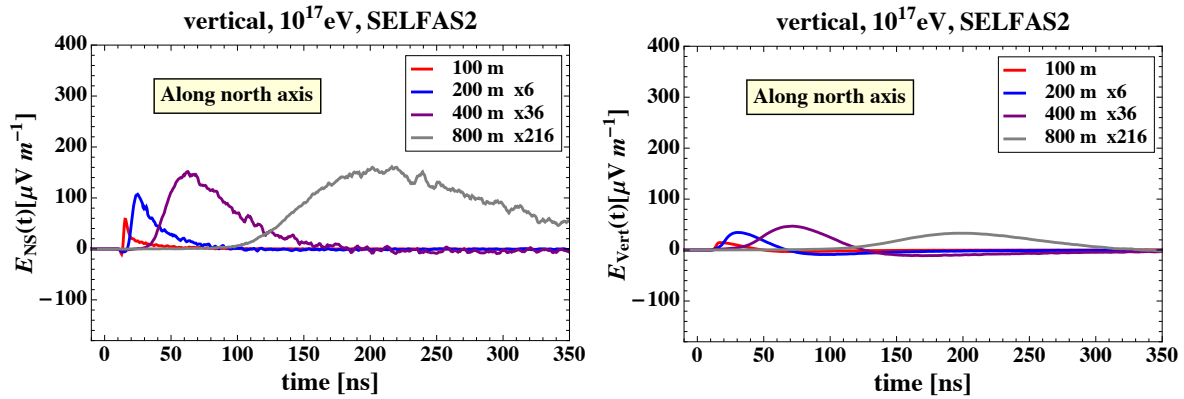


FIGURE 3.18 – Impulsions radio en polarisation N-S (à gauche) et verticale (à droite) pour une gerbe verticale initiée par un proton de 10^{17} eV simulée avec SELFAS2. Dans chaque figure, nous montrons les résultats obtenus pour différentes distances au cœur de la gerbe (100 m, 200 m, 400 m et 800 m).

3.4.2 Résultats

Les Fig.3.17 montrent les impulsions radio observées en polarisation E-O pour une gerbe verticale initiée par un proton de 10^{17} eV simulée avec SELFAS2. Le référentiel au sol est disposé de manière à ce que le cœur de la gerbe soit situé en $x = 0$ et $y = 0$. Les quatre figures représentent les impulsions observées par les antennes situées le long des quatre demi-axes orientés vers l’ouest, vers l’est, vers le nord et vers le sud. Avec ces figures, nous voyons que la décroissance des amplitudes prédites le

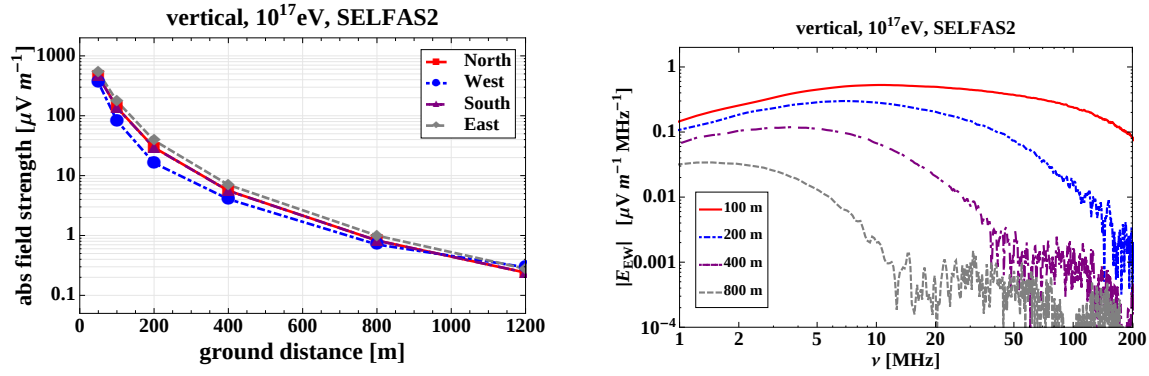


FIGURE 3.19 – Gauche : distribution latérale de l’amplitude des signaux montrés Fig.3.17. Les quatre courbes correspondent aux profil le long des quatre axes ouest, est, nord et sud. Droite : Composition spectral des signaux de la Fig.3.17 en bas à gauche.

long de l’axe N-S semble symétrique par rapport à l’axe de la gerbe, alors que cela ne semble pas être le cas le long de l’axe E-O. Cet effet est plus visible sur la Fig.3.19 à gauche où nous montrons la distribution latérale du signal le long des bras d’antennes ouest, est, nord et sud. Cette asymétrie provient directement de l’influence de l’excès de charge dans la gerbe (discuté dans la section suivante). Les Fig.3.18 montrent les impulsions obtenues en polarisation N-S et verticale le long du demi-axe orienté nord. Les signaux mesurés en polarisation N-S le long du demi-axe orienté sud sont identiques à ceux de la Fig.3.18 à gauche mais de signe opposé, en revanche aucun signal n’est mesuré en polarisation N-S le long des demi-axes orientés est et ouest. Les signaux mesurés en polarisation verticale sont complètement symétriques autour de l’axe de la gerbe (le profil latéral est équivalent le long des tous les demi-axes en polarisation verticale). Avec cette gerbe verticale, la composante verticale du champ est une mesure directe de la composante longitudinale du champ électrique émis par la gerbe. De manière générale, cette composante longitudinale reste toujours relativement faible par rapport à la composante perpendiculaire à l’axe de la gerbe ($E_{\parallel} \ll E_{\perp}$ ici $E_{Vert} \ll \sqrt{E_{EO}^2 + E_{NS}^2}$). La composante longitudinale du champ électrique de la gerbe ne sera par conséquent plus discutée dans la suite de ce travail. La composition spectrale des impulsions observées est obtenue par transformation de Fourier. Le résultat pour la polarisation E-O est montré Fig.3.19 à droite. Avec cette analyse nous voyons que la puissance des signaux radio se situe principalement en dessous de 200 MHz et que les composantes de plus haute fréquence se dépeuplent lorsque la distance à l’axe de la gerbe augmente. On note avec la Fig.3.19 à droite que le comportement de la puissance déposée en fonction de la fréquence croît dans un premier temps puis décroît jusqu’à un seuil bas révélant ensuite de nombreuses interférences à haute fréquence. Ce comportement traduit le phénomène de perte de cohérence évoqué dans le premier chapitre (section 1.4.3).

Pour illustrer la notion de perte de cohérence, calculons l’évolution de la puissance déposée par la gerbe en fonction du nombre de particules N injectées dans la simulation. Tous les 5 millions de particules injectées, nous avons effectué l’intégration des densités spectrales de puissance (dsp) dans la bande de fréquence 1-10 MHz et dans la bande de fréquence 700-900 MHz (voir Fig.3.20 à gauche). La Fig.3.20 à droite, nous montre le comportement de la puissance déposée en fonction de N dans les deux gammes de fréquence précédemment évoquées et pour différentes distances à l’axe de la gerbe. Pour pouvoir visualiser toutes les courbes sur la même figure, la puissance (intégrale de la dsp) en fonction de N mesurée par chaque antenne (entre 1 et 10 MHz et entre 700 et 900 MHz) est divisée par la valeur initiale de l’énergie à $N = 5$ millions et par N^2 . Avec cette normalisation, on voit clairement que la puissance déposée dans la bande de fréquence 1-10 MHz dépend du carré du nombre de particules dans la gerbe (caractéristique d’une radiation cohérente) alors que la puissance déposée dans la bande de fréquence 700-900 MHz dépend simplement du nombre de particules (caractéristique d’une radiation non cohérente ; voir la comparaison avec $1/N$, Fig.3.20 à droite). Ce phénomène, dû à la perte de cohérence, est naturellement pris en considération dans SELFAS2.

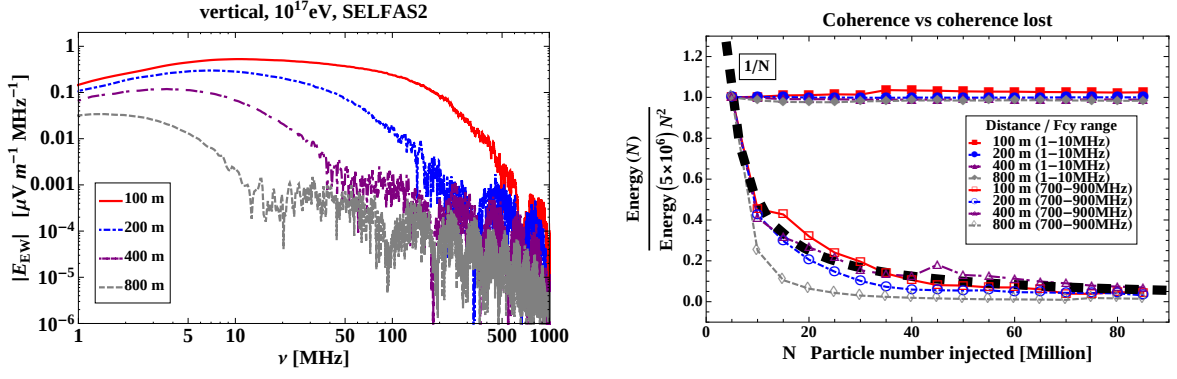


FIGURE 3.20 – Gauche : spectres utilisés pour l’étude de la puissance déposée en fonction du nombre de particules injectées dans la simulation (à droite). Pour illustrer la notion de cohérence et de non-cohérence, la puissance déposée par la gerbe dans les deux intervalles de fréquence 1-10 et 700-900 MHz est calculée tous les cinq millions de particules injectées dans la simulation. Droite : puissance déposée en fonction du nombre de particules, pour différentes distances à l’axe dans les deux intervalles de fréquence 1-10 et 700-900 MHz. Pour pouvoir visualiser toutes les courbes sur la même figure, la puissance en fonction de N calculée pour chaque antenne est divisée par la valeur initiale de l’énergie à $N = 5$ millions et par N^2 . La différence de comportement de la puissance déposée dans ces deux gammes de fréquence en fonction de N est due à la perte de cohérence du signal (voir texte). La ligne en pointillés noirs représente la courbe $f(N)=1/N$.

3.4.3 Courant transverse vs excès de charge

Dans la section 3.2, nous avons montré que l’émission radio des gerbes est la somme de trois termes. En négligeant la contribution coulombienne (en $1/R^2$) par rapport aux deux autres, la dérivée temporelle du courant transverse et la dérivée temporelle de l’excès de charge dans la gerbe sont en compétition. Dans la plupart des cas, la contribution du courant transverse est dominante par rapport à l’excès charge. Ceci n’est plus vrai pour des gerbes parallèles au champ géomagnétique car dans de tels cas, la force de Lorentz devient faible voire nulle et les déviations systématiques des particules dans le champ géomagnétique disparaissent. La contribution liée à l’excès de charge qui ne connaît pas une telle dépendance à la direction d’arrivée de la gerbe, peut finalement devenir dominante face à la faible contribution du courant transverse pour des gerbes dont la direction d’arrivée est proche de l’orientation du champ magnétique.

Pour comprendre le comportement de la combinaison des deux contributions courant transverse et excès de charge, nous montrons, Fig.3.21, la direction des champs électriques associés à la contribution courant transverse et à la contribution excès de charge dans le plan perpendiculaire à l’axe de la gerbe. Les champs électriques de ces deux contributions ne sont pas toujours orientés dans la même direction, leur combinaison peut être constructive ou destructive selon le point d’observation (position de l’antenne). Dans la configuration du site Auger, le mélange des deux contributions est alors constructif pour le cas d’antennes situées sur le côté est du plan contenant le coeur de la gerbe au sol et le champ géomagnétique (en grisé sur la Fig.3.21). Du côté ouest de ce plan, le mélange est destructif. Cet effet d’asymétrie E-O déjà observé Fig.3.17 et Fig.3.19 à gauche est observable sous une autre forme avec la Fig.3.22 où nous présentons l’empreinte au sol déposée par la gerbe dans les deux polarisations horizontales E-O et N-S. Ces empreintes au sol sont obtenues en utilisant un réseau dense composé de 145 antennes (cf fig.3.22 à gauche) pour lesquelles nous avons calculé la puissance déposée par la gerbe en dessous de 85 MHz, dans les deux polarisations E-O et N-S du signal.

3.4.4 Influence du filtrage numérique sur la forme du profil latéral

Bien que le signal radio des gerbes soit enregistré en pleine bande avec les stations CODALEMA ou RAuger, l’analyse des données est toujours réalisée après l’application d’un filtre numérique passe-bande afin d’éliminer les émissions radio polluantes dans les bandes de fréquence 5-20 MHz (AM) et 85-110 MHz (FM). L’influence du filtrage numérique sur les impulsions est illustrée Fig.3.23 où nous

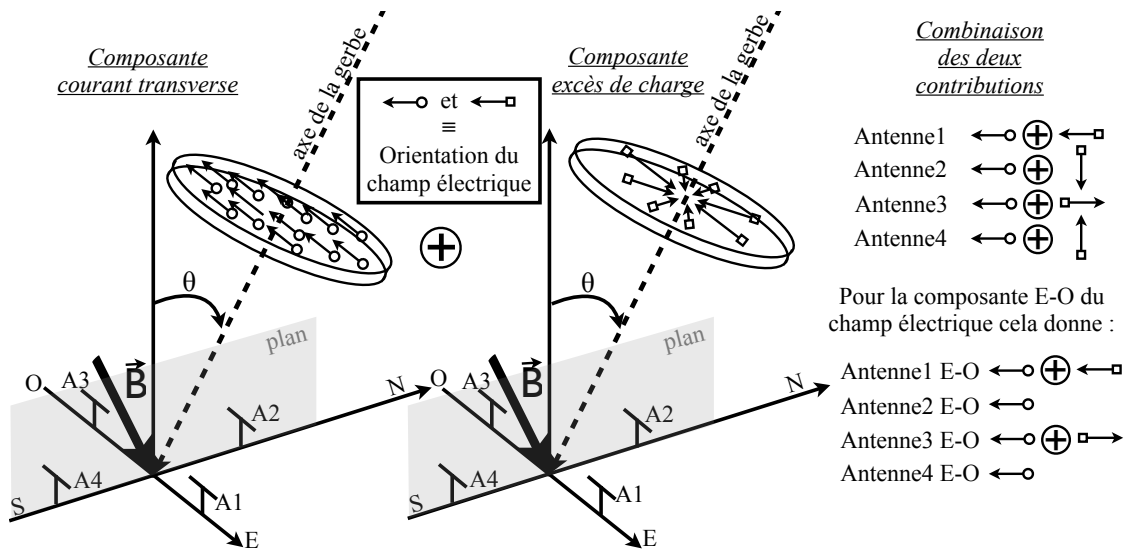


FIGURE 3.21 – Direction du champ électrique pour la contribution courant transverse et pour la contribution excès de charge dans le plan perpendiculaire à l'axe de la gerbe. Les champs électriques de ces deux contributions ne sont pas toujours orientés dans la même direction, leur combinaison peut être constructive ou destructive selon la position de l'antenne. Dans la polarisation E-O du champ électrique (montré Fig.3.17 et Fig.3.19 à gauche), les amplitudes des signaux observés par les antennes situées sur le côté est du plan contenant le coeur de la gerbe au sol et le champ géomagnétique apparaîtront finalement plus élevées que les amplitudes des signaux des antennes situées du côté ouest de ce plan.

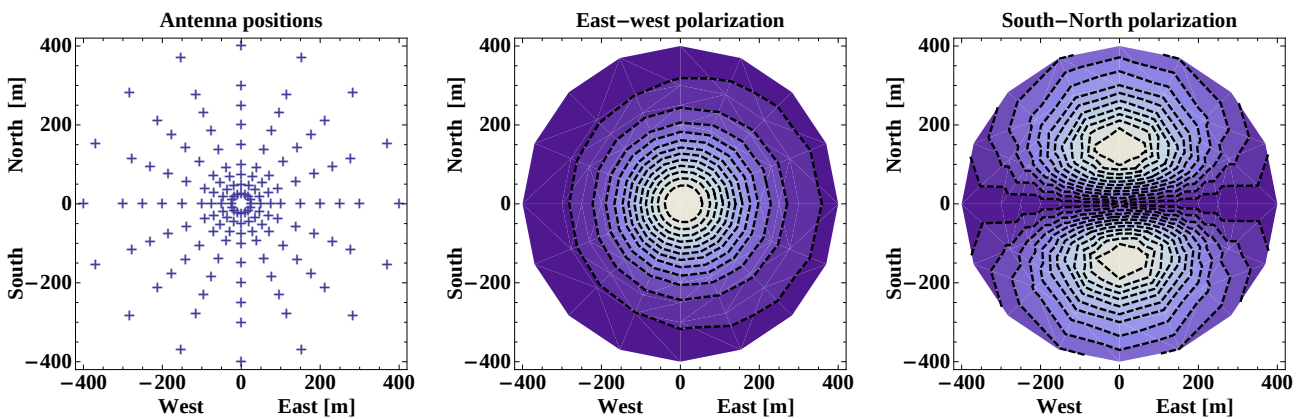


FIGURE 3.22 – Gauche : position des antennes au sol utilisées dans la simulation pour calculer l'empreinte au sol déposée par la gerbe. Centre et droite : empreinte au sol de la puissance totale dans la bande 1-85 MHz, déposée par une gerbe verticale initiée par un proton de 10^{17} eV, en polarisation E-O (centre) et N-S (droite) du signal. Le résultat obtenu en polarisation E-O montre une légère asymétrie E-O qui est due au mélange de la contribution excès de charge avec la contribution courant transverse (voir texte pour plus de détails).

comparons quelques impulsions avant et après l'application d'un filtre numérique 24-80 MHz. Une étude montre que les instants du maximum des impulsions ne sont quasiment pas modifiés par l'application du filtre numérique (fluctuation inférieure à 2 nano-secondes pour des antennes situées à moins de 400 m de l'axe de la gerbe), en revanche l'amplitude du signal subit une profonde modification qui n'est pas constante en fonction de la distance à l'axe.

L'estimation de l'énergie du primaire par la détection radio des gerbes est basée sur l'étude du profil latéral de l'émission radio. Expérimentalement, la bande filtrée 24-80 MHz est fréquemment utilisée pour ajuster le profil latéral du signal radio avec notamment la fonction exponentielle décroissante discutée au chapitre précédent. La Fig.3.24 montre l'influence du filtre passe-bande numérique 24-80 MHz sur la forme des profils latéraux en polarisation E-O pour l'événement vertical de 10^{17} eV simulé avec

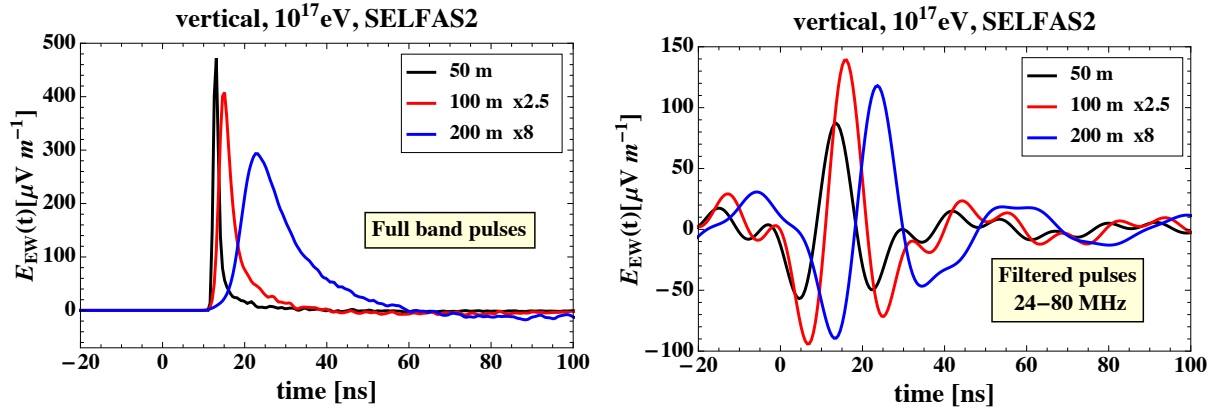


FIGURE 3.23 – Comparaison entre les impulsions pleine bande (à gauche) et filtrées numériquement (à droite) dans la bande 24-80 MHz.

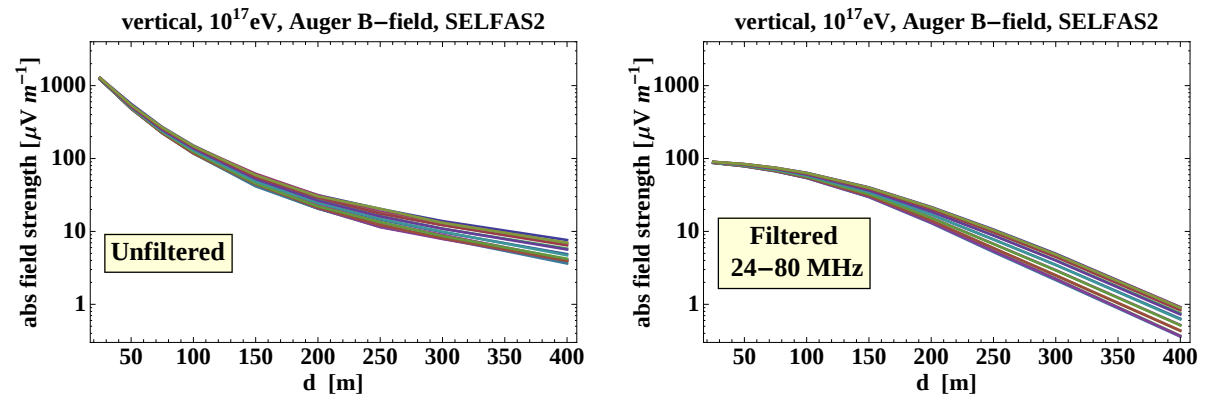


FIGURE 3.24 – Profils latéraux du champ électrique émis par une gerbe verticale initiée par un proton de 10^{17} eV simulée avec SELFAS2, observés le long de chaque bras du réseau d'antenne en étoile (voir Fig.3.22 à gauche). Gauche : Profils réalisés avec les signaux pleine-bande. Droite : Profils réalisés avec les signaux filtrés numériquement dans la bande 24-80 MHz.

SELFAS2. Sur ces deux figures, les profils du champ électrique sont effectués le long de chaque bras du réseau en étoile présenté Fig.3.22 à gauche et superposés sur les mêmes figures (ce qui explique la dispersion des courbes). La figure de gauche correspond aux profils pleine bande et la figure de droite aux profils obtenus après filtrage numérique. On observe que le filtre numérique appliqué sur les impulsions modifie les caractéristiques du profil du signal radio (notamment sa forme). Ceci s'explique par le fait que la composition spectrale des impulsions change avec la distance à l'axe de la gerbe (voir Fig.3.19 à droite), l'effet du filtre passe-bande numérique sur le profil latéral radio ne sera par conséquent pas équivalent pour des distances à l'axe différentes. Cette caractéristique se voit clairement Fig.3.24, en comparant les profils avant et après l'application du filtre numérique. On peut noter au passage que dans les deux cas, la forme du profil ne semble pas correspondre à un profil de type exponentielle décroissante (qui se manifesterait par une droite sur ces figures en échelle logarithmique sur l'axe des ordonnées). Ceci est d'autant plus valable pour des distances inférieures à 200 m.

3.4.5 Comparaison entre SELFAS2, REAS3 et MGMR

Dans un récent article [189], une comparaison directe est réalisée entre deux codes de simulation évoqués sections 3.1.2 et 3.1.3 : REAS3 et MGMR. Les auteurs montrent dans cette étude qu'après un profond désaccord (principalement liée à la discordance monopolaire-bipolaire discutée section 3.1.3), les deux modèles offrent finalement des résultats qui semblent converger. Nous avons extrait quelques figures de cet article pour comparer directement ces résultats avec les résultats obtenus ici. Les Fig.3.25

montrent les impulsions et les profils latéraux obtenus avec REAS3 et MGMR pour la même gerbe verticale initiée par un proton de 10^{17} eV dans la configuration Auger, simulée avec SELFAS2 dans cette section. Ces figures peuvent être comparées directement avec les Fig.3.17 et Fig.3.19. L'accord entre les trois modèles est relativement bon. On note une différence de bruit entre les impulsions issues du code MGMR (Fig.3.17 à droite) et les impulsions issues de SELFAS2 et REAS3. L'absence de bruit dans les résultats obtenus avec MGMR est due à la description macroscopique de la source (le front de gerbe est assimilé à un point sur l'axe de la gerbe). Pour une meilleure comparaison, les simulations effectuées avec REAS3 et MGMR dans [189] sont basées sur les caractéristiques des gerbes provenant des mêmes fichiers de sortie CORSIKA. On rappelle que SELFAS2 n'utilise pas de générateurs de gerbes nécessaires avant chaque simulation REAS3 ou MGMR, mais seulement des distributions analytiques géométriques implémentées directement dans SELFAS2. L'accord entre les trois modèles valide le concept d'universalité utilisé dans SELFAS2. Une étude comparative plus poussée entre notamment les deux approches de type microscopique SELFAS2 et REAS3 est en prévision.

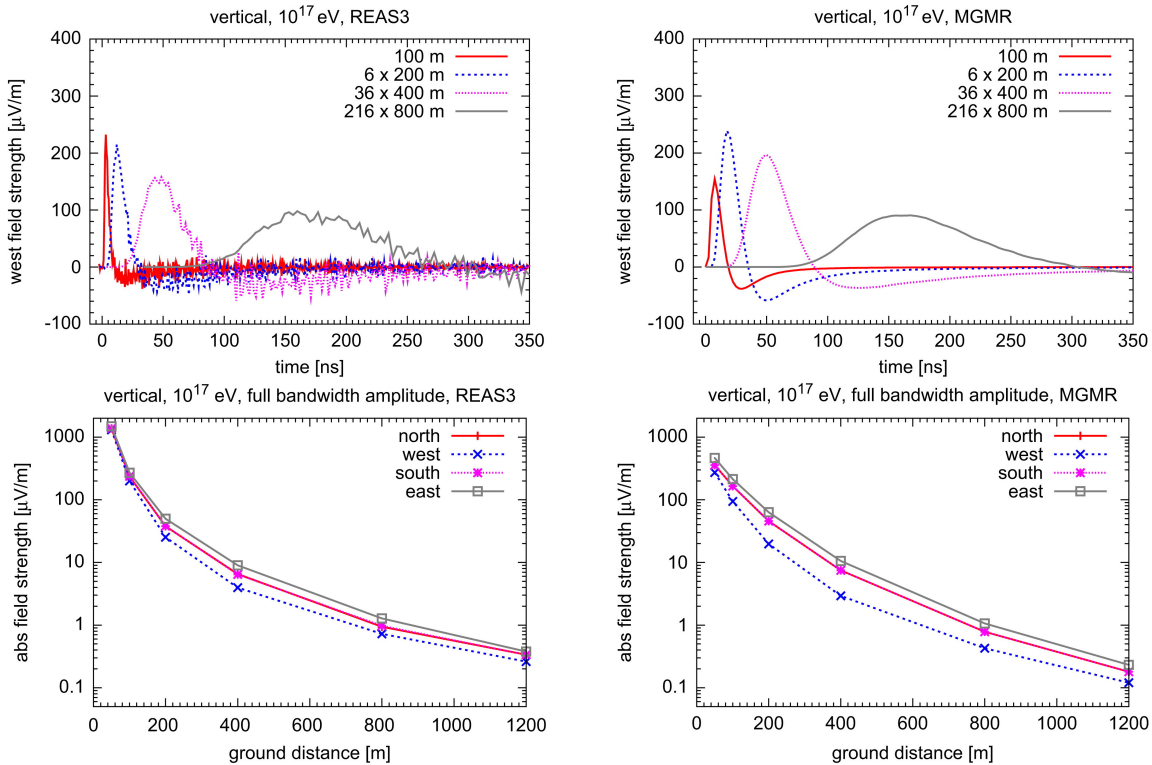


FIGURE 3.25 – Figures extraite de [189]. En haut : comparaison entre les impulsions en polarisation E-O obtenues pour une gerbe verticale initiée par un proton de 10^{17} eV simulée par REAS3 (à gauche) et MGMR (à droite). L'absence de bruit dans les résultats obtenus avec MGMR est due à la description macroscopique de la source (le front de gerbe est assimilé à un point sur l'axe de la gerbe). En bas : Comparaison des profils latéraux obtenus avec REAS3 (à gauche) et MGMR (à droite). Ces figures peuvent être comparées directement avec les Fig.3.17 et Fig.3.19 obtenues avec SELFAS2.

3.4.6 Modification de ReAires : ReAires2 vs SELFAS2

Avec la volonté de posséder des outils capables de donner des résultats fiables en minimisant le temps de calcul, les efforts pour modéliser l'émission radio des gerbes se sont plutôt portés vers la création de codes se focalisant uniquement sur la composante électromagnétique des gerbes. Ces outils, SELFAS, REAS et MGMR entre autres, sont par conséquent relativement simples et rapides à utiliser, puisqu'il suffit de quelques minutes pour obtenir le signal radio émis par une gerbe observée par quelques antennes (le temps de calcul varie en fonction de la précision souhaitée sur les signaux et en fonction du nombre

d'antennes demandées en entrée du code). Nous aurons l'occasion de voir que les résultats proposés par ces codes de simulation, permettent aujourd'hui, d'interpréter de manière plus fine les caractéristiques des signaux au sol. Si ces codes ont l'avantage certain de proposer des résultats à moindre coût en temps de calcul, les simplifications réalisées peuvent peut-être cacher certains effets sur le signal radio comme par exemple l'utilisation de distributions qui peuvent gommer des fluctuations gerbe à gerbe porteuses d'informations (on rappelle tout de même que les fluctuations gerbe à gerbe causées par la variation de la longueur de première interaction sont prises en compte). Il pourrait donc être utile de comparer les résultats de ce type de codes simplifiés avec ceux de code contenant tous les processus en jeu dans le développement des gerbes.

Comme nous l'avons montré dans la première partie de ce chapitre, une première version de simulation radio basée directement sur l'utilisation d'un générateur de gerbes a été proposée avec le code ReAires [167]. La propagation des particules est ici réalisée de manière plus réaliste et les fluctuations gerbe à gerbe sont directement prises en compte dans le calcul de l'émission radio. Cependant, dans ce code, le calcul de l'émission radio intégrée directement au sein du programme Aires [66] est basé sur le modèle géosynchrotron, or nous avons montré que cette approche ne décrivait pas correctement le phénomène radio propre aux gerbes atmosphériques, la variation des charges individuelles (particules) n'étant pas prise en compte. En se basant sur la première version du code et avec l'accord des auteurs, nous proposons ici de modifier la méthode de calcul du champ électrique mise en œuvre dans ReAires. Pour implémenter la nouvelle équation du champ électrique (Eq.3.23) dans le code ReAires, quelques modifications ont été nécessaires afin de pouvoir réaliser les dérivées temporelles, qui n'existaient pas avec l'ancienne équation du champ (Eq.3.1). Afin de distinguer l'ancienne version de la nouvelle version nous nommons cette version modifiée ReAires2.

Afin de pouvoir comparer directement les résultats de ReAires2 avec les résultats présentés dans

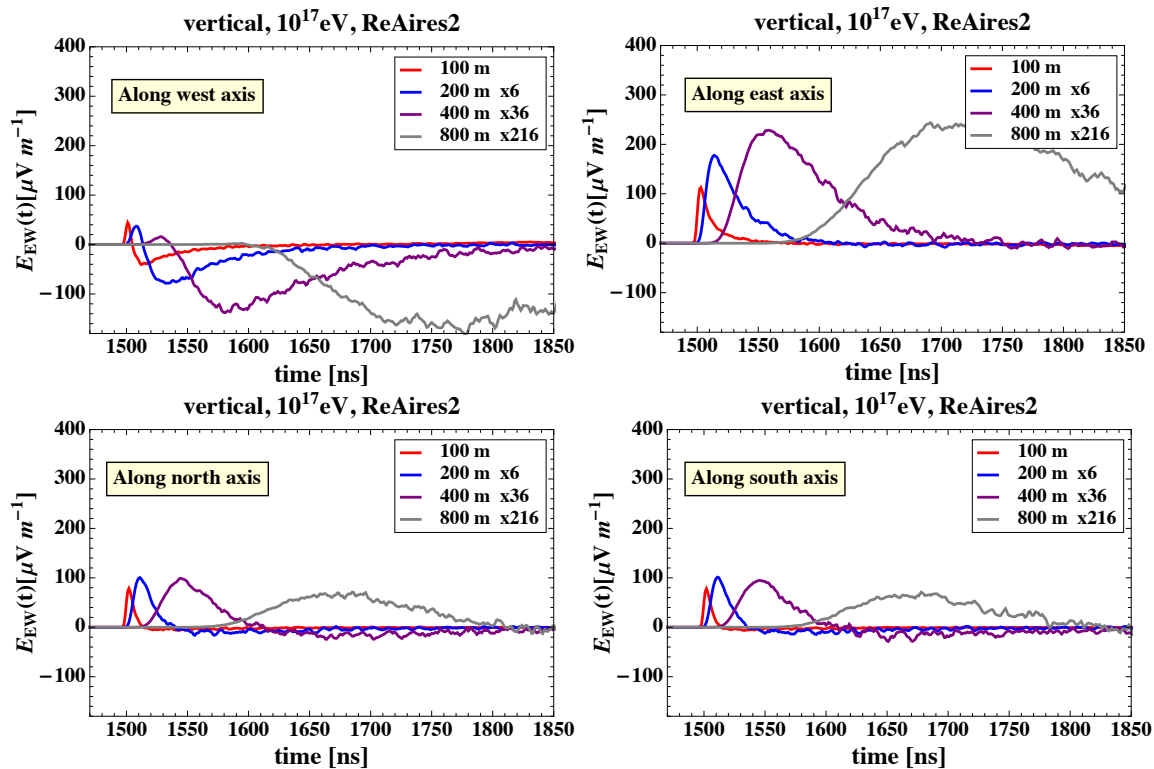


FIGURE 3.26 – Impulsions radio en polarisation E-O pour une gerbe verticale initiée par un proton de 10^{17} eV simulée avec ReAires2. Dans chaque figure, nous montrons les résultats obtenus pour différentes distances au cœur de la gerbe (100 m, 200 m, 400 m et 800 m). En haut à gauche : antennes situées le long du demi-axe à partir du cœur de la gerbe pointant dans la direction ouest. En haut à droite : antennes situées le long du demi-axe pointant dans la direction de l'est. En bas à gauche : antennes situées le long du demi-axe pointant dans la direction du nord. En bas à droite : antennes situées le long du demi-axe pointant dans la direction du sud.

cette section, nous simulons avec ReAires2 une gerbe verticale initiée par un proton de 10^{17} eV. Les caractéristiques du site Auger et les positions d'antennes dans le référentiel du cœur de la gerbe spécifiées en entrée du code sont exactement les mêmes que celle utilisées avec SELFAS2 pour obtenir les résultats présentés dans cette section. Les résultats obtenus avec ReAires2 sont présentés Fig.3.26. Ce travail étant très récent, les résultats que nous présentons ici sont des résultats préliminaires ; le but étant de montrer que maintenant, les résultats obtenus avec ReAires2 sont en très bon accord avec les résultats obtenus avec d'autres simulations complètement indépendantes, en particulier SELFAS2 (comparer Fig.3.26 et Fig.3.17). Des analyses sont actuellement en cours pour comparer les résultats des deux codes SELFAS2 et ReAires2, ce qui fera l'objet d'une publication. Le haut niveau de similitude entre les résultats obtenus avec les deux codes, SELFAS2 et ReAires2 (complètement indépendants), valide à nouveau l'utilisation du concept d'universalité utilisé dans SELFAS2. La suite du travail que nous allons présenter dans le reste de ce manuscrit est basée uniquement sur l'exploitation du code SELFAS2.

3.5 Vers une prédiction de carte du ciel pour la configuration CODALEMA

Dans cette section, la configuration géographique du site de CODALEMA est adoptée. L'altitude du sol est fixée à 140 m. Les caractéristiques du champ magnétique sur le site de Nançay sont $|\mathbf{B}| = 50 \mu\text{T}$, $\theta_B = 27^\circ$ et $\phi_B = 270^\circ$, où θ_B et ϕ_B sont, respectivement, l'angle zénithal et l'angle azimutal du champ magnétique terrestre. La composante N-S du champ magnétique est positive et la composante verticale est négative (le champ magnétique à Nançay pointe vers le sol).

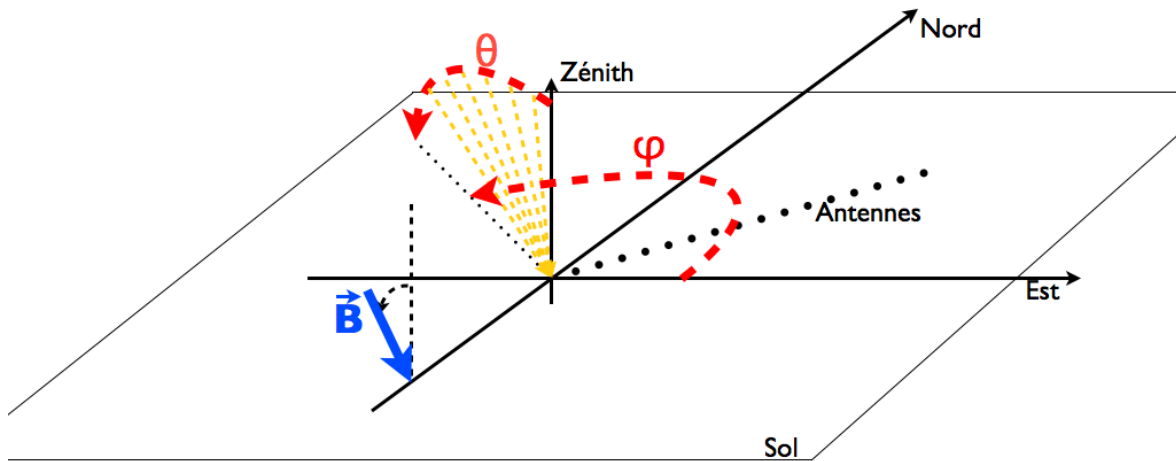


FIGURE 3.27 – Configuration utilisée dans SELFAS2 pour étudier la dépendance du signal à la direction d'arrivée des gerbes. 432 directions d'arrivée de gerbes initiées par des protons de 10^{17} eV ont été simulées (angles zénithaux allant de 0° à 60° et angles azimutaux allant de 0° à 350°)

3.5.1 Influence de la direction d'arrivée sur le signal radio émis par la gerbe

Pour étudier l'influence de la direction d'arrivée sur le signal, 432 gerbes initiées par des protons de 10^{17} eV ont été simulées avec SELFAS2 pour des angles zénithaux allant de 0° à 60° et des angles azimutaux allant de 0° à 350° . Le cœur particules de chacune des gerbes simulées se trouve en $(x=0, y=0)$. Un réseau de 16 antennes situées le long d'un axe N-E est utilisé pour le calcul du champ électrique. La Fig.3.28 montre le signal déposé en dessous de 100 MHz (intégrale du spectre entre 1 et 100 MHz) en fonction de la direction d'arrivée dans les deux polarisations horizontales en coordonnées polaires (carte du ciel du signal) pour l'antenne située en (70 m, 70 m).

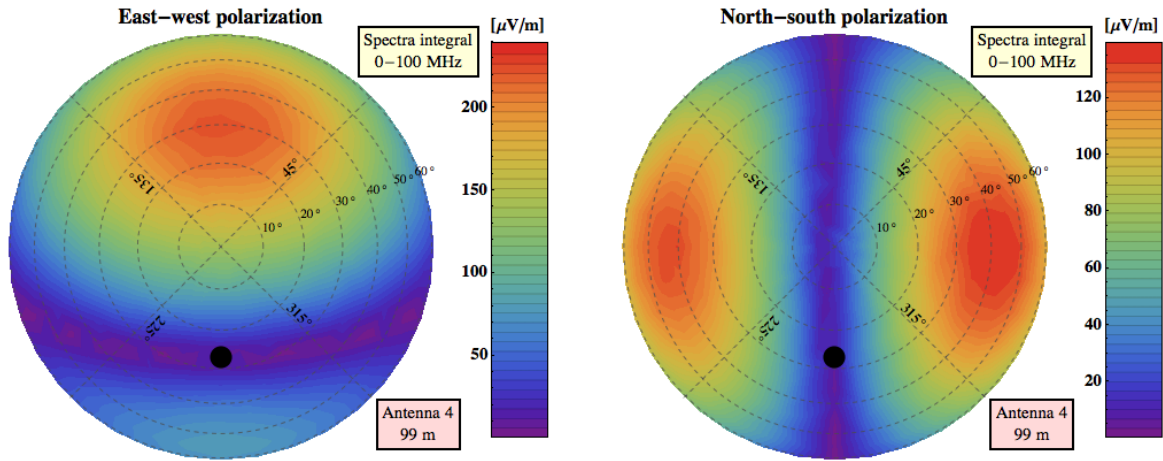


FIGURE 3.28 – Signal déposée par la gerbe en dessous de 100 MHz, en fonction de la direction d’arrivée pour la polarisation E-O (à gauche) et la polarisation N-S (à droite). Les lignes circulaires en pointillé et les lignes droites en pointillé représentent respectivement les angles zénithaux et azimutaux. 432 gerbes ont été simulées avec SELFAS2 pour des angles zénithaux allant de 0 à 60° et des angles azimutaux allant de 0 à 350°. Un réseau de 16 antennes disposées comme sur la Fig.3.27 (points noirs) est utilisé pour calculer le champ émis. Les deux figures présentées ici correspondent aux résultats pour l’antenne située à 99 m du cœur de la gerbe au sol. Le point noir représente la direction du champ géomagnétique.

La dépendance du signal radio de la gerbe à la force de Lorentz démontrée par les résultats expérimentaux suggère que la distance angulaire entre le champ géomagnétique et la direction d’arrivée de la gerbe pour laquelle le signal radio est maximum en polarisation E-O (appelée $\Delta\theta_{max}$) soit de 90° (cela correspond à la configuration où la séparation de charge causée par la force de Lorentz est la plus importante). Les résultats obtenus avec SELFAS2 ne sont pas en accord avec cette suggestion (voir Fig.3.28 à gauche, où $\Delta\theta_{max} \approx 57^\circ$, distance angulaire entre le point noir et la zone maximum). Les Fig.3.29 montrent les cartes du ciel du signal pour différentes distances au cœur des gerbes, pour les deux polarisations E-O et N-S (le code couleur est le même que celui de la figure Fig.3.28). Nous remarquons avec ces figures que $\Delta\theta_{max}$ (sur les figures en polarisation E-O) augmente en fonction de la distance au cœur pour finalement tendre vers 90° au-delà de 400 m. Pour interpréter l’évolution de $\Delta\theta_{max}$ en fonction de la distance antenne-cœur de gerbe au sol, nous proposons dans le paragraphe suivant une explication basée sur le cas d’une gerbe très simplifiée.

3.5.2 Interprétation de la dépendance de $\Delta\theta_{max}$ à la distance au cœur

Pour comprendre la variation de $\Delta\theta_{max}$ en fonction de la distance au cœur de la gerbe au sol, nous avons calculé le champ électrique instantané émis par une gerbe assimilée à une source ponctuelle localisée sur l’axe de la gerbe, de masse équivalente à un électron et d’énergie 50 MeV. Pour simplifier le problème, la radiation de cette gerbe simplifiée provient uniquement de la radiation géosynchrotron et aucune variation de charge n’est considérée. Pour calculer la radiation synchrotron instantanée émise, nous considérons uniquement le deuxième membre de l’Eq.3.1. Pour des raisons de commodité, nous simulons uniquement les directions d’arrivée contenues dans le plan contenant $\mathbf{B}$, l’origine, O, et l’axe $\mathbf{NS}$ (seulement θ varie, de 0° à 90°, ϕ étant fixé à $\pm 90^\circ$) comme le montre la Fig.3.30 en haut à gauche ainsi que les positions d’antennes situées uniquement le long de l’axe E-O, la distance antenne-origine (ou cœur de gerbe) est représentée par la variable d . La démarche étant de calculer le champ électrique instantané en fonction de θ et de d .

Dans une première configuration, schématisée Fig.3.30 à gauche, nous calculons le champ électrique pour différentes directions d’arrivée lorsque la source se situe à des distances équivalentes de l’origine du repère (cette distance est nommée d_{OP} sur la figure). Dans le cas où $d_{OP} = 10000$ m, la Fig.3.30 au

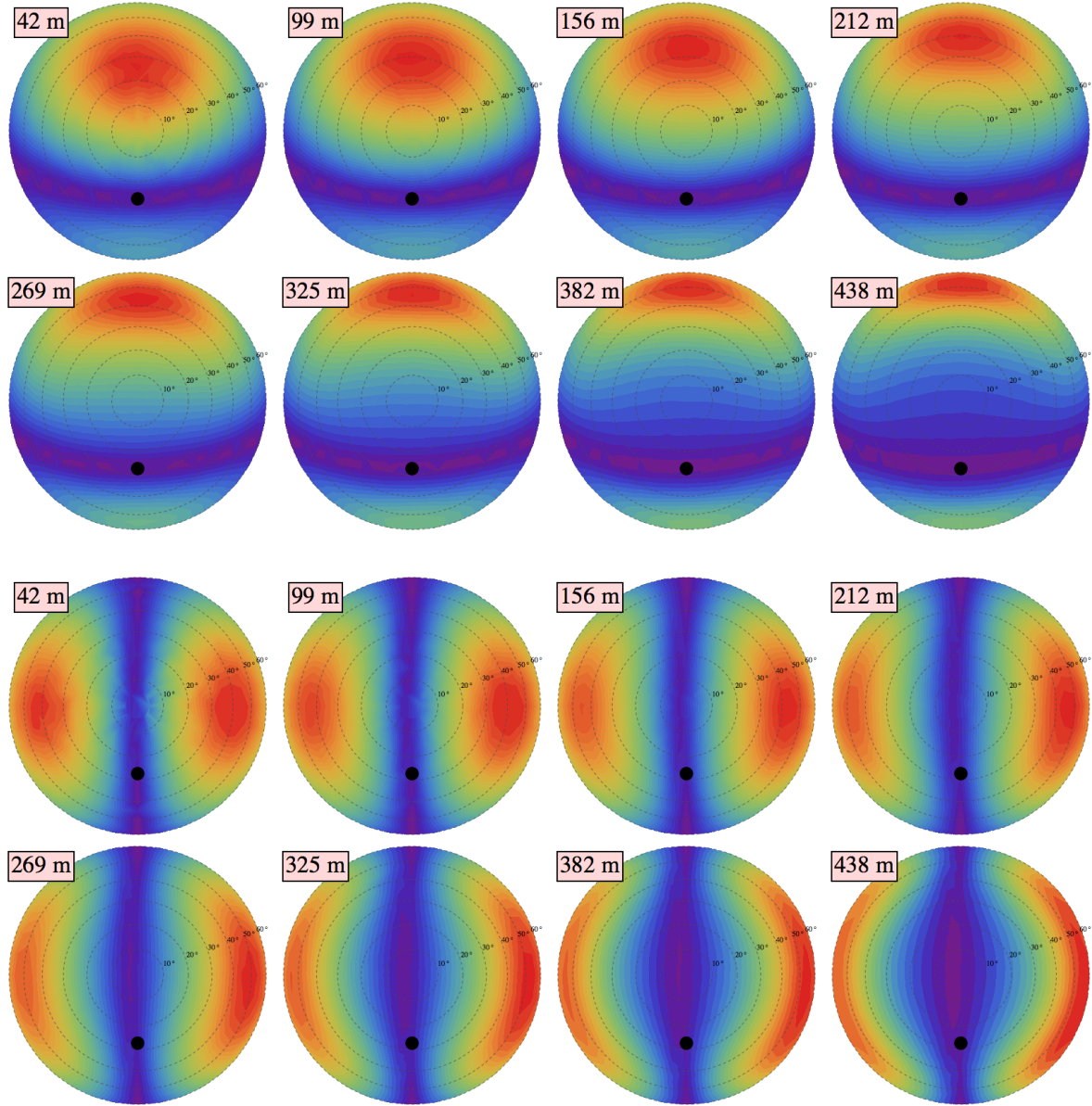


FIGURE 3.29 – Evolution de la Fig.3.28 en fonction de la distance au coeur. Les huit premières figures correspondent aux résultats obtenus en polarisation E-O. Les huit figures suivantes correspondent aux résultats obtenus en polarisation N-S.

centre à gauche, montre la valeur du champ électrique instantanée en fonction de θ , mesuré à différentes positions d'antennes situées le long de l'axe E-O (et représentée par la variable d). Sur cette figure, l'angle zénithal du champ magnétique est représenté par la ligne pointillée verticale à -27° ($\theta_B = 27^\circ$ et $\phi_B = -90^\circ$). Pour n'importe quelle distance antenne-cœur d , la distance angulaire entre le champ géomagnétique et la direction d'arrivée où le signal est maximum $\Delta\theta_{max} = 90^\circ$. Ceci est en accord avec le mécanisme de Lorentz, où l'accélération subie par la source, et donc le champ électrique émis, est maximale à 90° du champ magnétique.

Cependant, pour comparer des instants d'émission équivalents de gerbes arrivant avec des angles zénithaux différents, c'est la profondeur d'atmosphère traversée X_g qui doit être considérée identique et non la distance source-origine du repère d_{OP} . La distance d_{OP} doit donc être considérée variable (en fonction de θ) pour modéliser correctement notre problème comme le montre la Fig.3.30 en haut à droite. Nous réalisons donc à nouveau l'exercice précédent mais en considérant cette fois la profondeur X_g fixe. Pour notre démonstration, nous fixons cette profondeur à 271.7 g.cm^{-2} (ce qui correspond à $d_{OP} = 10000 \text{ m}$ pour une gerbe verticale). La Fig.3.30 au centre à droite, montre cette fois que la distance angulaire

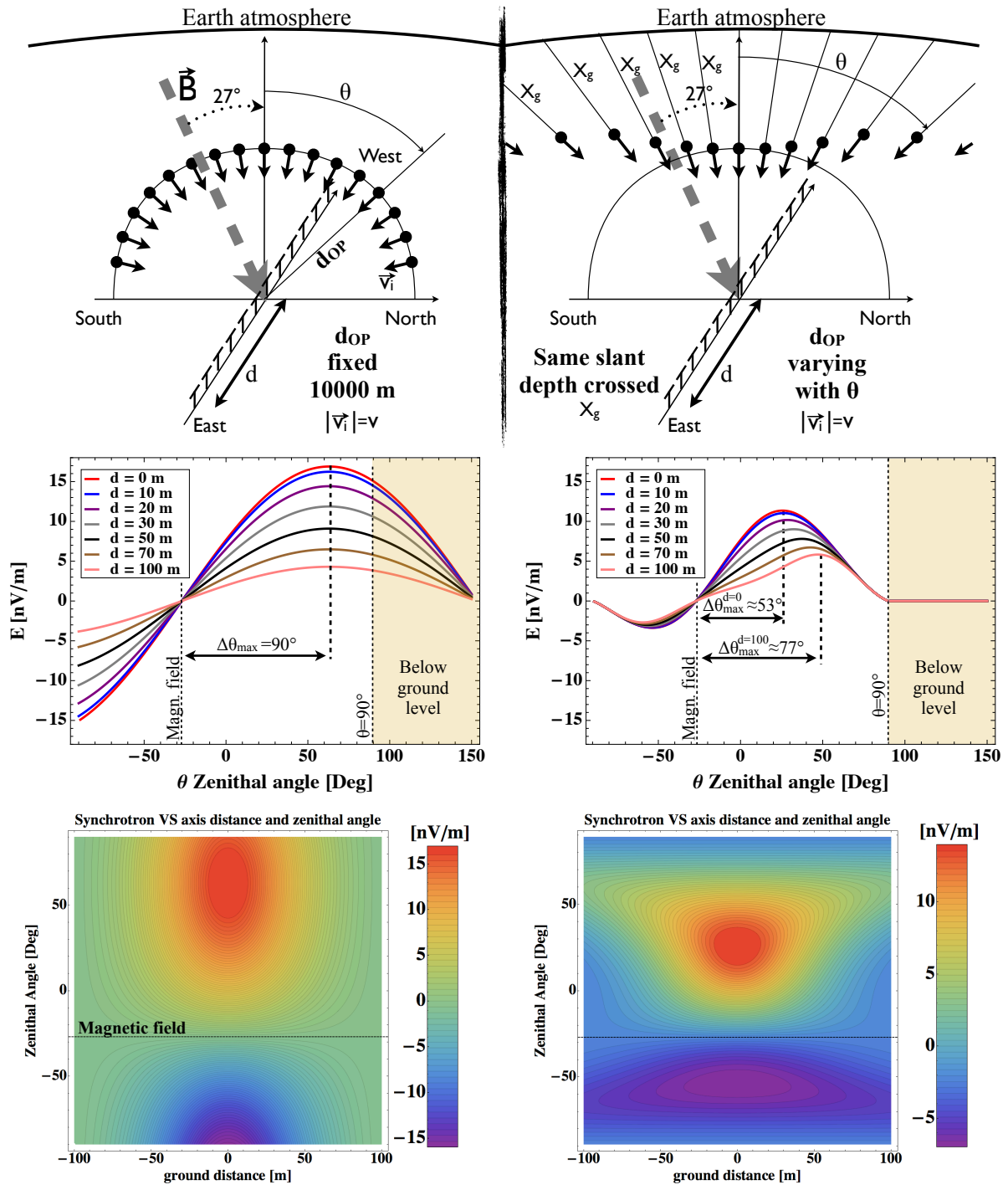


FIGURE 3.30 – Émission synchrotron émis par une particule en fonction de l'angle zénithal et de la distance au cœur de l'antenne. Pour des raisons de commodité, nous simulons uniquement les directions d'arrivée contenues dans le plan contenant $\mathbf{B}$, l'origine, O, et l'axe $\mathbf{NS}$ ainsi que les positions d'antennes situées uniquement le long de l'axe E-O, la distance antenne-origine (ou cœur de gerbe) est représentée par la variable d . Gauche : La distance source-origine d_{OP} est gardée constante. Droite : l'épaisseur d'atmosphère traversée X_g est gardée constante. Le cas de figure de droite illustre des instants d'émission équivalents de gerbes arrivant avec des angles zénithaux différents. Voir texte pour plus de détails.

entre le champ géomagnétique et la direction d'arrivée où le signal est maximum, $\Delta\theta_{max}$, est inférieure à 90° et qu'elle varie selon la distance de l'antenne au cœur de la gerbe au sol. C'est cet effet qui est observable sur les Fig.3.29.

La première remarque sur le fait que $\Delta\theta_{max} < 90^\circ$ peut s'expliquer par "l'éloignement" de la gerbe

lorsque l'angle zénithal augmente comme le montre Fig.3.31 ; plus la gerbe est inclinée, plus le signal sera atténué avant de toucher le sol et sera même complètement éteint à $\theta = 90^\circ$ (terme en $1/R$ dans Eq.3.1). Pour expliquer la seconde remarque sur la variation de $\Delta\theta_{max}$ avec d , regardons les deux Fig.3.30 en bas qui montrent les cartographies du champ électrique instantané en fonction de θ et de d , calculé selon les deux méthodes d_{OP} fixe ou X_g fixe. La figure de gauche montre que l'émission du champ électrique n'est pas isotrope mais fortement focalisée dans la direction de la source : la valeur du champ électrique décroît très rapidement alors que d augmente (si l'émission était isotrope autour de la source, on devrait observer un profil du champ électrique au sol quasiment constant pour des valeurs de $d < 100$ m, compte-tenu de la distance de la source au sol, 10000 m ici). Dans [174], il est montré que la distribution angulaire du champ électrique émis par une particule relativiste est fortement piquée dans sa direction, et peut se décrire par une fonction gaussienne dont l'écart type est de $1/\gamma$ en radian, où γ est le facteur de Lorentz. Si à cet effet nous ajoutons le fait que la source s'éloigne en fonction de l'angle zénithal comme le montre le schéma Fig.3.31, $\Delta\theta_{max}$ ne sera plus constant en fonction de la distance de l'antenne au cœur.

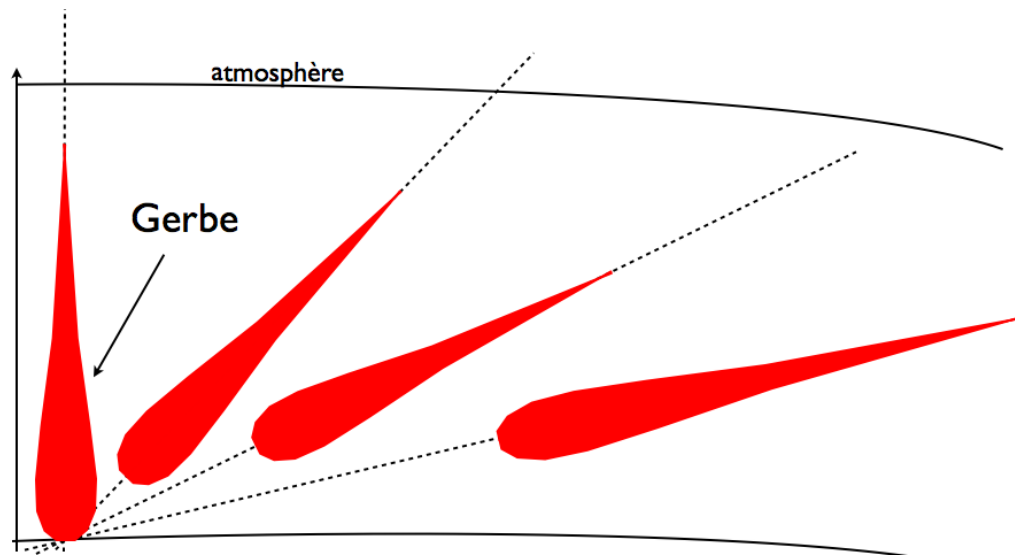


FIGURE 3.31 – Éloignement de la gerbe avec l'angle zénithal.

Ces observations suggèrent finalement que la dépendance du champ électrique mesuré au sol à la force de Lorentz est déformée par l'effet d'éloignement de la gerbe avec l'angle zénithal. Pour prendre en considération l'effet d'atténuation variant avec l'angle zénithal, il serait possible d'ajouter un terme correctif à la simple loi en $n \times B$. Il serait même intéressant d'étudier la dispersion de la corrélation en énergie radio/SD mesurée à CODALEMA (discutée section 2.3.5), en tenant compte de ce facteur correctif lié à l'atténuation avec l'angle zénithal des gerbes (pour ce faire, une hypothèse sur l'instant d'émission du maximum durant le développement de la gerbe serait nécessaire). Si nous supposons que l'instant du maximum se situe à 5000 m d'altitude pour une gerbe verticale, et que l'atténuation est en $1/R$ comme suggéré dans l'Eq.3.1, il est possible de donner un ordre de grandeur de cet effet sur l'amplitude du signal (et donc l'estimation de l'énergie) en fonction de θ . C'est ce que nous montrons Fig.3.32 où nous traçons le facteur multiplicatif $R^{max}(\theta)/R^{max}(Vert)$ qu'il faudrait appliquer au signal émis par une gerbe d'angle zénithal θ pour le comparer à celui d'une gerbe verticale (pour ce calcul, nous utilisons le modèle d'atmosphère de Linsley [66] afin de trouver l'équivalent de $R^{max}(Vert) = 5000$ m pour des gerbes inclinées). Avec ce modèle simple on s'aperçoit qu'un facteur 2 lié à l'effet d'atténuation existe, entre une gerbe verticale et une gerbe avec un angle zénithal de 45° .

3.5.3 Prédiction de carte du ciel pour la configuration CODALEMA

L'asymétrie des directions d'arrivée observée à CODALEMA [143] (discutée chapitre 2, section 2.3.5) apparaît avec la mesure du signal en polarisation E-O. Nous proposons d'établir, pour cette po-

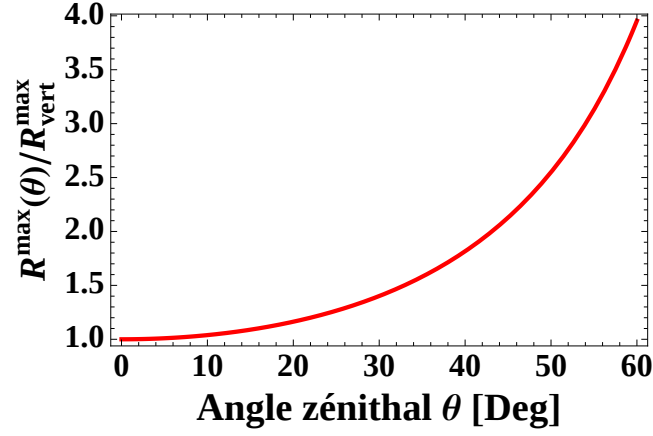


FIGURE 3.32 – Facteur multiplicatif qu’il faudrait appliquer au signal émis par une gerbe d’angle zénithal θ pour le comparer à celui d’une gerbe verticale, afin de tenir compte de "l’éloignement" de la gerbe avec θ schématisé par la Fig.3.31.

larisation du champ électrique, une prédiction de la carte du ciel pour l’expérience CODALEMA avec SELFAS2 (carte du ciel = densité de probabilité de détection en fonction de la direction d’arrivée). Selon les observations faites dans la section précédente, construire une carte du ciel nécessite de déployer un grand réseau d’antennes, couvrant la surface la plus grande possible autour de l’origine du repère. Les cartes du ciel obtenues pour chaque antenne du réseau, doivent ensuite être superposées (en les pondérant correctement) afin d’obtenir une carte du ciel globale pour le réseau complet d’antennes, comparable à ce qui est obtenu dans l’expérience CODALEMA. Sur le même principe que la carte prédite avec le modèle simple $\mathbf{n} \times \mathbf{B}$ présentée dans le chapitre 2 (section 2.3.5), il est supposé que l’efficacité de détection est proportionnelle à l’amplitude du signal radio (les cartes du ciel obtenues avec SELFAS2 sont des cartes de champ électrique mesuré, et non des taux de comptage).

Dans une première approche, pour diminuer le temps de calcul (les 432 gerbes observées par 16 antennes ont représenté un temps de calcul total de l’ordre de 500 h avec SELFAS2, au centre de calcul de l’in2p3 de Lyon), les résultats présentés ici sont obtenus avec le réseau composé de 16 antennes situées sur l’axe orienté nord-est (vue Fig.3.27). Ce réseau d’antennes ne couvre donc pas une surface complète autour de l’origine du repère mais seulement un axe préférentiel, ce qui fait que nous ne disposons pas de cartes du ciel pour n’importe quelle position au sol. La configuration simplifiée utilisée ici revient finalement à considérer que le signal observé au sol est à symétrie centrale autour de l’origine du réseau, ce qui n’est pas le cas puisque l’orientation du champ géomagnétique brise cette symétrie. De plus les 432 gerbes simulées avec SELFAS sont toutes initiées par des protons de 10^{17} eV, la distribution en énergie des événements détectés à CODALEMA n’étant pas prise en compte. L’énergie 10^{17} eV a été choisie car elle correspond à l’énergie la plus souvent observée par le réseau CODALEMA compte-tenu de sa configuration (voir chapitre 2, section 2.3.5, sur l’efficacité de détection). Avec ces simplifications, l’idée est d’obtenir une première estimation du comportement de la densité de probabilité de détection pour le site CODALEMA.

Avec les 432 gerbes simulées, nous disposons d’un échantillonnage de l’évolution du signal en fonction de la direction d’arrivée pour des valeurs d’angles zénithaux allant de 5° à 60° par pas de 5° et d’angles azimutaux allant de 0° à 350° par pas de 10° . De plus, avec le réseau de 16 antennes simulées, nous disposons d’un échantillonnage de la distance à l’axe pour des valeurs allant de 7 m ($x=10, y=10$) à 438 m ($x=310, y=310$) par pas de 28.3 m (20 m en x et en y).

Si nous disposons d’un réseau d’antennes à deux dimensions couvrant une surface au sol, la densité de probabilité de détection des gerbes en fonction de la direction d’arrivée serait donnée par l’équation :

$$\frac{dN(\theta, \phi)}{d\Omega} = C_1 \frac{dN_{\text{sci}}(\theta)}{d\Omega} \sum_{k,l=1}^{N_{\text{ant}}} \frac{d^2 N_{\text{posant}}(x_k, y_l)}{dx dy} S_{k,l}(\theta, \phi, x_k, y_l) \quad (3.37)$$

où $S_{k,l}(\theta, \phi, x_k, y_l)$ est le signal déposé dans l’antenne à la position au sol (x_k, y_l) , par la gerbe simulée

avec un angle zénithal θ et un angle azimutal ϕ . Ici, $S_{k,l}(\theta, \phi, x_k, y_l)$ est l'intégrale du spectre en fréquence dans la gamme 20-80 MHz. $\frac{dN_{\text{sci}}(\theta)}{d\Omega}$ est la distribution zénithale des événements observés par le réseau de scintillateurs qui déclenche le réseau d'antennes radio à CODALEMA [143] (permettant de pondérer les directions d'arrivée selon l'efficacité du réseau scintillateur). $\frac{d^2 N_{\text{posant}}(x_k, y_l)}{dx dy}$ est la distribution à deux dimensions des positions d'antennes CODALEMA par rapport au cœur de gerbes observées par le réseau de scintillateurs de CODALEMA (permettant de pondérer chaque antenne en tenant compte de la géométrie du réseau d'antennes par rapport à celle du réseau de scintillateurs). Le coefficient C_1 découle directement de la contrainte de normalisation. Dans notre cas, avec un réseau d'antennes unidimensionnel, la double sommation sur k et l est remplacée par une simple sommation sur k et la position (x_k, y_l) est remplacé par d_k . L'équation Eq.3.37 devient :

$$\frac{dN(\theta, \phi)}{d\Omega} = C_2 \frac{dN_{\text{sci}}(\theta)}{d\Omega} \sum_{k=1}^{N_{\text{ant}}} \frac{dN_d(d_k)}{dd} S_{k,l}(\theta, \phi, d_k) \quad (3.38)$$

où

$$\frac{dN_{\text{sci}}(\theta)}{d\Omega} = C_3 (a + b\theta) \frac{\cos(\theta) \sin(\theta)}{1 + e^{(\theta - \theta_0)/\theta_1}} \quad (3.39)$$

avec $a = 44.96$, $b = 0.57$, $\theta_0 = 49.18^\circ$ et $\theta_1 = 5.14^\circ$ (extrait de [143], voir Fig.3.33 à gauche). Une paramétrisation de la distribution des distances antennes-cœurs des événements détectés par le réseau scintillateurs de CODALEMA est donnée par :

$$\frac{dN_d(d_k)}{dd} = C_4 \sin\left(\frac{d}{d_0}\right) e^{-\frac{cd}{d_1}} \quad (3.40)$$

avec $d_0 = 300$ m, $d_1 = 150$ m et $c = 0.8$ (voir Fig.3.33 à droite). Les coefficients C_2 , C_3 et C_4 découlent directement de contraintes de normalisation.

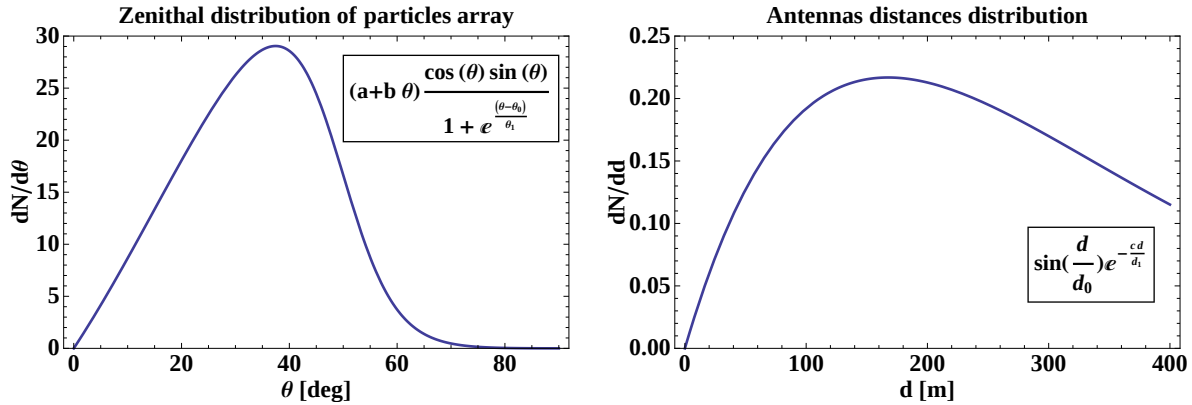


FIGURE 3.33 – Gauche : distribution zénithale des événements observés par le réseau de scintillateurs qui déclenche le réseau d'antennes radio à CODALEMA [143]. Droite : paramétrisation de la distribution des distances antennes-cœurs des événements détectés par le réseau scintillateurs de CODALEMA.

En gardant à l'esprit que la densité de probabilité de détection radio des gerbes en fonction de la direction d'arrivée pour CODALEMA est réalisée ici de manière simplifiée (réseau d'antennes unidimensionnel, énergie des gerbes 10^{17} eV uniquement), nous comparons dans la Fig.3.34, le résultat obtenu avec SELFAS2 (à gauche), les données expérimentales CODALEMA [143] (au centre), et la composante E-O de la force de Lorentz, multipliée par la carte de couverture du réseau de scintillateurs CODALEMA [143] (à droite). L'accord entre les données expérimentales et les données simulées avec SELFAS2 apparaît très satisfaisant. Les distributions azimutales et zénithales ne sont à l'heure actuelle pas testées, mais ce résultat suggère que le code SELFAS2 reproduit correctement la dépendance des signaux radio à la direction d'arrivée. La prédiction d'une nouvelle carte du ciel avec SELFAS2 est actuellement en cours de réalisation en tenant compte cette fois de la distribution en énergie des gerbes observées à CODALEMA, et en considérant un réseau d'antennes bidimensionnel plus réaliste. Ce travail fera l'objet d'une publication.

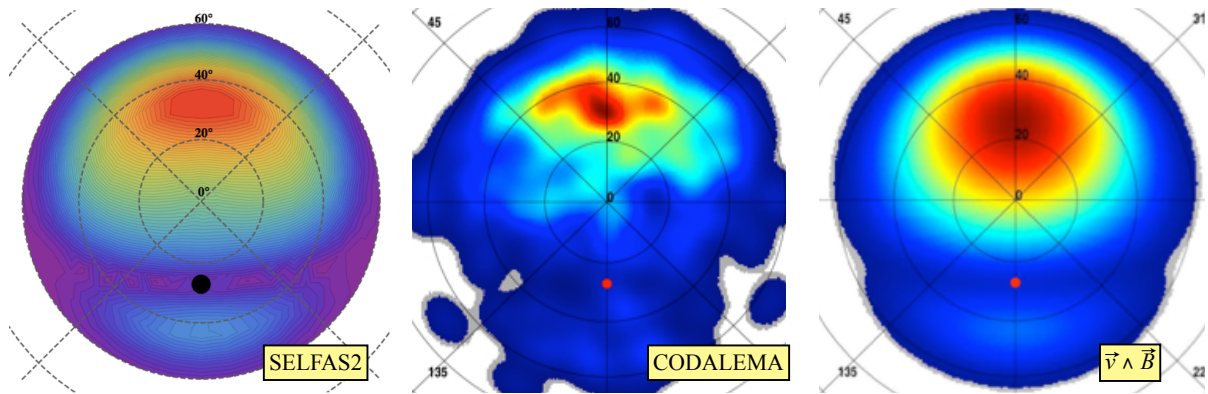


FIGURE 3.34 – Gauche : prédiction de la densité de probabilité de détection radio des gerbes en fonction de la direction d’arrivée (carte du ciel) pour CODALEMA obtenue avec SELFAS2 en polarisation E-O. Centre : carte du ciel CODALEMA obtenue avec les données expérimentales en polarisation E-O. À chaque évènement a été associée une densité de probabilité de type gaussien centrée sur le point et d’écart type 10° . Cette carte est obtenue en superposant la densité de probabilité de tous les évènements. Droite : composante E-O de la force de Lorentz, multipliée par la distribution zénithale du réseau de scintillateurs CODALEMA. L’échelle de couleur est normalisée à 1 dans la direction du maximum. Le zénith est au centre, le nord en haut, l’ouest à gauche, la direction du champ géomagnétique à Nançay est indiquée par le point.

3.6 Conclusion

Avec SELFAS2, nous avons réussi à construire un outil autonome capable d’aider la compréhension détaillée des mécanismes impliqués dans l’émission radio des gerbes atmosphériques. Après une reconsidération du modèle de radiation utilisé dans les approches microscopiques temporelles (le modèle géosynchrotron, ne tenant pas compte de la variation de charge microscopique), nous avons montré qu’il est possible de réconcilier les approches macroscopiques et microscopiques de l’émission radio des gerbes. L’émission radio des gerbes est principalement due à deux contributions différentes : la variation temporelle du courant transverse générée par la déviation des électrons et des positrons dans la gerbe, sous l’influence du champ géomagnétique et la variation temporelle de l’excès de charges négatives dans la gerbe. Les motifs de polarisation de ces deux contributions dans le front de gerbe étant différents, il résulte une asymétrie E-O du signal radio mesuré au sol par rapport à l’axe de la gerbe. La contribution de l’excès de charge au signal radio étant, dans la plupart des cas, faible devant la contribution du courant transverse, elle n’a pour l’instant pas été mise expérimentalement en évidence. L’observation de l’asymétrie E-O du signal déposé au sol par les gerbes, prédit par la simulation, serait donc une observable qui pourrait signer l’existence de cette seconde contribution dans le signal radio total émis.

Un des intérêts de la simulation radio est également la possibilité d’obtenir l’intégralité du signal généré. L’application de filtres numériques ou analogiques sur les signaux expérimentaux pour s’affranchir de parasites (principalement les émetteurs radio AM et FM) masque une partie du signal et peut éventuellement biaiser l’interprétation des données. C’est ce que nous avons montré en appliquant un filtre numérique (filtre passe-bande 20-80 MHz) sur les signaux issus de la simulation ; la forme du profil latéral au sol peut être fortement modifiée selon le type de filtre appliqué. Une caractérisation complète de l’effet du filtre sur le signal simulé pourrait ainsi aider à quantifier l’erreur commise sur les caractéristiques du signal original (signal pleine bande).

L’analyse du signal émis par les gerbes selon leur direction d’arrivée simulées avec SELFAS2 nous montre, dans un premier temps, que le code de simulation reproduit correctement les caractéristiques observées expérimentalement à CODALEMA, notamment la dépendance du signal à la force de Lorentz créée par le champ magnétique terrestre. Dans un second temps, la simulation suggère que cette dépendance du signal observé au sol à la force de Lorentz est modifiée par des effets géométriques. Avec une analyse plus détaillée, nous avons mis en évidence que "l’éloignement" des gerbes par rapport au sol, variant en fonction de l’angle zénithal des gerbes, peut causer une atténuation du signal différente selon la direction d’arrivée. En supposant que le maximum d’émission se situe toujours au même ins-

tant du développement de la gerbe, le temps et la distance de propagation de l'onde (correspondant au maximum) pour arriver jusqu'au sol augmente si l'angle zénithal des gerbes augmente. La radiation du courant transverse et de l'excès de charge s'atténuent en $1/R$ comme on voit avec l'Eq.3.23, en principe, il serait donc possible de tenir compte de cet effet lors de la comparaison de gerbes ayant différents angle zénithaux.

Avec la convergence de différentes approches (SELFAS2, REAS3, et MGMR), la modélisation de l'émission radio des gerbes marque aujourd'hui une étape importante dans la compréhension du phénomène. La nouvelle méthode de calcul du champ radio développée dans cette thèse et incorporée directement dans le générateur de gerbes Aires (ReAires2) montre également des résultats en accord remarquable avec le code SELFAS2. L'avantage d'un code de simulation comme ReAires2 est évident car il peut générer et calculer le champ radio des gerbes simultanément, ce qui est un avantage pour tenir compte de manière plus réaliste des fluctuations gerbes à gerbes. Cependant, l'utilisation de code de simulations simplifiés tel SELFAS2 reste encore très avantageux car le temps de calcul réduit par rapport à l'utilisation de code comme ReAires2 permet d'obtenir des résultats fiables et exploitables rapidement pour interpréter les données expérimentales. Dans le chapitre suivant, nous allons justement proposer de nouvelles interprétations des données expérimentales suggérées par le code SELFAS2.

4

Interprétations des données expérimentales

Plan

4.1	Préambule	160
4.2	Échantillon de données expérimentales	160
4.3	La radio, un estimateur de l'énergie du primaire autonome	161
4.3.1	Dépendance du signal à l'énergie du primaire	161
4.3.2	Estimation de l'énergie du primaire via la mesure radio et SELFAS2 .	164
4.3.3	Reconstruction en énergie : profil gaussien ou exponentiel ?	169
4.3.4	Discussion	173
4.4	Signature de l'excès de charge dans les données CODALEMA-II	173
4.4.1	SELFAS2 : influence de l'excès de charge	174
4.4.2	SELFAS2 : reconstruction de la position du cœur radio	177
4.4.3	SELFAS2 : prédiction du décalage de cœur radio pour la statistique de CODALEMA	183
4.4.4	SELFAS2 : dépendance du décalage de cœur à la direction d'arrivée pour la statistique de CODALEMA	184
4.4.5	CODALEMA : décalage de cœur expérimental, confrontation	187
4.4.6	Bilan	189
4.5	Profil longitudinal radio, vers la nature du primaire ?	190
4.5.1	Préambule	190
4.5.2	Le profil latéral radio, image d'un instant du développement des gerbes	190
4.5.3	Reconstruction du maximum d'émission : application à la simulation SELFAS2	193
4.5.4	Reconstruction du maximum d'émission : application aux données expérimentales	199
4.6	Conclusion	200

4.1 Préambule

Les multiples étapes dans la compréhension des mécanismes à considérer dans la construction du code SELFAS2 nous ont suggéré des idées d'analyses nouvelles sur les données expérimentales. Ce dernier chapitre y est dédié. Ces analyses et interprétations ont été réalisées à partir des données expérimentales issues de l'expérience CODALEMA-II qui ont déjà permis de montrer la dépendance du signal au champ géomagnétique ainsi que la capacité à estimer l'énergie du primaire. Cette mesure de l'énergie du primaire via l'observable radio repose donc sur l'utilisation d'un réseau de détecteurs de particules permettant de calibrer les mesures radio. Dans une première partie de ce chapitre, nous proposons une méthode différente pour estimer l'énergie du primaire en se basant sur l'utilisation de l'outil de simulation que nous venons de créer : SELFAS2. Le but est de faire de la mesure radio un estimateur autonome de l'énergie du primaire. Dans une seconde partie, nous étudierons l'effet d'asymétrie E-O du signal observé au sol, créé par l'existence de la contribution excès de charge suggérée par la simulation. Nous rechercherons l'existence d'un tel effet dans les données expérimentales. Puis, pour terminer, nous proposerons une méthode pour interpréter le profil latéral comme une observable de la nature du primaire. Mais tout d'abord décrivons les données expérimentales sur lesquelles se reposent nos analyses.

4.2 Échantillon de données expérimentales

L'échantillon statistique dont nous disposons repose sur une période d'observation de l'expérience CODALEMA-II allant du 27 Novembre 2006 au 3 Janvier 2010. Durant les 1131 jours qui composent cette période, la période effective d'observation est 1030 jours (soit 90% du temps), correspondant à des périodes de prise de mesures du réseau d'antennes en mode déclenchement par le réseau scintillateurs. La centaine de jours manquants s'explique par l'implantation de nouvelles antennes, de nouveaux scintillateurs ou également par quelques pannes du réseau. Les données que nous utiliserons dans ce chapitre sont basées uniquement sur les 21 antennes mesurant la polarisation E-O du signal, représentées en jaune sur la Fig.4.1.

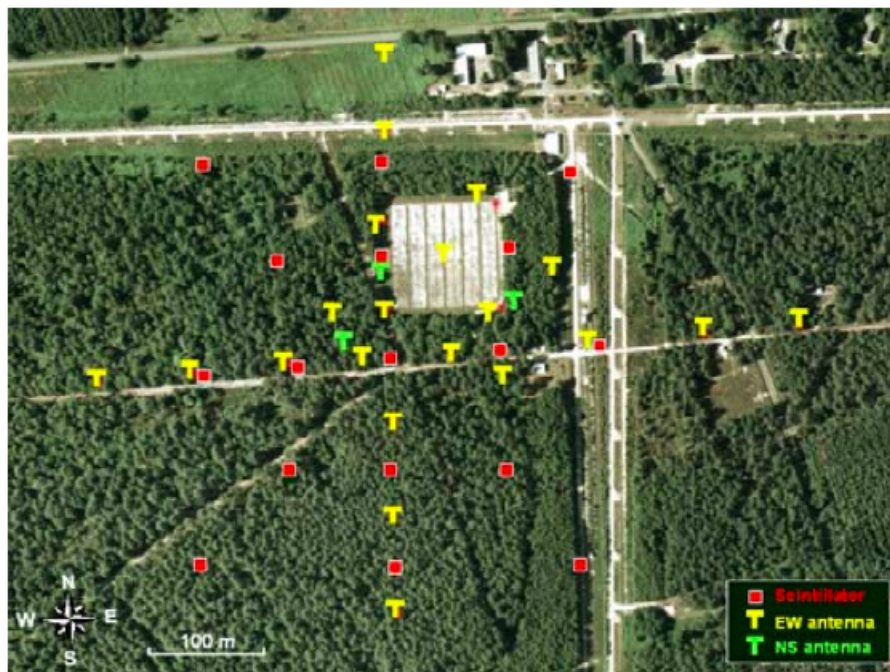


FIGURE 4.1 – Implantation de CODALEMA-II. En jaune, les dipôles mesurant la polarisation E-O, en vert, les dipôles mesurant la polarisation N-S, en rouge le réseau de scintillateurs.

Sur les 168726 événements détectés par les scintillateurs durant cette période d'observation effective, 2029 coïncidences ont été observées par au moins une antenne du réseau d'antennes (cette différence est due à des seuils en énergie différents des deux réseaux couplés, voir chapitre 2, section 2.3.5). Puis, parmi

ces 2029 coïncidences, 604 sont considérées comme des événements internes. Pour qu'un événement soit considéré comme interne, le scintillateur ayant reçu le plus grand signal ne doit pas être en bordure de réseau ; un événement est considéré comme une coïncidence s'il vérifie deux conditions : la différence temporelle du temps de passage de la gerbe au centre du réseau estimé par les deux détecteurs indépendamment doit être inférieure à 100 ns et la différence angulaire entre les directions d'arrivée reconstruites indépendamment par les deux détecteurs doit être inférieure à 20° ; une coïncidence interne vérifie ces trois conditions. La condition sur la différence angulaire des directions d'arrivée reconstruites indépendamment par les deux réseaux impose que le nombre d'antennes ayant vu l'événement soit au moins de 3 (multiplicité ≥ 3). D'autres coupures de qualité sont également appliquées à ces 604 événements :

- ils doivent avoir une énergie supérieure à $10^{16.5}$ eV (seuil de détection radio) ; après cette coupure de qualité, il reste 552 événements radio ;
- la distance entre le cœur au sol reconstruit avec les données radio et le cœur au sol reconstruit avec les données scintillateurs doit être inférieure à 500 m (une reconstruction radio indépendante avec recherche de la position du cœur radio impose une multiplicité ≥ 4). Une condition de convergence de l'ajustement du profil latéral radio est également ajoutée : le paramètre d_0 de la fonction exponentielle décroissante utilisée (voir chapitre 2) doit être inférieure à 1000 m.

Au final nous disposons de 330 événements utilisables pour nos analyses, dont les distributions zénithale et azimutale sont présentées Fig.4.2. En comparant ces deux figures aux figures présentées Fig.2.25 pour les 604 coïncidences, aucun biais n'est mis en évidence en appliquant les coupures de qualité.

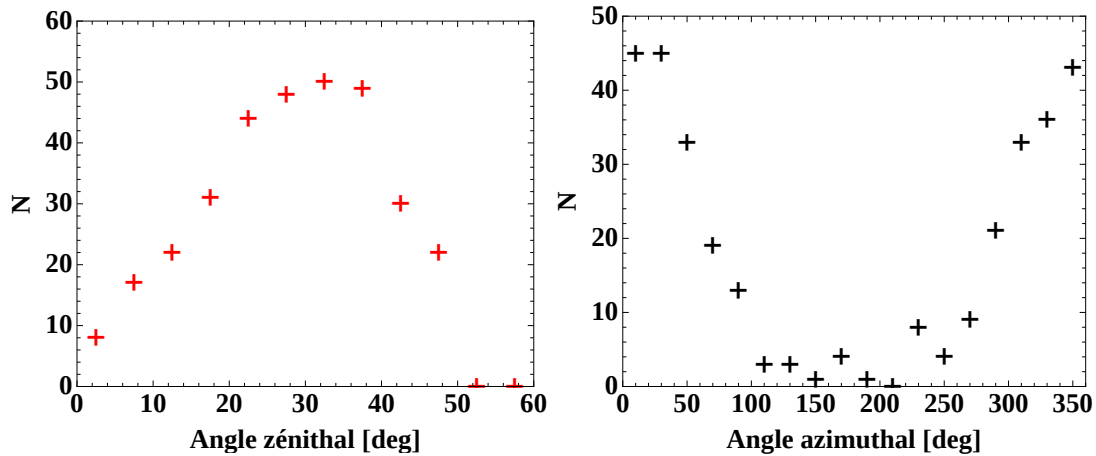


FIGURE 4.2 – Distributions zénithale et azimutale des 330 événements radio retenus après applications des critères de qualité appliqué aux 2029 coïncidences.

4.3 La radio, un estimateur de l'énergie du primaire autonome

4.3.1 Dépendance du signal à l'énergie du primaire

En vue d'estimer l'énergie du primaire en s'appuyant sur la simulation, la première étape est de pouvoir estimer la dépendance du signal observé au sol à l'énergie de la particule primaire initiatrice de la gerbe. Avec SELFAS2, nous avons vu au chapitre 3, section 3.4.2, que le signal observé au sol dépend du nombre de particules contenues dans la gerbe selon deux régimes : la cohérence et la non cohérence. La composition spectrale des signaux radio observés au sol montre d'abord un régime cohérent pour les fréquences les plus basses (au dessus de 1 MHz), c'est à dire que l'énergie contenue dans le signal dans ce régime est dépendant du nombre de particules au carré. Au-delà d'une certaine fréquence seuil, la cohérence du signal est perdue et la puissance du signal ne dépend plus que du nombre de particules. Cette fréquence seuil dépend de la distance de l'antenne à l'axe de la gerbe comme le montre la Fig.3.18 ; plus l'antenne est loin de l'axe plus la fréquence à partir de laquelle la perte de cohérence se produit

est faible. Selon la simulation, le régime de cohérence se produit principalement pour des fréquences inférieures à 100 MHz, c'est pour cette raison que la détection radio entre 20 MHz et 80 MHz est possible, cependant, la simulation suggère que pour des antennes situées à plus de 400 m la fréquence seuil de perte de cohérence peut se situer à l'intérieur de cet intervalle de 20-80 MHz, ceci suggère que le signal mesuré expérimentalement dans cette bande de fréquence peut être un mélange des deux régimes pour les observations à grande distance. Cela dit, l'énergie déposée par la gerbe en régime non cohérent est très négligeable devant celle déposée en régime cohérent comme le suggère la Fig.3.20, on peut donc considérer que le signal observé expérimentalement est exclusivement issu du régime cohérent.

Avec cette hypothèse, cela signifie que l'amplitude du champ électrique mesuré au sol dépend linéairement du nombre de particules contenues dans la gerbe (pour la puissance, cela correspond au nombre de particules au carré). Pour obtenir l'expression de la dépendance du signal observé au sol à l'énergie du primaire, il ne reste plus qu'à étudier comment varie le nombre de particules dans la gerbe en fonction de l'énergie du primaire. L'évolution du profil longitudinal de la gerbe en fonction de l'énergie du primaire et de sa nature peut être donné par la paramétrisation GIL [185] (utilisée dans SELFAS2) :

$$N(E_p, A, t) = \frac{E_p}{E_l} e^{t-t_{\max}-2\ln(s)} \quad (4.1)$$

où

$$t = \frac{X - X_1}{X_0}, \quad t_{\max} = a + b \left(\ln \frac{E_p}{E_c} - \ln A \right) \quad \text{and} \quad s = \frac{2t}{t + t_{\max}} \quad (4.2)$$

avec $E_l = 1450$ MeV, $E_c = 81$ MeV, $a = 1.7$, $b = 0.76$ et $X_0 = 36.7$ g.cm⁻² (voir chapitre 3, section 3.3.1 pour plus de détails sur ces paramètres), X la profondeur atmosphérique traversée à partir du point de première interaction X_1 en g.cm⁻² et E_p l'énergie du primaire. Dans l'hypothèse où l'impulsion radio observée au sol est une image du développement longitudinal des gerbes et afin de comparer le nombre de particules à des instants équivalents du développement de gerbes d'énergies différentes, nous proposons de calculer le nombre de particules au moment où la gerbe atteint son maximum, $X_{\max}$, ainsi qu'au point d'inflexion du profil, X_{prodmax} , instant où la production de particules par unité de profondeur traversée est maximum dans la gerbe¹ (voir Fig.4.3 à gauche). De plus, nous nous plaçons dans le cas de gerbes initiées par des protons ($A = 1$). Dans l'expression de la paramétrisation GIL, la dépendance de $N(E_p, A, t)$

1. Nous en profitons également ici pour caractériser le comportement du nombre de particules en fonction de l'énergie pour cet instant particulier du développement longitudinal des gerbes car il sera utile dans la suite du manuscrit.

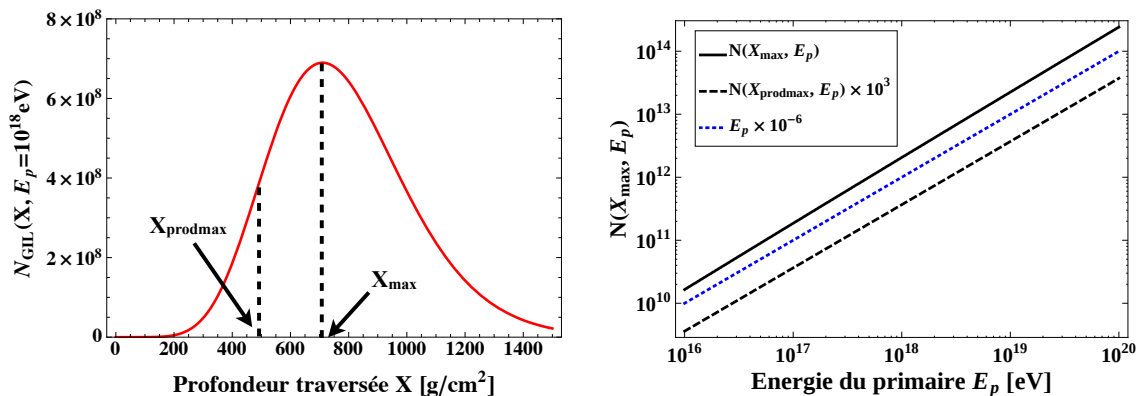


FIGURE 4.3 – Gauche : profil longitudinal d'une gerbe émise par un proton de 10^{18} eV en fonction de la profondeur d'atmosphère traversée depuis le point de première interaction. Droite : nombre de particules au moment où la gerbe atteint son maximum, $X_{\max}$ (ligne continue noire), ainsi qu'au point d'inflexion du profil, X_{prodmax} (ligne pointillée noire) en fonction de l'énergie du primaire. La ligne bleue correspond à la fonction proportionnelle à l'énergie : $f(E_p) = E_p \times 10^{-6}$ montrant que les deux autres courbes décrivent un comportement que l'on peut considérer proportionnel à l'énergie (on observe une déviation mineure).

à E_p n'est pas triviale puisque le terme apparaît à l'extérieur et à l'intérieur de fonction exponentielle de manière assez complexe. Pour estimer le nombre de particules aux deux instants X_{prodmax} et X_{max} en fonction de l'énergie, une approche numérique est donc employée. Le résultat est montré Fig.4.3 à droite. Sur cette figure nous avons superposé une fonction proportionnelle à l'énergie : $f(E_p) = E_p \times 10^{-6}$ à comparer directement avec les deux autres courbes. On voit clairement que le nombre de particules pour les profondeurs X_{max} et X_{prodmax} est quasiment (on observe une déviation mineure) proportionnel à l'énergie du primaire. En première approche, on peut considérer ce comportement proportionnel.

Pour résumer, nous avons vu que le signal observé au sol est proportionnel au nombre de particules de la gerbe, puis que le nombre de particules à un instant donné de la gerbe est proportionnel à l'énergie du primaire. On peut donc déduire de ces deux observations que le signal observé au sol est directement proportionnel à l'énergie du primaire. Pour une position (x, y) d'antenne au sol on peut donc écrire :

$$E(x, y) \propto E_p \quad (4.3)$$

où E représente le champ électrique mesuré au sol par l'antenne. Avec les données expérimentales, c'est l'amplitude du signal qui est généralement employée.

Afin de vérifier cette relation de proportionnalité entre l'amplitude du signal au sol et l'énergie du primaire, nous avons simulé avec SELFAS2, dans la configuration du site de CODALEMA, des gerbes verticales initiées par des protons d'énergies allant de 10^{17} eV à 10^{20} eV observées par des antennes situées à 100, 200 et 400 m de l'axe de la gerbe situées le long du demi axe orienté vers l'est. Les Fig.4.4 montrent la valeur absolue de l'amplitude mesurée en polarisation E-O en fonction de l'énergie du primaire, pour le signal pleine bande (à gauche) ainsi que pour les signaux filtrés dans la bande 24-80 MHz (à droite). Sur ces figures nous avons ajouté des fonctions du type $f(E_p) = \alpha_i E_p^{\beta_i}$ où α_i sont des constantes d'ajustement et β_i la puissance de E_p ajustée pour reproduire la dépendance du signal à l'énergie du primaire. Que ce soit en pleine bande ou avec le signal filtré le type de dépendance à E_p est identique. Nous observons avec ces figures que SELFAS2 confirme un comportement linéaire entre le signal mesuré au sol et E_p en particulier pour l'antenne située à 100 m de l'axe de la gerbe ($\beta_{100m} = 1$). Pour les antennes situées à 200 et 400 m une loi de puissance en $\beta_{200m} = 0.95$ et $\beta_{400m} = 0.9$ est nécessaire pour reproduire la dépendance à E_p . Cette déviation peut s'expliquer avec la remarque que nous avons faite précédemment sur la fréquence seuil de perte de cohérence. Plus on s'éloigne de l'axe de la gerbe plus cette fréquence décroît, et plus le spectre en fréquence décroît "tôt" en terme de fréquence, la cohérence se perdant peu à peu (Fig.3.18). Un début de régime non-cohérent serait donc mélangé au régime cohérent, ce qui pourrait se traduire par une dépendance du signal à l'énergie du primaire qui dévie légèrement d'un comportement linéaire, cette déviation augmentant avec la distance à l'axe de la gerbe. Malgré cette légère déviation observée, nous pouvons considérer par la suite que ce comportement est linéaire.

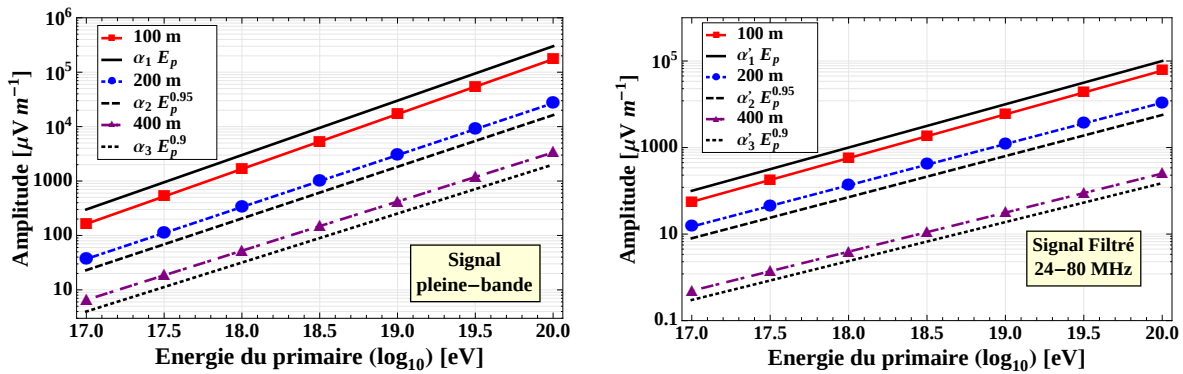


FIGURE 4.4 – Valeur absolue de l'amplitude mesurée en polarisation E-O en fonction de l'énergie du primaire, pour le signal pleine bande (à gauche) ainsi que pour les signaux filtrés dans la bande 24-80 MHz (à droite) à 100, 200 et 400 m de l'axe de la gerbe. Sur ces figures nous avons ajouté des fonctions du type $f(E_p) = \alpha_i E_p^{\beta_i}$ où α_i sont des constantes d'ajustement et β_i la puissance de E_p ajustée pour reproduire la dépendance du signal à l'énergie du primaire.

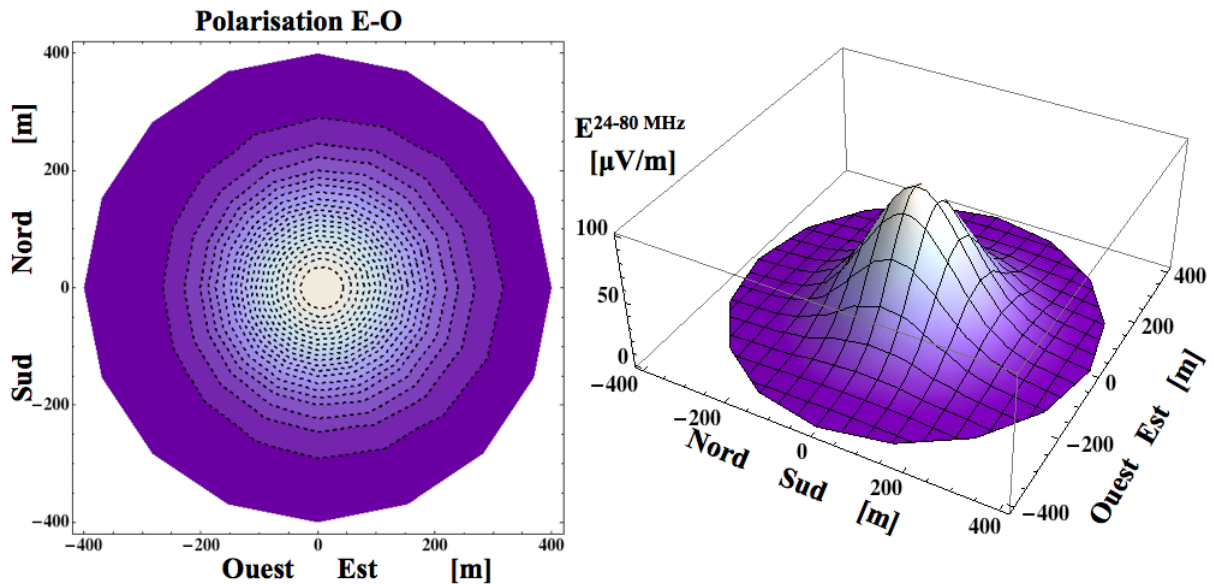


FIGURE 4.5 – Valeur absolue de l’amplitude du signal filtré (24-80 MHz) en fonction de la position au sol pour une gerbe verticale initiée par un proton de 10^{17} eV simulée avec SELFAS2 pour le site de CODALEMA et observée par un réseau dense composé de 145 antennes disposées selon la Fig.3.20 à gauche. Le cœur de la gerbe est situé au centre du réseau. Gauche : lignes de contour. Droite : vue 3D.

4.3.2 Estimation de l’énergie du primaire via la mesure radio et SELFAS2

Avec cette dépendance, qui est en première approche linéaire, entre le signal observé au sol et l’énergie du primaire, il semble relativement aisé de pouvoir remonter à l’énergie du primaire en comparant les résultats de simulation et les données expérimentales. Idéalement, la connaissance de la direction d’arrivée, de la position du pied de gerbe et d’une seule mesure du signal par une antenne pourrait permettre d’estimer l’énergie de la particule primaire ; si ce résultat se confirme, ce sera évidemment un atout de poids pour détecter les gerbes avec des antennes radio. C’est ce que nous proposons de tester ici. Nous procéderons en deux étapes. Dans un premier temps nous comparerons les données expérimentales à une seule gerbe verticale simulée avec SELFAS2, puis nous généraliserons en comparant les données expérimentales avec un lot de gerbes simulées pour des directions d’arrivée quelconques. Ces deux étapes permettront de tester la consistance de SELFAS2, face à des directions d’arrivée quelconques.

Cas simple d’une gerbe verticale simulée comme référence

Dans cette première étape, nous simulons d’abord avec SELFAS2 une gerbe verticale initiée par un proton de 10^{17} eV pour le site de CODALEMA observée par un réseau dense composé de 145 antennes disposées selon la Fig.3.20 à gauche. Le cœur de la gerbe est situé au centre du réseau. L’idée étant d’avoir un bon échantillonnage du signal en fonction de la position au sol sur une surface équivalente au réseau CODALEMA. Les signaux temporels obtenus avec SELFAS2 aux 145 positions du réseau en polarisation E-O sont filtrés dans la bande 24-80 MHz de manière à correspondre à la bande étudiée expérimentalement (l’empreinte au sol est montrée Fig.4.5). Dans cette première étape, nous allons considérer que le signal déposé au sol par cette gerbe simulée est à symétrie cylindrique autour de l’axe de la gerbe. Cette approximation permettra de simplifier cette première approche. Avec cette simplification nous disposons donc du profil latéral en polarisation E-O dans la bande 24-80 MHz. En interpolant ce profil entre les points de mesure, nous pouvons connaître l’amplitude du signal dans la bande 24-80 MHz à n’importe quelle distance $d < 400$ m, de l’axe de la gerbe. Nous nommons ce profil de référence $S_{\theta=0, \phi=0}^{\text{SELFAS}}(d)$ (S =amplitude du signal dans la bande 24-80 MHz) qui est montré Fig.4.6.

Pour chacun des 330 évènements observés par l’expérience CODALEMA passant les critères de qualité imposés, nous disposons de :

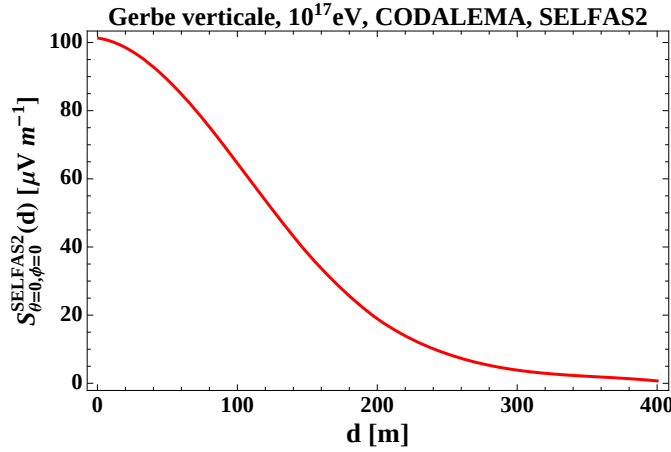


FIGURE 4.6 – Profil latéral simulé de référence, obtenu en considérant le motif au sol de la figure précédente à symétrie cylindrique autour de l’axe de la gerbe (une moyenne est effectuée).

- la direction d’arrivée reconstruite avec les antennes radio ainsi qu’avec les scintillateurs (en ajustant les temps d’arrivée sur les détecteurs par un plan, cf chapitre 2) ;
- la position du pied de gerbe au sol reconstruite avec les antennes radio ainsi qu’avec les scintillateurs (en ajustant les profils latéraux mesurés par les antennes et les scintillateurs, cf chapitre 2) ;
- l’énergie du primaire estimée par les scintillateurs (cf chapitre 2) ;
- la mesure du signal radio par les antennes ayant vu l’évènement.

Pour chacun des évènements observés, nous disposons donc de n mesures de l’amplitude du champ électrique dans la bande 24-80 MHz, à des distances à l’axe différentes (n étant supérieur ou égal à 3). L’idée est de comparer ces mesures aux amplitudes théoriques en fonction de la distance à l’axe, obtenues avec SELFAS2 pour une gerbe verticale de 10^{17} eV. Pour effectuer la comparaison de gerbes de directions d’arrivée quelconques observées à CODALEMA avec la gerbe verticale simulée, une normalisation préalable tenant compte du mécanisme de Lorentz est nécessaire (nous faisons l’hypothèse d’un mécanisme d’émission radio purement lié au champ magnétique). Finalement, en utilisant la relation de proportionnalité liant l’énergie du primaire au signal de la gerbe au sol, nous pouvons obtenir un estimateur de l’énergie du primaire en appliquant à la mesure du signal S^{ij} de l’antenne i de l’évènement j la relation suivante :

$$\frac{E_p^{ij}}{10^{17} \text{ eV}} = \frac{(\mathbf{n} \times \mathbf{B})_{\theta=0, \phi=0}}{(\mathbf{n} \times \mathbf{B})_{\theta_j, \phi_j}} \frac{S^{ij}}{S_{\theta=0, \phi=0}^{\text{SELFAS2}}(d^{ij})} \quad (4.4)$$

Avec les 330 évènements radio observés à CODALEMA passant les critères de qualité, nous disposons de 2086 mesures de champ électrique de gerbes. À chaque mesure, sont associées : la distance à l’axe de la gerbe, la direction d’arrivée de la gerbe, la position du cœur ainsi que l’énergie du primaire estimée par les scintillateurs, utile pour comparer le résultat final. Les énergies reconstruites avec les 2086 données radio expérimentales couplées au code de simulation SELFAS2 sont présentées Fig.4.7 en fonction de l’énergie estimée par le réseau de scintillateurs. Le résultat est présenté en échelle linéaire ainsi qu’en échelle logarithmique. Pour des raisons de lisibilité, les barres d’erreurs ne sont pas affichées mais elles sont estimées à 30% de la valeur obtenue, sur les deux axes. (cf chapitre 2 sur la corrélation en énergie).

Bien qu’une dispersion existe, une corrélation apparaît clairement entre les deux mesures radio et particules. On note que le résultat obtenu par la radio avec cette méthode est sous estimé d’un facteur 2 en moyenne, par rapport à l’estimation faite par les scintillateurs. Il est à ce stade difficile de statuer sur la cause de cette sous-estimation et aucune conclusion ne peut être réalisée tant qu’une calibration absolue des antennes ne sera pas réalisée, permettant d’obtenir la valeur réelle du signal reçu en entrée d’antenne. Ce qu’il est surtout important de retenir ici, c’est que la corrélation obtenue montre que l’estimation radio de l’énergie par l’observable radio uniquement, c’est à dire sans se reposer sur un autre type de détecteur, est envisageable, et ce de manière relativement simple compte tenu de la méthode que nous avons employée. La dispersion observée sur les Fig.4.7 est due aux antennes les plus éloignées

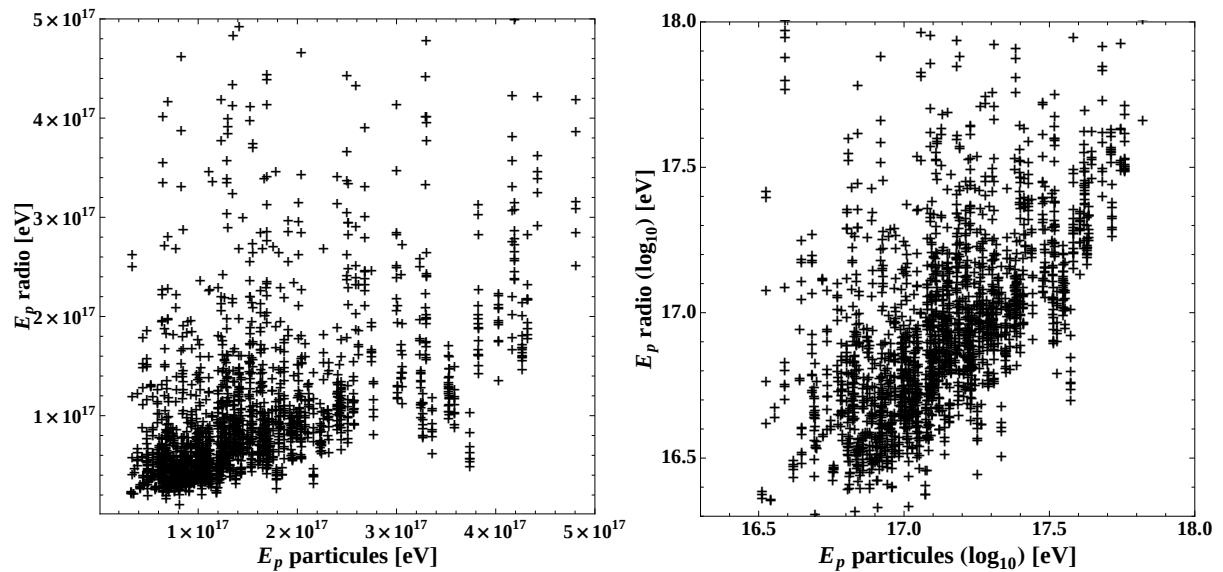


FIGURE 4.7 – Énergie du primaire reconstruite par la radio de manière autonome en couplant le code SELFAS2 en fonction de l'énergie estimée par les scintillateurs. Chaque antenne est un estimateur de l'énergie, si la distance à l'axe est connue (position du pied de gerbe et direction d'arrivée de la gerbe). Voir texte pour plus de détail sur la méthode. Pour des raisons de lisibilité, les barres d'erreurs ne sont pas affichées mais elles sont estimées à 30% de la valeur obtenue, sur les deux axes. Gauche : échelle linéaire sur les deux axes. Droite : échelle logarithmique sur les deux axes.

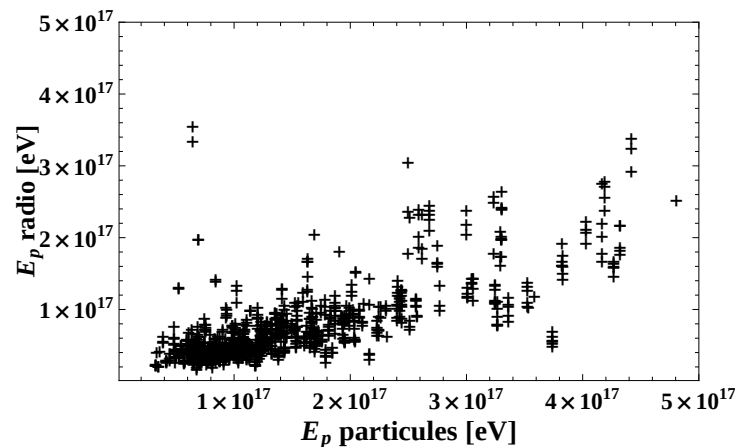


FIGURE 4.8 – Même analyse que les Fig.4.7 sauf que seules les antennes situées à moins de 100 m de l'axe de la gerbe ont été utilisées. Ceci permet d'identifier la cause de la dispersion observée sur les Fig.4.7. La méthode d'estimation de l'énergie basée sur l'utilisation d'une seule gerbe verticale simulée comme référence reste sans doute limitée (voir texte).

car si nous ne considérons que les antennes situées à moins de 100 m de l'axe de la gerbe la dispersion diminue significativement (voir Fig.4.8). La simplicité de la méthode utilisée ici peut être une cause de ce phénomène : nous avons considéré le motif de la gerbe au sol à symétrie cylindrique et tous les effets liés à la direction d'arrivée ne sont pas considérés avec la gerbe verticale simulée prise comme référence. Il est important également de souligner le fait que l'estimation de l'énergie est réalisée sans ajustement ni moyenne mais directement depuis une mesure de champ avec une seule antenne convertie directement en énergie de particule primaire. La Fig.4.8 montrant les résultats en ne considérant que les antennes situées à moins de 100 m de l'axe suggère qu'un ajustement du profil d'un événement pour obtenir la valeur extrapolée du champ sur l'axe à comparer avec la simulation peut être une méthode plus adaptée. Nous reviendrons sur cette méthode en fin de section.

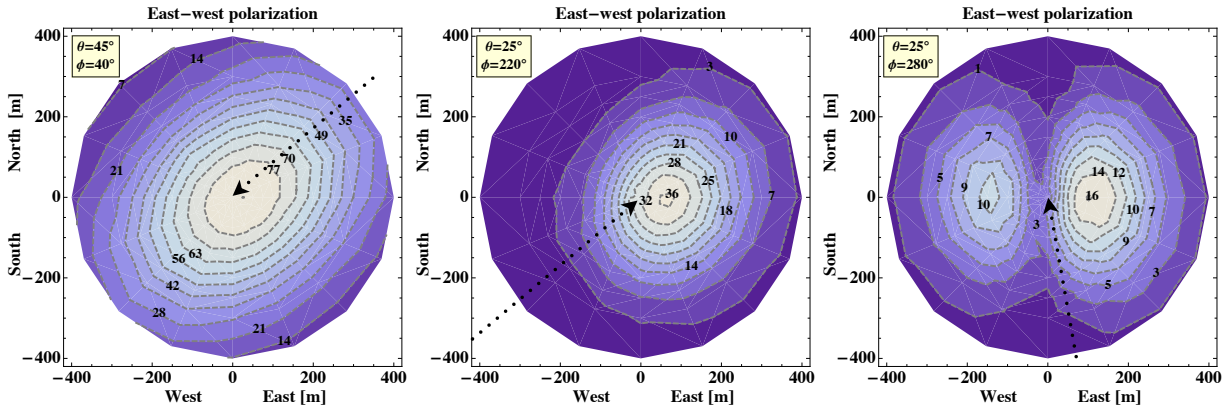


FIGURE 4.9 – Exemples d’empreintes au sol déposées par des gerbes initiées par des protons de 10^{17} eV pour trois directions d’arrivée différentes simulées avec SELFAS2. La valeur absolue de l’amplitude du signal dans la bande 24-80 MHz sur les 145 antennes du réseau est utilisée pour réaliser ces figures. Les directions d’arrivées sont représentées par l’orientation des flèches, les cœurs au sol par leur extrémité. Les contours sont exprimés en $\mu\text{V/m}$.

Cas général : test de SELFAS2 grandeur nature

Le cas de la gerbe verticale utilisée dans le paragraphe précédent n’est qu’un cas particulier de la simulation ne mettant pas en jeu tous les effets que la direction d’arrivée peut impliquer sur le signal comme par exemple :

- la dépendance à la force de Lorentz ;
- le mélange des trois polarisations du champ électrique (la composante longitudinale du champ n’interfère pas sur la polarisation E-O et N-S dans le cas d’une gerbe verticale ; une mauvaise modélisation de cette composante pourrait se traduire par une estimation biaisée de la polarisation E-O ou N-S lors de simulation de gerbes inclinées) ;
- l’éloignement du moment du maximum d’émission par rapport aux détecteurs au sol, en fonction de l’angle zénithal (effet lié à la variation de la profondeur d’atmosphère qui doit être traversée pour atteindre le sol quand l’angle zénithal varie) ;
- la contribution du mécanisme radio lié à l’excès de charge notamment si la différence angulaire entre l’orientation du champ magnétique et celle de l’axe de la gerbe est faible (dans ce cas cette contribution pourrait devenir sensible).

Pour toutes ces raisons, appliquer la méthode décrite dans la section précédente en utilisant des gerbes simulées avec des directions d’arrivée quelconques peut être une manière de tester le code de simulation dans des configurations plus réalistes. L’idéal pour ce faire serait de reproduire avec la simulation, les gerbes qui ont été détectées expérimentalement, mais pour des raisons de temps de calcul et de données simulées disponibles, nous avons utilisé un lot de données simulées, basé sur 432 gerbes initiées par des protons de 10^{17} eV pour des directions d’arrivée avec θ allant de 0° à 60° par pas de 5° et ϕ allant de 0° à 350° par pas de 10° . Sur le même principe que la section précédente, le réseau dense constitué de 145 antennes nous permet de disposer pour les 432 gerbes simulées, d’un échantillonnage de la cartographie du signal déposé au sol dans la polarisation E-O et dans la bande filtrée 24-80 MHz. Le cœur de chaque gerbe simulée se situe en (0,0). Les Fig.4.9 montrent le signal déposé au sol en polarisation E-O et dans la bande 24-80 MHz pour trois directions d’arrivée différentes.

Sur le même principe que la section précédente, nous appliquons à chacune des 2086 mesures expérimentales (330 évènements), la relation de proportionnalité pour estimer l’énergie du primaire. Cette fois, aucune correction n’est à appliquer pour considérer la dépendance au mécanisme de Lorentz, puisque nous allons appliquer la loi de proportionnalité en utilisant les données simulées de la gerbe correspondant à la direction d’arrivée associée à la mesure expérimentale. De plus, pour conserver la géométrie de l’évènement, plus particulièrement les effets de projection des gerbes inclinées au sol, comme nous pouvons le voir avec les Fig.4.9, nous conservons la position de chaque antenne dans le référentiel du plan contenant le réseau d’antennes, dont l’origine est fixée sur le cœur de gerbe au sol (dans la section

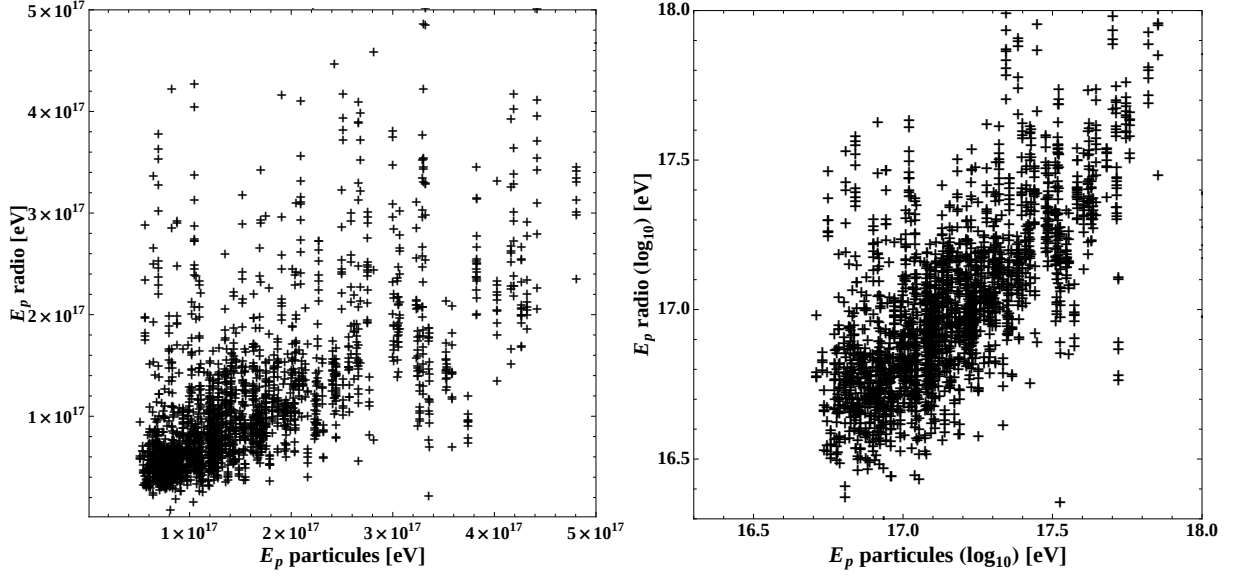


FIGURE 4.10 – Énergie du primaire reconstruite par la radio de manière autonome en couplant le code SELFAS2 en fonction de l'énergie estimée par les scintillateurs. Chaque antenne est un estimateur de l'énergie, si la distance à l'axe est connue (position du pied de gerbe et direction d'arrivée de la gerbe). Voir texte pour plus de détail sur la méthode. Pour des raisons de lisibilité, les barres d'erreurs ne sont pas affichées mais elles sont estimées à 30% de la valeur obtenue, sur les deux axes. Gauche : échelle linéaire sur les deux axes. Droite : échelle logarithmique sur les deux axes.

précédente nous n'avions considéré que la distance à l'axe). En interpolant le signal théorique de la gerbe simulée à la position (x, y) , il est possible de calculer l'amplitude théorique du signal filtré dans la bande 24-80 MHz à n'importe quelle position au sol (la condition $\sqrt{x^2 + y^2} < 400$ m doit cependant être appliquée). Sur ce principe, l'estimation de l'énergie du primaire avec l'antenne i observant l'évènement j , E_p^{ij} , est donnée par la relation :

$$\frac{E_p^{ij}}{10^{17} \text{ eV}} = \frac{S^{ij}}{S_{\theta_j, \phi_j}^{\text{SELFAS2}}(x^{ij}, y^{ij})} \quad (4.5)$$

où $S_{\theta_j, \phi_j}^{\text{SELFAS2}}$ est le signal de la gerbe simulée correspondant à la direction d'arrivée de la gerbe associée à la mesure expérimentale du champ et S^{ij} est le signal mesuré par l'antenne i lors de l'évènement j . À chaque mesure expérimentale, la relation de proportionnalité permettant de déduire l'énergie du primaire est réalisée en utilisant les données de la gerbe simulée ayant la direction d'arrivée la plus proche de la gerbe observée expérimentalement, parmi le lot de 432 gerbes simulées avec SELFAS2. L'erreur sur la direction d'arrivée en procédant de cette manière n'excède jamais les 5° . Les estimations de l'énergie du primaire obtenues pour chaque mesure radio sont présentées Fig.4.10 en fonction de l'énergie estimée par le réseau de scintillateurs en échelle linéaire et logarithmique. Pour des raisons de lisibilité, les barres d'erreurs ne sont pas affichées mais elles sont estimées à 30% de la valeur obtenue, sur les deux axes. (cf chapitre 2 sur la corrélation en énergie). Là encore, nous constatons une corrélation évidente entre l'estimation de l'énergie par la mesure radio et l'estimation obtenue par le réseau de scintillateurs. On note également ici (cf section précédente), une sous-estimation de l'énergie d'un facteur 2 avec cette méthode par rapport à l'énergie obtenue avec les scintillateurs ; de la même manière que dans la section précédente avec le cas vertical simulé, une calibration absolue des antennes est nécessaire pour statuer sur cette sous-estimation.

La corrélation obtenue en couplant l'ensemble des données expérimentales à l'utilisation de SELFAS2 semble montrer une certaine robustesse du code face à des configurations variées de gerbes simulées (directions d'arrivée, positions d'antenne par rapport au pied de gerbe). De plus, ce résultat montre qu'il est possible de convertir directement une mesure du champ électrique faite par une antenne au sol, en l'énergie de la particule primaire initiatrice de la gerbe observée par l'antenne (à condition de

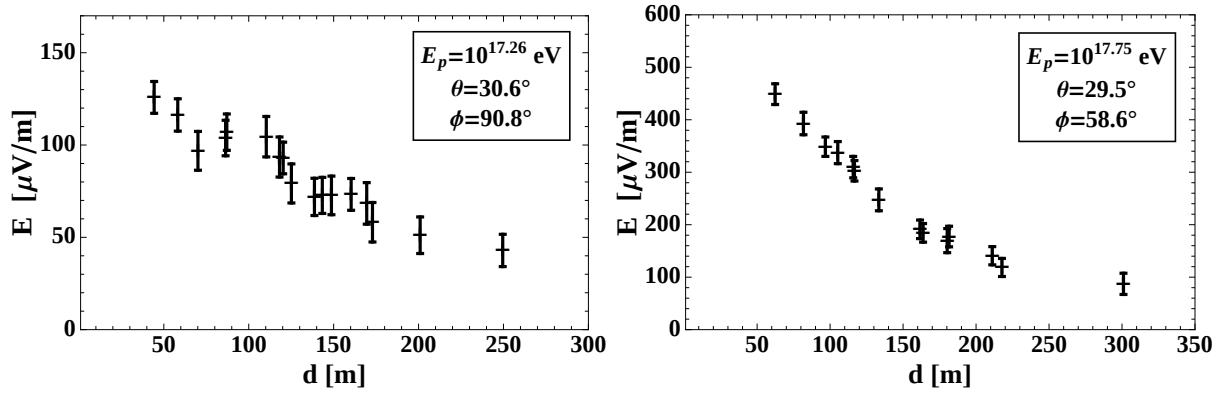


FIGURE 4.11 – Exemple de deux évènements observés à CODALEMA avec une multiplicité 17 (à gauche) et une multiplicité 15 (à gauche).

connaître la direction et le coeur de la gerbe).

4.3.3 Reconstruction en énergie : profil gaussien ou exponentiel ?

À CODALEMA (ainsi qu'à LOPES), l'estimation de l'énergie du primaire via la radio est basée sur la valeur extrapolée du champ électrique sur l'axe de la gerbe obtenue en ajustant le profil latéral du signal radio avec la fonction $\epsilon_0 \exp(-d/d_0)$ proposée par Allan en 1971 [119] voir (voir chapitre 2, section 2.3.5). Compte-tenu de la forme du profil suggérée par la simulation que nous pouvons observer Fig.4.4 et Fig.4.6, il semblerait plus adéquat d'utiliser un profil latéral en utilisant une fonction de type gaussienne, exprimée par la relation :

$$\epsilon(d) = \epsilon_0 \exp\left(-\frac{d^2}{d_0^2}\right) \quad (4.6)$$

où ϵ est l'amplitude du signal mesuré en fonction de la distance d dans la bande 24-80 MHz et ϵ_0 le champ extrapolé sur l'axe de la gerbe. Le paramètre d_0 représente la pente du profil par analogie avec le profil type exponentiel. Cependant, il est difficile de discerner sur un seul évènement expérimental quel type de profil est le plus adapté, car le nombre d'antennes ayant vu l'évènement ne permet pas un bon échantillonnage des distances à l'axe qui pourrait permettre de statuer sur ce point. Les Fig.4.11 montrent les exemples de deux profils latéraux pour des évènements de grande multiplicité (17 et 15) à CODALEMA. Avec l'expérience CODALEMA-I, décrite dans [133], quelques profils ajustés avec une fonction gaussienne sont cependant proposés.

Établissement d'un profil moyen expérimental

Pour donner une première idée de la forme générale du profil, nous proposons de réaliser un profil moyen en mélangeant les données de plusieurs évènements. Les positions des coeurs des évènements dans le référentiel de CODALEMA étant aléatoires, nous devrions obtenir un bon échantillonnage de la distance à l'axe. Idéalement, pour réaliser un profil latéral moyen, il faudrait sélectionner des évènements dont les caractéristiques sont similaires (énergie et direction d'arrivée), mais le nombre d'évènements observés à CODALEMA n'est pas suffisant pour se permettre une telle sélection. L'idée est donc de mélanger des évènements avec des énergies et des directions d'arrivée différentes. Pour pouvoir utiliser tous les évènements de manière équivalente, un travail préliminaire est nécessaire pour normaliser du mieux possible toutes les mesures des évènements considérés dans l'étude. Une première normalisation à considérer concerne la dépendance de l'amplitude du signal au champ géomagnétique en normalisant les mesures radio de toutes les gerbes au cas d'une gerbe verticale (comme ce que nous avons fait dans la première partie de cette section). Une seconde normalisation concerne l'énergie du primaire : en utilisant la relation de proportionnalité entre l'amplitude du champ émis et l'énergie du primaire nous normaliserons les mesures radio de toutes les gerbes à une gerbe équivalente d'énergie de 10^{17} eV. Finalement, la mesure normalisée à une gerbe verticale d'énergie 10^{17} eV faite par une antenne i en observant

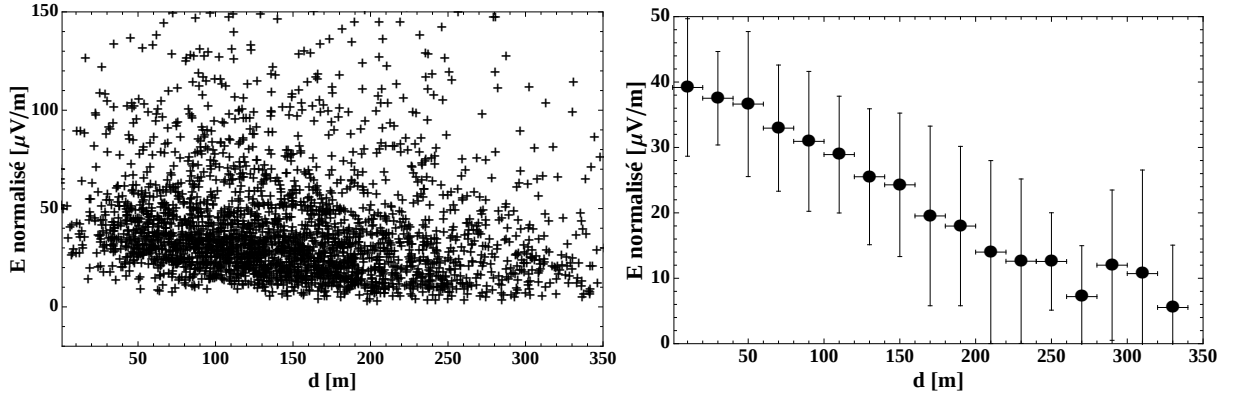


FIGURE 4.13 – Gauche : ensemble des mesures réalisées par toutes les antennes en fonction de la distance à l’axe. Pour pouvoir comparer toutes ces mesures entre elles, les mesures sont normalisées à une gerbe verticale de 10^{17} eV (voir texte pour plus de détails sur la procédure). Une corrélation se dessine en dessous de $50 \mu\text{V/m}$. Droite : profil moyen obtenu avec les données de la figure de gauche.

l’évènement j peut s’écrire :

$$S_{\text{norm}}^{ij} = \frac{(\mathbf{n} \times \mathbf{B})_{\theta=0, \phi=0}}{(\mathbf{n} \times \mathbf{B})_{\theta_j, \phi_j}} \frac{10^{17} \text{ eV}}{E_{\text{pSD}}^{ij} (\text{en eV})} \times S^{ij} \quad (4.7)$$

où E_{pSD}^{ij} est l’énergie du primaire de l’évènement j estimée par le réseau de scintillateurs et S^{ij} l’amplitude du signal mesuré par l’antenne i lors de l’évènement j dans la bande 24-80 MHz. Dans cette étude préliminaire, l’effet d’éloignement de la gerbe lorsque l’angle zénithal augmente (cf chapitre 3, section 3.5.2) n’est pas considéré ; pour éviter une trop grande dispersion liée à cet effet, nous limitons notre étude à des angles zénithaux compris entre 25° et 50° (englobant le maximum de statistique, voir Fig.4.12) de plus nous limitons également notre étude à des angles azimutaux compris entre 25° et 155° de manière à éviter des normalisations de l’effet du champ géomagnétique qui pourraient faire diverger la valeur de S_{norm}^{ij} .

L’ensemble des mesures normalisées S_{norm}^{ij} est présenté Fig.4.13 à gauche en fonction de la distance de l’antenne à l’axe de l’évènement. La dispersion sur cette figure est grande et n’est pas encore expliquée (ce résultat est un résultat préliminaire), mais nous pouvons tout de même observer une corrélation en dessous de $50 \mu\text{V/m}$. Avec ces données, nous réalisons un profil moyen qui est présenté Fig.4.13 à droite. Pour réaliser cette figure, des histogrammes sont, dans un premier temps, réalisés en sélectionnant les mesures brutes par tranche de distance d de 20 m. Ces histogrammes sont ensuite ajustés avec des fonctions gaussiennes qui nous permettent d’obtenir une première valeur moyenne du champ mesuré et un premier écart type par tranche de 20 m. Ces premières valeurs permettent dans un second temps de recommencer cette procédure en excluant cette fois les mesures s’écartant de plus de 3σ de la valeur moyenne, afin de s’affranchir des mesures singulières. Le résultat final après cette deuxième procédure est présenté Fig.4.13 à droite. Bien que les barres d’erreur soient relativement larges, le comportement de ce profil semble plus se rapprocher d’une fonction gaussienne en fonction de la distance plutôt que d’une fonction exponentielle décroissante. Avec ce profil moyen nous avons procédé à l’ajus-

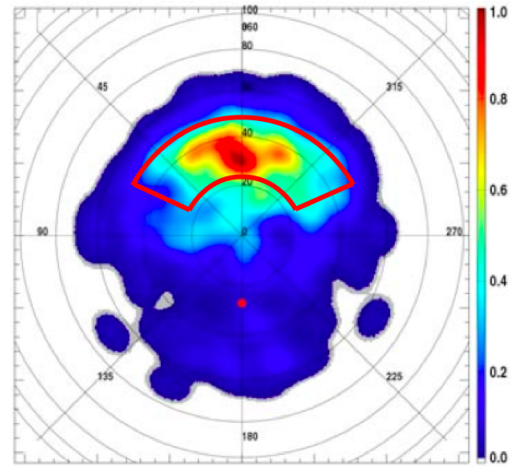


FIGURE 4.12 – Carte du ciel des évènements détectés à CODALEMA [143]. Zone rouge : sélection des évènements pour notre étude.

tement des deux fonctions :

$$\varepsilon(d) = \varepsilon_0 \exp\left(-\frac{d}{d_0}\right) \quad \text{et} \quad \varepsilon'_{\text{gauss}}(d) = \varepsilon'_0 \exp\left(-\frac{d^2}{d_0'^2}\right). \quad (4.8)$$

Nous obtenons pour la fonction exponentielle décroissante $\varepsilon_0 = 44 \mu\text{V/m}$ et $d_0 = 202 \text{ m}$; pour la fonction type gaussienne nous obtenons $\varepsilon'_0 = 39 \mu\text{V/m}$ et $d_0' = 212 \text{ m}$. La Fig.4.14 montre le résultat de ces deux ajustements superposés au profil moyen. Les deux courbes sont contenues dans toutes les barres d'erreur mais nous pouvons tout de même remarquer que le profil type gaussien ajuste mieux les données expérimentales que le profil exponentiel pour des distances inférieures à 300 m ($\chi^2_{\text{expo}} = 4.98$ et $\chi^2_{\text{gauss}} = 4.08$).

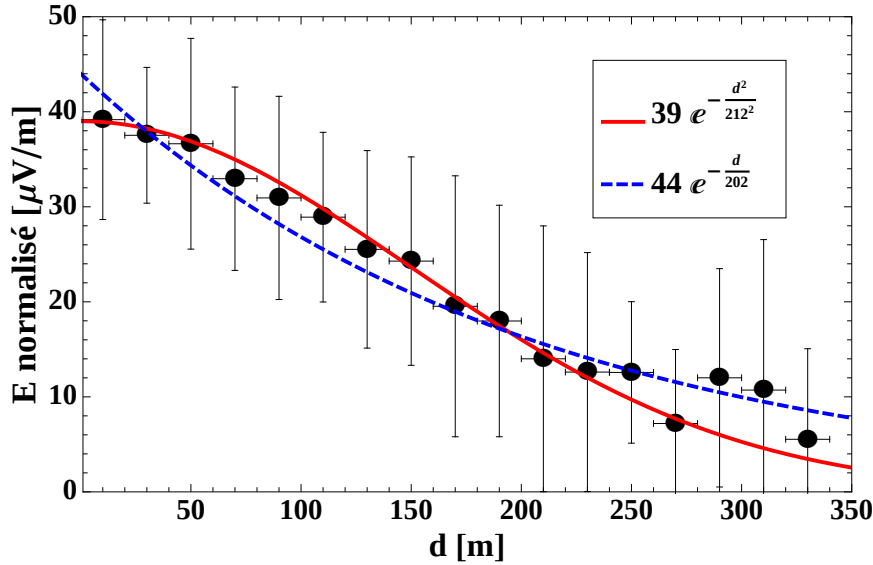


FIGURE 4.14 – Profil moyen ajusté avec une fonction type exponentielle décroissante (ligne pointillée bleue) et avec une fonction du type gaussienne (ligne rouge).

Il est difficile de conclure de manière définitive, cependant, à courte distance ($d < 300 \text{ m}$), le profil expérimental moyen ainsi que la forme du profil obtenue avec la simulation SELFAS2 (voir Fig.4.6) semble plaider en faveur d'un profil type gaussien. Les nouveaux réseaux de détecteurs radio couvrant des surfaces plus grandes comme CODALEMA-III ou AERA devraient permettre de mieux préciser la forme globale du profil latéral radio mesuré au sol.

Corrélation en énergie basée sur le profil longitudinal

Pour terminer cette section sur l'estimation de l'énergie du primaire avec le détecteur radio, nous proposons d'estimer l'énergie en s'appuyant sur l'ajustement des profils latéraux avec les deux fonctions du type exponentielle décroissante et du type gaussienne. Pour les 330 événements radio observés à CODALEMA, nous ajustons le profil latéral avec les deux fonctions Eq.4.14. Pour chacun de ces événements, nous obtenons deux mesures du champ extrapolé sur l'axe de la gerbe ε_0 et ε'_0 correspondant à l'ajustement de la fonction exponentielle décroissante et de la fonction gaussienne respectivement. En appliquant la relation de proportionnalité entre le signal mesuré au sol et l'énergie du primaire et en couplant les résultats obtenus avec la simulation SELFAS2, l'estimation de l'énergie du primaire de l'évènement j est donnée par :

$$E_p^j = \frac{10^{17} \text{ eV}}{\varepsilon_{0,\theta_j,\phi_j}^{\text{SELFAS2}}} \times \varepsilon_0^j \quad (4.9)$$

où ε_0^j est la valeur expérimentale extrapolée du champ sur l'axe de l'évènement j lors de l'ajustement du profil latéral et où $\varepsilon_{0,\theta_j,\phi_j}^{\text{SELFAS2}}$ est la valeur théorique du champ sur l'axe au sol obtenue avec le code SELFAS2 pour une gerbe initiée par un proton de 10^{17} eV de direction d'arrivée (θ_j, ϕ_j) . Les Fig.4.15

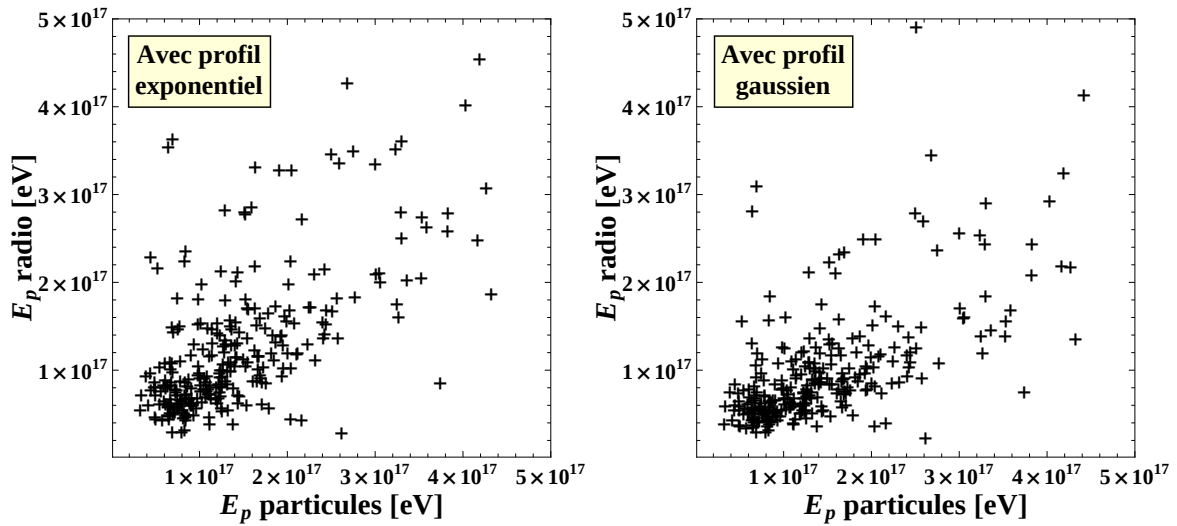


FIGURE 4.15 – Estimations radio de l'énergie du primaire des 330 évènements observés à CODALEMA, obtenues en ajustant le profil latéral radio au sol avec une fonction exponentielle décroissante (à gauche) et avec une fonction type gaussienne (à droite), en fonction de l'énergie estimée par le réseau de scintillateurs.

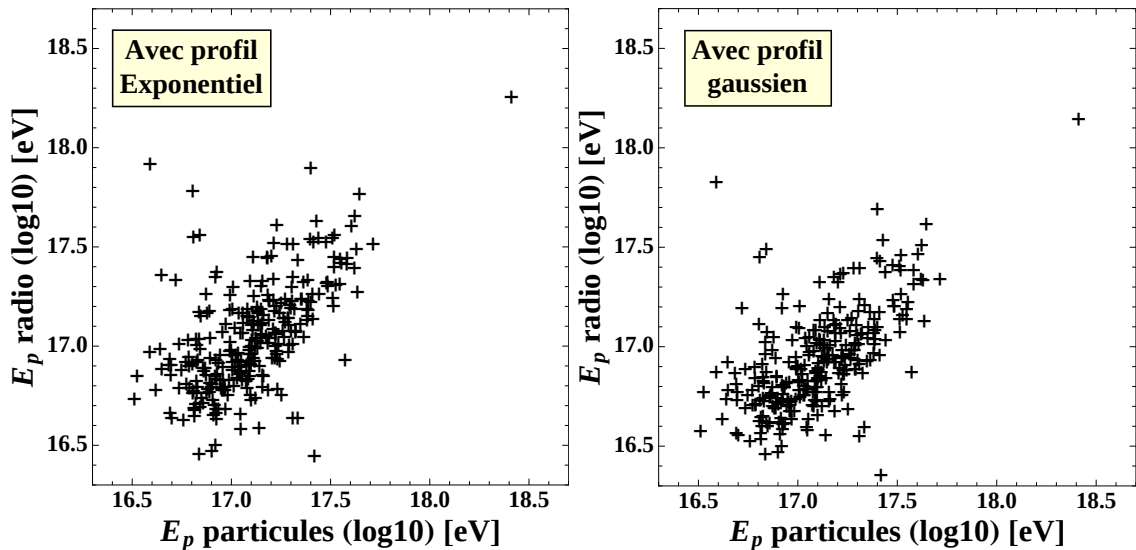


FIGURE 4.16 – Estimations radio de l'énergie du primaire des 330 évènements observés à CODALEMA, obtenues en ajustant le profil latéral radio au sol avec une fonction exponentielle décroissante (à gauche) et avec une fonction type gaussienne (à droite), en fonction de l'énergie estimée par le réseau de scintillateurs. Échelle logarithmique.

montrent les valeurs E_p^j en fonction de l'énergie estimée par les scintillateurs, obtenues pour les 330 évènements CODALEMA, en ajustant le profil latéral radio avec une fonction exponentielle décroissante (à gauche) et avec une fonction type gaussienne (à droite). Les Fig.4.16 montrent les mêmes résultats en échelle logarithmique. Les deux méthodes montrent une forte corrélation entre l'énergie estimée par la radio et l'énergie estimée par les scintillateurs, ce qui suggère encore une fois que l'utilisation de SELFAS2 pour estimer l'énergie est correcte. De plus nous montrons avec ce résultat, qu'ajuster le profil latéral avec une fonction de type gaussienne permet de reconstruire l'énergie de la gerbe au même titre qu'avec la fonction exponentielle habituellement utilisée dans CODALEMA. Cependant, la pente apparente dans le cas "gaussien" est plus faible que dans le cas "exponentielle décroissante". Cette différence de comportement montre que les deux méthodes ne sont pas équivalentes car l'estimation de l'énergie du primaire dépend de la manière dont le profil latéral est ajusté. Un ajustement linéaire des

deux figures présentées Fig.4.15 nous donne une pente de 0.66 ± 0.03 pour la reconstruction en énergie utilisant un profil exponentiel et 0.50 ± 0.02 pour la reconstruction en énergie utilisant un profil type gaussien. Interpréter cette différence n'est cependant pas triviale car la gamme en énergie couverte par les gerbes détectées avec le réseau CODALEMA reste relativement faible.

4.3.4 Discussion

La loi de proportionnalité entre l'énergie du primaire et le signal radio mesuré au sol, que nous avons utilisée dans ce travail, est un avantage pour la détection radio car avec des lois relativement simples, il est possible de déduire l'énergie du primaire de la gerbe observée. On a même montré qu'il était possible d'estimer l'énergie du primaire avec un seul détecteur radio à condition que l'axe de la gerbe soit connu (direction d'arrivée et position du cœur au sol). Cette dernière remarque est importante car nous venons de voir dans la section précédente, que la méthode d'estimation de l'énergie basée sur l'ajustement du profil latéral du signal au sol peut être dépendante du type de fonction utilisée lors de l'ajustement. La déduction de l'énergie avec une seule antenne ne souffre pas d'un tel biais et elle est universelle, puisque cette méthode ne nécessite aucune hypothèse sur les caractéristiques du signal au sol et aucune calibration n'est nécessaire si la simulation du champ radio émis par les gerbes est maîtrisée. Il sera évidemment très intéressant de tester cette méthode avec les nouvelles données RAuger-II et AERA, obtenues avec des antennes plus performantes et pour des événements de plus haute énergie. La précision sur l'estimation de l'énergie devrait être augmentée.

Dans cette section nous avons également soulevé la question de la forme du profil, notamment pour des distances à l'axe de la gerbe relativement faibles (inférieures à 300 m, imposées par le détecteur CODALEMA). La forme du profil suggérée par la simulation ainsi qu'un premier résultat expérimental suggère un profil latéral du signal radio mesuré au sol qui aurait tendance à s'aplanir lorsque l'on s'approche de l'axe de la gerbe, à des distances inférieures à 100 m. Ce type de comportement à faible distance pourrait être mieux décrit avec une fonction du type gaussienne qu'avec une fonction du type exponentielle décroissante.

4.4 Signature de l'excès de charge dans les données CODALEMA-II

Certains développement théoriques récents semblent indiquer que le champ radio émis par les gerbes serait principalement la somme de deux contributions, celle provenant du courant transverse et celle provenant de l'excès de charge. La première contribution est clairement dominante comme nous avons pu le voir avec les données expérimentales de CODALEMA ainsi qu'avec la simulation SELFAS2. En revanche, la seconde contribution n'a pour l'instant pas été mise en évidence expérimentalement. Nous revenons dans cette section sur un phénomène suggéré par SELFAS2 et discuté au chapitre 3 (section 3.4.3) : l'asymétrie E-O du signal radio des gerbes mesuré au sol. Cette asymétrie, causée par l'interférence de la contribution excès de charge avec la contribution courant transverse dans la gerbe, est proposée ici, comme une observable de la contribution excès de charge.

Il est important de noter à cet instant de la thèse que l'une des motivations pour la réalisation de cette étude repose sur la mise en évidence d'un phénomène similaire, observé et resté jusqu'ici inexpliqué dans les données du réseau décimétrique (DAM) présentée lors de l'ICRC 2009 [190].

Avec SELFAS2 nous reviendrons dans un premier temps sur ce phénomène d'asymétrie puis nous le caractériserons pour l'ensemble de la statistique de CODALEMA. Enfin, nous comparerons les données simulées avec les données expérimentales afin de mettre en évidence la signature de l'excès de charge dans les données expérimentales. Ce travail a été présenté lors de la conférence ICRC 2011 (le proceeding est disponible [191]) et est actuellement en cours de publication.

4.4.1 SELFAS2 : influence de l'excès de charge

Rappel des faits

Pour cette étude nous utilisons le même lot de données simulées avec SELFAS2 que dans la section précédente : 432 gerbes initiées par des protons de 10^{17} eV, pour des directions d'arrivée avec θ allant de 0° à 60° par pas de 5° et ϕ allant de 0° à 350° par pas de 10° . Nous exploiterons la polarisation E-O du signal radio mesuré au sol et pour correspondre aux données expérimentales, le signal simulé pleine bande observé sur chaque antenne du réseau est filtré dans la bande 24-80 MHz. Chacune des 432 gerbes simulées avec SELFAS2 est observée avec un réseau dense de 145 antennes disposées comme le montre la Fig.4.17 à gauche, centré systématiquement sur le cœur de la gerbe au sol (en (0,0), croix rouge sur la Fig.4.17 à gauche). La Fig.4.17 à droite, montre l'empreinte au sol théorique du signal radio déposée par une gerbe verticale initiée par un proton de 10^{17} eV. Pour réaliser cette figure, la valeur absolue de l'amplitude du signal filtré dans la bande 24-80 MHz est utilisée pour chaque antenne du réseau simulé.

Pour la suite de notre étude, il est important de faire la différence entre le *cœur particules* de la gerbe mesuré au sol et le *cœur radio* de la gerbe mesuré au sol, car on le voit sur la Fig.4.17 à droite, ces deux positions ne semblent pas confondues : le cœur particules est en (0,0) et le cœur radio semble décalé vers l'est (nous définirons rigoureusement la notion de cœur un peu plus loin). Cette asymétrie, on le rappelle, est liée à l'existence de l'excès de charge dans le champ radio total émis par la gerbe. Selon la position au sol par rapport à l'axe de la gerbe, le champ électrique mesuré correspondant à la contribution liée à l'excès de charge n'est pas toujours orienté de la même manière que le champ électrique lié à la contribution courant transverse (ces deux contributions ont des propriétés de symétrie différentes, voir Fig.4.18). L'excès de charge et le courant transverse interfèrent de manière différente selon la position de l'observateur (ou l'antenne) par rapport à l'axe de la gerbe et au cœur particules de la gerbe au sol, comme le montre la Fig.4.18. Il en résulte l'existence d'une asymétrie E-O dans le signal radio total mesuré au sol.

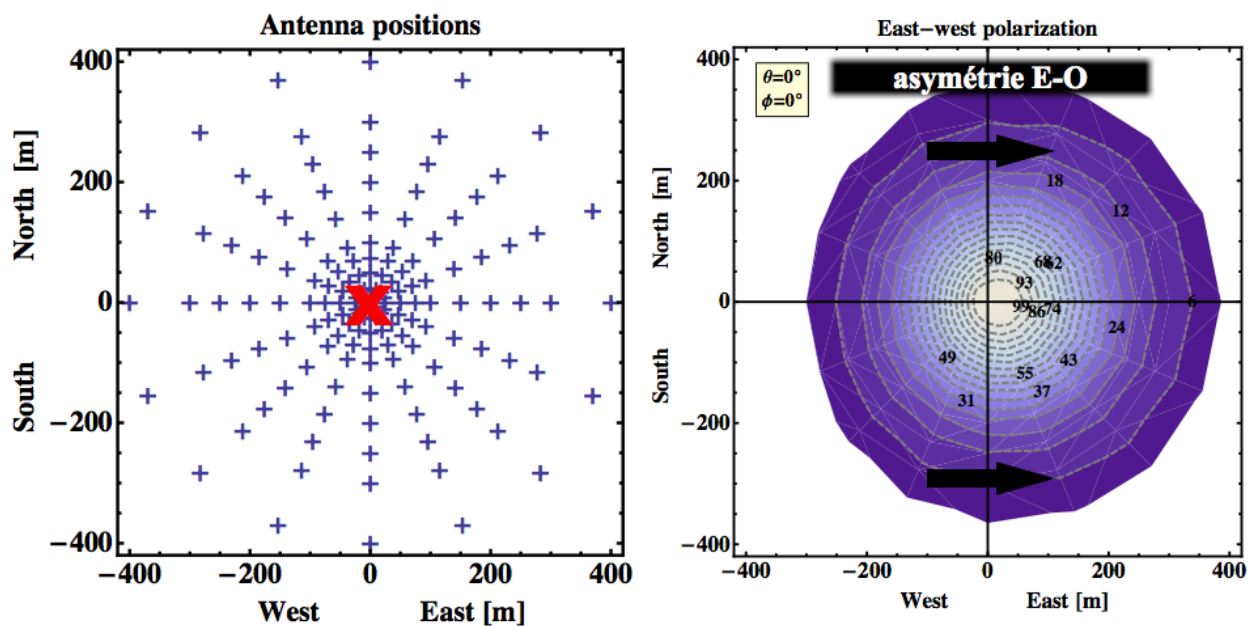


FIGURE 4.17 – Gauche : réseau de 145 antennes utilisé pour observer les 432 gerbes simulées avec SELFAS2. Ce réseau est centré systématiquement sur le cœur de la gerbe au sol (en (0,0), croix rouge). Droite : empreinte au sol du signal radio déposée par une gerbe verticale initiée par un proton de 10^{17} eV. Pour réaliser cette figure, le signal pleine bande observé sur chaque antenne du réseau est filtré dans la bande 24-80 MHz, la valeur absolue de l'amplitude est ensuite utilisée.

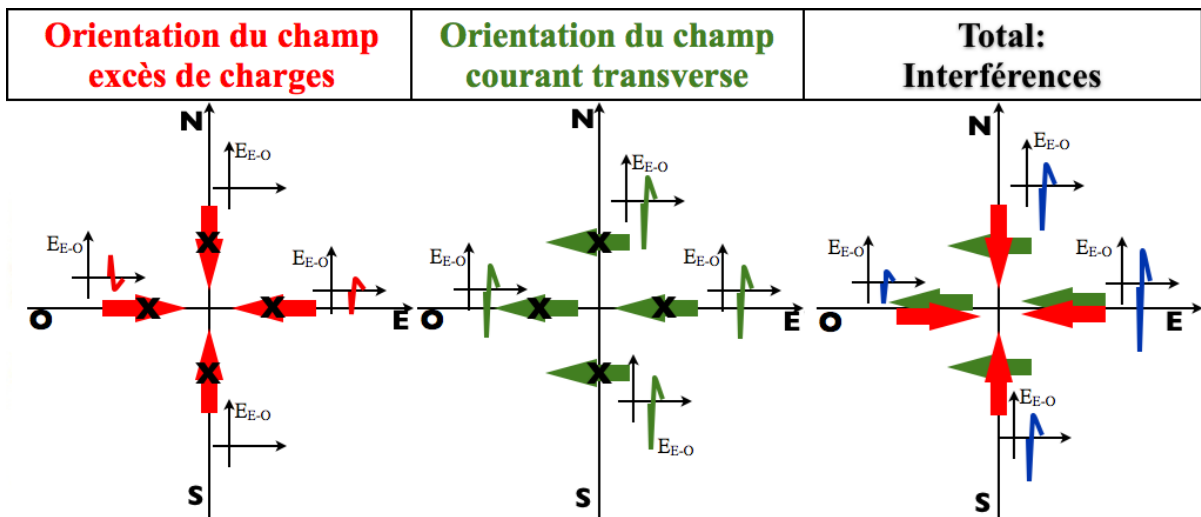


FIGURE 4.18 – Orientation du champ électrique mesuré au sol (flèches) pour la contribution excès de charge (à gauche), courant transverse (au centre) et pour la somme des deux (à droite). Sur chaque figure, nous avons schématisé les amplitudes des signaux mesurés en polarisation E-O par quatre antennes situées à des distances équivalentes de l'axe de la gerbe mais à des positions différentes (croix noires sur les axes est, nord, ouest et sud). Ces signaux interfèrent différemment selon la position de l'antenne. Finalement, on constate une symétrie N-S et une asymétrie E-O.

Asymétrie variable

Selon le principe que nous venons de discuter, l'asymétrie E-O mesurée au sol doit dépendre de la proportion de l'excès de charge dans le signal radio total émis par la gerbe. Or, nous savons que la contribution courant transverse est dépendante de la direction d'arrivée, en raison de la dépendance au mécanisme de Lorentz, et que ce n'est pas le cas de la contribution excès de charge qui peut être considérée comme invariante avec la direction d'arrivée de la gerbe (du moins au premier ordre). La proportion excès de charge/courant transverse dans le champ radio total émis varie donc selon la direction d'arrivée de la gerbe. Cette caractéristique suggère que l'asymétrie E-O observée au sol varie en fonction de la direction d'arrivée des gerbes. Pour vérifier cette proposition nous montrons Fig.4.19 les empreintes radio mesurées au sol avec le code SELFAS2 pour des gerbes avec des directions d'arrivée différentes, contenues dans le plan décrit par le vecteur champ géomagnétique et le cœur de la gerbe en (0,0). Lorsque la gerbe arrive du nord (exemple avec $\theta = 40^\circ$ et $\theta = 90^\circ$, en haut à gauche sur la Fig.4.19), la contribution courant transverse est largement dominante car la différence angulaire entre la direction d'arrivée de la gerbe et le champ magnétique est grande (67°), donc le mécanisme de Lorentz est important. Dans ce cas de figure, l'asymétrie E-O est relativement faible et le centre du motif radio au sol semble décalé vers l'est d'environ 10 à 20 m. Pour des directions d'arrivée de gerbes s'approchant de l'orientation du champ géomagnétique la contribution courant transverse décroît et la proportion de l'excès de charge dans le champ radio total émis augmente. Il en résulte que l'effet d'asymétrie augmente et le centre apparent du motif radio au sol se décale de plus en plus vers l'est. Lorsque la direction de la gerbe est quasi parallèle au champ géomagnétique ($\theta = 25^\circ$ et $\theta = 270^\circ$, figure du centre à droite) la composante courant transverse devient inexistante et le champ mesuré ne provient que de la composante excès de charge. Dans ce cas, le motif radio au sol change de caractéristique en laissant apparaître deux lobes, propres à la contribution excès de charge (cette forme provient de l'orientation du champ lié à la contribution excès de charge qui est à symétrie cylindrique autour de l'axe de la gerbe comme on l'a vu Fig.4.18 à gauche ; une antenne en polarisation E-O ne mesure rien si elle est située le long de l'axe N-S). Dans le cas où la direction de la gerbe est proche de celle du champ géomagnétique mais qu'elle ne l'a pas encore "traversé" ($\theta < 27^\circ$ et $\phi = 270^\circ$), le lobe le plus important est situé du côté est. Si nous regardons maintenant la figure correspondant à une direction d'arrivée plus basse que le champ géomagnétique ($\theta > 27^\circ$ et $\phi = 270^\circ$), le lobe dominant est situé du côté ouest cette fois. Puis, lorsque la direction d'arrivée s'éloigne encore de l'orientation du champ magnétique (dernière figure), la contribution courant transverse redevient dominante laissant apparaître, cette fois, un décalage du centre du motif vers l'ouest

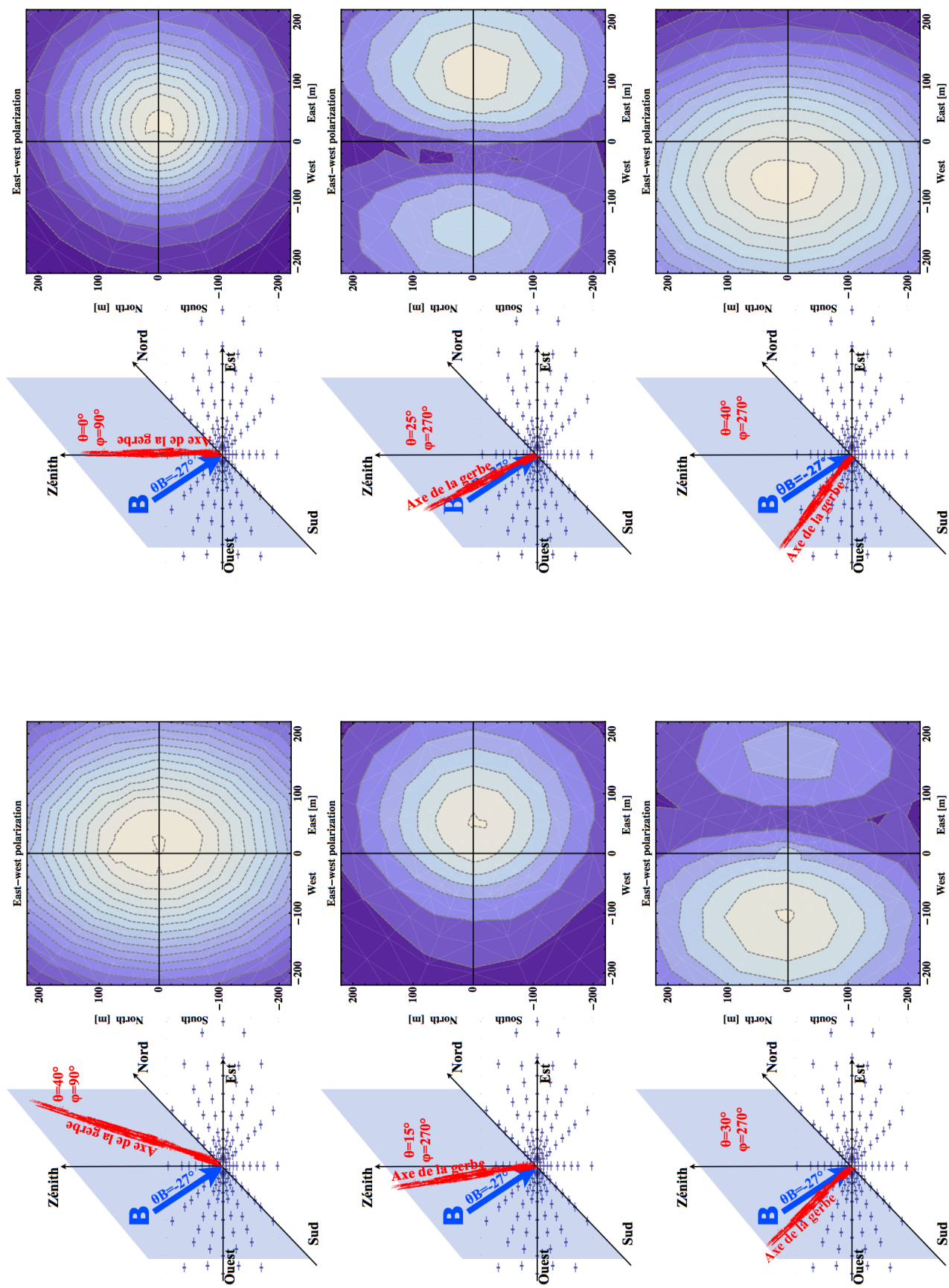


FIGURE 4.19 – Empreintes radio mesurées au sol pour des gerbes avec des directions d'arrivée différentes, contenues dans le plan décrit par le vecteur champ géomagnétique et le cœur de la gerbe en (0,0).

(la force de Lorentz a changé de sens).

On note au passage que lorsque la direction d'arrivée de la gerbe approche celle de l'orientation du champ géomagnétique, le motif au sol peut être déformé significativement, à tel point que la description du profil latéral à une dimension peut être très fortement biaisée et son ajustement par une fonction exponentielle décroissante (ou une gaussienne) n'apparaît plus adapté. Ce cas de figure reste rare, car les évènements avec une direction d'arrivée quasi parallèle au champ géomagnétique (différence angulaire $< 10^\circ$) sont rares dans la statistique CODALEMA, à cause du seuil de détection (sur les 330 évènements, 1 seul est à moins de 10° du champ géomagnétique et seulement 4 sont à moins de 20°). Avec un réseau plus large comme CODALEMA-III ou AERA, il faudra cependant garder ce phénomène à l'esprit car la détection d'évènements de plus haute énergie que celle atteinte par CODALEMA-II peut permettre de détecter plus facilement ce type d'évènements.

Définition du cœur radio de la gerbe

Expérimentalement, la reconstruction d'un évènement radio indépendamment du réseau de scintillateurs, est réalisée, on l'a vu, en ajustant la profil latéral avec une fonction du type exponentielle :

$$\varepsilon(d) = \varepsilon_0 \exp(-d/d_0) \quad (4.10)$$

où

$$d = \sqrt{(x - x_c^r)^2 + (y - y_c^r)^2 - [(x - x_c^r) \sin \theta \cos \phi + (y - y_c^r) \sin \theta \sin \phi]^2} \quad (4.11)$$

est la distance à l'axe de la gerbe, (x, y) la position d'une antenne au sol dans le référentiel du réseau d'antenne et θ et ϕ la direction d'arrivée de la gerbe. Cet ajustement est réalisé en laissant quatre paramètres libres : le champ sur l'axe ε_0 , la pente du profil latérale d_0 et la position du cœur radio de la gerbe au sol (x_c^r, y_c^r) dans le référentiel associé au réseau d'antennes. Le cœur radio est alors défini comme la position au sol, déduite de l'ajustement du profil, pour laquelle le signal radio est maximum.

La reconstruction du cœur particules de la gerbe au sol est réalisée sur un principe équivalent mais avec une fonction paramétrique NKG (voir chapitre 2, section 2.3.4) appliquée sur les données scintillateurs. Le cœur particules est alors défini comme la position au sol où le nombre de particules est maximum. Ces deux positions, cœur radio et cœur particules d'un même évènement, sont donc considérées, comme deux observables distinctes et indépendantes.

Pour quantifier l'effet que peut avoir l'excès de charge sur l'estimation de la position du cœur radio par rapport au cœur particules de la gerbe, nous proposons d'appliquer aux données simulées, la même procédure de reconstruction que celle des évènements expérimentaux.

4.4.2 SELFAS2 : reconstruction de la position du cœur radio

En vue d'une prédiction avec SELFAS2 de l'effet d'asymétrie pour l'ensemble de la statistique CODALEMA, nous présentons dans un premier temps la méthode que nous allons appliquer sur un seul évènement simulé avec SELFAS2, puis nous généraliserons à la statistique de CODALEMA.

Comme nous ne disposons pas des données simulées correspondant aux 330 évènements expérimentaux observés à CODALEMA, nous basons notre étude sur le lot de données correspondant aux 432 gerbes initiées par des protons de 10^{17} eV, pour des directions d'arrivée avec θ s'étendant de 0° à 60° par pas de 5° et ϕ s'étendant de 0° à 350° par pas de 10° .

Exemple sur un unique évènement simulé

Dans le lot de données simulées, considérons la gerbe initiée par un proton de 10^{17} eV, avec un angle $\theta = 25^\circ$ et un angle $\phi = 70^\circ$ simulée dans la configuration géographique du site de CODALEMA. La Fig.4.20 à gauche présente les signaux radio filtrés dans la bande 24-80 MHz et observés au sol par les antennes du réseau situées le long du demi axe orienté vers l'est (le réseau d'antennes complet utilisé est montré Fig.4.17 à gauche). Le décalage temporel de toutes ces impulsions montre l'ordre d'arrivée du signal sur les antennes. Avec le réseau complet de 145 antennes simulées, nous montrons Fig.4.20 à droite, la cartographie du signal au sol de cet évènement dans la bande 24-80 MHz.

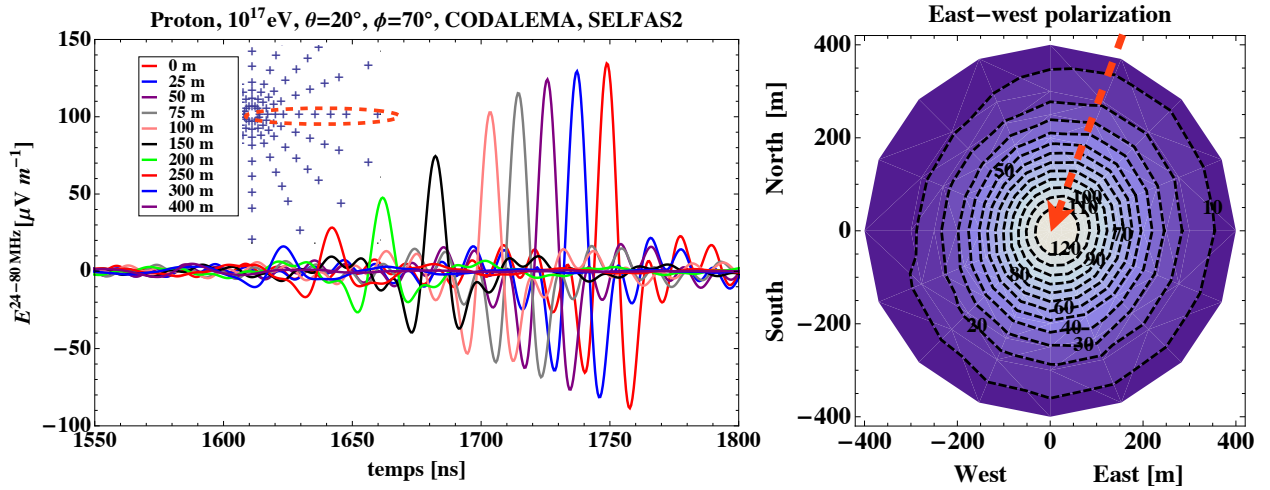


FIGURE 4.20 – Gauche : impulsions filtrées dans la bande 24-80 MHz, obtenues avec SELFAS2 pour différentes distances à l'axe d'une gerbe initiée par un proton de 10^{17} eV et de direction d'arrivée $\theta = 25^\circ$ et $\phi = 70^\circ$. Les antennes utilisées pour cette figure sont situées le long du bras d'antennes du réseau orienté plein est (entouré par des pointillées rouges). Compte tenu de la direction d'arrivée de la gerbe simulée, la première antenne touchée du bras d'antennes représenté ici, est celle située à 400 m. Droite : cartographie du signal au sol pour cette même gerbe. Figure obtenue en considérant la valeur absolue de l'amplitude du signal dans la bande 24-80 MHz. La flèche rouge représente la direction d'arrivée de la gerbe projetée dans le plan du sol ; la pointe de la flèche représente le cœur particules de la gerbe simulée, situé en (0,0).

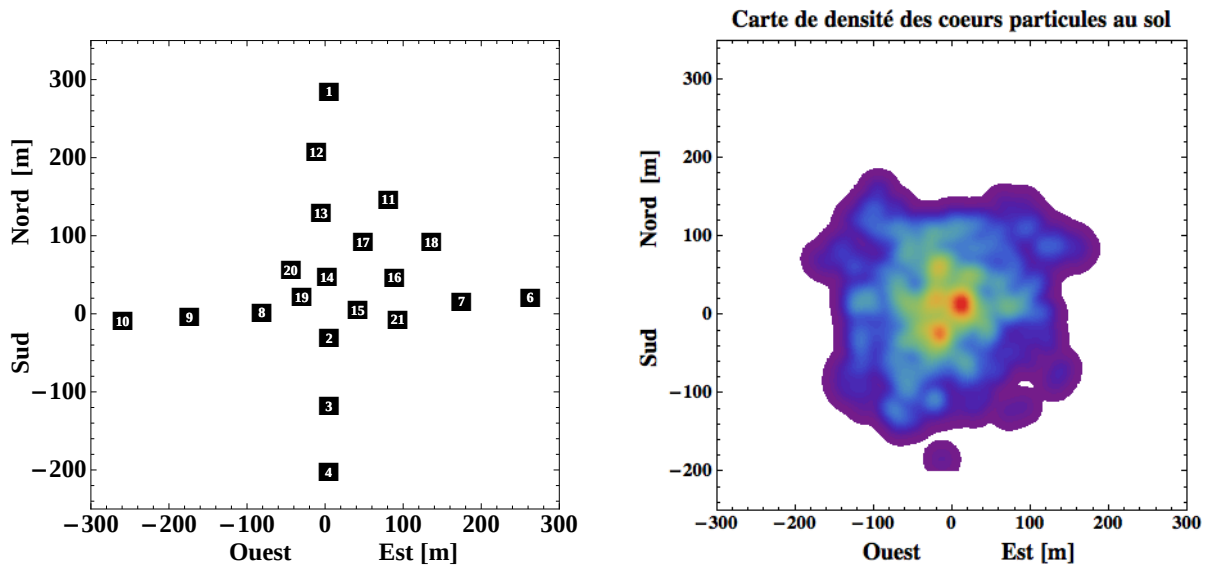


FIGURE 4.21 – Gauche : Disposition des 21 antennes mesurant la polarisation E-O dans le référentiel CODALEMA. Droite : Distribution des positions des cœurs particules des événements internes observés à CODALEMA, estimés par le réseau de scintillateurs.

Afin de tester la stabilité de la reconstruction du profil et notamment, l'estimation de la position du cœur radio (obtenus en ajustant le profil avec la fonction Eq.4.10), nous allons, dans un premier temps, donner à la gerbe simulée une position aléatoire de cœur particules dans le référentiel CODALEMA montré Fig.4.21 à gauche. Cette position aléatoire donnée à la gerbe simulée, est obtenue en réalisant un tirage Monte-Carlo selon la distribution des positions des cœurs particules des 604 coïncidences internes observées à CODALEMA, estimés par le réseau de scintillateurs. Cette distribution est présentée Fig.4.21 à droite.

La position du cœur particules donnée aléatoirement à la gerbe permet d'estimer les amplitudes théoriques dans la bande 24-80 MHz qu'auraient mesuré les antennes CODALEMA comme le montre la Fig.4.22 à gauche. Pour cet exemple, la position du cœur particules donnée à la gerbe simulée dans le

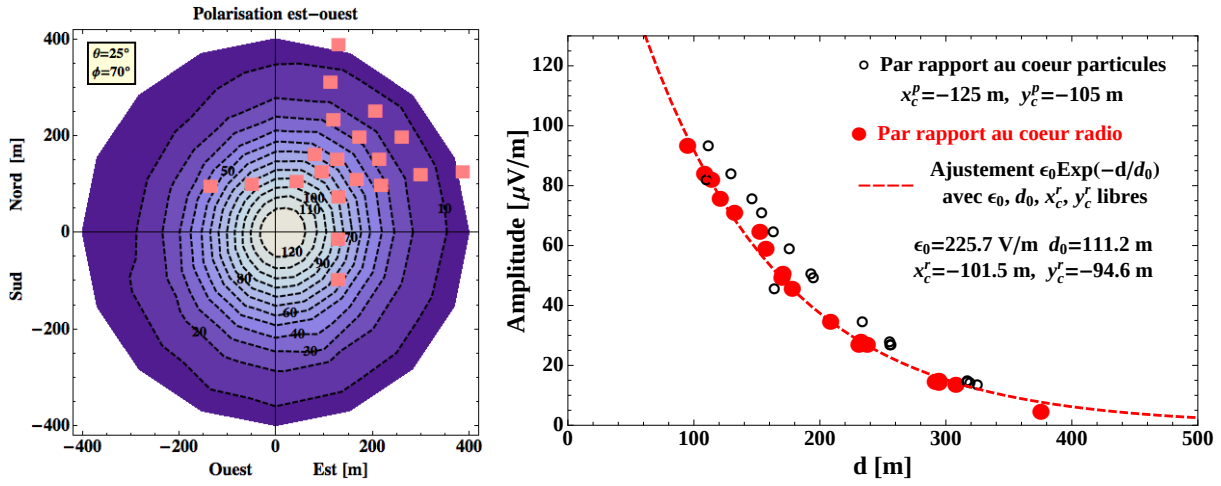


FIGURE 4.22 – Gauche : position du réseau CODALEMA par rapport à la cartographie du signal de la gerbe considérée dans l'exemple. Le cœur particules est situé en (-125 m, -105 m) dans le référentiel CODALEMA (dans le référentiel de la gerbe au sol, présenté ici, le centre du réseau est en (125 m, 105 m)). Les positions d'antenne permettent d'obtenir l'amplitude du signal théorique de chacune des antennes si elles avaient vu un tel évènement avec cette configuration. Droite : profil latéral de l'évènement simulé vu par le réseau CODALEMA dans la configuration de la figure de gauche. Les cercles noirs représentent le profil latéral du signal radio en considérant que le cœur radio et le cœur particules sont confondus. Les cercles rouges correspondent au profil latéral après ajustement de la fonction Eq.4.13 sur les données en laissant le cœur radio libre dans l'ajustement. Le profil latéral obtenu après ajustement est superposé aux données (ligne en pointillés rouges).

référentiel CODALEMA est (-125 m, -105 m). En interpolant le motif au sol à la position des antennes, nous obtenons l'amplitude du signal qu'aurait observé chaque antenne du réseau. Compte tenu de la surface au sol couverte par le réseau simulé, les antennes dépassant le bord du motif sont exclues de notre étude, car l'interpolation du signal simulé n'est plus contrainte ; ceci impose la condition suivante :

$$\sqrt{(x_a - x_c^p)^2 + (y_a - y_c^p)^2} < 400\text{m} \quad (4.12)$$

où (x_a, y_a) est la position de l'antenne et (x_c^p, y_c^p) la position du cœur particules dans le référentiel CODALEMA. Ce cas de figure n'est pas fréquent puisque la distribution des positions des cœurs particules des évènements internes observés à CODALEMA présentée Fig.4.21 à droite est relativement concentrée au centre du réseau ce qui fait qu'en pratique, seules les antennes situées aux extrémités de la croix du réseau peuvent être exclues de notre étude. Sur l'exemple montré Fig.4.22 à gauche, deux antennes sont exclues (antennes 1 et 6, cf Fig.4.21 à gauche pour la numérotation des antennes).

La Fig.4.22 à droite montre le profil latéral obtenu pour notre premier exemple. Les cercles noirs représentent le profil latéral du signal radio en considérant que le cœur radio et le cœur particules sont confondus. Les cercles rouges correspondent au profil latéral du signal radio obtenu après ajustement de la fonction exponentielle décroissante :

$$\epsilon(x, y) = \epsilon_0 \exp \left(- \frac{\sqrt{(x - x_c^r)^2 + (y - y_c^r)^2 - [(x - x_c^r) \sin \theta \cos \phi + (y - y_c^r) \sin \theta \sin \phi]^2}}{d_0} \right) \quad (4.13)$$

sur les données, en laissant libre les quatre paramètres ϵ_0 , d_0 , x_c^r et y_c^r . Les variables (x, y) représentent la position au sol (les antennes) dans le référentiel CODALEMA et (θ, ϕ) la direction d'arrivée de la gerbe considérée. Grâce à cet ajustement nous obtenons le champ sur l'axe $\epsilon_0 = 225.7 \mu\text{V/m}$, la pente du profil $d_0 = 111.2 \text{ m}$ et la position du cœur $(x_c^r, y_c^r) = (-101.5 \text{ m}, -94.6 \text{ m})$. Les cercles rouges décrivent donc le profil latéral par rapport à l'axe de la gerbe dont l'intersection avec le sol se situe en $(-101.5 \text{ m}, -94.6 \text{ m})$ défini comme le cœur radio de la gerbe qui n'est pas confondu avec le cœur particules initialement fixé en $(-125 \text{ m}, -105 \text{ m})$. Dans cet exemple, on constate donc un décalage de cœur

d'une vingtaine de m vers l'est et d'une dizaine de m vers le nord. Sur la Fig.4.22 à droite, le profil latéral obtenu avec la fonction Eq.4.13 est superposé aux données (ligne en pointillés rouges). Pour cet exemple didactique, aucune barre d'erreur n'est considérée lors de l'ajustement du profil sur les données simulées obtenues aux positions d'antennes. Nous allons maintenant tester la stabilité de la reconstruction du cœur radio sur cet exemple.

Stabilité de reconstruction du cœur radio

Pour tester la stabilité de la reconstruction du cœur radio au sol, nous allons maintenant nous placer dans des configurations plus réalistes. Chaque évènement détecté par CODALEMA n'est pas observé systématiquement par les 21 antennes du réseau en polarisation E-O, mais avec un nombre variable d'antennes. L'idée est donc de se rapprocher de cette configuration dans notre étude. Pour ce faire, nous avons calculé pour les 604 coïncidences internes CODALEMA, le pourcentage de ces évènements observés par chacune des 21 antennes E-O du réseau (voir Fig.4.23 à gauche). De toute évidence, et comme on peut l'observer en comparant la Fig.4.23 à droite avec la Fig.4.21 à droite, plus l'antenne est proche du centre du réseau CODALEMA, plus elle a de chance d'observer un évènement, car la densité des cœurs particules des évènements internes est concentrée au centre du réseau CODALEMA (Fig.4.21 à droite). L'idée est donc d'associer à chaque évènement simulé considéré un jeu d'antennes CODALEMA tiré aléatoirement, qui ont effectivement observé l'évènement. En réalité, le tirage aléatoire du jeu d'antennes à chaque évènement devrait être corrélé à la position du cœur particule dans le référentiel CODALEMA, mais pour simplifier notre étude, nous ne considérerons pas cette corrélation et le jeu d'antennes utilisé sera tiré aléatoirement de manière indépendante de la position du cœur particule aléatoire.

Dans un premier temps, nous tirons aléatoirement 1000 positions de cœurs particules dans le référentiel CODALEMA selon la distribution présentée Fig.4.21 à droite. Les positions de ces 1000 cœurs particules aléatoires dans le référentiel CODALEMA sont présentées Fig.4.24 à gauche (on retrouve les formes caractéristiques de la distribution). Puis, dans un second temps, nous tirons aléatoirement 1000 jeux d'antennes selon la statistique décrite précédemment. Le pourcentage d'évènements vus par chaque antenne à l'issue de ce tirage aléatoire est présenté Fig.4.24 à droite (on retrouve aussi les formes caractéristiques de la Fig.4.23 à gauche obtenue expérimentalement). L'histogramme du nombre d'antennes par évènements est montré Fig.4.25.

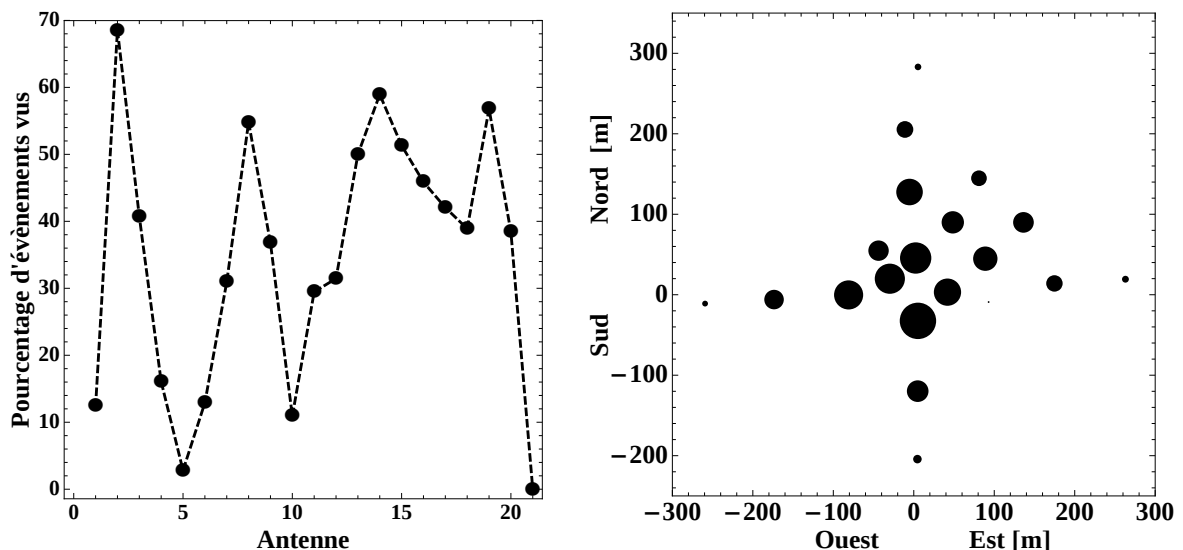


FIGURE 4.23 – Gauche : pourcentage d'évènements CODALEMA observés, pour chacune des 21 antennes polarisée E-O du réseau CODALEMA. Le numéro de l'antenne respecte le numéro attribué à chaque antenne comme indiqué dans la Fig.4.21 à gauche. Droite : proportion des évènements observés en fonction de la position de l'antenne. Plus le disque noir est grand, plus l'antenne a vu d'évènements. Cette cartographie est fortement corrélée à la densité des cœurs particules des évènements internes montrée Fig.4.21 à droite.

Nous disposons donc maintenant de 1000 positions de cœurs particules dans le référentiel CODALEMA associés à 1000 jeux d'antennes. L'idée est maintenant d'appliquer la méthode de reconstruction décrite précédemment pour les 1000 configurations aléatoires appliquées à l'évènement simulé qui nous a servi d'exemple didactique (la gerbe initiée par un proton de 10^{17} eV, avec un angle $\theta = 25^\circ$ et un angle $\phi = 70^\circ$ simulée avec SELFAS2 dans la configuration du site de CODALEMA, voir Fig.4.20). Pour se placer dans des conditions proches des conditions expérimentales, nous associons à chaque mesure théorique d'amplitude (obtenue en interpolant le motif théorique à chaque position d'antenne considérée) une erreur, équivalente au bruit moyen expérimental estimé dans cette bande de fréquence : $25 \mu\text{V/m}$ (voir chapitre 2, Fig.2.26 par exemple, sur cette figure, la barre d'erreur moyenne est d'environ $0.4 \mu\text{V/m/MHz}$ soit $22.4 \mu\text{V/m}$ dans la bande 24-80 MHz). Finalement, avec les 1000 positions de cœurs particules associés aux 1000 jeux d'antennes aléatoires, nous allons pouvoir tester la fiabilité de la reconstruction du cœur radio, car nous aurons au final 1000 façons différentes d'avoir observé le même évènement simulé.

Avec la reconstruction de ces 1000 profils radio, nous disposons de 1000 positions de cœur radio

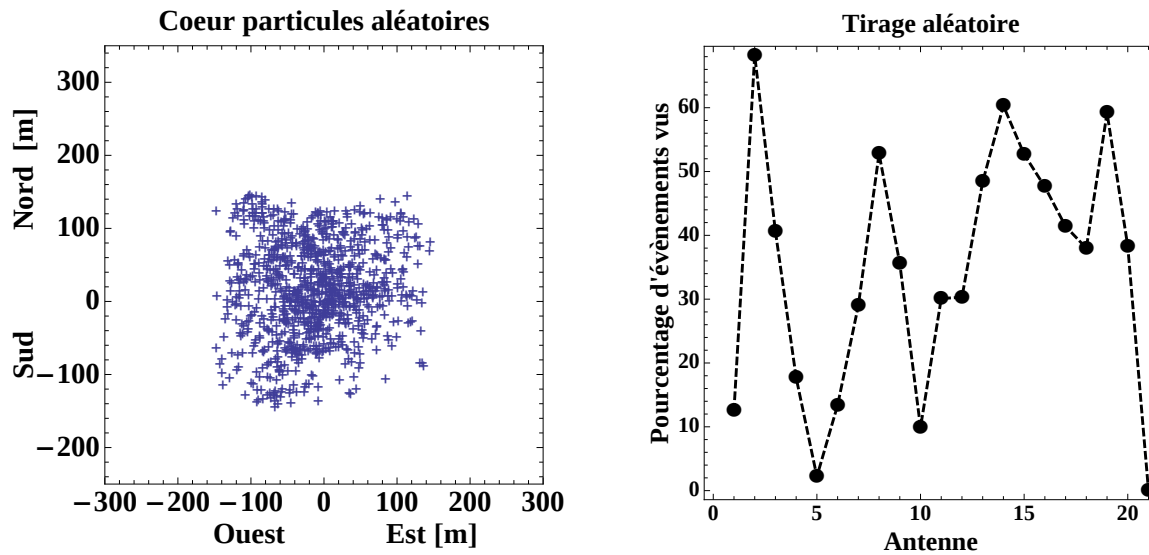


FIGURE 4.24 – Gauche : positions des 1000 cœurs particules, tirées aléatoirement selon la distribution présentée Fig.4.21 à droite dans le référentiel CODALEMA (on retrouve les formes caractéristiques de la distribution). Droite : pourcentage d'évènements vus par chaque antenne à l'issue du tirage aléatoire.

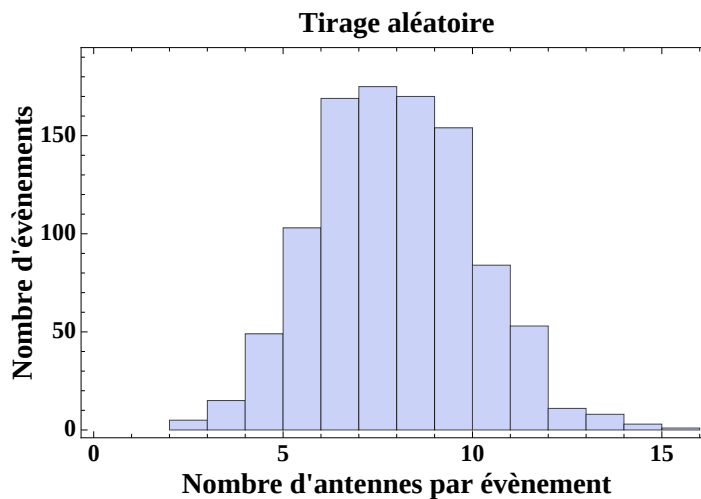


FIGURE 4.25 – Histogramme du nombre d'antennes contenues dans les 1000 jeux d'antennes tirés aléatoirement associés à chaque évènement que l'on va simuler.

$(x_c^r, y_c^r)^i$ estimées dans le référentiel CODALEMA, associées à 1000 positions de cœurs particules imposées $(x_c^p, y_c^p)^i$. Pour représenter les 1000 résultats obtenus sur la même figure, la position reconstruite du cœur radio est recalculée dans le référentiel centré sur le cœur particules associé. Les résultats sont présentés Fig.4.26 à gauche sous forme de nuage de points. Dans cette figure, les 1000 cœurs particules sont tous localisés en (0,0). Un ajustement avec une gaussienne bidimensionnelle de l'histogramme des positions des cœurs radio (dans le référentiel des cœurs particules) permet d'estimer le décalage moyen théorique du cœur radio par rapport au cœur particules de la gerbe, ainsi que l'écart type, pour ce type d'évènement simulé : 20.0 ± 5.5 m vers l'est et 2.4 ± 7.5 m vers le nord. Les erreurs statistiques dans les deux directions obtenues ici sont du même ordre de grandeur que celles obtenues sur chacune des 1000 positions individuelles (pour obtenir l'erreur sur une seule position, il est possible de réaliser un grand nombre de fois le même ajustement en faisant varier l'amplitude de chaque antenne du profil selon l'erreur associée à la mesure du champ ; comme ces erreurs sur la mesure du champ sont aussi prises en compte dans l'étude générale, l'erreur obtenue pour chacune des positions est du même ordre de grandeur que l'erreur totale, voire légèrement inférieure). Finalement, en associant une densité de probabilité gaussienne à 2 dimensions d'écart type 7 m centrée sur chacune des mille positions obtenues, il est possible de dresser la densité de probabilité totale des cœurs radio par rapport aux cœurs particules dans cette configuration. Le résultat est présenté Fig.4.26 à droite.

À l'issue de ces 1000 reconstructions appliquées sur des configurations différentes du même évènement simulé, nous observons premièrement que l'estimation de la position du cœur en ajustant les données radio avec le profil exponentiel décroissant est stable puisque nous obtenons une dispersion relativement faible, malgré des configurations variées du même évènement. L'erreur de positionnement au sol est de l'ordre de 7 m. Avec cette erreur de reconstruction relativement faible on voit nettement que la position moyenne du cœur radio pour ce type d'évènement, est décalée de 20 m vers l'est par rapport au cœur particules. Afin de disculper l'asymétrie du réseau CODALEMA de l'interprétation du décalage de cœur radio, nous avons effectué la même expérience mais en utilisant cette fois un réseau symétrique d'antennes (voir Fig.4.27 à gauche). Le résultat final obtenu en utilisant le même évènement simulé que précédemment est présenté Fig.4.27 à droite. Là encore nous observons un décalage vers l'est du cœur radio par rapport au cœur particules. L'ajustement avec une gaussienne bidimensionnelle

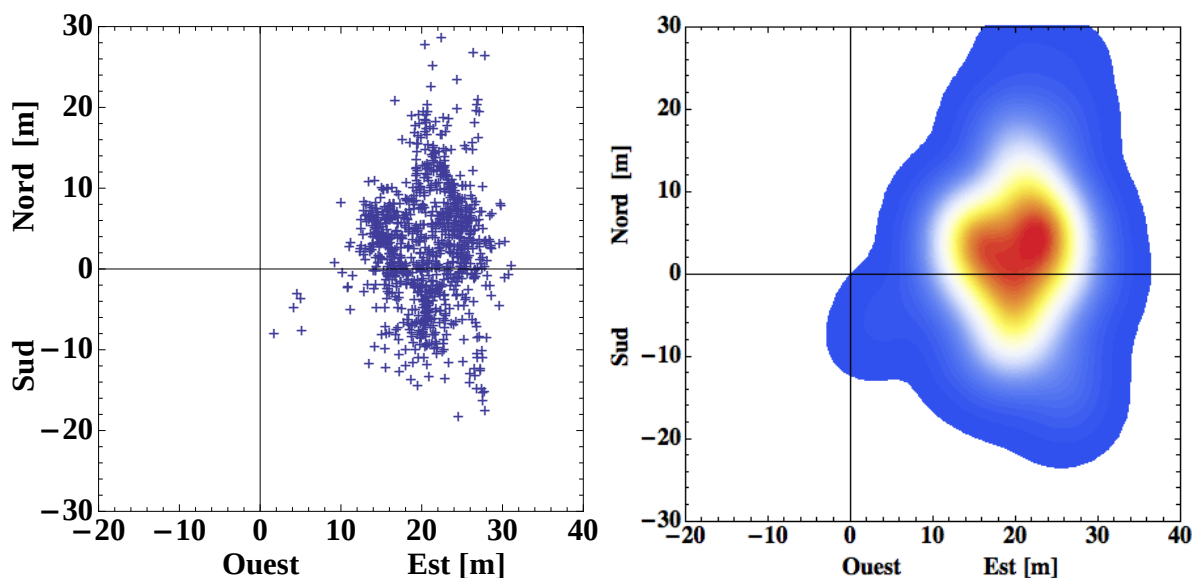


FIGURE 4.26 – Gauche : position au sol des cœurs radio reconstruits dans le référentiel centré sur le cœur particules de la gerbe pour 1000 reconstructions réalisées sur le même évènement simulé, observé dans 1000 configuration différentes. Droite : densité de probabilité totale obtenue en sommant les 1000 densités de probabilité individuelles (à chacune des 1000 positions de cœurs radio au sol, nous avons associée une densité de probabilité gaussienne à 2 dimensions d'écart type 7 m centrée sur chacune des mille positions obtenues). L'échelle de couleur est normalisée à 1 à la position du maximum.

de l'histogramme des positions des cœurs radio (dans le référentiel des cœurs particules) donne le décalage moyen théorique du cœur radio par rapport au cœur particules de la gerbe pour ce type d'évènement simulé : 19.7 ± 5.0 m vers l'est et 0.1 ± 6.9 m vers le nord. Ce décalage vers l'est du cœur radio par rapport au cœur particules de la gerbe n'est donc pas lié à la géométrie particulière du réseau d'antennes utilisé à CODALEMA.

Maintenant que nous avons vu la fiabilité de la méthode de reconstruction du cœur radio sur un seul évènement simulé, la section suivante est consacrée à l'étude généralisée à la statistique de CODALEMA du décalage systématique vers l'est du cœur radio par rapport au cœur particules des gerbes.

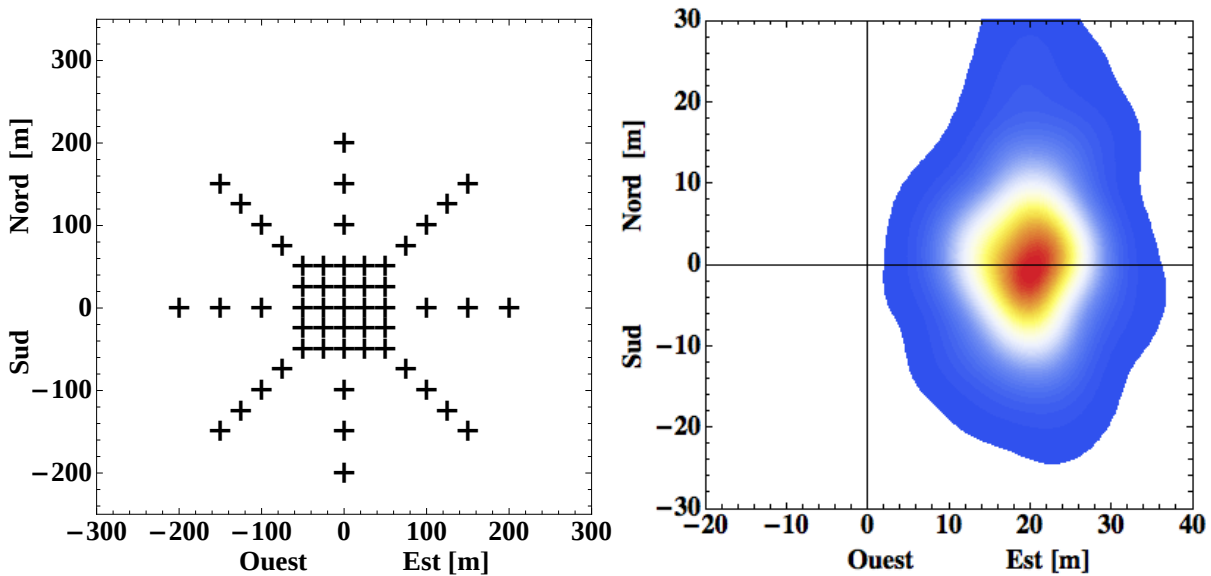


FIGURE 4.27 – Gauche : réseau d'antennes symétrique utilisé dans une seconde étude pour disculper l'asymétrie du réseau d'antennes CODALEMA de l'interprétation du décalage de cœur radio. L'analyse est appliquée sur le même évènement que la précédente étude. Droite : densité de probabilité des cœurs radio reconstruits avec la même méthode que précédemment mais en utilisant cette fois un réseau d'antennes symétrique (figure de gauche). L'échelle de couleur est normalisée à 1 à la position du maximum.

4.4.3 SELFAS2 : prédiction du décalage de cœur radio pour la statistique de CODALEMA

Pour prédire une carte de densité de la position des cœurs radio par rapport aux cœurs particules adaptée à la statistique CODALEMA, nous allons utiliser une démarche très similaire à ce que nous avons fait précédemment, en réalisant 1000 évènements sur lesquels nous allons appliquer la méthode de reconstruction habituelle. La procédure complète pour un évènement peut être résumée comme suit :

- **1 (nouveau).** Utilisation de la bibliothèque de 432 gerbes simulées avec SELFAS2 pour le site de CODALEMA, pour des directions d'arrivée avec θ allant de 0° à 60° par pas de 5° et ϕ allant de 0° à 350° par pas de 10° ;
- **2 (nouveau).** Tirage aléatoire d'une direction d'arrivée selon la carte du ciel des évènements expérimentaux observés en radio². La direction d'arrivée de la gerbe simulée la plus proche parmi la bibliothèque de 432 gerbes est choisie ;

2. Une précision doit cependant être apportée sur le choix de la distribution utilisée pour tirer aléatoirement des directions d'arrivée, car nous utilisons ici la distribution obtenue pour les données radio (présentant l'asymétrie N-S dans le taux de comptage) et pas celle obtenue pour les données scintillateurs (dépourvue d'asymétrie). Ce choix se justifie par le fait que nous ne considérons pas avec les résultats issus de la simulation, l'effet du seuil de détection du signal sur les antennes, qui cause justement l'asymétrie nord-sud dans le taux de comptage. Cet effet de seuil n'est pas évident à modéliser, car il est corrélé au bruit environnant et à la sensibilité des antennes, qui ne sont pas considérés pour le moment dans la modélisation. Une méthode pour considérer l'asymétrie des évènements

- 3. Tirage aléatoire d'une position de cœurs particules au sol dans le référentiel CODALEMA ;
- 4. Tirage aléatoire d'un jeu d'antennes ayant effectivement observé l'évènement (parmi les 21 antennes en polarisation E-O du réseau CODALEMA) ;
- 5. Construction de l'évènement : positionnement de la cartographie du signal de la gerbe simulée choisie, par rapport aux antennes du réseau CODALEMA en tenant compte de la position du cœur particules attribuée. Puis, interpolation aux positions des antennes (retenues parmi les 21 antennes) de l'amplitude du signal radio théorique au sol (dans la bande 24-80 MHz) ;
- 6. Attribution d'une erreur de mesure de champ électrique de $25 \mu\text{V/m}$ commune à chaque antenne ;
- 7. Reconstruction du profil radio avec la fonction exponentielle décroissante (Eq.4.13) en laissant quatre paramètres libres : la valeur extrapolée du champ sur l'axe ϵ_0 , la pente du profil d_0 , et la position au sol du cœur radio (x_c^r, y_c^r) ;
- 8. Estimation du cœur radio dans le référentiel centré sur le cœur particules de la gerbe.

Cette procédure est répétée 1000 fois de manière à obtenir 1000 estimations de positions de cœurs radio par rapport aux 1000 cœurs particules associés, pour des directions d'arrivée aléatoires. Le résultat obtenu est présenté Fig.4.28 à gauche sous forme de nuage de points et à droite sous forme de densité de probabilité. Dans ces figures, les 1000 cœurs particules sont tous localisés en (0,0). L'ajustement avec une gaussienne bidimensionnelle de l'histogramme des positions des cœurs radio (dans le référentiel des cœurs particules) donne le décalage moyen théorique des cœurs radio par rapport aux cœurs particules des gerbes pour toute la statistique CODALEMA, ainsi que l'écart type sur les deux axes : $20.8 \pm 11.6 \text{ m}$ vers l'est et $0.5 \pm 11.0 \text{ m}$ vers le sud. On note ici l'augmentation de l'erreur associée. Ceci s'explique par le fait que le résultat obtenu ici ne discerne pas les différentes directions d'arrivée des gerbes simulées.

À l'échelle de la statistique CODALEMA, SELFAS2 suggère donc une déviation systématique de la position des cœurs reconstruits en ajustant le profil latéral du signal radio au sol par rapport à la position attendue correspondant au cœur particules de la gerbe au sol. Pour établir définitivement que ce décalage systématique est dû à la présence de la contribution secondaire excès de charge dans le champ radio total émis par la gerbe (évoqué en début de section), nous avons créé une seconde bibliothèque de gerbes simulées avec SELFAS2, identique à la première mais en générant un nombre identique de positrons et d'électrons dans les gerbes simulées, revenant finalement à annuler la contribution excès de charges négatives dans la gerbe. En appliquant exactement la même procédure permettant d'obtenir les Fig.4.28 en utilisant cette fois la seconde bibliothèque d'évènements SELFAS2 sans excès de charge, nous obtenons le résultat présenté Fig.4.29 qui ne présente aucun décalage systématique. L'ajustement avec une gaussienne bidimensionnelle de l'histogramme des positions des cœurs radio (dans le référentiel des cœurs particules) donne la position moyenne théorique des cœurs radio par rapport aux cœurs particules des gerbes pour toute la statistique CODALEMA : $0.1 \pm 11.8 \text{ m}$ vers l'ouest et $1.0 \pm 13.5 \text{ m}$ vers le sud, on peut donc considérer que sans excès de charge dans la gerbe, aucune déviation systématique du cœur radio n'est observée.

On peut donc dire sans aucune ambiguïté, que le décalage de cœur radio observé avec la simulation, est une signature de la présence de l'excès de charge dans le signal radio émis par les gerbes. Cette nouvelle observable peut donc être un outil permettant de mettre en évidence cette contribution secondaire dans les mesures expérimentales radio.

4.4.4 SELFAS2 : dépendance du décalage de cœur à la direction d'arrivée pour la statistique de CODALEMA

Au début de cette section, nous avons montré avec la simulation que la position du cœur radio apparent varie en fonction de la direction d'arrivée des gerbes, en se déplaçant le long de l'axe E-O (Fig.4.19). Pour expliquer cette dépendance à la direction d'arrivée, nous avons suggéré que la proportion de la contribution excès de charge dans le signal radio émis par les gerbes n'était pas constante en fonction de

observés en radio est alors de s'appuyer directement sur la distribution des directions d'arrivée obtenue pour les données radio.

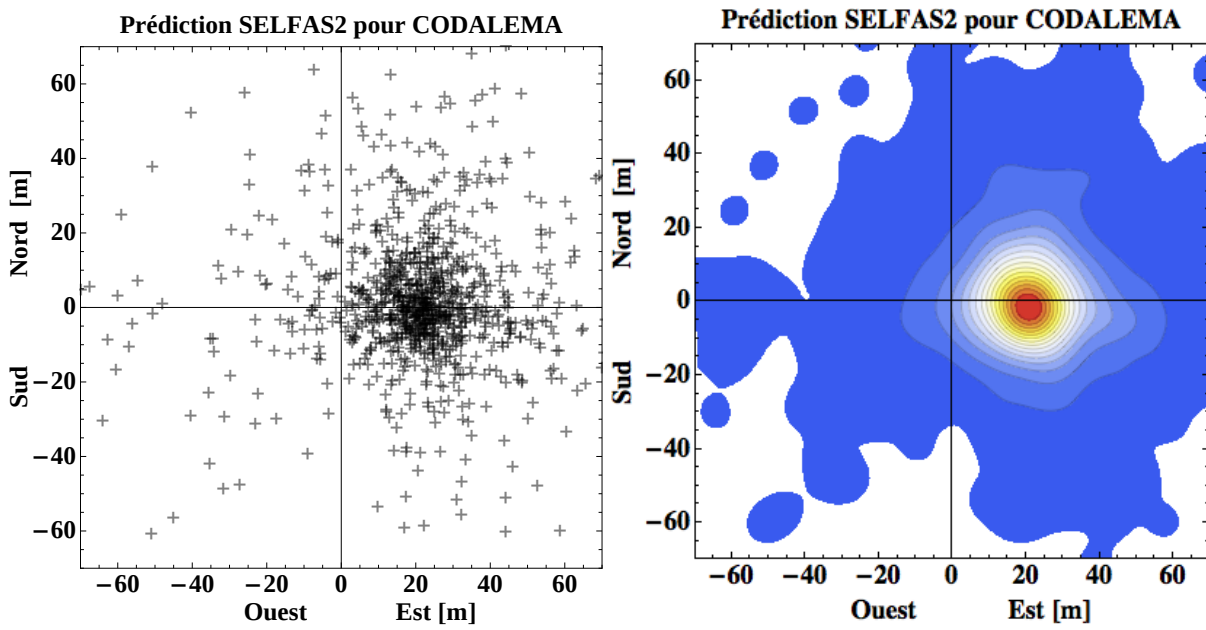


FIGURE 4.28 – Gauche : positions au sol des cœurs radio reconstruits dans le référentiel centré sur le cœur particules de la gerbe pour 1000 évènements simulés avec SELFAS2 selon la statistique CODALEMA. Droite : densité de probabilité totale obtenue en sommant les 1000 densités de probabilité individuelles (à chacune des 1000 positions de cœurs radio au sol, nous avons associée une densité de probabilité gaussienne à 2 dimensions d'écart type 7 m centrée sur chacune des mille positions obtenues). L'échelle de couleur est normalisée à 1 à la position du maximum.

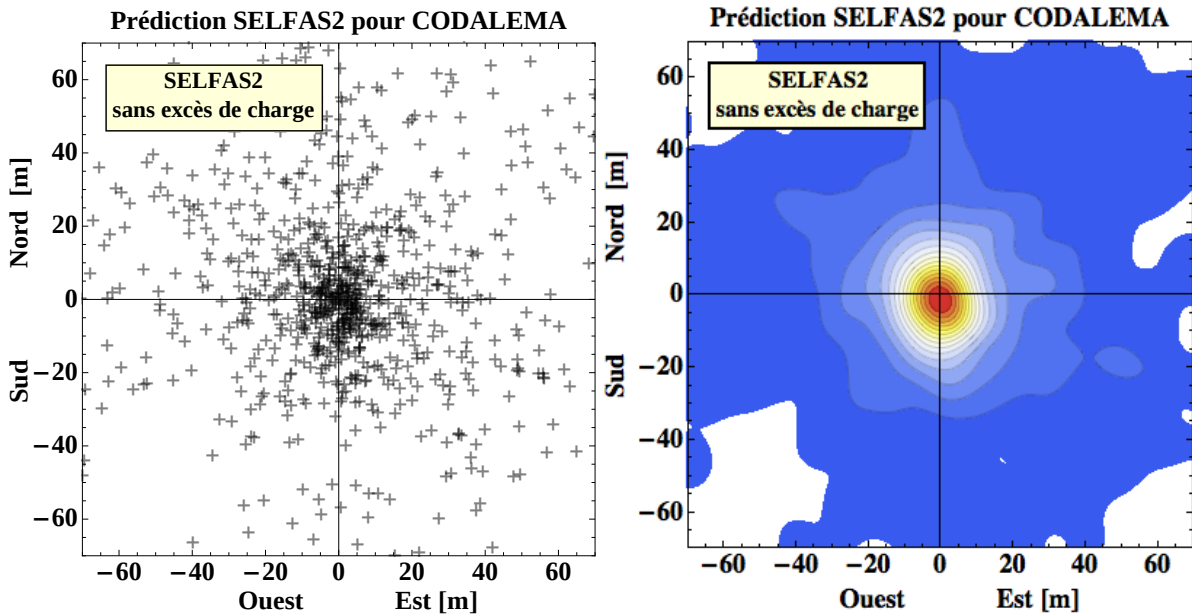


FIGURE 4.29 – Même légende que la Fig.4.28. Résultats obtenus en réalisant exactement la même méthode que précédemment, mais en utilisant une bibliothèque d'évènements simulés avec SELFAS2 sans aucun excès de charge.

la direction d'arrivée puisque la contribution dominante liée au courant transverse dépend de la direction d'arrivée de la gerbe.

Puisque la contribution courant transverse est dépendante de la quantité $(\mathbf{n} \times \mathbf{B})$ (où $\mathbf{n}$ et $\mathbf{B}$ sont respectivement la direction de la gerbe et la direction du champ géomagnétique), nous proposons de caractériser la projection sur l'axe E-O du décalage de cœur radio par rapport au cœur particules en fonction de la quantité $(\mathbf{n} \times \mathbf{B})_{EO}$. Cette méthode permet de faciliter la représentation, car la direction d'arrivée est décrite par les deux variables θ et ϕ ; ici nous réduisons la dépendance à ces deux variables

en une seule variable, $(\mathbf{n} \times \mathbf{B})_{\text{EO}}$ dans laquelle l'effet de θ et ϕ est directement inclus. La projection sur l'axe E-O du décalage de cœur radio par rapport au cœur particules est défini par la variable $\Delta_{\text{cr}}^{\text{EO}}$.

Avec les 1000 évènements simulés permettant d'obtenir le décalage de cœur radio pour la statistique globale de CODALEMA (Fig.4.28), nous présentons Fig.4.30, la variation de $\Delta_{\text{cr}}^{\text{EO}}$ en fonction de $(\mathbf{n} \times \mathbf{B})_{\text{EO}}$.

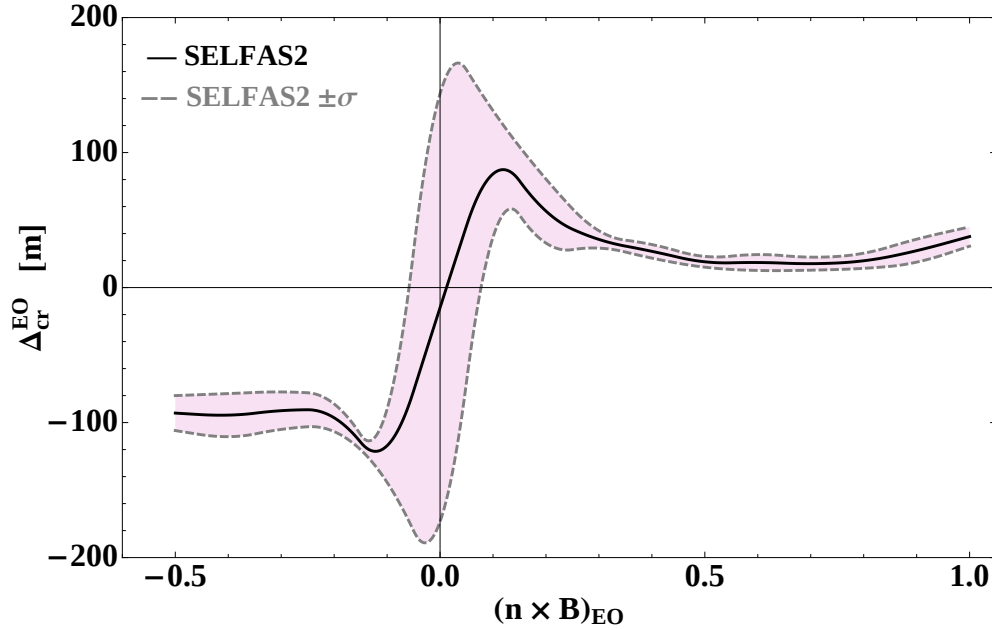


FIGURE 4.30 – Ligne noire : variation de la projection sur l'axe E-O du décalage de cœur radio par rapport au cœur particules, $\Delta_{\text{cr}}^{\text{EO}}$, en fonction de la quantité $(\mathbf{n} \times \mathbf{B})_{\text{EO}}$ obtenue avec SELFAS2 pour la configuration CODALEMA (voir texte pour les commentaires sur cette figure). Lignes en pointillée gris : écart à plus ou moins 1 σ (on notera que les fluctuations gerbe à gerbe ne sont pas considérées ici).

Sur cette figure des gerbes arrivant plein nord (avec $\phi = 90^\circ$), correspondent à la partie de la figure où la quantité $(\mathbf{n} \times \mathbf{B})_{\text{EO}}$ est positive. Des gerbes arrivant plein sud avec un angle zénithal supérieur au champ géomagnétique ($\theta > 27^\circ$ et $\phi = 270^\circ$), correspondent à la partie de la figure où la quantité $(\mathbf{n} \times \mathbf{B})_{\text{EO}}$ est négative. Pour comprendre cette figure, reprenons les Fig.4.19 montrant les motifs au sol en fonction de la direction d'arrivée :

- la figure en haut à gauche correspond à la direction ($\theta = 40^\circ, \phi = 90^\circ$) ce qui correspond à $(\mathbf{n} \times \mathbf{B})_{\text{EO}} = 0.92$. Dans cette configuration le courant transverse est largement dominant car le mécanisme de Lorentz est important (l'écart angulaire entre la direction de la gerbe et le champ géomagnétique est grand, 67°) et la proportion de l'excès de charge reste faible, le décalage de cœur, $\Delta_{\text{cr}}^{\text{EO}}$, est de l'ordre d'une vingtaine de mètres ;
- la figure en haut à droite correspond à la direction verticale ($\theta = 0^\circ, \phi = 0^\circ$) ce qui correspond à $(\mathbf{n} \times \mathbf{B})_{\text{EO}} = 0.45$. Dans cette configuration le courant transverse est encore important et dominant ; le décalage de cœur, $\Delta_{\text{cr}}^{\text{EO}}$, varie peu et reste de l'ordre d'une vingtaine de mètres ;
- la figure au centre à gauche correspond à la direction ($\theta = 15^\circ, \phi = 270^\circ$) ce qui correspond à $(\mathbf{n} \times \mathbf{B})_{\text{EO}} = 0.20$. La direction de la gerbe approche celle du champ géomagnétique et la proportion de l'excès de charge commence à augmenter de manière significative. $\Delta_{\text{cr}}^{\text{EO}}$ commence à augmenter ;
- la figure au centre à droite correspond à la direction ($\theta = 25^\circ, \phi = 270^\circ$) ce qui correspond à $(\mathbf{n} \times \mathbf{B})_{\text{EO}} = 0.03$ (quasiment parallèle au champ géomagnétique). Le courant transverse devient très faible et la contribution excès de charge est du même ordre de grandeur voire supérieur. Le décalage de cœur est maximum à l'est mais on commence à voir un deuxième maximum du côté ouest caractéristique du champ électrique lié à l'excès de charge. L'erreur associée au positionnement du cœur radio augmente nettement (on le voit sur la figure), ceci s'explique par la naissance du second maximum à l'ouest, dans le motif radio au sol, l'ajustement type "exponentielle dé-

croissante" du profil latéral radio n'est plus adapté pour décrire ce comportement singulier lié au changement de type de symétrie du motif au sol ;

- la figure en bas à gauche correspond à la direction ($\theta = 30^\circ, \phi = 270^\circ$) ce qui correspond à $(\mathbf{n} \times \mathbf{B})_{EO} = -0.05$ (toujours quasiment parallèle au champ géomagnétique, mais de l'autre côté). Le champ géomagnétique est "transversé", la force de Lorentz change de sens, mais reste faible, le second maxima à l'ouest devient dominant et l'ajustement type "exponentielle décroissante" du profil latéral radio tend à localiser le cœur radio préférentiellement à l'ouest, le décalage de cœur radio change alors brusquement de côté ;
- la figure en bas à droite correspond à la direction ($\theta = 40^\circ, \phi = 270^\circ$) ce qui correspond à $(\mathbf{n} \times \mathbf{B})_{EO} = -0.25$. Le courant transverse redevient dominant mais de signe opposé car la force de Lorentz a changé de sens, le décalage de cœur radio est définitivement passé à l'ouest ($\Delta_{cr}^{EO} < 0$).

À ces effets, s'ajoutent des effets non triviaux liés à la géométrie : la projection du motif au sol des gerbes inclinées fait également varier l'estimation de Δ_{cr}^{EO} , nous pouvons notamment le voir pour les valeurs de $(\mathbf{n} \times \mathbf{B})_{EO} > 0.75$, le décalage de cœur radio augmente doucement. Nous pouvons également noter que la figure n'est pas symétrique par rapport à l'axe $\Delta_{cr}^{EO} = 0$, ceci est dû à la symétrie brisée par le champ géomagnétique qui n'est pas vertical, mais incliné de 27° vers le sud.

L'observable du décalage de cœur radio par rapport au cœur particules de la gerbe possède donc une signature vraiment particulière en fonction de la direction d'arrivée de la gerbe. La mise en évidence d'une telle dépendance dans les données expérimentales pourrait permettre de signer de manière non ambiguë l'existence de la contribution excès de charge. Maintenant que nous avons caractérisé ce phénomène avec SELFAS2, recherchons l'existence d'un tel effet dans les données expérimentales.

4.4.5 CODALEMA : décalage de cœur expérimental, confrontation

La statistique expérimentale étant relativement faible (330 évènements), nous allons dans un premier temps rechercher l'existence d'un décalage systématique des cœurs radio par rapport à l'estimation des cœurs particules sur l'ensemble des données. On rappelle que la reconstruction du cœur particules de la gerbe au sol est réalisée sur un principe équivalent à la reconstruction du cœur radio, mais en appliquant une fonction paramétrique NKG (voir chapitre 2, section 2.3.4) sur les données scintillateurs. Le cœur particules est alors défini comme la position au sol où le nombre de particules est maximum. L'erreur de reconstruction sur la position du cœur particules des évènements internes avec les données scintillateurs est inférieure à 10 m [192] (la précision du positionnement du cœur particules varie selon le nombre de particules de la gerbe mesuré au sol par les scintillateurs et selon la distance au centre du réseau ; cette précision peut atteindre, dans le meilleur des cas, des valeurs de l'ordre du mètre).

Pour obtenir une estimation de l'erreur de reconstruction de la position du cœur avec les données radio (cœur radio), nous avons réalisé pour chacun des 330 évènements radio, différents ajustements du profil en faisant varier l'amplitude du signal mesuré par chaque antenne (en tenant compte de l'erreur de mesure sur le signal). La fluctuation du positionnement du cœur issu des différents ajustements du même évènement radio permet de déduire l'erreur statistique associé à cet évènement. Les Fig.4.31 montrent les histogrammes des erreurs statistiques de positionnement des cœurs radio des 330 évènements radio retenus pour notre analyse, selon les deux axes E-O et N-S. Selon l'axe E-O, 90% des évènements ont une erreur statistique inférieur à 10 m, et 81% selon l'axe N-S.

Selon le même principe que précédemment, pour représenter sur la même figure le résultat obtenu pour les 330 évènements expérimentaux, nous recalculons la position du cœur radio de chacun des évènements, dans le référentiel centré sur le cœur particules. Finalement la position des 330 cœurs radio, par rapport aux cœurs particules est présenté Fig.4.32 à gauche sous forme de nuage de points (dans cette figure les 330 cœurs particules sont tous localisés en (0,0)). Compte tenu de l'erreur statistique sur le positionnement du cœur particules et sur le positionnement du cœur radio, nous associons à chacun des points sur la Fig.4.32 à gauche, une erreur statistique de 20 m selon les deux directions, E-O et N-S. En associant une densité de probabilité gaussienne à 2 dimensions d'écart type 20 m centrée sur chacune des 330 positions obtenues, il est possible de dresser la densité de probabilité expérimentale totale des cœurs radio par rapport aux cœurs particules pour la statistique CODALEMA. Le résultat est présenté

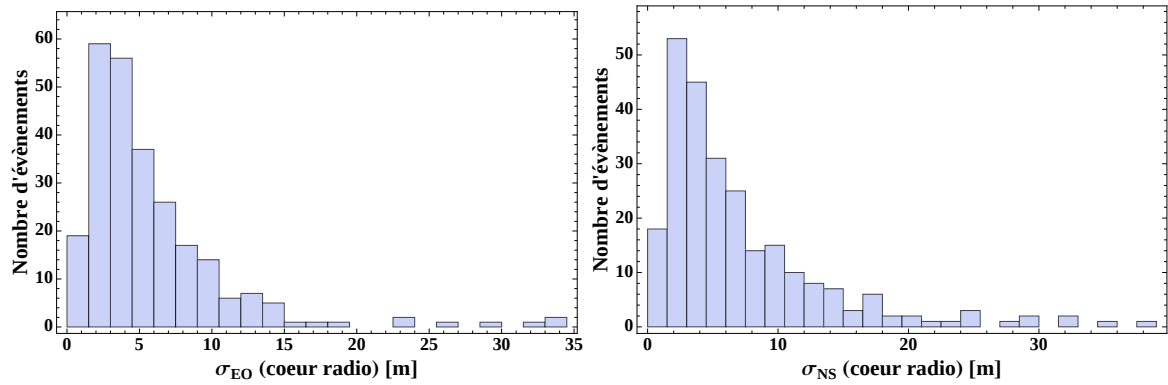


FIGURE 4.31 – Histogrammes des erreurs statistiques de positionnement des cœurs radio des 330 évènements radio retenus pour notre analyse, selon les deux axes E-O (gauche) et N-S (droite).

Fig.4.32 à droite. Avec ces deux figures, on observe un décalage global d'une vingtaine de mètre vers l'est des cœurs radio par rapport au cœur particules. L'ajustement avec une gaussienne bidimensionnelle de l'histogramme des positions des cœurs radio (dans le référentiel des cœurs particules) donne la position moyenne expérimentale des cœurs radio par rapport aux cœurs particules des gerbes pour toute la statistique CODALEMA : 26.3 ± 23.5 m vers l'est et 9.1 ± 17.1 m vers le sud.

De potentiels biais expérimentaux liés à la géométrie du réseau ou à des effets de seuil ont été testés pour tenter de reproduire ce décalage de position des cœurs radio par rapport aux cœurs particules mais sans succès (voir aussi [145]). La similitude de ce comportement avec ce que nous avons obtenu avec la simulation SELFAS2 (montré Fig.4.28) suggère que ce décalage de cœur radio le long de l'axe E-O observé dans les données CODALEMA est une signature expérimentale de la contribution excès de charge dans l'émission radio des gerbes.

Une caractérisation de la dépendance du décalage de cœur radio expérimental à la direction d'arri-

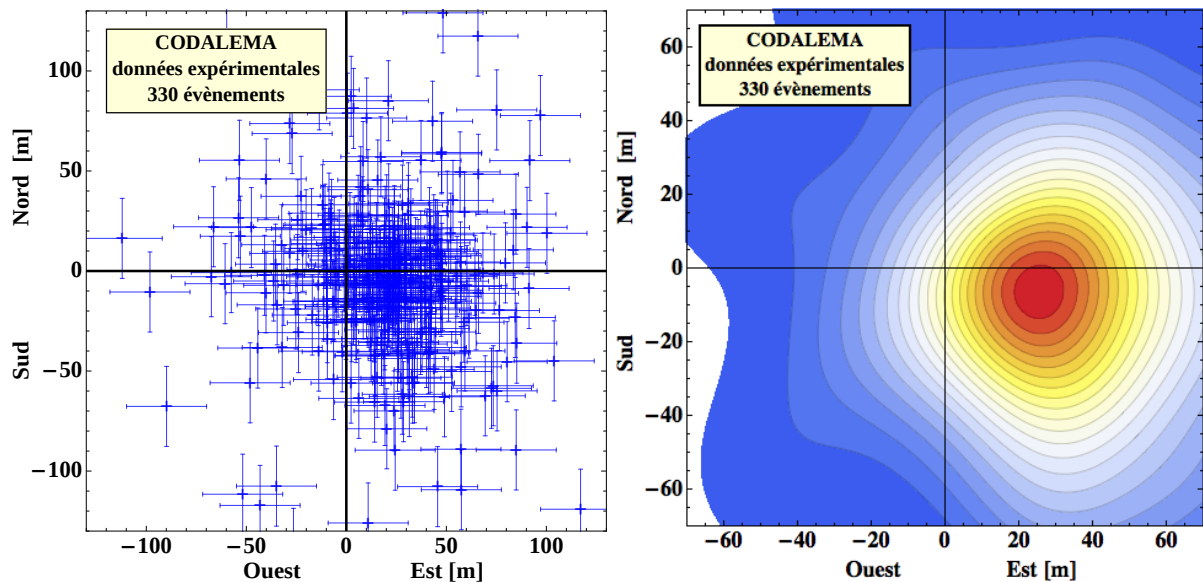


FIGURE 4.32 – Gauche : cœurs radio reconstruits dans le référentiel centré sur le cœur de la gerbe associé, pour les 330 évènements CODALEMA. Droite : densité de probabilité expérimentale totale des cœurs radio par rapport aux cœurs particules pour la statistique CODALEMA. L'échelle de couleur est normalisée à 1 à la position du maximum (à noter : les échelles de ces deux figures sont différentes sur l'axe E-O et N-S ; nous avons élargi la vue de gauche de manière à visualiser le maximum d'évènements ; l'échelle utilisée sur la figure de droite est la même que celle utilisée sur les figures obtenues avec la simulation de manière à pouvoir faire une comparaison directe).

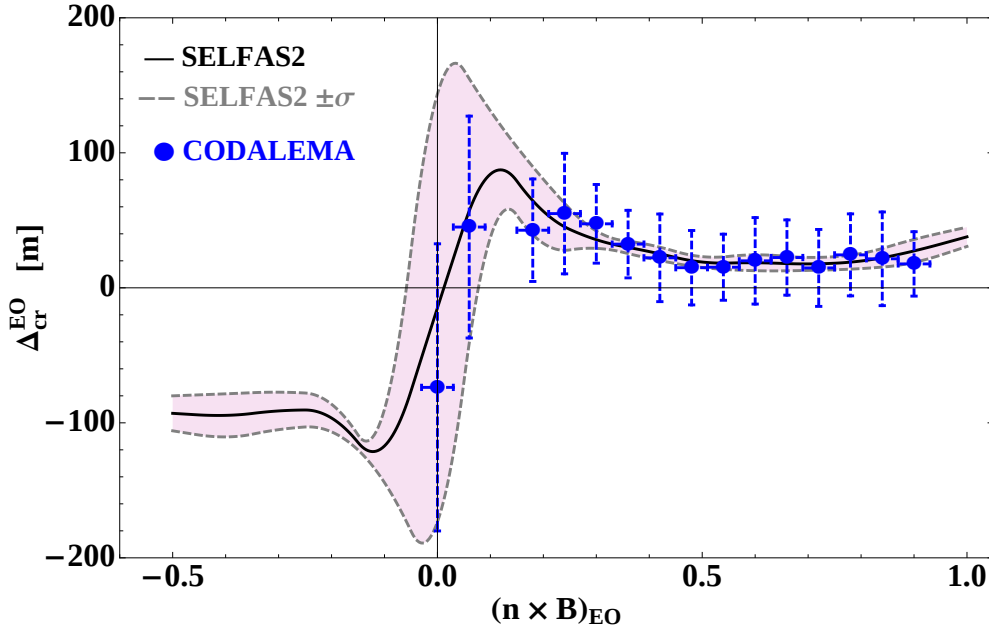


FIGURE 4.33 – Points bleus : caractérisation de la dépendance du décalage de cœur radio expérimental à la direction d’arrivée des gerbes pour les données CODALEMA. Les points correspondent à la moyenne des mesures sélectionnées par bande de $(\mathbf{n} \times \mathbf{B})_{EO}$; les erreurs associées correspondent verticalement à la variance des mesures sélectionnées et horizontalement à la largeur de la bande $(\mathbf{n} \times \mathbf{B})_{EO}$. Ligne noire : variation de la projection sur l’axe E-O du décalage de cœur radio par rapport au cœur particules, Δ_{cr}^{EO} , en fonction de la quantité $(\mathbf{n} \times \mathbf{B})_{EO}$ obtenue avec SELFAS2 pour la configuration CODALEMA (cf Fig.4.30). Lignes en pointillée gris : écart à plus ou moins 1σ .

vée des gerbes est proposée Fig.4.33. Sur cette figure, les données expérimentales sont superposées au résultat théorique obtenu avec la simulation SELFAS2. Les points bleus correspondent à la moyenne des mesures sélectionnées par bande de $(\mathbf{n} \times \mathbf{B})_{EO}$; les erreurs associées correspondent verticalement à la variance des mesures sélectionnées et horizontalement à la largeur de la bande $(\mathbf{n} \times \mathbf{B})_{EO}$. Le manque de données provenant de la région où $(\mathbf{n} \times \mathbf{B})_{EO} < 0$ ne permet pas de couvrir l’étendue proposée par la simulation (80% des données expérimentales sont dans la région $(\mathbf{n} \times \mathbf{B})_{EO} > 0.3$), mais l’accord entre la simulation et les données expérimentales est tout de même très satisfaisant. Il est même intéressant de noter une variation de l’erreur dans la zone où $(\mathbf{n} \times \mathbf{B})_{EO} < 0.2$, là où la simulation montre également une incertitude plus élevée.

4.4.6 Bilan

Dans un premier temps, nous avons montré avec SELFAS2 qu’un décalage global des cœurs radio pouvait être observé dans les données CODALEMA. Grâce à la simulation nous avons identifié que ce décalage de cœur dans les données simulées était causé par l’existence d’une contribution secondaire dans l’émission radio des gerbes atmosphériques : l’excès de charge. Du fait de l’orientation différente du champ électrique de cette contribution par rapport à la contribution dominante liée au courant transverse, il résulte de l’interférence de ces deux contributions une asymétrie E-O du profil latéral radio qui est mesuré au sol. Lors de la reconstruction des données radio simulées, l’estimation du cœur radio présente une position différente de celle du cœur particules.

Après avoir écarté la possibilité de biais expérimentaux, ce décalage de cœur radio global a effectivement été mis en évidence dans les données expérimentales CODALEMA semblant confirmer les résultats présentés initialement dans [190]. Ce premier élément favorable à l’existence de la contribution excès de charge dans le champ radio émis par les gerbes a ensuite été confirmé par l’étude de la dépendance de l’amplitude du décalage de cœur radio en fonction de la direction d’arrivée des gerbes. Malgré un manque d’événements provenant du sud dans l’échantillon statistique à notre disposition, nous avons

avons là encore, montré un accord très satisfaisant entre la simulation et les données expérimentales.

Finalement, avec cet accord remarquable entre les données expérimentales et les données simulées avec SELFAS2, le décalage systématique des cœurs radio par rapport aux cœurs particules mesurés à CODALEMA, apparaît comme une signature claire de l'existence de la contribution excès de charge dans le champ électrique total émis par les gerbes atmosphériques, prédit en 1962 par Askaryan [114] (voir chapitre 1, section 1.4.3). Ce travail a été présenté à lors de la conférence ICRC 2011 (proceeding [191]) et est actuellement en cours de publication [193].

4.5 Profil longitudinal radio, vers la nature du primaire ?

À l'image de la fluorescence, la radio est sensible *a priori* à tout le développement de la gerbe. Il est donc tentant d'assimiler le maximum de l'impulsion observée à un instant maximum d'émission durant le développement de la gerbe. La première chose qui nous vient à l'esprit est bien sûr le X_{max} , observable expérimentale privilégiée de la technique de fluorescence. Quelques études en cours, ou déjà réalisées [138], sont basées sur l'étude de la forme du front d'onde. Le front d'onde supposé sphérique en première approche, possède un rayon de courbure qui devrait refléter l'instant du maximum d'émission. Cette technique est relativement complexe car le rayon de courbure est grand lorsque l'onde arrive au sol et il impose une grande précision sur la mesure du temps absolu de l'impulsion de chaque antenne (de l'ordre de la nano-seconde). La manipulation des outils mathématiques du champ émis par une source en mouvement nous ont suggéré une autre idée d'étude basée sur la forme du profil.

4.5.1 Préambule

Pour terminer cette thèse, nous proposons dans cette section une interprétation nouvelle pour tenter de contraindre un instant d'émission radio maximum durant le développement de la gerbe dans l'atmosphère, permettant au final d'estimer la nature du primaire. Les différentes parties développées dans cette section décrivent la méthode adoptée ; elles sont organisées de la manière suivante :

1. description du principe physique sur lequel repose la méthode ;
2. application de la méthode sur les données issues de la simulation SELFAS2, montrant qu'il est possible de contraindre un instant particulier du développement longitudinal ;
3. étude de la profondeur du maximum reconstruit en fonction de l'énergie de la gerbe ;
4. application aux données de l'expérience CODALEMA-II ;
5. discussion et ouverture sur l'estimation de la nature du primaire.

4.5.2 Le profil latéral radio, image d'un instant du développement des gerbes

À la lumière de la lampe de poche

Pour simplifier le problème, assimilons le front de particule de la gerbe à une source ponctuelle localisée le long de l'axe de la gerbe. Selon le principe fondamental de la "lampe de poche", plus la source lumineuse collimatée est loin de la zone éclairée, plus la tâche lumineuse projetée (sur le sol ici) est large. Par analogie avec ce principe simple (cône intercepté par un plan), si nous supposons que le maximum de l'impulsion observée au sol reflète un instant particulier du développement de la gerbe, nous pouvons également supposer que la "tâche radio" (calculée sur le maximum du signal) observée au sol sera dépendante de la distance au sol de cet instant particulier d'émission comme nous le présentons Fig.4.34. Dans le cas d'une source collimatée, la puissance du signal déposé au sol devrait donc être concentrée dans une zone restreinte, dessinant la décroissance du signal par rapport à l'axe de la gerbe. Expérimentalement, cette décroissance du signal par rapport à l'axe de la gerbe est calculée lors de l'ajustement du profil avec une fonction exponentielle décroissante (ou gaussienne) par la variable d_0 (ou

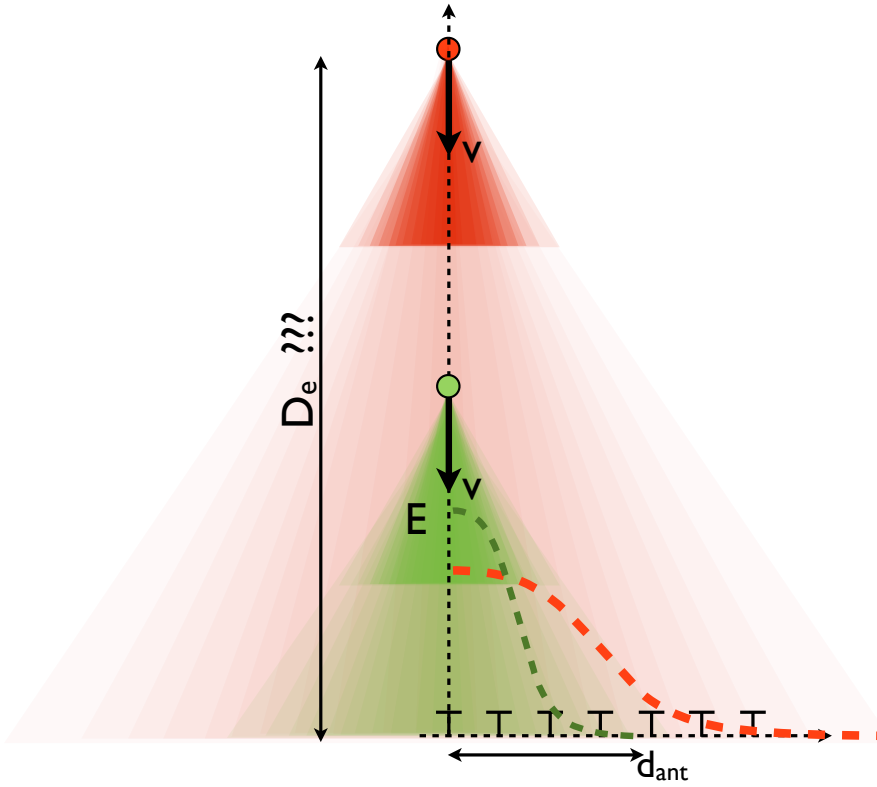


FIGURE 4.34 – Schéma montrant l'influence de la distance D_e (distance entre le cœur de la gerbe au sol et la source au moment du maximum de l'émission) sur le profil mesuré au sol. Plus la gerbe est éloignée, plus le motif au sol "s'élargit", par analogie avec l'élargissement de la zone lumineuse au sol lorsque l'altitude d'une lampe de poche augmente.

d'_0) dans l'équation :

$$\varepsilon(d) = \varepsilon_0 \exp\left(-\frac{d}{d_0}\right) \quad \left(\text{ou} \quad \varepsilon'_{\text{gauss}}(d) = \varepsilon'_0 \exp\left(-\frac{d^2}{d_0^2}\right)\right). \quad (4.14)$$

Avec cette idée cela signifie que d_0 dépend de la distance entre l'endroit d'émission maximum et le point d'impact de la gerbe au sol : le cœur particule de la gerbe. Nous définissons cette longueur par la variable D_e . Finalement, pour relier la forme du profil à l'instant d'émission, il est nécessaire de connaître la manière dont la source émet sa radiation.

Dans le cas d'une particule ponctuelle en mouvement relativiste et subissant une accélération perpendiculaire à son mouvement (la force Lorentz ici), il est montré dans [174] que la puissance instantanée P rayonnée par unité d'angle solide peut s'exprimer par :

$$\frac{dP}{d\Omega} = \frac{2}{\pi} \frac{e^2}{c^3} \gamma^6 \frac{|\dot{\mathbf{v}}|}{(1 + \gamma^2 \theta^2)^3} \left[1 - \frac{4\gamma^2 \theta^2 \cos^2 \phi}{(1 + \gamma^2 \theta^2)^2} \right] \quad (4.15)$$

où e est la charge de la particule, c la vitesse de la lumière dans le vide, $\dot{\mathbf{v}}$ l'accélération de la particule, $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$ et (θ, ϕ) la direction par rapport à l'orientation de la vitesse et de l'accélération de la particule (voir Fig.4.35 à gauche). Avec cette équation, on s'aperçoit que le rayonnement est confiné dans la direction de la source chargée et de plus, que ce confinement augmente avec γ (présence de θ et γ au dénominateur à la puissance 6 dans le premier terme). La Fig.4.35 à droite montre l'exemple de la variation de $dP/d\Omega$ en fonction de θ pour un $\gamma = 60$ et pour différents angles $\phi = 0^\circ, 90^\circ$ et pour la valeur moyenne sur ϕ : $\frac{dP(\theta)}{d\Omega} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{dP(\theta, \phi)}{d\Omega} d\phi$.

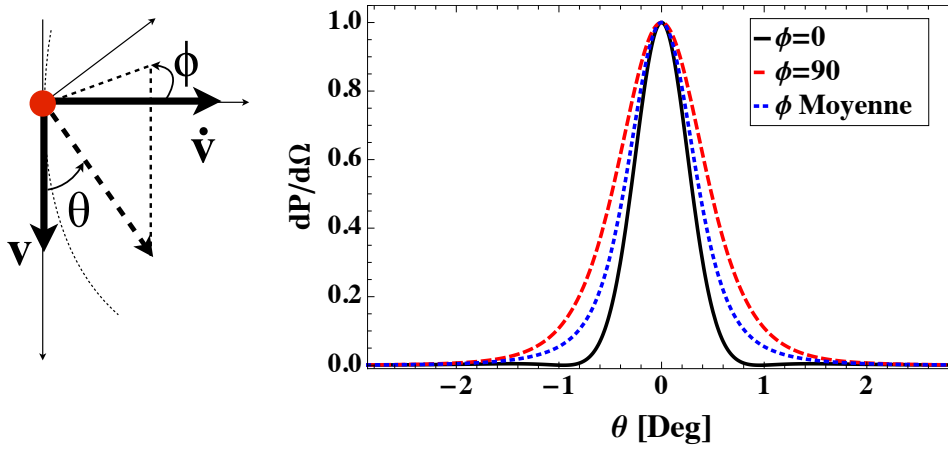
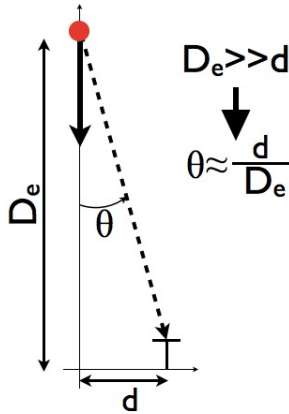


FIGURE 4.35 – Gauche : angle d’émission (θ, ϕ) par rapport à la direction et l’accélération de la particule, $\mathbf{v}$ et $\dot{\mathbf{v}}$ représentent la vitesse de la particule et son accélération. Droite : distribution angulaire de la radiation $dP/d\Omega$, émise par une source ponctuelle chargée en mouvement relativiste pour $\gamma = 60$ et pour différentes valeurs de ϕ (voir ci-contre).

Distribution angulaire de radiation projetée au sol



L’idée est maintenant de considérer le profil longitudinal radio de la gerbe mesuré au sol par les antennes, comme une image projetée au sol de la distribution angulaire du rayonnement émis par la gerbe. Par homothétie, la forme du profil radio au sol peut elle aussi se décrire par une fonction du type Eq.4.15. Dans l’hypothèse où la distance à l’axe de l’antenne est $d \ll D_e$ (voir figure ci-contre), l’angle θ dans l’Eq.4.15 peut se transformer en d/D_e . Le profil longitudinal du champ électrique (la racine carrée de la puissance) mesuré au sol peut alors s’exprimer par la relation (en utilisant la fonction correspondant à la moyenne sur ϕ) :

$$E(d) = \epsilon_0 \sqrt{\frac{D_e^6}{(D_e^2 + \gamma_g^2 d^2)^3} \left[1 - \frac{2\gamma_g^2 d^2 D_e^2}{(D_e^2 + \gamma_g^2 d^2)^2} \right]} \quad (4.16)$$

où ϵ_0 est le champ sur l’axe, d la distance à l’axe de l’antenne, D_e la distance entre le cœur particules de la gerbe et la position du front de particules à l’instant où l’émission radio est maximale et γ_g le facteur γ moyen de la gerbe. La position du cœur et la direction de la gerbe étant connues dans les données expérimentales (via les données scintillateurs), nous allons ajuster la fonction Eq.4.16 sur les données radio mesurées au sol par les antennes, en laissant deux paramètres libres : ϵ_0 et D_e . Le premier paramètre, ϵ_0 , est similaire à la valeur extrapolée sur l’axe avec la fonction exponentielle décroissante utilisée habituellement dans l’analyse des données de CODALEMA ; le second, est une mesure directe de la distance de la source lors de l’émission radio maximum. Une dernière information est nécessaire : l’estimation du paramètre γ_g . Pour une première analyse nous allons choisir un facteur γ_g correspondant à l’énergie moyenne des électrons/positrons dans la gerbe. Avec la paramétrisation de la distribution en énergie des particules dans la gerbe donnée dans [187] (et utilisée dans SELFAS2) l’énergie moyenne est estimée à 30 Mev, ce qui donne $\gamma_g = 60$ (pour un électron ou positron).

Dans l’étape suivante, nous allons appliquer la fonction Eq.4.16 issue de notre interprétation du profil latéral radio mesuré au sol, aux données issues de la simulation.

4.5.3 Reconstruction du maximum d'émission : application à la simulation SELFAS2

Exemple d'une gerbe verticale, pleine bande et bande filtrée

Pour tester le profil latéral radio donné par l'Eq.4.16 nous représentons sur la Fig.4.36 à gauche, le profil latéral radio d'une gerbe verticale initiée par un proton de 10^{17} eV, observée par un réseau de 145 antennes (comme le montre la Fig.4.17 à gauche). La dispersion verticale observée des points en fonction de la distance à l'axe d est due à l'asymétrie du signal au sol observé en fonction de la position relative de l'antenne par rapport à l'axe de la gerbe (cf partie 4.4 sur la contribution excès de charge). Sur cette figure nous avons superposé en rouge l'ajustement de la fonction Eq.4.16 en laissant libre les deux paramètres ϵ_0 et D_e pour $\gamma_g = 60$. Le résultat de cet ajustement donne $\epsilon_0 = 869 \pm 14 \mu\text{V/m}$ et $D_e = 5692 \pm 112 \text{ m}$. L'altitude du X_{max} attendue pour cette évènement vertical est de 3249 m, ce qui est clairement incompatible avec la valeur D_e reconstruite. En revanche, nous voyons se dessiner ici un instant particulier du développement de la gerbe comme instant potentiel de maximum d'émission radio : l'instant où le taux de production de particules par unité de temps (ou de longueur) est maximum. Cet instant particulier se produit pour l'évènement vertical présenté ici à 5693 m d'altitude, profondeur en très bon accord avec la valeur de D_e reconstruite. En examinant l'équation du champ électrique total émis par la gerbe, Eq.3.26 présentée au chapitre 3, on s'aperçoit que ce résultat semble cohérent puisque les deux termes dominants sont proportionnels à la variation du courant transverse et de l'excès de charge, eux-mêmes proportionnels au nombre de particules à chaque instant du développement de la gerbe. Selon ce principe, le champ électrique émis par la gerbe apparaît donc maximum non pas à la profondeur où le nombre de particules est maximum (X_{max}), mais à l'instant où le taux de production de particules par unité de temps est maximum, instant que nous appellerons $X_{\text{max}}^{\text{prod}}$. Avec cet exemple, on montre que le profil longitudinal radio mesuré au sol est compatible avec l'image de la distribution angulaire de radiation donnée par l'Eq.4.15, au moment où le taux de production de particules par unité de temps est maximum.

Avec ce résultat, l'Eq.4.16 devient un outil permettant d'estimer un instant de maximum d'émission durant le développement de la gerbe, à condition que le profil latéral radio déposé au sol soit connu. Cependant, cette fonction s'applique sur les signaux radio enregistrés en pleine bande, or, ce n'est pas le cas expérimentalement en raison des filtres passe-bande appliqués sur les signaux. Pour obtenir un estimateur de la distribution angulaire de radiation applicable dans une bande de fréquence identique à celle utilisée expérimentalement, nous représentons sur la figure Fig.4.36 à droite le profil latéral radio

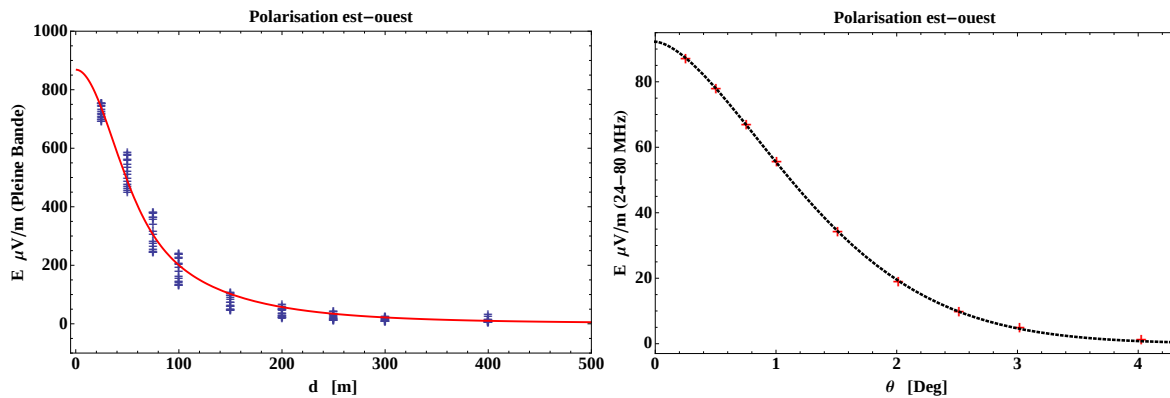


FIGURE 4.36 – Gauche : profil latéral radio pour une gerbe verticale initiée par un proton de 10^{17} eV simulée avec SELFAS2 dans la configuration géographique de Nançay. La courbe en rouge correspond au résultat de l'ajustement de la fonction Eq.4.16. La dispersion des points bleus en fonction de d est due à l'asymétrie du signal observé au sol en fonction de la position relative de l'antenne par rapport à l'axe de la gerbe (cf partie 4.4 sur la contribution excès de charge). Droite : profil moyen dans la bande 24-80 MHz de ce même évènement, traduit en fonction de θ . La courbe en pointillés noirs correspond à l'ajustement du profil dans la bande 24-80 MHz (cf texte), donnant ainsi la distribution angulaire de radiation dans cette bande filtrée.

du même évènement vertical simulé, en utilisant le maximum du signal temporel après application d'un filtre passe-bande 24-80 MHz. La valeur de D_e reconstruite en pleine bande pour cette gerbe particulière, nous permet d'exprimer ce profil latéral dans la bande 24-80 MHz en fonction de θ , angle d'ouverture par rapport à la direction de la gerbe. Finalement, la simulation nous permet d'obtenir un estimateur de la distribution angulaire du champ électrique émis dans la bande 24-80 MHz en ajustant le profil avec la fonction suivante :

$$\frac{dE}{d\theta} = \varepsilon \exp(-k\theta^\alpha) \quad (4.17)$$

où ε est un facteur de normalisation (en $V.m^{-1}$) qui varie avec la distance D_e entre la source au moment de l'émission maximum et le plan perpendiculaire à l'axe de propagation dans lequel le profil est réalisé, le sol pour cette gerbe verticale. Le paramètre k et α sont deux paramètres de forme. Après ajustement sur le profil moyen, on obtient $k = 427 \pm 22$ et $\alpha = 1.61 \pm 0.02$. Cette fonction nous donne finalement la manière dont le champ électrique est rayonné par rapport à la direction de propagation du front de gerbe, considéré comme ponctuel dans cette étude. Grâce à cet ajustement, l'hypothèse réalisée sur l'estimation du facteur γ_g n'est plus nécessaire car la distribution en énergie des particules est prise en compte dans SELFAS lors du calcul de l'émission radio, ce qui implique qu'elle est désormais naturellement contenue dans l'Eq.4.17. De plus, nous avons considéré la source comme ponctuelle dans notre modèle initial, avec une direction de propagation parallèle à l'axe de la gerbe, cependant la diffusion des particules au sein de la gerbe lors de son développement implique une dispersion angulaire des impulsions par rapport à la propagation moyenne ; là encore cette dispersion est naturellement considérée dans SELFAS et donc dans l'Eq.4.17.

La simulation nous a permis d'obtenir une fonction réaliste décrivant la distribution angulaire de radiation d'une gerbe de particules, en particulier dans la bande fréquence 24-80 MHz. L'idée est maintenant de tester l'universalité de l'Eq.4.17 en étudiant le cas de gerbes de directions d'arrivée différentes et d'énergies différentes.

Distribution angulaire de radiation, estimateur universel d'un maximum d'émission radio : cas généralisé

Pour contraindre la nature de la particule primaire, initiatrice de la gerbe atmosphérique, il est d'abord nécessaire de pouvoir reconstruire un instant commun à toutes les gerbes, en particulier durant le développement longitudinal de la gerbe. À l'image de la profondeur $X_{\max}$ reconstruite en mesurant la lumière de fluorescence, nous proposons ici une méthode pour contraindre l'instant durant le développement de la gerbe, où le taux de production de particules par unité de temps est maximum, comme nous l'avons suggéré dans le paragraphe précédent. L'universalité du comportement des électrons et positrons générés durant le développement des gerbes est largement discutée dans [187] (universalité sur laquelle repose le principe de SELFAS) ; grâce à cette caractéristique, nous suggérons l'Eq.4.17 comme outil universel et nous proposons ici de tester son application sur des gerbes d'énergies et de directions d'arrivée différentes grâce à la simulation.

Pour tester notre méthode, nous avons simulé 2000 évènements avec SELFAS2 dans la configuration géographique de Nançay (orientation et intensité du champ géomagnétique, altitude du sol) observées par un réseau d'antennes similaire à celui de CODALEMA présenté Fig.4.21 à gauche. Les gerbes sont toutes initiées par des protons dont les énergies sont tirées aléatoirement et de manière homogène dans l'intervalle $[10^{16.5}, 10^{18}]$ eV, et dont les directions d'arrivée sont tirées de manière uniforme pour des angles zénithaux allant de 0° à 60° et des angles azimutaux allant de 0° à 360° . Pour cette première étude, la longueur de première interaction X_1 utilisée pour chaque évènement simulé avec SELFAS est fixée à la valeur moyenne en fonction de l'énergie du primaire. Enfin, les positions au sol des cœurs particules des gerbes sont tirées de manière aléatoire dans le référentiel de CODALEMA suivant la distribution des évènements expérimentaux présentée Fig.4.21 à droite.

Pour chacun des 2000 évènements simulés, nous ajustons la fonction Eq.4.17 sur le profil latéral radio observé au sol dans la bande de fréquence 24-80 MHz, en laissant libre les deux paramètres ε_0 et D_e . La Figure Fig.4.37 à gauche montre l'ensemble des valeurs de D_e reconstruites en fonction de l'angle zénithal des gerbes, en utilisant la polarisation EO des signaux radio mesurés au sol. Une très nette corrélation se dégage (points rouges) entre D_e et l'angle zénithal, malgré une dispersion élevée

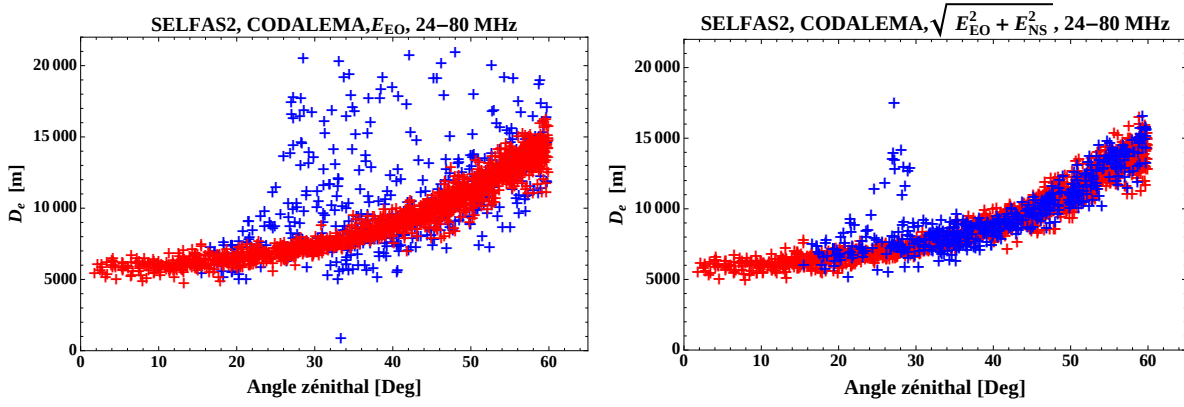


FIGURE 4.37 – Ensemble des valeurs de D_e reconstruites pour les 2000 gerbes simulées avec SELFAS2, en fonction de l’angle zénithal, obtenues en ajustant le profil latéral radio au sol dans la bande 24–80 MHz, avec l’Eq.4.17. Gauche : résultats obtenus en polarisation EO. Les points bleus correspondent à des événements pour lesquels $|(\mathbf{n} \times \mathbf{B})_{EO}| < 0.2$ (voir texte). Droite : résultats obtenus en utilisant la norme des deux composantes horizontales du champ électrique : la dispersion disparaît (voir texte).

(points bleus). Après analyse, on s’aperçoit que les points s’écartant de la corrélation moyenne correspondent à des directions d’arrivées de gerbes pour lesquelles la norme de la composante EO du produit vectoriel $\mathbf{n} \times \mathbf{B}$ est faible ; sur la figure, les points bleus correspondent à des événements pour lesquels $|(\mathbf{n} \times \mathbf{B})_{EO}| < 0.2$. Dans ces cas de figures, le mécanisme radio lié au champ géomagnétique (courant transverse) devient faible et comparable au mécanisme lié à l’excès de charge (cf Fig.4.19 et section précédente sur la signature de l’excès de charge). À cause de la polarisation radiale du mécanisme excès de charge, l’empreinte radio déposée au sol en polarisation EO ne possède plus de maxima unique pour les faibles valeurs de $|(\mathbf{n} \times \mathbf{B})_{EO}|$; l’ajustement avec la fonction Eq.4.17 devient biaisée voire impossible car la distribution angulaire de radiation Eq.4.15 sur lequel repose notre modèle devrait s’appliquer en réalité sur la norme du champ $\mathbf{E}$ ³. Comme le montre la figure Fig.4.37 à droite, cet effet de dispersion disparaît en réalisant la même étude, mais cette fois en considérant la norme des deux polarisations horizontales, $E_{\text{hori}} = \sqrt{E_{EO}^2 + E_{NS}^2}$. Une dizaine de points persiste cependant en dehors de la corrélation. Ces points correspondent à des événements dont les directions d’arrivée sont quasi-parallèles à la direction du champ géomagnétique (on rappelle que les événements cités précédemment pour lesquels $|(\mathbf{n} \times \mathbf{B})_{EO}| < 0.2$ ne sont pas nécessairement parallèles au champ géomagnétique). Dans ce cas de figure particulier, la géométrie de l’évènement fait que l’interférence de l’excès de charge avec le courant transverse provoque de fortes asymétries, même en considérant la norme du champ E_{hori} comme le montrent les figures présentées Fig.4.38. Dans ce cas il est évidemment non adapté d’appliquer l’estimateur Eq.4.17 sur le profil latéral radio. Malgré le meilleur résultat obtenu en utilisant E_{hori} , nous continuerons notre étude en se focalisant sur la polarisation EO uniquement, de manière à se placer dans des conditions similaires à l’expérience CODALEMA. Nous ajouterons alors à notre étude le critère de qualité $|(\mathbf{n} \times \mathbf{B})_{EO}| > 0.2$, pour s’affranchir des événements mal reconstruits avec la polarisation EO (avec CODALEMA-II, la détection de ces événements est de toute manière assez rare comme en témoigne la cartographie du ciel des événements expérimentaux observés, cf Fig.2.25 en haut, comparer gauche et droite). Il reste au final 1452 événements sur les 2000 simulés.

Il est important de rappeler que sur les figures Fig.4.37, sont mélangés des événements avec différents angles azimutaux et différentes énergies pour un angle zénithal donné. Ceci semble déjà montrer

3. En toute rigueur, nous devrions utiliser la distribution angulaire de radiation en polarisation EO, mais cette expression n’est pas triviale si nous voulons considérer la différence de polarisation des deux mécanismes courant transverse et excès de charge. Nous considérons ici que le champ en polarisation EO est principalement dû au courant transverse et qu’il se comporte comme le champ total, ce qui est valable quand le mécanisme courant transverse domine mais ne l’est plus quand le courant transverse devient équivalent voire inférieur au mécanisme excès de charge ; le problème ne se pose plus avec la norme du champ $\mathbf{E}$ car la distribution angulaire de radiation totale pour les deux mécanismes est identique.

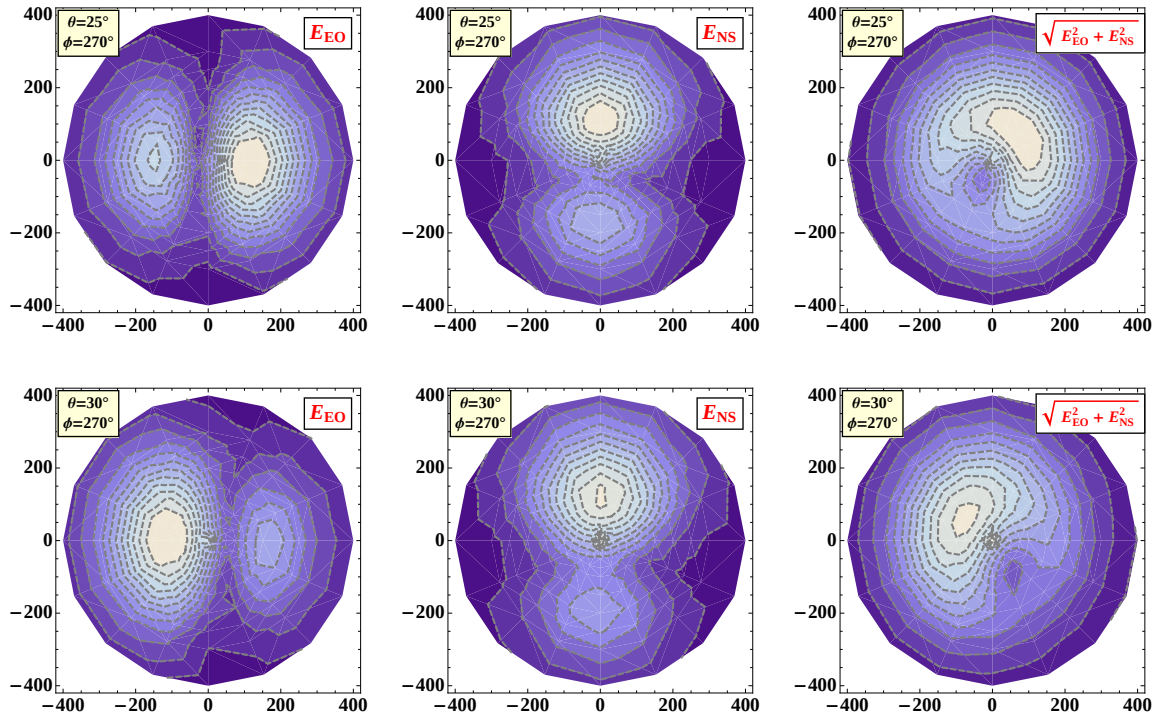


FIGURE 4.38 – Empreintes radio déposées au sol dans la bande 24-80 MHz, pour deux gerbes (haut et bas) initiées par des protons de 10^{17} eV ayant des directions d’arrivées quasi-parallèles au champ géomagnétique ($\theta_B = 27^\circ$ et $\phi_B = 270^\circ$). À gauche : en polarisation EO. Au centre : en polarisation NS. À droite : pour $\sqrt{E_{EO}^2 + E_{NS}^2}$. Pour ces directions d’arrivée particulières, l’interférence de l’excès de charge avec le courant transverse provoque de fortes asymétries, même en considérant la norme du champ E_{horiz} .

que la méthode de reconstruction converge vers un instant universel d’émission maximum. De plus, cet instant particulier s’éloigne du coeur de gerbe au sol, en fonction de l’angle zénithal (D_e augmente avec l’angle zénithal). Cette effet d’éloignement avec l’angle zénithal peut se comprendre aisément par l’effet d’atmosphère : plus l’angle zénithal augmente, plus l’épaisseur d’atmosphère à traverser est grande pour atteindre le sol. Inversement, si nous considérons un instant universel du développement de la gerbe, le X_{max} par exemple, cet instant se produira à une distance plus proche du sol (ou du coeur de gerbe au sol) dans le cas d’une gerbe verticale que dans le cas d’une gerbe inclinée, cette distance augmentant avec l’angle zénithal. C’est exactement ce que nous observons ici. L’idée est donc maintenant de pouvoir déconvoluer l’effet géométrique de l’atmosphère sur l’estimation d’un instant d’émission maximum durant le développement de la gerbe, de manière à pouvoir comparer ces estimations entre gerbes de direction d’arrivée quelconques.

Déconvolution de l’atmosphère : universalisation de l’instant du maximum d’émission

Pour déconvoluer l’effet géométrique de l’atmosphère sur l’estimation de l’instant du maximum d’émission radio, nous allons utiliser la paramétrisation de Linsley pour décrire l’atmosphère en fonction de l’altitude (décrite par exemple dans [66], également utilisée dans SELFAS). Il est possible d’obtenir une fonction $f(z) = X$ donnant la profondeur d’atmosphère verticale traversée, X (en g/cm^2) correspondant à l’altitude verticale z (en m, par rapport au niveau de la mer) ainsi que sa fonction réciproque $f^{-1}(X) = z$. Ces fonctions sont données par :

$$f(z) = \begin{cases} -186.5562 + 1222.6562 \exp(-z/9941.8638) & 0 < z \leq 4000 \text{ m} \\ -94.9199 + 1144.9069 \exp(-z/8781.5355) & 4000 \text{ m} < z < 10000 \text{ m} \\ 0.61289 + 1305.5948 \exp(-z/6361.4304) & 10000 \text{ m} \leq z < 40000 \text{ m} \\ 540.1778 \exp(-z/7721.7016) & 40000 \text{ m} \leq z < 100000 \text{ m} \end{cases} \quad (4.18)$$

$$f^{-1}(X) = \begin{cases} -9941.8638 \ln\left(\frac{186.5562+X}{1222.6562}\right) & 631.1 \text{ g/cm}^2 \leq X \\ -8781.5355 \ln\left(\frac{94.9199+X}{1144.9069}\right) & 271.7 \text{ g/cm}^2 < X < 631.1 \text{ g/cm}^2 \\ -6361.4304 \ln\left(\frac{-0.61289+X}{1305.5948}\right) & 3.039 \text{ g/cm}^2 < X \leq 271.7 \text{ g/cm}^2 \\ -7721.7016 \ln\left(\frac{X}{540.1778}\right) & 0.00182 \text{ g/cm}^2 \leq X \leq 3.039 \text{ g/cm}^2 \end{cases} \quad (4.19)$$

Pour aider la compréhension de la transformation de $D_e(\theta)$ (θ étant l'angle zénithal de la gerbe) en une profondeur d'atmosphère traversée au moment où la gerbe émet son maximum radio, nous pouvons nous reporter à la Fig.4.39 à gauche. Les étapes sont les suivantes :

1. Mesure de D_e ;
2. Projection de D_e sur la verticale : $D_e \cos \theta$;
3. Profondeur d'atmosphère verticale équivalente à $D_e \cos \theta$: $f(D_e \cos \theta)$;
4. Epaisseur traversée pour la gerbe inclinée : $X_{\max}^{\text{radio}} = f(D_e \cos \theta) / \cos \theta$ (il est également nécessaire de prendre en considération la courbure de l'atmosphère, en particulier lorsque θ dépasse 40° , pour voir disparaître complètement la dépendance de $X_{\max}^{\text{radio}}$ à θ) ;

L'ensemble des profondeurs $X_{\max}^{\text{radio}}$ reconstruites avec cette méthode de conversion est présenté sur la figure Fig.4.39 à droite. Cette fois nous ne constatons plus de dépendance apparente à l'angle zénithal θ , la distribution angulaire de radiation de la gerbe semble donc bien décrire un comportement universel des gerbes. Sur cette figure, on note que la dispersion augmente quelque peu avec θ , ceci peu s'expliquer dans un premier temps par le nombre d'évènements augmentant avec θ à cause de l'effet d'angle solide, par la dispersion en énergie des évènements mais surtout par la précision de l'ajustement du profil au sol qui décroît avec θ : plus la gerbe est inclinée, plus la distance entre les antennes et l'axe de la gerbe s'amenuise, les contraintes sur l'ajustement du profil latéral radio diminuent et la précision de reconstruction également. Un ajustement gaussien de l'histogramme des valeurs de $X_{\max}^{\text{radio}}$ reconstruites donne $\langle X_{\max}^{\text{radio}} \rangle = 517 \pm 29 \text{ g.cm}^{-2}$ pour des gerbes initiées par des protons d'énergie entre $10^{16.5} \text{ eV}$

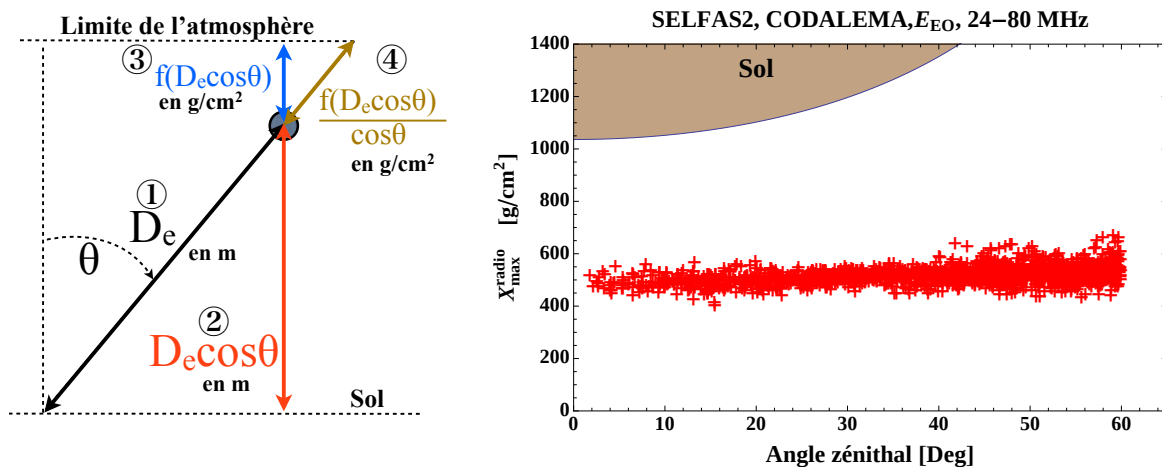


FIGURE 4.39 – Gauche : schéma de transformation de $D_e(\theta)$ en une profondeur d'atmosphère traversée au moment où la gerbe émet son maximum. Droite : ensemble des profondeurs reconstruites en déconvoluant l'effet géométrique de l'atmosphère avec la méthode décrite sur la figure de gauche (et dans le texte) en fonction de l'angle zénithal des gerbes. Cette profondeur correspond à la profondeur d'atmosphère traversée par la gerbe au moment où elle émet le maximum de signal radio, en se basant sur la distribution angulaire de radiation des gerbes.

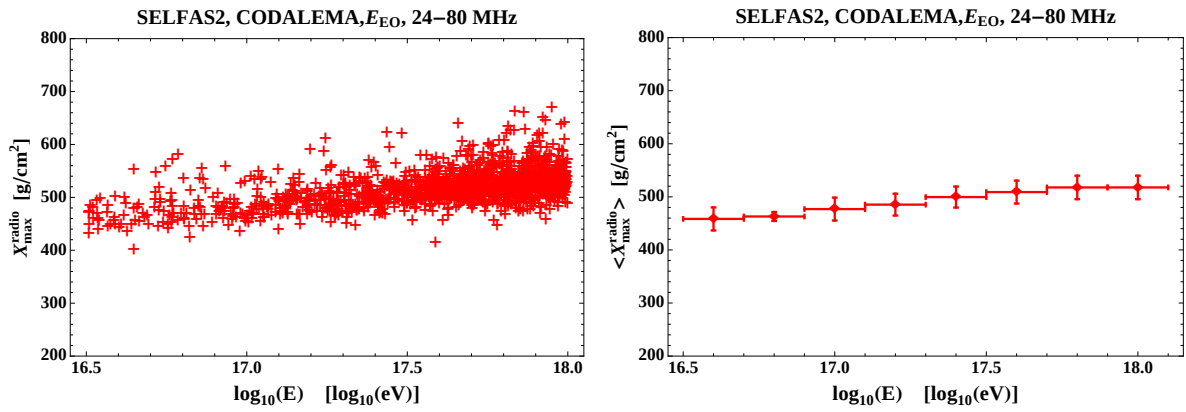


FIGURE 4.40 – Dépendance des $X_{\max}^{\text{radio}}$ reconstruits en fonction de l'énergie du primaire. Gauche : évènement par évènement. Droite : valeur moyenne de $X_{\max}^{\text{radio}}$ par tranche du logarithme (base 10) de l'énergie en fonction de l'énergie.

et 10^{18} eV (on rappelle que les fluctuations gerbe à gerbe causées par les fluctuations de la longueur de première interaction X_1 ne sont pas contenues ; dans cette étude le X_1 moyen en fonction de l'énergie est choisi pour chaque évènement simulé).

Dépendance à l'énergie

Jusqu'ici tous les évènements simulés ont été considérés indépendamment de leur énergie. Les figures Fig.4.40 montrent la dépendance des $X_{\max}^{\text{radio}}$ reconstruits à l'énergie du primaire initiateur de la gerbe. La figure de gauche représente l'ensemble des valeurs reconstruites en fonction de l'énergie de chaque évènement considéré. La figure de droite correspond à la valeur moyenne de $X_{\max}^{\text{radio}}$ par tranche du logarithme (base 10) de l'énergie (barre d'erreur horizontale) ; pour chaque tranche considérée, un ajustement gaussien de l'histogramme des $X_{\max}^{\text{radio}}$ permet d'extraire la valeur moyenne ainsi que son écart type (barre d'erreur verticale). Là encore une corrélation nette entre $X_{\max}^{\text{radio}}$ et l'énergie se dégage : plus l'énergie du primaire est grande, plus la profondeur d'atmosphère traversée au moment du maximum d'émission radio est grande. Ce résultat est en accord avec ce à quoi nous nous attendons : plus l'énergie du primaire est grande, plus la gerbe se développe en profondeur dans l'atmosphère, et plus l'instant de maximum d'émission radio se rapproche du sol (ou de son cœur particules au sol).

Première conclusion : $X_{\max}^{\text{prod}}$, instant particulier pour la radio

La méthode de reconstruction basée sur la distribution angulaire de radiation que nous proposons ici, montre que nous sommes potentiellement capables avec la radio, de reconstruire un instant particulier du développement des gerbes. Comme nous l'avons suggéré au tout début de cette section grâce à l'évènement vertical simulé de référence, l'instant du maximum d'émission radio le long du développement longitudinal des gerbes n'est pas compatible avec la profondeur du $X_{\max}$ mais avec l'instant où le taux de production de particules par unité de temps dans la gerbe est maximum, instant que nous avons appelé $X_{\max}^{\text{prod}}$. Pour s'en convaincre définitivement avec le lot de données complet, nous comparons sur la figure Fig.4.41, les données précédemment reconstruites pour la simulation avec les instants supposés du $X_{\max}$ et du $X_{\max}^{\text{prod}}$. Sur cette figure, les lignes pointillées représentent les profondeurs $X_{\max}$ pour des gerbes initiées par des protons (en noir) et pour des gerbes initiées par des noyaux de fer (en bleu) ; les lignes pleines représentent les profondeurs $X_{\max}^{\text{prod}}$. Différents points importants sont à noter avec le résultat présenté sur cette figure :

- l'instant du maximum d'émission du champ électrique durant le développement longitudinal de la gerbe n'est pas compatible avec la profondeur $X_{\max}$ mais avec $X_{\max}^{\text{prod}}$;
- la dépendance en énergie des instants de maximum reconstruits (pente observée sur la figure Fig.4.41) est en très bon accord avec la dépendance attendue. Ce résultat confirme donc bien l'hypothèse réalisée sur le caractère universel de la distribution angulaire de radiation pour des gerbes initiées par des protons d'énergies différentes avec des directions d'arrivée différentes (on

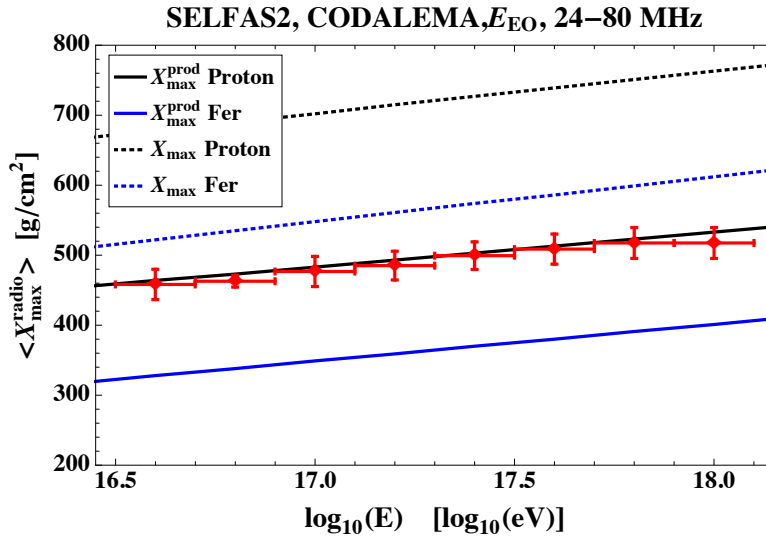


FIGURE 4.41 – Comparaison entre $X_{\max}^{\text{radio}}$ reconstruits, en fonction de l'énergie du primaire (points rouges, cf figure précédente) et les profondeurs attendues de $X_{\max}$ et $X_{\max}^{\text{prod}}$ en fonction de l'énergie, pour des gerbes initiées par des protons et des noyaux de fer.

rappelle que le profil utilisé ici pour estimer les profondeurs de maximum d'émission est issu de l'ajustement du profil radio généré par une seule gerbe verticale, initiée par un proton de 10^{17} eV ;

- à l'instar de la fluorescence, avec la mesure du $X_{\max}$, la différence de profondeur $X_{\max}^{\text{prod}}$ entre des gerbes initiées par du fer ou par du proton, est relativement grande, de l'ordre de 130 g.cm^{-2} . Si nous considérons désormais que la gerbe émet son maximum à un instant particulier durant son développement, en l'occurrence le $X_{\max}^{\text{prod}}$, il semble possible de pouvoir dissocier les gerbes initiées par des protons de celle initiées par des noyaux de fer, comme le montre la figure Fig.4.41.

Afin de caractériser la résolution sur la nature du primaire avec la radio, l'étape suivante sera de simuler des gerbes initiées aléatoirement par des protons et des noyaux de fer, en considérant cette fois, les fluctuations gerbe à gerbe dues à la variation de la longueur de première interaction. Une étude sur les fluctuations (rms) du $X_{\max}^{\text{prod}}$ permettra également de donner un indicateur sur la nature du primaire, comme ce qui est réalisé avec la fluorescence (voir par exemple la figure Fig.1.31 à gauche). Ceci ne sera pas abordé dans ce manuscrit. Pour clore ce manuscrit, nous allons maintenant appliquer sur les données expérimentales, la méthode de reconstruction que nous avons établie et testée avec la simulation. Cette étude est une étude préliminaire qui nous permettra de réaliser un premier test de la méthode sur des données réelles.

4.5.4 Reconstruction du maximum d'émission : application aux données expérimentales

Sur les 330 évènements observés par au moins 3 antennes, nous allons, pour cette étude, conserver les évènements dont la multiplicité est supérieure ou égale à 6, de manière à mieux contraindre l'ajustement du profil latéral radio. Avec ce critère de qualité supplémentaire, nous disposons maintenant de 231 évènements. Sur ces 231 évènements expérimentaux, nous appliquons la méthode de reconstruction décrite précédemment, basée sur la distribution angulaire de radiation, pour estimer une profondeur d'atmosphère traversée par chaque gerbe au moment où l'émission radio est maximum. Pour chacun des profils radio expérimentaux mesurés dans la polarisation EO, nous ajustons la fonction Eq.4.17, issue de la simulation, afin d'estimer pour chaque évènement, la distance D_e . À chaque estimation de D_e , nous appliquons ensuite la transformation permettant de convertir cette distance en profondeur d'atmosphère traversée par la gerbe (voir Fig.4.39 à gauche). L'ensemble des résultats est présenté Fig.4.42. Sur cette figure, les 4 points noirs représentent les moyennes des valeurs reconstruites (par ajustement gaussien de l'histogramme des valeurs) pour les évènements dont l'énergie est située dans l'intervalle en énergie délimité par les barres d'erreur horizontales. La barre d'erreur verticale représente la fluctuation *rms* autour

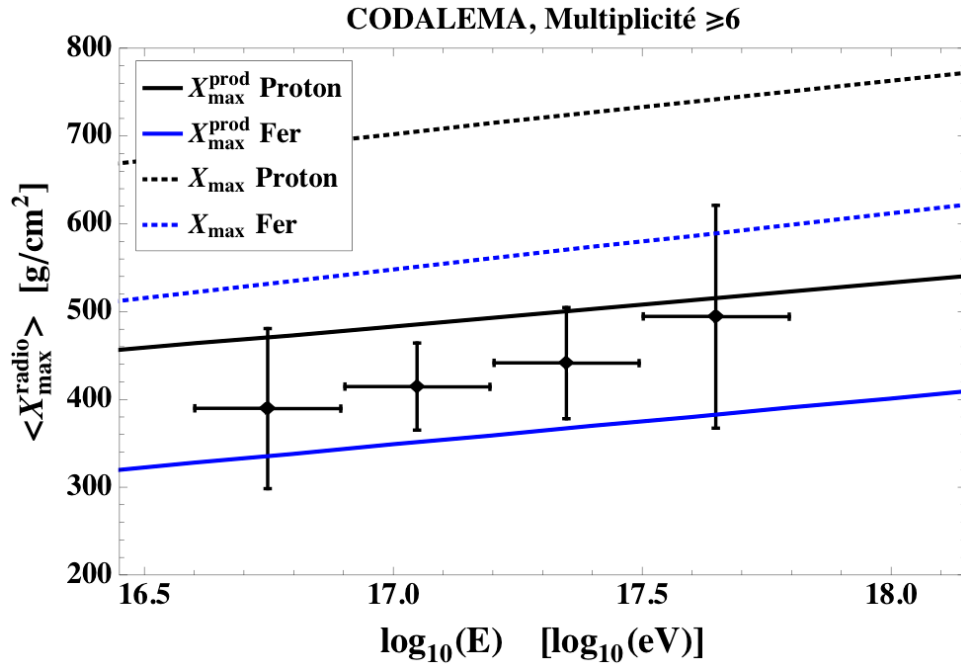


FIGURE 4.42 – Estimation de la profondeur d’atmosphère moyenne traversée par la gerbe au moment de l’émission radio maximum, en fonction de l’énergie de la particule primaire, pour les évènements observés avec l’expérience CODALEMA-II, de multiplicité supérieure ou égale à 6 (points noirs). Ces valeurs expérimentales sont comparées aux valeurs attendues de $X_{\max}$ et $X_{\max}^{\text{prod}}$ en fonction de l’énergie, pour des gerbes initiées par des protons et par des noyaux de fer.

de la moyenne. Là aussi, les $X_{\max}^{\text{radio}}$ reconstruits expérimentalement sont clairement incompatibles avec la profondeur $X_{\max}$ (malgré des barres d’erreur grandes) et correspondent à des profondeurs plus faibles, plus proches de l’instant $X_{\max}^{\text{prod}}$.

Par comparaison avec la simulation (Fig.4.41), on note cependant que les valeurs reconstruites expérimentalement sont plus faibles que celles attendues pour le proton (ligne noire). Il est évidemment encore trop tôt pour y voir de manière non ambiguë un effet lié à la nature du primaire : des gerbes initiées par des particules primaires plus lourdes que le proton. Il est tout de même tentant, en guise d’ouverture pour des études à venir, de comparer cette figure à une compilation de résultats issus de différentes expériences couvrant des gammes d’énergie similaires : Fig.4.43 [194]. Sur cette dernière figure, nous avons superposé les profondeurs $X_{\max}$ correspondant aux quatre mesures de $X_{\max}^{\text{prod}}$ présentées Fig.4.42 (pour obtenir ces valeurs nous avons recherché la composition des primaires donnant les quatre profondeurs $X_{\max}^{\text{prod}}$ de la figure Fig.4.42, puis nous avons recherché les profondeurs $X_{\max}$ correspondant à ces quatre évènements). Malgré des barres d’erreur larges, dues principalement à une statistique faible, le résultat préliminaire obtenu est compatible avec celui des expériences diverses couvrant la même gamme en énergie. La pente observée semble elle aussi compatible. Une statistique accrue permettra-t-elle de mettre en évidence un changement de composition comme nous pouvons l’observer avec la compilation des données issues de différentes expériences présentée Fig.4.43 ? Il sera évidemment important de tester cette méthode d’estimation de la nature du primaire avec les nouveaux réseaux de détecteurs radio, notamment le réseau AERA.

4.6 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons tenté de proposer de nouvelles interprétations des données expérimentales en s’appuyant particulièrement sur l’expérience CODALEMA-II. La création du code de simulation SELFAS2 ainsi que la manipulation des équations du champ électrique utiles au code nous ont permis d’appréhender de manière plus fine les mécanismes en jeu dans l’émission radio des gerbes atmosphériques. Nous avons structuré ce dernier chapitre autour de trois axes principaux :

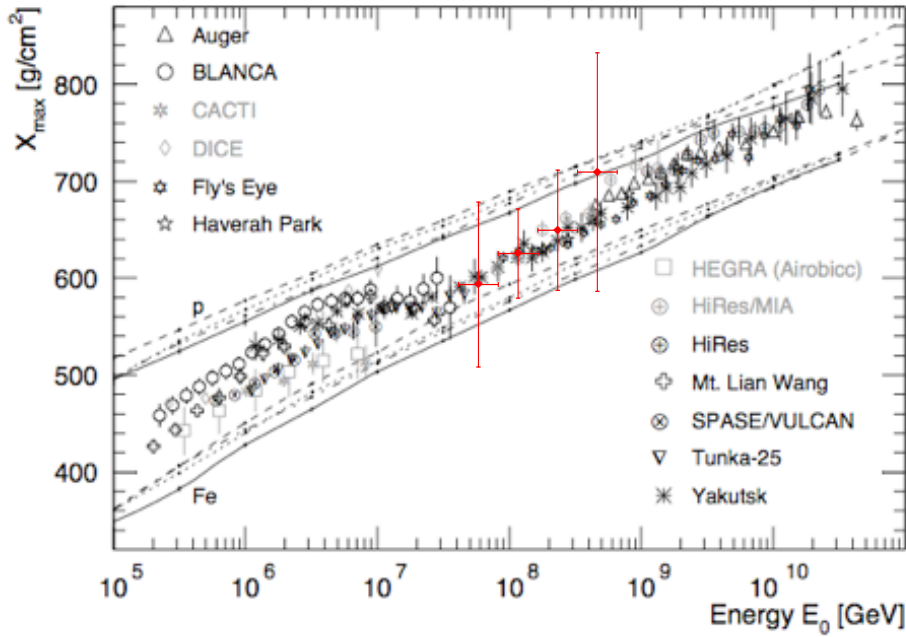


FIGURE 4.43 – Compilation des résultats de différentes expériences de détection des rayons cosmiques, montrant les profondeurs $X_{\max}$ reconstruites en fonction de l'énergie des gerbes observées ([194]) incluant la gamme en énergie couverte par l'expérience CODALEMA. En rouge, nous avons superposé les profondeurs $X_{\max}$ correspondant aux quatre mesures de $X_{\max}^{\text{prod}}$ présentés Fig.4.42.

- l'estimation en énergie de la particule primaire avec la radio de manière autonome ;
- l'existence d'un second mécanisme radio suggéré par Askaryan en 1962 ;
- la reconstruction d'un instant particulier du développement des gerbes le $X_{\max}^{\text{radio}}$ en vue d'estimer la nature du primaire avec le signal radio.

Avec une première corrélation en énergie obtenue entre le champ radio mesuré au sol et l'énergie estimée par le réseau de scintillateur (cf chapitre 2, section 2.3.5), l'expérience CODALEMA a montré que la mesure radio était un estimateur de l'énergie du primaire. Cependant cette méthode nécessite la calibration du détecteur radio sur un autre type de détecteur afin de caractériser la loi permettant de lier l'amplitude du signal radio mesuré à l'énergie du primaire. Dans ce travail nous avons proposé une méthode d'estimation de l'énergie du primaire propre au mode de détection radio permettant de s'affranchir de l'utilisation d'un autre type de détecteur. Le principe physique exploité dans cette méthode repose sur la proportionnalité entre le signal radio mesuré au sol et l'énergie du primaire. En s'appuyant sur l'utilisation de l'outil de simulation, nous avons montré qu'avec des lois relativement simples, il est possible d'estimer l'énergie du primaire, sans aucune aide extérieure (les résultats de simulation doivent tout de même être testés et comparés, pour s'assurer d'une bonne reproduction de l'amplitude du signal physique). De plus, un avantage non négligeable découle de la loi de proportionnalité entre le signal mesuré par une antenne et l'énergie du primaire : la possibilité d'obtenir une estimation de l'énergie du primaire avec une seule antenne, à condition tout de même de connaître l'axe de la gerbe. Si les résultats que nous avons obtenus avec cette méthode se confirment et se précisent, il n'est plus nécessaire de faire une hypothèse sur la forme du profil à utiliser pour ajuster le profil latéral du signal radio mesuré au sol, ceci peut être important si la maille du réseau de détecteur radio est grande.

En 1962, Askaryan a suggéré que les gerbes radio pouvaient être détectées dans le domaine radio grâce à l'excès de charges négatives. Quelques années plus tard, il fut effectivement montré qu'il était possible de détecter les gerbes par cette technique mais que finalement l'origine du mécanisme permettant l'émission radio des gerbes provenait de l'influence du champ géomagnétique causant la séparation des charges négatives et positives dans la gerbe (Khan et Lerche en 1966). Avec l'essor des simulations modernes telles SELFAS2 développé dans cette thèse, nous avons d'abord confirmé que le champ radio était principalement causé par la force de Lorentz créant un courant transverse au sein du front de par-

ticules de la gerbe, puis, nous avons montré que l'excès de charge dans la gerbe, initialement suggéré par Askaryan, engendrait une contribution au champ électrique total non négligeable. Cependant la mise en évidence de cette contribution dans les données expérimentales n'est pas aisée de part la dominance de la contribution courant transverse. Finalement, grâce à l'outil de simulation, nous avons montré que l'existence de la contribution excès de charge crée une asymétrie E-O du signal radio mesuré au sol, par rapport à l'axe de la gerbe. En utilisant cette asymétrie comme nouvelle observable et en la caractérisant pour l'expérience CODALEMA avec SELFAS2, nous avons réussi à montrer pour la première fois de manière non ambiguë, l'existence de la contribution secondaire excès de charge dans les données expérimentales. Compte tenu de la dépendance de la contribution courant transverse à la direction d'arrivée de la gerbe, il n'est pas possible de donner une estimation générale de la proportion de la composante excès de charge dans le champ total émis par la gerbe, cependant, en considérant le cas d'une gerbe verticale observée à CODALEMA, la simulation suggère que la proportion de l'excès de charge est de l'ordre de 15 à 20%.

Enfin, nous avons proposé une nouvelle méthode pour tenter de contraindre un instant particulier du développement des gerbes avec la mesure du signal radio. Par analogie avec la tâche lumineuse projetée au sol par une lampe de poche, nous avons imaginé que le profil latéral du signal radio mesuré au sol soit une image projetée sur un plan (le sol) de la distribution angulaire de radiation de la gerbe à l'instant de son maximum d'émission. En faisant l'hypothèse que la taille de cette image soit dépendante de la distance à la source au moment du maximum, la forme du profil latéral mesuré au sol doit contenir l'information sur cette distance. En caractérisant la distribution angulaire de radiation et en ajustant le profil latéral au sol avec une fonction contenant la distance de la source au moment du maximum, nous avons montré qu'il était possible de contraindre un instant particulier du développement de la gerbe. De plus, en tenant compte de l'effet d'inclinaison de la gerbe et de la description de l'atmosphère, il est possible de reconstruire un instant universel entre toutes les gerbes, indépendamment de leur direction d'arrivée. Avec l'ensemble des mesures des profondeurs d'atmosphère traversées au moment du maximum d'émission, nous avons pu mettre en évidence une corrélation de cette profondeur avec l'énergie de la gerbe. Grâce à la paramétrisation du profil longitudinal des gerbes, nous avons montré que les données de simulation ainsi que les données expérimentales plaident, non pas en faveur du $X_{\max}$, mais en faveur d'un maximum d'émission radio localisé au moment où le développement de la gerbe atteint le maximum de production de particules par unité de temps (dérivée du profil maximum), baptisé $X_{\max}^{\text{prod}}$ (pour production maximum). Cette caractéristique peut s'expliquer avec les équations du champ, par le fait que le champ radio émis par les gerbes est proportionnel à la variation temporelle du nombre de particules dans la gerbe. La comparaison des mesures expérimentales du $X_{\max}^{\text{radio}}$ avec la valeur attendue de $X_{\max}^{\text{prod}}$ en fonction de l'énergie ont montré que la corrélation en énergie ainsi que les profondeurs mesurées étaient en accord très satisfaisant. L'application de cette méthode de reconstruction sur les nouvelles données issues des réseaux de détecteurs radio nouvelle génération plus performants permettra sans doute d'améliorer la qualité de reconstruction et d'obtenir un nouvel estimateur de la nature du primaire.

La création de l'observatoire Pierre Auger depuis 2000 a permis des avancées majeures dans l'étude du rayonnement cosmique en particulier à ultra haute énergie. Cependant, malgré ses 3000 km² de surface couverte, la rareté des événements détectables au delà de 10¹⁹ eV (moins d'un événement par km² par an) est un paramètre inhérent à la quête des très hautes énergies et reste le principal obstacle à surmonter pour obtenir une réponse claire et définitive sur la nature et les sources du rayonnement cosmique à ces énergies. Pour statuer définitivement sur ces interrogations en suspend, il est nécessaire de voir encore plus large et d'augmenter la surface de collecte des événements, peu importe la ou les techniques de détection employées. Dans un projet de grande envergure, tel que l'observatoire Pierre Auger, le coût d'installation et de fonctionnement est un facteur déterminant, c'est pourquoi il est nécessaire d'explorer le maximum de techniques possibles. C'est dans ce contexte que la détection radio des gerbes a de nouveau été investiguée à partir des années 2000.

Comme nous avons pu le voir dans les deux premiers chapitres de cette thèse, l'intérêt de la technique de radio-détection n'est plus à démontrer. Les résultats obtenus par les expériences de détection radio des gerbes, notamment CODALEMA et RAuger, ont permis d'affiner l'efficacité de détection en adaptant notamment les caractéristiques de l'antenne en fonction du signal attendu ou en améliorant le système d'acquisition pour permettre de répondre à des conditions de bruit élevé. Les enjeux de la détection radio se portent désormais sur la capacité à estimer les caractéristiques des gerbes en particulier l'énergie et nature des particules primaires. C'est dans ce contexte que s'est inscrit le travail présenté dans les deux derniers chapitres de cette thèse.

La majeure partie du travail réalisé dans cette thèse a porté sur la création d'un outil de simulation de l'émission radio des gerbes durant leur développement dans l'atmosphère. La démonstration expérimentale de détection étant claire, il est plus que jamais nécessaire d'avoir une compréhension détaillée du processus d'émission. Cette étape est aussi primordiale puisqu'elle est l'intermédiaire entre l'observation au sol grâce aux antennes et la caractérisation des particules primaires initiatrices des gerbes. La simulation est un outil qui aidera par conséquent à caractériser la capacité de la mesure radio à estimer les caractéristiques des particules primaires (énergie et nature). Avec la création du code de simulation SELFAS2, les résultats suivants ont été obtenus dans cette thèse :

- avant le début de ce travail de thèse, différents modèles de simulation radio des gerbes proposaient des résultats contradictoires en ce qui concerne la forme temporelle et l'amplitude des signaux radio attendus. Avec le code de simulation SELFAS2 nous avons montré que le principal désaccord entre les approches macroscopiques et microscopiques était dû à la non prise en compte du temps de vie fini des particules dans la modélisation du champ électrique (principale différence entre SELFAS1, ReAires, REAS1&2 qui prédisaient des pulses monopolaires, et SELFAS2, ReAires2, REAS3 qui prédisent des pulses bipolaires) ;
- la prédiction d'une carte du ciel des événements observables avec l'expérience CODALEMA-II en polarisation EO a permis d'obtenir un premier test grandeur nature du code SELFAS2 pour des gerbes de directions d'arrivée quelconques. Le mécanisme radio dominant causé par la présence du champ géomagnétique est reproduit par SELFAS2. Nous avons également montré que la carte du ciel expérimentale en polarisation EO n'est pas comparable directement à une projection de la composante EO du mécanisme de Lorentz (même dans le cas d'un mécanisme purement géomagnétique) ; en effet des effets géométriques liés à la direction d'arrivée des gerbes et à la position des antennes par rapport à l'événement observé, sont convolués au mécanisme de Lorentz ;
- la comparaison de SELFAS2 avec une seconde version (créée pendant la thèse) du code ReAires basé directement sur le générateur de gerbes Aires, montrent un très bon accord, malgré la complète indépendance des deux codes ;
- l'application d'un filtre numérique change les caractéristiques du profil latéral au sol ;
- le signal radio émis par chacune des particules dans le front de gerbe s'additionne de manière cohérente dans une bande de fréquence qui varie avec la distance entre l'antenne et l'axe de gerbe. Si la distance entre l'antenne et l'axe de la gerbe augmente, la fréquence à partir de laquelle le phénomène de cohérence est perdue diminue. Dans la bande de fréquence où le signal est cohérent, le champ électrique émis par la gerbe est proportionnel à l'énergie du primaire (dans la bande non

- cohérente, le signal est proportionnel à la racine carrée de l'énergie du primaire) ;
- une conséquence du point précédent est que l'analyse des données expérimentales couplée à l'utilisation du code SELFAS2 a permis de montrer qu'il est possible d'estimer l'énergie de la particule primaire simplement avec la mesure du signal radio au sol ;
 - pour la première fois et de manière non ambiguë, nous avons mis en évidence la signature de l'excès de charge dans les données de l'expérience CODALEMA-II. Nous avons montré grâce à la simulation, que le champ électrique causé par la variation de l'excès de charge négative dans la gerbe (prédit initialement par Askaryan en 1962) n'est pas négligeable par rapport au champ électrique dominant lié au mécanisme du courant transverse (Khan et Lerche en 1966). L'interférence du champ électrique causé par l'excès de charge avec le champ électrique causé par le courant transverse provoque une asymétrie du signal radio autour de l'axe de la gerbe. Cette asymétrie est mesurable dans les données expérimentales par un décalage apparent entre la position du cœur radio au sol, mesuré par les antennes, et la position du cœur particules au sol, mesuré par les détecteurs de particules ;
 - nous avons montré dans la dernière partie de ce manuscrit, que le profil latéral du signal radio mesuré au sol par les antennes est une image de la distribution angulaire de radiation du front de particules de la gerbe lors de son développement dans l'atmosphère ;
 - une conséquence directe du point précédent est que le profil latéral radio mesuré au sol contient l'information de l'instant où la gerbe a émis le maximum de champ électrique. La connaissance de la distribution angulaire de radiation a permis de montrer que cet instant particulier ne correspond pas à la profondeur $X_{\max}$ où le nombre de particules dans le front de gerbe est maximum, mais correspond à la profondeur où le taux de production de particules par unité de temps est maximum, profondeur appelée $X_{\max}^{\text{prod}}$;
 - finalement, pour clore ce manuscrit, nous avons montré grâce à l'outil de simulation SELFAS2, que le profil latéral radio mesuré au sol est une observable de la nature de la particule primaire initiatrice de la gerbe. En guise d'ouverture, nous avons appliqué la méthode d'estimation de la nature du primaire sur les données de l'expérience CODALEMA-II et nous avons obtenu un résultat préliminaire cohérent avec les estimations de la nature du primaire obtenues par d'autres expériences couvrant une gamme en énergie similaire.

Avec le dernier chapitre de cette thèse, et notamment le dernier point nouveau concernant l'estimation de la nature du primaire, nous souhaitons insister sur la nécessité de considérer la technique de détection radio des gerbes dans les futurs réseaux de détecteurs géants. En effet, malgré le bruit environnant qui est le principal obstacle à surmonter, les résultats obtenus avec de petits réseaux de détecteurs radio comme le sont les expériences CODALEMA, RAuger où LOPES (en comparaison avec la taille de l'observatoire Pierre Auger), montrent une sensibilité évidente aux caractéristiques des particules primaires. Avec la création en cours du nouveau réseau de détecteurs radio AERA couvrant une plus grande surface au sein de l'observatoire Pierre Auger, la gamme en énergie des rayons cosmiques détectés par la radio sera plus haute qu'à l'heure actuelle (au delà de 10^{18} eV), le signal radio n'en sera que plus intense et par conséquent la détectabilité sera accrue. L'hybridation des techniques de détection, en particulier radio/fluorescence sera particulièrement attractive puisque le signal radio est issu du développement complet de la gerbe dans l'atmosphère au même titre que la mesure de la lumière de fluorescence, la radio ayant un cycle utile beaucoup plus grand.

Un évènement triple coïncidence avec RAuger-II

Les figures qui suivent correspondent à un évènement en coïncidence triple mesuré avec les nouvelles stations RAuger-II A2, A3 et A4 le 26 décembre 2010. La direction d'arrivée estimée par la radio est $\theta_{\text{radio}} = 47.7^\circ$ et $\phi_{\text{radio}} = 350.0^\circ$. La reconstruction radio est en très bon accord avec la reconstruction SD Auger : $\theta_{\text{SD}} = 46.5^\circ$ et $\phi_{\text{SD}} = 344.0^\circ$ pour une énergie du primaire estimée à 0.5 EeV. La figure ci-dessous représente la géométrie de l'évènement : les losanges bleus représentent les cuves SD (Apolinario est au centre), les croix noires les stations. Seules les stations A2, A3 et A4 sont de nouvelle génération. La station A1 ancienne génération (montrant de meilleures performances que A2 et A3 ancienne génération) à dans un premier temps été laissée en place lors de l'implantation des nouvelles stations.

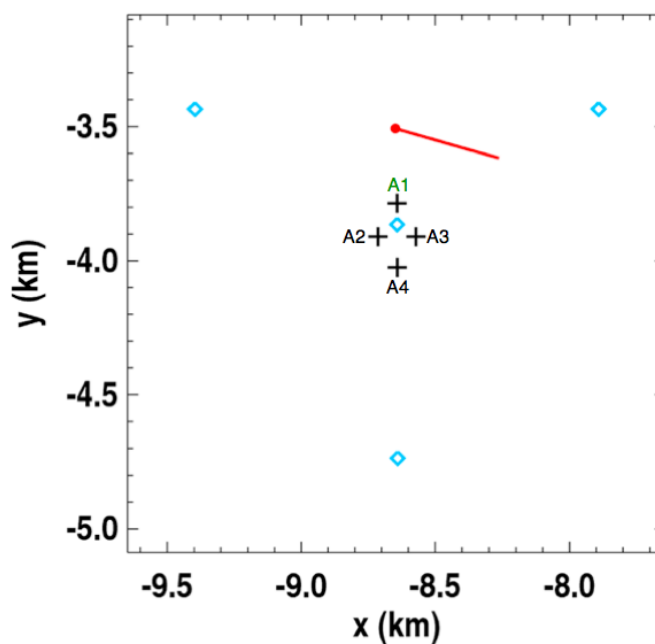


FIGURE A.1 – Géométrie de l'évènement répertorié dans la base de données Auger sous le numéro 1293405794. Voir texte pour le détail.

Les figures sur les trois pages suivantes correspondent aux données des trois stations A2, A3 et A4 pour cet évènement triple. Les figures du haut correspondent à la polarisation nord-sud, et les figures du bas à la polarisation est-ouest du champ électrique mesuré. De gauche à droite nous présentons la trace pleine bande (données brutes), la trace filtrée dans la bande 20-80 MHz et la transformée de Fourier du signal avec (en noir) et sans l'impulsion (en rouge).

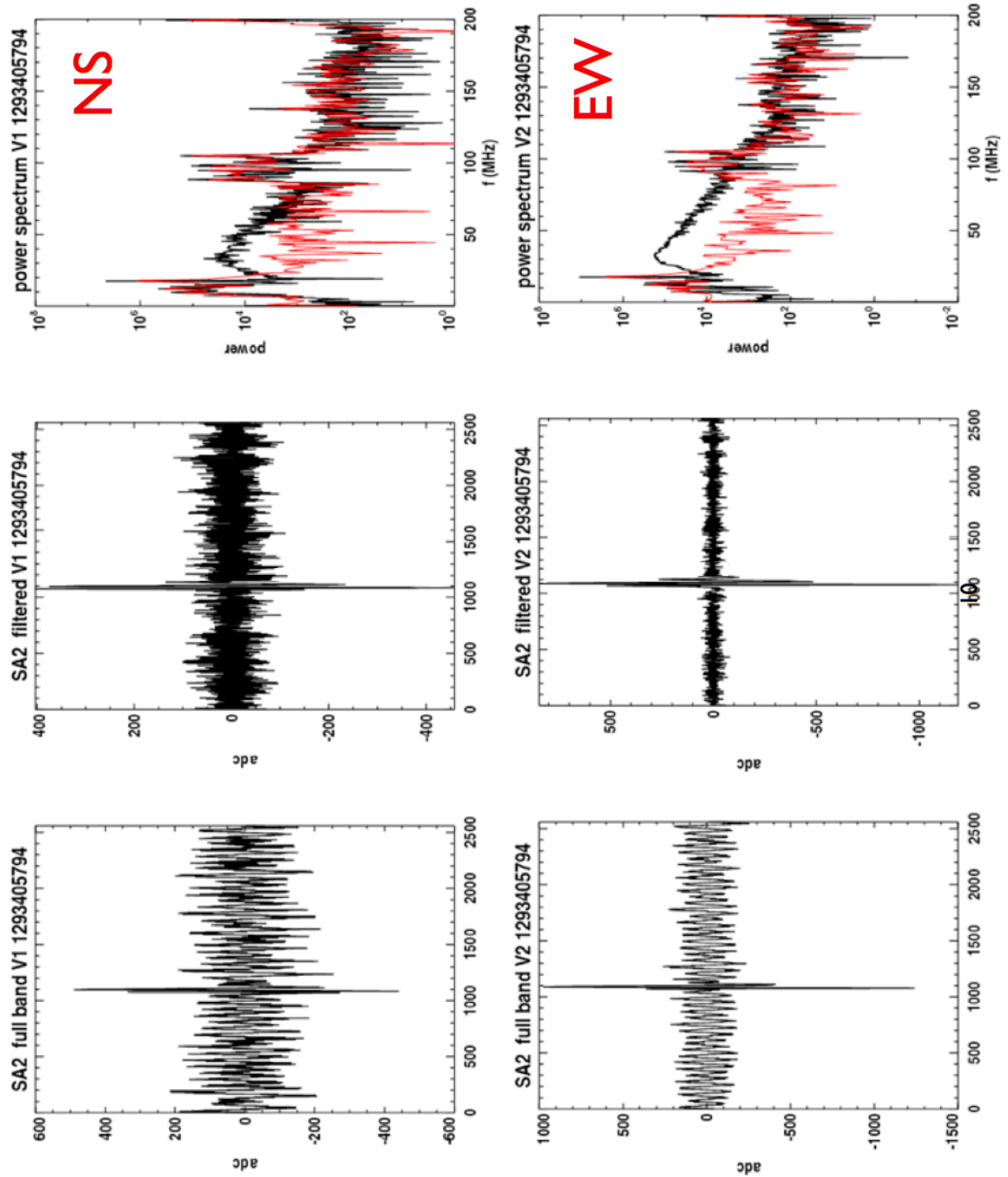


FIGURE A.2 – Évènement Auger 1293405794 observé par A2. Voir texte pour plus de détail.

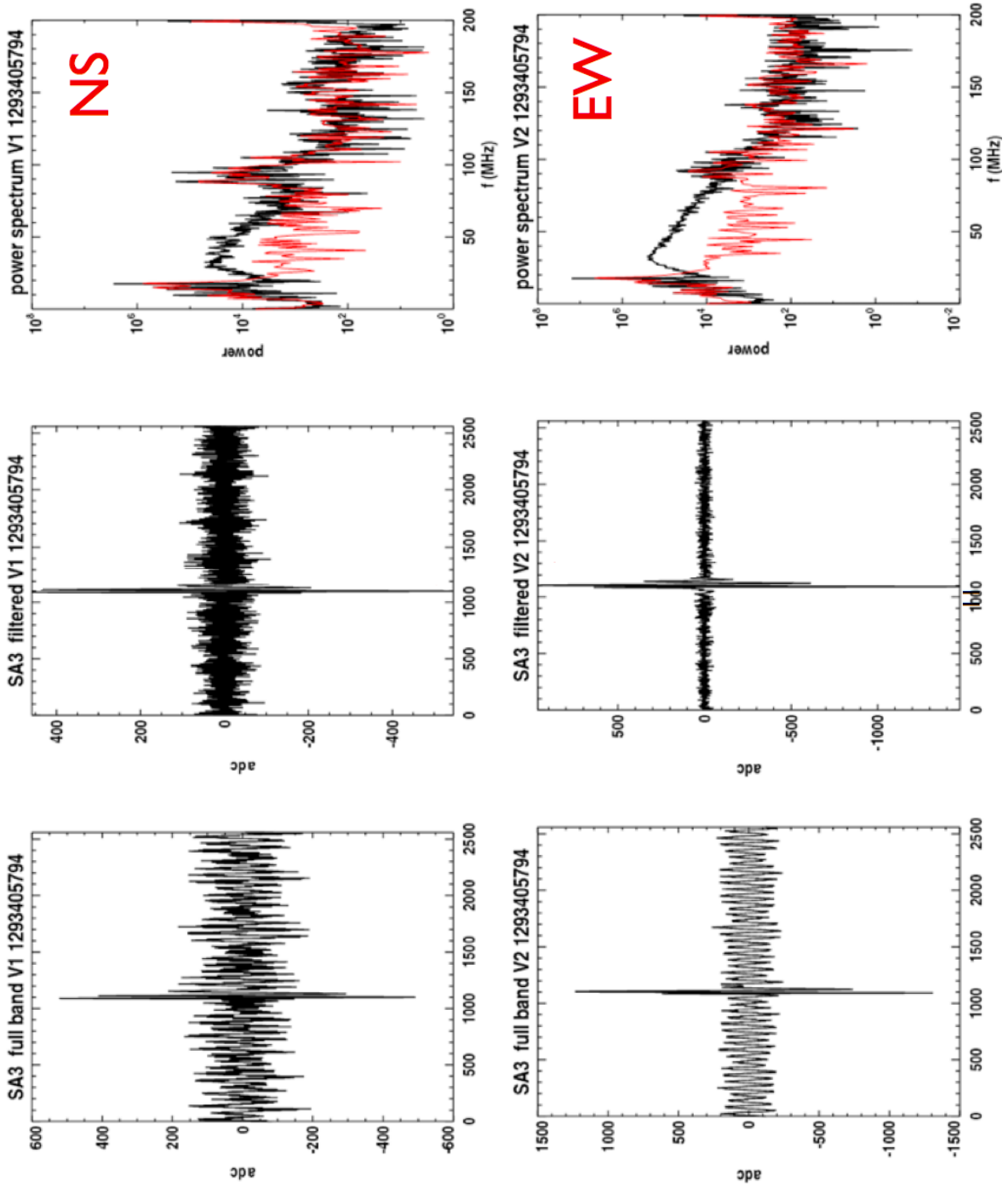


FIGURE A.3 – Événement Auger 1293405794 observé par A3. Voir texte pour plus de détail.

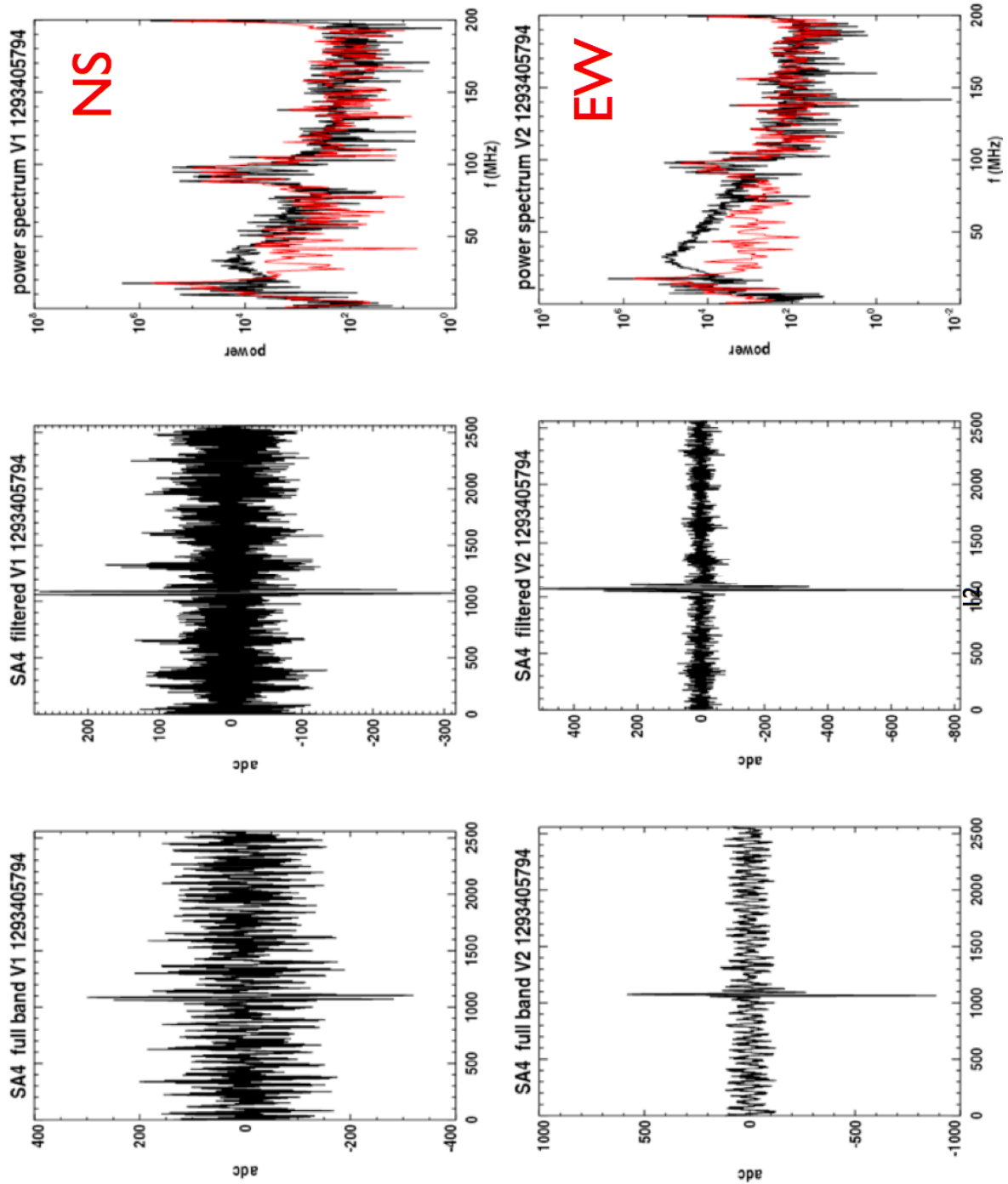


FIGURE A.4 – Évènement Auger 1293405794 observé par A4. Voir texte pour plus de détail.

B

Radiation d'une charge ponctuelle avec un temps de vie fini en mouvement relativiste accéléré

B.1 Équations de Maxwell

B.1.1 Retour aux bases

Rappelons les quatre équations de Maxwell qui forment la base de tout phénomène électromagnétique :

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \quad (\text{B.1})$$

$$\nabla \wedge \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (\text{B.2})$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (\text{B.3})$$

$$\nabla \wedge \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = 0 \quad (\text{B.4})$$

avec, pour des sources dans le vide, $\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E}$ et $\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}$. Avec l'équation B.3 on peut définir $\mathbf{B}$ en terme d'un potentiel vecteur :

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \quad (\text{B.5})$$

dans ce cas Eq.B.4 peut se réécrire :

$$\nabla \wedge \left(\mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right) = 0. \quad (\text{B.6})$$

Comme l'opérateur $\nabla \wedge$ s'annule, $\mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}$ peut être écrit comme le gradient d'une fonction scalaire que l'on nommera Φ ici. Le champ électrique devient alors :

$$\mathbf{E} = -\nabla \Phi - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \quad (\text{B.7})$$

Les quatre équations de Maxwell peuvent se réécrire sous forme de deux équations couplées en utilisant le potentiel scalaire Φ et le vecteur potentiel $\mathbf{A}$. En respectant l'invariance de jauge pour $\mathbf{A}$ et la condition de Lorentz, on peut finalement obtenir un jeu de deux équations d'onde pour Φ et $\mathbf{A}$ (voir par exemple [174]) :

$$\nabla^2 \Phi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} = -\frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (\text{B.8})$$

$$\nabla^2 \mathbf{A} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} = -\mu_0 \mathbf{J} \quad (\text{B.9})$$

B.1.2 Solutions retardées pour Φ , $\mathbf{A}$ et $\mathbf{E}$

Pour résoudre Eq.B.8 et Eq.B.9, on utilise les solutions retardées (fonctions de Green) afin d'obtenir la solution pour $\rho(\mathbf{x}, t)$ et $\mathbf{A}(\mathbf{x}, t)$ en terme de densité de charge et de densité de courant retardés. La fonction de Green $G(\mathbf{x}, t, \mathbf{x}', t')$ satisfait l'équation différentielle :

$$\nabla^2 G(\mathbf{x}, t, \mathbf{x}', t') - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} G(\mathbf{x}, t, \mathbf{x}', t') = \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}') \delta(t - t'). \quad (\text{B.10})$$

La fonction de Green est nulle pour $t' - t < 0$. La solution pour $t' - t > 0$ est :

$$G(\mathbf{x}, t, \mathbf{x}', t') = -\frac{1}{4\pi} \frac{\delta(t' - (t - |\mathbf{x} - \mathbf{x}'|/c))}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} \quad (\text{B.11})$$

$$= -\frac{1}{4\pi} \frac{\delta(t' - (t - R/c))}{R}. \quad (\text{B.12})$$

où $\mathbf{R} = \mathbf{x} - \mathbf{x}'$ et $R = |\mathbf{R}|$.

En utilisant cette fonction de Green pour résoudre Eq.B.8 et Eq.B.9 on obtient :

$$\Phi(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int d^3\mathbf{x}' dt' \delta\left\{t' - \left(t - \frac{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|}{c}\right)\right\} \frac{\rho(\mathbf{x}', t')}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} \quad (\text{B.13})$$

$$\mathbf{A}(\mathbf{x}, t) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int d^3\mathbf{x}' dt' \delta\left\{t' - \left(t - \frac{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|}{c}\right)\right\} \frac{\mathbf{J}(\mathbf{x}', t')}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} \quad (\text{B.14})$$

En utilisant les équations d'onde Eq.B.8 et Eq.B.9 ainsi que la définition du champ électrique Eq.B.7, on peut exprimer le champ électrique $\mathbf{E}$ en fonction de la densité de charge et de la densité de courant :

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = -\frac{1}{\epsilon_0} \left(-\nabla \rho - \frac{1}{c^2} \frac{\partial \mathbf{J}}{\partial t} \right) \quad (\text{B.15})$$

Là encore, nous reconnaissons une équation qui peut se résoudre en utilisant une fonction de Green. Cela donne pour le champ électrique :

$$\mathbf{E}(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int d^3\mathbf{x}' dt' \frac{1}{R} \left[-\nabla' \rho - \frac{1}{c^2} \frac{\partial \mathbf{J}}{\partial t'} \right]_{\text{ret}} \delta\left\{t' - \left(t - \frac{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|}{c}\right)\right\} \quad (\text{B.16})$$

Une remarque importante est à noter ici. Nous voyons dans l'équation B.16 que les dérivées partielles apparaissent à l'intérieur des crochets "[]_{ret}", ce qui signifie que les opérateurs aux dérivées partielles doivent être appliqués aux intégrandes retardés. Un traitement particulier doit être réalisé afin d'obtenir le champ électrique au point d'observation $\mathbf{x} = (x, y, z)$ au temps t .

Considérons d'abord $\nabla \rho$:

$$[\nabla' \rho]_{\text{ret}} = [\nabla' \rho(\mathbf{x}', t')]_{\text{ret}} \quad (\text{B.17})$$

et en particulier :

$$\left[\frac{\partial \rho(x', y', z', t')}{\partial x'} \right]_{\text{ret}} \quad (\text{B.18})$$

$\frac{\partial}{\partial x'}$ à l'intérieur des crochets retardés est appliqué sur ρ à t' fixé. $\frac{\partial}{\partial x'}$ en dehors des crochets retardés est appliqué pour x et t fixés. À cause de la dépendance de t' à x' ($t' = t - R/c$), nous pouvons écrire :

$$\frac{\partial}{\partial x'} [\rho]_{\text{ret}} = \left[\frac{\partial \rho(x', y', z', t'_c)}{\partial x'} \right]_{\text{ret}} + \left[\frac{\partial \rho(x'_c, y', z', t')}{\partial t'} \frac{\partial t'}{\partial x'} \right]_{\text{ret}} \quad (\text{B.19})$$

$$= \left[\frac{\partial \rho(x', y', z', t'_c)}{\partial x'} \right]_{\text{ret}} + \left[\frac{\partial \rho(x'_c, y', z', t')}{\partial t'} \right]_{\text{ret}} \frac{\partial t'}{\partial x'} \quad (\text{B.20})$$

où l'indice "c" pour t'_c signifie "à t' fixé" (idem pour x'_c). En généralisant aux autres coordonnées on obtient :

$$[\nabla' \rho]_{\text{ret}} = \nabla' [\rho]_{\text{ret}} - \left[\frac{\partial \rho}{\partial t'} \right]_{\text{ret}} \nabla' t' \quad (\text{B.21})$$

$$= \nabla' [\rho]_{\text{ret}} - \left[\frac{\partial \rho}{\partial t'} \right]_{\text{ret}} \nabla' (t - R/c) \quad (\text{B.22})$$

$$= \nabla' [\rho]_{\text{ret}} + \frac{1}{c} \left[\frac{\partial \rho}{\partial t'} \right]_{\text{ret}} \nabla' R \quad (\text{B.23})$$

avec $R = |\mathbf{x} - \mathbf{x}'(t')| = \sqrt{(x - x')^2 + (y - y')^2 + (z - z')^2}$ on montre que $\nabla' R = -\frac{\mathbf{R}}{R}$ noté $\mathbf{n} = \frac{\mathbf{R}}{R}$. Alors l'Eq.B.23 devient :

$$[\nabla' \rho]_{\text{ret}} = \nabla' [\rho]_{\text{ret}} - \frac{\mathbf{n}}{c} \left[\frac{\partial \rho}{\partial t'} \right]_{\text{ret}} \quad (\text{B.24})$$

On peut maintenant réécrire la solution Eq.B.16 en d'autres termes :

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int d^3x' dt' \left\{ -\frac{1}{R} \nabla' [\rho(\mathbf{x}', t')]_{\text{ret}} + \frac{\mathbf{n}}{cR} \left[\frac{\partial \rho(\mathbf{x}', t')}{\partial t'} \right]_{\text{ret}} \right. \\ \left. - \frac{1}{c^2 R} \left[\frac{\partial \mathbf{J}(\mathbf{x}', t')}{\partial t'} \right]_{\text{ret}} \right\} \delta \left\{ t' - \left(t - \frac{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|}{c} \right) \right\} \end{aligned} \quad (\text{B.25})$$

Par intégration par partie, il est possible de réaliser l'intégration sur le gradient :

$$\int d^3x' \frac{1}{R} \nabla' [\rho(\mathbf{x}', t')]_{\text{ret}} \quad (\text{B.26})$$

Par souci de clarté, nous réalisons la démonstration pour la première coordonnée ; si nous développons complètement le terme Eq.B.26 nous obtenons :

$$\iiint \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial x'} [\rho(\mathbf{x}', t')]_{\text{ret}} dx' dy' dz' = \iint \left\{ \frac{1}{R} [\rho(\mathbf{x}', t')]_{\text{ret}} - \int dx' [\rho(\mathbf{x}', t')]_{\text{ret}} \frac{\partial}{\partial x'} \frac{1}{R} \right\} dy' dz' \quad (\text{B.27})$$

$$= \iint \left\{ \frac{1}{R} [\rho(\mathbf{x}', t')]_{\text{ret}} - \int dx' \frac{R_x}{R^3} [\rho(\mathbf{x}', t')]_{\text{ret}} \right\} dy' dz' \quad (\text{B.28})$$

$$= \iint \frac{1}{R} [\rho(\mathbf{x}', t')]_{\text{ret}} dy' dz' - \iiint \frac{R_x}{R^3} [\rho(\mathbf{x}', t')]_{\text{ret}} d^3x' \quad (\text{B.29})$$

Dans l'Eq.B.29, le premier terme correspond à un terme de surface qui est nul par le fait que la distribution de charge est localisée en un point. Après cette simplification, nous pouvons alors généraliser Eq.B.29 à toutes les coordonnées :

$$\int d^3x' \frac{1}{R} \nabla' [\rho(\mathbf{x}', t')]_{\text{ret}} = - \int \frac{\mathbf{R}}{R^3} [\rho(\mathbf{x}', t')]_{\text{ret}} d^3x' = - \int \frac{\mathbf{n}}{R^2} [\rho(\mathbf{x}', t')]_{\text{ret}} d^3x' \quad (\text{B.30})$$

Finalement l'Eq.B.25 devient :

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int d^3x' dt' \left\{ \frac{\mathbf{n}}{R^2} [\rho(\mathbf{x}', t')]_{\text{ret}} + \frac{\mathbf{n}}{cR} \left[\frac{\partial \rho(\mathbf{x}', t')}{\partial t'} \right]_{\text{ret}} \right. \\ \left. - \frac{1}{c^2 R} \left[\frac{\partial \mathbf{J}(\mathbf{x}', t')}{\partial t'} \right]_{\text{ret}} \right\} \delta \left\{ t' - \left(t - \frac{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|}{c} \right) \right\} \end{aligned} \quad (\text{B.31})$$

qui est connue comme la généralisation de Jefimenko de la loi de Coulomb. Par le fait que $t' = t - |\mathbf{x} - \mathbf{x}'|/c$ nous avons la propriété suivante :

$$\left[\frac{\partial \mathbf{F}(\mathbf{x}', t')}{\partial t'} \right]_{\text{ret}} = \frac{\partial}{\partial t} [\mathbf{F}(\mathbf{x}', t')]_{\text{ret}} \quad (\text{B.32})$$

Alors l'Eq.B.31 devient :

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int d^3x' dt' \left\{ \frac{\mathbf{n}}{R^2} [\rho(\mathbf{x}', t')]_{\text{ret}} + \frac{\mathbf{n}}{cR} \frac{\partial}{\partial t} [\rho(\mathbf{x}', t')]_{\text{ret}} \right. \\ \left. - \frac{1}{c^2 R} \frac{\partial}{\partial t} [\mathbf{J}(\mathbf{x}', t')]_{\text{ret}} \right\} \delta \left\{ t' - \left(t - \frac{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|}{c} \right) \right\} \end{aligned} \quad (\text{B.33})$$

B.2 Solutions retardées pour une charge avec un temps de vie fini

B.2.1 Potentiels de Liénard-Wiecher

Dans notre situation, chaque particule a une durée de vie qui est limitée, donc q devient $q[\theta(t' - t_1) - \theta(t' - t_2)]$ où θ est la fonction échelon de Heaviside, t_1 et t_2 respectivement la naissance et la mort de la particule. Voyons quelles sont les conséquences sur l'expression des potentiels de Liénard-Wiecher.

Les solutions retardées pour les équations d'ondes des potentiels scalaire et vectoriel sont :

$$\Phi(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{c} \int d^3x' dt' \delta \left\{ t' - \left(t - \frac{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|}{c} \right) \right\} \frac{\rho(\mathbf{x}', t')}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} \quad (\text{B.34})$$

$$\mathbf{A}(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{c} \int d^3x' dt' \delta \left\{ t' - \left(t - \frac{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|}{c} \right) \right\} \frac{\mathbf{J}(\mathbf{x}', t')}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} \quad (\text{B.35})$$

avec

$$\rho(\mathbf{x}', t') = q[\theta(t' - t_1) - \theta(t' - t_2)] \delta^3(\mathbf{x}' - \mathbf{x}_0(t')) \quad (\text{B.36})$$

et

$$\mathbf{J}(\mathbf{x}', t') = \rho(\mathbf{x}', t') \mathbf{v}(t') \quad (\text{B.37})$$

où t' est le temps retardé, t le temps d'observation, $\mathbf{v}(t')$ la vitesse de la particule, $\mathbf{x}'$ la position de la particule au temps retardé t' et $\mathbf{x}$ le point d'observation. L'objectif est maintenant d'effectuer l'intégration sur $\mathbf{x}'$ et t' dans Eq.B.34 et Eq.B.35. Nous ne montrons ici que l'intégration du potentiel vecteur, la méthode pour le potentiel scalaire suit exactement les mêmes étapes. En injectant l'Eq.B.37 dans l'Eq.B.35 et en réalisant l'intégration sur $\mathbf{x}'$ nous obtenons :

$$\mathbf{A}(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{c} \int dt' \delta \left\{ t' - \left(t - \frac{|\mathbf{x} - \mathbf{x}_0(t')|}{c} \right) \right\} \frac{q[\theta(t' - t_1) - \theta(t' - t_2)] \mathbf{v}(t')}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}_0(t')|} \quad (\text{B.38})$$

L'intégration sur t' est moins évidente mais en appliquant la relation :

$$\delta(f(x)) = \sum_i \frac{\delta(x - x_i)}{\left| \left(\frac{\partial f}{\partial x} \right)_{x=x_i} \right|} \quad x_i \text{ étant les racines de } f(x) \quad (\text{B.39})$$

quand $t' = t - \frac{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|}{c} = t_{\text{ret}}$, cela donne :

$$\mathbf{A}(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{c} \frac{q[\theta(t_{\text{ret}} - t_1) - \theta(t_{\text{ret}} - t_2)] \mathbf{v}(t_{\text{ret}})}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}_0(t_{\text{ret}})| \left| \left(\frac{\partial \left\{ t' - \left(t - \frac{|\mathbf{x} - \mathbf{x}_0(t')|}{c} \right) \right\}}{\partial t'} \right)_{t'=t_{\text{ret}}} \right|} \quad (\text{B.40})$$

Focalisons-nous sur la partie droite du dénominateur :

$$\left(\frac{\partial \left\{ t' - \left(t - \frac{|\mathbf{x} - \mathbf{x}_0(t')|}{c} \right) \right\}}{\partial t'} \right) = 1 + \frac{1}{c} \frac{\partial |\mathbf{x} - \mathbf{x}_0(t')|}{\partial t'} = 1 + \frac{1}{c} \frac{\partial R'}{\partial t'} \quad (\text{B.41})$$

avec $R' = |\mathbf{x} - \mathbf{x}_0(t')| = \sqrt{(x - x_0(t'))^2 + (y - y_0(t'))^2 + (z - z_0(t'))^2}$

$$\frac{\partial R'}{\partial t'} = -\frac{1}{R} \left\{ [x - x_0(t')] \frac{\partial x_0(t')}{\partial t'} + [y - y_0(t')] \frac{\partial y_0(t')}{\partial t'} + [z - z_0(t')] \frac{\partial z_0(t')}{\partial t'} \right\} \quad (\text{B.42})$$

$$\frac{\partial R'}{\partial t'} = -\mathbf{n}' \cdot \mathbf{v}' \quad (\text{B.43})$$

$$\text{avec } \mathbf{n}' = \frac{\mathbf{R}'}{R'} \quad \text{et} \quad \mathbf{v}' = \frac{\partial \mathbf{x}_0(t')}{\partial t'}$$

En insérant Eq.B.43 dans Eq.B.41 cela donne :

$$\left(\frac{\partial \left\{ t' - \left(t - \frac{|\mathbf{x} - \mathbf{x}_0(t')|}{c} \right) \right\}}{\partial t'} \right)_{t'=t_{\text{ret}}} = (1 - \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\beta})_{\text{ret}} \quad (\text{B.44})$$

(voir par exemple [195]). Finalement l'Eq.B.40 devient :

$$\mathbf{A}(\mathbf{x}, t) = \left[\frac{q \boldsymbol{\beta} [\theta(t_{\text{ret}} - t_1) - \theta(t_{\text{ret}} - t_2)]}{R(1 - \boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{n})} \right]_{\text{ret}} \quad (\text{B.45})$$

En appliquant cela au potentiel scalaire, nous obtenons :

$$\Phi(\mathbf{x}, t) = \left[\frac{q [\theta(t_{\text{ret}} - t_1) - \theta(t_{\text{ret}} - t_2)]}{(1 - \boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{n})R} \right]_{\text{ret}} \quad (\text{B.46})$$

Nous voyons que l'expression d'une charge plus complexe (dans le temps) n'implique pas une grande modification du potentiel de Liénard-Wiecher. On peut ainsi facilement généraliser le potentiel de Liénard-Wiecher pour le cas d'une charge en évolution dans le temps et remplacer q by $q(t_{\text{ret}})$:

$$\Phi(\mathbf{x}, t) = \left[\frac{q(t_{\text{ret}})}{(1 - \boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{n})R} \right]_{\text{ret}} \quad \text{and} \quad \mathbf{A} = \left[\frac{q(t_{\text{ret}}) \boldsymbol{\beta}}{(1 - \boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{n})R} \right]_{\text{ret}} \quad (\text{B.47})$$

B.2.2 Expression de Heaviside-Feynman pour le champ électrique émis par une charge ponctuelle avec un temps de vie fini

Sur le même schéma, nous voulons maintenant exprimer le champ électrique Eq.B.33 pour une particule avec un temps de vie fini, comme nous l'avons déjà fait dans la section précédente pour le cas du potentiel scalaire et du potentiel vecteur. Nous réalisons la démonstration pour la troisième partie de l'Eq.B.33 nommée $\mathbf{E}_3$, en injectant le courant Eq.B.37 et en utilisant la relation Eq.B.32 :

$$\mathbf{E}_3 = \int d^3x' dt' \left\{ -\frac{1}{c^2 R} \frac{\partial}{\partial t} [\mathbf{J}(\mathbf{x}', t')]_{\text{ret}} \right\} \delta \left\{ t' - \left(t - \frac{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|}{c} \right) \right\} \quad (\text{B.48})$$

$$\begin{aligned} &= -\int d^3x' dt' \frac{1}{c^2 R} \frac{\partial}{\partial t} [\mathbf{v} q [\theta(t' - t_1) - \theta(t' - t_2)] \delta^3(\mathbf{x}' - \mathbf{x}_0(t'))]_{\text{ret}} \delta \left\{ t' - \left(t - \frac{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|}{c} \right) \right\} \\ &= -\frac{1}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \int d^3x' dt' \left[\frac{1}{R} \delta \left\{ t' - \left(t - \frac{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|}{c} \right) \right\} \mathbf{v} q [\theta(t' - t_1) - \theta(t' - t_2)] \delta^3(\mathbf{x}' - \mathbf{x}_0(t')) \right]_{\text{ret}} \\ &= -\frac{1}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \int dt' \left[\frac{1}{R} \delta \left\{ t' - \left(t - \frac{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'_0|}{c} \right) \right\} \mathbf{v} q [\theta(t' - t_1) - \theta(t' - t_2)] \right]_{\text{ret}} \\ &= -\frac{1}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{\mathbf{v} q [\theta(t_{\text{ret}} - t_1) - \theta(t_{\text{ret}} - t_2)]}{R(1 - \boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{n})} \right]_{\text{ret}} \quad (\text{B.49}) \end{aligned}$$

Pendant ce calcul nous avons utilisé le fait que R ne dépend pas explicitement de t et on applique le résultat obtenu préalablement Eq.B.44 pour réaliser l'intégration sur t' . Sur le même principe nous obtenons pour $\mathbf{E}_1$ et $\mathbf{E}_2$:

$$\begin{aligned}\mathbf{E}_1 &= \int d^3x' dt' \frac{\mathbf{n}}{R^2} [q[\theta(t' - t_1) - \theta(t' - t_2)] \delta^3(\mathbf{x}' - \mathbf{x}_0(t'))]_{\text{ret}} \delta \left\{ t' - \left(t - \frac{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|}{c} \right) \right\} \\ &= \left[\frac{\mathbf{n}q[\theta(t_{\text{ret}} - t_1) - \theta(t_{\text{ret}} - t_2)]}{R^2(1 - \boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{n})} \right]_{\text{ret}}\end{aligned}\quad (\text{B.50})$$

$$\begin{aligned}\mathbf{E}_2 &= \int d^3x' dt' \frac{\mathbf{n}}{cR} \left[\frac{\partial q[\theta(t' - t_1) - \theta(t' - t_2)] \delta^3(\mathbf{x}' - \mathbf{x}_0(t'))}{\partial t'} \right]_{\text{ret}} \delta \left\{ t' - \left(t - \frac{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|}{c} \right) \right\} \\ &= \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{\mathbf{n}q[\theta(t_{\text{ret}} - t_1) - \theta(t_{\text{ret}} - t_2)]}{R(1 - \boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{n})} \right]_{\text{ret}}\end{aligned}\quad (\text{B.51})$$

En rassemblant $\mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2 + \mathbf{E}_3$ Nous obtenons finalement :

$$\mathbf{E}(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left\{ \left[\frac{\mathbf{n}q(t_{\text{ret}})}{R^2(1 - \boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{n})} \right]_{\text{ret}} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{\mathbf{n}q(t_{\text{ret}})}{R(1 - \boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{n})} \right]_{\text{ret}} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{\mathbf{v}q(t_{\text{ret}})}{R(1 - \boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{n})} \right]_{\text{ret}} \right\} \quad (\text{B.52})$$

avec

$$q(t) = q[\theta(t_{\text{ret}} - t_1) - \theta(t_{\text{ret}} - t_2)] \quad (\text{B.53})$$

Bibliographie

- [1] James Clerk Maxwell. A Dynamical Theory of the Electromagnetic Field. 1865.
- [2] James Clerk Maxwell. A Treatise on Electricity Magnetism. Dover Publications, New York. 1873. ISBN 0-486-60636-8 (Vol. 1).
- [3] James Clerk Maxwell. A Treatise on Electricity Magnetism. Dover Publications, New York. 1873. ISBN 0-486-60637-6 (Vol. 2).
- [4] Hendrik Antoon Lorentz. Electromagnetic phenomena in a system moving with any velocity smaller than that of light. Amsterdam Proceeding, 27 mai 1904.
- [5] Serge Cabala. Ondes et Relativité, Chapitre IV. [http ://ondes-relativite.info/DominiqueCabala/ch6para1.htm](http://ondes-relativite.info/DominiqueCabala/ch6para1.htm).
- [6] EPA/Grzegorz Momot The Telegraph. Pictures of the day : 8 October 2010.
- [7] Theodor Wulf. About the radiation of high penetration capacity contained in the atmosphere. Physikalische Zeitschrift 10th year, no. 5, pages 152-157.
- [8] H. Svensmark. Cosmoclimatology : a new theory emerges. Astronomy Geophysics, 48(1), 1.18-1.24. (2007).
- [9] Zybin Kirill P. Gurevich Alexander V. Runaway breakdown and the mysteries of lightning. 2005, vol. 58, no5, pp. 37-43.
- [10] Ernest Rutherford. Radio-Activity. Cambridge Scholars Publishing.
- [11] A. M. Hillas. Cosmic Rays. Pergamon Press, Oxford, 1972 ISBN 0-08-016724-1.
- [12] Millikan. Carnegie Institute Year Book 21, 385 (1922).
- [13] William R. Shea. Otto Hahn and the rise of nuclear physics. D. Reidel Publishing Company 1983 ISBN 90-277-1584-X.
- [14] R. A. Millikan and G. H. Cameron. The Origin of the Cosmic Rays. Phys. Rev. 32, 533–557 (1928) doi :10.1103/PhysRev.32.533.
- [15] N.Y. Times. Mar. 25, 1928, Sec.10, p.3.
- [16] P.M. van Alphen J. Clay and C.G.'T Hooft. Results of the Dutch Cosmic Ray Expedition 1933 : II. The magnetic latitude effect of cosmic rays a magnetic longitude effect. doi :10.1016/S0031-8914(34)80277-7.
- [17] L. Leprince-Ringuet. Les rayons cosmiques. 1945.
- [18] W. Bothe and W. Kolhörster. Das Wesen der Ho henstrahlung. Zeitschrift für. Physik A, 56(11-12) :751–777, 1929.
- [19] James Chadwick. The Existence of a Neutron. Nature 10 May 1932.
- [20] W. Heisenberg. Über den Bau der Atomkerne. I. Z. Phys. Volume 77, 1-11 (1932).
- [21] W. Heisenberg. Über den Bau der Atomkerne. II. Z. Phys. Volume 78, 156-164 (1932).
- [22] W. Heisenberg. Über den Bau der Atomkerne. III. Volume 80, 587-596 (1933).
- [23] D.V. Skobelzým. A new type of very fast beta rays. Z. Phys., 54 :686, (1929).
- [24] P. A. M. Dirac. Quantised Singularities in the Quantum Field. Proc. R. Soc. Lond. A September 1, 1931 133 :60-72.
- [25] Carl David Anderson. The production and properties of positrons. Les prix Nobel, 1936.
- [26] B. Rossi. Z. Phys., 82 :151, (1933).
- [27] Pfozter. G. Z. Phys. 102, 23 (1936).
- [28] P. Auger P. Ehrenfest R. Maze et al. Extensive Cosmic-Ray Showers. Reviews of Modern Physics, 11 :288–291, July 1939. 3.
- [29] R. A. Millikan. Mesotron as the Name of the New Particle. Physical Review 55 :105, 1939.

- [30] C. M. G. Lattes G. P. S. Occhialini and C. F. Powell. Observations on the Tracks of Slow Mesons in Photographic Emulsions. *Nature*, 160 :486–492, October 1947.
- [31] H. Yukawa. *Proc. Phys. Math. Soc. Jap.* 17 (1935) 48.
- [32] G. D. Rochester C. C. Butler. Evidence for the Existence of New Unstable Elementary Particles. *Nature*, 160, 855-857 (20 December 1947) doi :10.1038/160855a0.
- [33] H. Bradt P. Peters. 1948. *Phys.Rev.* 74, 1828.
- [34] P.S.Freier et al. 1948a, *Phys.Rev.* 74, 213.
- [35] P.S.Freier et al. 1948a, *Phys.Rev.* 74, 1818.
- [36] Alpher R. A. Bethe H. Gamow G. The Origin of Chemical Elements. *Phys.Rev.* 73 (7) : 803–804. Bibcode 1948PhRv...73..803A. doi :10.1103/PhysRev.73.803. Retrieved 2011-03-10. (1 April 1948).
- [37] H. A Bethe. Energy production in stars. *Phys.Rev.* 55 (5) : 434. Bibcode 1939PhRv...55..434B. doi :10.1103/PhysRev.55.434 (1939).
- [38] C.F.Powell. The cosmic radiation. Nobel Lecture, December 11, 1950.
- [39] [http ://www.physics.utah.edu/~ whanlon/spectrum.html](http://www.physics.utah.edu/~whanlon/spectrum.html).
- [40] E. Fermi. On the Origin of the Cosmic Radiation. *Physical Review* 75, pp. 1169-1174, 1949.
- [41] Axford WI Leer E Skadron G. 1977. In *Proc. 15th Int. Cosm. Ray Conf.*, Plovdiv 11 :132.
- [42] Bell AR. 1978. *MNRAS* 182 :147.
- [43] Blandford RD Ostriker JP. 1978. *Ap. J. Lett.* 221 :L29.
- [44] Gaisser TK. *Cosmic Rays and Particle Physics*. 1991 New York : Cambridge Univ. Press.
- [45] Lemoine M Pelletier G Revenu B. 2006. *Ap. J. Lett.* 645 :L129.
- [46] V.A. Dogiel V.L. Ginzburg V.S. Ptuskin V.S. Berezhinsky, S.V. Bulanov. 1990. In *Astrophysics of Cosmic Rays*, Chapter 4, ed. VL Ginzburg. Amsterdam : North Holland.
- [47] Zweibel EG Yamada M. 2009. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* 47 :291.
- [48] Kumiko Kotera and Angela V Olinto. The Astrophysics of Ultrahigh-Energy Cosmic Rays. AA49CH04-Olinto ARI 23 June 2011.
- [49] Lemoine M. 2005. *Phys. Rev. D* 71 :083007.
- [50] Hillas AM. In *Proc. Cosmol. Galaxy Form. Astropart. Phys. Pathw. SKA*, ed. H-R Klöckner, M Jarvis, S Rawlings. April 10–12 2006, p. 9. Oxford, UK (astro-ph/0607109).
- [51] A. F. Badea T. Antoni, W. D. Apel et al. KASCADE measurements of energy spectra for elemental groups of cosmic rays : Results and open problems. *Astroparticle Physics*, 24 :1–2, September 2005. 5.
- [52] S.I. Grigorieva V.S. Berezhinsky. 1988. *Astron. Astrophys.* 199 :1).
- [53] S.I. Grigorieva V.S. Berezhinsky, A.Z. Gazizov. 2006. *Phys. Rev. D* 74 :043005).
- [54] A.V. Olinto E. Khan S. Goriely D. Allard, E. Parizot. 2005. *Astron. Astrophys.* 443 :L29.
- [55] Wibig T Wolfendale AW. 2005. *J. Phys. G* 31 :255.
- [56] Allard D Parizot E Olinto AV. 2007. *Astropart. Phys.* 27 :61.
- [57] Berezhinsky V Gazizov AZ Grigorieva SI. 2005. *Phys. Lett. B* 612 :147.
- [58] Penzias A Wilson R. *Astroph J.* Vol 142, 1965, pp419-421.
- [59] Stecker FW Salamon MH. 1999. *Ap. J.* 512 :521.
- [60] Epele LN Roulet E. 1998a. *Phys. Rev. Lett.* 81 :3295.
- [61] Khan E Goriely S Allard D Parizot E Suomijarvi T et al. 2005. *Astropart. Phys.* 23 :191.
- [62] Hooper D Sarkar S Taylor AM. 2008. *Phys. Rev. D* 77 :103007.
- [63] Abreu P Aglietta M Ahn EJ Allard D Allekotte I et al. 2010. *Astropart. Phys.* 34 :314.

- [64] Abbasi RU Abu-Zayyad T Allen M Amann JF Archbold G et al. 2008c. *Astropart. Phys.* 30 :175.
- [65] Danilo Zavrtanik. Ultra high energy cosmic rays. *Contemporary Physics*. Volume 51, Issue 6, pages 513-529, 2010, DOI :10.1080/00107514.2010.502783.
- [66] S. J. Sciutto. AIREX : A system for air shower simulations (Version 2.2.0). 17 Nov 1999. arXiv :astro-ph/9911331v1.
- [67] S. Ranchon. Étude des collisions atmosphériques de rayons cosmiques d'énergie supérieure à 1 EeV grâce aux événements hybrides de l'Observatoire Pierre Auger. Thèse de doctorat, 2005. 7, 90, 150, 166.
- [68] X. Garrido. Etude de la composition des rayons cosmiques d'ultra-hautes énergies détectés par l'Observatoire Pierre Auger et analyse des processus hadronique. These doctorat Nantes 2008.
- [69] Abraham J Abreu P Aglietta M Ahn EJ Allard D et al. 2010b. *Phys. Lett. B* 685 :239.
- [70] Y Tameda et al. 32nd ICRC Aug 12 Beijing China.
- [71] Hoerandel Bluemer J, Engel R. JR. 2009. *Prog. Part. Nucl. Phys.* 63 :293.
- [72] Abbasi RU Abu-Zayyad T Al-Seady M Allen M Amann JF et al. 2010. *Phys. Rev. Lett.* 104 :161101.
- [73] Abraham J et al. 2009c. *Astropart. Phys.* 31 :399.
- [74] Abraham J et al. 2009b. *Phys. Rev. D* 79 :102001.
- [75] Abbasi RU et al. 2008a. *Ap. J.* 684 :790.
- [76] J. Abraham et al. Upper limit on the cosmic-ray photon flux above 10 eev using the surface detector of the pierre auger observatory. *Astroparticle Physics*, 29(4) :243 – 256, 2008.
- [77] A M Hillas. *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)*, 52B, 29 (1997) *Proc. 19th ICRC (La Jolla)*, 1, 155 (1985).
- [78] M Ave JA Hinton RA Vazquez AA Watson E Zas. New constraints from Haverah Park data on the photon and iron fluxes of UHE cosmic rays. arXiv :astro-ph/0007386v2 DOI : 10.1103/Phys-RevLett.85.2244.
- [79] P Lipari RS Fletcher T.K. Gaisser and T Stanev. Sibyll : An event generator for simulation of high- energy cosmic ray cascades. *Phys. Rev., D* 50 :5710, (1994).
- [80] S Ostapchenko A I Pavlov. *Nucl. Phys. B (proc. suppl.)*, 52B :17, (1997).
- [81] D Heck et al. Corsika : A monte carlo code to simulate extensive air showers. Forschungszentrum Karlsruhe Report FZKA, 6019, (1998).
- [82] Kampert et al. Karlsruhe Shower Core and Array Detector. 2004 *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* 136 :273.
- [83] Apel et al. Karlsruhe Shower Core and Array Detector-Grande. 2004 *Proc. 31st Int. Cosm. Ray Conf. Lodz Pol.* arXiv 0906.4007.
- [84] H Fesefeldt. Report pitha-85/02. RWTH Aachen, (1985).
- [85] Alfredo Ferrari al. Fluka manual. www.fluka.org.
- [86] Application software group. Geant. CERN program library, (1994).
- [87] D Heck et al. Influence of low-energy hadronic interaction programs on air shower simulations with corsika. 28th ICRC (Tsukuba), 1 :279, (2003).
- [88] T. Pierog K. Werner. New facts about muon production in Extended Air Shower simulations. ArXiv Astrophysics e-prints, November 2006.
- [89] Ralf Ulrich for the Pierre Auger Collaboration. Proceeding 946 of the 32nd ICRC Beijing China.
- [90] WR Nelson H Hirayama DWO Rogers. Report SLAC 265 (1985), Stanford Linear Accelerator Center.
- [91] J. Linsley. *Phys. Rev. Lett.* 10, 146 (1963).
- [92] M M Winn J Ulrichs L S Peak C B Mccusker and L Horton. *J. Phys. G* 12, 653 (1986).

- [93] MA Lawrence RJ Reid and AA Watson. J. Phys. G 17, 733 (1991).
- [94] N Chiba et al. Nucl. Instrum. Meth. A 311, 338 (1992).
- [95] N Sakurai et al. Distribution of arrival directions obtained from the first year data of Telescope Array. Proceeding of the 31st ICRC2009.
- [96] CCH Jui et al. Result from the HIREs Experiment. Journal of Physics : Conf. Series, 47, 2006.
- [97] K Kamata J Nishimura. The Lateral and the Angular Structure Functions of Electron Showers. Progress of Theoretical Physics Supplement, 6 :93–155, 1958.
- [98] The Pierre Auger Collaboration. Observation of the Suppression of the Flux of Cosmic Rays above 4×10^{19} eV. Physical Review Letters 101 (2008) no. 6, 061101.
- [99] Gaisser TK Hillas AM. Proceedings of the 15th International Cosmic Ray Conference, 13-26 Aug 1977. 8. Plovdiv, Bulgaria. pp. 353.
- [100] David G Underwood. <http://jemeuso.riken.jp/index.html>.
- [101] P Blackett A Lovell. Radio echoes and cosmic ray showers. Proc. of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences (1941) 183–186.
- [102] Ciel et espace. Juillet-Aout 1979.
- [103] P Blackett A Lovell. Large Doppler Shift in Radar Detection of Ultra-High Energy Cosmic Rays. 2008 IEEE Radar Conference (2008) Publisher : Ieee, Pages : 1-5 ISBN : 9781424415380 DOI : 10.1109/RADAR.2008.4721089.
- [104] S Barwick et al. Constraints on cosmic neutrino fluxes from the ANITA experiment. Phys. Rev. Lett 96 171101.
- [105] L. Mallet. Luminescence de l'eau et des substances organiques soumises au rayonnement γ . Comptes Rendus de l'Academie des Sciences 183, 274 (1926).
- [106] GB Collins and VG Reiling. Phys Rev 54 (1938) 499.
- [107] W Galbraith and JV Jelley. Nature 171 (153) 349.
- [108] AS Lidvansky. Radiation Physics and Chemistry 75 (2006) 89.
- [109] HJ Volk and K Bernlohr. Experimental Astronomy 25 (2009) 173.
- [110] J.V. Jelley. Cherenkov radiation and its applications, Pergamon Press, 1958.
- [111] A. Watson. The discovery of Cherenkov radiation and its use in the detection of extensive air showers. *Nuclear Physics B Proceedings Supplements*, 212 :13–19, March 2011.
- [112] David J. and Fegan. Detection of elusive radio and optical emission from cosmic-ray showers in the 1960s. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, (0) :-, 2010.
- [113] M. Danos, S. Geschwind, H. Lashinsky, and A. van Trier. Čerenkov effect at microwave frequencies. *Phys. Rev.*, 92 :828–829, Nov 1953.
- [114] GA Askaryan. J. Exp. Theor. Phys. 21 (1962) 658.
- [115] JV Jelley, JH Fruin, NA Porter, TC Weekes, FG Smith, and RA Porter. Radio pulses from extensive cosmic-ray air showers. *Nature*, 205(4969) :327–&, 1965.
- [116] JV Jelley WN Charman JH Fruin FG Smith RA Porter NA Porter TC Weekes B McBreen *Nuovo Cimento*. *Nature* 205, 327 - 328 (23 January 1965) ; doi:10.1038/205327a0.
- [117] FD Kahn and I Lerche. Radiation from cosmic-ray air showers. *Proceedings of the royal society of london series a-mathematical and physical sciences*, 289(1417) :206–&, 1966.
- [118] NA Porter CD Long B McBreen DJB Murnaghan TC Weekes. *Phys. Lett.* 19 (1965) 415.
- [119] HR Allan. Progress in Elementary Particle and Cosmic Ray Physics Volume X Chapter III, 1971.
- [120] DJ Fegan B McBreen EP O'Mongain NA Porter PJ Slevin. *Can. J. Phys.* 46 (1968) S250.
- [121] DJ Fegan PJ Slevin. *Nature* 217 (5127) (1968) 440.

- [122] H Falcke P Gorham. *Astropart. Phys.* 19 (2003) 477.
- [123] H Gemmeke et al. *Radio Detection Techniques for Cosmic Rays.* 2007. 6e Rencontres du Vietnam, Hanoi, Vietnam.
- [124] S Nehls A Hakenjos M Arts J Blumer H Bozdog W van Cappellen H Falcke A Haungs A Horneffer T Huege et al. Amplitude calibration of a digital radio antenna array for measuring cosmic ray air showers. *Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A* 589 (2008) no. 3, 350–361.
- [125] W.D. Apel et al. Lateral distribution of the radio signal in extensive air showers measured with lopes. *Astroparticle Physics*, 32(6) :294 – 303, 2010.
- [126] D. Ardouin, C. Corloganu, D. Charrier, Q. Gou, H. Hu, L. Kai, P. Lautridou, O. Martineau-Huynh, V. Niess, O. Ravel, T. Saugrin, X. Wu, J. Zhang, Y. Zhang, M. Zhao, and Y. Zheng. First detection of extensive air showers by the trend self-triggering radio experiment. *Astroparticle Physics*, 34(9) :717 – 731, 2011.
- [127] A Letessier-Selvon et al. Publication interne Auger GAP-2011-082.
- [128] Richard and Dallier. Measuring cosmic ray radio signals at the pierre auger observatory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 630(1) :218 – 221, 2011. <ce :title>Proceedings of the 2nd Roma International Conference on Astroparticle Physics (RICAP 2009)</ce :title>.
- [129] B Revenu for The Pierre Auger Collaboration. Autonomous detection and analysis of radio emission from air showers detected at the Pierre Auger Observatory. 32nd ICRC 2011 Beijing China.
- [130] O. Ravel, R. Dallier, L. Denis, T. Gousset, F. Haddad, P. Lautridou, A. Lecacheux, E. Morteau, C. Rosolen, and C. Roy. Radio detection of cosmic ray air showers by the codalema experiment. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 518(1-2) :213 – 215, 2004.
- [131] D Ardouin et al. Radio-Detection Signature of High Energy Cosmic Rays by the CODALEMA Experiment. arXiv :astro-ph/0504297v2.
- [132] D Ardouin et al. Radio Detection of Cosmic Ray Air Showers with Codalema. arXiv :astro-ph/0505442v1.
- [133] D. Ardouin, A. Bellétoile, D. Charrier, R. Dallier, L. Denis, P. Eschstruth, T. Gousset, F. Haddad, J. Lamblin, P. Lautridou, A. Lecacheux, D. Monnier-Ragaigne, O. Ravel, T. Saugrin, and S. Valcares. Radioelectric field features of extensive air showers observed with codalema. *Astroparticle Physics*, 26(4-5) :341 – 350, 2006.
- [134] Thomas Saugrin. Radiodetection et caracterisation de l’emission radio des gerbes cosmiques d’energie superieure a 10^{16} eV avec l’experience CODALEMA. tel-00448700, version 1 [http ://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00448700/fr/](http://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00448700/fr/) oai :tel.archives-ouvertes.fr :tel-00448700.
- [135] D Charrier and the CODALEMA collaboration. IEEE International Symposium on Antennas and Propagation, Hawaii, USA (2007).
- [136] Eric Delagnes Dominique Breton1 and Michael Houry. Very High Dynamic Range and High Sampling Rate VME Digitizing Boards for Physics Experiments. IEEE TNS paper on MATACQ 32 (2005) also presented in IEEE NSS 2004 (Rome, Italy).
- [137] Dominique Breton and Eric Delagnes. 14-Bit and 2GS/s Low Power Digitizing Boards for Physics Experiments. IEEE NSS paper on MATACQ 14 (2006) presented in IEEE NSS 2006 (San Diego , USA).
- [138] Colas Rivière. Des signaux radio aux rayons cosmiques. tel-00526045, version 1, [http ://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00526045/fr/](http://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00526045/fr/) oai :tel.archives-ouvertes.fr :tel-00526045.
- [139] M. Aglietta, B. Alessandro, P. Antonioli, F. Arneodo, L. Bergamasco, A. Campos Fauth, C. Castagnoli, A. Castellina, C. Cattadori, A. Chiavassa, G. Cini, B. D’Ettorre Piazzoli, G. Di Sciascio, W. Fulgione, P. Galeotti, P.L. Ghia, M. Iacovacci, G. Mannocchi, C. Morello, G. Navarra, L. Riccati, O. Saavedra, G.C. Trinchero, P. Vallania, and S. Vernetto. Uhe cosmic ray event reconstruction by the electromagnetic detector of eas-top. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 336(1-2) :310 – 321, 1993.

- [140] Jaime Alvarez-Muñiz, Ralph Engel, T. K. Gaisser, Jeferson A. Ortiz, and Todor Stanev. Atmospheric shower fluctuations and the constant intensity cut method. *Phys. Rev. D*, 66 :123004, Dec 2002.
- [141] Communication privée Joël Chauvin.
- [142] Thibault Garçon. Vers la radiodétection autonome des rayons cosmiques de très haute énergie. tel-00562591, version 1 [http ://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00562591/fr/](http://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00562591/fr/) oai :tel.archives-ouvertes.fr :tel-00562591.
- [143] D. Ardouin, A. Belletoile, C. Berat, D. Breton, D. Charrier, J. Chauvin, M. Chendeb, A. Cordier, S. Dagoret-Campagne, R. Dallier, L. Denis, C. Dumez-Viou, C. Fabrice, T. Garçon, X. Garrido, N. Gautherot, T. Gousset, F. Haddad, D.H. Koang, J. Lamblin, P. Lautridou, D. Lebrun, A. Lecauchaux, F. Lefeuvre, L. Martin, E. Meyer, F. Meyer, N. Meyer-Vernet, D. Monnier-Ragaigne, F. Montanet, K. Payet, G. Plantier, O. Ravel, B. Revenu, C. Riviere, T. Saugrin, A. Sourice, P. Stassi, A. Stutz, and S. Valcares. Geomagnetic origin of the radio emission from cosmic ray induced air showers observed by codalema. *Astroparticle Physics*, 31(3) :192 – 200, 2009.
- [144] O. and Ravel. The codalema experiment. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, (0) :–, 2010.
- [145] Belletoile A for the CODALEMA collaboration. First results of the Standalone Antenna Array of the CODALEMA Radio Detection Experiment. International Cosmic Ray Conference, Beijing 2011 arXiv :1109.3579v1 [astro-ph.IM].
- [146] Pierre Auger Collaboration. Results of the RAuger self-triggered system for radio-detection of cosmic ray air showers at the Pierre Auger Observatory. Récemment soumis à publication.
- [147] Communication privée Didier Charrier.
- [148] V Marin B Revenu. Analysis of the global behavior of the CLF autonomous radio stations. Understanding electric field and weather effects. Publication interne Auger GAP-2009-124.
- [149] CW Allen. *Astrophysical Quantities*. 3rd edition (Athlone Press London, 1976).
- [150] CS110 Electric Field Meter. Instruction Manual 26.6.06. [http ://www.campbellsci.com/electric-field-meter](http://www.campbellsci.com/electric-field-meter).
- [151] Kartalev et al. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 68, 457-468, 2006.
- [152] Discussions avec François Lefeuvre.
- [153] Didier and Charrier. Antenna development for astroparticle and radioastronomy experiments. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, (0) :–, 2010.
- [154] C. Viou et L. Denis. Mesure de rayonnement d’une station autonome CODALEMA en chambre anecoïde. Technical report, 2010.
- [155] P. Colom et E. Gerard. Tests Station CODALEMA autonome avec le NRT. Technical report, 2010.
- [156] C. Fabrice et A. Kerdraon. Mesure des emission de la station CODALEMA vues par le RH. Technical report, 2010.
- [157] GA Askaryan. *Soviet Phys. JETP* 21 (1965) 658.
- [158] Heino Falcke and Peter Gorham. Detecting radio emission from cosmic ray air showers and neutrinos with a digital radio telescope. *ASTROPART.PHYS.*, 19 :477, 2003.
- [159] T. Huege and H. Falcke. Radio emission from cosmic ray air showers. *A&A*, 412(1) :19–34, 2003.
- [160] T. Huege and H. Falcke. Radio emission from cosmic ray air showers. *A&A*, 430(3) :779–798, 2005.
- [161] Tim Huege and Heino Falcke. Radio emission from cosmic ray air showers : simulation results and parametrization. *ASTROPART.PHYS.*, 24 :116, 2005.
- [162] Denis A. Suprun, Peter W. Gorham, and Jonathan L. Rosner. Synchrotron radiation at radio frequencies from cosmic ray air showers. *ASTROPART.PHYS.*, 20 :157, 2003.
- [163] T. Huege and H. Falcke. Radio emission from cosmic ray air showers : Simulation results and parametrization. *Astroparticle Physics*, 24(1-2) :116 – 136, 2005.

- [164] T. Huege and H. Falcke. Radio emission from cosmic ray air showers. *A&A*, 430(3) :779–798, 2005.
- [165] T. Gousset, O. Ravel, and C. Roy. Are vertical cosmic rays the most suitable to radio detection ? *ASTROPART.PHYS.*, 22 :103, 2004.
- [166] R Engel NN Kalmykov AA Konstantinov. Proc. of the 29th ICRC, Pune, India, Vol. 6 2005, pp. 9–12.
- [167] D Kleckner M A Duvernois B Cai. Proc. of the 29th ICRC, Pune, India, 2005, pp. 311.
- [168] N. Meyer-Vernet, A. Lecacheux, and D. Ardouin. Radio pulses from cosmic ray air showers. *A&A*, 480(1) :15–25, 2008.
- [169] O. Scholten, K. Werner, and F. Rusydi. A macroscopic description of coherent geo-magnetic radiation from cosmic-ray air showers. *Astroparticle Physics*, 29(2) :94 – 103, 2008.
- [170] Klaus Werner and Olaf Scholten. Macroscopic treatment of radio emission from cosmic ray air showers based on shower simulations. *Astroparticle Physics*, 29(6) :393 – 411, 2008.
- [171] Krijn D. de Vries, Olaf Scholten, and Klaus Werner. Macroscopic geo-magnetic radiation model ; polarization effects and finite volume calculations. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, (0) :–, 2010.
- [172] K. D. de Vries, A. M. van den Berg, O. Scholten, and K. Werner. Coherent cherenkov radiation from cosmic-ray-induced air showers. *Phys. Rev. Lett.*, 107 :061101, Aug 2011.
- [173] R Engel T Huege, R Ulrich. REAS2 : CORSIKA-based Monte Carlo simulations of geosynchrotron radio emission. arXiv :0707.3763v1 [astro-ph].
- [174] J.D. Jackson. Classical Electrodynamics. Wiley, New York, 1999.
- [175] Vincent Marin and Benoît Revenu. Coherent radio emission from cosmic ray air showers computed by monte-carlo simulation with selfas. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, (0) :–, 2010.
- [176] T. Huege, R. Ulrich, and R. Engel. Monte carlo simulations of geosynchrotron radio emission from corsika-simulated air showers. *Astroparticle Physics*, 27(5) :392 – 405, 2007.
- [177] M. Ludwig and T. Huege. Reas3 : A revised implementation of the geosynchrotron model for radio emission from air showers. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, (0) :–, 2010.
- [178] V Marin B Revenu. Simulation of radio emission from cosmic ray air shower with SELFAS2. sub. *Astropart. Phys.* May 2011 Manuscript number :ASTROPARTPHYS-D-11-00057R1.
- [179] J. Chauvin, C. Rivière, F. Montanet, D. Lebrun, and B. Revenu. Radio emission in a toy model with point-charge-like air showers. *Astroparticle Physics*, 33(5-6) :341 – 350, 2010.
- [180] Clancy W. James, Heino Falcke, Tim Huege, and Marianne Ludwig. General description of electromagnetic radiation processes based on instantaneous charge acceleration in ‘endpoints’. arXiv/1007.4146 2010.
- [181] Jaime Alvarez-Mu niz, Andr s Romero-Wolf, and Enrique Zas.  erenkov radio pulses from electromagnetic showers in the time domain. *Phys. Rev. D*, 81 :123009, Jun 2010.
- [182] E Zas J Alvarez-Muniz A Romero-Wolf. A complete model of Askaryan radiation. arXiv :1106.6283v1 [astro-ph.HE].
- [183] Jaime Alvarez-Mu niz, Washington R. Carvalho Jr., and Enrique Zas. Monte carlo simulations of radio pulses in atmospheric showers using zhaires. *Astroparticle Physics*, (0) :–, 2011.
- [184] B Rossi et K Greisen. Cosmic-ray theory. *Reviews of Modern Physics* 13 (1941) no. 4, 240–309.
- [185] O Catalano et al. In Proc. of 27th ICRC, Hamburg (Germany), vol. 2001, p. 498. 2001.
- [186] R Ulrich, J Blumer, R Engel, F Sch ssler, and M Unger. On the measurement of the proton-air cross section using air shower data. *New Journal of Physics*, 11(6) :065018, 2009.
- [187] S. Lafebre, R. Engel, H. Falcke, J. Horandel, T. Huege, J. Kuijpers, and R. Ulrich. Universality of electron positron distributions in extensive air showers. *Astroparticle Physics*, 31(3) :243 – 254, 2009.
- [188] K Nakamura et al. Particle data group. *J. Phys. G* 37, 075021 (2010).

- [189] T. Huege, M. Ludwig, O. Scholten, and K.D. de Vries. The convergence of eas radio emission models and a detailed comparison of reas3 and mgmr simulations. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, (0) :–, 2010.
- [190] V. Marin for the CODALEMA collaboration. Radio signature of extensive air showers observed with the Nançay Decameter Array. Proceeding of the 31st ICRC, LODZ 2009.
- [191] V. Marin for the CODALEMA collaboration. Charge excess signature in the CODALEMA data. Interpretation with SELFAS2. International Cosmic Ray Conference, Beijing 2011.
- [192] CODALEMA Communication privée Joel Chauvin, analyse des données scintillateurs.
- [193] V Marin et al. Evidence for charge excess contribution in air shower radio emission observed by the CODALEMA experiment. Submitted Astroparticles Physics.
- [194] Johannes Blumer, Ralph Engel, and Jorg R. Horandel. Cosmic rays from the knee to the highest energies. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 63(2) :293 – 338, 2009.
- [195] JH Field. arXiv :0704.1574v2 [physics.class-ph].

Résumé

Malgré l'utilisation de détecteurs géants adaptés aux faibles flux au-delà de 10^{18} eV, l'origine du rayonnement cosmique d'ultra-haute énergie reste pour l'instant mal établie. Dans les années 60, la détection radio des gerbes a été proposée comme une technique complémentaire à la détection de particules au sol ou à la détection par fluorescence. Un renouveau de cette méthode s'est opéré à partir des années 2000, avec notamment l'expérience CODALEMA. Les premiers résultats obtenus ont montré une forte dépendance du signal au champ géomagnétique et une forte corrélation entre l'énergie estimée par la radio et par les détecteurs de particules. La nouvelle génération de détecteurs radio créée par la collaboration CODALEMA permet aujourd'hui de démontrer qu'il est possible de détecter des gerbes de manière autonome. De part les performances attendues (cycle utile de presque 100%, signal provenant de l'ensemble de la gerbe, simplicité et faible coût du détecteur), il pourrait être envisagé de déployer cette technique pour les prochains grands réseaux de détection. Afin d'interpréter les données expérimentales, un outil de simulation radio, SELFAS, a été développé dans ce travail. Ce code de simulation a permis de mettre en évidence l'existence d'un second mécanisme d'émission radio. Une interprétation du profil longitudinal est aussi proposée comme observable d'un instant privilégié du développement de la gerbe, et pourrait donner une estimation de la nature du primaire.

Mots clés : rayons cosmiques, gerbes atmosphériques, CODALEMA, Auger, émission radio, SELFAS, courant transverse, excès de charge

Abstract

Despite the use of giant detectors suitable for low flux beyond 10^{18} eV, the origin of ultra energy cosmic rays, remains unclear. In the 60', the radiodetection of air shower is proposed as a complementary technique to the ground particle detection and to the fluorescence method. A revival of this technique took place in the 2000s in particular with CODALEMA experiment. The first results show both a strong dependence of the signal to the geomagnetic field and a strong correlation between energy estimated by the radiodetectors and by particle detectors. The new generation of autonomous detectors created by the CODALEMA collaboration indicates that it is now possible to detect air showers autonomously. Due to the expected performances (a nearly 100% duty cycle, a signal generated by the complete shower, simplicity and low cost of a detector), it is possible to consider to deploy this technique for the future large arrays. In order to interpret experimental data, a simulation tool, SELFAS, is developed in this work. This simulation code allowed us to highlight the existence of a second radioemission mechanism. A first interpretation of the longitudinal profile as an observable of a privileged instant of the shower development is also proposed, which could give an estimation of the nature of the primary.

Keywords : cosmic rays, air shower, CODALEMA, Auger, radio emission, SELFAS, transverse current, charge excess