

Table des matières

Introduction	1
1 Rayonnement cosmique et émissions diffuses	3
1.1 Rayonnement cosmique	4
1.1.1 Caractéristiques du rayonnement cosmique	4
1.1.2 Processus d'accélération	9
1.1.3 Propagation des rayons cosmiques	14
1.1.4 Origine des rayons cosmiques	15
1.2 Rayonnement γ	16
1.2.1 Les processus leptoniques de production de γ	16
1.2.2 Les processus hadroniques de production de γ	21
1.2.3 Propagation des rayons γ	22
1.3 Sources	22
1.3.1 Les sources galactiques	23
1.3.2 Les sources extragalactiques	23
1.3.3 Le critère de Hillas	24
1.4 Mesures du rayonnement cosmique	25
2 Introduction à la matière noire	29
2.1 Observations	30
2.1.1 A l'échelle galactique	30
2.1.2 A l'échelle des amas	31
2.1.3 A l'échelle cosmologique	32
2.1.4 Conclusion	34
2.2 Modèles théoriques et candidats	35
2.2.1 Les différents scénarios de matière noire	35
2.2.2 Particules massives interagissant faiblement	35
2.2.3 Autres candidats	37
2.3 Recherche de matière noire	38
2.3.1 Production	38
2.3.2 Détection directe	39
2.3.3 Détection indirecte	39
2.4 Cas de l'astronomie gamma	41
2.4.1 Flux intrinsèque	42
2.4.2 Profils de densité de matière noire	44
2.4.3 Sources potentielles de matière noire	45

3 Détection au sol du rayonnement γ de très haute énergie et émission Cherenkov	47
3.1 Développement d'une gerbe atmosphérique	48
3.1.1 Les gerbes électromagnétiques	48
3.1.2 Les gerbes hadroniques	51
3.1.3 Modèles d'interaction hadronique	52
3.1.4 Modélisation de l'atmosphère	53
3.2 Emission de rayonnement Cherenkov	53
3.2.1 Spectre de photons Cherenkov	54
3.2.2 Distribution latérale du rayonnement Cherenkov	55
3.3 Techniques de détection des gerbes atmosphériques	56
3.3.1 Télescopes imageurs du rayonnement Cherenkov atmosphérique	56
3.3.2 Technique d'échantillonnage du front d'onde Cherenkov	57
3.3.3 Échantillonneurs de particules	57
4 L'expérience H.E.S.S.	59
4.1 Un réseau hybride de cinq télescopes	60
4.1.1 Le site de l'expérience	60
4.1.2 La phase I de H.E.S.S.	61
4.1.3 La phase II de H.E.S.S.	63
4.1.4 Mise à niveau de H.E.S.S. I	65
4.2 La calibration	65
4.2.1 L'étalonnage des caméras	66
4.2.2 L'étalonnage absolu en énergie	68
4.3 Les simulations dans H.E.S.S.	70
4.3.1 Les outils de simulation	70
4.3.2 Simulation du développement des gerbes avec KASCADE	70
4.3.3 Simulation du détecteur	71
4.3.4 Simulation acquisition par acquisition	71
4.4 Reconstruction des événements	72
4.4.1 La méthode des moments réduits : modèle de Hillas	72
4.4.2 La méthode du modèle semi-analytique	75
4.4.3 La reconstruction « modèle 3D »	77
4.4.4 Comparaison des efficacités des différentes méthodes de reconstruction	77
4.4.5 Combinaison des différentes méthodes de reconstruction	79
4.5 Acceptance du détecteur et soustraction du fond	80
4.5.1 Fonctions de réponse de l'instrument	80
4.5.2 Les méthodes de soustraction du fond	81
4.6 Conclusion	83
5 Étude du potentiel de détection et de discrimination de l'émission de lumière Cherenkov directe avec H.E.S.S.	85
5.1 Différences entre γ et électrons dans le développement des gerbes atmosphériques	86
5.1.1 Développement des gerbes atmosphériques	86
5.1.2 Point de première interaction	87
5.1.3 Maximum de développement de la gerbe	94
5.1.4 Corrélation entre le point de première interaction et le maximum de développement de la gerbe	99

5.1.5	Dépendance au paramètre d'impact	100
5.2	Emission Cherenkov directe	102
5.2.1	Caractérisation du phénomène dans l'atmosphère	102
5.2.2	Visualisation des gerbes dans la caméra	105
5.2.3	Temps du maximum	107
5.3	Conclusion	110
6	Reconstruction spectrale des électrons et des positrons du rayonnement cosmique avec H.E.S.S.	111
6.1	Mise en place et validation de la chaîne d'analyse	112
6.1.1	Reconstruction et sélection des événements	112
6.1.2	Détermination du flux	114
6.1.3	Validation de la chaîne d'analyse	117
6.2	Sélection et qualité du lot de données	119
6.2.1	Sélection des données	119
6.2.2	Description de l'échantillon de données	121
6.2.3	Description des événements sélectionnés	123
6.3	Résultats	124
6.3.1	Spectre d'électrons	124
6.3.2	Comparaison avec les autres mesures du spectre des électrons et des positrons	125
6.3.3	Ajustement des données	126
6.4	Étude des erreurs systématiques liées à l'analyse	127
6.4.1	Méthode de détermination des erreurs systématiques	127
6.4.2	Les erreurs systématiques liées aux coupures de l'analyse	128
6.4.3	Autres erreurs systématiques	130
6.4.4	Combinaison des systématiques	138
6.4.5	Biais dû au nombre de télescopes impliqués dans la reconstruction	140
6.5	Comparaisons avec les autres chaînes d'analyse	142
6.6	Interprétations des résultats	146
Conclusion		149
Bibliographie		151

Table des matières

Liste des figures

1.1	Spectre des rayons cosmiques mesuré par différentes expériences.	5
1.2	Abondance des différents noyaux du rayonnement cosmique.	7
1.3	Schéma du principe de l'accélération de Fermi du second ordre.	10
1.4	Schéma du principe de l'accélération de Fermi du premier ordre.	11
1.5	Schéma illustrant le passage de l'onde de choc depuis le milieu aval et depuis le milieu amont.	12
1.6	Temps caractéristiques des pertes d'énergie en années dans le milieu interstellaire en fonction de l'énergie des électrons.	20
1.7	Taille et champ magnétique des différents sites possibles d'accélération des rayons cosmiques.	24
1.8	Le ciel vu en gamma par Fermi-LAT.	25
1.9	Le spectre en énergie des principaux noyaux composant le rayonnement cosmique. .	26
1.10	Le spectre en énergie des électrons et positrons mesuré par AMS-02.	27
1.11	Les spectres en énergie des électrons et positrons mesurés séparément par AMS-02.	27
2.1	Courbe de rotation de la galaxie NGC 6503.	31
2.2	Images de l'amas du Boulet en optique et en rayons X.	32
2.3	Les différents principes de détection de WIMP.	38
2.4	Limites actuelles sur la section efficace d'interaction WIMP-nucléon.	40
2.5	Limites actuelles sur la section efficace d'annihilation WIMP-WIMP.	40
2.6	Les principaux processus de désintégration de matière noire.	43
2.7	Les différents profils de densité de matière noire.	45
3.1	Profil latéral de gerbes électromagnétiques de différentes énergies.	49
3.2	Schéma du principe de développement d'une gerbe électromagnétique selon le modèle de Heitler. Figure issue de [20].	50
3.3	Rayon de la surface au sol atteinte par le rayonnement Cherenkov en fonction de l'altitude.	54
3.4	Transmission de l'atmosphère en fonction de la longueur d'onde.	55
3.5	Densité de photons Cherenkov en fonction de la distance au centre de la gerbe. .	56
4.1	Le site de l'expérience H.E.S.S. en Namibie en juillet 2012.	61
4.2	Distribution des piédestaux d'un photomultiplicateur.	66
4.3	Distribution de charges dans un photomultiplicateur lors d'une prise de données dédiée à l'étude de la réponse d'un photomultiplicateur à un photo-électron unique. .	67
4.4	Distribution des coefficients de champ uniforme pour les pixels de la caméra de CT1.	68
4.5	Évolution de l'efficacité optique des télescopes entre 2004 et 2014.	69

Liste des figures

4.6	Schéma illustrant la définition des paramètres de Hillas.	73
4.7	Distribution de la variable <i>Mean Scaled Width</i> pour des simulations et des données.	74
4.8	Résolution en énergie en fonction de l'énergie pour différentes analyses.	78
4.9	Résolution angulaire en fonction de l'énergie pour différentes analyses.	78
4.10	Efficacité d'identification de rayons γ pour différentes analyses.	79
4.11	Schéma illustrant les différentes manières de définir une région Off pour une caméra avec un grand champ de vue.	83
5.1	Altitude de première interaction de γ et d'électrons (1).	87
5.2	Épaisseur d'atmosphère comprise entre une altitude donnée et le sommet de l'atmosphère.	89
5.3	Altitude de première interaction de γ et d'électrons (2).	89
5.4	Altitude de première interaction de γ et d'électrons : comparaison entre simulation et reconstruction.	91
5.5	Profondeur de première interaction reconstruite en fonction de la profondeur de première interaction vraie pour des γ	91
5.6	Profondeur de première interaction en fonction de l'énergie.	92
5.7	Profondeur de première interaction reconstruite : comparaison entre γ , électrons et protons.	93
5.8	Différentes estimations de l'altitude du maximum de développement d'une gerbe.	95
5.9	Altitude du maximum de développement d'une gerbe : comparaison entre γ et électrons.	96
5.10	Maximum de développement de la gerbe en fonction de l'énergie.	97
5.11	Maximum de développement de la gerbe reconstruit : comparaison entre γ , électrons et protons.	98
5.12	Profondeur de première interaction en fonction du maximum de développement de la gerbe.	99
5.13	Point de première interaction et maximum de développement de la gerbe en fonction du paramètre d'impact.	100
5.14	Schéma illustrant l'influence du paramètre d'impact sur la détection et la reconstruction de gerbes atmosphériques.	101
5.15	Maximum de développement de la gerbe corrigé (en longueur de radiation) en fonction du paramètre d'impact.	102
5.16	Schéma illustrant l'émission Cherenkov directe.	103
5.17	Altitude de première émission Cherenkov en fonction de l'énergie pour des électrons et des protons.	104
5.18	Nombre de photons Cherenkov émis avant l'altitude de première émission Bremsstrahlung et nombre de photons Cherenkov détectés.	104
5.19	Test de l'alignement dans la caméra de la position de la direction de la gerbe, du point de première interaction et du centre de gravité de la gerbe.	105
5.20	Distance entre le point de première interaction projeté dans la caméra et le reste de la gerbe.	106
5.21	Profil d'intensité le long de l'axe principal de la gerbe.	107
5.22	Schémas illustrant le concept de <i>temps du maximum</i> et sa dépendance au paramètre d'impact.	108
5.23	Temps du maximum en fonction de la distance le long de l'axe principal de la gerbe (en pixels) pour différents paramètres d'impact.	109

6.1	Biais en énergie.	115
6.2	Effet de la correction en énergie.	115
6.3	Exemple de surface efficace du détecteur aux électrons diffus.	117
6.4	Reconstruction spectrale de simulations Monte-Carlo d'électrons diffus.	118
6.5	Reconstruction du spectre de la source PKS2155-304.	119
6.6	Qualité des données sélectionnées : valeur moyenne en fonction de la déviation standard de cinq variables discriminantes usuelles.	122
6.7	Distribution de l'angle zénithal et de l'angle hors-axe des événements sélectionnés.	123
6.8	Le spectre des électrons et des positrons avec H.E.S.S. : résultat.	124
6.9	Le spectre des électrons et des positrons avec H.E.S.S. : comparaison avec les autres mesures.	125
6.10	Ajustement du spectre des électrons et des positrons par une loi de puissance brisée continûment.	127
6.11	Effet de la coupure sur le paramètre d'impact en fonction de l'énergie des protons.	129
6.12	Erreur systématique liée à la variable <i>Mean Scaled Shower Goodness</i>	131
6.13	Erreur systématique liée au paramètre d'impact.	132
6.14	Erreur systématique liée à la profondeur de première interaction.	133
6.15	Erreur systématique liée à l'angle hors-axe.	134
6.16	Erreur systématique liée à l'angle zénithal.	135
6.17	Erreur systématique liée au vieillissement de certaines parties de l'instrument.	136
6.18	Erreur systématique liée à l'influence des saisons sur les conditions d'observations.	137
6.19	Ajustement du spectre des électrons et des positrons et enveloppe correspondant à l'erreur systématique totale : résultat.	138
6.20	Ajustement du spectre des électrons et des positrons et enveloppe correspondant à l'erreur systématique totale : comparaison avec les autres mesures.	139
6.21	Influence du nombre minimal de télescopes impliqués dans la reconstruction sur la reconstruction spectrale : tests.	141
6.22	Influence du nombre minimal de télescopes impliqués dans la reconstruction sur la reconstruction spectrale : enveloppe.	142
6.23	Spectre des électrons et des positrons : comparaison avec le résultat d'autres chaînes d'analyse.	143
6.24	Comparaison entre la distribution de la variable <i>Mean Scaled Shower Goodness</i> pour les événements au-delà de 10 TeV et celle de simulations Monte-Carlo.	144
6.25	Simulations Monte-Carlo de protons reconstruits avec des tables de surface efficace calculées pour des protons et des électrons.	145
6.26	Le spectre des électrons et des positrons avec H.E.S.S. : comparaison avec un modèle théorique de sources proches.	147

Liste des figures

Liste des tables

6.6	Résultat de l'ajustement d'une loi de puissance brisée continûment sur le spectre des électrons et des positrons.	126
6.8	Erreurs systématiques pour chacun des paramètres de l'ajustement et erreurs systématiques totales.	138
6.9	Valeur, erreur statistique et erreur systématique totale pour chacun des paramètres de l'ajustement.	140
6.10	Description des événements au-delà de 10 TeV dans les deux chaînes d'analyse « standards »	143
6.11	Détail des coupures d'analyse responsables du rejet des événements au-delà de 10 TeV.	145

Liste des tables

Introduction

Ce travail de thèse s'inscrit dans le cadre de la recherche dans le domaine des rayons cosmiques. Ce champ de recherche est à l'intersection de plusieurs domaines de la physique parmi lesquels la physique des particules, l'astrophysique et la cosmologie. L'étude de ces rayons cosmiques dans toute leur diversité est aujourd'hui un enjeu majeur de la physique pour plusieurs raisons. Tout d'abord, l'énergie mise en jeu dans les processus d'accélération de ces particules est sans commune mesure avec les énergies atteignables dans les accélérateurs sur Terre. Ainsi ces particules sont une opportunité unique dans la recherche de physique au-delà du modèle standard. Ces particules sont, en effet, de par leur taille et par le fait qu'elles sont les témoins directs des événements les plus violents de l'Univers, des sources d'informations uniques pour la physique aux échelles de l'infiniment petit et de l'infiniment grand. De plus, elles ouvrent une fenêtre d'observation unique sur l'Univers et son contenu malgré le caractère diffus de la plupart du rayonnement cosmique chargé. Quant au rayonnement électromagnétiquement neutre, les observations se sont longtemps limitées à l'observation de photons à différentes longueurs d'onde. Néanmoins, ces observations aux longueurs d'onde radio, millimètre, infrarouge, optique, ultraviolet, rayon X et gamma ont révélé l'extrême diversité des objets astrophysiques. Aujourd'hui, avec la détection de neutrinos d'origine astrophysique et d'ondes gravitationnelles, l'astrophysique se diversifie et entre dans l'ère de l'astrophysique multi-messagers, élargissant un peu plus ce domaine de recherche.

Dans ce vaste champ de recherche, l'astronomie γ a connu un essor très rapide depuis la détection de la nébuleuse du Crabe en 1989. Ce travail de thèse a été effectué au sein de la collaboration H.E.S.S., dont l'instrument fait partie de la génération actuelle de détecteur de rayons γ au sol. Les objets d'étude d'un tel télescope n'incluent pas seulement les sources astrophysiques en γ mais englobent aussi des sujets aussi variés que la recherche de matière noire, la recherche de violation de l'invariance de Lorentz, la mesure du fond extragalactique infrarouge et l'étude des émissions diffuses qu'elles soient d'origine électromagnétique, leptonique ou hadronique.

Ce manuscrit a pour objet d'étude les émissions diffuses et en particulier l'émission diffuse leptonique. Le premier chapitre de ce manuscrit consiste en une présentation générale du rayonnement cosmique. Après avoir brièvement rappelé l'état des lieux de nos connaissances sur les caractéristiques de ce rayonnement, l'accent est mis sur les questions encore en suspens telles que les processus d'accélération et l'origine de ces rayons cosmiques. Dans un second temps, nous nous intéressons aux processus de pertes d'énergie de ces rayons cosmiques, ces processus étant aussi à l'origine du rayonnement gamma. Enfin les résultats les plus récents concernant les émissions diffuses sont présentés dans une dernière partie. Le second chapitre est une rapide introduction à la problématique de la matière noire. Après avoir rappelé les différentes observations qui suggèrent la présence de matière noire dans l'Univers, les principaux modèles théoriques élaborés pour expliquer ce phénomène seront présentés. Ensuite les différentes techniques de recherche de matière noire seront détaillées avec un accent particulier mis sur le potentiel de détection en astronomie gamma. Enfin les limites les plus récentes obtenues seront mentionnées. Le troisième

Introduction

chapitre discute le sujet des cascades de particules, aussi appelées gerbes atmosphériques, initiées par les particules du rayonnement cosmique lorsqu'elles interagissent avec les molécules de l'atmosphère. L'émission de lumière Cherenkov par les particules chargées composant la cascade et les techniques de détection basées sur cette émission seront aussi discutées. Le quatrième chapitre est une présentation du réseau de télescopes H.E.S.S. dont la technique de détection est basée sur l'imagerie du rayonnement Cherenkov atmosphérique. Les caractéristiques techniques de l'instrument et de sa calibration y sont détaillées dans un premier temps. Dans un second temps, le rôle des simulations dans une telle expérience est présenté ainsi que les différentes techniques de reconstruction des événements et d'analyse.

Les chapitres 5 et 6 présentent le travail original de cette thèse et s'articule selon deux axes. Le premier axe est l'étude de la potentielle amélioration de la discrimination entre rayons γ et électrons qui pourrait résulter de la détection et de l'identification d'un signal de lumière Cherenkov directe émis uniquement par les électrons. Le résultat de cette étude réalisée dans le cadre de l'analyse développée au sein de la collaboration H.E.S.S. est présenté au chapitre 5. Le chapitre 6, qui constitue le second axe de travail, détaille le fonctionnement d'une analyse qui a été développée dans le but de déterminer le spectre en énergie du flux d'électrons et de positrons avec H.E.S.S. Ensuite les performances et la robustesse de cette analyse sont détaillées. Enfin le résultat obtenu, qui consiste en une détermination du spectre en énergie du flux d'électrons et de positrons du rayonnement cosmique jusqu'à environ 20 TeV avec une statistique inégalée à ce jour, est commenté et ses possibles interprétations discutées.

Chapitre 1

Rayonnement cosmique et émissions diffuses

Sommaire

1.1 Rayonnement cosmique	4
1.1.1 Caractéristiques du rayonnement cosmique	4
1.1.1.1 Spectre en énergie	4
1.1.1.2 Spectre de masse	6
1.1.1.3 Spectre angulaire	8
1.1.2 Processus d'accélération	9
1.1.2.1 Accélération de Fermi du second ordre	9
1.1.2.2 Accélération de Fermi du premier ordre	10
1.1.2.3 Limites de ces mécanismes et autres modèles	13
1.1.3 Propagation des rayons cosmiques	14
1.1.4 Origine des rayons cosmiques	15
1.2 Rayonnement γ	16
1.2.1 Les processus leptoniques de production de γ	16
1.2.1.1 Rayonnement synchrotron	16
1.2.1.2 Diffusion Compton et Compton inverse	17
1.2.1.3 Rayonnement de freinage	18
1.2.1.4 Ionisation	18
1.2.1.5 Perte d'énergie différentielle totale	19
1.2.1.6 Création et annihilation de paires	19
1.2.1.7 Conclusion	20
1.2.2 Les processus hadroniques de production de γ	21
1.2.3 Propagation des rayons γ	22
1.3 Sources	22
1.3.1 Les sources galactiques	23
1.3.2 Les sources extragalactiques	23
1.3.3 Le critère de Hillas	24
1.4 Mesures du rayonnement cosmique	25

Le rayonnement cosmique désigne le flux de particules de haute énergie se propageant dans l’Univers. Son appellation date de la découverte de son origine extraterrestre par Victor Hess en 1912. Depuis, l’étude de ce rayonnement et de ses propriétés est devenue un vaste champ de recherche dont nous allons donner ici un bref aperçu. Dans une première partie, nous présenterons les principales caractéristiques de ce rayonnement, c’est-à-dire son spectre en énergie, son spectre de masse et sa distribution angulaire. Puis nous nous intéresserons aux processus d’accélération de ces particules ainsi qu’à leur propagation et leur possible origine. Dans une deuxième partie, nous nous intéresserons en particulier au rayonnement γ dont les principaux processus émetteurs, qu’ils soient leptoniques ou hadroniques, sont aussi les principaux processus responsables des pertes d’énergie des rayons cosmiques chargés. Nous nous intéresserons ensuite aux sources de rayonnement γ dans la Galaxie et l’Univers et discuterons de leur lien avec les sources du rayonnement cosmique. Enfin nous présenterons certains des résultats les plus récents pour la mesure du spectre en énergie des différentes composantes du rayonnement cosmique.

1.1 Rayonnement cosmique

1.1.1 Caractéristiques du rayonnement cosmique

Le rayonnement cosmique est décrit par trois observables : son spectre en énergie, son spectre de masse et sa distribution angulaire.

1.1.1.1 Spectre en énergie

Le spectre en énergie des rayons cosmiques est mesuré sur environ 13 ordres de grandeurs, de $\sim 10^8$ eV jusqu’à $\sim 10^{21}$ eV, et suit globalement une loi de puissance dont l’indice ne subit qu’une faible variation en trois endroits (voir figure 1.1). La première cassure, située aux alentours de $\sim 4 \times 10^{15}$ eV, est appelée le « genou ». L’indice spectral de la loi de puissance suivie par le spectre de rayonnement cosmique est de $\sim -2,7$ avant le « genou » et de $\sim -3,1$ après. Le second changement intervient aux alentours de $\sim 4 \times 10^{17}$ eV. On l’appelle le « deuxième genou » et l’indice spectral est alors de $\sim -3,3$. Le dernier changement a lieu à $\sim 3 \times 10^{18}$ eV et s’appelle la « cheville ». À cette occasion l’indice spectral redevient d’environ $-2,7$. Enfin, le flux de rayons cosmiques diminue très fortement à partir de 4×10^{19} eV où l’indice spectral devient $\sim -4,1$ [1, 2]. Cette dernière brisure du spectre survient à l’énergie de coupure prédictive par les travaux de Greisen, Zatsepin et Kuzmin sur la limite GZK, nommée ainsi d’après leurs initiales [3, 4]. Cette coupure, qui pourrait par ailleurs n’être qu’une atténuation locale du spectre en énergie, est la conséquence de l’interaction, à partir de cette énergie, des protons avec les photons du fond diffus cosmologique :

$$p + \gamma_{\text{CMB}} \rightarrow \Delta^+ \rightarrow \begin{cases} p + \pi^0 \\ \text{ou} \\ n + \pi^+ \end{cases} . \quad (1.1)$$

La création d’un pion lors de cette interaction se traduit par une perte d’énergie pour le proton initial. Le fond diffus cosmologique baignant par définition tout l’Univers, cette réaction limite fortement le libre parcours moyen des protons à ces énergies. La limite GZK n’explique la chute brutale du flux de rayons cosmiques au-delà de 4×10^{19} eV que si celui-ci est majoritairement composé de protons ce qui semble en contradiction avec les dernières mesures réalisées par l’observatoire Pierre-Auger [5, 6]. Pour les noyaux plus lourds, le processus dominant les pertes d’énergie à ces énergies est la photodésintégration lors de laquelle un γ de haute énergie est

absorbé par le noyau. Le noyau est alors excité et se désexcite par désintégration, c'est-à-dire en émettant un proton, un neutron, un noyau d'hélium, voire une particule plus lourde. Si les produits de la désintégration sont de masses à peu près équivalentes, on parle alors de photofission. Ce processus permet d'expliquer la coupure observée dans le cas où le rayonnement cosmique n'est pas majoritairement composé de protons à ces énergies.

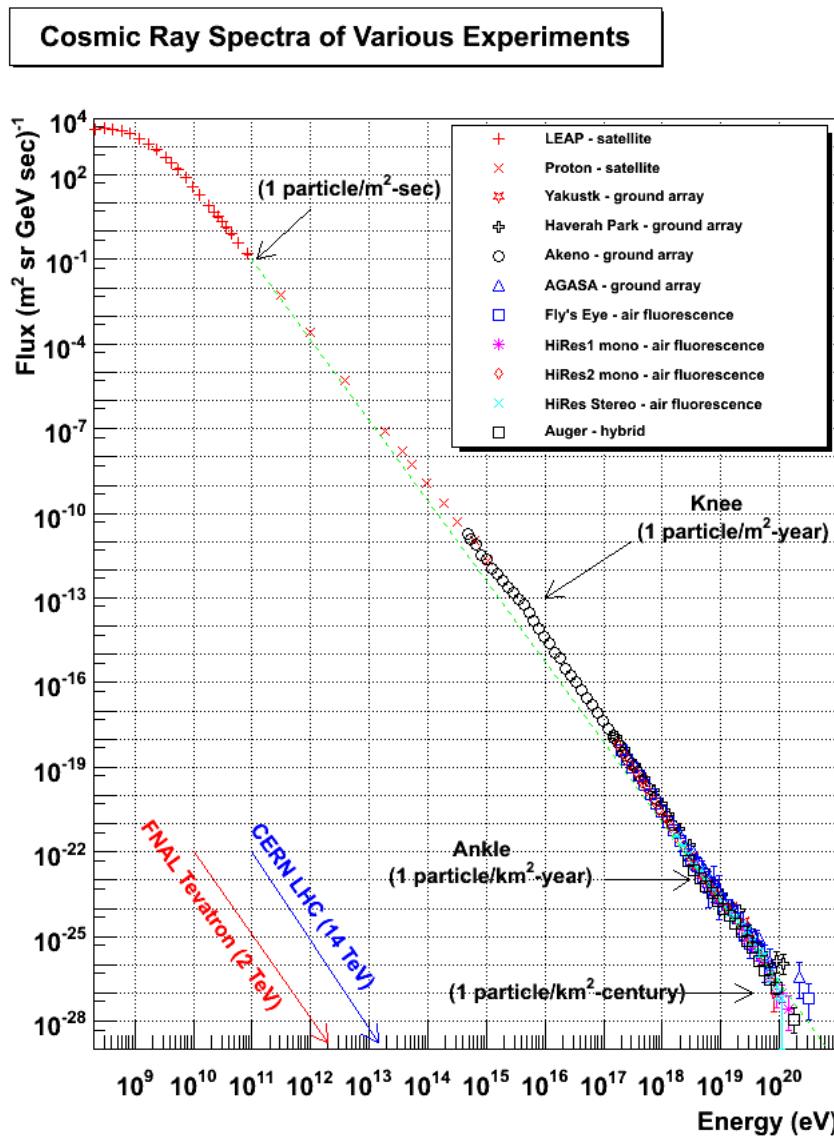


FIGURE 1.1 – Spectre des rayons cosmiques vu par plusieurs expériences. Figure issue de [7].

Une telle forme de spectre jusqu'à de telles énergies ne peut être le résultat de phénomènes thermiques du type rayonnement de corps noir, ce qui suggère l'existence d'un mécanisme d'accélération des rayons cosmiques qui sera discuté dans la partie 1.1.2. Ces changements dans l'indice spectral sont reliés aux questions de l'origine des rayons cosmiques et de leur propagation qui seront abordées dans les parties 1.1.4 et 1.1.3 respectivement.

1.1.1.2 Spectre de masse

La connaissance du spectre de masse du rayonnement cosmique, c'est-à-dire de l'abondance relative des différentes particules qui le composent, est cruciale pour comprendre la phénoménologie des rayons cosmiques et notamment la forme du spectre en énergie que nous avons présenté à la section précédente. Aux plus hautes énergies, la mesure du numéro atomique des noyaux constituant le rayonnement cosmique est très difficile et dépend nécessairement des modèles d'interaction hadroniques utilisés pour prédire le développement des gerbes atmosphériques. En revanche, au GeV, les détecteurs embarqués dans l'espace permettent des mesures très précises de la composition du rayonnement cosmique [8] :

- ~ 98% de noyaux atomiques dont :
 - ~ 87% de protons ;
 - ~ 12% de noyaux d'hélium ;
 - ~ 1% de noyaux plus lourds ;
- ~ 2% d'électrons ;
- ~ 0,01% de γ .

Les mesures les plus récentes montrent aussi la présence d'antimatière dans le rayonnement cosmique sous forme de positrons [9] (~ 10% du flux des électrons) et d'antiprotons [10]. Les spectres en énergie des noyaux les plus répandus ont un indice spectral très proche ce qui suggère un mécanisme d'accélération commun.

L'abondance des différents éléments dans le rayonnement cosmique peut être comparée à l'abondance de ces mêmes éléments dans le milieu interstellaire environnant notre Soleil. La figure 1.2 montre une telle comparaison pour des noyaux dont l'énergie est de 160 MeV par nucléon, les deux distributions sont normalisées de telle façon que l'abondance relative du silicium ($Z = 14$) soit de 1000. Certains éléments sont bien plus abondants dans le rayonnement cosmique que dans le milieu interstellaire. En particulier le lithium ($Z = 3$), le beryllium ($Z = 4$) et le bore ($Z = 5$) sont environ 10^5 fois plus présents dans le rayonnement cosmique. Cette surabondance s'explique par le fait que ces espèces sont produites par les réactions de spallation lors de la propagation des rayons cosmiques dans le milieu interstellaire. Au cours de ces réactions, les noyaux du rayonnement cosmique interagissent avec des noyaux du milieu interstellaire qui se décomposent en noyaux plus légers. L'équation du modèle de la « boîte qui fuit » (*Leaky Box* en anglais) permet de décrire ce phénomène pour une espèce i et s'écrit à l'aide :

- d'un terme source Q_i ;
- d'un terme de destruction de ce noyau lors de réaction de spallation $-\frac{N_i}{\tau_i}$ où τ_i est le temps d'interaction moyen du noyau i (incluant tous les canaux) ;
- d'un terme de création tenant compte des réactions de spallation de noyaux plus lourds pouvant se décomposer en un noyau $i \sum_{j>i} \frac{R_{ij} N_j}{\tau_j}$ où R_{ij} est le rapport d'embranchement pour la production du noyau i par la spallation d'un noyau j ;
- d'un terme $-\frac{N_i}{\lambda_i}$ qui prend en compte la désintégration d'un noyau i instable et dont le temps de désintégration est λ_i ;
- d'un terme $-E_i$ représentant la fraction de noyaux i qui s'échappent de la Galaxie.

Cette équation phénoménologique s'écrit donc :

$$\frac{dN_i}{dt} = Q_i - \frac{N_i}{\tau_i} + \sum_{j>i} \frac{R_{ij} N_j}{\tau_j} - \frac{N_i}{\lambda_i} - E_i. \quad (1.2)$$

Ainsi exprimée, cette équation n'est pas solvable car on ne connaît pas à l'avance la densité de matière rencontrée par les rayons cosmiques lors de leur propagation. La quantité que nous pouvons déterminer est le grammage $X = \rho v t$ où ρ est la densité du milieu traversé, v la vitesse de la particule et t le temps de propagation. Si l'on prend l'exemple des noyaux de lithium, de béryllium ou de bore, on peut négliger le terme source (du fait de leur importante surabondance dans le rayonnement cosmique) et le terme de désintégration (car ces noyaux sont stables). L'équation devient alors :

$$\frac{dN_i}{dX} = -\frac{N_i(X)}{X_i} + \sum_{j>i} \frac{R_{ij} N_j(X)}{X_j}. \quad (1.3)$$

La résolution de ce système d'équations couplées (une équation par noyau i) permet d'estimer le grammage moyen parcouru par les rayons cosmiques entre leur lieu d'émission et la Terre. Pour des énergies de l'ordre du GeV, le grammage moyen traversé que l'on mesure est alors :

$$X \approx 5 - 10 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}. \quad (1.4)$$

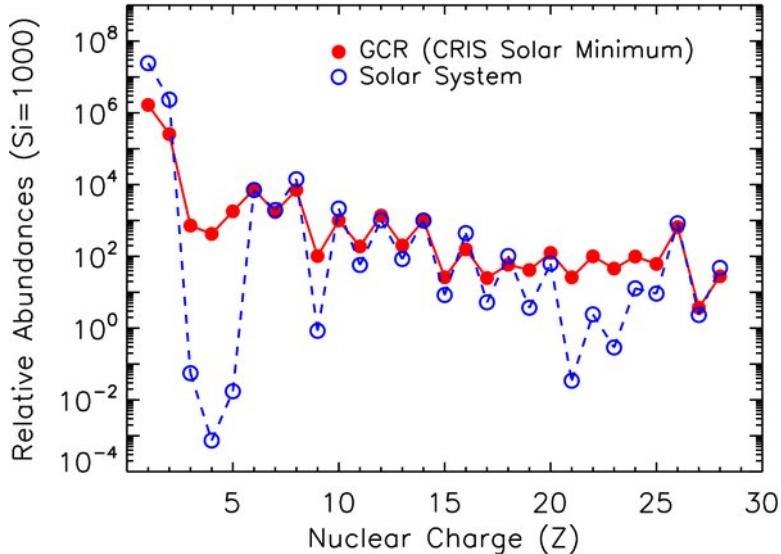


FIGURE 1.2 – Composition relative des noyaux du rayonnement cosmique du système solaire (en rouge) et des noyaux du rayonnement cosmique galactique (en bleu). Figure issue de [11].

Les noyaux instables du rayonnement cosmique permettent de déterminer le temps de propagation des rayons cosmiques. En effet lors des réactions de spallation, les différents isotopes d'un noyau qui sont créés ne sont pas tous stables. Par exemple, la réaction de spallation d'un noyau de carbone avec un noyau d'hydrogène produit – entre autre – soit un noyau de beryllium 9 (${}^9\text{Be}$) stable, soit un noyau de beryllium 10 (${}^{10}\text{Be}$) instable dont le temps de vie est de $1,387 \pm 0,012 \times 10^6$ années. Les sections efficaces de production de ces deux isotopes sont connues, leur rapport est donc uniquement modifié par la désintégration du beryllium 10. La mesure de

ce rapport permet donc d'accéder immédiatement au temps de propagation moyen d'un noyau. Pour des noyaux dont l'énergie est de l'ordre du GeV, le temps de propagation estimé à partir du rapport $\frac{^{10}\text{Be}}{^9\text{Be}}$ est :

$$\langle t_{\text{propagation}} \rangle \sim 2 \times 10^7 \text{ années.} \quad (1.5)$$

Ce rapport augmente en fonction de l'énergie pour deux raisons. La première est que le temps de désintégration dans le référentiel terrestre est $\gamma\tau_{\text{dés}}$ où $\gamma = 1/\sqrt{1 - (\frac{v}{c})^2}$ est le facteur de Lorentz. Donc plus la particule est énergétique, plus elle mettra de temps, statistiquement, à se désintégrer dans notre référentiel. La seconde tient au fait que plus l'énergie augmente, plus le temps de propagation de la particule diminue et donc moins elle a le temps de se désintégrer. En pratique, l'évolution de ce rapport nous renseigne sur la manière dont le coefficient de diffusion dépend de l'énergie.

Connaissant le grammage moyen traversé par les rayons cosmiques et leur temps de propagation, on peut en déduire la densité moyenne du milieu traversé n :

$$n = \frac{X}{c\langle t_{\text{propagation}} \rangle} \sim 0,2 \text{ particules} \cdot \text{cm}^{-3}. \quad (1.6)$$

La densité du milieu interstellaire dans le disque galactique est connue par d'autres moyens et vaut environ 1 particule par cm^3 . Les rayons cosmiques qui arrivent sur Terre ont donc passé la plupart de leur temps de trajet dans le halo galactique, bien moins dense que le disque galactique. Leur propagation n'est donc pas rectiligne mais bien diffusive comme nous le verrons dans la partie 1.1.3.

1.1.1.3 Spectre angulaire

Le flux de rayonnements cosmiques mesuré sur Terre n'est que très faiblement anisotrope jusqu'à 10^{15} eV [12]. La raison d'une si faible anisotropie est la présence de champs magnétiques turbulents dans la Galaxie qui sont responsables de la propagation diffuse des rayons cosmiques comme nous le verrons dans la section 1.1.3. Les anisotropies de petites échelles pourrait être dues aux turbulences locales du champ magnétique [13] tandis que celles de grandes échelles pourraient provenir de sources locales comme Vela [14]. Aux énergies les plus élevées, le flux des rayons cosmiques exhibe une structure dipolaire. En effet, l'observatoire Pierre-Auger et l'expérience *Telescope Array* ont rapporté la découverte d'un excès dans la même direction. Cet excès a une significativité de $5,2\sigma$ pour des énergies supérieures à 8×10^{18} eV pour Auger [15] et de 3σ pour des énergies supérieures à 57×10^{18} eV pour *Telescope Array* [16]. De plus, *Telescope Array* a récemment montré la possible existence d'un déficit de rayons cosmiques en provenance de la même direction avec une significativité de $3,7\sigma$ à des énergies inférieures [17].

1.1.2 Processus d'accélération

La détection de particules à ces énergies pose la question de leur accélération. Dans cette partie nous présentons les différents processus théoriques d'accélération dont l'origine remonte à 1949.

1.1.2.1 Accélération de Fermi du second ordre

Le processus d'accélération de Fermi du second ordre est un mécanisme simple d'accélération électromagnétique qui met en jeu une particule chargée et un milieu ambiant où règne un champ magnétique, par exemple un nuage d'atomes ionisés. Ce processus a été proposé pour la première fois par Fermi en 1949 [18]. L'idée de Fermi est basée sur le fait qu'un nuage interstellaire magnétisé peut réfléchir une particule chargée qu'il rencontre. Dans ce cas l'accélération est produite par le champ électrique. En effet, même si le champ magnétique est statique dans le référentiel du nuage, dans le référentiel de la particule il se déplace, ce qui produit un champ électrique $\vec{E} = -\gamma(\vec{v} \wedge \vec{B})$ permettant d'accélérer la particule. Le gain (ou la perte) en énergie de la particule est donné par la relation suivante :

$$\Delta E = -2E \times \frac{\vec{v} \cdot \vec{V}}{c^2} \quad (1.7)$$

où \vec{v} est la vitesse de la particule et \vec{V} celle du nuage. Le résultat obtenu dépend du produit scalaire $\vec{v} \cdot \vec{V}$, il y a donc un gain d'énergie si la particule et le nuage ont des directions opposées et une perte d'énergie dans le cas inverse. Ce mécanisme permet de montrer comment une particule se propageant dans la Galaxie interagit avec les nuages magnétisés, ce qui peut mener à des gains ou des pertes d'énergie. Un calcul plus complet permet d'établir que [19] :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{E_2 - E_1}{E_1} = \frac{\beta(\cos(\theta'_{\text{out}}) - \cos(\theta_{\text{in}})) + \beta^2(1 - \cos(\theta_{\text{in}})\cos(\theta_{\text{out}}))}{1 - \beta^2} \quad (1.8)$$

où θ_{in} est l'angle d'entrée de la particule dans le nuage dans le référentiel galactique, θ_{out} est l'angle de sortie de la particule dans le nuage dans le référentiel du nuage (voir figure 1.3) et $\beta = \frac{V}{c}$. Cette expression permet de calculer le gain moyen d'énergie $\langle \frac{\Delta E}{E} \rangle$ réalisé lors de ce processus si l'on fait quelques hypothèses. Tout d'abord on suppose qu'à la fin du processus la distribution des particules est isotropique, c'est-à-dire que $\langle \cos(\theta'_{\text{out}}) \rangle = 0$. Ensuite on évalue $\langle \cos(\theta_{\text{in}}) \rangle$. La probabilité d'obtenir une collision avec l'angle θ_{in} est proportionnelle à la vitesse relative entre la particule et le nuage, autrement dit :

$$P(\theta_{\text{in}}) \propto (||\vec{v}|| - ||\vec{V}|| \times \cos(\theta_{\text{in}})). \quad (1.9)$$

On en déduit donc :

$$\langle \cos(\theta_{\text{in}}) \rangle = \frac{\int_{-1}^1 P(\theta_{\text{in}}) \cos(\theta_{\text{in}}) d(\cos(\theta_{\text{in}}))}{\int_{-1}^1 P(\theta_{\text{in}}) d(\cos(\theta_{\text{in}}))} = \frac{-\frac{2}{3}||\vec{V}||}{2||\vec{v}||} = -\frac{||\vec{V}||}{3||\vec{v}||} \approx -\frac{\beta}{3} \quad (1.10)$$

si l'on considère que la particule est relativiste, c'est-à-dire si $v \sim c$. Le gain moyen en énergie vaut alors :

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \frac{4}{3}\beta^2. \quad (1.11)$$

Ce gain est positif, le mécanisme est donc bien un mécanisme d'accélération du second ordre en β , d'où son nom. C'est un processus stochastique par nature. La limite de ce mécanisme est justement qu'il est du second ordre, le gain d'énergie à chaque passage dans un nuage est donc très faible et le temps d'accélération d'une particule très long. On peut calculer qu'il faut environ 1 milliard d'années à une particule pour doubler son énergie via ce processus d'accélération. Ce mécanisme est donc trop lent pour expliquer l'énergie des rayons cosmiques.

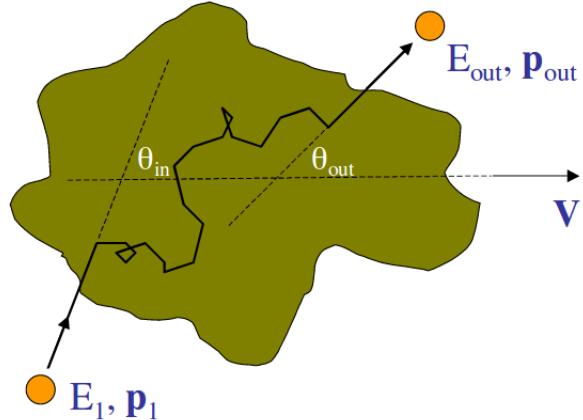


FIGURE 1.3 – Schéma du principe de l'accélération de Fermi du second ordre d'une particule par un nuage magnétisé. Figure issue de [19].

1.1.2.2 Accélération de Fermi du premier ordre

Le mécanisme décrit dans le paragraphe précédent n'est pas efficace à cause du terme en β^2 et du fait de la vitesse limitée des nuages magnétisés ce qui implique que β reste petit. Pour obtenir un mécanisme plus efficace, on peut augmenter la vitesse du nuage dans des proportions irréalistes du point de vue de ce que l'on sait du milieu interstellaire. Une alternative consiste à ne considérer que des collisions frontales dans le cas précédent, c'est-à-dire de ne considérer seulement le cas $\theta_1 = \pi$. Dans ce cas, $\langle \cos(\theta_{\text{in}}) \rangle = -1$ et l'on obtient alors $\langle \frac{\Delta E}{E} \rangle = \beta$, c'est-à-dire un mécanisme d'accélération du premier ordre. Le mécanisme que nous allons décrire par la suite permet de ne considérer que des collisions frontales. Il s'appuie sur l'existence de chocs astrophysiques. Ces chocs résultent de l'interaction d'un éjectat de vitesse très élevée dans le champ magnétique ambiant.

Au passage d'une onde de choc on distingue deux régions (voir figure 1.4). La région en aval du choc qui a déjà été traversée par celui-ci, et la région en amont du choc qui n'a pas encore été atteinte ; les propriétés physiques de ces régions sont notées avec les indices 2 et 1 respectivement. La densité ρ_i , la pression P_i , la température T_i et la vitesse v_i sont déterminées au niveau du choc par les relations de Rankine-Hugoniot :

- $\rho_1 v_1 = \rho_2 v_2$;
- $P_1 + \rho_1 v_1^2 = P_2 + \rho_2 v_2^2$;
- $\rho_1 v_1 (\frac{v_1^2}{2} + \frac{P_1}{\rho_1} + e_1) = \rho_2 v_2 (\frac{v_2^2}{2} + \frac{P_2}{\rho_2} + e_2)$ où $e_i = \frac{1}{\gamma-1} \frac{p_i}{\rho_i}$ est la densité d'énergie pour un gaz parfait et γ est l'indice adiabatique du gaz.

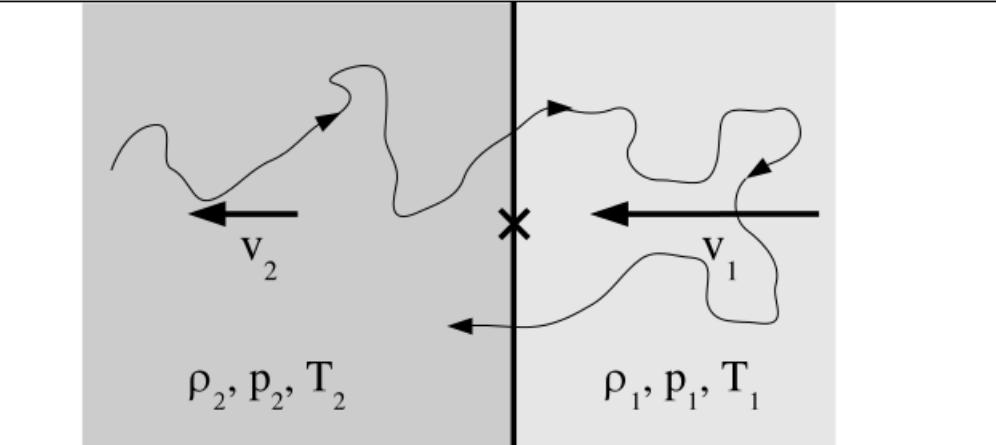


FIGURE 1.4 – Schéma du principe de l'accélération de Fermi du premier ordre d'une particule : une onde de choc (la ligne noire) sépare deux milieux et la particule fait des aller-retour entre les deux milieux. Figure issue de [20].

La solution à ce système pour les vitesses est :

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{1 + M_1^2 \gamma \pm (M_1^2 - 1)}{M_1^2(\gamma + 1)} = \begin{cases} \frac{1}{\frac{2+M_1^2(\gamma-1)}{M_1^2(\gamma+1)}} & (\text{cas } +) \\ \frac{1}{\frac{2+M_1^2(\gamma-1)}{M_1^2(\gamma+1)}} & (\text{cas } -) \end{cases} \quad (1.12)$$

où $M_1 = \frac{v_1}{v_{\text{son},1}}$ est le nombre de Mach du choc, c'est-à-dire la vitesse du choc dans le milieu amont divisé par la vitesse du son dans ce milieu $v_{\text{son},1}$. Le cas où $v_2 = v_1$ correspond au cas où il n'a pas de discontinuité, c'est-à-dire pas de choc. Dans le second cas, les solutions pour les autres grandeurs du système sont :

$$\begin{cases} \frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{M_1^2(\gamma + 1)}{2 + M_1^2(\gamma - 1)} \\ \frac{p_2}{p_1} = \frac{M_1^2(2\gamma) - (\gamma - 1)}{\gamma + 1} \\ \frac{T_2}{T_1} = \frac{M_1^2(2\gamma) - (\gamma - 1)(M_1^2(\gamma - 1) + 2)}{M_1^2(\gamma + 1)^2} \end{cases}. \quad (1.13)$$

On a donc $\rho_2 > \rho_1$, $T_2 > T_1$, $P_2 > P_1$ et $v_2 < v_1$. Le fluide, c'est-à-dire le milieu ambiant, est donc compressé, chauffé et ralenti au passage du choc. On peut alors définir le ratio de compression du milieu choqué $r = \frac{M_1^2(\gamma+1)}{2+M_1^2(\gamma-1)}$, on a ainsi :

$$v_2 = \frac{v_1}{r} \quad \text{et} \quad \rho_2 = r\rho_1. \quad (1.14)$$

Dans la limite d'un choc fort ($M_1 \gg 1$), on a alors $r \approx \frac{\gamma+1}{\gamma-1}$, ce qui équivaut à $r \approx 4$ pour un gaz parfait monoatomique ($\gamma = \frac{5}{3}$).

Du point de vue de l'accélération des particules, ce système est très avantageux. En effet, dans le référentiel du choc, le milieu en amont du choc se déplace vers ce dernier à une vitesse $v_1 = V_{\text{choc}}$. Une fois le choc passé, le milieu est ralenti. Le milieu aval s'éloigne donc du choc avec

une vitesse $v_2 = \frac{v_1}{r} = \frac{V_{\text{choc}}}{r}$. Si les milieux en aval et en amont du choc sont le siège d'un champ magnétique, le phénomène suivant a alors lieu (voir figure 1.5) :

- une particule venant de l'*amont* et passant à travers le choc verra le milieu *aval* comme un nuage magnétique se déplaçant vers elle avec une vitesse $\Delta v = v_1 - v_2 = \frac{r-1}{r} V_{\text{choc}}$;
- une particule venant de l'*aval* et passant à travers le choc verra le milieu en *amont* comme un nuage magnétique se déplaçant vers elle avec une vitesse $\Delta v = v_1 - v_2 = \frac{r-1}{r} V_{\text{choc}}$.

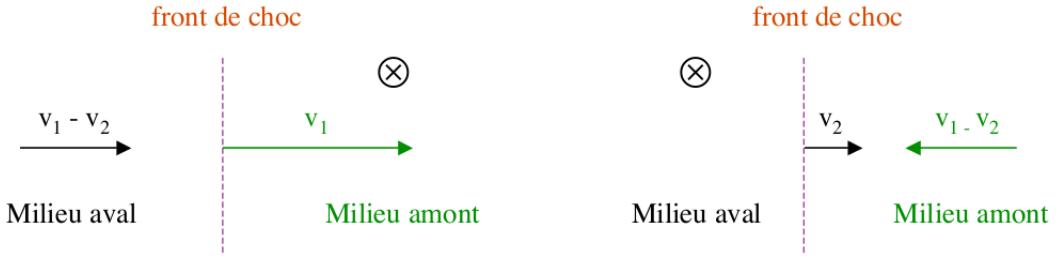


FIGURE 1.5 – Schéma illustrant le passage de l'onde de choc depuis le référentiel du milieu aval et depuis le référentiel du milieu amont. Dans les deux cas, l'autre milieu apparaît comme se déplaçant avec une vitesse $\Delta v = v_1 - v_2$. Figure issue de [19].

Cet effet, combiné à la réflexion magnétique décrite précédemment, permet à une particule de passer plusieurs fois à travers le choc : de l'amont vers l'aval puis de l'aval vers l'amont et ainsi de suite. A chaque passage, la particule est accélérée par la rencontre avec un nuage magnétique exactement comme décrit pour l'accélération de Fermi du second ordre. La seule différence réside dans le fait que les collisions sont toutes frontales. Le gain en énergie à chaque passage est donc proportionnel à β et non à β^2 comme nous l'avons montré précédemment. On peut alors calculer $\langle \frac{\Delta E}{E} \rangle$ en évaluant la valeur moyenne de $\langle \cos(\theta_{\text{in}}) \rangle$ et $\langle \cos(\theta'_{\text{out}}) \rangle$. On trouve $\langle \cos(\theta_{\text{in}}) \rangle = -\langle \cos(\theta'_{\text{out}}) \rangle = \frac{2}{3}$. On obtient donc :

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \frac{4}{3} \beta \quad (1.15)$$

où $\beta = \frac{V_{\text{choc}} r - 1}{c r}$. C'est le gain moyen en énergie pour un cycle complet d'une particule, c'est-à-dire une particule ayant traversé deux fois le choc. Après un cycle, l'énergie E_1 d'une particule entrée avec une énergie E_0 s'écrit donc :

$$E_1 = \left(1 + \frac{4}{3} \frac{V_{\text{choc}}}{c} \frac{r - 1}{r} \right) E_0, \quad (1.16)$$

et après n cycles :

$$E_n = \left(1 + \frac{4}{3} \frac{V_{\text{choc}}}{c} \frac{r - 1}{r} \right)^n E_0. \quad (1.17)$$

Ce mécanisme est néanmoins limité par le fait qu'une particule a une probabilité non nulle de s'échapper de la région d'accélération. Cette probabilité P peut se calculer pour chaque cycle

comme le flux ϕ_e de particules qui s'échappent divisé par le flux ϕ_0 de particules qui traversent le choc. Le flux de particules traversant le choc de l'amont à l'aval et ne revenant pas au choc est simplement $\phi_e = n_0 v_2 = n_0 V_{\text{choc}}/r$ où n_0 est la densité de particules. Le flux de particules traversant le choc de l'amont vers l'aval se calcule de manière similaire à l'équation 1.10 :

$$\phi_0 = n_0 c \times \frac{\int_0^1 \cos(\theta) d(\cos(\theta))}{\int_{-1}^1 d(\cos(\theta))} = n_0 c \times \frac{1/2}{2} = \frac{n_0 c}{4} \quad (1.18)$$

d'où une probabilité P de s'échapper :

$$P = \frac{\phi_e}{\phi_0} = \frac{n_0 V_{\text{choc}}/r}{n_0 c/4} = \frac{4V_{\text{choc}}}{rc}. \quad (1.19)$$

Si on injecte N_0 particules, après n cycles le nombre de particules restant est donc :

$$N_n = N_0 (1 - P)^n = N_0 (1 - P)^{\frac{\ln(\frac{E}{E_0})}{\ln(1+k)}} = N_0 \left(\frac{E}{E_0}\right)^{\frac{\ln(1-P)}{\ln(1+k)}}. \quad (1.20)$$

On a donc :

$$n(E) = \left| \frac{dN(\geq E)}{dE} \right| = \left(\frac{r+2}{r-1} - 1 \right) N_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\frac{r+2}{r-1}}. \quad (1.21)$$

On obtient donc un spectre en loi de puissance, dépendant uniquement du rapport de compression r pour ce mécanisme d'accélération. Dans le cas du gaz parfait monoatomique où $r = 4$ on a, en particulier, une loi de puissance dont l'indice vaut -2 . On peut montrer que ce mécanisme permet d'atteindre des énergies de l'ordre de 10^{15} eV en l'espace de 300 ans ce qui est bien plus raisonnable que dans le cas de l'accélération de Fermi de second ordre. En effet, un temps d'accélération de cet ordre de grandeur est inférieur au temps de vie caractéristique d'une source. Il permet surtout au mécanisme d'accélération de compenser les pertes d'énergie que nous détaillerons dans la partie 1.2 qui sont un facteur limitant pour l'accélération des rayons cosmiques.

1.1.2.3 Limites de ces mécanismes et autres modèles

Dans la partie précédente nous avons décrit un cas idéal qui néglige plusieurs aspects. Tout d'abord nous avons négligé l'influence des particules accélérées sur le choc. En effet, lorsqu'une part non significative de l'énergie cinétique du choc a été transférée aux rayons cosmiques, la pression qu'ils exercent devient non négligeable et modifie les conditions physiques au niveau du choc. Ensuite, afin d'être accélérées au niveau de la discontinuité, les particules doivent avoir un rayon de Larmor plus important que la largeur du choc. Or si c'est le cas pour les noyaux, ce n'est pas vrai pour les électrons. Enfin, tous les mécanismes d'accélération sont limités par les processus de pertes d'énergie. L'énergie maximum E_{\max}^{pertes} d'une particule est atteinte lorsque le temps d'accélération est identique au temps caractéristique des pertes d'énergie :

$$t_{\text{acc}}(E_{\max}) = t_{\text{pertes}}(E_{\max}). \quad (1.22)$$

De plus, dans le cas des restes de supernovæ, l'énergie maximale E_{\max}^{age} que peut atteindre une particule dépend aussi de l'âge de la supernova. De même, les particules accélérées ne restent confinées que jusqu'à une certaine énergie $E_{\max}^{\text{confinement}}$. Ainsi, en pratique, la plus petite quantité

entre E_{\max}^{pertes} , E_{\max}^{age} et $E_{\max}^{\text{confinement}}$ détermine le processus limitant dans l'accélération des rayons cosmiques dans les supernovæ. Comme nous le verrons dans la partie 1.2, les pertes d'énergie sont différentes pour les électrons et les noyaux. Le processus limitant pour l'accélération de noyaux et d'électrons n'est donc pas forcément le même dans un même site. De plus, il est important de s'intéresser aux mécanismes de pertes d'énergie car ils jouent un rôle prépondérant non seulement dans la limite de l'accélération des rayons cosmiques mais aussi dans l'émission de γ de très haute énergie.

Par ailleurs, d'autres mécanismes d'accélération ont été proposés. Par exemple, les pulsars peuvent produire des champs électriques intenses susceptibles à leur tour d'accélérer efficacement des particules (voir section 1.3.1).

1.1.3 Propagation des rayons cosmiques

Afin de décrire le mouvement de ces particules chargées dans la Galaxie, nous allons introduire le rayon de Larmor r_L et la rigidité R . Si l'on considère le cas d'une particule de charge Ze se déplaçant orthogonalement à un champ magnétique statique \vec{B} , l'équation du mouvement de cette particule s'écrit :

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = Ze(\vec{v} \wedge \vec{B}) \quad (1.23)$$

où $\vec{p} = \gamma m \vec{v}$ est l'impulsion de la particule. Dans le plan orthogonal au champ magnétique, la particule décrit alors une trajectoire circulaire. On peut alors remplacer la norme de l'accélération $\|\vec{a}\| = \frac{d\|\vec{v}\|}{dt}$ par l'accélération centripète $\|\vec{a}\| = \frac{\|\vec{v}\|^2}{r}$ où r est le rayon de la trajectoire circulaire décrite par la particule :

$$\gamma m \frac{\|\vec{v}\|^2}{r} = Ze\|\vec{v}\| \times \|\vec{B}\| \quad \Rightarrow \quad r = \frac{\gamma m \|\vec{v}\|}{Ze\|\vec{B}\|}. \quad (1.24)$$

Le rayon r du mouvement est appelé le rayon de Larmor et s'écrit de la manière suivante :

$$r_L = \frac{\|\vec{p}\|c}{Ze} \times \frac{1}{\|\vec{B}\|c} = R \times \frac{1}{\|\vec{B}\|c} \quad (1.25)$$

où $R = \frac{\|\vec{p}\|c}{Ze}$ est la rigidité de la particule et s'exprime en Volts. L'avantage d'une telle notation est que deux particules ayant la même rigidité ont la même trajectoire dans le champ magnétique indépendamment de leur masse, de leur charge et de leur vitesse.

Les champs magnétiques dans la Galaxie ne sont généralement pas homogènes. On cherche donc à caractériser la longueur de cohérence d'un champ magnétique. Un champ magnétique turbulent peut être décrit comme la superposition de modes de Fourier :

$$\vec{B}(\vec{r}) = \int_{k_{\min}}^{k_{\max}} \frac{1}{(2\pi)^3} \vec{B}(\vec{k}) e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} + \phi(\vec{k}))} d^3 k \quad (1.26)$$

où \vec{k} est le vecteur d'onde et $\phi(\vec{k})$ la phase associée au mode \vec{k} . Pour des turbulences de type « Kolmogorov », on a :

$$k^2 B^2(k) \propto k^{-\frac{5}{3}}. \quad (1.27)$$

La longueur caractéristique associée à un mode \vec{k} étant $\lambda = \frac{2\pi}{||\vec{k}||}$, l'échelle maximale d'une turbulence magnétique L_{\max} a pour expression :

$$L_{\max} = \frac{2\pi}{k_{\max}}. \quad (1.28)$$

On définit alors la longueur de cohérence du champ magnétique L_c comme étant la distance au-delà de laquelle le champ magnétique perd l'information de sa direction initiale. En pratique L_c est la distance à partir de laquelle la fonction de corrélation du champ ε est nulle, soit :

$$\varepsilon(L_c) = \langle \vec{B}(r_0) \cdot \vec{B}(r_0 + L_c) \rangle = 0. \quad (1.29)$$

Pour une turbulence magnétique de type « Kolmogorov » on a $L_c \sim \frac{L_{\max}}{5}$.

La comparaison entre le rayon de Larmor d'une particule et la longueur de cohérence d'un champ magnétique est essentielle pour étudier sa trajectoire dans un champ magnétique. Si $r_L \gg L_c$ alors la particule ne « subit » pas l'effet de la turbulence magnétique. La particule se propage donc de manière rectiligne. C'est le cas des rayons cosmiques les plus énergétiques pour lesquels les champs magnétiques typiques dans la Galaxie (de l'ordre de quelques μG) n'ont aucune influence. En revanche, si $r_L \leq L_c$ alors la particule interagit avec la turbulence et notamment avec les modes pour lesquels $\lambda \sim r_L$. La particule est alors diffusée et perd l'information de sa direction initiale sur une distance de l'ordre de quelques rayons de Larmor. Dans la Galaxie, on a typiquement $B \sim 1 \mu\text{G}$ et $L_c = 1 - 10 \text{ pc}$, soit $r_L \leq L_c$ pour la majeure partie du rayonnement cosmique d'énergie inférieure à 10^{15} eV . Ces rayonnements subissent donc une propagation diffuse lors de leur trajet dans la Galaxie ce qui permet d'expliquer leur isotropie.

1.1.4 Origine des rayons cosmiques

Les restes de supernovæ sont considérés comme les sources des rayons cosmiques d'origine galactique depuis les travaux de Baade et Zwicky en 1934 [21]. En effet, si on suppose que la densité de rayons cosmiques dans la Galaxie ($\rho_{\text{CR}} \approx 1 \text{ eV} \cdot \text{cm}^{-3}$) est constante au cours du temps, alors le taux d'énergie injectée dans l'accélération des rayons cosmiques doit compenser la luminosité L_{CR} quittant la Galaxie du fait que certains rayons cosmiques s'échappent :

$$L_{\text{CR}} = \frac{V \rho_{\text{CR}}}{\tau_{\text{esc}}} \quad (1.30)$$

où V est le volume de confinement des rayons cosmiques et τ_{esc} leur temps de confinement. Par ailleurs, le grammage g s'exprime en fonction de ces mêmes grandeurs, de la vitesse de propagation c des rayons cosmiques et de la masse M cible de ces mêmes rayons cosmiques :

$$g = \frac{\tau_{\text{esc}} c M}{V}. \quad (1.31)$$

On en déduit donc :

$$L_{\text{CR}} = \rho_{\text{CR}} \frac{c M}{g} \approx 10^{34} \text{ W} \quad (1.32)$$

avec $M \approx 5 \times 10^9 M_{\odot}$ et $g \approx 5 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$. Le taux d'explosion de supernovæ dans la Galaxie étant d'environ 3 par siècle et l'explosion d'une supernova relâchant une énergie cinétique totale d'environ 10^{43} J , la puissance relâchée par les explosions de supernovæ atteint $\sim 10^{35} \text{ W}$. Ainsi, seul $\sim 10\%$ de l'énergie libérée par les supernovæ est nécessaire pour expliquer la densité de rayons cosmiques dans la Galaxie.

De plus, on peut exprimer l'énergie maximale atteinte lors de l'accélération d'une particule chargée dans un reste de supernova de la manière suivante [22] :

$$E_{\max} = 930 \times Z \left(\frac{B}{\mu G} \right) \left(\frac{V_{\text{choc}}}{c} \right) \left(\frac{r}{pc} \right) \text{ TeV.} \quad (1.33)$$

Ainsi, plus le noyau est lourd plus il peut être accéléré à de hautes énergies. Un tel phénomène peut expliquer une caractéristique telle que le « genou » par la coupure dans le spectre qui résulte du fait que l'énergie maximale d'accélération est atteinte pour les protons. Dans ce modèle, plus l'énergie augmente plus le nombre de noyaux qui subissent cette coupure augmente et ce jusqu'aux noyaux de fer pour lesquels la coupure aurait lieu à une énergie de l'ordre de celle du « deuxième genou ». Quant à la « cheville », cette caractéristique est communément interprétée comme étant le résultat de la transition entre un domaine en énergie où les rayons cosmiques d'origine galactique dominent le spectre et un domaine où les rayons cosmiques d'origine extra-galactique prévalent.

1.2 Rayonnement γ

Dans cette partie nous allons décrire les processus qui interviennent lors de l'accélération des particules décrites dans la partie précédente. Ces processus modifient le spectre des particules du rayonnement cosmique en absorbant une partie et en émettant d'autres particules, appelées secondaires, et notamment des rayons γ . Ces processus sont donc un facteur limitant de l'accélération des rayons cosmiques via les pertes d'énergie qu'ils induisent, mais aussi des processus radiatifs qui sont à l'origine de la composante γ de ce même rayonnement.

1.2.1 Les processus leptoniques de production de γ

Les principaux processus d'émission de γ par des leptons sont le rayonnement synchrotron, l'émission Compton inverse et le rayonnement de freinage (aussi appelé Bremsstrahlung) que nous détaillons dans cette section.

1.2.1.1 Rayonnement synchrotron

Le rayonnement synchrotron correspond à l'émission d'un photon par une particule relativiste chargée qui est accélérée dans un champ magnétique [23]. La perte en énergie d'une particule par rayonnement synchrotron est égale à :

$$-\frac{dE}{dt} = 2\sigma_T c U_B \beta^2 \gamma^2 \sin^2(\theta) \quad (1.34)$$

où $U_B = \frac{B^2}{2\mu_0}$ est la densité d'énergie de champ magnétique, $\sigma_T = \frac{8\pi r_e^2}{3} = 6,65 \times 10^{-29} \text{ m}^2$ est la section efficace de Thomson et γ le facteur de Lorentz. Pour une population d'électrons diffusés aléatoirement dans toutes les directions, on peut calculer la perte d'énergie moyennée sur tous les angles :

$$\left\langle -\frac{dE}{dt} \right\rangle = \frac{4}{3} \sigma_T c \gamma^2 \beta^2 U_B. \quad (1.35)$$

La raison pour laquelle ce taux de perte d'énergie est aussi similaire à celui de la diffusion Compton inverse (voir équation 1.39) est que l'interaction d'une particule relativiste avec un champ magnétique peut être décrite comme l'interaction de cette particule avec un photon

virtuel. Pour un champ magnétique typique présent dans notre Galaxie, on a $B = 5 \mu G$ et $U_B \sim 0,6 \text{ eV}$.

Comme $E = \gamma mc^2$, la perte en énergie par rayonnement synchrotron est donc proportionnelle à E^2 . L'ordre de grandeur de l'énergie du photon émis lors de ce processus vaut :

$$E_\gamma^{\text{synchroton}} \approx 67 \left(\frac{E}{1 \text{ TeV}} \right)^2 \left(\frac{B}{1 \mu G} \right) \text{ eV.} \quad (1.36)$$

Ce processus émet donc principalement des photons de basse énergie et pour une population d'électrons dont le spectre décrit une loi de puissance d'indice p , le spectre des photons émis par rayonnement synchrotron suivra aussi une loi de puissance d'indice $\frac{p+1}{2}$.

1.2.1.2 Diffusion Compton et Compton inverse

La diffusion Compton est la diffusion d'un photon par un électron. Si l'électron n'est pas relativiste, et si $E = h\nu$ est l'énergie initiale du photon, alors l'énergie E' du photon après diffusion vaut :

$$E' = \frac{E}{1 + \frac{E}{m_e c^2} (1 - \cos(\theta))} \leq E \quad (1.37)$$

où m_e est la masse d'un électron, c la vitesse de la lumière dans le vide et θ l'angle de diffusion. Dans ce cas le photon perd donc systématiquement de l'énergie. La section efficace de diffusion Compton prenant en compte les termes de correction quantique a été calculée pour la première fois en 1929 par Klein et Nishina [24] et vaut :

$$\sigma_{KN} = \frac{\pi r_e^2}{\varepsilon} \left(\ln(2\varepsilon + 1) \left[1 - \frac{2(\varepsilon + 1)}{\varepsilon^2} \right] + \frac{1}{2} + \frac{4}{\varepsilon} - \frac{1}{2(2\varepsilon + 1)^2} \right) \quad (1.38)$$

où $r_e = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 m_e c^2}$ est le rayon classique de l'électron et $\varepsilon = \frac{E_\gamma}{m_e c^2}$. On distingue alors 2 régimes :

- le régime de Thomson : c'est le cas où $\varepsilon \ll 1$, c'est-à-dire $E_\gamma = \gamma\hbar\omega \ll m_e c$, l'énergie du photon est donc petite devant l'énergie de masse de l'électron, on a alors $\sigma_{KN} \rightarrow \frac{8\pi r_e^2}{3} = \sigma_T$;
- le régime de Klein-Nishina : c'est le cas où $\varepsilon \gg 1$, l'énergie du photon est donc grande devant l'énergie de masse de l'électron, on a alors $\sigma_{KN} \rightarrow \frac{6\pi r_e^2}{\varepsilon} = \frac{3\sigma_T}{4\varepsilon} \ll \sigma_T$.

La diffusion Compton inverse consiste au transfert d'énergie d'un électron à un photon du milieu ambiant. Il s'agit d'une diffusion Compton pour laquelle l'électron est relativiste avec un facteur de Lorentz γ . On se place alors dans le référentiel de l'électron : si l'énergie du photon (γE) est petite devant l'énergie de masse de l'électron ($m_e c^2$), on est alors dans le régime de Thomson et :

- $E' \leq \gamma E$ dans le référentiel de l'électron ;
- $E' \leq \gamma^2 E$ dans le référentiel du laboratoire.

Si l'énergie du photon (γE) est grande devant l'énergie de masse de l'électron ($m_e c^2$), on est alors dans le régime de Klein-Nishina et :

- $E' \approx m_e c^2$ dans le référentiel de l'électron ;
- $E' \approx \gamma m_e c^2$ dans le référentiel du laboratoire.

Les énergies les plus grandes sont atteintes dans le régime Thomson où un photon de faible énergie (typiquement un photon du fond infra-rouge ou du fond diffus cosmologique) est diffusé par un électron relativiste. L'énergie maximale que le photon peut atteindre est $4\gamma^2 E$.

Dans le régime de Thomson, la perte en énergie d'un électron s'écrit :

$$-\frac{dE}{dt} = \frac{4}{3}\sigma_T c \gamma^2 U_{\text{rad}} \quad (1.39)$$

où U_{rad} est la densité d'énergie du champ de photons cibles et inclut la lumière des étoiles dans le visible, les photons infrarouges émis par l'émission thermique associée à la poussière présente dans le milieu interstellaire et le fond diffus cosmologique (CMB pour *Cosmic Microwave Background* en anglais) omniprésent dans l'Univers. Dans notre Galaxie, on a typiquement $U_{\text{rad}} \sim 1 \text{ eV}$.

Comme pour le rayonnement synchrotron, la perte d'énergie par effet Compton inverse est donc proportionnelle à E^2 . De plus, pour une population d'électrons dont le spectre décrit une loi de puissance d'indice p , le spectre des photons émis par effet Compton inverse suivra également une loi de puissance en première approximation d'indice $(p+1)/2$ dans le régime de Thomson et d'indice $(p+1)$ dans le régime de Klein-Nishina.

1.2.1.3 Rayonnement de freinage

Le rayonnement de freinage est dû à la décélération d'une particule chargée (majoritairement des électrons et des positrons dans notre cas) dans le champ coulombien d'une autre particule (majoritairement le noyau d'un atome du milieu interstellaire dans notre cas). La formule de Bethe-Heitler [25] permet de calculer la perte d'énergie d'un électron par rayonnement de freinage :

$$-\frac{dE}{dt} = \frac{Z(Z+1,3)e^6 n}{16\pi^3 \varepsilon_0^3 m_e^2 c^4 \hbar} \left(\ln\left(\frac{183}{X^{1/3}}\right) + \frac{1}{8} \right) \times E \quad (1.40)$$

où Z est le numéro atomique du noyau cible, e est la charge élémentaire, n est la densité numérique des électrons, ε_0 est la permittivité diélectrique du vide, m_e est la masse au repos de l'électron, \hbar est la constante de Planck réduite et X le grammage (en $\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}$). Dans le cas du rayonnement de freinage, la perte d'énergie est donc proportionnelle à l'énergie E de l'électron incident. L'énergie moyenne emportée par le photon vaut environ un tiers de l'énergie de la particule incidente. Ce rayonnement peut donc produire des rayons γ d'énergie à peu près équivalente à celle de l'électron incident. De plus, pour une population d'électrons dont le spectre décrit une loi de puissance d'indice p , le spectre des photons émis par rayonnement de freinage suivra aussi une loi de puissance d'indice p .

1.2.1.4 Ionisation

Les pertes par ionisation résultent du transfert d'énergie d'un lepton aux atomes du milieu traversé. Ces atomes se retrouvent alors dans un état excité et peuvent se désexciter en émettant un photon. Néanmoins la perte d'énergie lors de ce processus est proportionnelle au logarithme de l'énergie et n'est donc pas prépondérante aux hautes énergies. Ce processus est donc négligeable

sur des échelles de temps courtes. Sur des échelles de temps longues, les pertes par ionisation sont souvent traitées comme une perte d'énergie continue et faible.

1.2.1.5 Perte d'énergie différentielle totale

Pour être tout à fait complet sur le sujet des pertes d'énergies des leptons lors de la propagation il faut aussi tenir compte des pertes adiabatiques du fait des variations de vitesse des vents galactiques. Ce phénomène n'est néanmoins pas émetteur de rayon γ . En tenant compte de tous ces processus, la perte d'énergie différentielle totale d'un électron peut donc s'écrire [26] :

$$-\frac{dE}{dt} = A_1 \left(\ln \left(\frac{E}{m_e c^2} \right) + 19,8 \right) + A_2 E + A_3 E^2 \quad (1.41)$$

où le premier terme décrit les pertes par ionisation, le second terme décrit le rayonnement de freinage et les pertes adiabatiques et le troisième terme décrit les pertes par diffusion Compton inverse et rayonnement synchrotron. À haute énergie, en négligeant les pertes par ionisation, par rayonnement de freinage et adiabatiques, le taux de perte des électrons peut donc être approximé par :

$$-\frac{dE}{dt} = \frac{4}{3} \frac{\sigma_T c}{(m_e c^2)^2} E^2 (U_B + U_{\text{rad}}). \quad (1.42)$$

On en déduit que la durée moyenne τ après laquelle un électron a perdu $(1 - 1/e)$ de son énergie initiale lors de sa propagation est :

$$\tau = \frac{E}{\dot{E}} = \frac{3}{4} \frac{(m_e c^2)^2}{\sigma_T c E (U_B + U_{\text{rad}})}. \quad (1.43)$$

Le temps de propagation d'un électron est donc inversement proportionnel à son énergie initiale E . Par exemple, pour un électron de 1 TeV cette durée est seulement de $\sim 10^5$ années. Les électrons détectés sur Terre à des énergies de l'ordre du TeV (ou supérieure au TeV) n'ont donc pas pu se propager plus de $\sim 10^5$ années, ce qui représente une distance maximale de 1 kpc (ce qui est faible, le centre de notre Galaxie étant situé à 8 kpc de la Terre) [27]. Les électrons détectés à ces énergies ont donc été émis par des sources proches de la Terre.

1.2.1.6 Crédit et annihilation de paires

La création de paires correspond à l'annihilation d'une particule et de son anti-particule pour donner une paire de photons. Dans notre cas il s'agit d'un électron et d'un positron :

$$e^+ e^- \rightarrow \gamma \gamma. \quad (1.44)$$

Les photons ainsi créés ont une énergie de l'ordre de $m_e c^2$ ce qui veut dire que cette réaction a lieu dans le régime de Klein-Nishina. La réaction inverse :

$$\gamma \gamma \rightarrow e^+ e^- \quad (1.45)$$

possède un seuil car les deux γ doivent être suffisamment énergétiques pour atteindre au moins l'énergie de masse de l'électron et du positron. Ce seuil s'écrit :

$$E_{\gamma_1} E_{\gamma_2} \geq \frac{m_e^2 c^4}{2}. \quad (1.46)$$

Cette réaction est aussi à l'origine du développement des gerbes électromagnétiques dans l'atmosphère (voir section 3.1.1) et explique l'opacité de l'Univers aux γ d'ultra hautes énergies (voir section 1.2.3).

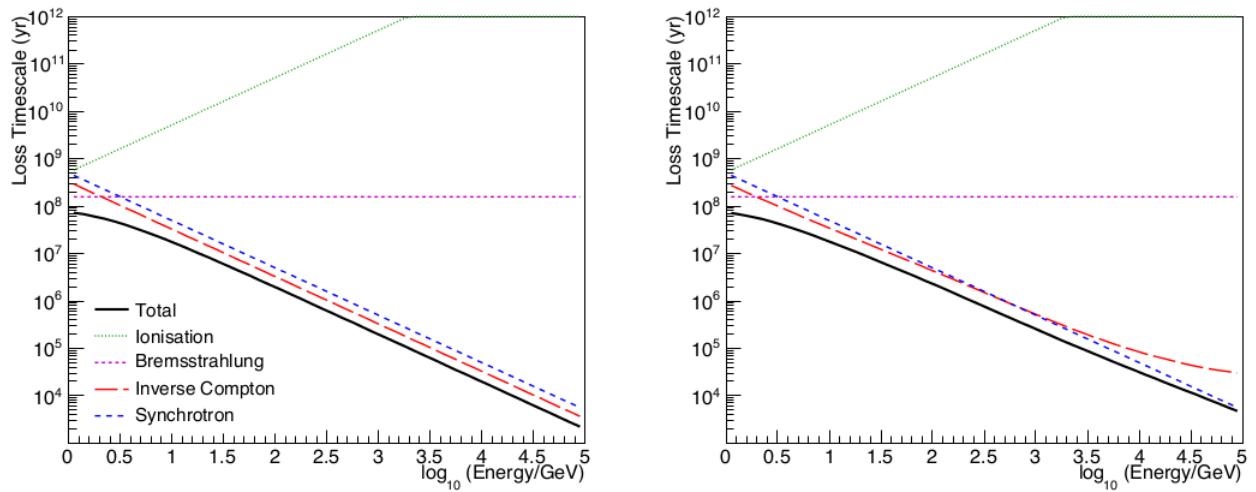


FIGURE 1.6 – Temps caractéristiques des pertes d'énergie en années dans le milieu interstellaire en fonction de l'énergie des électrons. Les pertes par ionisation sont représentées en pointillés verts, celles par rayonnement de freinage en tirets magenta, celles par synchrotron en tirets bleus et celles par Compton inverse en longs tirets rouges. La figure de gauche représente le cas où les pertes par effet Compton inverse sont calculées dans l'approximation du régime de Thomson tandis que la figure de droite représente ces pertes dans le cas du calcul complet utilisant la formule de Klein-Nishina. Figures issues de [28].

1.2.1.7 Conclusion

Les processus décrits précédemment permettent d'appréhender la perte d'énergie de populations de leptons. La figure 1.6 présente le temps caractéristique des pertes d'énergie en années dans le milieu interstellaire en fonction de l'énergie des électrons. Les pertes par ionisation (pointillés verts) sont proportionnelles au logarithme de l'énergie, le temps caractéristique de pertes d'énergie $t = (\frac{1}{E} \frac{dE}{dt})^{-1}$ augmente donc quand l'énergie augmente. Ces pertes ne sont donc dominantes qu'aux plus basses énergies jusqu'à ~ 350 MeV. Ensuite, ce sont les pertes par rayonnement de freinage (tirets magenta) qui dominent et sont donc le facteur limitant principal de l'accélération des électrons entre ~ 350 MeV et quelques GeV. Les pertes par rayonnement de freinage étant proportionnelle à l'énergie, le temps d'accélération est donc constant en fonction de l'énergie. Au-delà de quelques GeV, les deux processus dominants sont le rayonnement synchrotron (tirets bleus) et le rayonnement Compton inverse (longs tirets rouges). Ces deux processus sont proportionnels au carré de l'énergie d'où une dépendance inversement proportionnelle à l'énergie de leur temps caractéristique. Pour les pertes par effet Compton inverse, l'approximation du régime de Thomson est représentée sur la figure de gauche tandis que la solution complète de Klein-Nishina est représentée sur la figure de droite. Dans le premier cas, les pertes par effet Compton inverse dominent toujours légèrement celles par synchrotron tandis que dans le second cas ce sont les pertes par synchrotron qui dominent, et ce de plus en plus fortement, à partir de ~ 1 TeV.

1.2.2 Les processus hadroniques de production de γ

Les pertes via synchrotron existent pour les protons et tous les noyaux mais sont négligeables, sauf en cas de champ magnétique très fort, comparées à celles des électrons et de manière générale aux autres processus que nous allons décrire ci-dessous car :

$$t_{\text{syn}} \propto \left(\frac{M}{m_e} \right)^4. \quad (1.47)$$

Aux hautes énergies, le processus qui joue un rôle important dans la perte d'énergie des protons et des autres noyaux plus lourds qui composent le rayonnement cosmique sont les interactions hadroniques avec les atomes du milieu ambiant c'est-à-dire principalement des atomes d'hydrogène H et des atomes d'hélium He. Des réactions de spallation ont donc lieu entre ces noyaux et les atomes composant le milieu interstellaire. Ces réactions de spallation produisent des mésions, principalement des π^0 , des π^+ et des π^- . Dans le cas le plus simple, celui des protons, les processus dominants sont les diffusions inélastiques suivantes :

- $pp \rightarrow pp\pi^0$;
- $pp \rightarrow pn\pi^+$;
- $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$.

Les énergies mises en jeu au niveau du centre de masse sont telles que ces interactions peuvent produire plusieurs π^0 ou plusieurs paires $\pi^+\pi^-$ à la fois. Elles peuvent aussi produire des mésions plus lourds comme η . Néanmoins tous ces mésions se désintègrent finalement soit directement en γ soit en pions qui se désintègrent alors à leur tour en émettant des rayons γ selon les processus dominants suivants :

- $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ avec un rapport d'embranchement de $98,823 \pm 0,034\%$;
- $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$ avec un rapport d'embranchement de $1,174 \pm 0,035\%$;
- $\pi^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu$ avec un rapport d'embranchement de $\approx 100\%$ puis $\mu^+ \rightarrow e^+\bar{\nu}_\mu\nu_e$ avec un rapport d'embranchement de $\approx 100\%$;
- $\pi^- \rightarrow \mu^-\bar{\nu}_\mu$ avec un rapport d'embranchement de $\approx 100\%$ puis $\mu^- \rightarrow e^-\nu_\mu\bar{\nu}_e$ avec un rapport d'embranchement de $\approx 100\%$;
- $\eta \rightarrow 2\gamma$ avec un rapport d'embranchement de $39,31 \pm 0,20\%$;
- $\eta \rightarrow 3\pi^0$ avec un rapport d'embranchement de $32,57 \pm 0,23\%$;
- $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ avec un rapport d'embranchement de $22,74 \pm 0,28\%$;
- $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ avec un rapport d'embranchement de $4,60 \pm 0,16\%$.

Comme on peut le voir pour le méson η , sa désintégration conduit à la création de pions π^0 , π^+ et π^- qui se désintègrent ensuite selon les processus décrits ci-dessus. Ces réactions donnent donc naissance à des γ , des électrons et positrons, et des neutrinos via la désintégration des

muons pour ces derniers. Les γ , les électrons et les positrons ainsi apparus se propagent ensuite en subissant ou non les processus décrits dans la section précédente. Quant aux neutrinos ils sont caractéristiques de ces réactions hadroniques, c'est pourquoi leur origine est activement recherché dans des expériences telles que IceCube [29].

1.2.3 Propagation des rayons γ

Alors que les rayons cosmiques subissent un phénomène de diffusion dû à leur charge lors de leur propagation, les γ se propagent selon une trajectoire rectiligne puisqu'ils sont neutres. Néanmoins les γ peuvent être absorbés en interagissant avec un photon appartenant aux divers fonds de rayonnement baignant l'Univers pour créer une paire électron-positron :

$$\gamma\gamma_{\text{fond}} \rightarrow e^+e^- . \quad (1.48)$$

En ce qui concerne les rayons γ de très haute énergie (supérieure au TeV), cette interaction a principalement lieu avec des photons du fond diffus extragalactique (EBL pour *Extragalactic Background Light* en anglais) dans le domaine du visible et de l'infrarouge. La formation des structures (étoiles, galaxies...) dans l'Univers est principalement responsable de l'émission dans le domaine du visible tandis que l'absorption et la réémission de ce rayonnement par les poussières et le gaz est responsable de l'émission dans le domaine infrarouge. Le libre parcours moyen des rayons γ dépend donc de la densité de photons de l'EBL. Ce phénomène d'absorption est en pratique négligeable à l'échelle de la Galaxie et ne concerne que l'émission γ de sources extragalactiques.

Au-delà du TeV, l'interaction d'un photon a principalement lieu avec un photon du CMB ce qui explique l'opacité de l'Univers aux γ d'ultra hautes énergies. En effet l'Univers baigne dans le rayonnement du fond diffus cosmologique à 2,73 K ce qui correspond à des photons d'énergie $E = k_B T = 2,37 \times 10^{-4}$ eV. Donc un photon d'énergie supérieure à (voir équation 1.46) :

$$E_\gamma = \frac{m_e^2 c^4}{2k_B T} = 5,51 \times 10^{14} \text{ eV} = 551 \text{ TeV} \quad (1.49)$$

ne peut pas se propager sur de grandes distances dans l'Univers car il s'annihilera avec un photon du CMB.

1.3 Sources

Les processus que nous venons de décrire expliquent les pertes d'énergie des leptons et des hadrons accélérés du rayonnement cosmique. Ces processus de pertes d'énergie impliquent souvent l'émission de rayons γ . Du fait de leur charge, les leptons et les hadrons sont isotropisés lors de leur propagation dans la Galaxie et avant leur détection sur Terre. Ils forment donc ce qu'on appelle des émissions diffuses que nous présenterons un peu plus en détail à la section 1.4. En revanche, les γ ne sont pas chargés et bien qu'ils puissent être absorbés et réémis dans une direction différente, une part non-négligeable de ce rayonnement se propage de manière rectiligne depuis son lieu d'émission jusqu'à la Terre. Ces rayons γ permettent donc de tracer les zones d'émission et d'accélération des leptons et des hadrons et les zones privilégiées dans la Galaxie où ceux-ci interagissent avec le milieu interstellaire. Les sources de rayons γ sont classées en deux catégories, actives et passives, selon qu'elles sont le site d'accélération des rayons cosmiques ou qu'elles sont les cibles de ces derniers.

1.3.1 Les sources galactiques

Les vestiges ou rémanents de supernovæ sont une importante classe de sources γ actives aux énergies du TeV. Ces vestiges de supernovæ sont le résultat de l'explosion d'une supernova, c'est-à-dire de l'effondrement d'une étoile massive sur elle-même lorsque la pression résultant de la fusion nucléaire n'est plus capable de compenser l'attraction gravitationnelle du matériel stellaire. Lors d'une explosion de supernova, cet effondrement a lieu de manière très rapide et très violente : les couches extérieures de l'étoile sont éjectées et le gaz chauffé s'expand à une vitesse supersonique dans le milieu interstellaire environnant causant une onde de choc. Cette onde de choc est de nature à permettre une accélération des rayons cosmiques telle que décrit dans la section 1.1.2.2. Les vestiges de supernovæ sont donc des objets étendus constitués des restes des couches extérieures d'étoiles après leur explosion. L'émission de γ étant liée à l'accélération des rayons cosmiques, elle est plutôt localisée au niveau de l'onde de choc c'est-à-dire en périphérie du vestige.

Les pulsars forment une deuxième classe d'objets galactiques qui émettent des rayons γ . Un pulsar est une étoile à neutrons qui s'est formée après l'explosion d'une supernova et qui est en rotation rapide. Un pulsar émet un faisceau de photons qui n'est détectable que si l'émission se fait dans la direction de l'observateur. La période de rotation du pulsar explique l'intermittence de l'émission. Le terme pulsar provient donc du fait que l'émission apparaît pulsée pour un observateur. Cette période est très rapide, elle varie entre quelques millisecondes et quelques secondes seulement. Les pulsars sont le siège de champ magnétique extrêmement intense, de l'ordre de 10^{13} G. Les pulsars étant en rotation, ce champ magnétique engendre un champ électrique extrêmement fort qui peut alors accélérer des particules qui, à leur tour, peuvent émettre des rayons γ [30]. Les pulsars continuent à émettre des γ bien après que le vestige de supernova ait disparu. Ceci survient après quelques centaines de milliers d'années lorsque l'onde de choc disparaît. Pendant la période où les deux objets coexistent, ils peuvent interagir et former des nébuleuses de vent de pulsar (ou plérions) qui sont des vestiges de supernovæ alimentés par les vents électromagnétiques émis par le pulsar.

1.3.2 Les sources extragalactiques

Les sources extragalactiques de rayons γ de très haute énergie sont, parmi celles qui ont été identifiées, très majoritairement des noyaux actifs de galaxie. Ces galaxies hébergent en leur centre un trou noir supermassif. L'accrétion de matière par ce trou noir engendre des jets bipolaires relativistes. L'angle entre l'observateur et la direction du jet change radicalement la manière dont est perçu un noyau actif de galaxie et a donné lieu à une terminologie nombreuse pour décrire les différents objets observés qui ont depuis été rassemblés dans un modèle d'unification [31, 32]. Parmi ces objets, le plus observé au TeV est le blazar qui correspond à un noyau actif de galaxie dont le jet est orienté à moins de 10° de la direction de l'observateur. L'accélération des rayons cosmiques et la production des rayons γ pourrait avoir lieu dans le jet.

Un autre exemple de source extragalactique de rayons γ sont les galaxies à flambées d'étoiles, comme par exemple la galaxie M82 observée par VERITAS [33] et la galaxie NGC 253 observée par H.E.S.S. [34]. Enfin, les sursauts gamma (GRB pour *Gamma-Ray Burst* en anglais), détectés depuis des années au MeV et au GeV [35], sont supposés être des sources extragalactiques de rayons γ aux très hautes énergies mais n'ont pas encore été détectés à ce jour.

1.3.3 Le critère de Hillas

Le critère de Hillas stipule que les particules accélérées ne peuvent seulement être contenues près du site d'accélération que si leur rayon de Larmor est plus petit que la taille typique de l'objet [22]. Il permet de calculer une limite supérieure E_{\max} à laquelle un objet peut accélérer des particules en fonction de sa taille et du champ magnétique qui y règne :

$$E_{\max} = \Gamma q B R c \quad (1.50)$$

où Γ est le facteur de Lorentz, q est la charge électrique de la particule considérée, B le champ magnétique de l'objet et R sa taille. On peut ainsi classer les objets astrophysiques dans un graphique bi-dimensionnel en fonction de leur taille et du champ magnétique qui y règne. La figure originale introduite par Hillas est reproduite figure 1.7. Seuls les objets au-dessus de la ligne pleine vérifient le critère de Hillas pour accélérer des protons jusqu'à 10^{20} eV. Et seuls les objets au-dessus de la ligne pointillée permettent d'accélérer des noyaux de fer jusqu'à cette même énergie. Ainsi, plus le noyau que l'on veut accélérer est lourd plus le critère de Hillas permet d'envisager des sources plus petites avec des champs magnétiques moins forts. A l'inverse, plus on veut atteindre des énergies élevées, plus on est restreint à des sources de grande taille et/ou de champ magnétique fort.

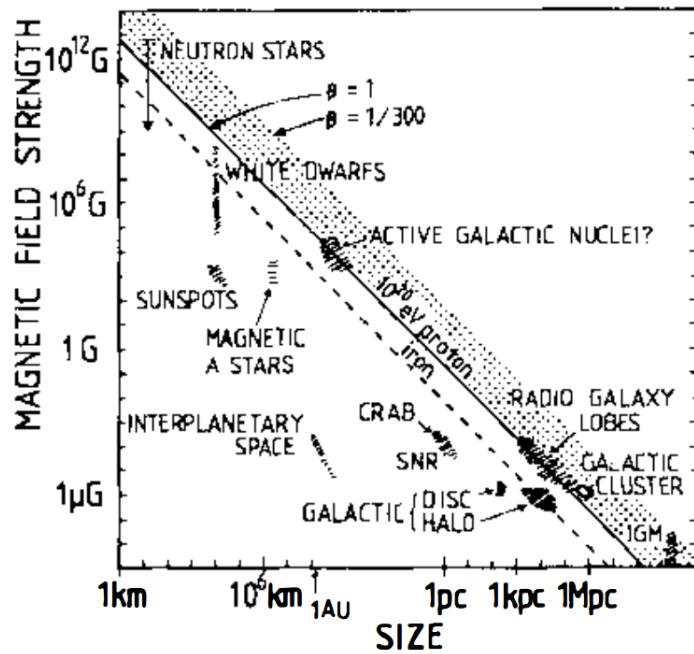


FIGURE 1.7 – Taille et champ magnétique des différents sites possibles d'accélération des rayons cosmiques. Les objets au-dessus de la ligne pleine peuvent accélérer des protons jusqu'à 10^{20} eV au moins. De même les objets au-dessus de la ligne pointillée peuvent accélérer des noyaux de fer jusqu'à 10^{20} eV au moins. Figure issue de [22].

1.4 Mesures du rayonnement cosmique

La mesure du rayonnement cosmique depuis la Terre est le résultat de tous les processus décrits précédemment. Des particules chargées dont on ne connaît pas l'origine sont accélérées créant d'autres particules, et notamment des γ , lors de ces processus d'accélération. Puis lors de la propagation de ces particules (noyaux, leptons, γ , etc), d'autres phénomènes ont lieu comme les réactions de spallation des noyaux qui peuvent créer d'autres leptons et d'autres γ tandis que ces derniers connaissent plusieurs réactions de types rayonnement de freinage, création et annihilation de paires ou diffusion de Compton. Tous ces processus s'additionnent et modifient ainsi la composition et le spectre en énergie du rayonnement cosmique dont la mesure sur Terre n'est que le résultat. Le rayonnement cosmique peut se diviser en trois grandes classes : le rayonnement hadronique, le rayonnement leptonique et le rayonnement γ .

Parmi ces trois composantes, seuls les rayons γ peuvent se propager de manière rectiligne depuis leur site d'émission. Ces sources de rayons γ ont été discutées à la section précédente. En revanche une partie des γ détectés sur Terre est le résultat d'interaction lors de la propagation des rayons cosmiques chargés. Ces γ composent ce que l'on appelle le fond diffus de rayons γ . Cette composante diffuse est clairement visible dans le plan galactique sur une carte du ciel vu par Fermi-LAT entre 100 MeV et 10 GeV tel que représenté sur la figure 1.8. Cette émission diffuse dans le plan galactique a aussi été détecté au TeV par H.E.S.S. [36].

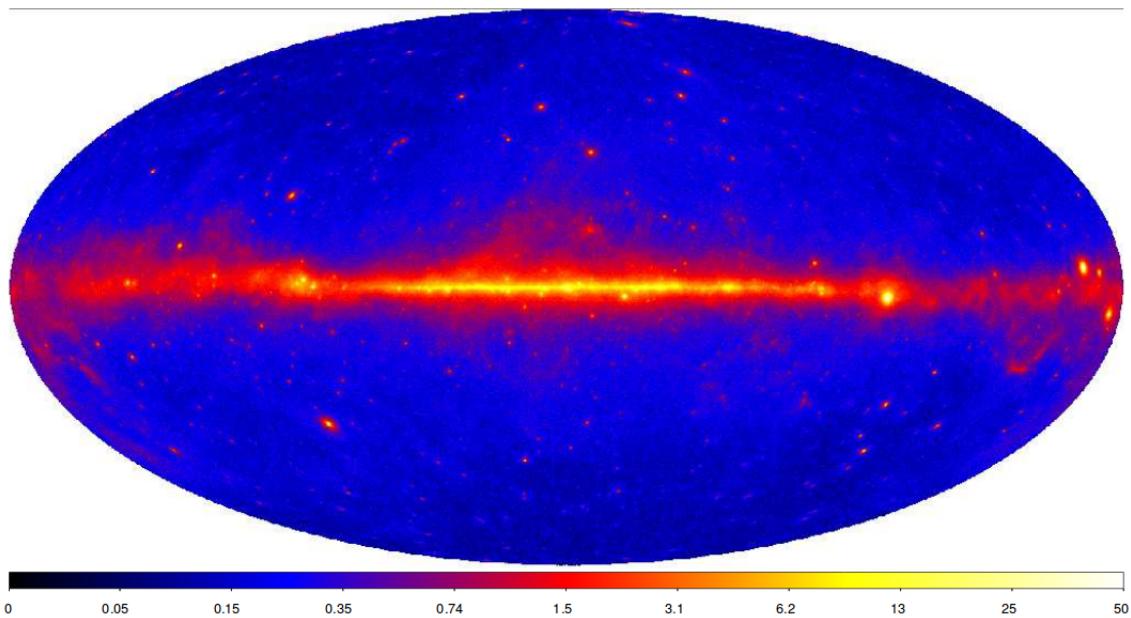


FIGURE 1.8 – Le ciel, en coordonées galactiques, vu en gamma entre 100 MeV et 10 GeV par Fermi-LAT. L'émission diffuse le long du plan galactique est clairement visible sur la figure. Figure issue de [37].

L'expérience Fermi-LAT a aussi mesuré une composante isotrope dans le rayonnement diffus γ , aussi appelée émission diffuse extragalactique γ [38]. Une telle émission diffuse n'a pas encore été détectée au TeV mais des limites supérieures ont pu être dérivées des mesures actuelles [39].

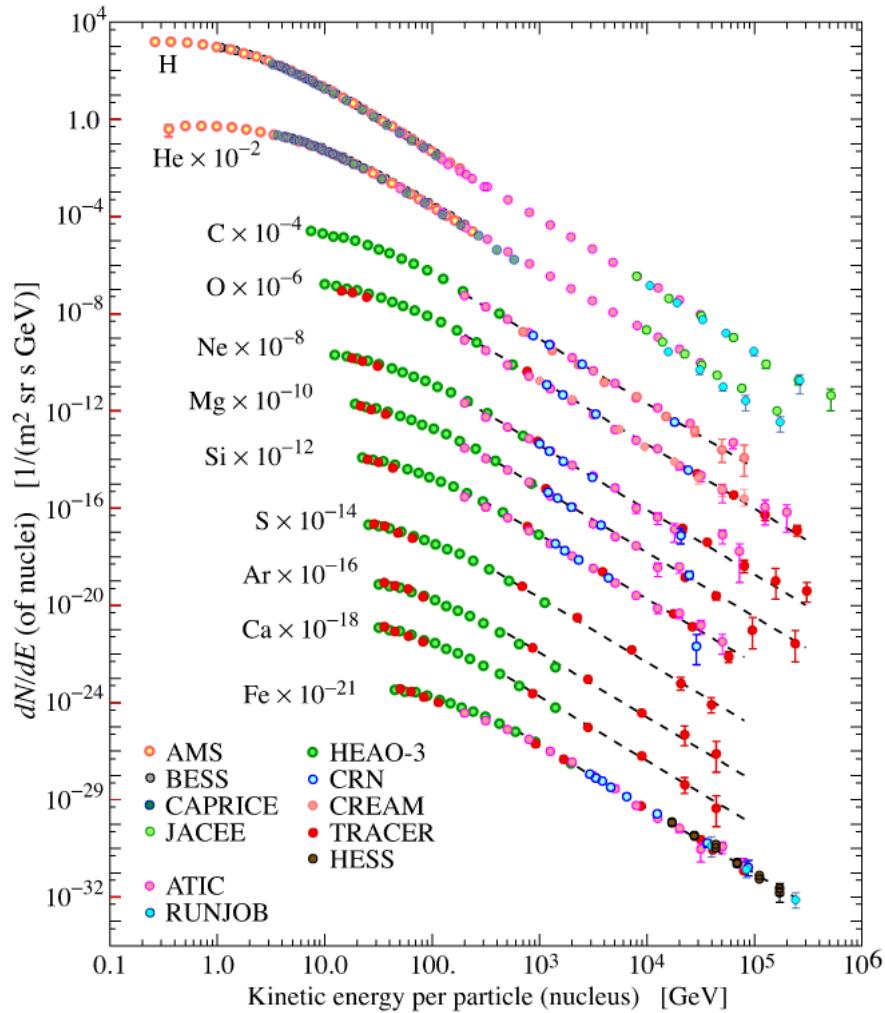


FIGURE 1.9 – Le spectre en énergie des principaux noyaux composant le rayonnement cosmique. Figure issue de [40].

Les deux autres composantes (hadroniques et leptoniques) sont forcément diffuses du fait de leur charge électromagnétique et de la diffusion induite par les champs magnétiques dans la Galaxie. Le spectre en énergie de divers noyaux composant le fond diffus hadronique est présenté sur la figure 1.9. Quant à la composante leptonique, constituée d'électrons et de positrons, les mesures les plus précises sont aujourd'hui obtenues par AMS-02 [41], CALET [42] et DAMPE [43]. La figure 1.10 représente le spectre en énergie de la somme des électrons et des positrons tandis que la figure 1.11 représente ces deux composantes mesurées séparément par AMS-02. Le changement d'indice spectral du spectre des positrons à ~ 20 GeV, qui n'est pas visible dans le spectre des électrons, rend le spectre des positrons plus durs que celui des électrons. Ceci est incompatible avec l'hypothèse que les positrons sont uniquement des particules secondaires, c'est-à-dire créées lors de la propagation des rayons cosmiques [44]. L'interprétation de cet « excès » de positrons fait aujourd'hui encore débat, une solution en terme de matière noire ou de sources astrophysiques pouvant toutes deux expliquer les mesures actuelles (voir par exemple [45] et [46]). La détermination du spectre en énergie des électrons et des positrons avec H.E.S.S. sera l'objet du chapitre 6 de cette thèse.

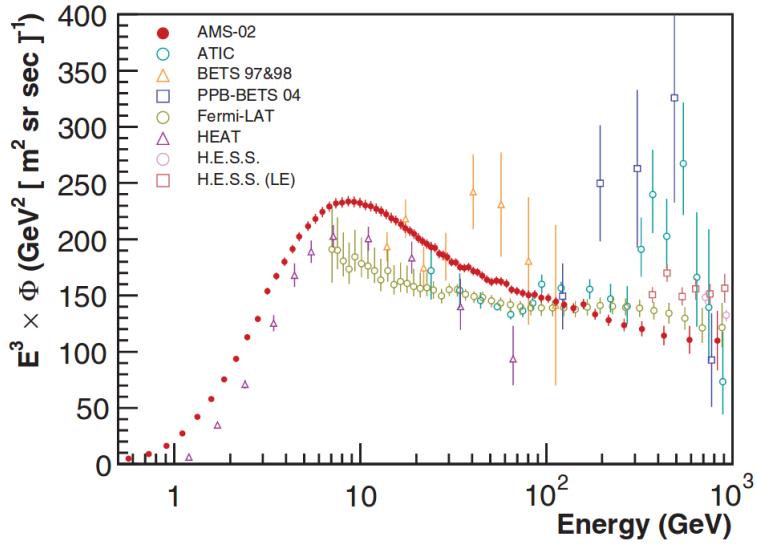


FIGURE 1.10 – Le spectre en énergie des électrons et positrons mesuré par AMS-02. Figure issue de [41].

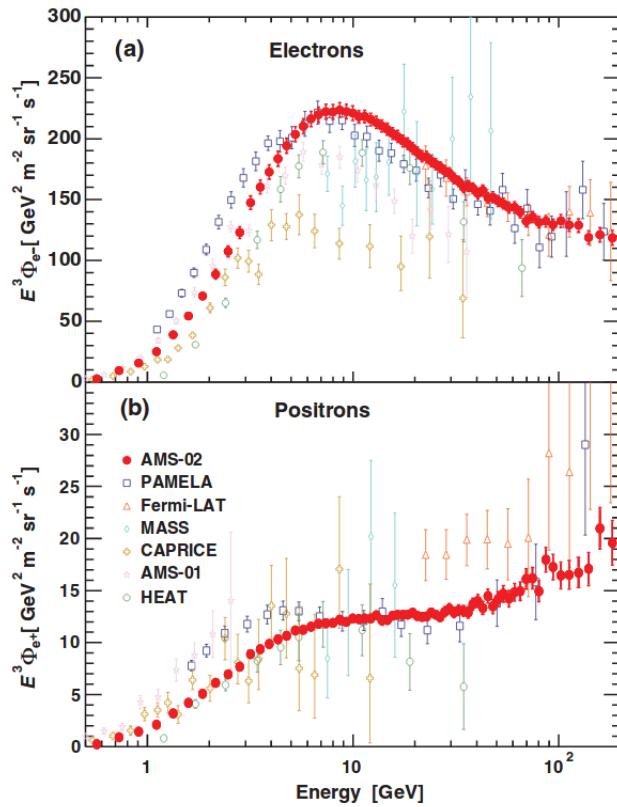


FIGURE 1.11 – Les spectres en énergie des électrons et positrons mesurés séparément par AMS-02. Figure issue de [47].

Chapitre 2

Introduction à la matière noire

Sommaire

2.1 Observations	30
2.1.1 A l'échelle galactique	30
2.1.2 A l'échelle des amas	31
2.1.3 A l'échelle cosmologique	32
2.1.4 Conclusion	34
2.2 Modèles théoriques et candidats	35
2.2.1 Les différents scénarios de matière noire	35
2.2.2 Particules massives interagissant faiblement	35
2.2.2.1 La supersymétrie	36
2.2.2.2 La théorie des dimensions supplémentaires universelles	37
2.2.3 Autres candidats	37
2.2.3.1 Le neutrino stérile	37
2.2.3.2 Les axions	37
2.3 Recherche de matière noire	38
2.3.1 Production	38
2.3.2 Détection directe	39
2.3.3 Détection indirecte	39
2.4 Cas de l'astronomie gamma	41
2.4.1 Flux intrinsèque	42
2.4.1.1 Spectre continu	42
2.4.1.2 Ligne monochromatique	42
2.4.1.3 Bremsstrahlung interne	43
2.4.2 Profils de densité de matière noire	44
2.4.2.1 Les profils piqués	44
2.4.2.2 Les profils avec cœur	44
2.4.3 Sources potentielles de matière noire	45

Matière noire est un terme qui désigne la matière non-baryonique, c'est-à-dire la matière non-usuelle, dont l'existence est étayée par l'observation de ses effets gravitationnels et dont il semble qu'elle représente 85% de la masse totale de l'Univers. La recherche de matière noire n'a, pour l'instant, toujours pas aboutie. L'un des principaux scénarios envisagés aujourd'hui stipule que la matière noire serait composée de particules élémentaires qui s'annihileraient et/ou se désintégreraient en particules du modèle standard. Trois approches sont envisagées pour détecter de telles particules : la production de particules de matière noire dans les accélérateurs tel que le LHC, la détection directe de matière noire, et la détection indirecte de particules de matière noire. L'astronomie gamma rentre dans cette dernière catégorie. Elle tente à l'aide d'observations spatiales et terrestres de détecter des photons γ qui seraient les produits primaires ou secondaires de l'annihilation ou de la désintégration de particules de matière noire.

2.1 Observations

Il existe une série de mesures expérimentales mettant en évidence l'existence de matière non-baryonique dans l'Univers. Les trois principales proviennent de l'observation des galaxies, des amas de galaxies et de certaines propriétés des fluctuations du fond diffus cosmologique qui permettent de mesurer le contenu en énergie de l'Univers.

2.1.1 A l'échelle galactique

La mesure de la vitesse de rotation des étoiles d'une galaxie autour de son centre permet d'établir ce qu'on appelle la courbe de rotation d'une galaxie. Cette courbe représente la distribution des vitesses de ces étoiles en fonction de leur éloignement au centre de la galaxie. Un exemple caractéristique d'une telle courbe est donnée figure 2.1. On y observe que la vitesse des étoiles croît comme attendu avant de se stabiliser. Le fait que la vitesse des étoiles devienne constante est en désaccord avec les prédictions classiques se basant sur la distribution de la matière visible du disque représentée par la courbe en tirets. En effet, l'équation newtonienne d'un tel mouvement circulaire s'écrit :

$$F = ma \implies \frac{GmM(r)}{r^2} = m \frac{v^2(r)}{r} \implies v(r) = \sqrt{\frac{GM(r)}{r}} \quad (2.1)$$

où G est la constante universelle de gravitation, r est la distance de l'étoile au centre de la galaxie, m sa masse et $M(r)$ la masse contenue dans le volume délimité par la sphère de rayon r et dont le centre coïncide avec le centre de la galaxie :

$$M(r) = \int_0^r \rho(\vec{r}) d^3\vec{r} = 4\pi \int_0^r \rho(r) r^2 dr. \quad (2.2)$$

Au-delà du disque lumineux, la masse $M(r)$ est supposée être constante, ce qui implique que la vitesse des étoiles doit décroître proportionnellement à $r^{-\frac{1}{2}}$. Or la vitesse des étoiles reste constante à ces distances, ce qui en retour permet de déduire :

$$v(r) = \text{constante} \implies M(r) \propto r \implies \rho(r) \propto \frac{1}{r^2} \quad (2.3)$$

Cette constatation a conduit à émettre l'hypothèse d'un halo de matière englobant la galaxie dont le profil de densité serait proportionnel à $1/r^2$, du moins à grande distance. Pour une

discussion plus détaillée sur le profil de densité de matière noire, voir la section 2.4.2. De toute évidence cette matière n'émet pas de lumière, d'où le terme de « matière noire ».

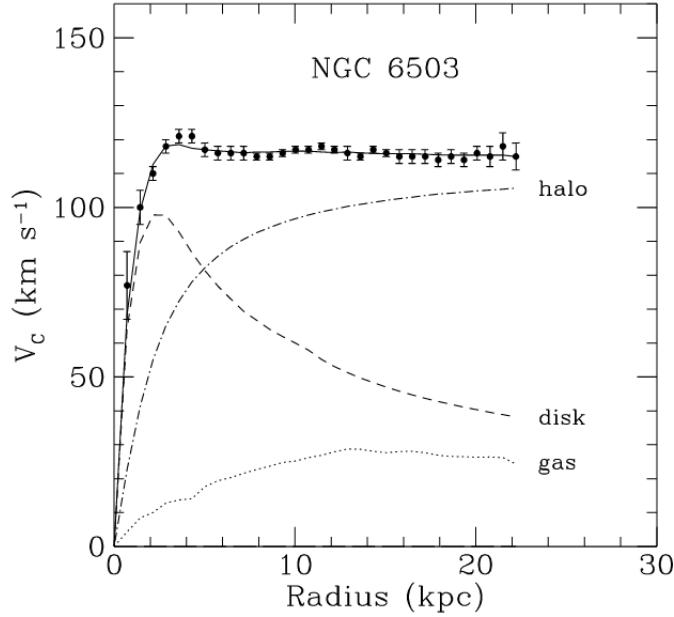


FIGURE 2.1 – Courbe de rotation de la galaxie NGC 6503. Les points noirs représentent les données et sont incompatibles avec l'hypothèse stipulant que l'ensemble de la masse de la galaxie est contenue dans le disque de matière visible (tirets) et dans les gaz interstellaires (pointillés). Pour expliquer les données, une composante appelée halo (tiret-points) doit être ajoutée. Figure issue de [48].

2.1.2 A l'échelle des amas

Le raisonnement développé dans le paragraphe précédent s'applique également à l'échelle des amas de galaxie. Le théorème du viriel appliqué aux vitesses des galaxies composant l'amas permet d'aboutir à une conclusion identique d'une « masse manquante ». Alors que dans le cas des galaxies le rapport matière noire sur masse visible M/L est de l'ordre de 10, il est de l'ordre de 100 en ce qui concerne les amas de galaxies. Historiquement, ce raisonnement permit à Zwicky de postuler l'existence d'une grande quantité de matière non lumineuse dans l'amas de Coma en 1933 [49].

La masse des amas de galaxie peut aussi être déterminée par des effets de lentille gravitationnelle, phénomène prédit par Zwicky en 1937 [50]. L'espace-temps est courbé par les objets massifs, ce qui a pour effet de dévier la lumière se propageant dans leur voisinage. Le phénomène de lentille gravitationnelle se produit lorsqu'une source, un objet massif et l'observateur sont alignés, l'objet massif étant intercalé entre la source et l'observateur. La lumière émise par la source est alors déviée au voisinage de l'objet massif créant des images multiples. Le nombre total d'images dépend de la forme de l'amas et de la précision de l'alignement. Dans le cas d'un alignement parfait, l'image de la source peut avoir la forme d'un anneau. Plus couramment celle-ci est composée d'arcs ou seulement de quelques images centrées autour de l'amas. La déviation induite par l'objet massif formant la lentille gravitationnelle dépend de sa masse.

L'observation d'un tel phénomène permet donc en retour d'estimer très précisément la masse d'un tel objet. Ces mesures précises de lentille gravitationnelle ont permis de contraindre très fortement l'hypothèse que la matière noire soit due à des objets compacts massifs présents dans le halo galactique (MACHO pour *Massive Astrophysical Compact Halo Object* en anglais), les estimations les plus récentes évaluent à moins de 10% leur contribution à la masse totale du halo [51].

Une autre méthode pour déterminer la masse des amas de galaxies est d'utiliser les données en rayons X qui permettent de tracer la distribution de gaz chaud dans un amas. Cette technique a été appliquée en particulier pour l'amas du Boulet (1E0657-558) dont l'image en rayons X obtenue avec le satellite Chandra est reproduite sur la figure 2.2 de droite. On y distingue deux sous-structures dues au fait que cet amas est le résultat de la collision de deux amas. Sur cette figure sont aussi représentés en vert les contours indiquant la répartition globale de matière dans cet amas. Ces contours ont été obtenus à partir de l'étude d'effets de lentille gravitationnelle sur l'image en optique par le télescope Magellan de ce même amas (voir figure 2.2 de gauche). Si la double structure due à la collision de deux amas est là aussi bien visible, la répartition globale de matière ainsi obtenue est différente de celle obtenue à partir de l'étude aux rayons X. Ce résultat est une autre preuve indirecte de l'existence d'une matière non lumineuse dont les effets sont clairement visibles à l'échelle des amas de galaxies.

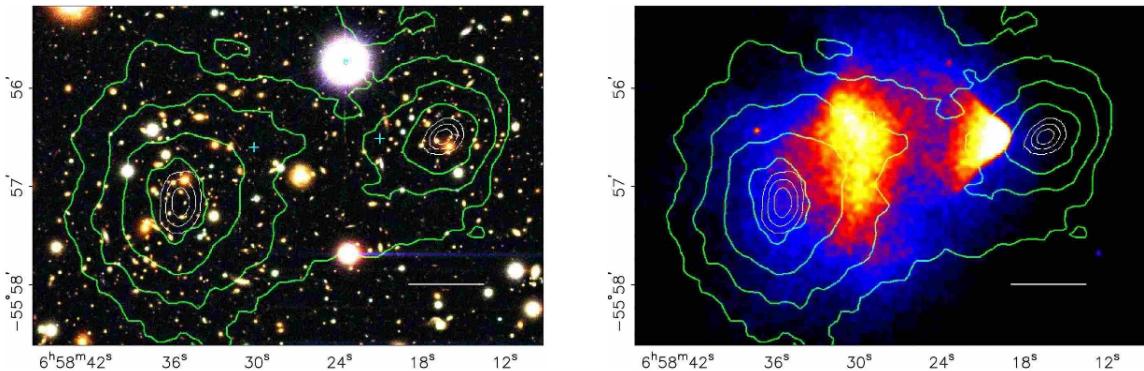


FIGURE 2.2 – À gauche : image de l'amas du Boulet (1E0657-558) par le télescope Magellan en optique. À droite : image du même amas par le satellite Chandra en rayons X. Sur les deux images, les contours verts indiquent la répartition de la matière mesurée par des effets de lentille gravitationnelle tandis que la ligne blanche représente 200 kpc à la distance de l'amas. La différence entre la répartition de la matière baryonique mesurée en rayons X par Chandra et celle de toute la matière présente mesurée par effet de lentille gravitationnelle est bien visible. Figure issue de [52].

2.1.3 A l'échelle cosmologique

La présence de matière noire est corroborée aux échelles cosmologiques par l'étude des anisotropies du CMB et notamment par son spectre de puissance qui nous renseigne sur le contenu en énergie de l'Univers. Afin de détailler ces résultats nous devons d'abord présenter brièvement le modèle cosmologique Λ -CDM (pour Λ *Cold Dark Matter* en anglais) où Λ est la constante cosmologique que nous allons introduire par la suite.

Ce modèle s'appuie sur l'équation d'Einstein qui décrit, dans le cadre de la relativité générale, comment le contenu en matière et en énergie de l'Univers est relié à la géométrie de l'espace-temps. Cette équation s'écrit :

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R + \Lambda g_{\mu\nu} = \kappa T_{\mu\nu} \quad (2.4)$$

où $R_{\mu\nu}$ est le tenseur de Ricci, $g_{\mu\nu}$ est le tenseur métrique, R est la courbure scalaire, Λ est la constante cosmologique, $\kappa = \frac{8\pi G}{c^4}$ est la constante d'Einstein et $T_{\mu\nu}$ est le tenseur énergie-impulsion. La résolution de cette équation (ou plus précisément de ces équations) dépend du tenseur métrique que l'on choisit. Par exemple, le cas où le tenseur énergie-impulsion est nul est décrit par la métrique de Minkowski :

$$ds^2 = c^2 dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2 \quad (2.5)$$

et permet de retrouver les équations de la relativité restreinte. Le cas d'un univers homogène et isotrope est décrit par la métrique de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker (FLRW) qui permet de caractériser simplement l'évolution de la métrique au cours du temps :

$$ds^2 = c^2 dt^2 - a^2(t) \left[\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 d\Omega^2 \right] \quad (2.6)$$

où $a(t)$ est le facteur d'échelle à un temps t , k est la courbure de l'espace et $d\Omega^2 = d\theta^2 + \sin^2(\theta)d\phi^2$ est la métrique sur une sphère. Les deux hypothèses sur lesquelles reposent cette métrique sont étayées par des mesures. L'isotropie et l'homogénéité de l'Univers aux grandes échelles sont étayées par les mesures du CMB qui montrent des fluctuations de température $\frac{\delta T}{T}$ de l'ordre de 10^{-5} .

La métrique de FLRW décrite par l'équation 2.6 et l'équation 2.4 d'Einstein permettent d'aboutir à l'équation de Friedman :

$$\Omega_{\text{tot}}(t) - 1 = \frac{k}{H(t)^2 a(t)^2} \quad (2.7)$$

où $H(t) = \frac{\dot{a}(t)}{a(t)}$ est le paramètre de Hubble. Ω_{tot} est la densité d'énergie totale dans l'Univers normalisée à la densité critique ρ_c , qui représente la densité d'énergie pour laquelle la courbure d'un univers homogène et isotrope est nulle, et vaut :

$$\Omega_{\text{tot}} = \frac{\rho_{\text{tot}}}{\rho_c} \quad \text{avec} \quad \rho_c = \frac{3H}{8\pi G}. \quad (2.8)$$

Ω_{tot} est donc la somme des différentes contributions à la densité totale d'énergie de l'Univers, c'est-à-dire de la densité d'énergie de radiation Ω_r , de la densité d'énergie noire Ω_Λ , de la densité d'énergie associée à la courbure de l'Univers Ω_K et de la densité d'énergie de matière Ω_m , cette dernière étant elle-même la somme de la densité d'énergie de la matière baryonique Ω_b et de la densité d'énergie de la matière non baryonique, c'est-à-dire de la matière noire, Ω_{cdm} :

$$\Omega_{\text{tot}} = \Omega_r + \Omega_\Lambda + \Omega_K + \Omega_m \quad \text{avec} \quad \Omega_m = \Omega_b + \Omega_{\text{cdm}}. \quad (2.9)$$

Les mesures les plus récentes réalisées grâce au satellite Planck permettent d'établir que [53] :

- $h = 0,678 \pm 0,09$ où h est le taux d'expansion de l'Univers qui permet de calculer la valeur du paramètre de Hubble aujourd'hui $H_0 = 100h$ (H_0 s'exprime en s^{-1} mais il est d'usage de l'exprimer en $\text{km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}$) ;
- $\rho_c = (1,05371 \pm 0,00005) \times 10^{-5} h^2 (\text{GeV}/c^2) \cdot \text{cm}^{-3}$;
- $\Omega_r = \frac{\rho_r}{\rho_c} = (5,38 \pm 0,15) \times 10^{-5}$;
- $\Omega_\Lambda = 0,692 \pm 0,012$;
- $\Omega_m = 0,308 \pm 0,012$;
- $\Omega_K = -0,005^{+0,016}_{-0,017}$ avec un niveau de confiance de 95%.

Le résultat obtenu pour Ω_K signifie que l'on ne peut pas mesurer une quelconque courbure de la géométrie de l'Univers actuellement. L'Univers est donc « plat », c'est-à-dire euclidien, à très grande échelle mais rien ne garantit qu'il le soit réellement et qu'il ne présente aucune courbure intrinsèque. En admettant le caractère euclidien de la géométrie de l'Univers, le détail de la densité d'énergie de matière obtenu à partir de l'ajustement du spectre de puissance du CMB est [53] :

- $\Omega_b = \frac{\rho_b}{\rho_c} = 0,02226 \pm 0,00023 h^{-2} = 0,0484 \pm 0,0010$;
- $\Omega_{\text{cdm}} = \frac{\rho_{\text{cdm}}}{\rho_c} = 0,1186 \pm 0,0020 h^{-2} = 0,258 \pm 0,011$.

Ces mesures cosmologiques permettent donc de déterminer le contenu en matière non-baryonique de l'Univers. Cette matière noire représente d'après ces résultats $\sim 26\%$ de la densité totale d'énergie actuelle de l'Univers, soit $\sim 84\%$ du contenu total en matière de l'Univers.

2.1.4 Conclusion

Il existe donc des mesures expérimentales accréditant l'idée d'une masse manquante, ou matière noire, à l'échelle des galaxies, à l'échelle des amas et à l'échelle cosmologique. La compréhension précise de ce phénomène de matière noire est un enjeu majeur de la physique moderne. Dans la suite, nous nous placerons dans le cadre d'étude Λ -CDM brièvement abordé ici. Dans ce modèle, les observations que nous avons détaillées dans cette partie sont expliquées par un phénomène de masse manquante. Dans ce cadre, des théories de physique des particules permettent de proposer des particules comme candidats matière noire. Les caractéristiques de ces candidats matière noire seront abordées plus en détails dans la section 2.2. Néanmoins, dans le problème qui nous intéresse ici, une alternative à cette masse manquante existe, il s'agit des théories de gravité modifiée de type MOND (pour *M*odified *N*ewtonian *D*ynamics en anglais) qui ont été proposées pour la première fois en 1983 par Milgrom [54]. Dans le cadre de ces théories, c'est la loi de la gravitation qui est modifiée afin d'expliquer les observations. Ces deux approches ont leurs qualités et leurs défauts. En particulier, les théories de gravité modifiée reproduisent très bien les courbes de rotation des galaxies mais ne permettent pas, en l'état actuel, de comprendre les observations à l'échelle des amas comme celles de l'amas du Boulet que nous avons détaillées précédemment. À des échelles plus grandes, les théories MOND ont aussi des difficultés, en l'état actuel, à reproduire les pics du spectre de puissance du CMB.

2.2 Modèles théoriques et candidats

Dans le contexte de la physique des particules, plusieurs théories ont été proposées pour expliquer la matière noire. Certaines de ces théories ont été élaborées dans le but d'expliquer ces observations tandis que d'autres ont été initialement proposées comme solution à d'autres problèmes de physique et se sont avérées procurer des candidats valables pour expliquer les observations liées à la matière noire. Dans cette partie, nous passons en revue ces différents modèles théoriques et les candidats matière noire afférents.

2.2.1 Les différents scénarios de matière noire

Comme nous l'avons vu précédemment, la densité en énergie de matière dans l'Univers est dominée par la matière non-baryonique ce qui implique que la matière noire a joué un rôle prépondérant dans la formation des structures telles que les galaxies et les amas de galaxies. Les différents scénarios de matière noire ont des conséquences multiples sur la formation de ces structures. Les trois grandes catégories de matière noire sont nommées :

- matière noire « chaude » pour les candidats de masse faible dont un exemple sont les neutrinos actifs ;
- matière noire « tiède » pour les candidats de masse intermédiaire dont un exemple est le neutrino stérile ;
- matière noire « froide » pour les candidats de masse importante dont les candidats les plus connus sont les WIMP (pour *Weakly Interactive Massive Particles* en anglais) et les axions.

Les développements théoriques en formation des structures permettent de discriminer entre les différents scénarios et favorisent aujourd’hui le scénario matière noire « froide » dont nous détaillerons certains modèles à la section 2.2.2. Les deux autres scénarios seront brièvement abordés à la section 2.2.3.

2.2.2 Particules massives interagissant faiblement

Les particules massives interagissant faiblement (WIMP) forment une catégorie de candidats de matière noire parmi les plus étudiés. Ces particules doivent avoir les propriétés suivantes :

- ne pas être directement couplées aux photons, c'est-à-dire être neutre électriquement, sinon elles seraient « visibles » et non « noires » ;
- être couplées aux particules du modèle standard par interaction faible (dans ce cas il peut y avoir annihilation) et gravitationnelle (afin d'expliquer les observations astronomiques postulant l'existence de matière noire) ;
- avoir une densité relique valant $\Omega_{\text{dm}}h^2 = 0,1193$.

L'équation de Boltzmann permet de calculer l'évolution de la densité de particules de matière noire n_{dm} au cours du temps :

$$\frac{dn_{\text{dm}}}{dt} = -3Hn_{\text{dm}} - \langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle \times [n_{\text{dm}}^2 - (n_{\text{dm}}^{\text{eq}})^2] \quad (2.10)$$

où H est la constante de Hubble, σ_{ann} est la section efficace d'annihilation d'une particule de matière noire avec son antiparticule, v est la vitesse relative des deux particules et $n_{\text{dm}}^{\text{eq}}$ est le terme effectif qui tient compte de la production de matière noire par le plasma à l'équilibre. La densité relique de nos jours est :

$$\Omega_{\text{dm}} h^2 \approx \frac{3 \times 10^{-27} \text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}}{\langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle}. \quad (2.11)$$

Ce résultat est indépendant de la masse des particules de matière noire et permet de contraindre la section efficace d'annihilation des WIMP moyennée de leur vitesse relative $\langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle$ à partir de la valeur mesurée de $\Omega_{\text{dm}} h^2 = 0,1193$:

$$\langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle \approx 3 \times 10^{-26} \text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}. \quad (2.12)$$

Cette valeur de la section efficace d'annihilation des WIMP est typique de sections efficaces des processus mettant en jeu l'interaction faible pour des particules de quelques centaines de GeV.

2.2.2.1 La supersymétrie

La théorie « SUSY » (pour *Super Symetry* en anglais) a été développée pour palier certaines limites du modèle standard. Cette théorie introduit un « super-partenaire » pour chaque particule du modèle standard, chaque particule super-partenaire possédant les mêmes nombres quantiques que la particule du modèle standard à l'exception du spin s dont la valeur est modifiée de $\pm \frac{1}{2}$. Ainsi le super-partenaire d'un boson est un fermion et inversement. Le fait que l'on ne détecte pas actuellement de particules supersymétriques dans les accélérateurs de particules signifie que la supersymétrie est brisée, ce qui implique alors que le temps de vie du proton serait inférieur à l'âge de l'Univers. Ceci est contredit par les mesures réalisées à Super-Kamiokande par exemple [55, 56]. Pour remédier à ce paradoxe apparent, SUSY introduit une nouvelle symétrie, appelée la R-parité qui est définie ainsi :

$$R = (-1)^{3B+2(L+s)} \quad (2.13)$$

où B est le nombre baryonique de la particule, L son nombre leptonique et s son spin. Pour toutes les particules du modèle standard, $R = +1$ tandis que $R = -1$ pour tous les super-partenaires. L'avantage d'une telle symétrie est de ne permettre la création ou l'annihilation de particules qu'en paires. De plus, si cette symétrie est brisée, alors la particule super-symétrique la plus légère peut se désintégrer en particules du modèle standard. Une telle particule est donc un candidat idéal de matière noire. La supersymétrie est un ingrédient essentiel de plusieurs modèles au-delà du modèle standard et notamment le modèle « MSSM » (pour *Minimal Supersymmetric Standard Model* en anglais) et le modèle « mSUGRA » (pour *minimal Super Gravity* en anglais). Parmi les candidats matière noire les plus probables issus de la supersymétrie on peut citer le neutralino $\tilde{\chi}^0$ (ou plutôt les neutralinos $\tilde{\chi}_1^0, \tilde{\chi}_2^0, \tilde{\chi}_3^0$ et $\tilde{\chi}_4^0$ puisqu'ils sont au nombre de 4), le sneutrino $\tilde{\nu}$ (ou plutôt les 3 sneutrinos $\tilde{\nu}_e, \tilde{\nu}_\mu$ et $\tilde{\nu}_\tau$) ou encore le gravitino \tilde{G} .

2.2.2.2 La théorie des dimensions supplémentaires universelles

La théorie des dimensions supplémentaires universelles est un autre cadre théorique qui a été beaucoup étudié récemment, notamment dans le cadre des candidats de matière noire, mais dont l'idée fondatrice date des travaux de Kaluza [57] et Klein [58]. Les modèles basés sur cette théorie postulent l'existence de dimensions supplémentaires très compactes (inférieure à 10^{-18} m) dans lesquelles se propagent toutes les particules. Dans ces modèles, toutes les particules ont un nombre infini de partenaires de même spin dont la masse vaut :

$$M_{\text{KK}}(n) \sim nR^{-1} \text{ avec } n \in \mathbb{N} \quad (2.14)$$

où n est appelé niveau de Kaluza-Klein et R est le rayon de compacité de la dimension supplémentaire considérée. Certains de ces modèles conservent une grandeur appelée la K-parité qui, comme dans le cas de la supersymétrie, permet que la particule de Kaluza-Klein la plus légère soit un candidat matière noire. Dans ce scénario, des candidats probables sont le partenaire de niveau de Kaluza-Klein $n = 1$ du boson de jauge de l'hypercharge, \tilde{B}^1 , ou le partenaire de Kaluza-Klein du photon.

2.2.3 Autres candidats

2.2.3.1 Le neutrino stérile

Le neutrino stérile est une particule hypothétique qui permet d'expliquer l'oscillation des neutrinos en conférant une masse aux neutrinos du modèle standard ν_e , ν_μ et ν_τ via le mécanisme de « see-saw ». Le terme « stérile » permet de différencier les neutrinos du modèle standard, qui interagissent avec les autres particules du modèle standard par interaction faible et interaction gravitationnelle, de ce nouveau neutrino qui interagirait uniquement gravitationnellement. Le neutrino stérile permettrait aussi d'expliquer l'asymétrie entre la matière et l'anti-matière au moment de la baryogénèse [59]. En ce qui concerne la matière noire, un neutrino stérile dont la masse serait de l'ordre du keV serait compatible avec un scénario de matière noire « tiède ». Dans ce dernier cas, le neutrino stérile permettrait même d'expliquer le problème des satellites manquants [60]. À ce jour, aucune détection d'un tel neutrino n'a été publiée et le signal de ligne à $\sim 3,5$ keV découvert récemment [61, 62] est possiblement dû à des transitions nucléaires ou des effets systématiques affectant la mesure plutôt qu'à la désintégration d'un neutrino stérile de ~ 7 keV [63].

2.2.3.2 Les axions

L'axion est une particule hypothétique qui permet de résoudre l'absence de violation de la symétrie charge-parité (CP) pour l'interaction forte, aussi appelé « problème CP fort » [64]. L'axion est un boson de charge électrique nulle et de spin 0. Dans le cas où les axions sont produits lors de processus thermiques, scénario de matière noire « chaude », ils ne peuvent expliquer qu'une partie seulement de la matière noire observée. En revanche, si les axions sont produits lors de processus non-thermiques, par exemple lors d'une brisure spontanée de symétrie, alors leur masse se situe dans un intervalle allant de 10^{-6} à 10^{-2} eV qui est compatible avec un scénario de matière noire « froide ». À ce jour, les axions n'ont pas été détectés mais leur couplage avec des photons γ pourrait affecter le spectre de sources γ extra-galactiques. En effet, les axions peuvent osciller en γ (et inversement) par couplage avec un champ magnétique [65] ce qui pourrait provoquer l'apparition d'oscillations dans le spectre de sources extragalactiques γ [66].

2.3 Recherche de matière noire

Il existe des techniques variées de détection d'une hypothétique particule de matière noire. Ces techniques sont résumées sur la figure 2.3 et se répartissent en trois grandes catégories. Les techniques de production de particules de matière noire sont réalisées dans les accélérateurs comme le LHC (*Large Hadron Collider* en anglais). Des particules du modèle standard sont accélérées à des énergies de plusieurs TeV et on peut alors détecter un manque d'énergie dans l'état final si leurs collisions créent des particules de matière noire. Les techniques de détection directe cherchent à observer l'interaction (élastique) d'un noyau cible avec une particule de matière noire qui se traduirait par un recul du noyau cible. Enfin, les techniques de détection indirecte pourraient observer un signal d'annihilation de matière noire en particules standards. Ces trois méthodes sont complémentaires et sont présentées par la suite. Aucune expérience n'a, à ce jour, découvert un signal non ambigu de matière noire.

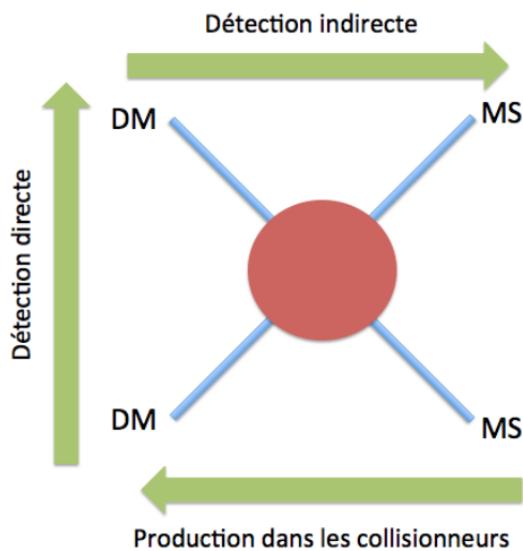


FIGURE 2.3 – Différents principes de détection de WIMP. Figure issue de [67].

2.3.1 Production

Les expériences ATLAS et CMS installées auprès de l'accélérateur de particules LHC sont les deux principales expériences de recherche de matière noire par production en activité aujourd'hui. Si des particules de matière noire sont créées lors de collisions dans ces expériences, cela se traduit par une énergie transverse manquante. En effet, la cinématique de ces collisions implique que la somme des moments des différentes particules dans le plan transverse est nulle. Cette énergie « manquante » dans le plan transverse est quantifiable et renseigne sur les particules ainsi produites. Le cas général et abondamment détecté d'énergie manquante dans le plan transverse correspond à l'émission d'un ou plusieurs neutrinos. À ce jour aucun signal de matière noire n'a été observé dans ces deux expériences. Les résultats actuels permettent d'établir des limites sur l'espace des phases des paramètres des différentes théories décrites précédemment. Ces limites sont dérivées en utilisant des événements des canaux leptonniques associés à des gluons dans lequel le bruit de fond est faible ou très bien connu. Des limites peuvent aussi

être dérivées à partir de canaux de désintégration dominés par le bruit de fond comme une paire de WIMP accompagnée de l'émission d'un photon ou d'un jet. L'avantage d'une détection dans ces conditions est qu'elle permettrait d'accéder directement à la section efficace d'interaction, la masse et le spin (avec suffisamment de statistique) de la particule détectée. Le désavantage de cette méthode de détection est qu'elle est limitée par la luminosité de l'accélérateur et l'énergie maximale atteignable dans le centre de masse de la collision. De plus, pour confirmer qu'il s'agit bien de matière noire et pas « juste » d'une nouvelle particule, les propriétés de cette nouvelle particule devraient être confirmées par des expériences de détection directe et/ou indirecte.

2.3.2 Détection directe

Dans le cadre des WIMP, le flux de particules de matière noire attendu sur Terre est de l'ordre de $10^5 (100 \text{ GeV}/m_{\text{DM}}) \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ ce qui rend détectable, dans les cas favorables de couplage, une interaction entre une WIMP et une particule du modèle standard. Parmi ces expériences de détection directe, on peut citer LUX [68], XENON1T [69], DarkSide [70] et DAMA/LIBRA [71]. Ces expériences consistent à mesurer le recul nucléaire induit par une collision élastique avec de la matière noire sur des noyaux « cibles » qui remplissent une cuve. L'énergie typique transférée au noyau lors d'une collision entre une particule de matière noire de la masse du GeV et un noyau lourd est de quelques dizaines de keV. Cette énergie est détectée en général par ionisation, par scintillation, ou grâce à la production de chaleur induite par ce transfert. La section efficace de ces chocs élastiques est très faible ($\sigma \sim 10^{-43} \text{ cm}^2$), le taux d'interaction est donc évalué à 1 par kilogramme et par jour. La limitation de telles expériences dépend donc du contrôle du bruit de fond et de sa caractérisation. Afin de limiter ce bruit de fond, la cuve est entourée d'un blindage métallique et d'un système de veto permettant de rejeter des événements provenant de l'extérieur de la cuve. De plus ces expériences sont installées à quelques kilomètres sous terre afin de minimiser le bruit de fond des rayons cosmiques, principalement les muons qui ont un fort pouvoir pénétrant. Les meilleures limites sont actuellement obtenues par l'expérience XENON1T (figure 2.4) et atteignent des sections efficaces de l'ordre de 10^{-46} cm^2 pour une masse d'environ 30 GeV.

2.3.3 Détection indirecte

La recherche d'un signal de matière noire par détection indirecte consiste à détecter les produits de l'annihilation ou de la désintégration de particules de matière noire en des particules du modèle standard détectables au moyen d'expériences classiques. Les principaux canaux de recherche d'un signal de matière noire sont des particules stables du modèle standard telles que les protons et anti-protons, les électrons et les positrons, les neutrinos et les photons. En ce qui concerne les rayons cosmiques chargés, la recherche d'un signal de matière noire consiste à identifier une forme spectrale inattendue (connaissant le bruit de fond astrophysique) dans le spectre de ces particules. L'annihilation ou la décroissance de WIMP produit des particules et des anti-particules dans les mêmes proportions. La recherche d'une anomalie se concentre donc en particulier sur le spectre des anti-protons et des positrons pour lesquels le bruit de fond astrophysique est beaucoup plus faible, mais pas inexistant. De telles particules sont en effet notamment produites lors de réaction de spallation entre les rayons cosmiques et le milieu interstellaire, ou bien directement par des pulsars en ce qui concerne les positrons.

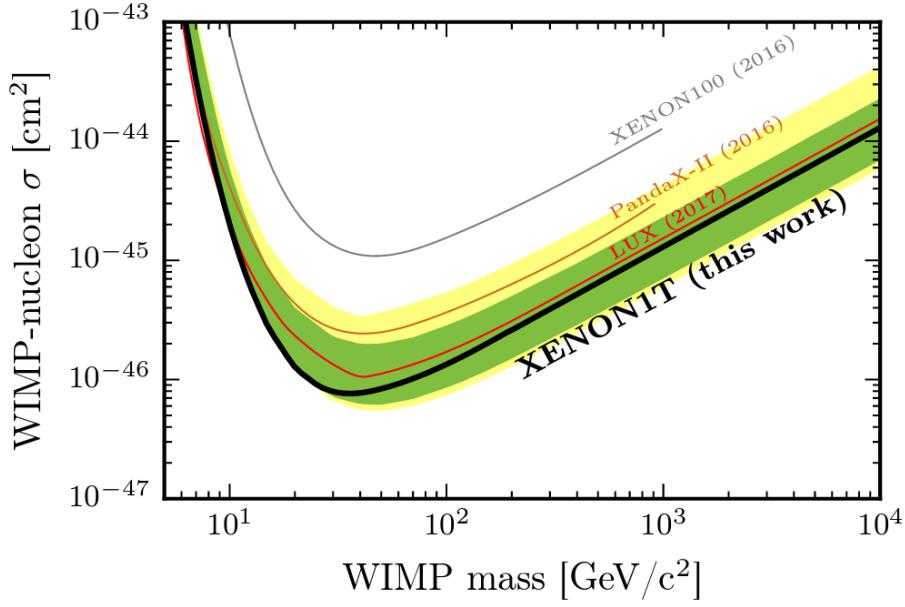


FIGURE 2.4 – Le trait plein noir représente les limites actuelles sur la section efficace d’interaction WIMP-nucléon en fonction de la masse en GeV de la particule WIMP obtenu par la collaboration XENON1T. Les bandes verte et jaune représentent respectivement les bandes de sensibilité à 1σ et 2σ . Les résultats obtenus précédemment par LUX [72] en rouge, PandaX-II [73] en marron et XENON100 [74] en gris sont aussi montrés. Figure issue de [69].

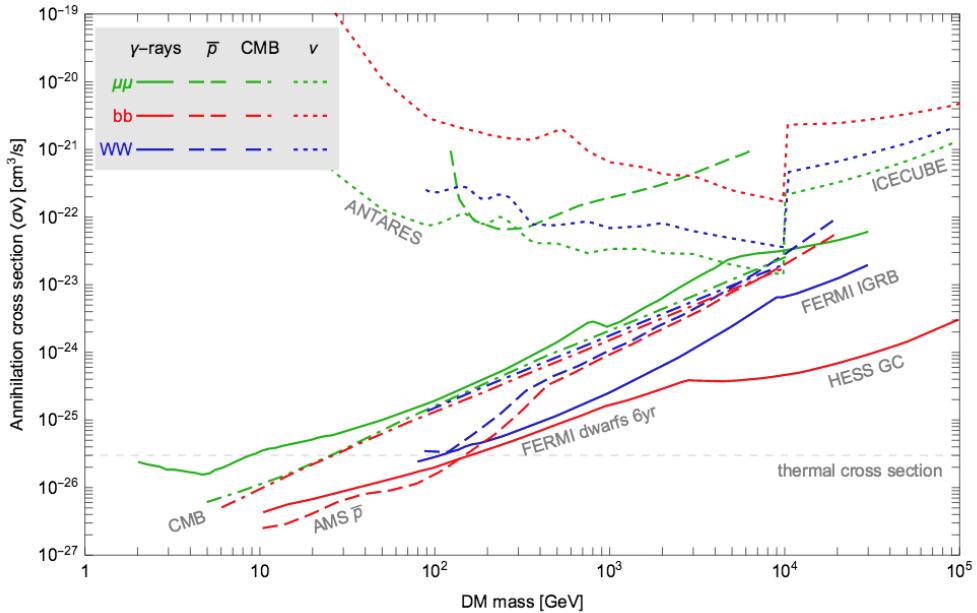


FIGURE 2.5 – Section efficace d’annihilation en fonction de la masse de la particule de matière noire pour les expériences Antares, Ice-Cube, Fermi-LAT, H.E.S.S. et Planck dans les canaux d’annihilation W^+W^- (bleu), $\mu^+\mu^-$ (vert) et $b\bar{b}$ (rouge). La limite obtenue à partir des anti-protons dans AMS est aussi représentée (en tirets rouges). Figure issue de [67].

Des neutrinos astrophysiques ont été détectés par l'expérience IceCube et devraient l'être par l'expérience KM3Net [75] qui succédera à ANTARES [76] prochainement. L'avantage des neutrinos est que, comme les photons, ils ne sont pas déviés par les champs magnétiques lors de leur propagation. De plus, ils interagissent très faiblement avec la matière, ils ont donc une probabilité extrêmement faible d'être absorbés lors de leur propagation ce qui est à la fois un avantage (absence d'écrantage) et un inconvénient (détectio très difficile). Enfin, les rayons γ sont utilisés par des expériences d'astronomie gamma telles que Fermi-LAT ou les réseaux de télescopes Cherenkov H.E.S.S., MAGIC et VERITAS pour tenter de détecter un signal de matière noire selon une méthodologie qui sera détaillée à la section 2.4. La figure 2.5 représente les limites placées sur la section efficace d'annihilation en fonction de la masse de la particule de matière noire pour les expériences ANTARES, Ice-Cube, Fermi-LAT, H.E.S.S. et Planck dans trois canaux d'annihilation : W^+W^- en bleu, $\mu^+\mu^-$ en vert et $b\bar{b}$ en rouge.

Par ailleurs, ces méthodes de détection indirecte, et en particulier celles reposant sur la détection de rayons γ ou de neutrinos, sont les seules à pouvoir sonder la distribution spatiale de la matière noire dans les galaxies et permettent donc aussi de tester différentes hypothèses dans ce domaine.

2.4 Cas de l'astronomie gamma

Dans le cas de la recherche d'un signal de matière noire en astronomie gamma, le flux de γ attendu s'écrit de manière générale comme étant le produit du flux intrinsèque des γ émis lors du ou des phénomènes considérés multiplié par la concentration de matière noire dans la direction observée :

$$\frac{d\Phi(E, \Delta\Omega)}{dE} = \frac{d\Phi(E)}{dE} \times J(\Delta\Omega). \quad (2.15)$$

Toute l'information concernant les processus de physique des particules conduisant à l'annihilation ou à la désintégration de matière noire est contenue dans le terme $\frac{d\Phi(E)}{dE}$. Pour ces raisons il est appelé facteur de physique des particules et nous le décrirons dans la section 2.4.1. Quant au terme $J(\Delta\Omega)$, il est appelé facteur astrophysique. Il dépend de la distance à la source et de la densité de matière noire au niveau de la source et sur la ligne de visée des observations :

$$J_{\text{ann}}(\Delta\Omega) = \int_{\Delta\Omega} d\Omega \int_{\text{ldv}} \rho^2(l) dl. \quad (2.16)$$

Cette équation décrit le facteur astrophysique dans le cas de l'annihilation de deux particules de matière noire qui dépend donc quadratiquement de la densité de matière noire ρ . Dans le cas de la désintégration d'une particule de matière noire, ce facteur dépend simplement de ρ :

$$J_{\text{des}}(\Delta\Omega) = \int_{\Delta\Omega} d\Omega \int_{\text{ldv}} \rho(l) dl. \quad (2.17)$$

Ce facteur $J(\Delta\Omega)$ dépend donc à la fois de la nature de la matière noire détectée mais aussi très fortement du profil de matière noire. Différents profils de densité ont été proposés pour la matière noire, nous passerons en revue les principaux dans la section 2.4.2.

2.4.1 Flux intrinsèque

Le flux intrinsèque de γ émis lors de l'annihilation de deux particules de matière noire s'écrit :

$$\left. \frac{d\Phi^{pp}}{dE_\gamma} \right|_{\text{ann}} = \frac{\langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle}{8\pi m_\chi^2} \times \sum_{i=1}^n Br_i \frac{dN_i^\gamma}{dE_\gamma} \quad (2.18)$$

où $\langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle$ est la section efficace d'annihilation pondérée par la vitesse, m_χ est la masse de la particule de matière noire considérée, Br_i est le rapport d'embranchement du canal i , n est le nombre de canaux considérés et $\frac{dN_i^\gamma}{dE_\gamma}$ est le flux différentiel de γ émis par l'annihilation dans le canal i . Dans le cas de la désintégration de particule de matière noire, le flux obtenu est différent et dépend du temps de vie τ_χ de la particule considérée :

$$\left. \frac{d\Phi^{pp}}{dE_\gamma} \right|_{\text{des}} = \frac{1}{4\pi\tau_\chi m_\chi} \times \sum_{i=1}^n Br_i \frac{dN_i^\gamma}{dE_\gamma}. \quad (2.19)$$

Les trois processus principaux pouvant contribuer aux flux de γ émis par des particules de matière noire s'annihilant sont décrits par la suite et sont résumés à la figure 2.6.

2.4.1.1 Spectre continu

Un spectre continu de γ est émis lorsque les particules de matière noire s'annihilent en paires de fermions chargés ou en paires de bosons de jauge (figure 2.6 du haut). Ces particules se désintègrent alors notamment en mésons (principalement en pions et en kaons) dont la désintégration résulte ensuite en γ de très hautes énergies. Ces processus étant par nature aléatoires, le spectre de rayons γ émis est continu avec une coupure à l'énergie de masse de la particule de matière noire considérée $E_\gamma^{\max} = m_\chi$. L'émission d'un pulsar dont l'émission γ est coupée à des énergies de l'ordre du GeV ou du TeV pourrait donner une signature similaire à celle d'un tel signal de matière noire.

2.4.1.2 Ligne monochromatique

L'annihilation d'une particule de matière noire peut directement produire une paire de γ ou un boson Z accompagné d'un γ (figure 2.6 du milieu). Dans ces deux cas de figure, le spectre résultant de γ est quasiment monochromatique. Dans le cas d'une annihilation en paire de γ , si l'on considère que les deux particules de matière noire sont au repos par rapport à nous, dans le centre de masse de la réaction les deux photons sont émis dans des directions opposées avec la même énergie. L'énergie de la ligne obtenue vaut alors $E_{\text{ligne}} \approx m_\chi$, le flux résultant est donc :

$$\left. \frac{dN_\gamma}{dE_\gamma} \right|_{\chi\chi \rightarrow \gamma\gamma} = 2\delta(E_\gamma - m_\chi). \quad (2.20)$$

Dans le cas de l'annihilation en un boson Z accompagné d'un γ , l'émission est quasi-monochromatique car l'énergie cinétique récupérée par le boson Z est très faible comparée à l'énergie du γ . L'énergie du γ obtenu vaut donc $E_{\text{ligne}} \approx m_\chi \left(1 - \frac{m_Z^2}{4m_\chi^2}\right)$ et le flux attendu :

$$\left. \frac{dN_\gamma}{dE_\gamma} \right|_{\chi\chi \rightarrow Z\gamma} = \delta \left(E_\gamma - m_\chi \left(1 - \frac{m_Z^2}{4m_\chi^2}\right) \right). \quad (2.21)$$

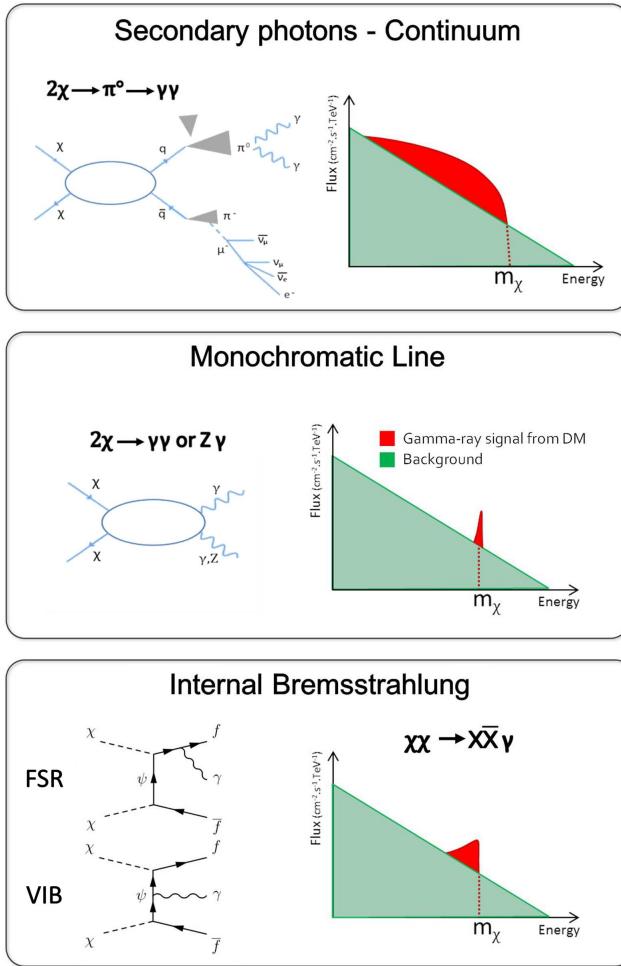


FIGURE 2.6 – De haut en bas : les principaux processus de désintégration de matière noire incluant le diagramme de Feynman correspondant et la signature spectrale résultant d'une telle désintégration. Figure issue de [77].

2.4.1.3 Bremsstrahlung interne

Le Bremsstrahlung interne correspond à l'annihilation de deux particules de matière noire en fermions chargés accompagnée par l'émission d'un γ . Ce γ peut être émis par un des fermions de l'état final, on parle alors de radiation dans l'état final (FSR pour *Final State Radiation* en anglais). Le γ peut aussi être émis par la particule virtuelle impliquée dans le processus, on parle alors de radiation Bremsstrahlung interne virtuelle (VIB pour *Virtual Internal Bremsstrahlung* en anglais). Le spectre de γ émis lors de tels processus est piqué à une énergie proche de la masse de la particule de matière noire mais n'est pas monochromatique. La prise en compte du Bremsstrahlung interne augmente significativement, parfois jusqu'à un ordre de grandeur, la section efficace d'annihilation de la matière noire en γ de hautes énergies [78].

2.4.2 Profils de densité de matière noire

Dans un scénario de formation des structures de l'Univers dans un environnement dominé par de la matière noire froide, les simulations les plus récentes montrent que les halos de matière noire des galaxies sont générés par la fusion continue de plus petits halos. Ces mêmes simulations montrent que la densité de matière noire est plus importante au centre et décroît à mesure que l'on s'en éloigne. À des distances intermédiaires, le profil de densité de matière noire doit être globalement inversement proportionnel à r^2 pour reproduire les courbes de lumière « plates » décrites section 2.1.1. En revanche, au centre des galaxies les courbes de lumière sont mal connues. La question se pose alors de savoir quelle est la forme du pic de matière noire au centre du halo. Plusieurs modèles de densité de matière noire à l'échelle galactique existent donc.

2.4.2.1 Les profils piqués

Le profil Navaro-Frenk-White (NFW) a été proposé en 1997 [79] à la suite de travaux théoriques en formation des structures et de simulations à N -corps conduisant à la définition d'un profil piqué en son centre et paramétrisé de la manière suivante :

$$\rho_{\text{NFW}}(r) = \frac{\rho_0}{\left(\frac{r}{r_f}\right) \left(1 + \frac{r}{r_f}\right)^2} \quad (2.22)$$

où ρ_0 est la normalisation de la densité et r_f est le rayon caractéristique du halo. Pour $r_f \gg r$, le profil suit donc une loi de puissance ce qui explique l'aspect piqué du profil de densité (figure 2.7 en noir). Néanmoins ce profil diverge lorsque $r \rightarrow 0$. Un profil avec une densité significative au centre mais non piqué permettant de résoudre ce problème est le profil d'Einasto [80, 81] :

$$\rho_{\text{Ein}}(r) = \rho_0 \times e^{-\frac{2}{\alpha} \left(\left(\frac{r}{r_f}\right)^\alpha - 1 \right)} \quad (2.23)$$

où α est une constante dépendant de la taille du halo. Le profil d'Einasto (figure 2.7 en vert et rouge) est très similaire à celui de NFW à la différence qu'il possède donc une valeur finie en $r = 0$.

2.4.2.2 Les profils avec cœur

Les profils avec cœur sont motivés par certaines observations [82] qui semblent favoriser un profil de densité qui ne soit pas piqué en son centre. Le profil isotherme [83, 84] (figure 2.7 en jaune) correspond à cette motivation, le profil de densité étant constant au centre du halo :

$$\rho_{\text{iso}}(r) = \frac{\rho_f}{1 + \left(\frac{r}{r_f}\right)^2}. \quad (2.24)$$

Une variante du profil isotherme est le profil de Burkert (figure 2.7 en bleu) qui reproduit bien les courbes de rotation des galaxies naines sphéroïdes qui sont connues pour être des environnements très largement dominés par la matière noire :

$$\rho_{\text{Bur}}(r) = \frac{\rho_f}{\left(1 + \frac{r}{r_f}\right) \left(1 + \left(\frac{r}{r_f}\right)^2\right)}. \quad (2.25)$$

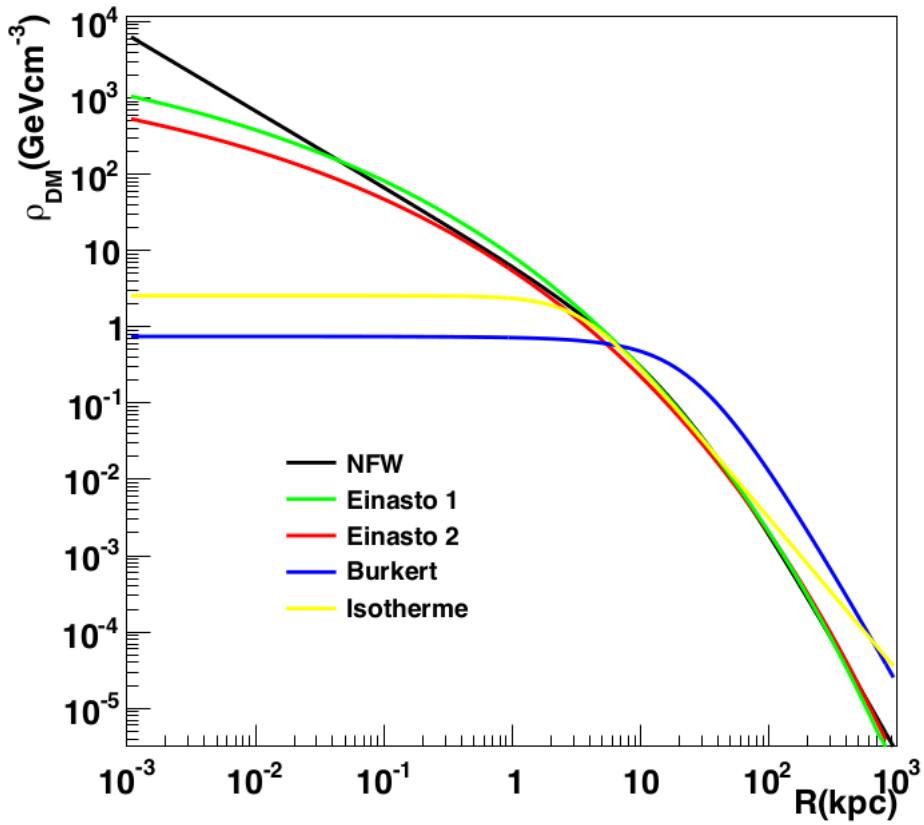


FIGURE 2.7 – Densité de matière noire par rapport à la distance au centre de notre Galaxie pour le profil de NFW (noir), Einasto (vert et rouge), Burkert (bleu) et isotherme (jaune). Ces profils de densité sont normalisés pour une densité de matière noire donnée, en général la densité dans notre système solaire soit $0,39 \text{ GeV} \cdot \text{cm}^{-3}$ à $\sim 8,5 \text{ kpc}$ du centre de la Galaxie. Pour plus de détails, se référer à [67] dont cette figure est issue.

La différence entre les profils piqués et les profils avec cœur est très nette sur la figure 2.7. Ces différentes formes de profil de densité de matière noire sont la source d'incertitude importante dans la recherche indirecte d'un signal de matière noire.

2.4.3 Sources potentielles de matière noire

Afin d'augmenter la probabilité de détection indirecte d'un signal de matière noire, on pointe lors des observations les régions du ciel où le rapport signal sur bruit est potentiellement le plus important. Cela revient à tenter de maximiser le flux émis, c'est-à-dire à observer en priorité les régions du ciel où l'on attend la plus forte densité de matière noire, tout en minimisant le bruit de fond qui provient de sources astrophysiques connues ou des fonds diffus galactique et extragalactique.

Le halo de matière noire étant a priori plus dense au centre de la Voie Lactée, le centre galactique devrait donc être la plus forte source de rayonnement issu de la matière noire. Le centre galactique étant très riche en sources astrophysiques il est très difficile de détecter cette augmentation tant le flux provenant de cette région est déjà important et d'origines diverses. Parmi ces sources astrophysiques on trouve la région du trou noir central, les vestiges de supernovæ

et les pulsars proches ainsi que l'émission diffuse galactique. H.E.S.S. a récemment publié de nouvelles limites sur l'annihilation de matière noire en provenance du centre de la Galaxie [85]. Dans ces conditions, une des régions les plus intéressantes pour la recherche de matière noire est celle qui environne le centre de la Galaxie mais en dehors du plan galactique. Ainsi on observe un environnement proche du centre de la Galaxie, ce qui garantit un flux important, tout en évitant le bruit de fond dû aux nombreuses sources astrophysiques. Cette approche a été utilisée, notamment par H.E.S.S., pour placer de nouvelles limites sur un potentiel signal de ligne [86, 87] ou sur un signal continu [88]. Récemment, un « excès » de rayons γ a été observé entre 100 MeV et 50 GeV [89]. Cette observation, comme rapporté dans l'article original, est compatible avec un scénario de matière noire avec une coupure à ~ 50 GeV. Néanmoins, il a été montré que ces rayons γ pourrait aussi provenir d'une population de pulsars millisecondes non détectés à ce jour [90].

Les galaxies naines sphéroïdes sont aussi d'excellentes candidates pour la détection de matière noire pour plusieurs raisons. Tout d'abord le fait qu'elles gravitent autour de la Galaxie sans en faire partie assure que le bruit de fond dû à des sources astrophysiques extérieures est extrêmement faible. Ensuite leur faible luminosité intrinsèque (due au fait qu'il n'y ait plus de formations d'étoiles, et donc d'objets compacts éventuellement émetteurs de γ , en leur sein depuis longtemps) minimise le bruit de fond qui pourrait nuire à l'interprétation d'une observation. Enfin le rapport masse sur luminosité de ces objets peut être très important, ce qui fait des galaxies naines sphéroïdes des systèmes très largement dominés par la matière noire. Les limites les plus contraignantes sont obtenues en combinant les résultats d'observations de plusieurs galaxies naines sphéroïdes, comme par Fermi-LAT [91], H.E.S.S. [92] ou plus récemment VERITAS [93].

Enfin, comme nous l'avons mentionné au début de ce chapitre, les amas de galaxies sont aussi des objets dominés par la matière noire. Ce sont donc aussi des sources potentielles de détection qui ont été observées par Fermi-LAT [94], MAGIC [95] ou H.E.S.S. [96] mais qui ne permettent pas d'atteindre des sensibilités équivalentes à celles que l'on obtient avec les autres sources potentielles.

Chapitre 3

Détection au sol du rayonnement γ de très haute énergie et émission Cherenkov

Sommaire

3.1 Développement d'une gerbe atmosphérique	48
3.1.1 Les gerbes électromagnétiques	48
3.1.1.1 Développement latéral	49
3.1.1.2 Le modèle de Heitler	49
3.1.2 Les gerbes hadroniques	51
3.1.2.1 Modèle simple de développement des gerbes hadroniques	52
3.1.3 Modèles d'interaction hadronique	52
3.1.4 Modélisation de l'atmosphère	53
3.2 Emission de rayonnement Cherenkov	53
3.2.1 Spectre de photons Cherenkov	54
3.2.2 Distribution latérale du rayonnement Cherenkov	55
3.3 Techniques de détection des gerbes atmosphériques	56
3.3.1 Télescopes imageurs du rayonnement Cherenkov atmosphérique	56
3.3.2 Technique d'échantillonnage du front d'onde Cherenkov	57
3.3.3 Échantilleurs de particules	57

À des énergies supérieures au TeV, le flux de rayons cosmiques est trop faible pour être détecté par des instruments embarqués sur des satellites, instruments dont la surface efficace est très limitée. Par conséquent, on utilise des instruments basés au sol pour les détecter. Dans ce cas, contrairement aux mesures faites depuis l'espace, on ne détecte pas directement les particules car celles-ci entrent en collision avec les molécules de l'atmosphère terrestre et n'atteignent donc pas la surface de la Terre. Toutefois, ces collisions donnent naissance à des gerbes de particules qui émettent de la lumière Cherenkov, lumière qui est détectable au niveau du sol. Certaines propriétés de ces gerbes atmosphériques peuvent être mesurées par les détecteurs au sol afin de remonter aux informations concernant la particule incidente. Dans ce chapitre, nous détaillons tout d'abord les processus physiques qui gouvernent le développement des gerbes atmosphériques et présentons un modèle simple de ces gerbes. Puis nous nous intéressons à l'émission de rayonnement Cherenkov par les particules chargées de ces gerbes. Enfin, les techniques de détection de certaines expériences, basées sur le rayonnement Cherenkov ou non, seront présentées.

3.1 Développement d'une gerbe atmosphérique

3.1.1 Les gerbes électromagnétiques

Le développement d'une gerbe électromagnétique est gouverné par deux processus principaux que nous avons détaillé à la section 1.2.1 :

- la production de paires électron-positron à partir d'un photon de hautes énergies ;
- l'émission d'un photon à partir de leptons chargés (les électrons et les positrons) par rayonnement de freinage (Bremsstrahlung).

L'atmosphère n'étant pas un milieu homogène, on décrit ces deux processus à l'aide de la profondeur d'atmosphère traversée X qui s'exprime en $\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}$. Dans l'atmosphère, les valeurs de la longueur caractéristique de la production de paires λ et du rayonnement Bremsstrahlung X_0 sont très proches, on les approxime donc par la même valeur X_0 qui s'exprime comme suit [97] :

$$\frac{1}{X_0} = \frac{4n\alpha}{A}(r_e Z)^2 \ln\left(\frac{183}{Z^{\frac{1}{3}}}\right) \quad (\text{en } \text{g}^{-1} \cdot \text{cm}^2) \quad (3.1)$$

où α est la constante de structure fine, r_e est le rayon classique de l'électron et Z , A et n sont respectivement le numéro atomique, la masse atomique et la densité atomique du milieu de développement de la gerbe. Dans l'air, $X_0 \approx 36,7 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ et l'atmosphère entière correspond donc à un milieu d'environ 27 longueurs de radiation X_0 . X_0 représente donc la quantité de matière traversée par un électron avant de perdre $(1 - 1/e)$ de son énergie initiale mais aussi le libre parcours moyen d'un photon avant conversion. Une gerbe électromagnétique se développe jusqu'à ce que les particules la constituant entrent dans le régime d'énergie où les pertes par ionisation dominent ce qui stoppe le développement de la gerbe très rapidement. Dans l'air, l'énergie critique à partir de laquelle les pertes par ionisation deviennent dominantes vaut $E_C \simeq 84 \text{ MeV}$.

Lorsqu'un électron ou un positron rentre dans l'atmosphère, il donne naissance à une gerbe très similaire à une gerbe électromagnétique puisque les mêmes processus sont en jeu. La principale différence entre les deux gerbes réside dans le fait que pour un électron ou un positron, le rayonnement de freinage précède la première création de paires.

3.1.1.1 Développement latéral

Le développement latéral des gerbes électromagnétiques est dû à la diffusion multiple de Coulomb des électrons et des positrons de la gerbe. Ces interactions sont responsables d'un élargissement de la gerbe dans le plan orthogonal à son développement. Dans le cadre de la théorie de Molière [98, 99], l'angle moyen de diffusion en fonction de l'épaisseur d'atmosphère traversé X est donné par la formule suivante :

$$\theta(X) = \frac{13,6 \text{ MeV}}{p\beta c} q \sqrt{\frac{X}{X_0}} \left[1 + 0,038 \ln \left(\frac{X}{X_0} \right) \right] \quad (3.2)$$

où p est l'impulsion de la particule et q est sa charge. Le profil latéral de gerbes électromagnétiques de différentes énergies (de bas en haut : 20 GeV, 50 GeV, 100 GeV et 300 GeV) est représenté sur la figure 3.1 (à gauche au niveau de la mer et à droite à 1600 mètres d'altitude). À ces énergies, le maximum de développement de la gerbe est atteint bien au-dessus du niveau de la mer. La densité de photons, tout comme la densité d'électrons et de positrons, est donc plus élevée à 1600 mètres qu'au niveau de la mer ce qui facilite la détection à haute altitude des gerbes atmosphériques à l'aide d'échantillonneurs de particules (voir section 3.3.2). À 1600 mètres, la densité de photons par GeV de la gerbe est quasiment constante jusqu'à une distance d'environ 130 mètres au-delà de laquelle elle décroît.

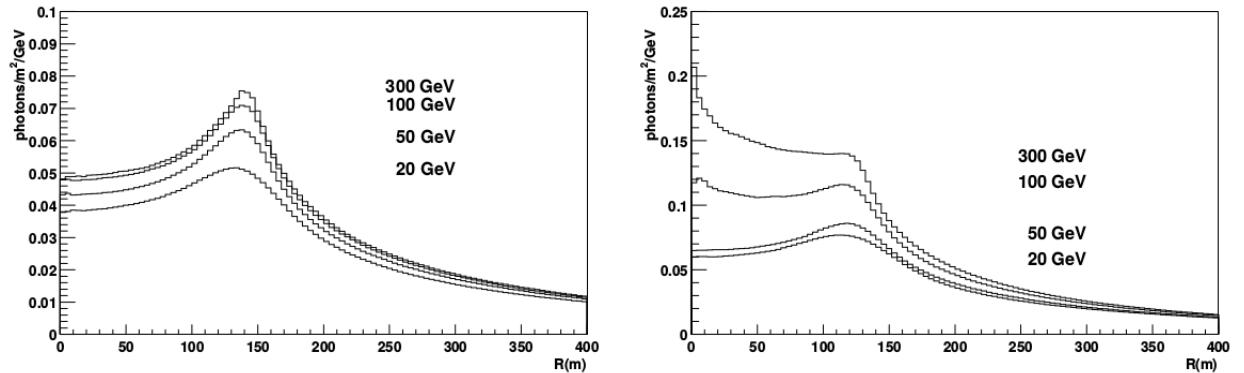


FIGURE 3.1 – Profil latéral, évalué à partir de la densité de photons, de gerbes électromagnétiques de différentes énergies (de bas en haut : 20 GeV, 50 GeV, 100 GeV et 300 GeV) au niveau de la mer (à gauche) et à 1600 mètres d'altitude (à droite). Figures issues de [20].

3.1.1.2 Le modèle de Heitler

Le modèle de Heitler [100] est un modèle simplifié de développement d'une gerbe électromagnétique qui s'exprime simplement à partir de l'énergie initiale E_0 du rayon γ et d'un pas R qui quantifie la quantité de matière moyenne traversée avant interaction. Le modèle de Heitler suppose alors qu'à chaque « pas » en X_0 , les photons créent une paire électrons-positrons dont chacun prend exactement 50% de l'énergie initiale du photon :

$$E_{e^-} = E_{e^+} = \frac{E_\gamma}{2} \quad (3.3)$$

tandis que les leptons émettent un photon d'énergie $E_\gamma = \frac{E_{e^\pm}}{2}$ par Bremsstrahlung (voir figure 3.2).

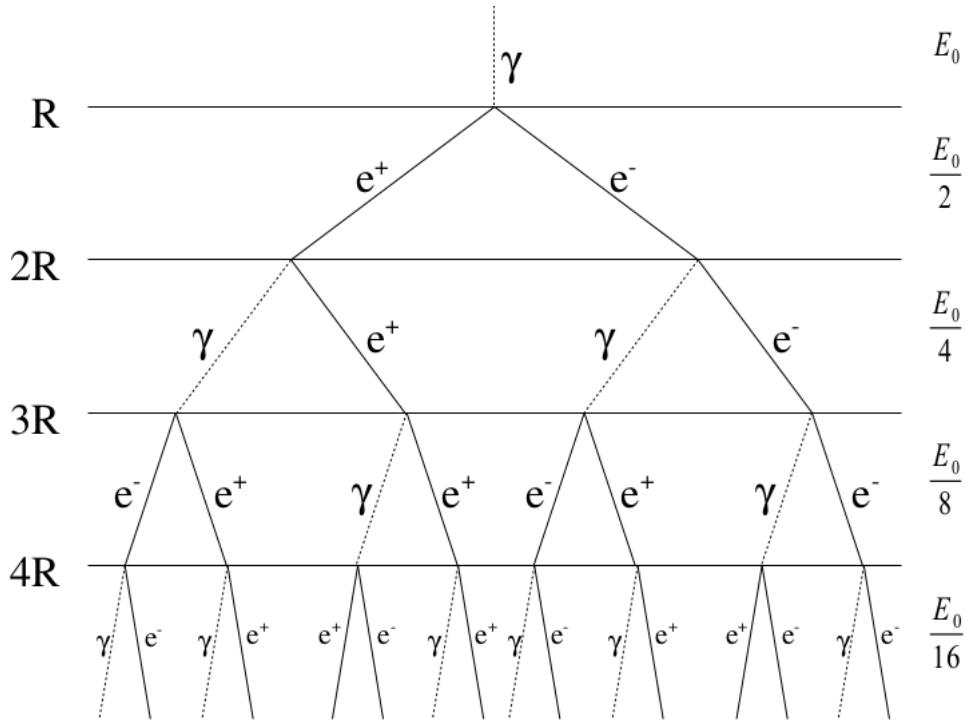


FIGURE 3.2 – Schéma du principe de développement d'une gerbe électromagnétique selon le modèle de Heitler. Figure issue de [20].

Par définition de la longueur de radiation X_0 , l'énergie E de chaque particule de la gerbe atmosphérique à une profondeur X est :

$$E = E_0 \exp\left(-\frac{X}{X_0}\right). \quad (3.4)$$

À chaque pas R , la particule incidente perd la moitié de son énergie soit $E = \frac{E_0}{2} = E_0 \exp\left(-\frac{R}{X_0}\right)$, on en déduit donc que le « pas » élémentaire du développement d'une gerbe électromagnétique dans le modèle de Heitler est :

$$R = X_0 \ln(2). \quad (3.5)$$

À chaque pas, le nombre de particules électromagnétiques double tandis que leur énergie est divisée par deux. Le développement de la gerbe continue ainsi jusqu'à ce que l'énergie des particules atteigne l'énergie critique $E_C \approx 85$ MeV à partir de laquelle, dans l'atmosphère, les pertes par ionisation dominent le rayonnement Bremsstrahlung en ce qui concerne les électrons et les positrons et la diffusion Compton domine la production de paires pour les photons. Lorsque $E = E_C$, les particules électromagnétiques perdent donc de l'énergie sans que leur nombre croisse. Le maximum de développement d'une gerbe électromagnétique, défini comme l'endroit où le nombre de particules N contenues dans la gerbe est maximal, est donc atteint lorsque $E = E_C$. Dans le cadre du modèle de Heitler, on a donc :

$$N_{\max} = \frac{E_0}{E_C} = 2^{n_C} \implies n_C = \frac{\ln\left(\frac{E_0}{E_C}\right)}{\ln(2)} \quad (3.6)$$

où n_C est le nombre de pas nécessaire pour atteindre E_C . On définit donc le maximum d'une gerbe électromagnétique X_{\max} comme :

$$X_{\max} = n_C R = n_C X_0 \ln(2) = X_0 \ln \left(\frac{E_0}{E_C} \right). \quad (3.7)$$

Le maximum de profondeur de la gerbe dépend donc logarithmiquement de l'énergie initiale de la particule tandis que N_{\max} est proportionnel à celle-ci. La raison pour laquelle on s'intéresse à X_{\max} est que cette grandeur peut être reconstruite par les instruments au sol comme nous le verrons au chapitre 4.

Le modèle de Heitler est un modèle très simple qui permet de comprendre qualitativement la physique des gerbes atmosphériques. En terme de prédictions quantitatives, le modèle de Heitler est dépassé par des modèles plus complexes tel que le modèle semi-empirique de Greisen ou encore le modèle semi-analytique qui permettent de décrire plus précisément les gerbes atmosphériques (voir section 4.4.2).

3.1.2 Les gerbes hadroniques

Les hadrons qui pénètrent dans l'atmosphère donnent lieu à un autre type de gerbes, les gerbes hadroniques. Celles-ci sont le résultat d'interactions plus variées et complexes que celles qui mènent aux gerbes électromagnétiques, ce qui les rend plus difficiles à modéliser. De manière générale un proton ou un autre nucléon interagissant avec un noyau de l'atmosphère produira des fragments nucléaires et des mésons (en très grande majorité des pions π et des kaons K qui se désintégreront eux-mêmes en pions π_0 , π^+ et π^-). Les pions neutres ainsi créés se désintègrent quasi instantanément (temps de vie de $\sim 10^{-16}$ secondes) en paire de γ ou en paire e^+e^- associée à un γ :

- $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ avec un rapport d'embranchement de $98,823 \pm 0,034\%$;
- $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$ avec un rapport d'embranchement de $1,174 \pm 0,035\%$;

ce qui donne naissance à des sous-gerbes électromagnétiques. Les pions chargés ont un temps de vie plus long ($\sim 10^{-8}$ secondes) qui leur permet d'interagir avant de se désintégrer, notamment grâce à l'effet de relativité restreinte de dilatation des durées. Ces interactions donnent principalement naissance à de nouveaux pions π_0 , π^+ et π^- . Lorsque les pions chargés atteignent l'énergie critique E_C^π d'environ 20 GeV, ils se désintègrent principalement en muons :

- $\pi^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu$ avec un rapport d'embranchement de $99,98770 \pm 0,00004\%$;
- $\pi^- \rightarrow \mu^-\bar{\nu}_\mu$ avec un rapport d'embranchement de $99,98770 \pm 0,00004\%$;

dont le temps de vie ($\sim 2,2$ microsecondes) est assez grand pour qu'ils atteignent le sol en tenant compte de la dilatation des durées mentionnée précédemment. On voit donc qu'une gerbe hadronique donnera naissance à des muons et des neutrinos atmosphériques et à des sous-gerbes électromagnétiques principalement dues à la désintégration de pions π_0 en paires de γ .

3.1.2.1 Modèle simple de développement des gerbes hadroniques

Si l'on considère un modèle simple de développement d'une gerbe initiée par un proton [101] dans lequel à chaque étape p pions se répartissant également l'énergie initiale sont créés, dont un tiers de pions neutres π_0 et deux tiers de pions chargés π^\pm , alors le nombre d'étapes nécessaires n_C pour atteindre l'énergie critique de désintégration des pions E_C^π est :

$$n_C = \frac{\ln\left(\frac{E_0}{E_C^\pi}\right)}{\ln(p)} \quad (3.8)$$

où E_0 est l'énergie initiale du proton. À chaque étape, le nombre de pions chargés est multiplié par $\frac{2}{3}p$. Lorsque ces pions se désintègrent en muons on obtient alors l'estimation suivante pour le nombre total de muons :

$$N_\mu = \left(\frac{2}{3}p\right)^{n_C} = \left(\frac{2}{3}p\right)^{\ln\left(\frac{E_0}{E_C^\pi}\right)/\ln(p)} = \left(\frac{E_0}{E_\pi}\right)^{\ln\left(\frac{2}{3}p\right)/\ln(p)}. \quad (3.9)$$

Le nombre total de muons dans la gerbe dépend donc de l'énergie de la particule initiale E_0 et de la multiplicité des pions p . Si l'on suppose une multiplicité des pions de l'ordre de 15 [101], alors $N_\mu \approx \frac{E_0}{E_\pi}^{0,85}$ et alors l'évolution de N_μ en fonction de l'énergie n'est pas linéaire mais légèrement plus faible.

À partir de ce modèle très simple de gerbe initiée par un proton, on peut approximer le développement d'une gerbe initiée par un noyau quelconque à l'aide du principe de superposition. Ce principe stipule qu'une gerbe atmosphérique initiée par un noyau de nombre de masse A et d'énergie E_0 peut être approximée comme étant la superposition de A gerbes initiées par un proton d'énergie $\frac{E_0}{A}$. Ce principe est soutenu par le fait que le noyau initial disparaît très rapidement après avoir interagit dans l'atmosphère et s'être fragmenté en noyaux plus petits (jusqu'à donner très rapidement des protons). Dans ce cadre, nous avons donc :

$$N_\mu(E_0, A) = A \times N_\mu\left(\frac{E_0}{A}, 1\right) \approx A \times \left(\frac{E_0/A}{E_C^\pi}\right)^{0,85} \approx A^{0,15} \times N_\mu(E_0, 1) \quad (3.10)$$

et

$$X_{\max}(E_0, A) = X_0 \ln\left(\frac{E_0/A}{E_C}\right) = X_{\max}(E_0, 1) - X_0 \ln(A). \quad (3.11)$$

Avec ce modèle très simple, on peut prédire qu'une gerbe initiée par noyau de fer donnera $\sim 80\%$ de muons de plus qu'une gerbe initiée par un proton à une énergie donnée. De la même manière, le maximum de profondeur d'une gerbe initiée par un noyau de fer sera atteint $\sim 4 X_0$ avant le maximum de développement d'une gerbe initiée par un proton. Ce modèle de développement de gerbes hadroniques permet uniquement d'appréhender qualitativement le phénomène des gerbes hadroniques. Aujourd'hui, des simulations basées sur des résultats obtenu au LHC permettent un traitement beaucoup plus en détails du développement des gerbes atmosphériques initiées par des hadrons.

3.1.3 Modèles d'interaction hadronique

La détection indirecte des rayons cosmiques de haute énergie permise par leur interaction avec les noyaux de l'atmosphère a néanmoins des inconvénients, notamment celui de ne plus permettre de mesurer la masse du rayon cosmique incident événement par événement. De plus les

simulations utilisées ont des difficultés à rendre compte correctement des premières interactions entre le rayon cosmique et un noyau de l'atmosphère. En effet ces simulations se basent sur les résultats obtenus au LHC où l'énergie dans le centre de masse de la collision est de 13 TeV actuellement. Ces simulations sont utilisées pour comparer les données à des prédictions (les simulations) et reposent donc sur des modèles d'interaction hadronique qui donnent des résultats différents d'un modèle à l'autre et parfois en contradiction avec les mesures réalisées au CERN. Les principaux modèles d'interaction hadronique sont :

- SYBILL [102] ;
- QGSJet [103] ;
- EPOS LHC [104].

Ces modèles conduisent à des prédictions différentes, notamment en ce qui concerne le nombre de muons au sol [105]. L'interprétation des mesures de gerbes atmosphériques initiées par des hadrons est donc extrêmement complexe et dépend du modèle utilisé. Cette difficulté est levée dans le cas de gerbes électromagnétiques mais il est important de noter que les hadrons, de part leur nombre et leur tendance à former des sous-gerbes électromagnétiques, forment le bruit de fond dominant de l'astronomie γ de haute énergie.

3.1.4 Modélisation de l'atmosphère

Une autre difficulté intrinsèque à la mesure de rayons cosmiques ou de rayons γ depuis le sol réside dans le fait que c'est l'atmosphère qui joue le rôle de calorimètre. En effet c'est dans l'atmosphère que se développe la gerbe, c'est donc là que l'énergie de la gerbe se dépose. Afin de remonter aux caractéristiques (énergie et direction d'arrivée entre autres) de la particule primaire, on a recours à des comparaisons entre les observations et des simulations Monte-Carlo. Ces simulations doivent être les plus précises possibles et doivent donc modéliser au mieux la physique du développement des gerbes, la réponse de l'instrument à une gerbe donnée et enfin bien sûr l'atmosphère. L'inconvénient d'une telle méthode est qu'il faut modéliser l'atmosphère, c'est-à-dire qu'il faut réussir à prendre en compte sa composition, sa densité et sa température, ainsi que les variations de ces variables selon le temps, l'altitude, etc. En raison de l'incertitude sur tous ces paramètres, la modélisation de l'atmosphère et les conditions d'observation introduisent des erreurs systématiques supplémentaires dans les mesures réalisées au sol. Dans la pratique, ces erreurs systématiques sont en général plus faibles que celles introduites par les modèles d'interaction hadronique détaillées à la section précédente.

3.2 Emission de rayonnement Cherenkov

L'émission de rayonnement Cherenkov est un phénomène qui a lieu lorsque une particule se déplace dans un milieu matériel à une vitesse v supérieure à la vitesse de la lumière dans ce milieu c/n où n est l'indice de réfraction du milieu. L'émission Cherenkov possède donc un seuil :

$$v > \frac{c}{n} \Rightarrow \beta > \frac{1}{n} \Rightarrow 1 - \frac{1}{\gamma^2} > \frac{1}{n^2} \Rightarrow \gamma > \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{1}{n^2}}} \Rightarrow E > \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \frac{1}{n^2}}} \quad (3.12)$$

où $\beta = \frac{v}{c}$ et $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{E}{mc^2}$ est le facteur de Lorentz de la particule qui se propage. Au niveau de la mer on a $n \approx 1,0003$ et la masse d'un électron valant $m_e c^2 = 0,511 \text{ MeV}/c^2$, l'énergie seuil pour qu'un électron émette de la lumière Cherenkov au niveau de la mer est donc $E_{\text{seuil}} \approx 29,5 \text{ MeV}$. Cette lumière Cherenkov est émise selon un angle θ_C par rapport à la direction de propagation de la particule incidente tel que :

$$\cos(\theta_C) = \frac{1}{\beta n} + q \quad (3.13)$$

où q est un facteur de correction quantique dont l'effet est négligeable. Dans l'atmosphère, en première approximation, θ_C augmente donc au fur et à mesure que la gerbe se développe. On peut calculer l'ouverture de l'angle Cherenkov entre le photon émis et la direction de la gerbe en fonction de l'altitude et en déduire le rayon de la surface au sol atteinte par le rayonnement Cherenkov en fonction de l'altitude comme représenté sur la figure 3.3 par la ligne noire. On remarque que θ_C augmente bien entre 30 km et 15 km avant de décroître dans les couches les plus basses de l'atmosphère. La forme de cette courbe implique que les émissions de photons Cherenkov entre 10 km et 30 km se superposent et délimitent la surface au sol atteinte dont le rayon est donc d'environ 170 mètres. Cela implique aussi que le centre de cette surface est principalement illuminé par les photons Cherenkov émis à basse altitude.

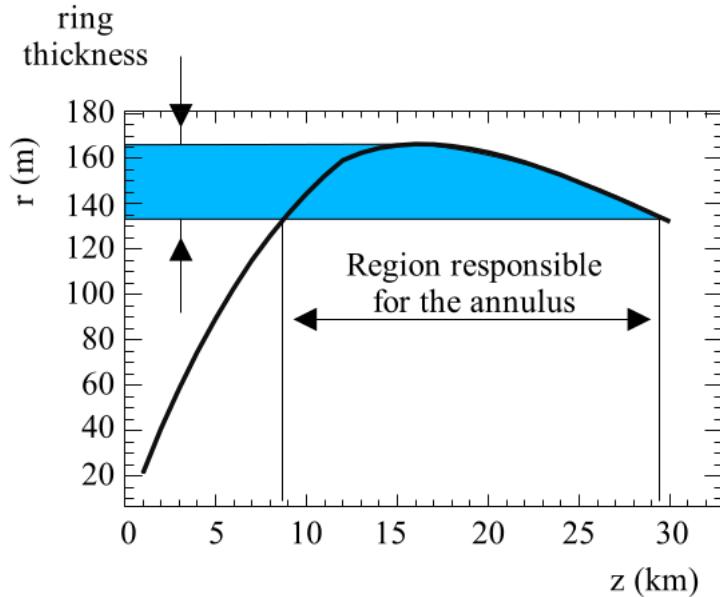


FIGURE 3.3 – Rayon de la surface au sol atteinte par le rayonnement Cherenkov en fonction de l'altitude d'émission. Le rayonnement Cherenkov est émis dans un cercle d'environ 170 mètres de rayon dont l'extension est définie par l'émission entre 15 et 20 km. Figure issue de [20].

3.2.1 Spectre de photons Cherenkov

La présence de rayonnement Cherenkov dans l'atmosphère due à l'interaction de rayons cosmiques avec l'air a été suggérée pour la première fois en 1948 [106] puis mis en évidence en 1953 [107]. La première observation de rayonnement Cherenkov induit par le développement d'une gerbe électromagnétique remonte quant à elle à 1961 [108]. Pour une particule de charge Z , le nombre de photons émis par rayonnement Cherenkov par unité de distance parcourue et

par unité de longueur d'onde s'écrit :

$$\frac{d^2N_\gamma}{dx d\lambda} = \frac{2\pi\alpha Z^2}{\lambda^2} \sin^2(\theta_C) = \frac{2\pi\alpha Z^2}{\lambda^2} \left(1 - \left(\frac{1}{\beta n}\right)^2\right) \quad (3.14)$$

où $\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} \simeq \frac{1}{137}$ est la constante de structure fine. Le spectre de photons émis par rayonnement Cherenkov suit donc une loi inversement proportionnelle à λ^2 et est principalement distribué dans l'ultra-violet et le visible.

L'atmosphère n'est pas totalement transparente aux photons à ces longueurs d'ondes. En particulier l'atmosphère est quasiment opaque aux photons dans l'ultra-violet à cause de leur absorption par l'ozone comme illustrée sur la figure 3.4. Aux longueurs d'onde du visible et du proche visible, l'atmosphère est plus transparente aux photons, les principales causes d'absorption étant la diffusion de Rayleigh sur les molécules ou la diffusion de Mie sur les aérosols. La détection du rayonnement Cherenkov atmosphérique se concentre donc dans la région du visible (vers le bleu) et du proche ultra-violet.

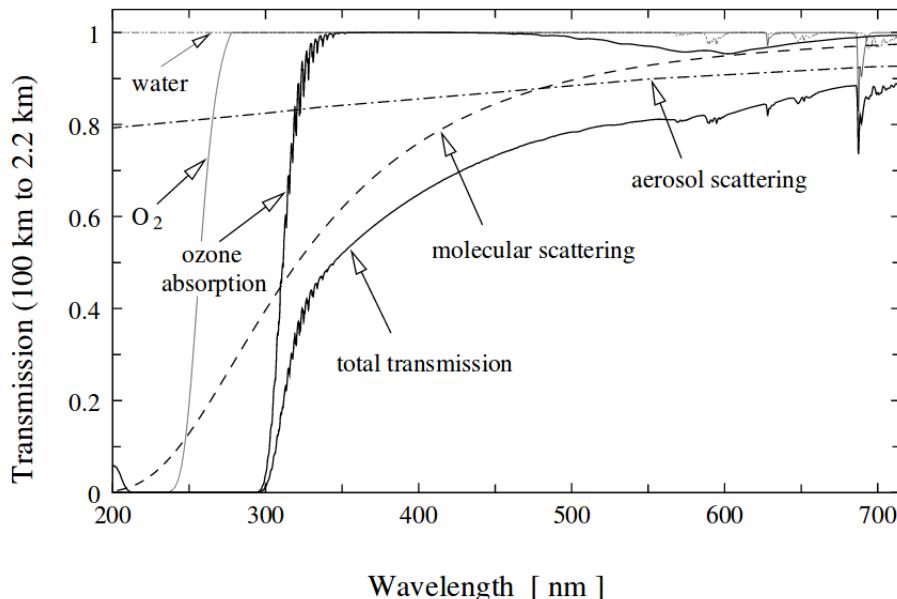


FIGURE 3.4 – La figure représente la transmission de la lumière se propageant verticalement dans l'atmosphère entre 100 km et 2,2 km en fonction de la longueur d'onde et met en évidence l'influence des différents composants de l'atmosphère. Figure issue de [109].

3.2.2 Distribution latérale du rayonnement Cherenkov

La figure 3.5 représente la densité de photons Cherenkov (pour des longueurs d'ondes comprises entre 300 et 600 nm) à 2400 m au-dessus du niveau de la mer en fonction de la distance au centre de la gerbe pour des γ de différentes énergies. Cette densité exhibe logiquement le même comportement que la densité des photons et des leptons dans les gerbes électromagnétiques (voir figure 3.1). À une distance inférieure à ~ 150 m, la densité de photons est à peu près constante puis diminue fortement au-delà. Néanmoins on observe que certains photons sont émis à très

grande distance, celle-ci pouvant être supérieure à 1 km de manière non négligeable à partir d'une certaine énergie.

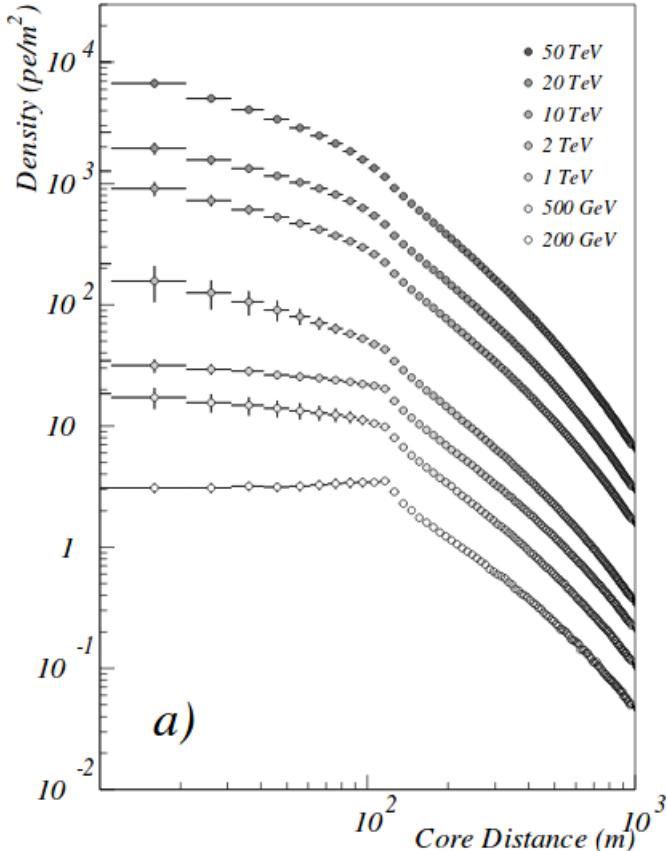


FIGURE 3.5 – Densité de photons Cherenkov (pour des longueurs d'ondes comprises entre 300 et 600 nm) à 2400 m au-dessus du niveau de la mer en fonction de la distance au centre de la gerbe pour des γ de différentes énergies. Figure issue de [110].

3.3 Techniques de détection des gerbes atmosphériques

3.3.1 Télescopes imageurs du rayonnement Cherenkov atmosphérique

La technique de détection basée sur l'imagerie du rayonnement Cherenkov atmosphérique consiste à enregistrer le flash de lumière Cherenkov émis lors du développement de la gerbe dans l'atmosphère à l'aide de caméras à l'électronique rapide placées dans le plan focal de télescopes optiques équipés de miroirs réfléchissants. Cette technique a été utilisée par l'expérience Whipple pour la détection de la première source γ , la nébuleuse du Crabe, en 1989 [111]. Par la suite, cette technique a été utilisée pour les expériences CAT [112] et HEGRA [113]. L'expérience CAT a démontré l'avantage d'utiliser des caméras finement pixelisées pour la discrimination entre γ et hadrons tandis que l'expérience HEGRA a démontré l'avantage d'utiliser plusieurs télescopes Cherenkov en stéréoscopie pour améliorer la reconstruction de la direction de la gerbe, de son point d'impact au sol, de son énergie et le rejet du fond, notamment muonique. Ces consta-

tations ont permis à la génération suivante d'instruments de combiner ces différents avantages (électronique rapide et fine pixelisation des caméras, détection en stéréoscopie) avec d'autres, et notamment un grand champ de vue permettant d'augmenter la probabilité de détecter la gerbe dans son ensemble et d'améliorer la soustraction du fond lors de l'analyse (voir section 4.5.2.2) :

- l'expérience H.E.S.S. [114] en Namibie composée de 5 télescopes (4 petits et 1 grand) ;
- l'expérience MAGIC [115] aux îles Canaries en Espagne composée de 2 télescopes ;
- l'expérience VERITAS [116] en Arizona aux États-Unis d'Amérique composée de 4 télescopes.

Une prochaine génération de télescopes imageurs du rayonnement Cherenkov atmosphérique est d'ores et déjà prévu avec la construction de CTA [117] qui sera constitué de plusieurs dizaines de télescopes (de trois tailles différentes) répartis sur deux sites, l'un dans l'hémisphère nord et l'autre dans l'hémisphère sud.

3.3.2 Technique d'échantillonnage du front d'onde Cherenkov

La technique d'échantillonnage du front d'onde Cherenkov consiste à couvrir de détecteurs une large surface au sol afin de pouvoir échantillonner spatialement et temporellement le front d'onde Cherenkov émis. La surface qu'il est nécessaire de couvrir est au minimum de l'ordre de 10^4 m^2 afin d'englober l'ensemble de la tâche de lumière Cherenkov dont le rayon est de l'ordre de 120 m à 1 TeV. Parmi les expériences utilisant cette technique on trouve ASGAT [118] et THEMISOCLE [119]. Par la suite, des expériences consistant à reconvertir des centrales solaires en détecteur, comme l'expérience CELESTE [120], ont vu le jour. Les larges miroirs qui permettaient de concentrer la lumière du Soleil sont utilisés pour focaliser les photons Cherenkov. Si cette technique à partir de miroirs fonctionne, elle souffre néanmoins d'un très petit champ de vue et d'une faible discrimination entre γ et hadrons comparée aux télescopes imageurs du rayonnement Cherenkov atmosphérique. Ces limites ont conduit à imaginer des expériences permettant d'échantillonner directement les particules chargées de la gerbe plutôt que le rayonnement Cherenkov.

3.3.3 Échantilleurs de particules

Les échantilleurs de particules sont des expériences qui consistent à échantillonner directement les particules chargées de la gerbe (les électrons et les positrons) atteignant le sol plutôt que leur émission Cherenkov. Pour maximiser la détection de particules chargées dont le nombre décroît à partir de l'altitude de maximum de développement de la gerbe, ces expériences sont installées à haute altitude. C'est le cas, par exemple, de l'expérience Milagro [121] qui a été construite à environ 2600 mètres au-dessus de la mer dans l'état du Nouveau-Mexique aux États-Unis d'Amérique. Milagro était un détecteur Cherenkov à eau composé d'un bassin principal entouré de multiples cuves. La lumière Cherenkov émise par les particules des gerbes électromagnétiques et des gerbes hadroniques dans l'eau est détectée à l'aide de deux couches de tubes photo-multiplicateurs immergées, l'une en haut et l'autre en bas du détecteur. La distinction entre gerbes électromagnétiques et gerbes hadroniques se fait grâce aux muons, plus pénétrants, qui génèrent ces dernières et qui sont détectées par la couche de tubes photomultiplicateurs du bas. La génération suivante de détecteurs Cherenkov à eau est représenté par HAWC [122] qui est composé de 300 cuves et qui est installé à environ 4100 mètres d'altitude au Mexique.

Chapitre 4

L'expérience H.E.S.S.

Sommaire

4.1	Un réseau hybride de cinq télescopes	60
4.1.1	Le site de l'expérience	60
4.1.2	La phase I de H.E.S.S.	61
4.1.2.1	La structure et les miroirs des télescopes	61
4.1.2.2	Les caméras et leurs électroniques	62
4.1.2.3	Le système de déclenchement	63
4.1.3	La phase II de H.E.S.S.	63
4.1.3.1	Le cinquième télescope	64
4.1.3.2	Le système de déclenchement	64
4.1.4	Mise à niveau de H.E.S.S. I	65
4.2	La calibration	65
4.2.1	L'étalonnage des caméras	66
4.2.2	L'étalonnage absolu en énergie	68
4.3	Les simulations dans H.E.S.S.	70
4.3.1	Les outils de simulation	70
4.3.2	Simulation du développement des gerbes avec KASCADE	70
4.3.3	Simulation du détecteur	71
4.3.4	Simulation acquisition par acquisition	71
4.4	Reconstruction des événements	72
4.4.1	La méthode des moments réduits : modèle de Hillas	72
4.4.2	La méthode du modèle semi-analytique	75
4.4.3	La reconstruction « modèle 3D »	77
4.4.4	Comparaison des efficacités des différentes méthodes de reconstruction	77
4.4.5	Combinaison des différentes méthodes de reconstruction	79
4.5	Acceptance du détecteur et soustraction du fond	80
4.5.1	Fonctions de réponse de l'instrument	80
4.5.2	Les méthodes de soustraction du fond	81
4.5.2.1	Méthode On – Off	81
4.5.2.2	Méthodes tirant avantage du grand champ de vue de la caméra	82
4.5.2.3	Méthode « template »	82
4.6	Conclusion	83

H.E.S.S. (*High Energy Stereoscopic System*), nommé ainsi en hommage au physicien Victor Hess pour sa découverte des rayons cosmiques en 1912, est un réseau de cinq télescopes dont la méthode de détection est basée sur le principe de l'imagerie du rayonnement Cherenkov atmosphérique. H.E.S.S. permet de détecter des rayons γ dont l'énergie est comprise entre quelques dizaines de GeV et quelques dizaines de TeV. Dans la première partie de ce chapitre, nous nous employons à décrire le réseau de télescopes et son fonctionnement : du site de l'expérience aux caméras en passant par la structure des télescopes, les caractéristiques des miroirs et le système de déclenchement et d'acquisition des données. Nous passons aussi en revue les améliorations successives apportées depuis le début du projet et détaillons l'évolution des performances globales de l'instrument depuis sa mise en service. Nous abordons ensuite la question de la calibration des caméras et le rôle des simulations dans le fonctionnement d'un réseau tel que H.E.S.S. Enfin nous détaillons les principales méthodes de reconstruction des événements utilisées dans la collaboration H.E.S.S.

4.1 Un réseau hybride de cinq télescopes

Dans cette partie nous abordons les caractéristiques techniques de l'instrument lors des deux phases de l'expérience. La première phase commence avec l'achèvement de la construction du quatrième télescope et le début de la prise de données avec quatre télescopes en décembre 2003. Elle se poursuit jusqu'en juillet 2012, date à laquelle commence la seconde phase de l'expérience avec la mise en service d'un cinquième télescope, plus grand que les quatre premiers, au centre du réseau. Nous terminons cette partie en décrivant la mise à niveau de l'ensemble de l'électronique des caméras des quatre premiers télescopes. Cette opération est la dernière amélioration de grande envergure réalisée sur le site de H.E.S.S. Le réseau ainsi rénové est opérationnel depuis février 2017.

4.1.1 Le site de l'expérience

Le réseau de télescopes (voir figure 4.1) est situé en Namibie sur un plateau à environ 1800 mètres d'altitude se trouvant à une centaine de kilomètres au sud-ouest de la capitale Windhoek dans la région de Khomas. Ce site a été choisi pour plusieurs raisons. D'abord, son emplacement dans l'hémisphère sud, à seulement quelques kilomètres au nord du tropique du Capricorne, garantit des conditions d'observations optimales, c'est-à-dire à faible angle zénithal, du centre galactique qui est une région du ciel très riche en sources astrophysiques. Ensuite, le climat semi-désertique de la région, la couverture nuageuse relativement faible sur l'ensemble de l'année et l'absence de pollution lumineuse artificielle rendent la qualité du ciel particulièrement propice aux observations astronomiques. Enfin, le site se trouve dans une région de faible champ magnétique, appelée « anomalie sud-atlantique », ce qui a pour effet de limiter la courbure induite par le champ magnétique terrestre sur la trajectoire des particules chargées lors du développement des gerbes dans l'atmosphère. Ainsi la dépendance d'une gerbe, et notamment son développement transversal, à sa direction par rapport au champ magnétique est minimisée.

Le site est équipé d'une station météorologique permettant de mesurer la température, le taux d'humidité, la pression locale de l'air ainsi que la vitesse et la direction du vent. Par ailleurs chaque télescope est équipé d'un radiomètre infrarouge qui pointe dans la même direction que la caméra pendant toute la durée des observations. Un radiomètre additionnel balaie le ciel en permanence et permet d'anticiper l'arrivée de nuages. Ces informations permettent de contrôler la qualité des données et d'assurer la sécurité des télescopes. En particulier si le vent est trop

intense ou si la probabilité qu'il pleuve est trop importante, les télescopes sont parqués et les caméras protégées dans leur abri.



FIGURE 4.1 – Le site de l'expérience H.E.S.S. en Namibie en juillet 2012.

4.1.2 La phase I de H.E.S.S.

La première phase de H.E.S.S. consiste en un réseau de quatre télescopes nommés CT1, CT2, CT3 et CT4 (CT pour *Cherenkov Telescope* en anglais). Ils sont disposés aux sommets d'un carré de 120 mètres de côté. Le carré est orienté de telle façon que ses diagonales forment des axes est-ouest et nord-sud, CT1 étant à l'est, CT2 au nord, CT3 à l'ouest et CT4 au sud. Ce premier réseau de quatre télescopes est opérationnel depuis décembre 2003 et fonctionne en stéréoscopie. La stéréoscopie entre les télescopes permet de rejeter la plupart du bruit de fond muonique tandis que l'espacement entre les télescopes est conçu pour permettre une efficacité de détection optimale pour des gerbes électromagnétiques de 1 TeV. Dans cette phase le seuil de déclenchement en énergie est d'environ 100 GeV.

4.1.2.1 La structure et les miroirs des télescopes

La monture des quatre télescopes est de type altazimutale, c'est-à-dire que les déplacements se font selon deux axes : un axe horizontal (axe d'azimut) et un axe vertical (axe d'élévation). L'avantage d'une telle monture est son faible coût comparé à celui d'une monture équatoriale pour un télescope de cette taille. En revanche, une telle monture entraîne l'apparition d'une rotation de champ lors des prises de données. Si le suivi d'un objet lors d'observations est contrôlé tout du long par ordinateur, cet effet de rotation de champ est compensé au niveau de l'analyse. La vitesse de déplacement de la structure est au maximum de 100° par minute dans les deux directions et permet de replacer le réseau en quelques minutes en cas d'alerte, notamment concernant les GRB (*Gamma Ray Burst* en anglais). Le système de guidage des télescopes permet d'obtenir une résolution de pointé de l'ordre de la seconde d'arc. La qualité des pointés est testée à chaque début et à chaque fin de période d'observation lors de prises de données dédiées. Une période d'observation correspond à environ 26 jours soit la durée d'une

lunaison (~ 29 jours) ôtés des quelques jours où la lumière de la Lune est visible dans le ciel du crépuscule à l'aube et empêche toute observation¹.

Chaque télescope est équipé de 380 miroirs circulaires en verre aluminisé de 60 cm de diamètre chacun. L'ensemble fait 13 m de diamètre pour une surface réfléchissante effective d'environ 107 m². Les réflecteurs des télescopes sont disposés selon une optique Davies-Cotton [123], c'est-à-dire que les miroirs sont positionnés sur une surface sphérique de longueur focale valant exactement la moitié de celle des miroirs. Cette optique permet de réduire les aberrations de coma, qui apparaissent pour des incidences hors axe, par rapport à une optique parabolique. En revanche, cette optique a le désavantage de créer une dispersion temporelle du front d'onde. Le choix de la forme, du diamètre et de la focale des miroirs (15 m) est un compromis entre la réduction des interstices entre les miroirs et des aberrations optiques d'un côté et l'augmentation de l'asynchronisme entre photons et du coût de la structure métallique de l'autre. Le contrôle de l'alignement des miroirs se fait à l'aide de deux caméras CCD placées au centre de la surface réfléchissante. L'une des caméras observe une étoile dans le ciel pendant que l'autre observe les différentes images qui sont réfléchies par les miroirs sur un capot placé à l'avant de la caméra. La procédure d'alignement des miroirs consiste à modifier l'orientation de chaque miroir afin de faire coïncider toutes les images d'une même étoile en un même point.

4.1.2.2 Les caméras et leurs électroniques

La caméra de chaque télescope [124] est constituée d'un réseau octogonal de 960 tubes photomultiplicateurs (PM), aussi appelés pixels. Chaque PM est précédé par un cône de Winston qui permet de collecter la lumière et la guider jusqu'à l'entrée de la photo-cathode. Le champ de vue des PM correspond à l'ouverture des cônes de Winston, c'est-à-dire 0,16°. Au total, le champ de vue de la caméra est de 5°. La caméra est supportée par des bras métalliques et positionnée sur l'axe optique du télescope. En revanche elle n'est pas située exactement dans le plan focal des miroirs ce qui aurait pour effet de focaliser à l'infini. Elle est décalée de quelques centimètres par rapport au plan focal de manière à ce que la focalisation se fasse à environ 10 km d'altitude. Ainsi l'image d'une gerbe typique est plus nette et mieux résolue, ce qui améliore le taux de déclenchement du réseau et assure une meilleure reconstruction de l'énergie et de la direction de la particule incidente. On obtient donc une meilleure résolution angulaire et une meilleure discrimination entre γ et hadrons.

Au niveau de la photo-cathode le photon incident est converti en photo-électron puis ce signal est amplifié. L'alimentation haute tension est calibrée pour fournir en sortie du PM un signal composé de 2×10^5 électrons par photon incident. Les 960 PM sont regroupés par groupe de seize formant alors ce qu'on appelle un tiroir. Une caméra est ainsi constituée de 60 tiroirs. Chaque tiroir contient deux cartes analogiques qui traitent chacune le signal de 8 PM. Le signal de chaque PM est traité par deux chaînes : la chaîne de bas gain pour les signaux de forte amplitude (supérieure à 16 photo-électrons et jusqu'à 1600 photo-électrons) et la chaîne de haut gain pour les signaux de faible amplitude (de 1 à 100 photo-électrons). Le recouvrement entre les deux chaînes permet leur intercalibration. Les signaux amplifiés sont stockés dans des mémoires analogiques circulaires composées de 128 cellules chacune. La fréquence d'échantillonnage est de 1 GHz soit une nanoseconde par cellule. Ces mémoires analogiques stockent donc en permanence les 128 dernières nanosecondes du signal en attendant un signal de déclenchement qui entraîne la lecture des données.

¹Tout comme le Soleil, la Lune n'empêche pas les observations à partir du moment où elle se lève à l'horizon mais à partir du moment où sa lumière est réfléchie et diffusée par le sommet de l'atmosphère au-dessus du site, c'est-à-dire depuis une position dans le ciel correspondant à 14° au-dessous de l'horizon.

4.1.2.3 Le système de déclenchement

Le système de déclenchement de l'acquisition des données est basé sur une succession de conditions [125]. Ces conditions concernent chaque caméra individuellement et aussi le réseau dans son ensemble. Un niveau de déclenchement local s'applique dans chacune des caméras. Les caméras sont divisées en 38 secteurs de 64 pixels chacun. Ces secteurs se superposent en partie. L'acquisition des données a lieu si le signal d'un secteur dépasse 4 photo-électrons par pixel pour au moins 3 pixels dans une fenêtre temporelle inférieure à environ 1,3 ns. À ce moment, un signal de déclenchement local est envoyé par la caméra au système de déclenchement central. Simultanément, les mémoires analogiques de toute la caméra sont digitalisées et envoyées à un processeur FPGA (*Field-Programmable Gate Array* en anglais). Ces données sont ensuite stockées dans des mémoires tampons de type FIFO (*First In First Out* en anglais). Le processus de digitalisation prend environ 275 μ s et le transfert des données aux mémoires tampons environ 185 μ s. La fenêtre d'intégration, c'est-à-dire la durée du signal digitalisé, est de 16 ns. Le système de déclenchement central concentre les informations des différentes caméras. Lorsqu'au moins deux caméras envoient un signal de déclenchement dans une fenêtre temporelle de 80 ns, le système de déclenchement central envoie un signal de confirmation à toutes les caméras afin de garantir la synchronisation des numéros d'événements entre les caméras. Les données envoyées par les caméras ayant transmis un signal de déclenchement local sont alors lues depuis les mémoires tampons et expédiées sur le réseau jusqu'à la ferme de calcul sur site. Cette opération prend environ 60 μ s et n'affecte pas la prise de données puisque tout nouvel événement est digitalisé en 185 μ s avant d'être stocké dans les mémoires tampons. Les données reçues par la ferme de calcul sont alors stockées en mémoire et écrites sur disque uniquement à la fin de chaque prise de données. Si 5 μ s après l'émission d'un signal de déclenchement local, aucun signal de confirmation n'est reçu par la caméra de la part du système central, la mémoire tampon est effacée et la caméra recommence à prendre des données. Le temps mort de l'acquisition correspond au temps de digitalisation et au temps de transfert des données soit environ 460 μ s pendant lesquelles l'acquisition de nouvelles données est stoppée. Le pourcentage P de temps mort d'une prise de donnée dépend du taux d'acquisition f et du temps mort τ . Il s'exprime de la manière suivante :

$$P = \frac{f\tau}{1 + f\tau}. \quad (4.1)$$

Pour un temps mort de 460 μ s et un taux moyen d'acquisition standard pour H.E.S.S. I de 400 Hz, le temps mort représente alors environ 15% du temps d'acquisition. Le taux d'acquisition dépend évidemment des critères de sélection des événements et son estimation précise est requise afin de calculer la durée effective d'une prise de donnée et ainsi de calculer correctement le flux d'une source observée.

4.1.3 La phase II de H.E.S.S.

La deuxième phase de H.E.S.S. a démarré avec la mise en service d'un cinquième télescope, nommé CT5, en juillet 2012. Ce télescope de 28 m de diamètre a été installé au centre des quatre précédents afin d'améliorer les performances du réseau et notamment d'abaisser le seuil en énergie et d'augmenter la sensibilité et la résolution angulaire de l'expérience. Les cinq télescopes peuvent fonctionner en stéréoscopie ce qui fait de H.E.S.S. le premier réseau hybride de télescopes dont le principe de détection est l'imagerie du rayonnement Cherenkov atmosphérique. Néanmoins, vu son temps mort nettement inférieur à celui de CT1-4, CT5 peut aussi fonctionner seul, c'est-à-dire en mode monoscopique.

4.1.3.1 Le cinquième télescope

La monture de CT5 est de type altazimutale comme pour les quatre premiers télescopes. En revanche l'optique n'est pas sphérique mais parabolique. Cette structure a été choisie pour minimiser la dispersion temporelle des photons Cherenkov. En effet, pour une optique de Davies-Cotton cette dispersion augmente avec le diamètre du télescope et diminue avec sa longueur focale. Pour les quatre premiers télescopes, la dispersion temporelle introduite par la structure était de l'ordre de 4,5 ns au maximum alors que l'émission Cherenkov dure intrinsèquement environ 5 ns. Pour un télescope de la taille de CT5, cette dispersion temporelle dépasserait la durée de l'émission Cherenkov ce qui aurait pour conséquence de diluer le signal et donc de dégrader le rapport signal sur bruit. Diminuer l'asynchronisme reviendrait alors à augmenter la longueur focale du télescope mais dans ce cas c'est le coût de la structure métallique qui devient trop important. En revanche, avec une optique parabolique, le signal est isochrone et ce problème disparaît. Le désavantage est que les aberrations de coma augmentent, ce qui oblige à limiter le champ de vue. Le réflecteur du cinquième télescope mesure 28 m de diamètre pour une surface réfléchissante effective de 614,5 m². Cette surface est composée de 876 miroirs de forme hexagonale mesurant 90 cm de bord à bord.

La caméra de CT5 [126] mesure 240 cm de diamètre et 184 cm de profondeur. Elle est composée de 2048 PM. Ces PM sont regroupés, comme pour les premières caméras, par 16 pour former un total de 128 tiroirs. La taille angulaire d'un PM, c'est-à-dire du cône de Winston afférent, est de 0,07° et le champ de vue total de la caméra de CT5 est de 3,2°. La méthode d'alignement des miroirs est la même que pour les quatre premiers télescopes. Les mémoires analogiques de 128 cellules ont été remplacées par des mémoires de 256 cellules afin d'augmenter le temps de signal stocké en mémoire à chaque instant. L'électronique des tiroirs a aussi été modifiée afin d'être plus rapide. En particulier, l'ajout d'une mémoire FIFO en amont de chaque processeur FPGA permet de stocker jusqu'à 64 événements en attendant une décision du système de déclenchement central. Cet ajout a pour effet d'atténuer les fluctuations dans le temps d'arrivée des événements. Le nouveau temps mort est de 10 μ s incluant la digitalisation du signal qui n'est plus que de 2 μ s et le transfert à la nouvelle mémoire FIFO. En moyenne, le temps mort représente donc environ 1% du temps d'acquisition de CT5 pour un taux moyen d'acquisition de 1 kHz.

Enfin, CT5 est équipé d'un système de mise au point qui permet d'ajuster pendant les observations la longueur focale en déplaçant la caméra le long de l'axe optique sur une distance pouvant atteindre 23 cm. La caméra de CT5 peut ainsi focaliser à différentes profondeurs d'atmosphère. Ainsi on peut adapter la distance à laquelle la caméra focalise aux conditions d'observation, en particulier à l'angle zénithal d'observation qui influe fortement sur la position et donc la distance du maximum de développement de la gerbe. Par défaut, la position du système de mise au point est fixée pour une focalisation optimale à 15 kilomètres d'altitude.

4.1.3.2 Le système de déclenchement

Les seuils et multiplicités de déclenchement de la caméra de CT5 sont les mêmes que pour les autres caméras : l'acquisition des données a lieu si le signal d'un secteur dépasse 4 photoélectrons par pixel pour au moins 3 pixels dans une fenêtre temporelle inférieure à 1,3 ns. Malgré ces similitudes, les conditions de déclenchement de CT5 sont différentes des autres télescopes. En effet, l'augmentation de la surface réfléchissante implique une collecte plus importante de photons de bruit de fond tandis que la diminution du champ de vue de chaque pixel produit l'effet inverse, c'est-à-dire un nombre de photons de bruit de fond par pixel moindre. Le bruit de fond étant uniforme, à l'opposé du signal qui est concentré, cette procédure permet d'augmenter la quantité

de signal reçu sans changer les conditions de détection du fond. Malgré des seuils et multiplicités de déclenchement identiques aux quatre premiers télescopes, le rapport signal sur bruit qui en résulte est donc meilleur pour CT5. Au niveau du déclenchement central, CT5 est autorisé à déclencher seul ou en coïncidence avec un ou plusieurs autres télescopes. Le fonctionnement stéréoscopique du réseau n'est donc modifié qu'à la marge : le seuil en énergie de CT5, plus bas que celui de CT1-4, permet de reconstruire un taux d'événement stéréoscopique supérieur à celui de la première phase. En effet des événements proches du seuil qui n'étaient détectés que par un télescope de la phase I ont dorénavant une probabilité plus grande d'être vus par un de ces derniers et CT5. Toujours à cause du seuil en énergie plus bas, il existe des événements qui sont uniquement détectés par CT5. On appelle ces événements des événements monoscopiques. Le temps mort de CT5 ne représentant qu'environ 1% de son temps d'acquisition dans des conditions usuelles d'observation, le fonctionnement monoscopique de CT5 n'affecte donc pas le fonctionnement stéréoscopique du réseau complet. En effet, le temps mort de ce dernier est toujours dominé par celui de CT1-4 qui représente environ 10% du temps d'acquisition dans des conditions usuelles d'observation.

4.1.4 Mise à niveau de H.E.S.S. I

Le remplacement de l'électronique des caméras de CT1-4 a démarré en juillet 2015 [127]. Le principal objectif de cette opération est de réduire le temps mort des caméras des quatre premiers télescopes afin de le rapprocher de celui de CT5 et ainsi d'améliorer les performances du réseau. En particulier, le taux de déclenchement de CT5 est typiquement 5 fois plus élevé que celui de CT1-4, une fraction importante ($\sim 30\%$) des événements de CT5 est donc enregistrée pour CT5 seul alors qu'ils auraient pu être détectés de manière stéréoscopique. Une électronique plus rapide permet donc d'augmenter immédiatement le nombre d'événements reconstruits stéréoscopiquement. L'augmentation du nombre d'événements reconstruits sous le seuil de déclenchement permet d'envisager une baisse du seuil d'analyse. Ce changement complet de l'électronique permet aussi de prévenir les défaillances qui devenaient de plus en plus nombreuses avec le vieillissement des premières caméras. CT1 fut la première caméra à être remplacée à partir de juillet 2015. En août 2016, CT2-4 prirent la même voie et le réseau fut de nouveau complètement opérationnel à partir de février 2017.

4.2 La calibration

La calibration de l'instrument est une étape nécessaire avant toute analyse de plus haut niveau des données. Le principe est de permettre la détermination de l'énergie de la particule incidente à partir du signal en sortie des PM. La calibration se décompose en deux étapes. Une première étape consiste à mesurer le coefficient de conversion entre un photo-électron et le signal numérique en sortie de la voie de lecture : c'est la calibration de la caméra. Une deuxième étape consiste à évaluer l'efficacité de transmission optique globale pour chaque télescope incluant l'efficacité quantique des PM, l'efficacité de collection des photons à l'entrée des PM, la réflectivité des miroirs et des cônes de Winston, l'efficacité de collecte des miroirs qui découle de leurs agencements et l'absorption de l'atmosphère : il s'agit de la calibration absolue en énergie qui permet de remonter à l'énergie de la particule incidente.

4.2.1 L'étalonnage des caméras

La numérisation du signal est opérée par un convertisseur analogique-numérique (ADC pour *Analog-to-digital converter* en anglais) dont le facteur de conversion est de 1,22 mV par « pas d'ADC ». L'étalonnage de la caméra consiste à retrouver l'amplitude du signal en photo-électrons à partir du nombre de pas d'ADC du signal numérisé. Comme nous l'avons vu précédemment, l'électronique est séparée en deux chaînes permettant d'avoir une large gamme dynamique : la chaîne de haut gain (HG) et celle de bas gain (BG). Pour la chaîne de haut gain (respectivement bas gain), l'amplitude du signal en photo-électrons A^{HG} (respectivement A^{BG}) s'exprime en fonction de l'amplitude en pas d'ADC ADC^{HG} (respectivement ADC^{BG}) de la manière suivante :

$$\begin{cases} A^{\text{HG}} = \frac{ADC^{\text{HG}} - P^{\text{HG}}}{\gamma^{\text{HG}}} \times FF \\ A^{\text{BG}} = \frac{ADC^{\text{BG}} - P^{\text{BG}}}{\gamma^{\text{HG}}} \times \frac{HG}{BG} \times FF \end{cases} \quad (4.2)$$

où P^{HG} (respectivement P^{BG}) est la valeur moyenne de la distribution en pas d'ADC du bruit de fond de la chaîne électronique en haut gain (respectivement bas gain), aussi appelé piédestal. Le gain nominal de la chaîne de haut gain (γ^{HG}) s'exprime en pas d'ADC – au-dessus du piédestal P^{HG} – par photo-électron. Quant au rapport d'amplification entre les chaînes de haut et de bas gain ($\frac{HG}{BG}$), il est calculé dans la gamme de recouvrement des deux chaînes. Enfin, FF est un coefficient, dit de champ uniforme (*Flat-Field* en anglais), qui permet de corriger des variations d'efficacité optique et d'efficacité quantique entre chacun des PM d'une caméra.

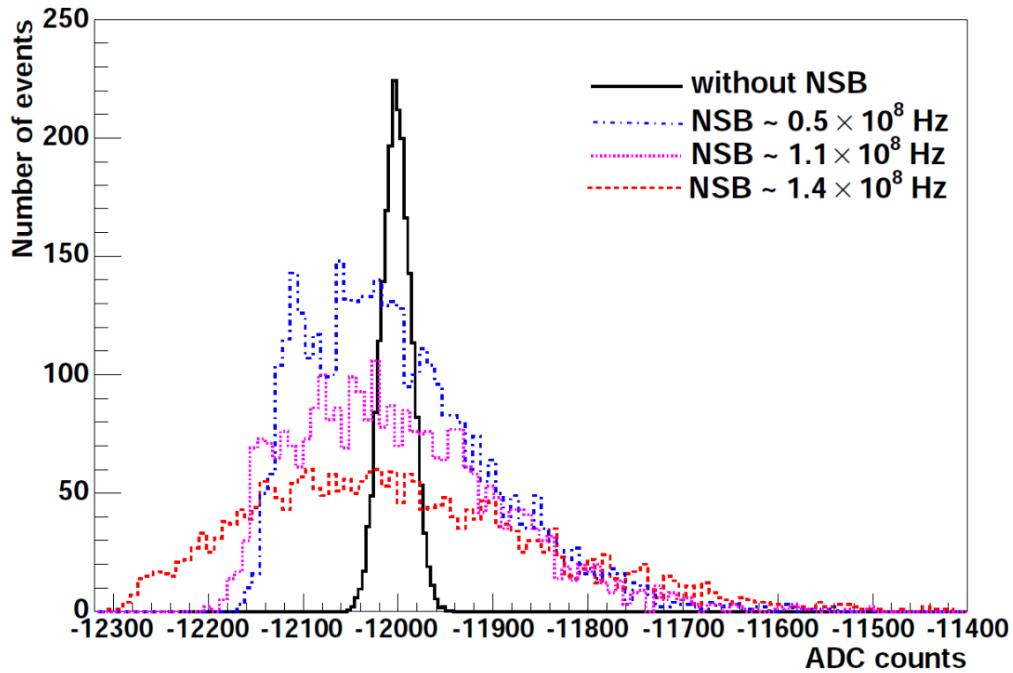


FIGURE 4.2 – Distribution des piédestaux d'un PM en pas d'ADC pour différents taux de bruit de fond de ciel. Figure issue de [128].

Les piédestaux sont déterminés toutes les minutes pendant la prise de données. Ils sont estimés pour chaque PM qui n'est pas illuminé par le rayonnement Cherenkov. La figure 4.2

montre la distribution des piédestaux d'un PM en pas d'ADC pour différents taux de bruit de fond de ciel (NSB pour *Night Sky Background* en anglais). La largeur de la distribution augmente avec le NSB mais la valeur moyenne de celle-ci, c'est-à-dire P^{HG} ou P^{BG} , reste inchangée.

La détermination du gain γ^{HG} se fait lors de prises de données dédiées pendant chaque période d'observation. Elle a lieu à l'intérieur de l'abri qui protège les caméras afin de réduire au maximum la contamination du NSB. La technique utilisée consiste à éclairer la caméra avec une diode électroluminescente (LED pour *Light-Emitting Diode* en anglais) dont le signal est pulsé. L'intensité de la LED est ajustée pour produire en moyenne un photo-électron unique dans chaque PM. Le système de déclenchement est synchronisé avec la pulsation de la LED afin d'enregistrer ces événements. La figure 4.3 représente la distribution en pas d'ADC des événements enregistrés lors d'une de ces prises de données dédiées. Le pic de gauche est le piédestal décrit précédemment. Le second pic correspond à la réponse du PM à un photo-électron unique : il correspond à la convolution d'un signal poissonien avec une gaussienne modélisant les fluctuations dans la chaîne d'amplification du PM. La courbe obtenue est ajustée à l'aide d'une double gaussienne dont la formule est donnée par l'équation 6 de [128]. Le gain γ^{HG} est alors déduit du résultat de l'ajustement et correspond à la différence en pas d'ADC entre la moyenne de la gaussienne représentant le piédestal et la moyenne de celle représentant la réponse du PM à un signal de photo-électron unique. Par définition la chaîne de bas gain n'est sensible qu'à des signaux dont l'intensité est supérieure à 16 photo-électrons. La détermination du gain pour cette chaîne se fait donc en estimant le rapport de gain entre les deux chaînes $\frac{HG}{BG}$.

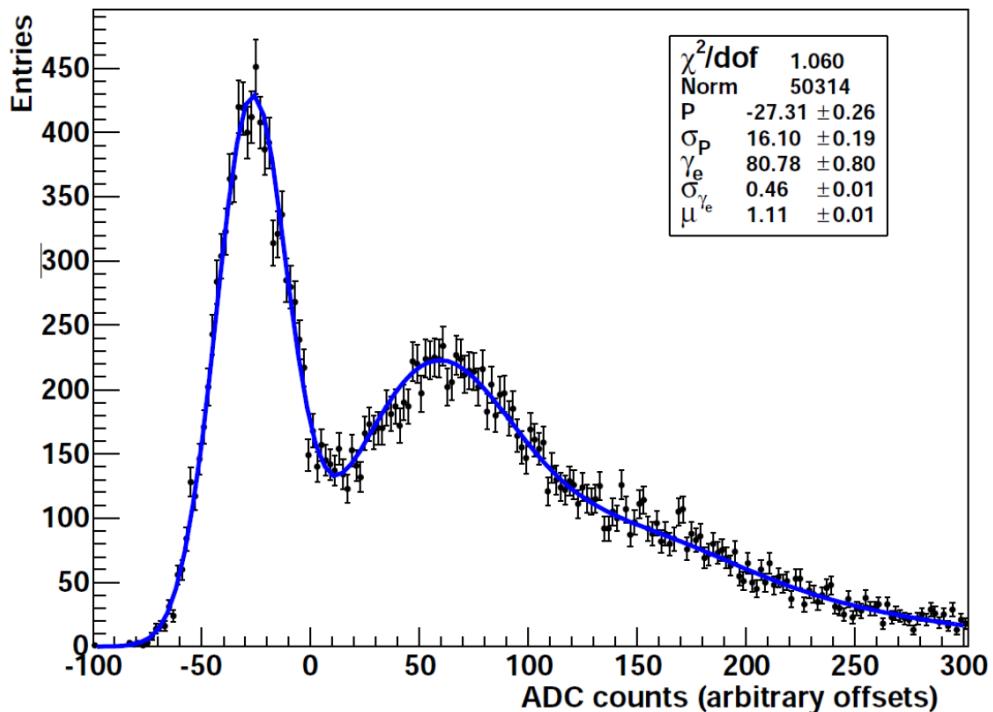


FIGURE 4.3 – Distribution de charge dans un photomultiplicateur lors d'une prise de données dédiée à l'étude de la réponse d'un PM à un photo-électron unique. Les points noirs représentent la distribution en pas d'ADC du signal enregistré. Figure issue de [128].

Le coefficient de champ uniforme FF permet de tenir compte des variations d'efficacité optique (cône de Winston) et d'efficacité quantique entre chaque PM. Ce coefficient est déterminé lors de prises de données dédiées qui ont lieu au début et à la fin de chaque période d'observation. On illumine alors la caméra uniformément à l'aide d'une LED placée au centre des miroirs et équipée d'un diffuseur. La valeur du coefficient de champ uniforme de chaque PM est alors :

$$FF = \frac{\langle I \rangle_{\text{Caméra}}}{\langle I \rangle_{\text{PM}}} \quad (4.3)$$

où $\langle I \rangle_{\text{PM}}$ est la valeur moyenne de l'intensité reçue par le PM en question pendant toute la durée de la prise de données et $\langle I \rangle_{\text{Caméra}}$ est la valeur moyenne de l'intensité reçue par toute la caméra, c'est-à-dire par tous les PM, pendant cette même période. La figure 4.4 représente la distribution des coefficients de champ uniforme de tous les PM de CT1. Comme attendu la distribution est centrée en 1.

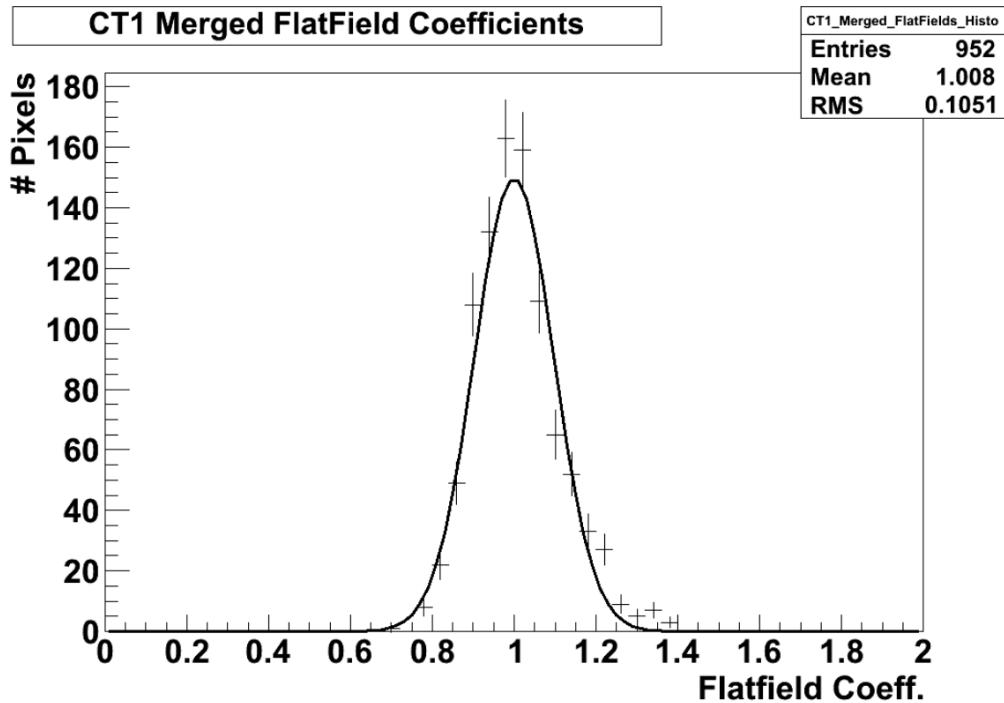


FIGURE 4.4 – Distribution des coefficients de champ uniforme pour les pixels de la caméra de CT1. Figure issue de [129].

4.2.2 L'étalonnage absolu en énergie

L'étalonnage absolu en énergie consiste en l'évaluation la plus précise possible de l'efficacité optique globale au niveau de chaque télescope. Cette efficacité inclut l'absorption des photons Cherenkov par l'atmosphère, le taux de collecte de ces photons par le télescope (facteur géométrique), la réflectivité des miroirs, le taux de transmission des cônes de Winston, l'efficacité de collection des photons à l'entrée des PM et l'efficacité quantique des PM. Afin de la déterminer on utilise des événements muoniques enregistrés pendant le fonctionnement normal du

télescope [129]. Ces événements sont facilement identifiables dans la caméra. En effet le cône de lumière Cherenkov émis par un muon donne lieu à une image d'anneau dans la caméra (ou un arc de cercle si le muon ne traverse pas le miroir). Les images de muons obtenues sont comparées avec celles obtenues à l'aide d'un modèle analytique de formation des anneaux de muons dans la caméra. L'avantage des muons pour une telle procédure est leur image caractéristique en forme d'anneau qui rend leur identification et leur modélisation beaucoup plus aisées que celle des γ . De plus, la taille de l'anneau détecté est directement proportionnelle à l'énergie du muon incident. L'efficacité optique globale de chaque télescope peut donc être immédiatement déduite de la comparaison du modèle aux données. Enfin, pour tenir compte de la différence entre le spectre d'émission Cherenkov des muons et celui des gerbes initiées par des γ , un facteur multiplicatif est appliqué à la valeur trouvée pour l'efficacité muonique. Ce facteur est le rapport des intégrales des distributions en longueur d'onde des photons Cherenkov émis dans chacun des deux cas.

L'espacement entre les télescopes a été choisi afin de rejeter les événements muoniques. Le nombre de muons détectés dans au moins deux télescopes est donc assez rare et se limite à quelques uns par prise de données et par télescope en ce qui concerne CT1-4. En revanche les événements monoscopiques enregistrés avec CT5 contiennent un nombre important de muons. Malgré une faible statistique pour CT1-4, ce procédé permet un suivi continu de l'évolution de l'efficacité optique des télescopes au cours du temps. La figure 4.5 montre l'évolution de l'efficacité optique pour chacun des télescopes entre 2004 et 2014 en utilisant la méthode décrite précédemment. Cette efficacité se dégrade continûment depuis 2004. Ce phénomène est lié à l'usure des différents composants, les miroirs étant notamment abîmés par les intempéries. La nette amélioration de l'efficacité optique observée pour CT1-4 – en 2010 ou 2011 selon le télescope – correspond à la réaluminisation des miroirs.

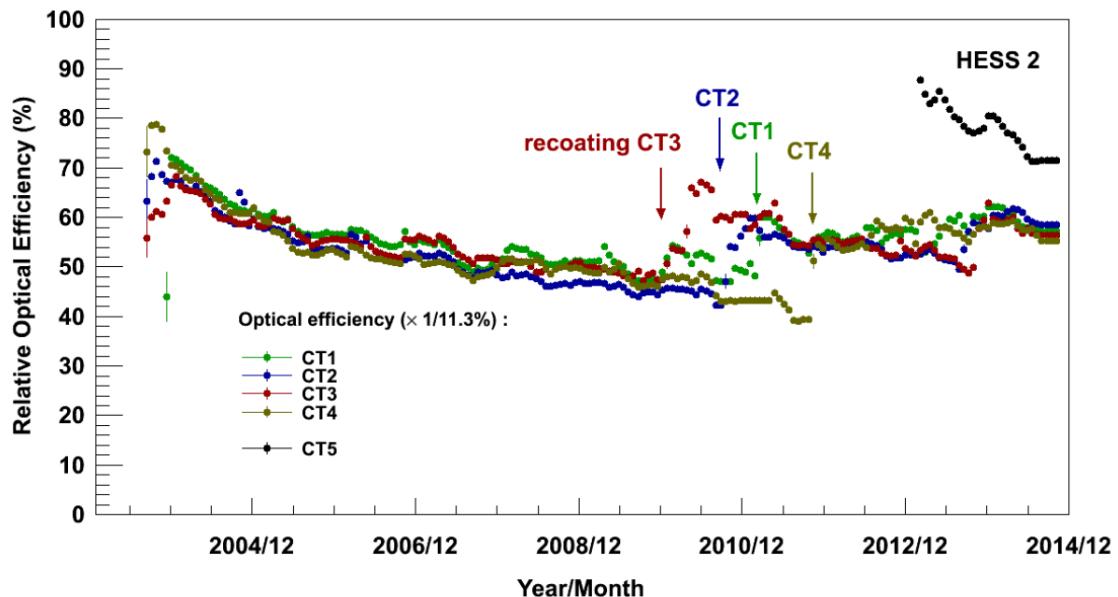


FIGURE 4.5 – Évolution de l'efficacité optique des télescopes entre 2004 et 2014. Figure issue de [39].

4.3 Les simulations dans H.E.S.S.

Les simulations jouent un rôle majeur dans H.E.S.S. Toutes les méthodes de reconstruction des événements que nous allons décrire dans la partie suivante reposent sur la comparaison entre simulations Monte-Carlo (MC) et données. De plus, la discrimination entre γ et hadrons est optimisée à l'aide de ces mêmes simulations. Celles-ci sont donc réalisées pour différentes espèces : principalement des γ et des protons mais aussi des électrons, des noyaux d'hélium, des noyaux d'azote, etc.

4.3.1 Les outils de simulation

Deux générateurs de gerbes atmosphériques sont utilisés par la collaboration H.E.S.S., il s'agit de KASCADE [130] et de CORSIKA [131]. KASCADE est utilisé par la chaîne d'analyse dans laquelle ce travail s'inscrit tandis que CORSIKA est utilisé par les autres chaînes d'analyse de la collaboration. KASCADE est moins complet que CORSIKA, c'est donc un générateur globalement plus rapide. Mais cette rapidité vient au dépend d'une plus grande approximation en particulier en ce qui concerne les gerbes hadroniques. La comparaison des émissions Cherenkov obtenue avec KASCADE et CORSIKA a été faite et les différences au niveau des gerbes initiées par des γ sont de l'ordre de 5% [132]. Cette utilisation de deux générateurs distincts permet de rendre les différentes chaînes d'analyse les plus indépendantes possibles. De la même manière et pour les mêmes raisons, il existe un programme de simulation du détecteur propre à chaque chaîne d'analyse. Dans la suite nous décrivons uniquement la chaîne d'analyse utilisée dans ce travail, c'est-à-dire le générateur de gerbes atmosphériques KASCADE et la simulation de détecteur « SMASH ».

4.3.2 Simulation du développement des gerbes avec KASCADE

Le programme KASCADE, développé pour l'expérience Whipple, a été adapté pour H.E.S.S. et utilisé depuis lors [133]. Les trois principaux paramètres en entrée de KASCADE sont l'énergie, l'angle zénithal et l'angle azimutal de la particule incidente. Le développement de la gerbe dans l'atmosphère et l'émission Cherenkov sont ensuite simulés. Le fichier de sortie contient la position au sol, la direction, la longueur d'onde et le temps d'arrivée de chacun des photons Cherenkov émis en tenant compte de l'absorption de l'atmosphère. Afin de minimiser la taille de stockage de ces fichiers, trois autres facteurs sont pris en compte dès cette étape pour réduire le nombre de photons Cherenkov. Il s'agit de l'efficacité quantique des PM, de l'efficacité optique des cônes de Winston et de la géométrie du détecteur. En effet, tous les photons Cherenkov émis lors du développement de la gerbe ne tomberont pas sur les miroirs d'un télescope, de simples considérations géométriques sur la trajectoire de ces photons permet d'en éliminer certains. Pour chacun des trois principaux paramètres en entrée de KASCADE, différentes simulations sont réalisées :

- les angles zénithaux sont simulés pour 14 valeurs entre 0° et 70° avec un espacement linéaire en $\cos(\theta)$ arrondi à l'angle entier le plus proche ;
- les angles azimutaux sont simulés pour 0° (sud) et 180° (nord) et étaient prévus pour étudier les effets du champ magnétique sur le développement de la gerbe, aucun effet notable n'a été remarqué ;

- l'énergie est simulée de deux manières différentes : dans un cas l'énergie des particules injectées est fixe et dans l'autre cas elle suit une loi de puissance, paramétrée par un indice spectral. Les simulations à énergie fixe sont réalisées pour des valeurs allant de 20 GeV à 80 TeV. Pour les simulations en loi de puissance, la gamme en énergie simulée varie de 0,05 TeV à 125 TeV (en adaptant la valeur basse à l'angle zénithal considéré) selon des lois de puissance d'indice spectral variant de -2,0 à -3,8 par pas de 0,2.

KASCADE permet aussi de contrôler la nature diffuse ou ponctuelle des particules générées. Pour des simulations ponctuelles, c'est-à-dire pour des γ , ce contrôle s'opère en fixant la direction d'arrivée des particules à l'angle zénithal choisi. Pour des simulations diffuses, l'angle d'arrivée des particules est uniformément distribué dans un cône de révolution autour de l'angle zénithal choisi. Dans le cas des simulations H.E.S.S., le demi-angle au sommet du cône est de 3° ce qui permet d'englober l'ensemble du champ de vue de la caméra.

4.3.3 Simulation du détecteur

La simulation du détecteur est une étape de la simulation totalement indépendante de la simulation du développement des gerbes atmosphériques vue dans la partie précédente. Cette simulation reproduit la géométrie du télescope dans le moindre détail et permet donc de tenir compte des aberrations angulaires et de la dispersion temporelle entre photons qu'elle introduit. Elle permet aussi de tenir compte de la perte d'efficacité globale due à l'ombre de la caméra et des bras la supportant. De plus, l'agencement et le nombre des miroirs et des PM a été fidèlement reproduit afin d'avoir une simulation la plus réaliste possible. La résolution angulaire de chaque miroir est, quant à elle, dégradée par la convolution du signal initial avec une PSF (*Point Spread Function* en anglais) reflétant les mesures effectuées sur un banc de test. L'efficacité optique de la réflectivité des miroirs et des cônes de Winston est simulée par pas de 10% (de 40% à 100%) et permet de tenir compte de la dégradation de cette réflectivité avec le temps. En pratique, une interpolation entre ces différentes simulations est réalisée pour refléter la réflectivité moyenne réelle des télescopes lors d'une prise de données. La simulation du détecteur reproduit aussi l'électronique des caméras et en particulier tout ce qui a trait au système de déclenchement local et global, c'est-à-dire les piédestaux des PM, le gain entre les voies de bas gain et de haut gain, la digitalisation du signal et le taux d'événement de bruit de fond ciel. Néanmoins toutes ces grandeurs sont fixées à des valeurs moyennes reflétant un fonctionnement le plus standard possible du réseau mais ne reflétant pas la réalité des conditions de l'instrument pour chaque observation. Par exemple, le taux d'événement du bruit de fond de ciel est fixé à 100 Hz dans les simulations ce qui est la valeur moyenne standard relevée lors des observations. Enfin, dans le cadre de simulations de particules ponctuelles, la simulation du détecteur permet de choisir la direction d'arrivée de la particule par rapport au centre de la caméra, aussi appelée angle hors-axe d'une gerbe. Les valeurs simulées d'angle hors-axe vont de 0° à $4,5^\circ$ par pas de $0,5^\circ$.

4.3.4 Simulation acquisition par acquisition

Le niveau de systématique pour une analyse standard est d'environ 20% [114]. Une part importante de ces systématiques provient des simulations et notamment de :

- une simulation homogène de l'efficacité optique des télescopes qui n'est pas réaliste ;
- la non-prise en compte des pixels qui ne fonctionnent pas (parce qu'ils sont défaillants ou bien parce qu'ils sont éteints à cause du passage d'un étoile) ;

- une interpolation en angle zénithal qui a des effets importants sur le développement de la gerbe ;
- une simulation de l'atmosphère qui ne reflète pas les conditions atmosphériques au moment des observations. La solution actuelle à ce problème consiste à ne pas analyser des données qui ont été enregistrées dans de trop mauvaises conditions (de transparence d'atmosphère entre autres), ce qui entraîne une perte de données.

Pour remédier à ces difficultés et améliorer le contrôle des systématiques, une simulation acquisition par acquisition est développée qui permet de refléter au mieux, dans les simulations, les conditions d'observation de chaque acquisition [134]. Cela signifie que chaque prise de données aura son propre lot de simulations qui reflétera au mieux les conditions dans lesquelles les observations ont eu lieu.

4.4 Reconstruction des événements

Les techniques de reconstruction des gerbes atmosphériques basées sur la détection de l'émission Cherenkov sont optimisées pour des gerbes initiées par un rayon γ . L'image d'une telle gerbe obtenue dans le plan focal d'un télescope a la forme d'une ellipse. Le but est de parvenir à déterminer l'énergie, la direction et la nature de la particule incidente. Toutes ces méthodes permettent de reconstruire au moins les deux premiers paramètres et s'emploient à développer d'autres paramètres, appelés variables discriminantes par la suite, qui permettent de cerner avec plus ou moins de certitude la nature de la particule incidente.

4.4.1 La méthode des moments réduits : modèle de Hillas

La méthode des moments réduits [135], aussi appelée méthode de Hillas du nom de son inventeur, est basée sur l'hypothèse que la distribution de charge de la gerbe dans chaque caméra est ellipsoïdale. Elle consiste donc à réduire les propriétés des images à quelques paramètres en modélisant la forme des gerbes électromagnétiques dans la caméra par une ellipse. Dans cette approche, les images sont nettoyées pour ne conserver que les pixels concernés par l'émission Cherenkov selon une procédure qui consiste à supprimer le « fond » en ne conservant que les pixels au-dessus d'un certain seuil. En pratique, deux seuils d'analyse sont couramment utilisés. L'un consiste à conserver uniquement les pixels dont l'intensité est supérieure à 5 photo-électrons avec au moins un des pixels voisins dont l'intensité est supérieure à 10 photo-électrons, et vice-versa. L'autre, plus sensible, sélectionne les pixels dont l'intensité est supérieure à 4 photo-électrons et supérieure à 7 photo-électrons pour un pixel voisin [114]. Les paramètres dits de Hillas sont alors calculés pour chacune des images de la gerbe (une par caméra). Il s'agit de :

- la longueur l de l'ellipse ;
- la largeur w de l'ellipse ;
- l'intensité du signal contenu dans la gerbe, c'est-à-dire l'amplitude totale de l'image ;
- le barycentre de l'image de la gerbe ;
- la distance d entre le barycentre de l'ellipse et la position « attendue » de la source dans le plan focal de la caméra ;

- l'orientation de la gerbe dans la caméra définie par l'angle φ et la distance angulaire α telle qu'illustrée sur la figure 4.6.

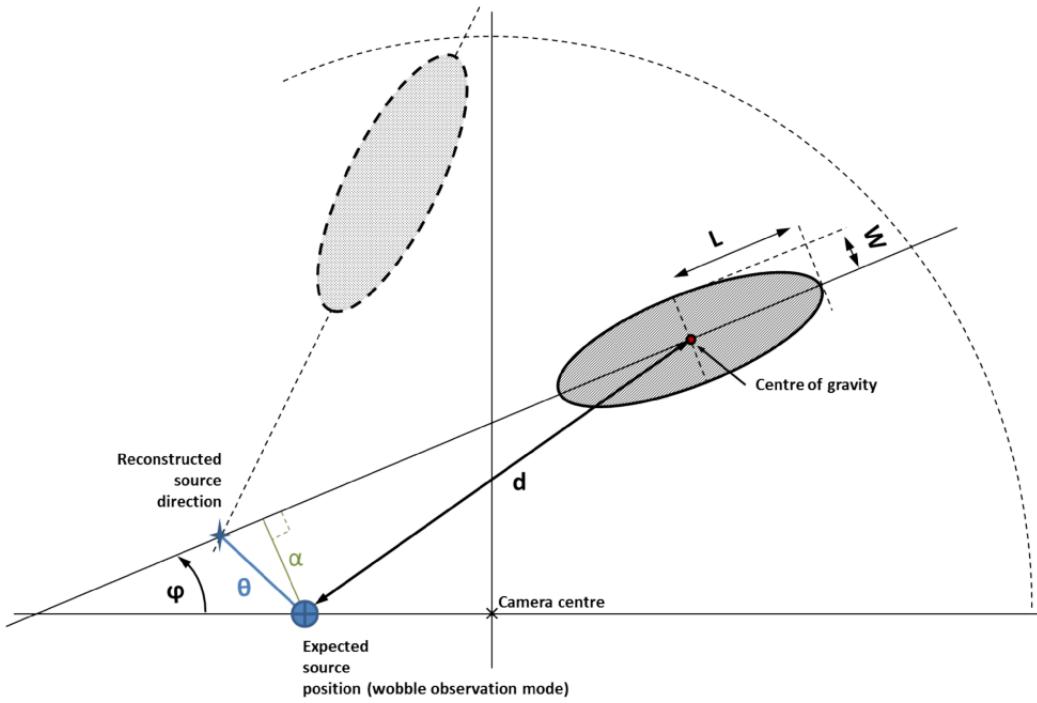


FIGURE 4.6 – Schéma illustrant la définition des paramètres de Hillas dans le cas d'observation en mode « décalé ». Figure issue de [39].

La direction de l'événement correspond à la projection dans le ciel de l'intersection géométrique des grands axes des ellipses de chacune des images. C'est un des avantages de la stéréoscopie qui permet de lever la dégénérescence qui existe sur la direction quand il n'y a qu'une seule image. De manière similaire, l'intersection de chacun des plans définis par un télescope et la gerbe permet de reconstruire la position au sol de l'axe de symétrie de la gerbe, aussi appelé paramètre d'impact. Ce paramètre représente la distance au sol entre l'axe de la gerbe et le centre du réseau. L'énergie de la particule incidente est alors estimée pour chacune des images indépendamment en comparant l'image de l'événement avec celle obtenue dans les simulations Monte-Carlo que nous avons décrites précédemment. La valeur finale retenue pour l'énergie est la moyenne des énergies estimées à partir de chaque image :

$$E_{\text{reconstruite}} = \frac{1}{N_{\text{tél}}} \times \sum_{i=1}^{N_{\text{tél}}} E_i. \quad (4.4)$$

Les paramètres de Hillas décrits ci-dessus permettent de construire des variables discriminantes entre γ et hadrons. Une méthode consiste à rééchelonner les variables l et w en calculant leur différence avec leurs moyennes respectives, le tout renormalisé par leur variance. On obtient alors, pour chaque image, les variables SW et SL (respectivement *Scaled Width* et *Scaled Length* en anglais) :

$$\text{SW} = \frac{w - \langle w \rangle}{\sigma_w} \quad \text{et} \quad \text{SL} = \frac{l - \langle l \rangle}{\sigma_l}. \quad (4.5)$$

L'avantage de SW et SL est qu'elles permettent de combiner les résultats des différents télescopes. On obtient alors les variables MSW et MSL (respectivement *Mean Scaled Width* et *Mean Scaled Length* en anglais) :

$$\text{MSW} = \frac{1}{\sqrt{N_{\text{tél}}}} \times \sum_{i=1}^{N_{\text{tél}}} \text{SW}_i \quad \text{et} \quad \text{MSL} = \frac{1}{\sqrt{N_{\text{tél}}}} \times \sum_{i=1}^{N_{\text{tél}}} \text{SL}_i. \quad (4.6)$$

Ces deux variables, MSW et MSL, présentent l'intérêt d'être indépendantes de l'énergie de la particule initiale. La sélection d'événements avec ces variables ne biaise donc pas l'échantillon en énergie ce qui est crucial pour une analyse spectrale. Sur la figure 4.7, la distribution de MSW pour des γ et des protons est présentée. Les données d'une région ne contenant pas de sources et auxquelles aucune coupure de sélection n'est appliquée sont représentées par les points. La distribution de MSW pour ces données suit la même forme que celle des protons simulés confirmant que ces données sont essentiellement des hadrons. La coupure appliquée dans une analyse standard est symbolisée par la ligne pointillée verticale. Cette procédure permet d'enrichir l'échantillon en γ tout en rejetant une part importante des hadrons. Cette fraction de hadrons sera rejetée ultérieurement par des méthodes de soustraction de fond présentées dans la section 4.5.2. La position de ces coupures est optimisée sur des simulations pour différentes configurations et différents objectifs scientifiques.

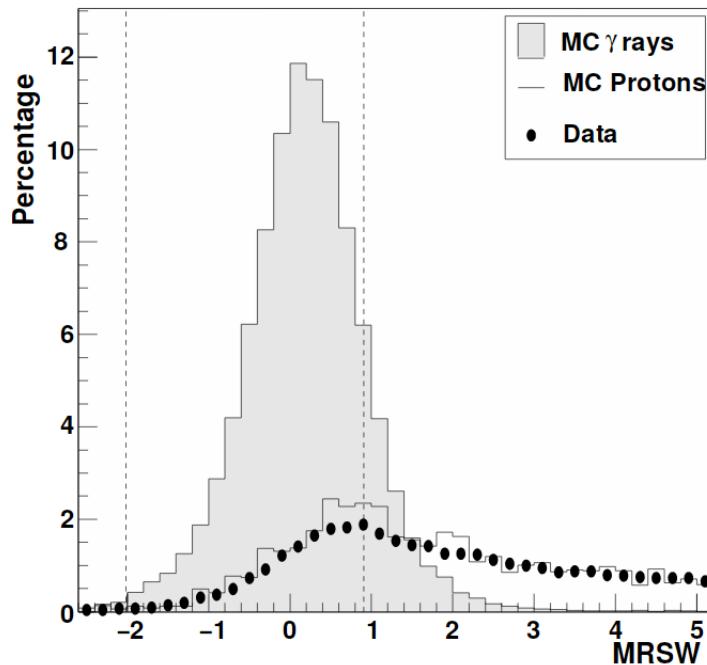


FIGURE 4.7 – Distribution de la variable MSW pour des γ simulés (histogramme plein), des protons simulés (histogramme « vide ») et des données (points) issues d'une région sans sources connues. La ligne pointillée symbolise la position de la coupure permettant la discrimination entre γ et hadrons. Figure issue de [114].

4.4.2 La méthode du modèle semi-analytique

La méthode du modèle semi-analytique [136] consiste à comparer une image enregistrée par la caméra, c'est-à-dire la distribution de lumière Cherenkov enregistrée, avec des images générées par des simulations à l'aide d'un modèle analytique de développement de gerbes. Ces images de gerbes sont calculées en tenant compte de l'efficacité de collecte de la lumière, de l'absorption atmosphérique, du bruit de fond de ciel, etc. La distribution de la lumière Cherenkov d'une gerbe est déterminée par les distributions longitudinales, latérales et angulaires des particules chargées dans la gerbe. Ces distributions sont dérivées à partir de simulations Monte-Carlo et paramétrées pour donner une description analytique de la gerbe. L'ajustement des données se fait par l'application d'une méthode de maximum de vraisemblance. Cette méthode a plusieurs avantages. Tout d'abord, la contribution au bruit de fond du ciel est modélisée pour chaque pixel de la caméra sur la base d'une analyse statistique détaillée. Ainsi, la procédure d'ajustement ne nécessite pas de faire le tri entre les pixels illuminés par le bruit de fond et ceux illuminés par la gerbe comme précédemment. Cette amélioration permet l'abandon de la procédure de nettoyage de la caméra utilisée pour une analyse Hillas. Ensuite, comme cette procédure utilise tous les pixels de la caméra, elle permet une reconstruction plus précise de la forme de la gerbe. Enfin, ce modèle inclut dans l'analyse un nouveau paramètre discriminant : la profondeur de première interaction. La liste des paramètres de cette méthode est :

- la direction de la gerbe définie par deux angles θ et ϕ ;
- le paramètre d'impact défini par les coordonnées au sol x et y de l'axe de la gerbe ;
- l'énergie E_0 de la particule incidente ;
- la profondeur de première interaction de la gerbe z .

L'ajustement des données se fait par la recherche d'un maximum de vraisemblance. Pour cela on définit une fonction de vraisemblance logarithmique $\ln(L_i)$ pour chaque pixel i :

$$\ln(L_i) = -2 \ln(P_i(s_i|\mu_i, \sigma_p, \sigma_\gamma)) \quad (4.7)$$

où $P_i(s_i|\mu_i, \sigma_p, \sigma_\gamma)$ est la densité de probabilité d'observer un signal d'intensité s_i dans le pixel i où la valeur attendue est μ_i . σ_p est la largeur du piédestal et σ_γ est la largeur du pic d'un photo-électron unique. Les pixels d'un télescope (d'une caméra) sont supposés indépendants, on peut donc définir la fonction de vraisemblance logarithmique d'un télescope $\ln(L_{\text{tél}})$ comme la somme des fonctions de vraisemblance de ses pixels :

$$\ln(L_{\text{tél}}) = -2 \sum_{i=1}^{N_{\text{pixels}}} \ln(P_i(s_i|\mu_i, \sigma_p, \sigma_\gamma)) \quad (4.8)$$

où N_{pixels} est le nombre de pixels dans la caméra du télescope. Cette fonction est ensuite minimisée lors d'une procédure d'ajustement où l'on fait varier les paramètres d'entrée de la gerbe simulée, c'est-à-dire la direction de la gerbe, le paramètre d'impact, l'énergie et la profondeur de première interaction. L'ajustement permet donc de remonter à ces informations.

La construction de variables de discrimination pour cette méthode est différente du cas de l'analyse de Hillas. On se base ici sur la fonction de vraisemblance calculée lors de l'ajustement

et on construit une variable de qualité de l'ajustement notée G (*Goodness of Fit* en anglais) :

$$G = \frac{1}{\sqrt{2n_{\text{ddl}}}} \times \sum_{i=1}^{N_{\text{pixels}}} \ln(L(s_i|\mu_i)) - \langle \ln(L) \rangle|_{\mu_i} \quad (4.9)$$

où $n_{\text{ddl}} = N_{\text{pixels}} - 6$ est le nombre de degrés de liberté de l'ajustement (c'est-à-dire le nombre de pixels moins les six paramètres de l'ajustement), $\ln(L(s_i|\mu_i))$ est la fonction de vraisemblance calculée pour chaque pixel et $\langle \ln(L) \rangle|_{\mu_i}$ sa valeur attendue. La qualité de l'ajustement correspond à un maximum de vraisemblance basé sur l'hypothèse où on est en présence d'un γ . Le résultat de l'ajustement se révèle donc bien moins bon dans le cas de hadrons, ce qui se traduit par une distribution de G bien plus étendue pour des hadrons que pour des γ . Pour cette méthode, les variables discriminantes entre γ et hadrons sont donc construites à partir de la qualité de l'ajustement.

Afin d'améliorer le pouvoir de séparation entre γ et hadrons, deux variables sont construites sur le même modèle que la variable G. A la fin de la procédure d'ajustement, les pixels sont classés dans deux catégories distinctes : soit ils appartiennent à l'image de la gerbe, soit au bruit de fond. On construit alors une variable de qualité de l'ajustement de la gerbe SG (*Shower Goodness* en anglais) et une variable de qualité de l'ajustement du bruit de fond BG (*Background Goodness* en anglais) :

$$SG = \frac{1}{\sqrt{2N_{\text{in}}}} \times \sum_{i=1}^{N_{\text{in}}} \ln(L(s_i|\mu_i)) - \langle \ln(L) \rangle|_{\mu_i} \quad (4.10)$$

$$BG = \frac{1}{\sqrt{2N_{\text{out}}}} \times \sum_{i=1}^{N_{\text{out}}} \ln(L(s_i|\mu_i)) - \langle \ln(L) \rangle|_{\mu_i} \quad (4.11)$$

où N_{in} est le nombre de pixels associés à la gerbe, N_{out} est le nombre de pixels du bruit de fond avec $N_{\text{pixels}} = N_{\text{in}} + N_{\text{out}}$. Les variables SG et BG sont plus sensibles que l'ajustement de l'image entière de la caméra. En particulier, la réduction importante du nombre de degrés de liberté rend la variable SG plus sensible aux différences entre l'image de la gerbe et l'image prédite par le modèle que la variable G. Au contraire, la variable BG est plus sensible à la présence « d'amas de hadrons » dans le reste de la caméra. Ces amas sont le résultat du développement des sous-gerbes électromagnétiques produites, entre autres, à partir de pions issus de la gerbe hadronique principale. De la même manière que pour les paramètres de Hillas, on peut rééchelonner ces variables pour prendre en compte les fluctuations gerbe à gerbe et les rendre indépendantes de l'énergie de la particule incidente et ensuite combiner les résultats des différents télescopes en une seule variable. On calcule ainsi les variables MSG, MSSG et MSBG (respectivement *Mean Scaled Goodness*, *Mean Scaled Shower Goodness* et *Mean Scaled Background Goodness* en anglais) :

$$MSG = \frac{1}{\sqrt{N_{\text{tél}}}} \times \sum_{i=1}^{N_{\text{tél}}} \frac{G_i - \langle G_i \rangle}{\sigma_{G_i}} \quad (4.12)$$

$$MSSG = \frac{1}{\sqrt{N_{\text{tél}}}} \times \sum_{i=1}^{N_{\text{tél}}} \frac{SG_i - \langle SG_i \rangle}{\sigma_{SG_i}} \quad (4.13)$$

$$MSBG = \frac{1}{\sqrt{N_{\text{tél}}}} \times \sum_{i=1}^{N_{\text{tél}}} \frac{BG_i - \langle BG_i \rangle}{\sigma_{BG_i}}. \quad (4.14)$$

Toutes ces variables présentent un pouvoir de discrimination entre γ et hadrons important.

4.4.3 La reconstruction « modèle 3D »

La reconstruction « modèle 3D » consiste aussi en un ajustement par une procédure de maximisation d'une fonction de vraisemblance. A la différence du modèle semi-analytique, la méthode de reconstruction est basée sur un modèle à trois dimensions. Au lieu de considérer l'image 2D dans la caméra, la forme de la gerbe dans l'atmosphère est approximée par une gaussienne tridimensionnelle possédant un axe de symétrie dans sa direction de propagation [137]. Les paramètres de ce modèle sont :

- les angles sphériques θ_0 et ϕ_0 définissant la direction de la gerbe dans le référentiel du réseau ;
- les coordonnées x_0 et y_0 définissant la position du paramètre d'impact ;
- la position du barycentre de la gerbe donnée par la distance h séparant le barycentre de la position du paramètre d'impact ;
- les déviations standards longitudinales (σ_L) et transversales (σ_T) des distributions gaussiennes modélisant la gerbe (aussi appelé respectivement *3D-length* et *3D-width* en référence aux paramètres de Hillas) ;
- le nombre total N_C de photons Cherenkov émis aussi appelé luminosité.

A partir de ce modèle on peut calculer le signal attendu dans chaque pixel des caméras. La reconstruction consiste à comparer les images des événements à ceux de simulations, le meilleur ajustement étant obtenu par une procédure de maximisation d'une fonction de vraisemblance. La direction de la particule incidente est reconstruite par le modèle et l'énergie de la particule est immédiatement déduite de la luminosité de la gerbe. Les gerbes hadroniques ont une distribution latérale plus large que les gerbes électromagnétiques, la variable la plus discriminante entre γ et hadrons est donc σ_T . On construit à partir de σ_T une variable ω (*reduced 3D-width*) :

$$\omega = \sigma_T \times \rho(z_{\max}) \times \left(\frac{1}{\cos(\theta_0)} \int_{z_{\max}}^{\infty} \rho(z) dz \right)^{-1} \quad (4.15)$$

où $\rho(z_{\max})$ est la densité de l'air à l'altitude z_{\max} du barycentre de la gerbe et θ_0 l'angle zénithal défini précédemment. Exprimée ainsi, ω est une variable discriminante sans dimension.

4.4.4 Comparaison des efficacités des différentes méthodes de reconstruction

La figure 4.8 présente la résolution en énergie en fonction de l'énergie pour la méthode du modèle semi-analytique dans une configuration standard (« Model Std ») et la méthode de Hillas dans deux configurations (« Hillas 60 » et « Hillas 200 »). Les nombres « 60 » et « 200 » représentent deux coupures différentes sur la taille de l'image, la première à 60 photo-électrons et la seconde à 200 photo-électrons. La configuration « Hillas 60 » est standard au sens où elle se compare à « Model Std » en terme de coupures sur la taille de l'image. La configuration « Hillas 200 » permet d'obtenir une meilleure résolution en énergie que « Hillas 60 » au prix d'une moindre statistique. La résolution en énergie pour la méthode de Hillas varie entre 11% et 15%. En revanche, « Model Std » permet d'atteindre une résolution en énergie encore meilleure, de l'ordre de 8% à 12%, sur toute la gamme d'énergie et sans perte de statistiques. L'encart en

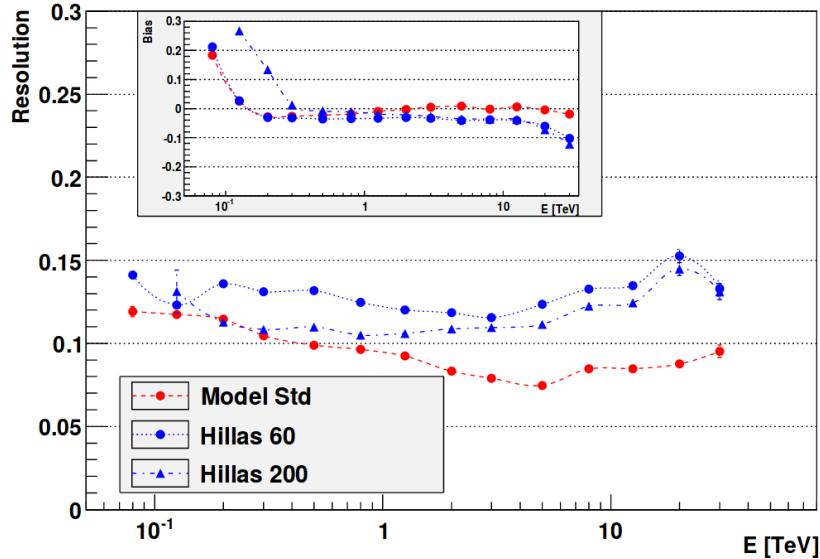


FIGURE 4.8 – Résolution en énergie en fonction de l'énergie pour des simulations de γ . Les cercles et triangles bleus représentent la résolution obtenue pour la méthode de Hillas pour deux jeux de coupures différents (respectivement « Hillas 60 » et « Hillas 200 »). Les cercles rouges représentent la résolution pour le modèle semi-analytique (« Model Std »). L'encart en haut à gauche représente le biais en énergie en fonction de l'énergie pour ces trois mêmes configurations d'analyse. Figure issue de [136].

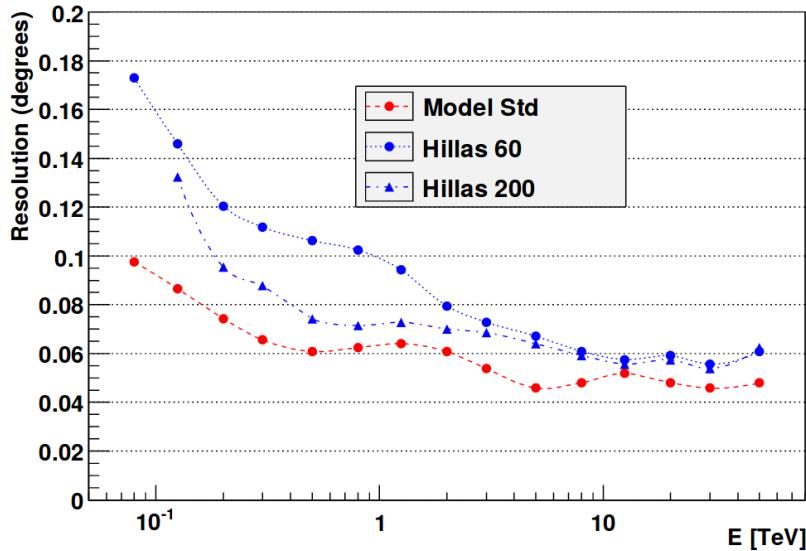


FIGURE 4.9 – Résolution angulaire en fonction de l'énergie pour des simulations de γ . Les cercles et triangles bleus représentent la résolution obtenue pour la méthode de Hillas pour deux jeux de coupures différents (respectivement « Hillas 60 » et « Hillas 200 »). Les cercles rouges représentent la résolution pour le modèle semi-analytique (« Model Std »). Figure issue de [136].

haut à gauche de la figure 4.8 représente le biais en énergie en fonction de l'énergie pour ces trois configurations d'analyse. « Model Std » obtient des performances comparables à celles de « Hillas 60 » aux plus basses énergies et jusqu'à 1 TeV, énergie à partir de laquelle le biais en énergie pour « Model Std » est quasiment constant et nul jusqu'à ~ 30 TeV tandis que « Hillas 60 » et « Hillas 200 » sous-estiment l'énergie d'au moins 5% dans toute cette gamme en énergie.

De la même manière, la figure 4.9 présente la résolution angulaire en fonction de l'énergie. Celle-ci décroît de 17% à 100 GeV à 6% au-delà de 10 TeV pour la méthode de Hillas standard (« Hillas 60 »). Si la résolution angulaire s'améliore légèrement avec « Hillas 200 » elle reste bien meilleure pour « Model Std » puisqu'elle s'établit à 10% à 100 GeV et à seulement 5% au-delà de 5 TeV.

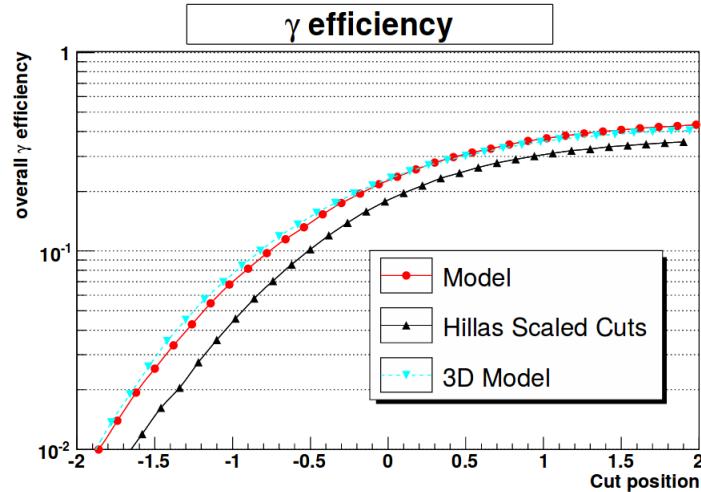


FIGURE 4.10 – Efficacité d'identification de rayons γ pour la méthode de Hillas (triangles inversés cyan), pour le modèle semi-analytique (cercles rouges) et le « modèle 3D » (triangles noirs). Figure issue de [138].

L'efficacité d'identification des gerbes initiées par des γ en fonction de la position de la coupure sur la variable discriminante est représentée sur la figure 4.10 pour les trois méthodes décrites précédemment. Le modèle semi-analytique et le « modèle 3D » ont une efficacité d'identification très similaire et meilleure que celle obtenue avec la méthode de Hillas. De plus, en ce qui concerne le modèle semi-analytique, le rejet du fond est aussi amélioré par rapport à la méthode de Hillas. Ainsi, cette technique de reconstruction permet d'obtenir un meilleur rapport signal sur bruit et une meilleure sensibilité par rapport à la méthode de Hillas.

4.4.5 Combinaison des différentes méthodes de reconstruction

A partir de simulations, on détermine que les deux variables MSW et MSL de l'analyse Hillas sont très faiblement corrélées. On peut donc construire à partir de ces deux grandeurs une nouvelle variable discriminante MSS (*Mean Scaled Sum* en anglais) qui combine le pouvoir de séparation entre γ et hadrons de MSW et MSL :

$$\text{MSS} = \frac{\text{MSW} + \text{MSL}}{\sqrt{2}}. \quad (4.16)$$

De la même manière, les simulations permettent d'établir que les deux variables MSS (pour la reconstruction de Hillas) et MSG (pour la reconstruction du modèle semi-analytique) sont très faiblement corrélées. On peut donc combiner leur pouvoir de séparation en une seule variable CC (*Combined Cut* en anglais) :

$$CC = \frac{MSS + MSG}{\sqrt{2}}. \quad (4.17)$$

Le principe de la combinaison de différentes variables discriminantes est à la base des analyses multivariées. L'analyse X_{eff} permet de construire un estimateur unique de discrimination entre γ et hadrons à partir des variables discriminantes des reconstructions de Hillas, du modèle semi-analytique et du « modèle 3D » [139, 140]. Dans cette analyse, toutes les variables discriminantes ont le même poids dans l'estimateur final. Un autre type d'analyse multivariée associe un poids différent à chaque variable, il s'agit des méthodes d'apprentissage par arbre de décision. Ces méthodes consistent à entraîner, à partir de simulations Monte-Carlo, un réseau de neurones artificiels à distinguer les différentes particules. Lors de la phase d'entraînement, les différentes variables discriminantes se voient associer des poids différents selon leur impact sur le résultat final. En ce qui concerne H.E.S.S., la méthode des arbres de décision « boosté » a été implémentée et permet d'augmenter significativement le rapport signal sur bruit et la sensibilité de l'analyse en ce qui concerne l'étude de sources standards [141].

4.5 Acceptance du détecteur et soustraction du fond

Afin de mesurer correctement le flux d'une source, il faut connaître précisément le rapport entre le nombre d'événements qui sont détectés et le nombre d'événements total qui est indépendant de tout instrument de mesure. Ce rapport, appelé acceptance, est déterminé à partir des simulations Monte-Carlo qui permettent aussi d'évaluer les erreurs sur le flux d'une source et sur sa position. Ces informations sont regroupées sous le terme générique de fonctions de réponse de l'instrument. L'acceptance joue aussi un rôle crucial dans l'estimation du fond et sa soustraction afin que toute mesure de flux tienne compte de la fraction d'événements hadroniques qui subsistent après l'application des coupures de sélection.

4.5.1 Fonctions de réponse de l'instrument

Les fonctions de réponse de l'instrument sont quatre grandeurs qui caractérisent la réponse du détecteur à un événement donné. Elles consistent en :

- le biais en énergie ;
- la résolution en énergie ;
- la résolution angulaire ;
- l'acceptance ou surface efficace de détection.

L'acceptance se définit comme le rapport du nombre d'événements passant les coupures de sélection sur le nombre d'événements générés lors de la simulation. Comme le biais en énergie, la résolution en énergie et la résolution angulaire, l'acceptance dépend donc à la fois de l'énergie et de la distance au centre de la caméra (angle hors-axe) de l'événement considéré. De plus, ces grandeurs dépendent du jeu de coupures de sélection utilisées qui peut varier d'une analyse à une

autre. Enfin, ces fonctions de réponse varient en fonction de l'angle zénithal, de l'angle azimutal et de l'efficacité optique. Elles sont donc calculées pour chacune des configurations décrites dans la partie 4.3 et chaque jeu de coupures utilisé. Pour un événement donné, son acceptance est déterminée en interpolant à partir de ces différentes configurations.

4.5.2 Les méthodes de soustraction du fond

Les méthodes d'analyse présentées précédemment permettent de sélectionner des événements dont les caractéristiques sont celles d'une gerbe électromagnétique. Néanmoins comme nous l'avons vu une fraction d'événements hadroniques (mais aussi des électrons) subsistent après l'application des coupures de sélection. L'estimation précise du nombre de ces événements est nécessaire pour calculer la significativité d'un excès. De plus, la reconstruction du spectre en énergie d'une source doit prendre en compte ces événements afin de correctement les soustraire. On a donc recours à des méthodes de soustraction du fond qui consistent à évaluer la part de ces événements dans la région de la source. Le nombre d'événements appartenant au fond est estimé dans une région ne contenant pas de sources détectées. Il est ensuite soustrait au nombre d'événements de la région du signal. Cette soustraction doit prendre en compte les variations d'acceptance dans le champ de vue de la caméra. La formule déterminant l'excès de rayon γ dans une région d'intérêt (On) par rapport au bruit de fond mesuré dans une région de contrôle en dehors du signal (Off) est donc :

$$N_{\text{excès}} = N_{\text{On}} - \alpha N_{\text{Off}} \quad (4.18)$$

où N_{On} et N_{Off} sont respectivement le nombre de γ dans la région On et la région Off et α est un facteur de normalisation prenant en compte l'acceptance dans les deux régions :

$$\alpha = \frac{\int_{\text{On}} A_{\text{On}}^{\gamma}(\psi_x, \psi_y, \phi_z, E, t) d\psi_x d\psi_y d\phi_z dE dt}{\int_{\text{Off}} A_{\text{Off}}^{\gamma}(\psi_x, \psi_y, \phi_z, E, t) d\psi_x d\psi_y d\phi_z dE dt}. \quad (4.19)$$

A_{On}^{γ} et A_{Off}^{γ} sont respectivement l'acceptance du détecteur aux événements γ pour les régions On et Off et dépendent de la position de l'événement dans le champ de vue de l'instrument (ψ_x, ψ_y), de l'angle zénithal d'observation ϕ_z , de l'énergie E de l'événement et du temps d'exposition t . Dans le cas général, la significativité de la détection d'une source est alors donnée par l'équation 17 de [142]. Néanmoins dans le cas où $\alpha = 1$ cette formule se simplifie drastiquement. Une stratégie d'observation adéquate permet de se placer dans le cas $\alpha \approx 1$.

4.5.2.1 Méthode On – Off

Cette méthode consiste à réaliser deux prises de données consécutives : la première observe dans la direction de la source et la seconde prend des données dans une région de contrôle. En conservant la même déclinaison et en décalant l'ascension droite de la durée adéquate pour l'observation de la région de contrôle, on peut reproduire les variations d'angle zénithal et d'angle azimutal qui prévalaient pour l'observation de la région source. Ainsi les conditions d'observation des deux régions sont similaires et des prises de données consécutives minimisent les variations des conditions atmosphériques. En revanche, cette méthode a le désavantage de diminuer d'un facteur deux le temps d'observation disponible.

4.5.2.2 Méthodes tirant avantage du grand champ de vue de la caméra

Dans le cas de H.E.S.S., on peut tirer profit du grand champ de vue de la caméra pour estimer le fond dans le même champ de vue (et donc lors de la même prise de données) que celui de la région source. Ces méthodes de soustraction de fond fonctionnent pour des sources ponctuelles ou peu étendues spatialement et permettent de ne pas diminuer d'un facteur deux le temps d'observation comme c'est le cas de la méthode précédente. Afin de minimiser les effets dus à la variation de l'acceptance dans le champ de vue de la caméra, les observations sont réalisées en mode « décalé », c'est-à-dire que le centre du plan focal est situé, par exemple, à $0,5^\circ$ de la position de la source (réelle ou anticipée) de manière à pouvoir prendre des régions de contrôle avec le même décalage dans le plan de la caméra. Les quatre méthodes principales pour le choix de la région Off sont les suivantes (voir figure 4.11) :

- (a) Région miroir : la région Off choisie est le symétrique par rapport au centre de la caméra de la région On et de même taille que celle-ci.
- (b) Régions multiples : la région Off est constituée de plusieurs régions circulaires, de même taille que la région On et toutes situées à la même distance du centre de la caméra que la région On. Cette méthode permet d'augmenter la statistique de la région Off par rapport à la méthode précédente et ainsi de réduire les erreurs statistiques.
- (c) Région en anneau complet : la région Off est définie comme un anneau centré sur la région On, son épaisseur et son rayon peuvent être ajustés selon les cas. Cette méthode est notamment utilisée quand les autres méthodes ne peuvent être appliquées à cause de régions d'exclusion² qui les englobent significativement.
- (d) Région en segment d'anneau : la région Off est ici définie par un anneau centré sur le centre de la caméra et de rayon égal au décalage de la source. L'épaisseur de l'anneau correspond au diamètre de la région On. L'anneau est tronqué pour ne pas englober la région On.

L'acceptance dépendant principalement de la distance des événements au centre de la caméra, α est donc simplement égal au rapport des surfaces des régions On et Off pour les méthodes (a), (b) et (d). De ce point de vue, les méthodes (b) et (d) sont donc très similaires. Pour la méthode (c), il faut tenir compte de la variation d'acceptance pour déterminer α dans le calcul de la signification du signal.

4.5.2.3 Méthode « template »

La méthode « modèle » (« template » en anglais) consiste à évaluer le fond dans la région On [144]. Le fond est estimé à partir d'un autre jeu de coupures sur les variables discriminantes permettant de rejeter la plupart des événements γ . Ensuite, l'acceptance du détecteur aux γ et l'acceptance du détecteur aux hadrons, toutes deux évaluées dans la région On, permettent d'estimer le nombre d'événements de fond passant les coupures γ à partir des événements retenus avec ce nouveau jeu de coupures. La complexité de cette méthode réside précisément dans l'évaluation du fond dans une partie de l'espace de phase à partir de sa mesure dans une autre

²Les régions d'exclusion permettent par exemple d'exclure une autre source brillante dans le champ de vue afin d'éviter toute contamination.

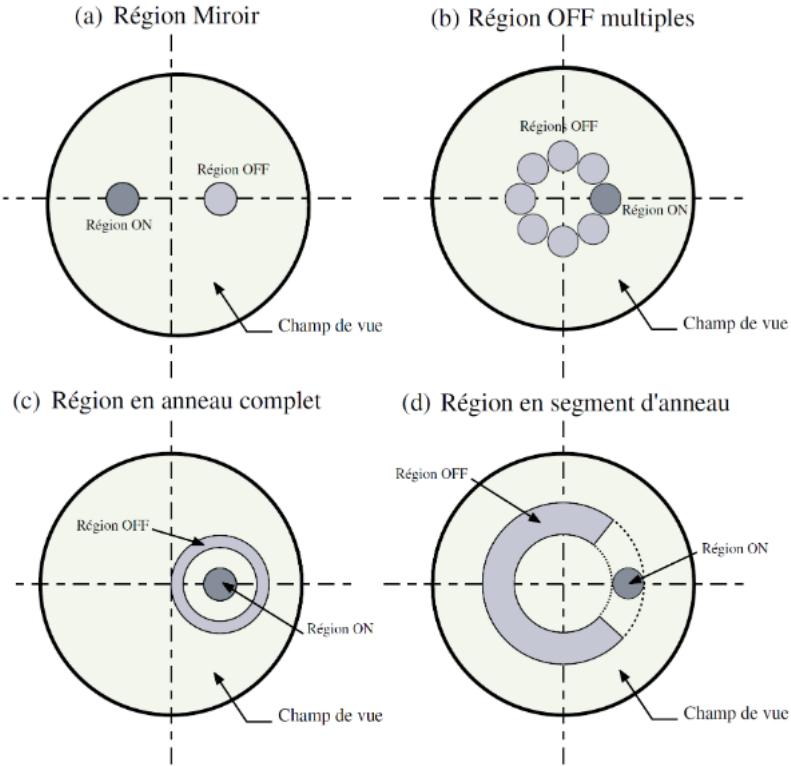


FIGURE 4.11 – Schéma illustrant les différentes manières de définir une région Off pour une caméra avec un grand champ de vue. Figure issue de [143].

partie de l'espace de phase. En pratique cette méthode s'avère assez compliquée et donne des résultats moins bons que les méthodes mentionnées précédemment.

4.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons détaillé les caractéristiques et le fonctionnement du réseau de télescopes à imagerie du rayonnement Cherenkov atmosphérique H.E.S.S. De la structure des télescopes à l'électronique des caméras, nous nous sommes aussi intéressés à l'évolution du réseau au cours de ses différentes phases de fonctionnement. Nous avons décrit les avantages que procurent la stéréoscopie pour la réjection du fond ou le grand champ de vue des caméras pour les méthodes de soustraction du fond. Nous avons aussi vu le rôle crucial que jouent les simulations, à la fois pour la calibration de l'instrument, pour la reconstruction des événements, pour la discrimination entre γ et hadrons et pour la détermination du flux mesuré. Dans la suite de ce manuscrit, les analyses présentées utilisent la reconstruction du modèle semi-analytique. Celle-ci est en particulier utilisée pour la détermination du spectre des électrons du rayonnement cosmique au chapitre 6.

Chapitre 5

Étude du potentiel de détection et de discrimination de l'émission de lumière Cherenkov directe avec H.E.S.S.

Sommaire

5.1 Différences entre γ et électrons dans le développement des gerbes atmosphériques	86
5.1.1 Développement des gerbes atmosphériques	86
5.1.2 Point de première interaction	87
5.1.2.1 Différence entre γ et électrons dans les simulations	87
5.1.2.2 Comparaison entre la simulation et la reconstruction	90
5.1.2.3 Différence entre γ et électrons à la reconstruction	93
5.1.3 Maximum de développement de la gerbe	94
5.1.3.1 Différence entre le barycentre de la gerbe reconstruite et X_{\max}	94
5.1.3.2 Différence entre γ et électrons dans les simulations	94
5.1.3.3 Différence entre γ et électrons à la reconstruction	98
5.1.4 Corrélation entre le point de première interaction et le maximum de développement de la gerbe	99
5.1.5 Dépendance au paramètre d'impact	100
5.2 Emission Cherenkov directe	102
5.2.1 Caractérisation du phénomène dans l'atmosphère	102
5.2.2 Visualisation des gerbes dans la caméra	105
5.2.3 Temps du maximum	107
5.3 Conclusion	110

On désigne par le terme rayonnement Cherenkov direct la lumière Cherenkov émise par une particule incidente pénétrant l'atmosphère avant qu'elle n'interagisse dans l'atmosphère. La détection d'un tel signal permettrait d'améliorer la discrimination entre d'un côté les protons et les électrons qui sont chargés et émettent donc cette lumière Cherenkov directe et de l'autre les γ qui sont neutres et n'émettent pas un tel rayonnement. De plus, ce rayonnement permettrait une distinction entre électrons et γ dont les gerbes se développent selon les mêmes processus et sont donc très semblables. Dans ce chapitre nous discuterons deux différences importantes entre les gerbes initiées par des γ et des gerbes initiées par des électrons que sont le point de première interaction dans l'atmosphère et le maximum de développement de la gerbe. Ensuite nous étudierons plus en détails les caractéristiques de l'émission Cherenkov directe et la faisabilité de sa détection dans H.E.S.S.

5.1 Différences entre γ et électrons dans le développement des gerbes atmosphériques

À part l'émission de lumière Cherenkov directe par les électrons, il existe deux différences principales entre les gerbes issues de γ et celles issues d'électrons qui sont le point de première interaction et le maximum de développement de la gerbe. Cette section traite de ces deux grandeurs à la fois au niveau des simulations de gerbes dans l'atmosphère en utilisant les simulations KASCADE présentées à la section 4.3 et de la reconstruction de ces deux grandeurs dans l'analyse.

5.1.1 Développement des gerbes atmosphériques

À la section 3.1.1 nous avions approximé la profondeur de première interaction dans le milieu par la même grandeur pour les γ et les électrons. Un traitement plus précis permet d'établir que [145] :

$$X_0 = \frac{7}{9} \lambda_\pi \quad (5.1)$$

où X_0 est la longueur de radiation des électrons et λ_π celle de conversion des γ . Rappelons que dans l'atmosphère $X_0 = 36,7 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$. Par ailleurs, l'altitude du maximum de développement d'une gerbe électromagnétique (X_{\max}), qui définit la profondeur à laquelle la multiplicité des particules émises lors du développement de la gerbe est maximale, s'exprime en fonction de l'énergie E_0 de la particule incidente selon la relation [145] :

$$X_{\max} = A \ln \left(\frac{E_0}{E_C} \right) + B_i \quad (5.2)$$

où E_C est l'énergie critique caractéristique du milieu, A une constante égale à l'unité et B_i est un paramètre dont la valeur varie selon les modèles :

- $B_\gamma = -0,5 X_0$ et $B_{\text{électron}} = -1,0 X_0$ [145]
- $B_\gamma = -0,3 X_0$ et $B_{\text{électron}} = -1,1 X_0$ [146]

La différence entre γ et électrons pour X_{\max} vaut donc $\Delta B \in [0,5; 0,8] \times X_0$.

5.1.2 Point de première interaction

5.1.2.1 Différence entre γ et électrons dans les simulations

Dans la suite on utilise le simulateur de gerbes KASCADE pour décrire le point de première interaction des γ et des électrons. Ce point de première interaction correspond à l'altitude de première création de paires pour des γ et à l'altitude de la première émission Bremsstrahlung pour des électrons. La figure 5.1 de gauche représente cette altitude en kilomètres pour des γ (vert) et des électrons (bleu) tandis que la figure de droite représente cette même variable mais exprimée cette fois en longueur de radiation X_0 . Ces deux figures montrent des distributions très différentes bien qu'elles représentent les mêmes grandeurs. Sur la figure de gauche, les distributions ont des formes très similaires mais ne sont pas centrées à la même altitude. La distribution des électrons est centrée à une altitude d'environ 45 km alors que celle des γ est centrée à une altitude d'environ 20 km. Ainsi cette variable semble-t-elle présenter un fort pouvoir discriminant entre γ et électrons. La différence observée entre les deux distributions affichées en kilomètres provient en réalité de la très faible densité de la haute atmosphère et donc de la très faible épaisseur d'atmosphère traversée par la gerbe sur cette distance. La figure 5.2 illustre ce phénomène. Nous y observons qu'une longueur de radiation représente plusieurs dizaines de kilomètres dans la très haute atmosphère (au-delà de 25 km) et seulement quelques kilomètres à des altitudes plus faibles.

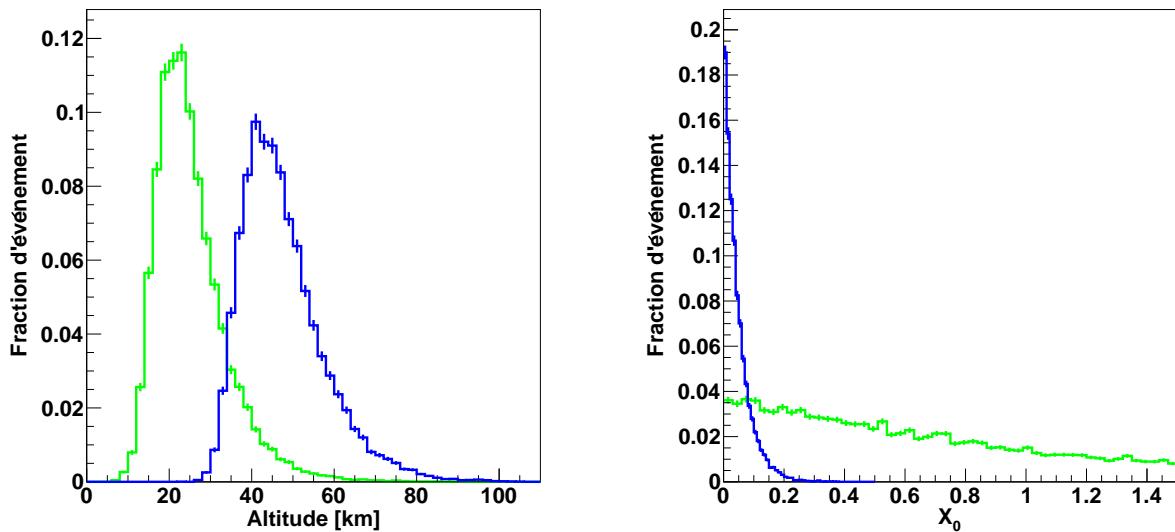


FIGURE 5.1 – À gauche : altitude de la première création de paires exprimée en kilomètres pour des gerbes initiées par des γ (vert) de 300 GeV et altitude de la première émission Bremsstrahlung exprimée en kilomètres pour des gerbes initiées par des électrons (bleu) de 300 GeV. À droite : identique à la figure de gauche mais les altitudes sont exprimées en longueur de radiation X_0 .

Sur la figure 5.1 de droite, nous remarquons que les électrons interagissent très tôt, globalement avant le premier quart de longueur de radiation alors que les γ interagissent quasi uniformément tout le long de la première moitié de longueur d'interaction. La catégorisation

très fine utilisée pour cette figure permet qu'un tel effet soit discernable mais globalement la première interaction des γ a aussi lieu sur une longueur de radiation ce qui rend cette distinction malaisée à utiliser en pratique compte tenu de la précision de la reconstruction des gerbes électromagnétiques à l'analyse. De plus il n'est pas correct de comparer les altitudes de première interaction si l'on se réfère à l'équation 5.1. Si λ_π est en effet le libre parcours moyen d'un γ avant interaction, X_0 représente la distance parcourue par l'électron à l'instant où il ne conserve plus que $1/e$ de son énergie initiale, et non la distance moyenne avant sa première interaction. La comparaison de ces deux grandeurs est représentée sur la figure 5.3 de gauche en kilomètres tandis que la figure 5.3 de droite représente cette même comparaison mais exprimée cette fois en longueur de radiation X_0 . Si l'on compare avec la figure 5.1, les deux distributions sont dorénavant quasiment identiques et se superposent quasiment parfaitement. La figure de droite reproduit bien le comportement attendu pour les γ , c'est-à-dire une exponentielle décroissante de grandeur caractéristique λ_π . La reconstruction de l'altitude correspondant à la perte de $1 - (1/e)$ de son énergie initiale pour un électron souffre en revanche d'un léger biais. En effet, la perte d'énergie des électrons étant discrète (émission de γ par Bremsstrahlung), on mesure l'altitude à laquelle le seuil de $1 - (1/e)$ est franchi, parfois largement si le γ émis est très énergétique. Cette estimation est donc légèrement biaisée vers de plus basses altitudes. À cette approximation près, le comportement des électrons est lui aussi bien reproduit.

Une autre manière de vérifier le bon comportement de ces simulations consiste à calculer la valeur moyenne de la distribution de l'altitude de première interaction des γ qui vaut $25,33 \pm 0,06$ km (figure 5.3 de gauche) ou $\mu_\gamma = 0,962 \pm 0,003 X_0$ (figure 5.3 de droite) tandis que celle des électrons vaut $47,53 \pm 0,07$ km (figure 5.1 de gauche) ou $0,0461 \pm 0,0003 X_0$ (figure 5.1 de droite). La valeur moyenne de la distribution de l'altitude à laquelle un électron a perdu $(1 - 1/e)$ de son énergie initiale vaut quant à elle $25,43 \pm 0,05$ km (figure 5.3 de gauche) ou $\mu_{\text{électron}} = 0,738 \pm 0,003 X_0$ (figure 5.3 de droite). Si l'on calcule le rapport des deux grandeurs $\mu_{\text{électron}}$ et μ_γ on obtient :

$$\frac{\mu_{\text{électron}}}{\mu_\gamma} = \frac{0,738}{0,962} = 0,767 \pm 0,004 \sim \frac{7}{9} \approx 0,777. \quad (5.3)$$

Les simulations reproduisent donc bien la différence entre X_0 et λ_π décrite à l'équation 5.1.

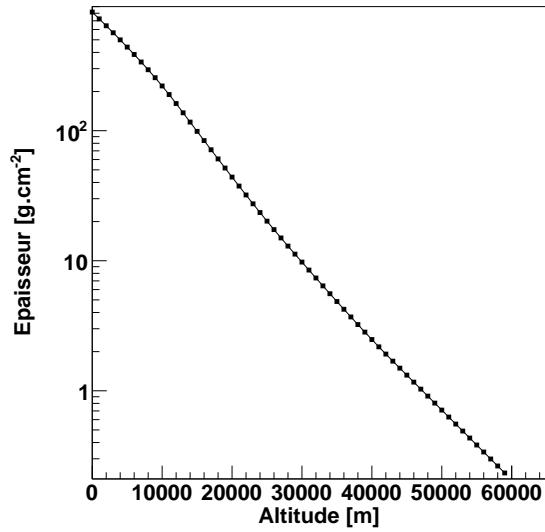


FIGURE 5.2 – Épaisseur d'atmosphère comprise entre une altitude donnée et le sommet de l'atmosphère.

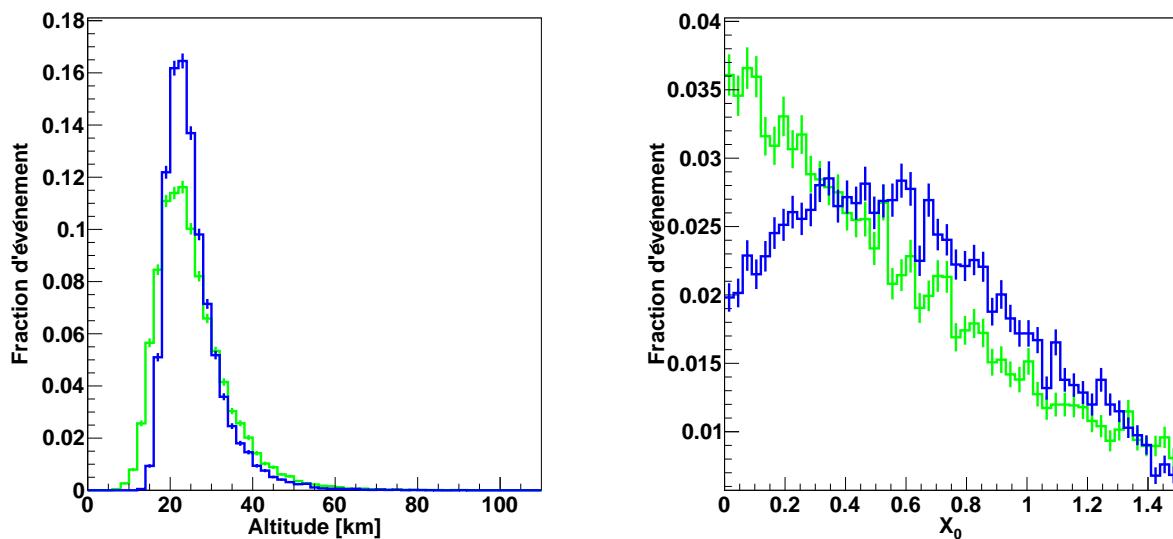


FIGURE 5.3 – À gauche : altitude de première interaction exprimée en kilomètres pour des γ (vert) de 300 GeV et altitude, exprimée en kilomètres, à laquelle seulement $1/e$ de l'énergie initiale est conservée pour des électrons (bleu) de 300 GeV. À droite : identique à la figure de gauche mais les altitudes sont exprimées en longueur de radiation X_0 .

5.1.2.2 Comparaison entre la simulation et la reconstruction

La figure 5.4 permet de comparer les altitudes de première interaction simulée par KASCADE (tirets) et celles renvoyées par la reconstruction « Model » (traits pleins) pour des γ (en vert, à gauche) et des électrons (en bleu, à droite). Ces deux figures ne montrent que les événements pour lesquels la valeur de la profondeur de première interaction reconstruite a un sens physique. En effet, comme illustrée sur la figure 5.5, environ 40% des γ (et environ 50% des électrons) ont une valeur de profondeur de première interaction reconstruite négative qui, si elle est convertie en altitude en kilomètres, correspond au sommet de l'atmosphère à « l'infini ». En pratique, ces valeurs négatives signifient que la position de la gerbe dans la caméra est plus près de la position de la source qu'attendu lors de l'ajustement. En théorie, la distribution de la profondeur de première interaction reconstruite est la convolution d'une exponentielle décroissante correspondant à la valeur « vraie » avec une gaussienne de largeur $\sim 0,5 X_0$ correspondant à la résolution du détecteur. La déconvolution de la distribution obtenue permettrait donc de remonter à l'information concernant ces événements. Néanmoins, sans aller jusque là, on remarque que les profondeurs de première interaction reconstruites et vraies sont bien corrélées. De plus, dans les deux cas (voir figure 5.4) les distributions sont similaires à ceci près que les γ reconstruits avec une profondeur d'interaction négative semble majoritairement interagir à haute altitude ce qui créé un léger déficit d'événements au-delà de ~ 25 km. La reconstruction est donc globalement en bon accord avec la simulation en ce qui concerne la profondeur de première interaction.

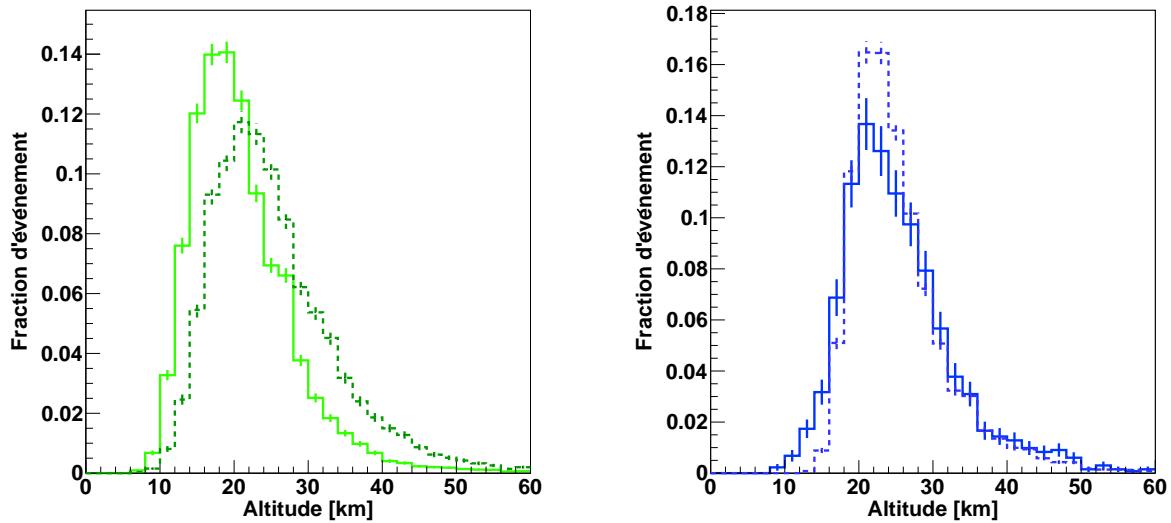


FIGURE 5.4 – À gauche : altitude de première interaction simulée par KASCADE (tirets vert foncé) et reconstruite par « Model » (traits pleins vert clair) pour des γ de 300 GeV. À droite : identique à la figure de gauche pour des électrons (bleu) de 300 GeV.

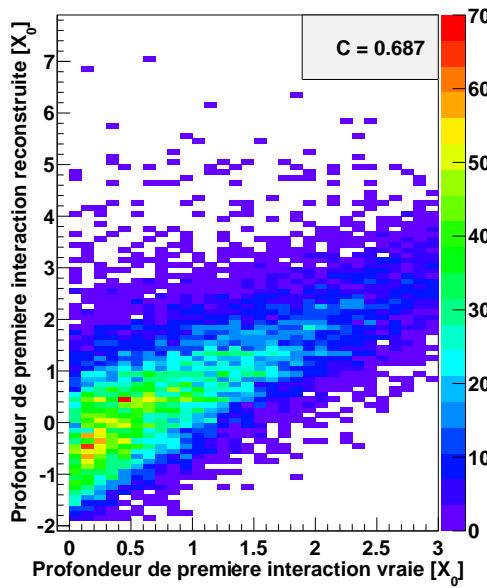


FIGURE 5.5 – Profondeur de première interaction reconstruite en fonction de la profondeur de première interaction vraie pour des γ de 300 GeV. Le coefficient de corrélation de Pearson C de cette distribution est rappelé en haut à droite de la figure et indique nettement une corrélation entre les deux grandeurs.

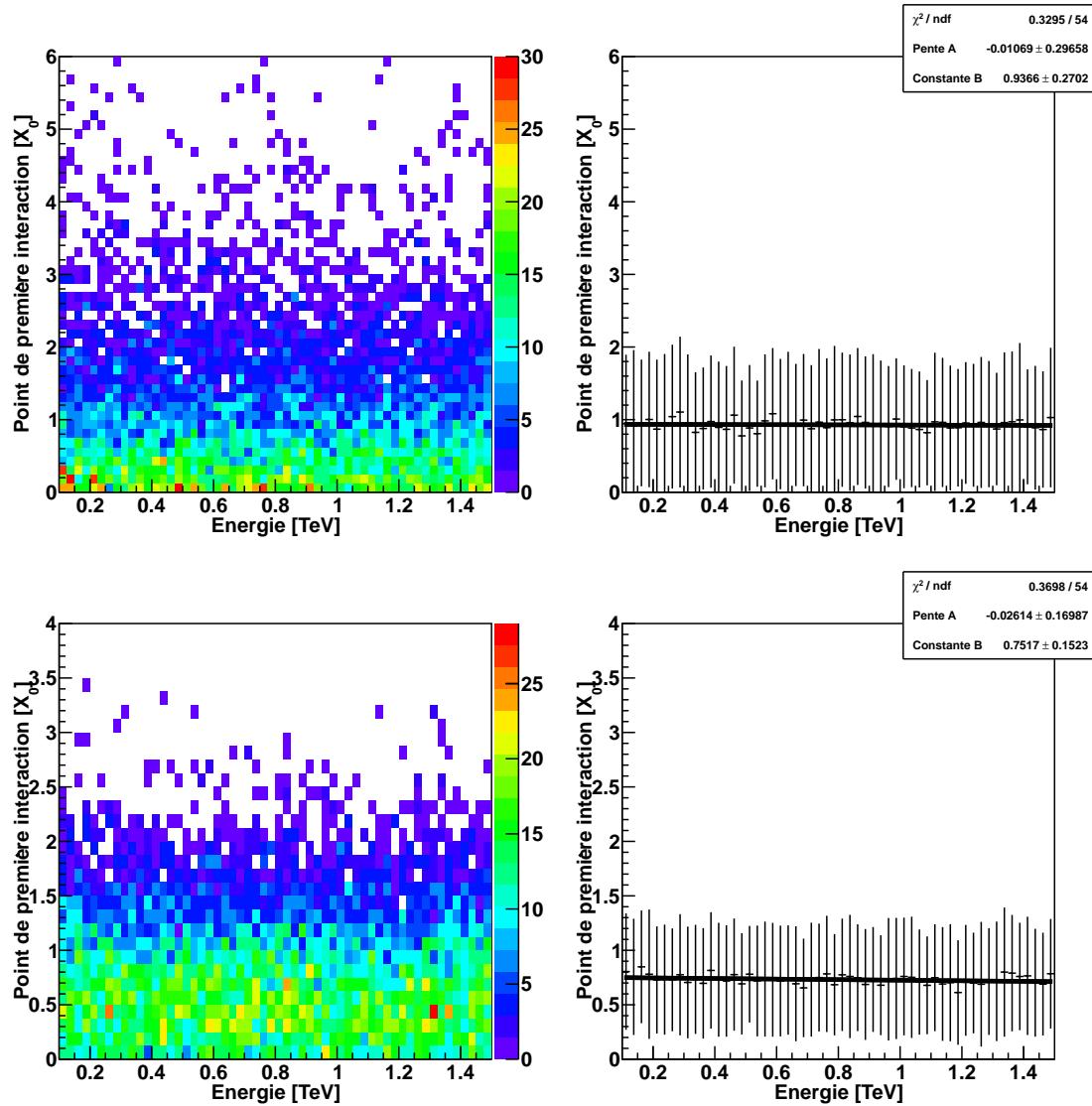


FIGURE 5.6 – À gauche : point de première interaction exprimé en longueur de radiation en fonction de l'énergie pour des γ (en haut) et des électrons (en bas) de 300 GeV. À droite : profil de la distribution de la figure de gauche ainsi que l'ajustement de ce profil par une droite d'équation $A \times \text{Énergie} + B$. Les erreurs du profil représentent la déviation standard de la distribution du point de première interaction pour chaque intervalle en énergie.

La figure 5.6 représente le point de première interaction en fonction de l'énergie pour des γ (en haut) et des électrons (en bas). L'absence de corrélation entre ces deux variables est bien montré par les deux figures de droite qui montrent le profil de la distribution mentionnée ici. Les erreurs du profil représentent la déviation standard de la distribution du point de première interaction pour chaque intervalle en énergie et la droite représente le résultat de l'ajustement de ce profil par une droite d'équation $A \times \text{Énergie} + B$. Les valeurs de A très faibles, et compatible avec 0, trouvées confirment l'absence de corrélation entre le point de première interaction et l'énergie de la particule incidente.

5.1.2.3 Différence entre γ et électrons à la reconstruction

La figure 5.7 représente les distributions du point de première interaction exprimé en longueur de radiation pour des protons (rouge), des électrons (bleu) et des γ (vert) à la reconstruction lors de l'analyse. La hauteur du point de première interaction est un des résultats de l'ajustement réalisé avec l'analyse du modèle semi-analytique (voir section 4.4.2). Ce dernier est le résultat d'une interpolation linéaire entre les valeurs entières de X_0 qui sont utilisées par cette analyse. On explique ainsi les pics dans la distribution des protons par le fait que l'analyse « Model », développée pour la reconstruction de γ , constraint de manière peu efficace les gerbes hadroniques qui ont tendance à favoriser les points fixes de l'ajustement, c'est-à-dire des valeurs entières ou demi-entières de profondeur de première interaction. La moyenne de la distribution des γ vaut $0,98 \pm 0,01 X_0$ tandis que celle des électrons vaut $0,18 \pm 0,02 X_0$. Le rapport reconstruit entre ces deux grandeurs – une fois l'origine des distributions ramenée à 0 – vaut $\frac{\mu_{\text{électron}}}{\mu_{\gamma}} = \frac{2,18}{2,98} = 0,73 \pm 0,03 \sim \frac{7}{9}$ soit l'écart attendu. Les simulations reproduisent donc bien la différence attendue entre γ et électrons (voir équations 5.1 et 5.3). De plus, on retrouve bien le comportement attendu, c'est-à-dire qu'un électron interagit plus haut dans l'atmosphère qu'un γ .

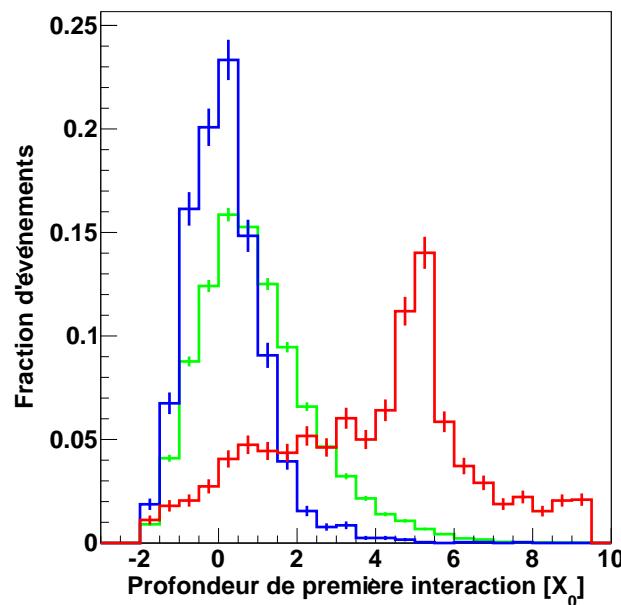


FIGURE 5.7 – Point de première interaction exprimé en longueur de radiation pour des γ (vert), des électrons (bleu) et des protons (rouge) de 300 GeV.

5.1.3 Maximum de développement de la gerbe

5.1.3.1 Différence entre le barycentre de la gerbe reconstruite et X_{\max}

L'équation 5.2 décrit le comportement en fonction de l'énergie de X_{\max} , c'est-à-dire de la multiplicité des particules émises au maximum de développement de la gerbe. Pour cette variable, la différence attendue entre γ et électrons est d'environ une longueur de radiation X_0 . Or l'observable à laquelle un détecteur Cherenkov tel que H.E.S.S. a accès n'est pas réellement X_{\max} mais plutôt le barycentre en photons Cherenkov de la gerbe atmosphérique. La figure 5.8 de gauche (respectivement de droite) représente l'altitude de maximum de développement d'une gerbe pour des γ (respectivement des électrons). Le maximum est dans chaque cas évalué de trois manières distinctes :

- à partir du nombre de photons Cherenkov émis et détectés au sol par H.E.S.S., c'est-à-dire en pratique la seule variable accessible et donc reconstruite lors de l'analyse (traits pleins) ;
- à partir du nombre de photons Cherenkov émis, c'est-à-dire le « vrai » barycentre en photons Cherenkov de la gerbe (pointillés) ;
- à partir de la multiplicité des particules émises lors du développement de la gerbe, c'est-à-dire X_{\max} tel que décrit à l'équation 5.2 (tirets).

La valeur moyenne de la distribution de l'altitude de maximum de développement de la gerbe en se basant sur la rayonnement Cherenkov émis est de $10,80 \pm 0,02$ km pour des γ et de $11,29 \pm 0,02$ km pour des électrons. Si l'on prend en compte l'absorption de l'atmosphère et la surface de collection du détecteur, donc si l'on se réfère au seul rayonnement Cherenkov détecté par H.E.S.S., alors la valeur moyenne des deux distributions diminuent car la rayonnement émis à haute altitude est plus susceptible d'être absorbé. L'altitude de maximum de développement de la gerbe est alors de $9,65 \pm 0,02$ km pour des γ et de $10,11 \pm 0,02$ km pour des électrons. Ces valeurs sont remarquablement proches de celles que l'on trouve pour X_{\max} ($8,92 \pm 0,02$ km pour des γ et $9,53 \pm 0,01$ km pour des électrons), c'est-à-dire lorsqu'on prend en compte la multiplicité des particules émises lors du développement de la gerbe. L'altitude d'émission maximum de rayonnement Cherenkov est légèrement supérieure à celle de la multiplicité des particules car lorsque cette dernière est atteinte le nombre de particules dans la gerbe décroît, diminuant de fait le nombre de photons Cherenkov émis.

5.1.3.2 Différence entre γ et électrons dans les simulations

La figure 5.9 permet de comparer les distributions d'altitude du maximum de développement de la gerbe entre γ (vert) et électrons (bleu) dans les trois cas décrits précédemment. Lorsque l'estimation de l'altitude du maximum de développement de la gerbe se base sur le nombre de photons Cherenkov émis et détectés au sol par H.E.S.S., la différence entre les valeurs moyennes des distributions obtenues pour des γ et des électrons est de $0,46 \pm 0,03$ km soit $\sim 0,4 X_0$. Cette valeur est compatible avec celle obtenue dans le cas où l'on prend uniquement en compte le nombre de photons Cherenkov émis ($0,49 \pm 0,02$ km soit $\sim 0,4 X_0$) et inférieure à celle que l'on obtient pour X_{\max} ($0,61 \pm 0,02$ km soit $\sim 0,6 X_0$). Le maximum de développement de la gerbe estimé à partir du nombre de photons Cherenkov suit donc une loi similaire à la relation 5.2, mais pour laquelle la distinction entre électrons et γ est moindre que pour X_{\max} . Pour

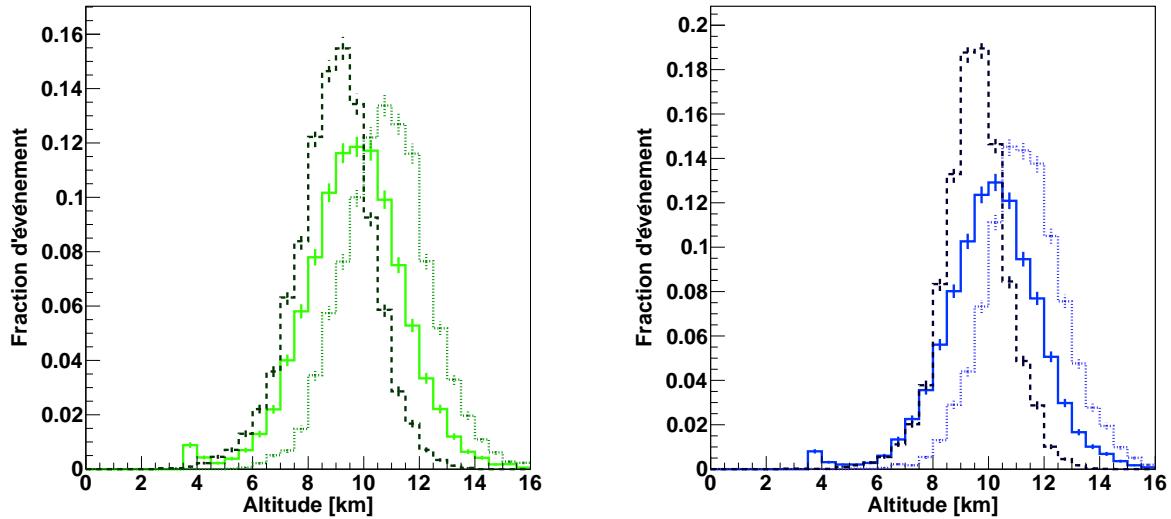


FIGURE 5.8 – À gauche : altitude du maximum de développement d'une gerbe en se basant sur le nombre de photons Cherenkov émis et détectés au sol par H.E.S.S. (traits pleins vert clair), en se basant sur le nombre de photons Cherenkov émis (pointillés vert pâle) et en se basant sur la multiplicité des particules secondaires dans la gerbe (tirets vert sombre) pour des gerbes initiées par des γ de 300 GeV. À droite : identique à la figure de gauche mais pour des électrons (bleu) de 300 GeV.

cette dernière grandeur, le résultat ($X_{\max} \sim 0,6 X_0$) est compatible avec les paramétrisations ($\Delta B \in [0,5; 0,8] \times X_0$) présentées précédemment [145, 146].

La figure 5.10 représente le maximum de développement de la gerbe en fonction de l'énergie pour des γ (en haut) et des électrons (en bas). La dépendance logarithmique du maximum de développement de la gerbe à l'énergie, comme indiqué à l'équation 5.2, est bien reproduit par l'ajustement du profil des distributions (figures de droite). Les erreurs du profil représentent la déviation standard de la distribution du maximum de développement de la gerbe pour chaque intervalle en énergie. Globalement, les simulations décrivent donc correctement la grandeur du maximum de développement d'une gerbe malgré une différence sensible entre l'observable théorique X_{\max} et le barycentre réel, c'est-à-dire le barycentre de l'émission Cherenkov de la gerbe.

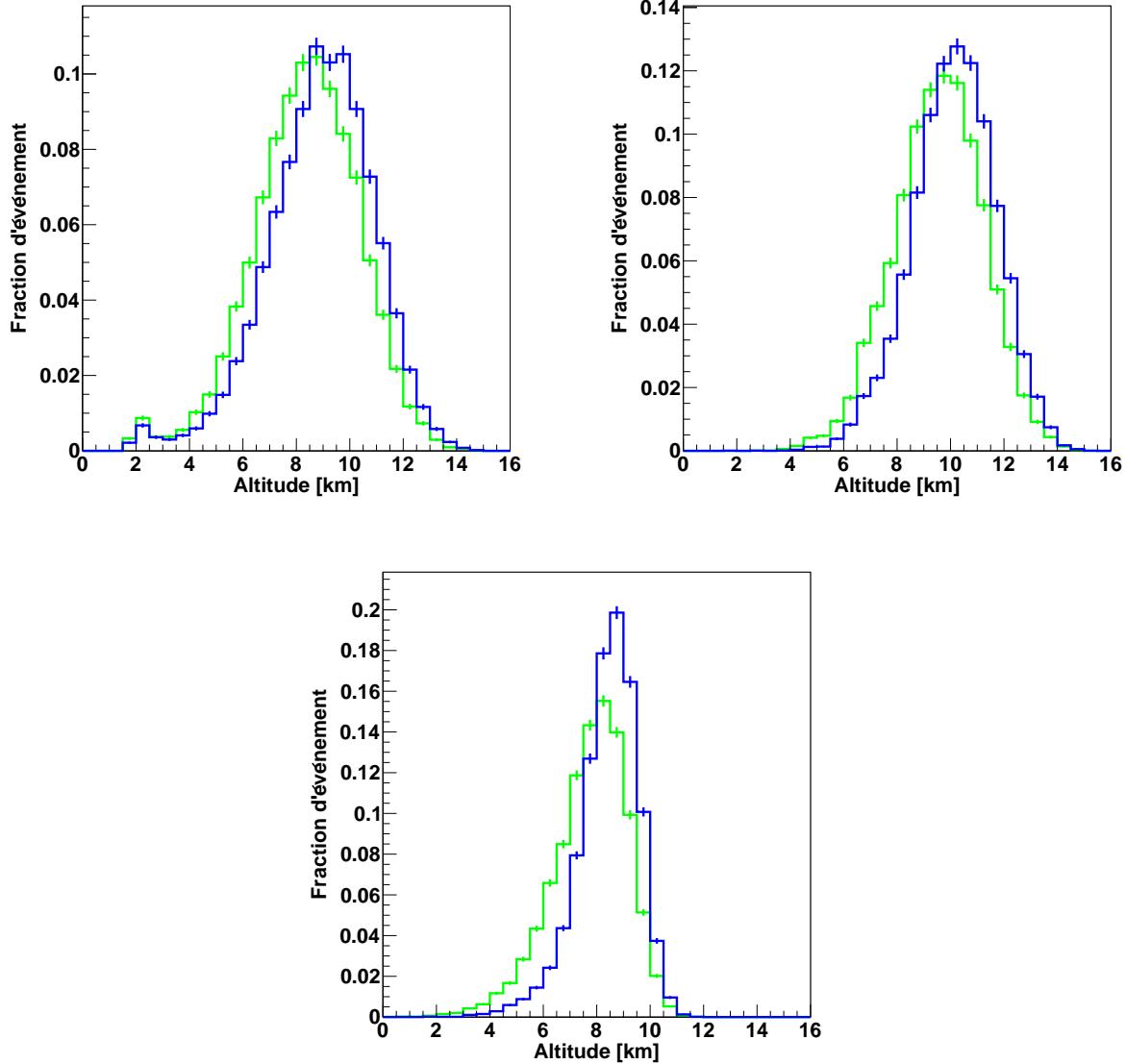


FIGURE 5.9 – À gauche : altitude du maximum de développement d'une gerbe en se basant sur le nombre de photons Cherenkov émis et détectés au sol par H.E.S.S. en tenant en compte de l'absorption de l'atmosphère, de la surface efficace du réseau et de l'efficacité quantique des photomultiplicateurs pour des gerbes initiées par des γ (vert) et des gerbes initiées par des électrons (bleu) de 300 GeV. À droite : altitude du maximum de développement d'une gerbe en se basant sur le nombre de photons Cherenkov émis pour des gerbes initiées par des γ (vert) et des gerbes initiées par des électrons (bleu) de 300 GeV. En bas : altitude du maximum de développement d'une gerbe en se basant sur la multiplicité des traces des particules secondaires pour des gerbes initiées par des γ (vert) et des gerbes initiées par des électrons (bleu) de 300 GeV.

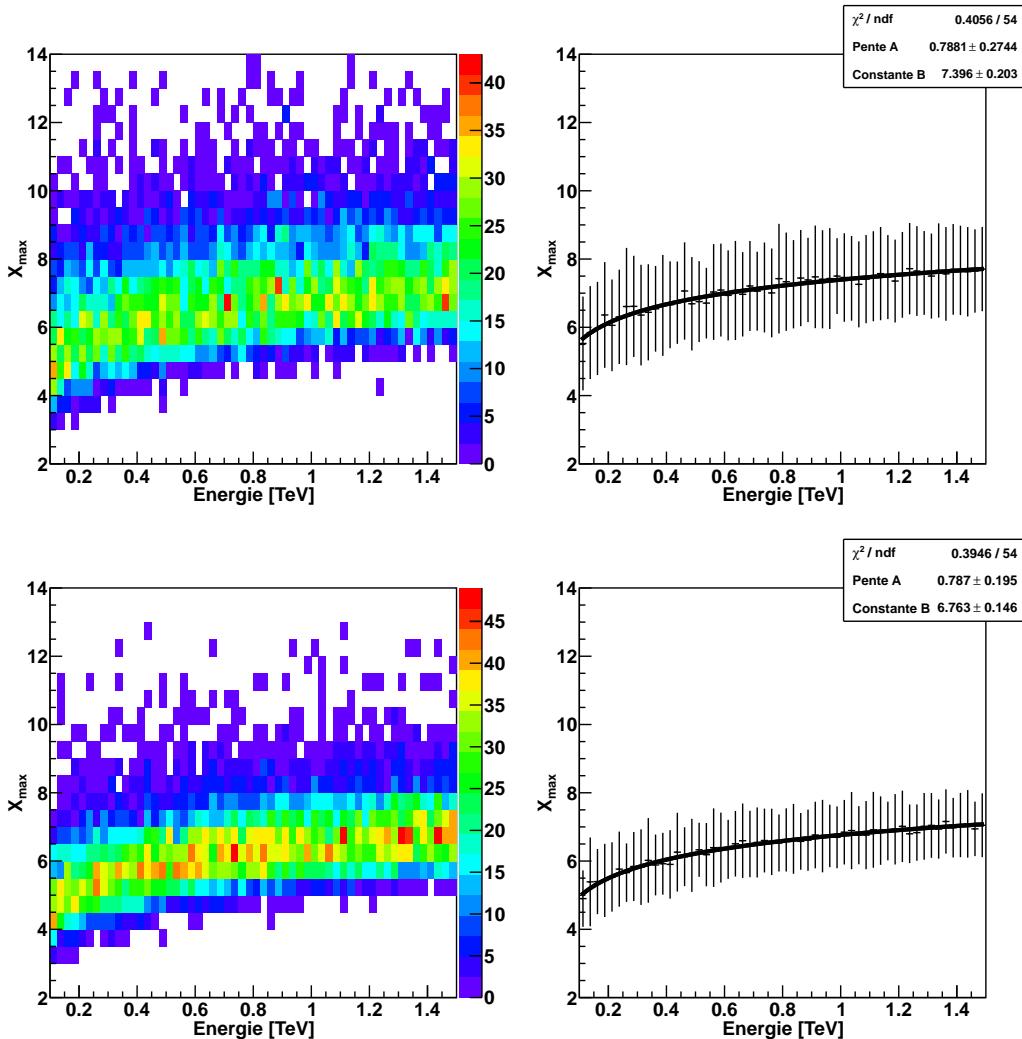


FIGURE 5.10 – À gauche : maximum de développement de la gerbe exprimé en longueur de radiation en fonction de l'énergie pour des γ de 300 GeV (en haut) et des électrons (en bas). À droite : profil de la distribution de la figure de gauche ainsi que l'ajustement de ce profil par une courbe d'équation $A \times \ln(\text{Énergie}) + B$. Les erreurs du profil représentent la déviation standard de la distribution du point de première interaction pour chaque intervalle en énergie.

5.1.3.3 Différence entre γ et électrons à la reconstruction

La distribution du maximum de développement de la gerbe exprimé en longueur de radiation à la reconstruction lors de l'analyse (voir figure 5.11) présente un léger pouvoir discriminant entre γ (vert) et électrons (bleu). La valeur moyenne de la distribution de X_{\max} pour les γ vaut $8,22 \pm 0,02 X_0$ et est supérieure à celle des électrons qui vaut $7,50 \pm 0,03 X_0$. L'écart estimé est de $(0,71 \pm 0,04) X_0$. Cette valeur est de l'ordre de la valeur prédicta par l'équation 5.2 mais sensiblement supérieure à la valeur prédicta grâce aux simulations de $\sim 0,4 X_0$. En effet, comme nous le verrons à la section 5.1.5, le maximum de développement de la gerbe est une variable fortement impactée par le paramètre d'impact qui pourrait quantitativement expliquer l'écart observé ici.

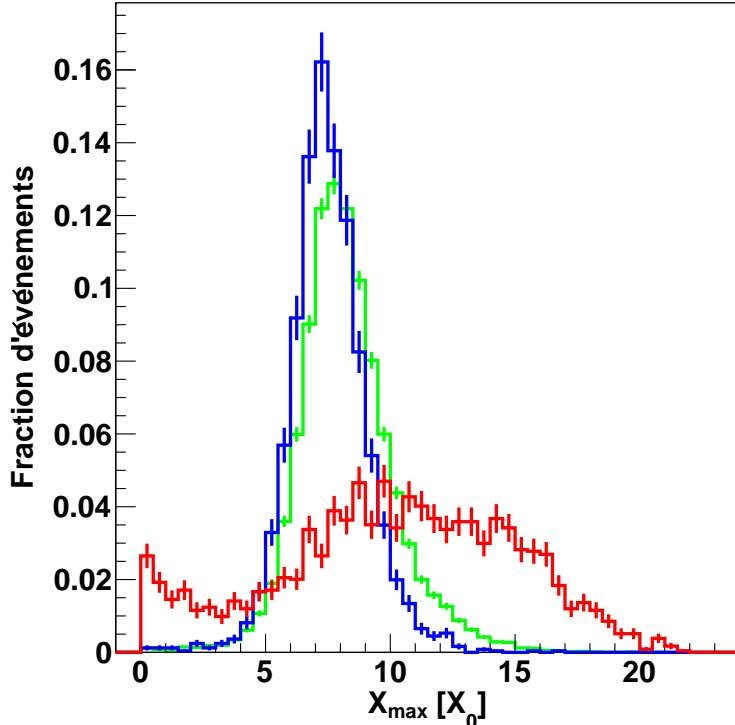


FIGURE 5.11 – Maximum de développement de la gerbe exprimé en longueur de radiation pour des γ (vert), des électrons (bleu) et des protons (rouge) de 300 GeV.

5.1.4 Corrélation entre le point de première interaction et le maximum de développement de la gerbe

Comme attendu, le point de première interaction et le maximum de développement de la gerbe sont fortement corrélés comme l'illustre la figure 5.12 qui représente le premier en fonction du second, exprimés en longueur de radiation, pour des simulations de γ (gauche), d'électrons (milieu) et de protons (droite). La droite pleine représente la droite d'équation $x = y$, les événements au-dessus de cette droite sont des événements mal reconstruits et n'ont pas de sens physique car ils correspondent à un maximum de gerbe atteint avant le début de gerbe. Ces cas sont plus fréquents pour les protons que pour les γ et les électrons - dont les gerbes sont très similaires à celles des γ - car la méthode de reconstruction est optimisée pour des γ et non des hadrons. Enfin le coefficient de corrélation de Pearson des deux variables pour chaque espèce est indiqué en haut à droite. La corrélation entre le point de première interaction et le maximum de développement de la gerbe est donc assez forte pour les γ ($C \sim 0,64$) et les protons ($C \sim 0,65$) mais plus faible ($C \sim 0,51$) pour les électrons. C'est la conséquence de la moindre incertitude sur l'altitude de première interaction des électrons qui se traduit ici par une distribution plus « ramassée » et donc un coefficient de corrélation plus faible.

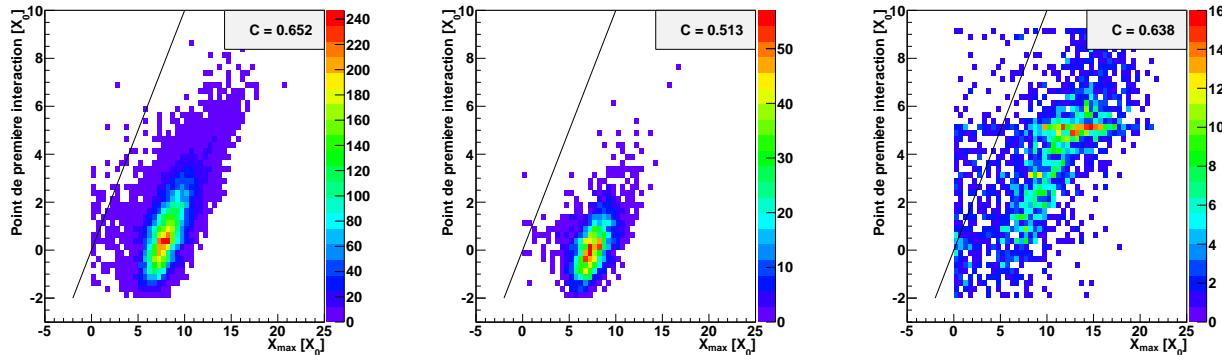


FIGURE 5.12 – De gauche à droite : point de première interaction en fonction du maximum de développement de la gerbe, exprimés en longueur de radiation, pour des γ (gauche), des électrons (milieu) et des protons (droite) de 300 GeV. La droite pleine représente la droite d'équation $x = y$ et le nombre en haut à droite est le coefficient de corrélation de Pearson des deux variables.

5.1.5 Dépendance au paramètre d'impact

La profondeur de première interaction et le maximum de développement de la gerbe dépendent différemment de l'énergie de la particule initiale comme nous l'avons vu précédemment. En plus de cette différence physique, il faut rajouter une dépendance liée à la méthode de détection employée, ici l'imagerie du rayonnement Cherenkov atmosphérique. En effet ces deux variables n'ont pas la même dépendance au paramètre d'impact, qui représente la distance qui sépare le centre du réseau de la position au sol de la gerbe, comme illustré sur la figure 5.13. En effet, la profondeur de première interaction ne dépend absolument pas du paramètre d'impact, que ce soit pour des γ ou des électrons ($C \sim -0,017$ pour des γ par exemple). En revanche, le maximum de développement en dépend assez fortement ($C \sim -0,363$ pour des γ par exemple).

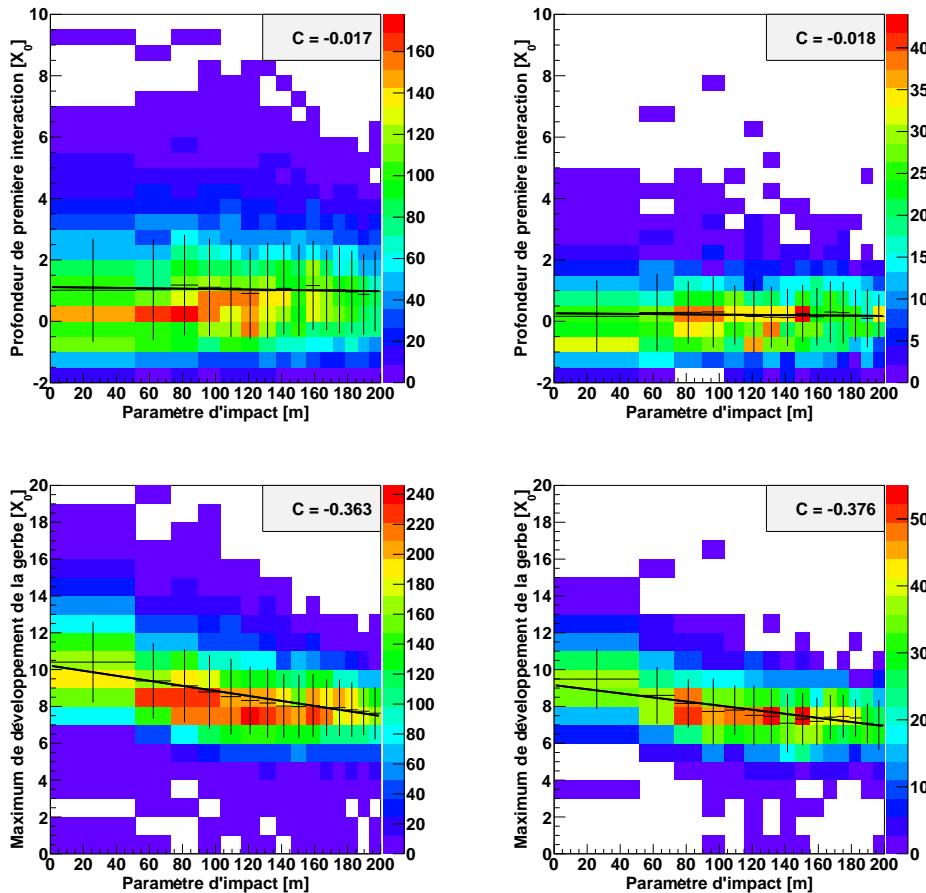


FIGURE 5.13 – En haut : point de première interaction en fonction du paramètre d'impact (en mètres) pour des γ (gauche) et des électrons (droite) de 300 GeV. En bas : maximum de développement de la gerbe en fonction du paramètre d'impact (en mètres) pour des γ (gauche) et des électrons (droite) de 300 GeV. Dans les deux cas, le coefficient de corrélation de Pearson de chaque distribution est en haut à droite de la figure. De plus, le profil, ainsi que l'ajustement de ce dernier par une droite, et ses erreurs représentant la déviation standard dans chaque intervalle, est superposé à la figure principale.

Cette dépendance se comprend si l'on s'intéresse à la limite de l'optique, c'est-à-dire du champ de vue, du télescope tel que représenté sur le schéma de la figure 5.14. Ainsi, lorsqu'on s'éloigne des télescopes, c'est-à-dire lorsque le paramètre d'impact augmente, le bas de la gerbe est de moins en moins visible par les télescopes. Plus on s'éloigne, plus le bas de la gerbe est tronqué et donc plus le barycentre de la gerbe visible se déplace vers le haut de l'atmosphère. Ce déplacement est équivalent à une diminution du maximum de développement de la gerbe exprimé en longueur de radiation X_0 , ce qui est bien le comportement observé figure 5.13. En revanche, lorsqu'on s'éloigne le point de première interaction reste toujours visible, du moins jusqu'à ce que la gerbe ne soit plus visible du tout, il n'y a donc pas de biais dépendant du paramètre d'impact pour cette variable.

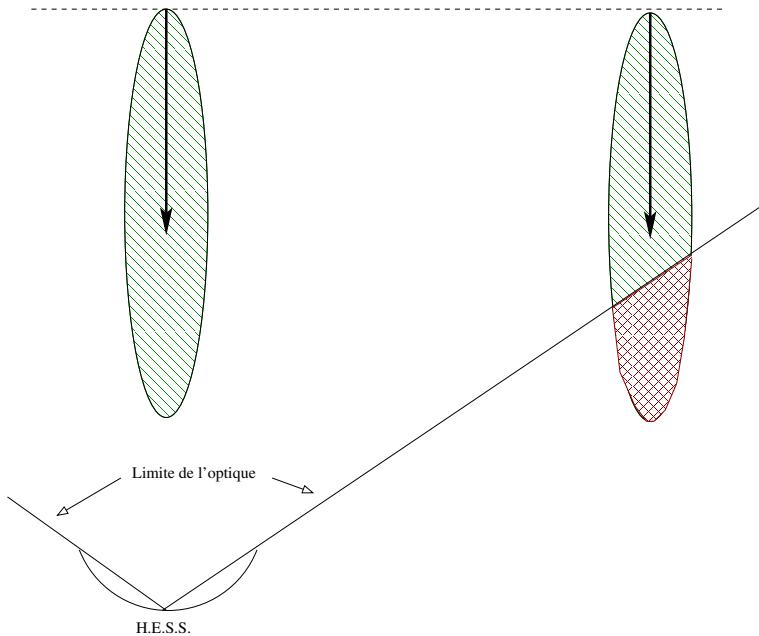


FIGURE 5.14 – Schéma illustrant l'influence du paramètre d'impact sur la détection et la reconstruction de gerbes atmosphériques.

Ce biais peut être pris en compte par un ajustement linéaire du maximum de développement de la gerbe avec le paramètre d'impact. L'effet d'une telle correction est présentée sur la figure 5.15 où la correction calculée pour les γ est appliquée à la fois aux γ et aux électrons. Pour les γ , le coefficient de corrélation passe de -0,363 à -0,035 et pour les électrons il passe de -0,376 à -0,039. Cette correction permet donc de supprimer la dépendance du maximum de développement de la gerbe au paramètre d'impact pour les deux espèces. En revanche cette correction ne permet pas d'améliorer le pouvoir discriminant entre γ et électrons du maximum de développement de la gerbe. Tout au plus cette correction permet de réduire la déviation standard de la distribution de cette grandeur.

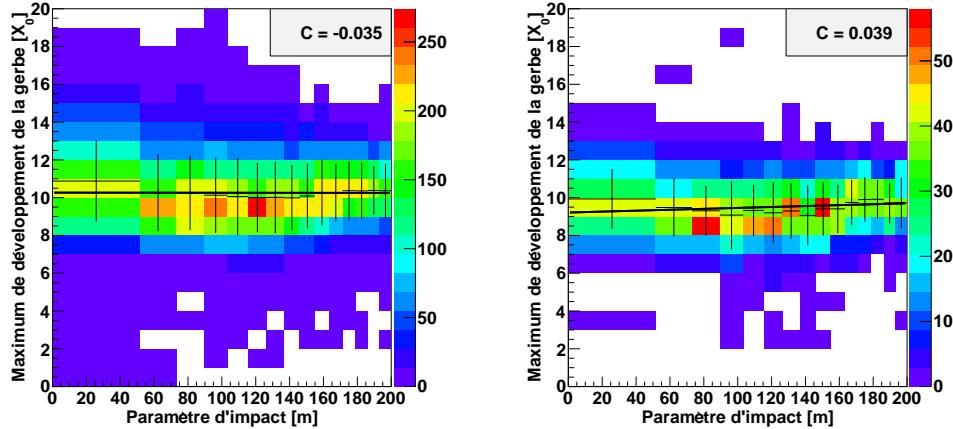


FIGURE 5.15 – Maximum de développement de la gerbe, linéairement corrigé du paramètre d'impact, en fonction du paramètre d'impact (en mètres) pour des γ (à gauche) et des électrons (à droite) de 300 GeV.

5.2 Emission Cherenkov directe

Comme nous l'avons mentionné en introduction, une autre différence importante entre une gerbe initiée par un γ et une initiée par un électron réside dans l'émission de lumière Cherenkov directe par l'électron. En effet dès que le seuil théorique d'émission Cherenkov est franchi, l'électron, à la différence du γ qui est neutre, émet un rayonnement Cherenkov. Ce rayonnement est émis sur une altitude importante mais dans un milieu relativement homogène, *ie* le haut de l'atmosphère, typiquement entre 100 km et 40 km, avant la première interaction de l'électron qui émet alors un γ . Les trajectoires des différents photons Cherenkov émis sont quasi-parallèles ce qui devrait se traduire dans la caméra par un fort signal dans un pixel isolé (pixel « chaud ») qui se situerait vers le haut de la gerbe, c'est-à-dire vers le centre de la caméra (voir figure 5.16). Néanmoins plus l'énergie de l'électron incident est grande plus le rayonnement Cherenkov dû au développement de la gerbe est important et plus celui-ci masque l'émission directe. De plus, le rayonnement Cherenkov direct étant émis à haute altitude, il subit d'autant plus l'absorption de l'atmosphère. C'est en tenant compte de ces difficultés que l'on cherche à détecter ce pixel « chaud » et isolé qui permettrait de distinguer les gerbes initiées par un électron de celles initiées par un γ .

5.2.1 Caractérisation du phénomène dans l'atmosphère

L'émission Cherenkov commence dès que la particule chargée se déplace plus vite que la lumière dans l'air, cela dépend donc de la masse de la particule et de l'indice de réfraction de l'air. En utilisant l'indice de réfraction de l'air tel que modélisé au sein de la collaboration H.E.S.S. afin de produire des simulations adaptées à la Namibie, on peut calculer le seuil d'émission de lumière Cherenkov directe pour des électrons et des protons. Cette altitude théorique est représentée sur la figure 5.17 pour un électron (ligne bleue) et un proton (ligne rouge). Elle est comparée à l'altitude d'émission simulée (points) qui est calculée en utilisant un modèle

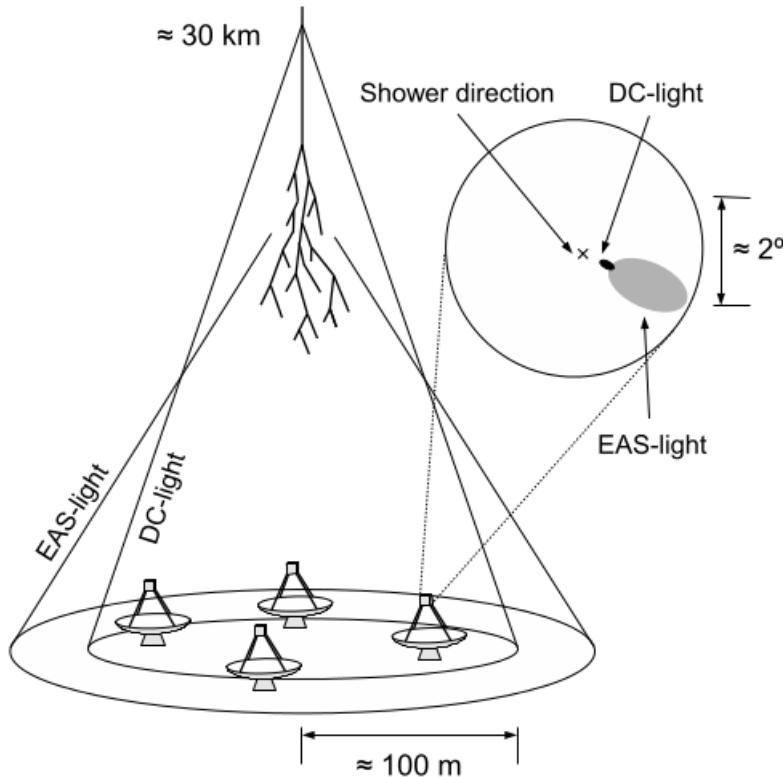


FIGURE 5.16 – Représentation schématique, au sol et dans le plan de la caméra, de l'émission Cherenkov directe comparativement à l'émission Cherenkov du reste de la gerbe dans l'air. Figure issue de [147].

d'atmosphère en couches reproduisant les conditions au-dessus du site de H.E.S.S., notamment en ce qui concerne la densité et l'indice de réfraction. Les paliers observables sur la figure sont dus aux changements de couches dans le modèle d'atmosphère. En pratique, une interpolation linéaire permet de supprimer ces artefacts. La limite atteinte à 120 km par les électrons sur cette figure n'est pas physique, elle correspond à la limite du modèle d'atmosphère implémenté dont l'altitude maximale est ici de 120 km. Quant à la différence d'altitude d'émission de rayonnement Cherenkov entre un proton et un électron, elle est simplement due à la masse plus importante du proton (voir équation 3.12).

Pour les électrons comme pour les protons, plus l'énergie initiale de la particule est grande plus elle émet un rayonnement Cherenkov haut dans l'atmosphère (voir figure 5.17) et donc plus elle émet de photons Cherenkov avant sa première interaction puisque cette dernière est indépendante de l'énergie initiale de la particule (voir figure 5.6). La figure 5.18 de gauche illustre, pour des électrons de 300 GeV, la corrélation entre l'altitude de première interaction et le nombre de photons Cherenkov émis. Néanmoins, comme l'illustre la figure 5.18 de droite, le nombre de photons Cherenkov détectés au sol est très faible (inférieur à 10) et ce quel que soit le nombre de photons Cherenkov émis, celui-ci pouvant être supérieur à 1 100. De plus, afin de rendre lisible la figure 5.18 de droite, les événements pour lesquels 0 photons Cherenkov ont été détectés n'ont pas été affichés mais ceux-ci représentent environ 99% du total des événements.

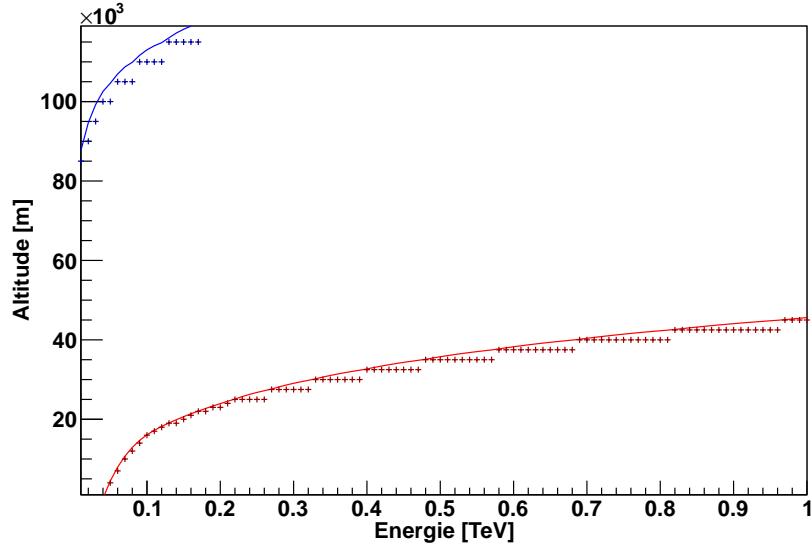


FIGURE 5.17 – Altitude de première émission Cherenkov, calculée en utilisant le modèle d'atmosphère adapté à H.E.S.S., en fonction de l'énergie pour des électrons (bleu) et des protons (rouge). Les lignes continues représentent l'altitude théorique d'émission de photons Cherenkov et les points l'approximation faite en utilisant le modèle d'atmosphère en couches correspondant au site de H.E.S.S., ce qui explique les paliers visibles à certaines énergies.

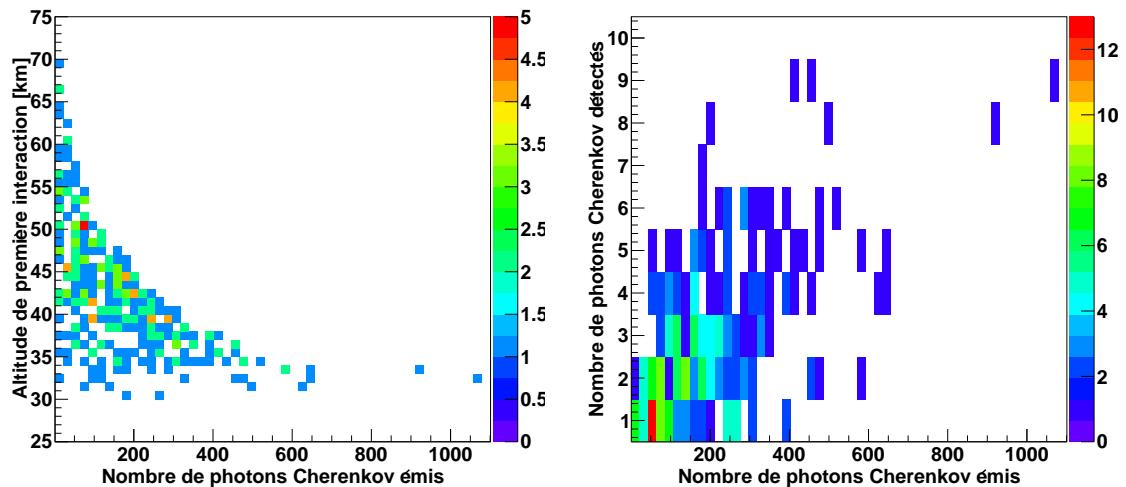


FIGURE 5.18 – À gauche : altitude de première émission Bremstrahlung en fonction du nombre de photons Cherenkov émis avant la première interaction pour des électrons de 300 GeV. Il y a une corrélation très nette entre nombre de photons Cherenkov émis et l'altitude de première interaction. À droite : nombre de photons Cherenkov détectés au sol en fonction du nombre de photons Cherenkov émis avant la première interaction pour des électrons de 300 GeV. La plupart des photons Cherenkov émis sont absorbés avant d'atteindre le sol.

5.2.2 Visualisation des gerbes dans la caméra

On se place dans le référentiel de la caméra afin d'essayer d'identifier un pixel qui trahirait cette émission Cherenkov directe par un électron. On projette alors toutes les grandeurs dans ce référentiel que l'on discrétise en prenant comme unité de longueur la taille d'un pixel. La première grandeur à laquelle on s'intéresse est la position projetée du point de première interaction. Si l'on se réfère au schéma de la figure 5.16, cette position projetée du point de première interaction se situe *a priori* au niveau de la petite ellipse noire indiquant la lumière Cherenkov directe. On fait de cette position le point de référence dans la caméra du début de la gerbe. On définit donc un nouveau grand axe de la gerbe qui passe par cette position projetée et le centre de gravité de la gerbe. L'alignement entre cette projection dans le plan de la caméra du point de première interaction, le centre de gravité de la gerbe et la direction de la gerbe, qui correspond à la croix sur la figure 5.16, est testée sur la figure 5.19. Si l'alignement de ces trois points est parfait alors la valeur calculée vaut 0. Sur la figure, la distance est exprimée en degrés et la ligne pointillée matérialise la largeur d'un pixel, soit $0,07^\circ$ pour CT5. Pour les γ (vert) et les électrons (bleu) l'alignement est quasiment parfait (les deux distributions se superposent et seule celle des électrons en bleu est donc visible sur la figure). Pour les protons, représentés ici à titre indicatif, c'est aussi globalement le cas, la légère dispersion observée restant inférieure à la taille d'un pixel.

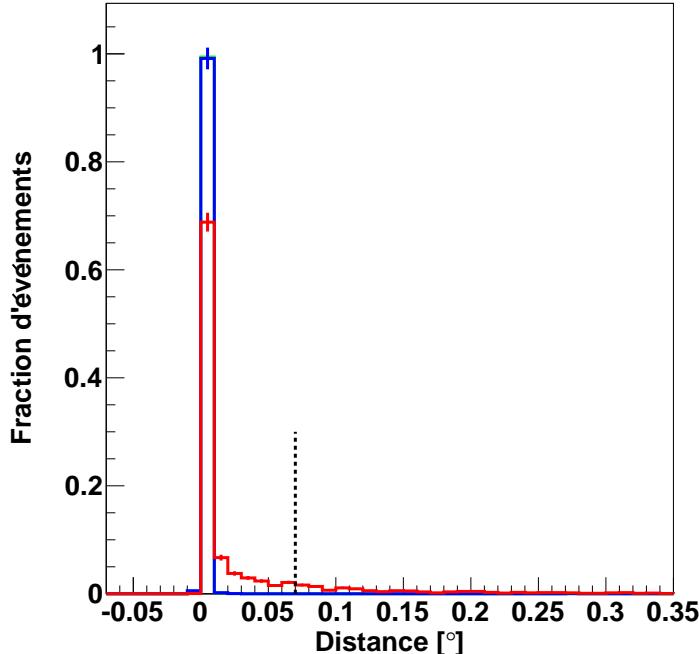


FIGURE 5.19 – Distance, exprimée en degrés, testant l'alignement de la position dans la caméra de la direction de la gerbe, le point de première interaction projeté et le centre de gravité de la gerbe pour des γ (vert), des électrons (bleu) et des protons (rouge) de 300 GeV. La distribution des γ en vert est masquée par celle des électrons en bleu. La ligne pointillée matérialise la largeur d'un pixel de CT5.

On mesure alors la distance en pixels qui sépare la projection du point de première interaction dans la caméra du premier pixel de la gerbe telle que définie par la méthode de reconstruction de Hillas, c'est-à-dire après la procédure de « nettoyage » (voir section 4.4.1). Cette distance est représentée pour des γ (en vert) et des électrons (en bleu) sur la figure 5.20 de gauche. La distance moyenne entre le point de première interaction et le premier pixel de la gerbe est plus faible pour les γ (2.28 ± 0.01 pixels) que pour les électrons (2.50 ± 0.03 pixels). Cette distance moyenne d'environ 2 pixels indique qu'en effet la procédure de « nettoyage » liée à la méthode de Hillas a tendance à ne pas inclure dans la reconstruction des pixels dont l'intensité est faible mais devrait néanmoins contribuer à la reconstruction de la gerbe.

La figure 5.20 de droite montre quant à elle la distance, toujours exprimée en pixels, entre la position projetée dans le plan de la caméra du point de première interaction et la projection sur le grand axe défini précédemment du maximum de développement de la gerbe. On note que cette distance est plus petite pour les γ (en vert) que pour les électrons (en bleu). En effet la valeur moyenne de la distribution pour les γ est de 8.24 ± 0.03 pixels alors qu'elle est de 9.07 ± 0.08 pixels pour les électrons. La différence entre les deux est de 0.83 ± 0.10 pixels et ne permet pas d'envisager une meilleure discrimination entre γ et électrons. En revanche, le profil de ces deux distributions confirme que la projection d'un point de l'espace dans le plan de la caméra fonctionne correctement et permet de correctement décrire la gerbe selon un grand axe passant par le point de première interaction et le maximum de développement de la gerbe. De plus, nous avons trouvé qu'entre la position projetée du point de première interaction et le premier pixel de la gerbe, il y a en moyenne 2 pixels d'écart, l'un de ceux-ci pouvant contenir un signal de lumière Cherenkov directe.

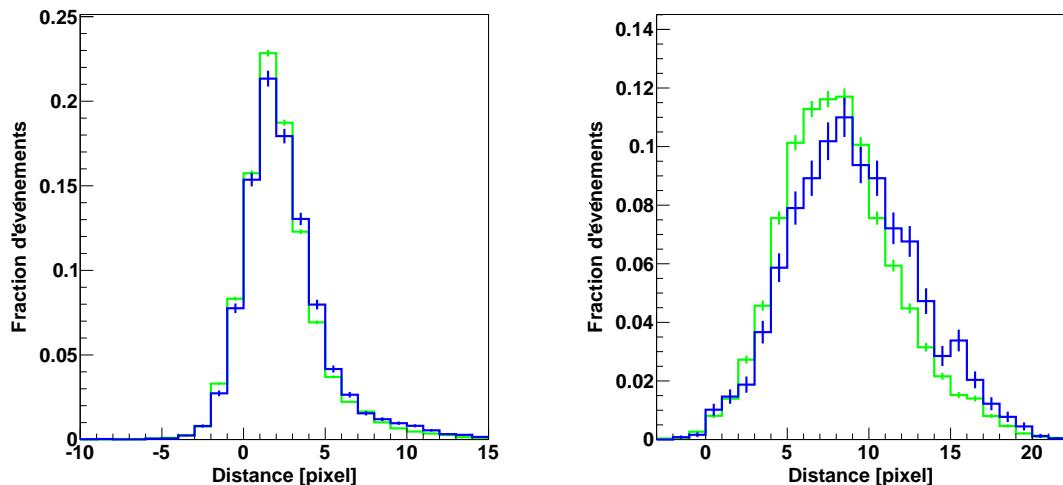


FIGURE 5.20 – À gauche : distance entre le point de première interaction projeté dans la caméra et le premier pixel de la gerbe exprimé en pixels pour des γ (vert), des électrons (bleu) et des protons (rouge) de 300 GeV. À droite : distance entre le point de première interaction projeté dans la caméra et le maximum de développement de la gerbe projeté dans la caméra exprimé en pixels pour des γ (vert), des électrons (bleu) et des protons (rouge) de 300 GeV.

À partir de ce constat, nous avons donc défini notre zone de recherche d'un pixel « chaud » comme étant l'ensemble des pixels entre le début de la gerbe (tel que défini par la reconstruction de Hillas) et la position de la projection du point de première interaction. Additionnellement, nous avons inclus dans cette zone de recherche 3 rangées de pixels voisins à ceux sélectionnés précédemment. Nous avons ensuite tracé le profil normalisé de l'intensité de la gerbe selon l'axe défini auparavant, avec pour origine la position projetée du point de première interaction. Le résultat est présenté sur la figure 5.21 pour des γ (vert) et des électrons (bleu). Le profil de l'intensité pour des électrons n'exhibe aucune trace de pixel « chaud » au début de la gerbe permettant de différencier les électrons des γ .

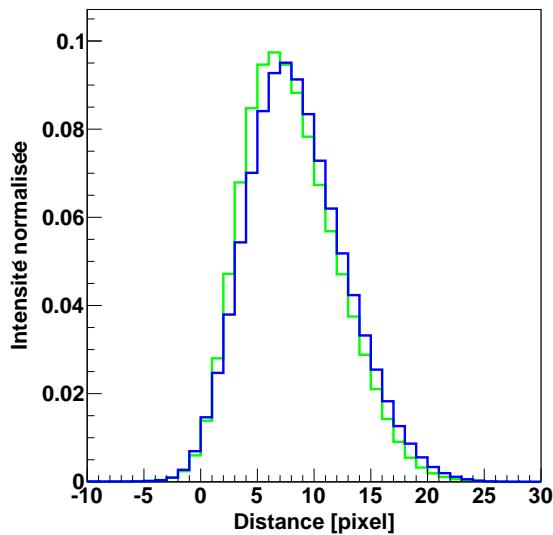


FIGURE 5.21 – Profil d'intensité le long de l'axe principal de la gerbe pour des γ (vert) et des électrons (bleu) de 300 GeV.

5.2.3 Temps du maximum

L'ajout du cinquième télescope avec une caméra plus sophistiquée apporte deux nouvelles informations. La première est le *temps du maximum*, c'est-à-dire le temps auquel l'intensité du signal est maximale dans un pixel par rapport à l'instant défini par le signal de déclenchement. La seconde est le *temps au-dessus du seuil*, c'est-à-dire le temps durant lequel l'intensité du signal dépasse un seuil arbitraire et programmable (figure 5.22 de gauche). Cette dernière information a pour but d'améliorer la distinction entre bruit de fond et signal. Le temps du maximum, quant à lui, est une variable qui permet d'étudier les aspects temporels du développement d'une gerbe.

En particulier, le fait que les particules chargées de la gerbe se déplacent plus vite que la lumière dans l'air a pour conséquence que les photons Cherenkov émis à la fin du développement de la gerbe arriveront avant les photons émis au début de la gerbe lorsque le paramètre d'impact est faible. Lorsque le paramètre d'impact s'accroît, la différence de temps d'arrivée des photons Cherenkov diminue. Finalement, à grand paramètre d'impact, les photons émis en fin de gerbe arrivent après ceux qui ont été émis au début (figure 5.22 de droite). Un tel phénomène est en effet observé dans la caméra du cinquième télescope de H.E.S.S. L'évolution du temps du maximum, mesuré pour chaque pixel de la caméra, en fonction de la distance au début de la

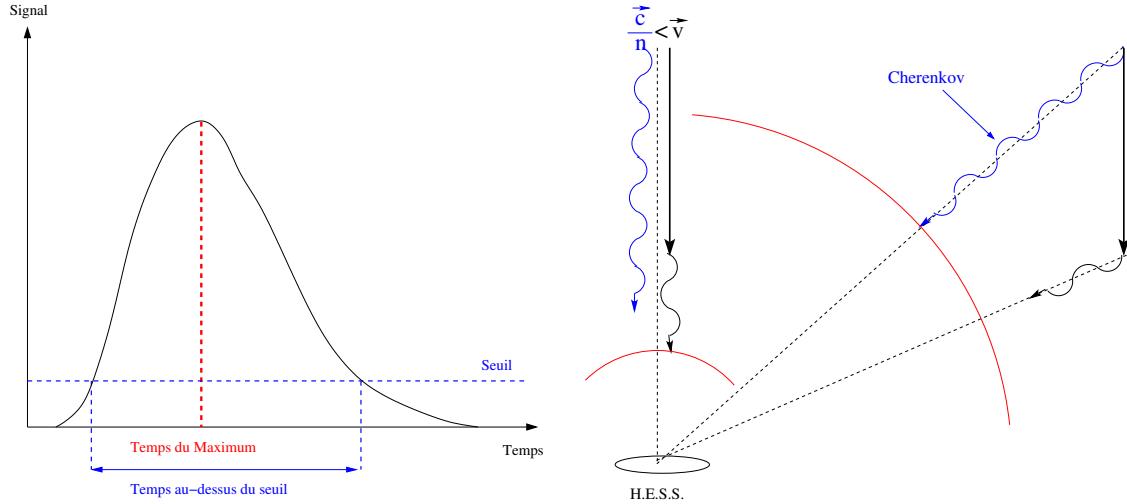


FIGURE 5.22 – À gauche : schéma illustrant le concept de temps du maximum et de temps au-dessus du seuil. À droite : schéma illustrant la dépendance au paramètre d'impact du temps du maximum.

gerbe (situé vers le centre de la caméra), elle-même exprimée en pixels, est représentée figure 5.23. Afin de réaliser cette figure, le temps du maximum (TdM) est renormalisé, c'est-à-dire que pour chaque événement on lui soustrait le temps du maximum moyen de la gerbe défini par :

$$\overline{\text{TdM}} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \text{TdM}_i \quad (5.4)$$

où N est le nombre de pixels dans la gerbe et TdM_i est le temps du maximum du pixel i . Lorsque le paramètre d'impact est faible, inférieur à 50 m (figure 5.23 du haut), nous observons une anti-corrélation (le coefficient de corrélation $C = -0,226$, par exemple, est négatif ainsi que la pente de l'ajustement de l'estimation du maximum de la distribution de cette variable dans chaque intervalle) ce qui traduit un retard des photons Cherenkov émis au début de la gerbe comparativement à ceux émis à la fin de celle-ci. Inversement, lorsque le paramètre d'impact est grand, supérieur à 150 m (figure 5.23 du bas), nous observons une corrélation ($C = +0,516$ et la pente de l'ajustement est positive) ce qui traduit l'avance des photons Cherenkov émis au début de la gerbe.

Une telle corrélation en temps des pixels de la gerbe permet de contourner la procédure standard de « nettoyage » de Hillas basée sur des seuils en photo-électrons dans chaque pixel. Alors que pour le bruit de fond le temps du maximum est distribué aléatoirement dans la fenêtre de 16 nanosecondes, pour les pixels de la gerbe la dispersion temporelle atteint 3–4 nanosecondes. Une sélection basée sur une proximité temporelle du temps du maximum entre des pixels voisins permet donc de récupérer des pixels dont l'intensité est plus faible que les seuils habituels. Cette procédure a été utilisée afin d'essayer d'identifier plus précisément la zone de pixels proche du point de première interaction appartenant à la gerbe, c'est-à-dire dont le temps du maximum est proche de celui du pixel contenant le point de première interaction. Néanmoins cette autre approche n'a pas permis d'identifier de pixel « chaud ».

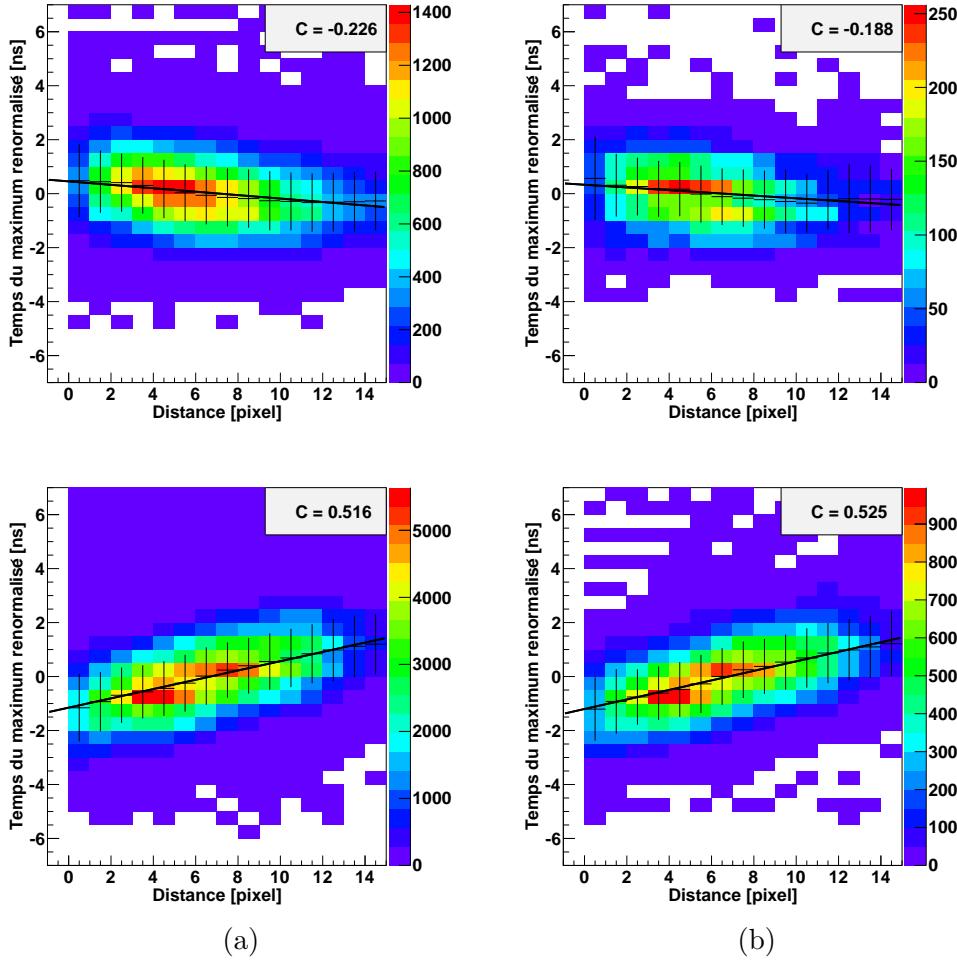


FIGURE 5.23 – Temps du maximum renormalisé (voir texte) exprimé en nanosecondes en fonction de la distance au début de la gerbe exprimée en pixels pour les événements de faible (inférieur à 50 m) paramètre d'impact en haut et les événements de grand (supérieur à 150 m) paramètre d'impact en bas pour des γ (a) et des électrons (b).

5.3 Conclusion

L'étude des variables discriminantes dans la première partie de cette étude a permis de contrôler leur comportement en vue de leur utilisation dans les analyses. Ce travail a également permis de mettre en évidence une dépendance du maximum de développement de la gerbe en fonction du paramètre d'impact encore non identifiée et de proposer une correction pour limiter ce biais. Cette correction permet de réduire la déviation standard de la distribution du maximum de développement de la gerbe mais ne permet pas d'améliorer la discrimination entre les différentes particules. La seconde partie de cette étude n'a pas permis d'identifier un signal de lumière Cherenkov directe dans la caméra du cinquième télescope de H.E.S.S. Plusieurs approches permettant d'identifier les pixels susceptibles de recueillir cette lumière se sont révélées infructueuses. Néanmoins les procédures mises en place, que ce soit la projection du point de première interaction dans la caméra ou l'utilisation du temps du maximum, fonctionnent et permettent de bien délimiter la zone d'intérêt pour une telle analyse. La principale limite à une détection de ce signal de lumière Cherenkov directe reste le signal lui-même. En effet, comme nous l'avons vu à la section 5.2.1, dans $\sim 99\%$ des cas tous les photons Cherenkov émis avant le point de première interaction sont absorbés lors de leur propagation dans l'atmosphère. L'utilisation de cette méthode pour identifier un électron semble donc compromise. Néanmoins, comme nous le verrons au chapitre suivant, les techniques d'analyse actuelle avec H.E.S.S. permettent de mener des analyses sur des échantillons de plusieurs centaines de milliers d'électrons. Dans le cadre de CTA, dont la sensibilité sera ~ 10 fois supérieure à celle de H.E.S.S., ce nombre pourrait encore augmenter. Dans ce cadre, des sous-échantillons plus petits d'électrons pourrait être analysés en utilisant des approches similaires à celles détaillées ici. Dans cette perspective, les meilleurs progrès viendraient certainement de la pixelisation plus fine des caméras qui permettraient de réduire le bruit de fond par pixel et donc d'identifier plus facilement un pixel « chaud ».

Chapitre 6

Reconstruction spectrale des électrons et des positrons du rayonnement cosmique avec H.E.S.S.

Sommaire

6.1	Mise en place et validation de la chaîne d'analyse	112
6.1.1	Reconstruction et sélection des événements	112
6.1.1.1	Reconstruction	112
6.1.1.2	Sélection	113
6.1.2	Détermination du flux	114
6.1.2.1	Biais de reconstruction en énergie	114
6.1.2.2	Surface efficace pour des électrons diffus	116
6.1.3	Validation de la chaîne d'analyse	117
6.1.3.1	À l'aide de simulations Monte-Carlo	117
6.1.3.2	À l'aide d'une source connue	118
6.2	Sélection et qualité du lot de données	119
6.2.1	Sélection des données	119
6.2.2	Description de l'échantillon de données	121
6.2.3	Description des événements sélectionnés	123
6.3	Résultats	124
6.3.1	Spectre d'électrons	124
6.3.2	Comparaison avec les autres mesures du spectre des électrons et des positrons	125
6.3.3	Ajustement des données	126
6.4	Étude des erreurs systématiques liées à l'analyse	127
6.4.1	Méthode de détermination des erreurs systématiques	127
6.4.2	Les erreurs systématiques liées aux coupures de l'analyse	128
6.4.3	Autres erreurs systématiques	130
6.4.4	Combinaison des systématiques	138
6.4.5	Biais dû au nombre de télescopes impliqués dans la reconstruction	140
6.5	Comparaisons avec les autres chaînes d'analyse	142
6.6	Interprétations des résultats	146

Les électrons et les positrons constituent une émission diffuse galactique de grand intérêt pour l'étude des rayons cosmiques et de leur propagation dans la Galaxie. La détermination de leur spectre en énergie, séparément ou conjointement, a de fortes implications pour toute une série de questions que nous avons abordées aux chapitres 1 et 2. Dans ce chapitre, toutes les étapes nécessaires à la mesure du spectre en énergie des électrons et des positrons avec le réseau de télescopes H.E.S.S. sont détaillées. Dans un premier temps nous décrivons la chaîne d'analyse mise en place, tenant notamment compte du caractère diffus du signal recherché. Ensuite nous nous attardons sur deux tests permettant de valider cette chaîne d'analyse : le premier consiste à reproduire un spectre d'électrons obtenu à l'aide de simulations Monte-Carlo tandis que le second consiste à reproduire le spectre en énergie de sources γ ponctuelles. Puis nous nous intéressons aux méthodes de sélection et de contrôle de la qualité des données qui sont au cœur de cette analyse. Ensuite nous présentons le résultat obtenu et nous le comparons aux précédentes mesures. Dans la section suivante nous étudions en détails les erreurs systématiques liées à cette analyse et en particulier nous nous intéressons à la contamination de hadrons dans la mesure du spectre. Enfin, dans une dernière partie, nous discutons les implications physiques du résultat que nous avons obtenu.

6.1 Mise en place et validation de la chaîne d'analyse

La chaîne d'analyse standard de H.E.S.S. a été utilisée pour la reconstruction des événements. Mais étant donné le caractère diffus des électrons et des positrons que nous nous proposons d'étudier, elle n'a pas pu être utilisée pour la détermination du spectre en énergie. Afin de mener à bien cette étude, une analyse dédiée a donc été développée s'appuyant autant que faire se peut sur la chaîne d'analyse standard (qui a été extensivement testée). Cette partie présente en détail cette analyse et les tests qui ont été réalisés pour évaluer ses performances et sa robustesse.

6.1.1 Reconstruction et sélection des événements

6.1.1.1 Reconstruction

Cette étape de l'analyse correspond en tout point à la chaîne d'analyse standard. La reconstruction des événements utilise la méthode du modèle semi-analytique que nous avons présentée à la section 4.4.2. Il existe trois principales configurations d'analyse couramment utilisées pour la reconstruction semi-analytique dans la collaboration H.E.S.S. : la première est optimisée pour un signal de faible intensité, la seconde est optimisée pour obtenir un signal de grande qualité (en général pour une source dont l'intensité est forte) et la troisième est intermédiaire et est qualifiée de « standard ». C'est cette configuration « standard » que nous avons appliquée pour notre chaîne d'analyse. Cette configuration implique une sélection qui précède la reconstruction d'un événement. Cette sélection consiste en des « coupures de formes » sur les images dans chacune des caméras d'un événement. Ainsi, les « coupures de formes » d'une reconstruction « standard » impliquent que :

- l'amplitude de l'image, c'est-à-dire le nombre de photo-électrons détectés, doit être au minimum de 60 dans une image pour que le télescope concerné participe à la reconstruction ;
- la distance angulaire du barycentre de l'image au centre de la caméra, aussi appelée angle hors-axe, soit inférieure à 2° pour que le télescope concerné participe à la reconstruction ;

- le nombre de télescopes remplissant les deux conditions précédentes soient au minimum de deux afin que la reconstruction stéréoscopique fonctionne.

Les événements qui remplissent ces critères sont alors reconstruits. Ainsi, pour chaque prise de données, nous avons accès à l'ensemble des événements détectés, passant les « coupures de formes » et dont l'ajustement à l'aide du maximum de vraisemblance a convergé, dans le champ de vue de la caméra.

6.1.1.2 Sélection

C'est à cette étape qu'interviennent les coupures d'analyse qui permettent la discrimination entre hadrons et gerbes électromagnétiques. Nous utilisons pour cela les variables discriminantes introduites à la section 4.4.2. Ici encore nous appliquons les coupures de l'analyse dite « standard » :

- le paramètre *Mean Scaled Shower Goodness* doit être compris entre -3 et 0,6 ;
- le point de première interaction de la particule incidente doit être compris en -1 et 4.

Ces deux coupures, et en particulier celle sur *Mean Scaled Shower Goodness*, permettent une excellente discrimination entre gerbes hadroniques et gerbes électromagnétiques (voir section 4.4.2). À ces deux coupures nous en ajoutons trois permettant de s'assurer de l'excellente qualité de la reconstruction des événements :

- l'événement doit avoir été reconstruit par les 4 télescopes ;
- le paramètre d'impact doit être inférieur à 150 m ;
- l'angle hors-axe doit être inférieur à $1,5^\circ$.

Les coupures appliquées sont donc plus sélectives que les coupures d'une analyse « standard », elles différencient donc cette analyse de la chaîne d'analyse standard. Aussi, cette excellente qualité des événements permet à la discrimination entre les gerbes hadroniques et les gerbes électromagnétiques d'être d'autant plus efficace, ce qui se révèle critique pour une telle analyse. L'importance de la coupure sur le nombre de télescopes sera abordée à la section 6.4.5, tandis que l'impact de la coupure sur le paramètre d'impact et sur l'angle hors-axe sera détaillé à la section 6.4.2. Cette excellente discrimination se fait au prix d'une perte importante d'événements mais, comme nous le verrons, cette analyse n'est pas limitée par le manque de statistiques. De plus, ces coupures sont nécessaires pour atteindre les excellents taux de réjection hadronique dont nous avons besoin.

6.1.2 Détermination du flux

Afin de déterminer le flux d'électrons et de positrons à partir des événements sélectionnés dans la partie précédente, on a recours aux fonctions de réponse de l'instrument que nous avons introduites à la section 4.5.1. C'est ici qu'intervient la principale différence avec une analyse H.E.S.S. « standard ». En effet, une telle analyse utilise les fonctions de réponse calculées à l'aide de simulations de γ ponctuels. Or, dans notre cas nous avons non seulement besoin de fonctions de réponse calculées à l'aide de simulations d'électrons, mais nous devons aussi prendre en compte le caractère diffus du signal recherché.

De manière générale, dans chaque intervalle en énergie dont les bornes sont E_{\min} et E_{\max} , le flux est donné par la formule suivante :

$$\Phi(E_{\min}, E_{\max}) = \frac{N(E_{\min}, E_{\max})}{(E_{\max} - E_{\min}) \times T_{\text{obs}} \times \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} A(E, \delta, \theta, \varepsilon) \times P(E, \tilde{E}, \varepsilon) dE} \quad (6.1)$$

où $N(E_{\min}, E_{\max})$ est le nombre d'événements dont l'énergie est comprise entre E_{\min} et E_{\max} , T_{obs} est le temps d'observation corrigé du temps mort et $A(E, \delta, \theta, \varepsilon)$ est la surface efficace du détecteur aux électrons diffus qui dépend de l'énergie vraie E de l'événement et de l'angle hors-axe δ auquel il a été détecté. La surface efficace dépend aussi des conditions d'observations symbolisées par l'angle zénithal θ et l'efficacité optique du détecteur ε . Enfin $P(E, \tilde{E}, \varepsilon)$ représente la qualité de la reconstruction en énergie intégrant la résolution en énergie du détecteur et le biais de reconstruction. $P(E, \tilde{E}, \varepsilon)$ permet de déterminer l'énergie vraie E d'un événement à partir de l'énergie reconstruite \tilde{E} et ne dépend en première approximation que de l'efficacité optique ε . En réalité, la résolution en énergie dépend aussi de l'angle zénithal θ et de l'angle hors-axe de détection δ mais ces dépendances ne sont que du second ordre comparativement à l'efficacité optique.

6.1.2.1 Biais de reconstruction en énergie

La figure 6.1 représente le biais en énergie du détecteur H.E.S.S. pour des électrons diffus à une efficacité optique de 60%. Sur la figure de gauche, on remarque une accumulation d'événements plus grande aux basses énergies qu'aux hautes énergies qui est dû au fait que les simulations d'électrons sont générées avec un indice de -2. Pour ne pas biaiser la détermination de l'énergie vraie, l'aire de chaque intervalle en énergie reconstruite a été renormalisée à l'unité (figure de droite). Pour chaque énergie reconstruite, l'énergie vraie est alors établie par un tirage aléatoire dans cet intervalle renormalisé. Aux plus basses et aux plus hautes énergies, le manque de statistiques des simulations biaise fortement le résultat du tirage qui n'est donc plus aléatoire. Néanmoins, ces effets apparaissent à des énergies bien au-delà du domaine en énergie d'une analyse « standard » et de cette analyse en particulier.

L'estimation de l'apport d'une telle correction de l'énergie reconstruite est faite figure 6.2 pour des électrons diffus. Dans la partie haute de la figure, l'énergie vraie (E_{vraie}) de ces simulations Monte-Carlo est représentée par l'histogramme bleu, l'énergie reconstruite ($E_{\text{reconstruite}}$) est représentée par les points noirs et l'énergie reconstruite corrigée ($E_{\text{reconstruite corrigée}}$) à l'aide du tirage aléatoire présenté précédemment par les points rouges. L'effet de cette correction est visible dans la partie basse de la figure où le gain en précision sur la mesure de l'énergie apporté par la correction de l'énergie reconstruite est représenté. Ce gain est calculé de la manière suivante :

$$\text{Gain} = \left| \frac{|E_{\text{reconstruite}} - E_{\text{vraie}}| - |E_{\text{reconstruite corrigée}} - E_{\text{vraie}}|}{E_{\text{vraie}}} \right|. \quad (6.2)$$

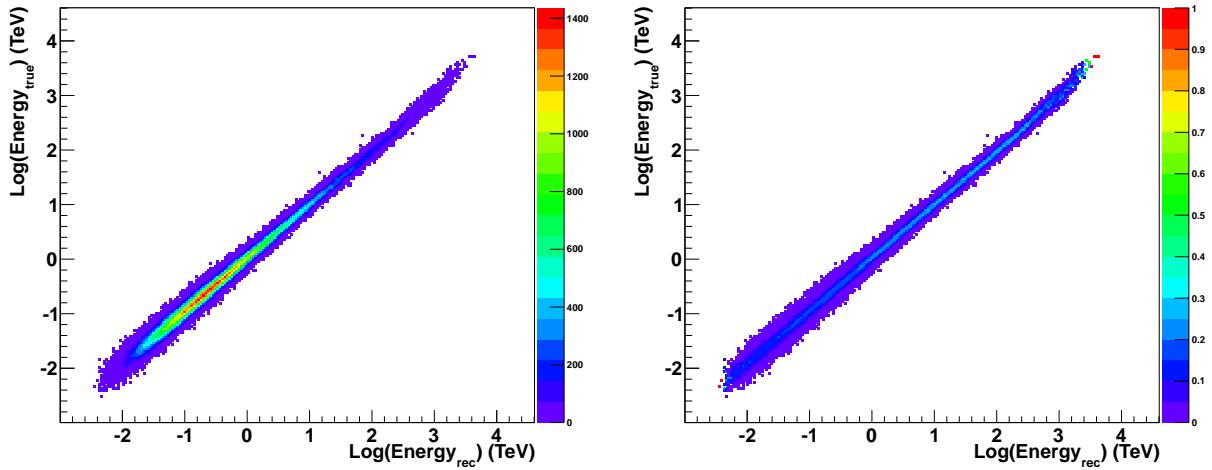


FIGURE 6.1 – À gauche : Énergie vraie en fonction de l'énergie reconstruite pour des simulations MC d'électrons diffus détectés avec une efficacité optique de 60%. À droite : Même figure que celle de gauche pour laquelle l'aire de chaque intervalle en énergie reconstruite a été renormalisée à l'unité.

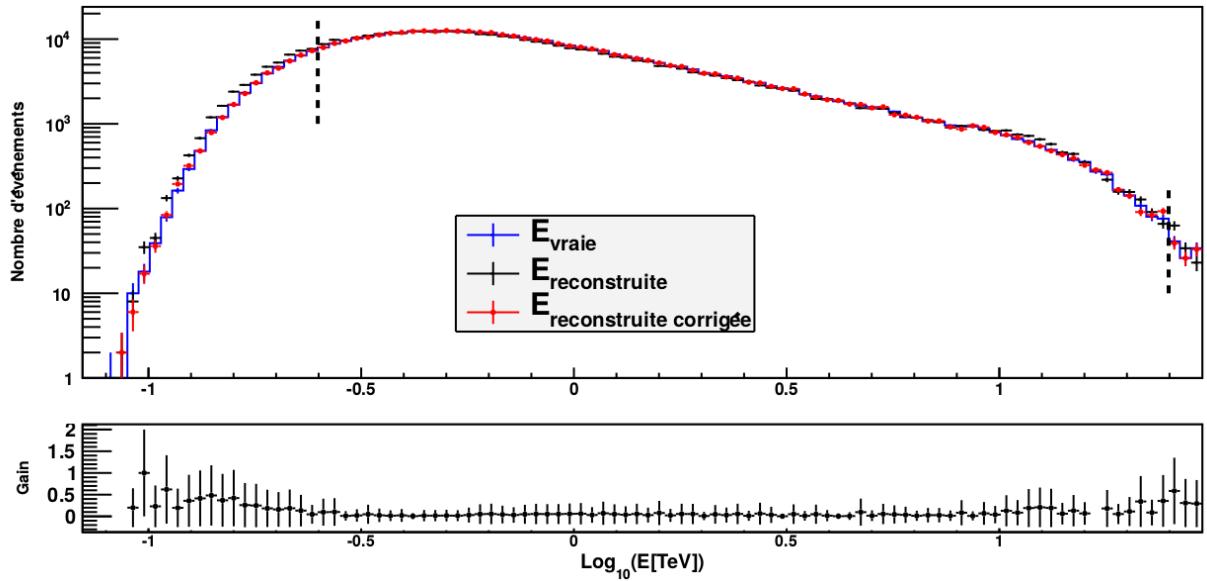


FIGURE 6.2 – Effet de la correction du biais en énergie du détecteur pour des simulations MC d'électrons diffus. En haut : l'histogramme bleu représente l'énergie vraie, les points noirs l'énergie reconstruite, les points rouges l'énergie reconstruite corrigée et les deux barres verticales pointillées les limites en énergie de l'analyse. En bas : gain en précision sur la mesure de l'énergie apporté par la correction de l'énergie reconstruite.

Le gain apporté par une telle correction est négligeable dans la plus grande partie de la gamme en énergie observée. Le gain devient significatif aux plus hautes et surtout aux plus basses énergies. Aux plus basses énergies, l'énergie reconstruite est surestimée par rapport à l'énergie vraie. Cet effet est dû au fait que lorsqu'on est proche du seuil en énergie de l'expérience, la détection de gerbes dont les fluctuations d'énergie sont à la hausse est favorisée par rapport aux gerbes dont les fluctuations d'énergie sont à la baisse. Statistiquement ces dernières sont donc moins détectées, ce qui conduit globalement à une surestimation de l'énergie dans cette gamme en énergie. Aux plus hautes énergies, une part significative des gerbes peut ne pas être détectée du fait de leur extension et de leur plus grand moment transverse. Bien qu'étant théoriquement pris en compte au moment de la reconstruction, cet effet devient significatif aux plus hautes énergies et conduit à une sous-estimation de l'énergie des particules. La correction que l'on applique permet de tenir compte de ces effets. Néanmoins, dans la région de l'analyse du spectre des électrons et des positrons, délimitée par les deux barres verticales pointillées, le gain est négligeable, c'est pourquoi dans la plupart des cas, et sauf mention contraire explicite, cette correction ne sera pas appliquée.

6.1.2.2 Surface efficace pour des électrons diffus

La surface efficace $A(E, \delta, \theta, \varepsilon)$ du détecteur aux électrons diffus correspond au rapport entre le nombre d'événements passant toutes les coupures d'analyse que nous avons détaillées dans la partie précédente, et le nombre total d'événements simulés. Afin d'être indépendant du jeu de simulations utilisées, ce rapport est multiplié par la surface au sol S pour laquelle les simulations sont produites. Le caractère diffus des simulations est quant à lui pris en compte par un facteur multiplicatif représentant l'angle solide Ω dans lequel les événements simulés sont générés. Comme nous l'avons vu dans la section 4.5.1, une interpolation est réalisée sur l'angle zénithal θ et l'efficacité optique ε . Il y a donc autant de tables de surface efficace qu'il y a de combinaisons de θ et ε :

$$A(\theta, \varepsilon) = \frac{N_{\text{après coupures}}}{N_{\text{générés}}} \times S \times \Omega = \frac{N_{\text{après coupures}}}{N_{\text{générés}}} \times \pi R_{\max}^2 \times 2\pi(1 - \cos(\theta_{\max})) \quad (6.3)$$

où R_{\max} est le rayon de la surface au sol dans laquelle les gerbes sont simulées et θ_{\max} l'angle d'incidence maximum d'injection des particules autour de l'angle zénithal θ d'observation. Finalement, la surface efficace pour un événement donné se lit donc dans une table à deux entrées : l'énergie vraie E et l'angle hors-axe de détection δ du fait du caractère diffus du signal observé. La figure 6.3 montre l'une de ces tables pour un angle zénithal valant 18° et une efficacité optique de 60%.

Les simulations utilisées pour cette analyse et notamment la détermination de la surface efficace détaillée ici sont des simulations d'électrons diffus. H.E.S.S. ne pouvant pas distinguer entre positrons et électrons, ce sont ces tables qui sont utilisées dans la suite de l'analyse et ce pour tous les événements participant à la reconstruction spectrale. Avec toutes ces informations, nous disposons donc d'une chaîne d'analyse capable a priori de reconstruire le spectre de l'émission diffuse d'électrons et de positrons.

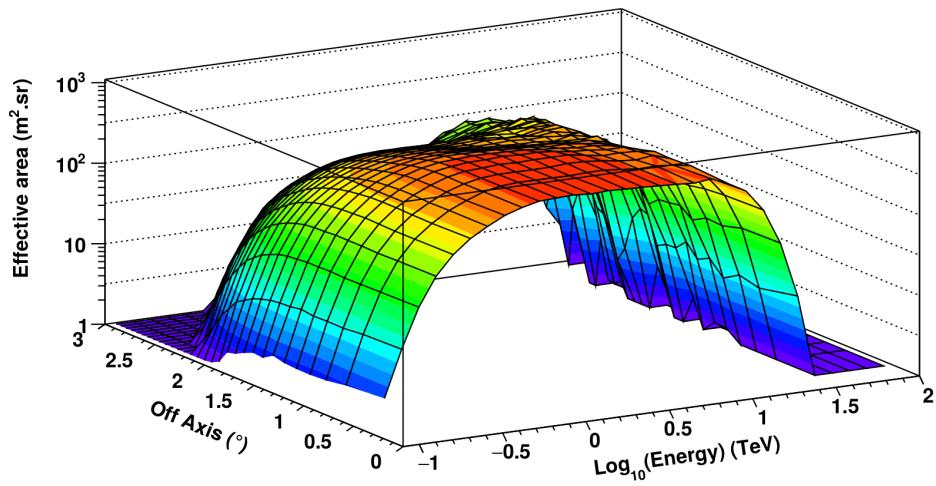


FIGURE 6.3 – Surface efficace (en $\text{m}^2 \cdot \text{sr}$) du détecteur aux électrons diffus détectés avec un angle zénithal de 18° et une efficacité optique de 60%.

6.1.3 Validation de la chaîne d'analyse

Avant d'entreprendre l'analyse du spectre d'électrons proprement dite, la chaîne d'analyse présentée à la section précédente est d'abord testée à l'aide de simulations Monte-Carlo ou d'échantillons spécialisés dont la réponse spectrale a été déterminée par d'autres chaînes d'analyse.

6.1.3.1 À l'aide de simulations Monte-Carlo

Dans le premier cas, le test consiste à reconstruire correctement la pente d'un spectre d'électrons simulés quelles que soient les coupures d'analyses appliquées afin de vérifier que les tables de surface efficace prennent bien en compte ces différentes coupures et compensent correctement leur effet. La figure 6.4 représente deux de ces tests. Dans les deux cas le spectre injecté était d'indice -2. Sur la figure de gauche, les coupures appliquées sont les coupures présentées à la section 6.1.1 pour l'analyse du spectre d'électrons. Sur la figure de droite la coupure sur le paramètre d'impact est totalement relâchée tandis que la coupure supérieure sur la variable *Mean Scaled Shower Goodness* vaut 5. Dans la pratique, ces deux coupures sont celles qui permettent le mieux de rejeter les protons, il est donc important de tester qu'elles n'affectent pas la reconstruction spectrale des électrons. Dans les deux cas le spectre reconstruit a le même indice que le spectre simulé injecté en entrée de l'analyse. Les tables de surface efficace prennent donc correctement en compte les effets des différentes coupures d'analyses. Étant donné que le spectre injecté est le résultat de simulations Monte-Carlo, ce premier test permet uniquement de tester la bonne reconstruction de l'indice spectral mais ne permet pas de vérifier que la normalisation du flux est correcte. Tout au plus peut-on remarquer que les deux spectres reconstruits ont la même normalisation.

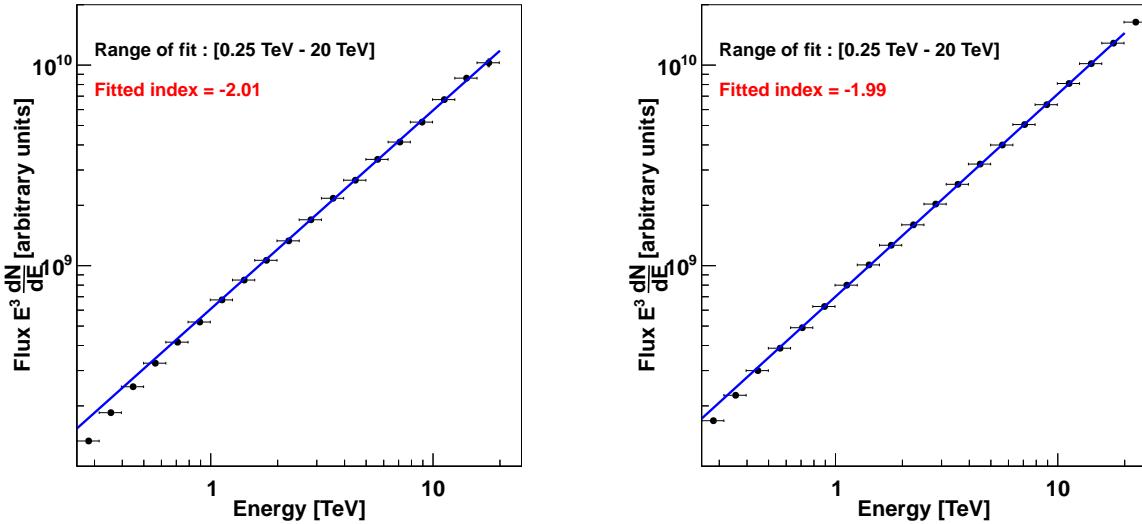


FIGURE 6.4 – Reconstruction spectrale de simulations Monte-Carlo d'électrons diffus générés avec un indice valant -2. À gauche, les coupures utilisées sont celles choisies pour l'analyse du spectre d'électrons. À droite, un jeu de coupures plus lâche est appliqué. Dans les deux cas l'indice spectral est bien reconstruit, la figure de droite permettant aussi de contrôler l'effet des coupures additionnelles spécifiques à l'analyse du spectre d'électrons.

6.1.3.2 À l'aide d'une source connue

Afin de tester cette normalisation du flux, on réalise un second test : celui-ci consiste à reproduire le spectre en énergie d'une source connue, en l'occurrence ici PKS2155-304. La figure 6.5 représente ce spectre dans deux cas distincts. Le spectre obtenu avec la chaîne d'analyse « standard » de H.E.S.S. est représenté en vert et le spectre obtenu avec la chaîne d'analyse présentée dans ce chapitre est représenté par les points noirs. Sur la figure de gauche, notre chaîne d'analyse a été très légèrement modifiée en deux occasions. Tout d'abord, les simulations servant à calculer les surfaces efficaces sont dans ce cas précis des simulations de γ ponctuels et non des électrons diffus. De plus, l'émission concernée étant ponctuelle, le facteur multiplicatif Ω est supprimé dans le calcul de la surface efficace. Une fois ces deux modifications prises en compte, on remarque que les deux spectres donnent des résultats extrêmement similaires tant pour la normalisation du flux que pour la forme du spectre. Sur la figure de droite, la seule modification apportée à la chaîne d'analyse consiste à ne pas appliquer le facteur multiplicatif Ω , les surfaces efficaces sont donc calculées pour des électrons diffus. C'est ce qui explique que dans ce cas la normalisation du spectre reconstruit soit supérieure à la réalité. En effet, la détection d'une émission diffuse est moins efficace que celle d'une émission ponctuelle, ce qui se reflète dans les surfaces efficaces qui sont donc plus faibles dans le cas d'une émission diffuse. Les surfaces efficaces d'électrons diffus appliquées au spectre de γ ponctuels de PKS2155-304 conduisent donc naturellement à une surestimation du flux. En revanche, la forme du spectre doit rester inchangée, ce qui est bien le cas.

Ces deux tests sont une étape essentielle de la validation de la chaîne d'analyse car ils permettent de vérifier son bon comportement pour deux aspects fondamentaux : la reconstruction

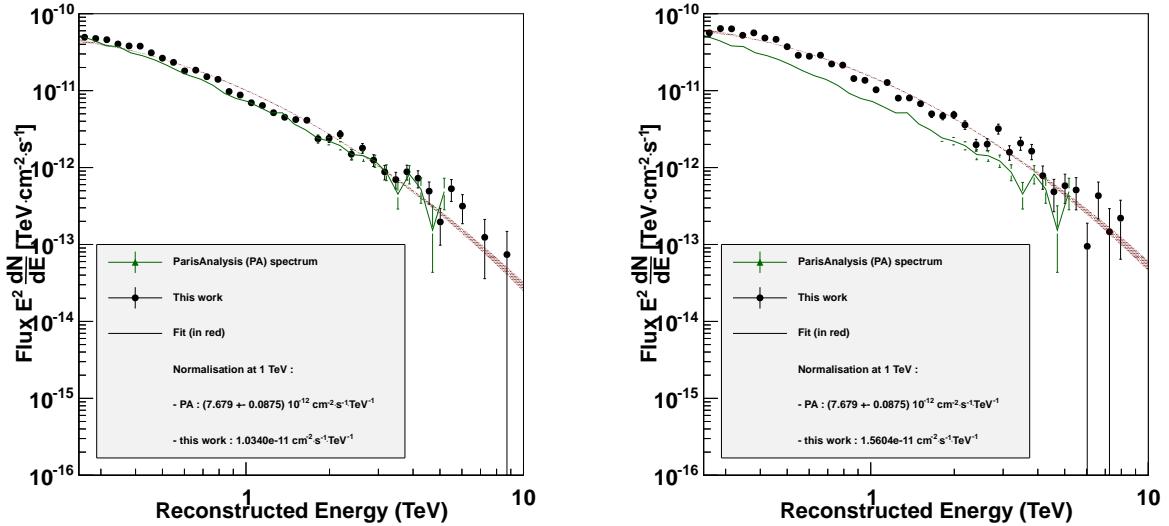


FIGURE 6.5 – Spectre de la source PKS2155-304 obtenue à partir de 368 prises de données. Le spectre obtenu avec la chaîne d’analyse « officielle » est représenté en vert et le spectre obtenu avec la chaîne d’analyse présentée ici est représenté par les points noirs. À gauche, les surfaces efficaces sont calculées à partir de γ ponctuels tandis qu’à droite elles le sont à partir d’électrons diffus.

d’un flux correctement normalisé et l’estimation correcte de l’indice spectral de l’émission détectée, et ce quelles que soient les coupures d’analyse employées. Ces deux tests ont notamment montré que les surfaces efficaces que nous calculons corrigeant correctement ces variations de coupures d’analyses et prennent en compte l’aspect diffus d’une émission sans altérer son indice spectral.

6.2 Sélection et qualité du lot de données

Dans cette partie, nous nous intéressons aux données que nous allons utiliser pour réaliser une mesure du spectre d’électrons.

6.2.1 Sélection des données

La principale difficulté d’une analyse du spectre d’électrons réside dans la séparation des différentes composantes du rayonnement cosmique. Comme dans toute analyse, le but est d’éviter la contamination de l’échantillon de données, ce qui fausserait le résultat obtenu. Dans le cas des électrons, cette contamination devient critique à haute énergie où la statistique étudiée est très faible. Comme nous l’avons vu dans la section 4.4, la séparation entre la composante électromagnétique et la composante hadronique du rayonnement cosmique est très efficace. En revanche, celle entre électrons et γ est très difficile à cause des similarités du développement de leurs gerbes dans l’atmosphère. Néanmoins, le flux mesuré d’électrons est environ cent fois plus important que le flux mesuré de rayonnement électromagnétique. De plus, la seule composante diffuse γ détectée au TeV se situe dans le plan galactique. La stratégie de sélection de données

a donc été développée en se basant sur ces faits. Elle consiste à ne pas prendre de données trop proche du plan galactique afin de minimiser la contamination due à l'émission galactique diffuse γ . Afin d'éviter la contamination de γ provenant des sources extragalactiques connues, un masque est appliqué aux données. Ainsi tout événement provenant d'une direction inférieure à $0,4^\circ$ de la position d'une source connue est exclu de l'analyse. Aucune source extragalactique connue à ce jour n'a une extension mesurable, donc supérieure à la résolution angulaire qui est d'environ $0,15^\circ$. Cette limite de $0,4^\circ$ permet donc de négliger la contamination due à l'émission γ des sources ponctuelles extragalactiques connues. La contamination en provenance des sources non résolues existe mais reste elle aussi négligeable. Enfin, la composante hadronique est réduite en appliquant des coupures de sélection qui sont connues pour rejeter très efficacement les hadrons, coupures que nous avons décrites dans la section 6.1.1. La contamination résiduelle de hadrons dans notre échantillon de données est la principale source d'erreur systématique liée à cette analyse et sera étudiée plus en détails dans la section 6.4.

La liste des critères ayant permis de sélectionner les prises de données participant à l'analyse est détaillée ci-dessous. Les critères en gras sont les critères spécifiques à cette analyse tandis que les autres sont des critères standards d'analyse H.E.S.S. permettant de s'assurer de la qualité et de la fiabilité des observations :

- la position de pointé des télescopes doit être **à plus de 7 degrés** du plan galactique, et ce afin de minimiser l'apport dû à l'émission galactique diffuse γ ;
- les **4 télescopes** doivent être opérationnels, et ce afin de garantir la qualité de la reconstruction des événements ;
- le seuil de déclenchement est de $4/2,5$ ce qui signifie que le système de déclenchement fonctionnait dans des conditions nominales décrites à la section 4.1.2.3 lors de l'acquisition des données (seuil de déclenchement de 4 photo-électrons par pixel pour au moins 3 pixels dans un secteur de la caméra) ;
- le taux de déclenchement central corrigé de l'angle zénithal doit être compris entre 100 Hz et 500 Hz ;
- la stabilité du taux de déclenchement central corrigé de l'angle zénithal doit être comprise entre 0 et 4% ;
- la fraction de temps mort du réseau ne doit pas excéder 20% ;
- l'angle zénithal moyen lors de la prise de données doit être **inférieur à 28°** ;
- la température du radiomètre doit être comprise entre -100 et -20 degrés ;
- la stabilité de la température du radiomètre doit être comprise entre 0 et 3 degrés ;
- le pourcentage de pixels cassés, c'est-à-dire ne fonctionnant pas, doit être inférieur à 15% ;
- la durée minimum d'une prise de données doit être d'au moins **10 minutes**. Cette analyse ne manquant pas de statistiques (tous les champs de vue extragalactique pointés par H.E.S.S. étant intéressants a priori), cette limite a été légèrement relevée par rapport à une sélection standard, et ce afin de se prémunir contre certaines prises de données potentiellement problématiques car interrompues trop tôt par un incident quelconque (la durée nominale d'une prise de données étant 28 min).

Les critères liés au taux de déclenchement et à sa stabilité, ainsi qu'au radiomètre, permettent de garantir la qualité des données obtenues en assurant qu'elles ont été prises dans de bonnes conditions atmosphériques d'observation. Le pourcentage de pixels cassés ainsi que la fraction de temps mort du réseau permettent de garantir le bon fonctionnement des caméras et du réseau au moment de la prise de données. Enfin la coupure en angle zénithal permet de se limiter à des conditions d'observation pour lesquelles les simulations reproduisent au mieux les données.

6.2.2 Description de l'échantillon de données

L'échantillon de données présenté ici s'étend de juin 2004 à mars 2010. Au total, 2 742 prises de données de H.E.S.S. satisfont les critères évoqués à la section précédente pour cette période d'environ 6 ans. Le temps total d'observation corrigé du temps mort correspondant à ces 2 742 prises de données est d'environ 1 186 heures soit un peu moins de 26 minutes par prise de données en moyenne. La qualité des données ainsi obtenues peut se vérifier par la représentation de la valeur moyenne en fonction de la déviation standard de variables discriminantes usuelles. En effet, si la prise de données a été affectée par de mauvaises conditions atmosphériques ou par un dysfonctionnement des caméras, la reconstruction de tous les événements de cette prise de données est aussi affectée, ce qui a pour effet immédiat d'altérer les distributions des variables discriminantes qui sont, en tout état de cause, par définition le plus stable possible. La figure 6.6 représente la valeur moyenne en fonction de la déviation standard de cinq variables discriminantes usuelles que sont le maximum de profondeur de la gerbe, la profondeur de première interaction de la gerbe, *Mean Scaled Length*, *Mean Scaled Width* et *Mean Scaled Shower Goodness*. Globalement le résultat est très satisfaisant, l'ensemble des prises de données retenues ayant des distributions très similaires pour ces variables discriminantes.

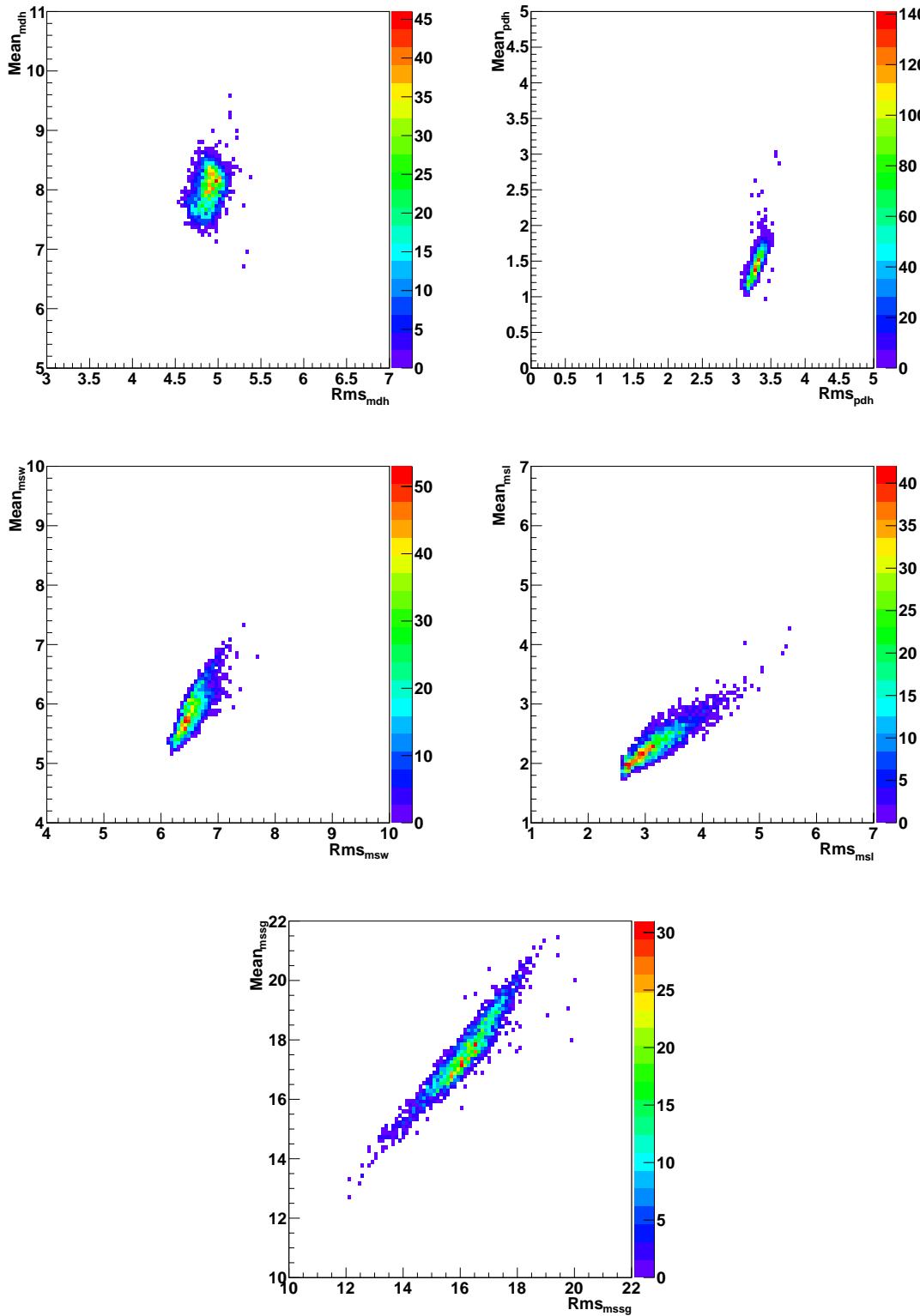


FIGURE 6.6 – Valeur moyenne en fonction de la déviation standard de cinq variables discriminantes usuelles pour les 2 742 prises de données retenues pour l'analyse. De gauche à droite et de haut en bas : maximum de profondeur de la gerbe, profondeur de première interaction de la gerbe, *Mean Scaled Length*, *Mean Scaled Width* et *Mean Scaled Shower Goodness*.

6.2.3 Description des événements sélectionnés

Au total, ces 2 742 prises de données regroupent 460 346 321 événements parmi lesquels seuls 480 739 ont une énergie supérieure à 250 GeV et passent toutes les coupures d'analyse que nous avons mentionnées précédemment. La figure 6.7 de gauche montre la distribution angulaire de ces événements. Par construction, ces événements se concentrent entre 7° et 28° , aucune prise de données au-delà n'ayant été retenue. Les quelques événements au-delà de 28° correspondent à des événements détectés en bord de champ. En-dessous de 7° les événements se font aussi plus rare du fait que ce n'est pas une zone standard d'observations pour des raisons liées à la monture des télescopes et au suivi des sources lors des observations.

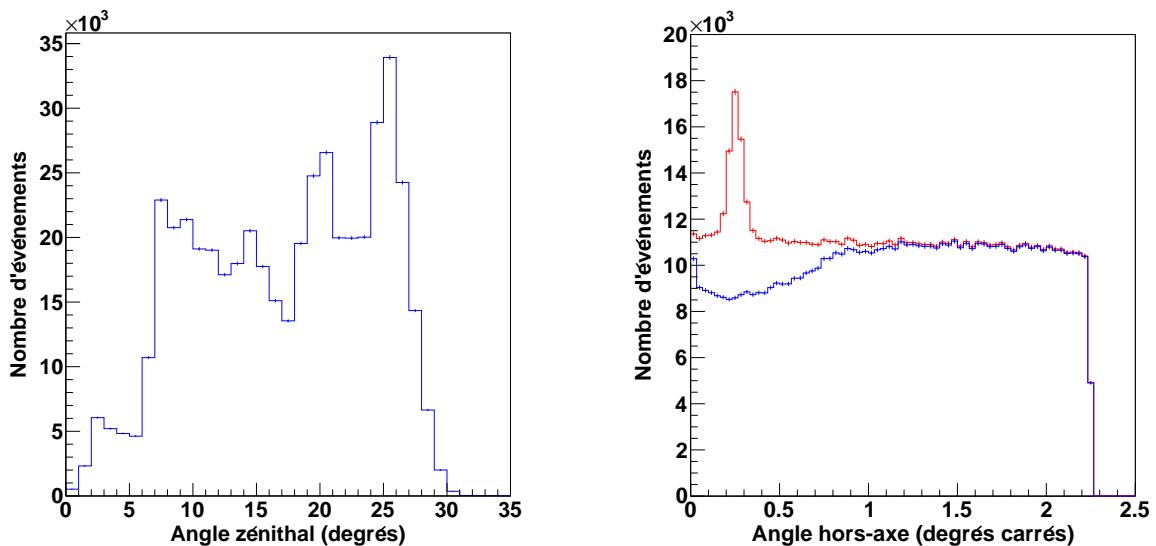


FIGURE 6.7 – À gauche : distribution en angle zénithal des événements. À droite : distribution de l'angle hors-axe des événements avant la coupure sur les sources astrophysiques connues (en rouge) et après cette même coupure (en bleu).

Un autre effet intéressant à observer est l'impact de la coupure qui rejette tout événement provenant d'une direction inférieure à $0,4^\circ$ d'une position de sources connues dans H.E.S.S. La figure 6.7 de droite représente en rouge la distribution des angles hors-axe au carré de l'ensemble des événements ayant passé toutes les coupures sauf cette dernière. En bleu ce sont ces mêmes événements une fois la coupure appliquée. On voit très clairement, avant coupure, un pic d'événement autour de $0,25^\circ$ ² qui disparaît totalement une fois la coupure appliquée. Ces événements correspondent à ceux provenant de la région de la source observée. On retrouve donc ici le fait que les observations dans H.E.S.S. se font en mode « décalé », le décalage étant en règle générale de $0,5^\circ$ (c'est-à-dire $0,25^\circ$ ²).

6.3 Résultats

Dans cette section, nous détaillons les résultats obtenus avec la chaîne d'analyse détaillée précédemment. Nous présentons d'abord le spectre d'électrons et positrons que nous obtenons, puis nous comparons ce résultat à celui des autres expériences actuelles. Ensuite nous ajustons notre résultat avec un modèle phénoménologique, et enfin nous évaluons les erreurs systématiques liées à cette analyse.

6.3.1 Spectre d'électrons

Le spectre des électrons et des positrons obtenus avec les 480 739 événements décrit à la section 6.2.3 est présenté sur la figure 6.8. L'abscisse représente l'énergie reconstruite de 0,25 TeV à 25 TeV séparé en 20 intervalles dont la largeur est logarithmiquement constante. L'ordonnée à gauche correspond au flux mesuré multiplié par l'énergie au cube. Cette mise à l'échelle permet de mieux visualiser les caractéristiques du spectre et notamment les changements dans la pente spectrale tels que celui observé à environ 1 TeV où le spectre devient plus mou. L'ordonnée à droite représente le nombre d'événements dans chaque intervalle qui est aussi écrit verticalement sous le flux mesuré dans cet intervalle. Les premiers intervalles contiennent l'essentiel de la statistique mesurée, ce qui traduit bien la décroissance du flux proportionnellement au cube (et plus au-delà de 1 TeV) de l'énergie. Le dernier intervalle ne contenant qu'un seul événement, notre mesure y est donc convertie en une limite supérieure à 1σ .

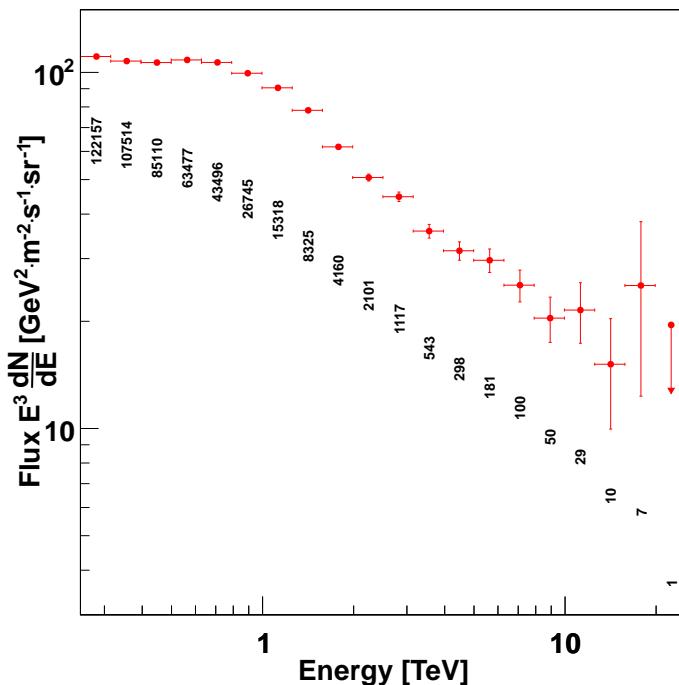


FIGURE 6.8 – Le spectre des électrons et des positrons avec H.E.S.S. : le flux multiplié de l'énergie au cube est représenté en fonction de l'énergie reconstruite. Le nombre d'événements par intervalle est superposé au spectre.

6.3.2 Comparaison avec les autres mesures du spectre des électrons et des positrons

Le spectre des électrons et des positrons est comparé ici aux résultats obtenus par H.E.S.S. dans le passé et aux résultats les plus récents obtenus par les autres expériences à partir du GeV. Le spectre dérivé dans cette analyse est en excellent accord avec le spectre mesuré par AMS-02 entre 250 GeV et ~ 1 TeV. Conséquemment, le flux mesuré aux énergies inférieures à 1 TeV est sensiblement différent, bien que compatible si l'on prend en compte les systématiques des différentes mesures (voir section 6.4.4), de celui mesuré par MAGIC, VERITAS et H.E.S.S. dans le passé. En ce qui concerne H.E.S.S., le changement de flux s'explique par le changement de méthode d'analyse. Le résultat obtenu précédemment utilisait une méthode d'analyse multivariée non-standard de type *Random Forest*. Le fait que l'analyse présentée ici repose sur une méthode standard permet de profiter pleinement des progrès accomplis dans la reconstruction en énergie et la calibration de l'instrument depuis 10 ans. À 1 TeV le spectre change de pente et devient plus mou. Au-delà de 1 TeV il décroît continûment jusqu'à ~ 20 TeV.

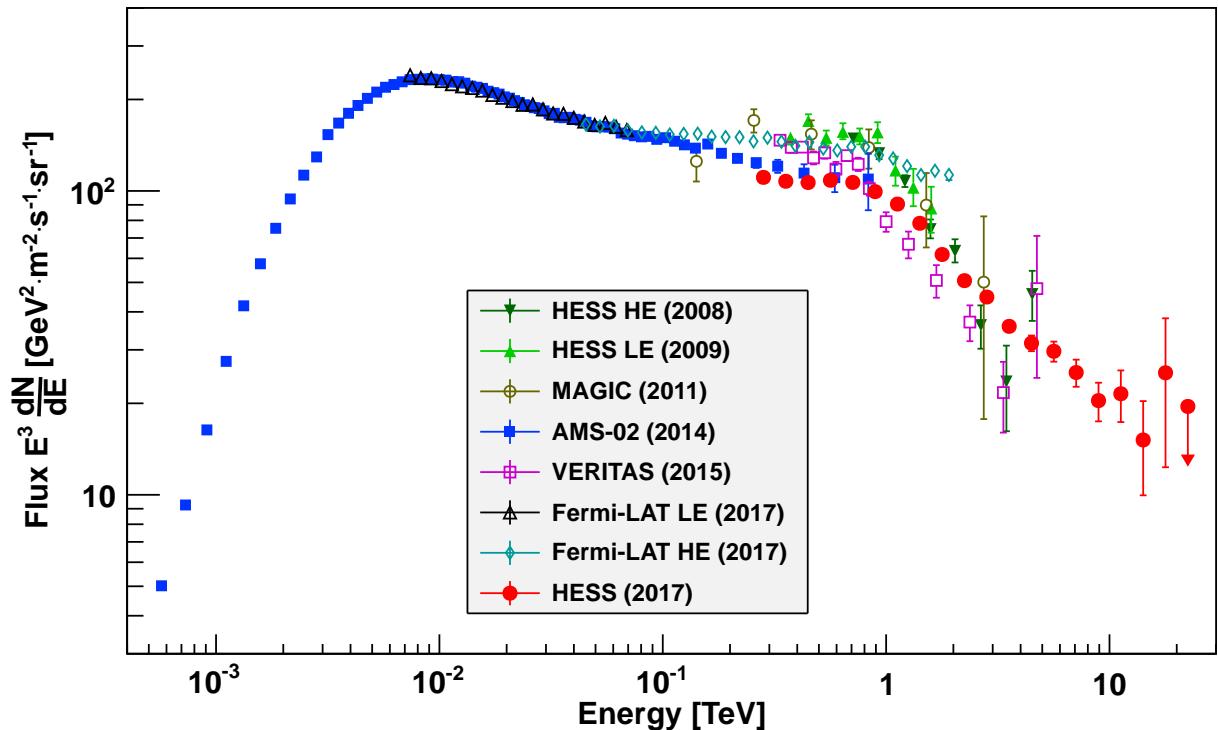


FIGURE 6.9 – Spectre des électrons et des positrons obtenu avec H.E.S.S. comparé à celui obtenu par d'autres expériences : H.E.S.S. en 2008 [148] et en 2009 [149], MAGIC en 2011 [150], AMS-02 en 2014 [41], VERITAS en 2015 [151] et Fermi-LAT en 2017 [152].

6.3.3 Ajustement des données

La forme du spectre des électrons et des positrons a été ajustée par différentes fonctions. Celle qui donne le meilleur résultat est la loi de puissance brisée continûment paramétrisée ainsi :

$$E^3 \frac{dN}{dE} = N_0 \times \left(\frac{E}{(1 \text{ TeV})} \right)^{3-\Gamma_1} \left(1 + \left(\frac{E}{E_b} \right)^{\frac{1}{\alpha}} \right)^{-(\Gamma_2-\Gamma_1)\alpha} \quad (6.4)$$

où :

- N_0 est la normalisation du flux ;
- Γ_1 est l'indice spectral à basse énergie ;
- Γ_2 est l'indice spectral à haute énergie ;
- E_b est l'énergie de brisure du spectre ;
- α est un paramètre qui dénote le caractère plus ou moins « pointu » de la transition entre les deux indices spectraux.

Le résultat de l'ajustement est montré sur la figure 6.10 et les valeurs des différents paramètres ainsi que leurs erreurs statistiques sont résumées dans le tableau 6.6. Le χ^2 de l'ajustement est de 86,11 pour un nombre de degrés de liberté de 15 (20 intervalles de mesure du spectre moins 5 pour les paramètres de l'ajustement) ce qui donne un χ^2 réduit de $86,11/15 \approx 5,74$. Ce résultat est dû aux valeurs de flux mesuré dans les premiers intervalles de l'analyse pour lesquels la statistique est si importante (et les erreurs statistiques correspondantes si petites) que le moindre écart entre le flux mesuré et l'ajustement contribue fortement à dégrader le χ^2 réduit.

Γ_1	=	3,04	\pm	0,01 (stat)
Γ_2	=	3,78	\pm	0,02 (stat)
α	=	0,12	\pm	0,01 (stat)
E_b	=	0,94	\pm	0,02 (stat) TeV
N_0	=	104,9	\pm	0,6 (stat) $\text{GeV}^2 \cdot \text{m}^2 \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$

TABLE 6.6 – Résultat de l'ajustement d'une loi de puissance brisée continûment sur le spectre d'électrons et positrons pour chacun des cinq paramètres avec leurs erreurs statistiques.

D'après ces résultats, le changement d'indice spectral a lieu à $\sim 940 \pm 20$ GeV et la différence entre les deux indices vaut $\Delta\Gamma = 0,74 \pm 0,03$. De plus, $\alpha = 0,12 \pm 0,01$ semble indiquer que cette transition est assez dure. À partir du résultat de l'ajustement, on déduit le flux à 1 TeV du spectre d'électrons :

$$\Phi(1 \text{ TeV}) = 96,2 \pm 0,5 \text{ (stat)} \text{ GeV}^2 \cdot \text{m}^2 \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}. \quad (6.5)$$

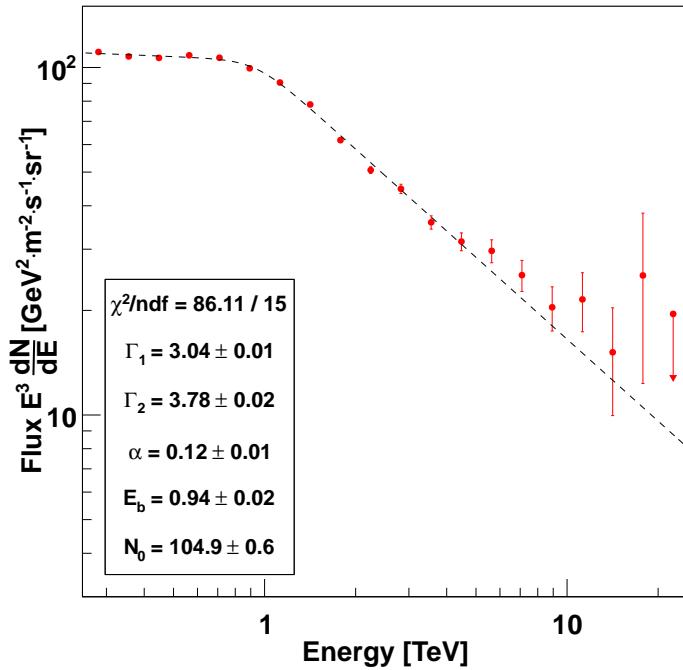


FIGURE 6.10 – Ajustement du spectre des électrons et des positrons par une loi de puissance brisée continûment.

6.4 Étude des erreurs systématiques liées à l'analyse

Les erreurs systématiques quantifient l'incertitude sur le résultat obtenu provenant des variations des conditions d'observations, du choix des coupures d'analyse etc. Elles sont indépendantes des erreurs statistiques. L'estimation des erreurs systématiques sur la mesure du flux d'une source ponctuelle, en l'occurrence la nébuleuse du Crabe, avec H.E.S.S. donne une erreur totale d'environ 20% [114]. Les erreurs systématiques revêtant un enjeu particulier dans la mesure du spectre en énergie des électrons et des positrons (la première mesure réalisée par H.E.S.S. et publiée en 2008 était déjà dominée par les erreurs systématiques), nous les avons donc entièrement recalculées. Dans la suite, les effets des différentes coupures d'analyse sont étudiées ainsi que plusieurs effets de variations saisonniers ou annuels. Enfin l'erreur systématique globale obtenue est présentée.

6.4.1 Méthode de détermination des erreurs systématiques

La méthodologie pour évaluer les erreurs systématiques de cette analyse consiste à définir une région de l'espace de phase de chaque coupure pour laquelle un fonctionnement correct de l'instrument est attendu. Ensuite le spectre des électrons et des positrons est calculé pour différentes valeurs de la coupure d'analyse (en « scannant » au mieux l'espace des phases), et ce afin de réaliser un ajustement de chacun de ces spectres avec la loi de puissance brisée continûment (équation 6.4). Pour chacun des paramètres de l'ajustement, l'erreur systématique est ensuite estimée en calculant la déviation standard asymétrique de l'ensemble des mesures

d'un paramètre par rapport à sa valeur de « référence » (la référence étant choisie comme le jeu de coupures définies à la section 6.1.1).

6.4.2 Les erreurs systématiques liées aux coupures de l'analyse

Les coupures qui sont faites au niveau de l'analyse sont au nombre de quatre :

- la coupure sur *Mean Scaled Shower Goodness* ;
- la coupure sur le point de première interaction de la particule incidente ;
- la coupure sur le paramètre d'impact ;
- la coupure sur l'angle hors-axe.

En ce qui concerne *Mean Scaled Shower Goodness*, nous avons essayé deux autres configurations de coupures couramment utilisées pour les analyses H.E.S.S. afin d'évaluer l'erreur systématique qui en résulte. Le premier jeu de coupures est optimisé pour détecter des spectres « mous » ($-3 < \text{Mean Scaled Shower Goodness} < 0,9$) et le second pour des sources faibles ($-3 < \text{Mean Scaled Shower Goodness} < 0,4$). Le résultat pour les cinq paramètres de l'ajustement et le flux à 1 TeV $\Phi(1 \text{ TeV})$ est représenté sur la figure 6.12. De haut en bas et de gauche à droite, les paramètres Γ_1 , Γ_2 , α , E_b , N_0 et le flux à 1 TeV $\Phi(1 \text{ TeV})$ sont représentés sur l'axe des ordonnées avec leurs erreurs statistiques. L'axe des abscisses représente la coupure haute sur la variable *Mean Scaled Shower Goodness* pour les trois configurations testées (dont la configuration « standard » pour laquelle elle vaut 0,6). Pour chacune des figures, la ligne pointillée noire horizontale représente le résultat de l'ajustement d'une constante et permet de tester l'hypothèse de la stabilité d'un paramètre. Dans la plupart des cas le χ^2 réduit obtenu pour cet ajustement est assez mauvais à cause, encore une fois, des très petites erreurs statistiques. Cet ajustement est donc interprété qualitativement ici. Les résultats obtenus pour Γ_1 , Γ_2 , α et E_b sont très stables d'un jeu de coupures à l'autre. En revanche, que ce soit pour N_0 ou $\Phi(1 \text{ TeV})$, il y a une tendance claire : plus la coupure est relâchée plus N_0 et $\Phi(1 \text{ TeV})$ augmentent. Cela est dû au fait que lorsqu'on relâche la coupure, la contamination de protons augmente et donc le flux augmente en conséquence.

La même démarche est répétée pour les autres variables de coupure de l'analyse. La figure 6.13 représente le résultat pour le paramètre d'impact pour lequel les valeurs testées sont 100 m, 125 m et 175 m (la valeur de « référence » étant 150 m). Les indices spectraux Γ_1 et Γ_2 sont relativement stables lorsque le paramètre d'impact varie. En revanche, le flux $\Phi(1 \text{ TeV})$ augmente lorsque le paramètre d'impact augmente, ce qui s'explique aussi par une augmentation de la contamination lorsque la surface de détection augmente. Le paramètre qui est le plus impacté par les variations du paramètre d'impact est l'énergie de brisure du spectre qui vaut 600 GeV à 100 m et 1,2 TeV à 175 m. De part la définition de la fonction d'ajustement (voir équation 6.4), cette grande amplitude se reflète sur la normalisation N_0 et sur le paramètre α .

Le choix d'une telle valeur pour la coupure de « référence » sur le paramètre d'impact n'est pas usuel pour une analyse H.E.S.S. La figure 6.11 illustre néanmoins pourquoi ce choix est nécessaire afin de limiter la contamination due aux hadrons à haute énergie. Cette figure représente le nombre de protons, estimé en unités arbitraires à partir de simulations Monte-Carlo, passant les coupures de sélection (autre que celle sur le paramètre d'impact) en fonction du paramètre d'impact. La figure de gauche représente les événements reconstruits avec une énergie inférieure

à 4 TeV et celle de droite ceux reconstruits avec une énergie supérieure à 4 TeV. Sur la figure de gauche, le nombre d'événements est relativement constant jusqu'à ~ 200 mètres puis chute reflétant ainsi le fonctionnement standard du réseau de 4 télescopes dont le taux de déclenchement suit la même distribution. Au-delà de 300 mètres, le nombre de protons passant les coupures augmente en fonction du paramètre d'impact alors que le taux de déclenchement baisse, ce qui reflète une moindre discrimination à grand paramètre d'impact. Sur la figure de droite on observe le même comportement à la différence que l'augmentation du nombre de protons a lieu à partir de 200 mètres environ et masque la chute du taux d'événement. En conclusion, plus le paramètre d'impact est grand et plus l'énergie est grande, plus on favorise la contamination due aux protons, ce qui peut se révéler critique pour les hautes énergies où la statistique est plus faible. Nous avons donc fait le choix d'une coupure conservatrice à 150 mètres qui est matérialisée par la ligne pointillée sur la figure. Cette coupure permet de limiter la contamination due aux protons à un niveau faible et à peu près constant en fonction du paramètre d'impact (mais néanmoins dépendant de l'énergie).

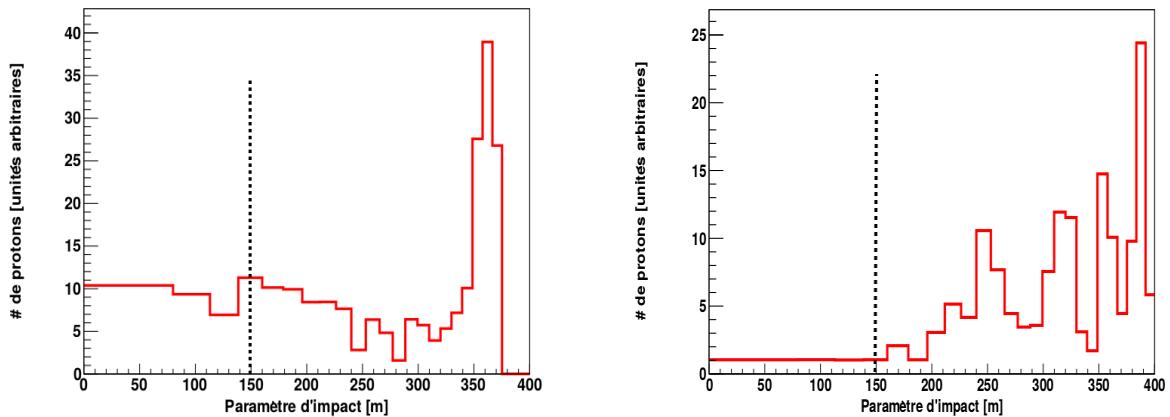


FIGURE 6.11 – Nombre de protons, estimé en unités arbitraires à partir de simulations Monte-Carlo, passant les coupures de sélection (autre que celle sur le paramètre d'impact) en fonction du paramètre d'impact. À gauche, les événements reconstruits avec une énergie inférieure à 4 TeV et à droite ceux reconstruits avec une énergie supérieure à 4 TeV. La ligne pointillée matérialise la coupure à 150 mètres qui est réalisée dans l'analyse.

Pour ce qui est de la profondeur de première interaction, les valeurs testées pour la limite supérieure de la coupure sont 2, 3, 5 et 6, la valeur de « référence » étant 4. Le résultat est présenté sur la figure 6.14. Mis à part un indice Γ_1 relativement faible pour le premier jeu de coupures, dans l'ensemble les paramètres de l'ajustement dépendent très peu de la coupure sur la profondeur d'interaction. Enfin, concernant l'angle hors-axe le résultat est présenté sur la figure 6.15. La valeur de « référence » pour cette coupure est $1,5^\circ$ et les valeurs testées sont $0,5^\circ$, 1° et 2° . Ici encore, les paramètres de l'ajustement sont remarquablement stables entre les différentes coupures à part peut-être le flux à 1 TeV qui est légèrement plus élevé lorsque la coupure vaut 2° . Il est particulièrement impressionnant que ces paramètres restent à ce point stables alors que le nombre d'événements détectés dépend quadratiquement de l'angle hors-axe. Ainsi, entre la coupure à $0,5^\circ$ et la coupure à 2° le nombre d'événements détectés devrait être multiplié par ~ 16 (la surface efficace étant à peu près constante dans ce régime, voir figure 6.3),

ce qui se vérifie dans les données, tout en n'induisant que des variations très faibles du spectre reconstruit. Ce résultat permet une nouvelle fois de valider la robustesse de l'analyse présentée ici.

6.4.3 Autres erreurs systématiques

Les autres tests systématiques réalisés incluent :

- l'étude de l'influence de l'angle zénithal : pour ce faire, le spectre obtenu pour des événements allant jusqu'à 10° a été comparé avec celui obtenu avec des événements allant jusqu'à 20° et 30° (voir figure 6.16) ;
- l'étude de la stabilité du spectre au fil des années : pour ce faire, la liste des 2 742 prises de données a été répartie en sous-listes, une pour chaque année depuis 2004 jusqu'à 2010 (voir figure 6.17), cette étude permet de tester différents aspects liés au vieillissement de certaines parties du détecteur qui ne sont pas reproductibles à l'aide des simulations ;
- l'étude de l'influence des conditions atmosphériques (voir figure 6.18) : cette étude permet en particulier de tester les différences entre des observations qui ont lieu pendant la saison sèche (d'avril à octobre, point d'abscisse 0 sur la figure) et des observations qui ont lieu pendant la saison des pluies (de novembre à mars, point d'abscisse 2 sur la figure), la valeur de « référence » pour cette analyse consiste en l'ensemble des observations sans distinction saisonnière (point d'abscisse 1 sur la figure).

Parmi ces tests, celui de l'impact saisonnier sur l'atmosphère est le plus faible. Pour ce test, tous les paramètres sont compatibles avec l'ajustement par une constante. Cela s'explique par les critères de sélection des prises de données (voir section 6.2.1) qui conduisent à sélectionner les observations faites dans les meilleures conditions. Ces critères conduisent donc naturellement à sélectionner moins de prises de données pendant la saison des pluies mais d'une qualité comparable aux observations faites pendant la saison sèche. Les variations du spectre d'année en année sont aussi très faible, particulièrement en ce qui concerne la normalisation N_0 et le flux $\Phi(1 \text{ TeV})$. Les écarts les plus importants sont constatés pour certains paramètres (par exemple Γ_1) pour les années 2004 et 2010 qui correspondent au début et à la fin de la période d'observation et pour lesquelles le nombre de prises de données est faible comparativement aux autres années. L'étude sur l'influence de l'angle zénithal montre aussi que celui-ci semble avoir un impact faible sur les paramètres de l'ajustement, en particulier les indices spectraux Γ_1 et Γ_2 sont extrêmement stables. En revanche, on observe que l'énergie de brisure E_b semble diminuer lorsque l'angle zénithal augmente ce qui, comme précédemment, se reflète sur la normalisation N_0 . Néanmoins, cet effet reste faible.

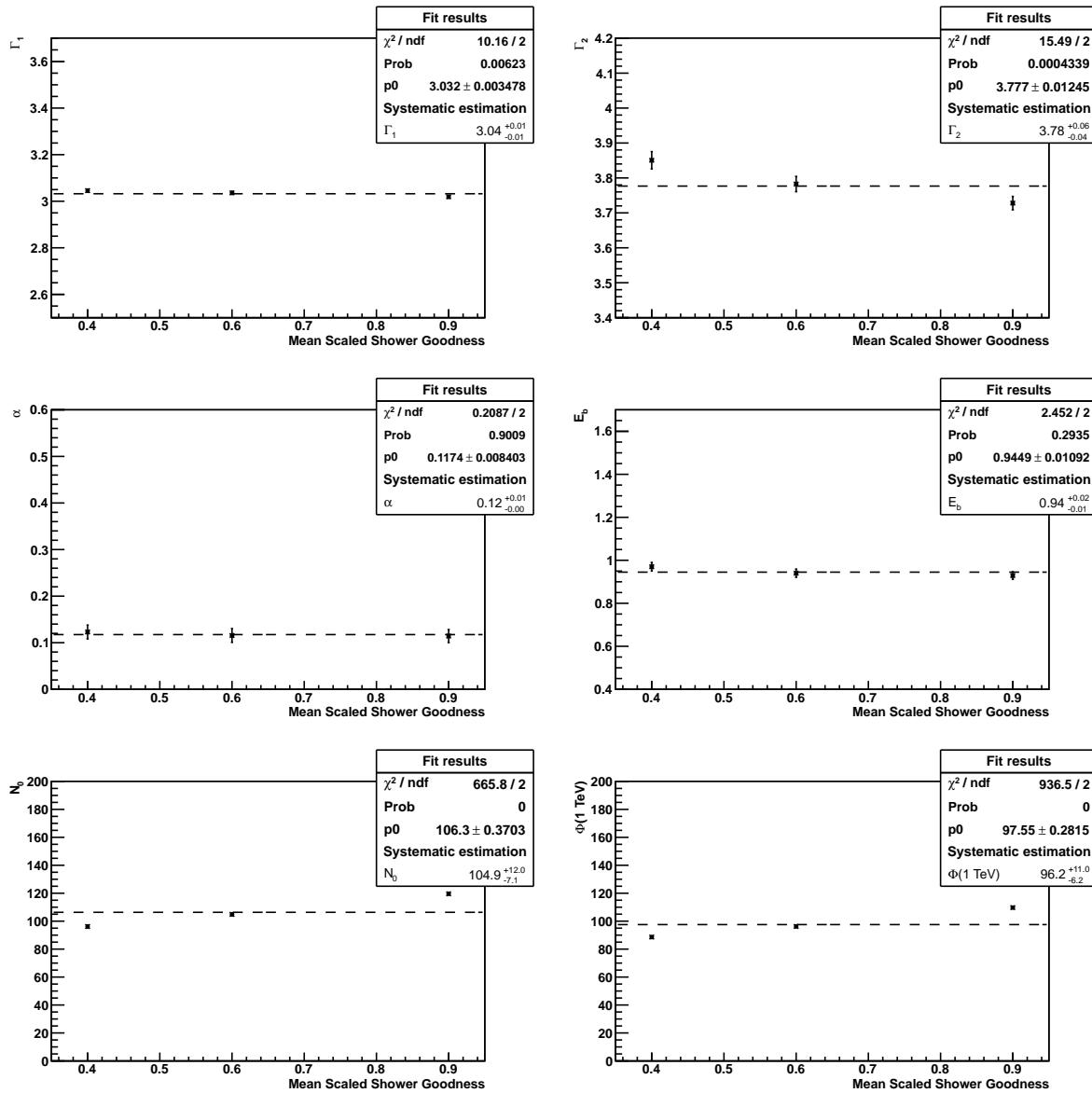


FIGURE 6.12 – Erreur systématique liée à la variable *Mean Scaled Shower Goodness* pour les cinq paramètres de l'ajustement par une loi de puissance brisée continûment et pour le flux à 1 TeV $\Phi(1 \text{ TeV})$.

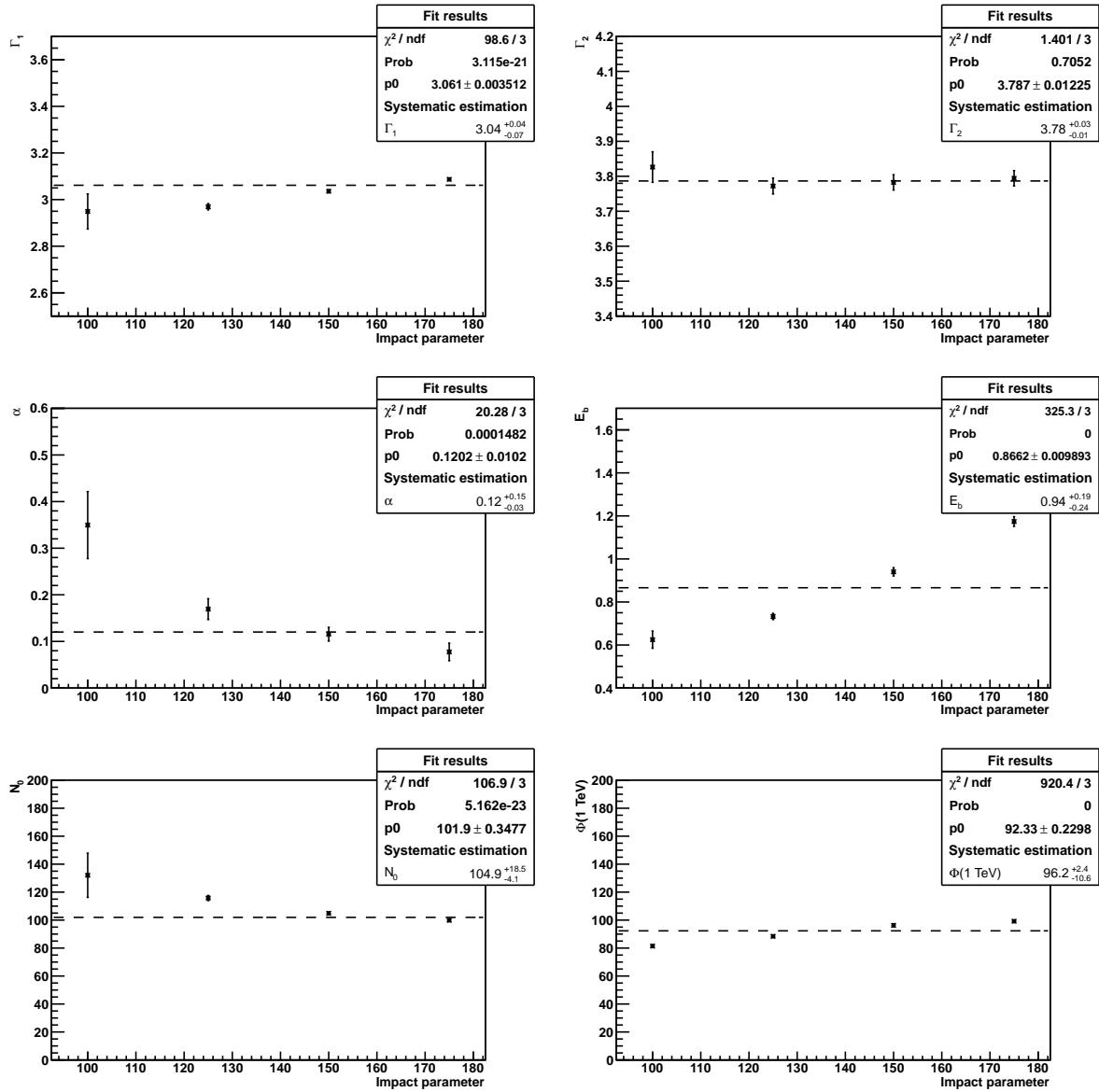


FIGURE 6.13 – Erreur systématique liée au paramètre d’impact pour les cinq paramètres de l’ajustement par une loi de puissance brisée continûment et pour le flux à 1 TeV $\Phi(1 \text{ TeV})$.

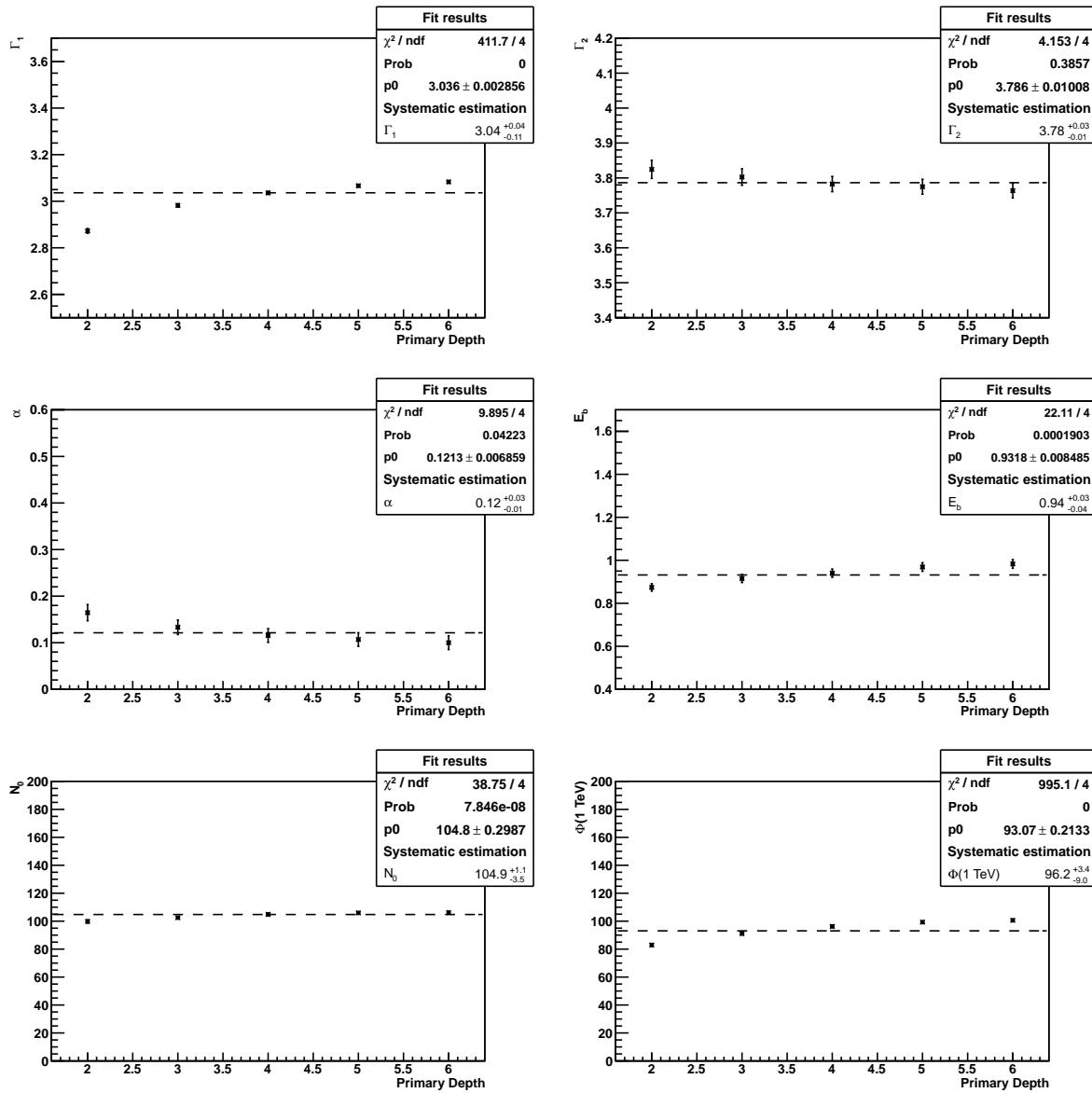


FIGURE 6.14 – Erreur systématique liée à la profondeur de première interaction pour les cinq paramètres de l'ajustement par une loi de puissance brisée continûment et pour le flux à 1 TeV $\Phi(1 \text{ TeV})$.

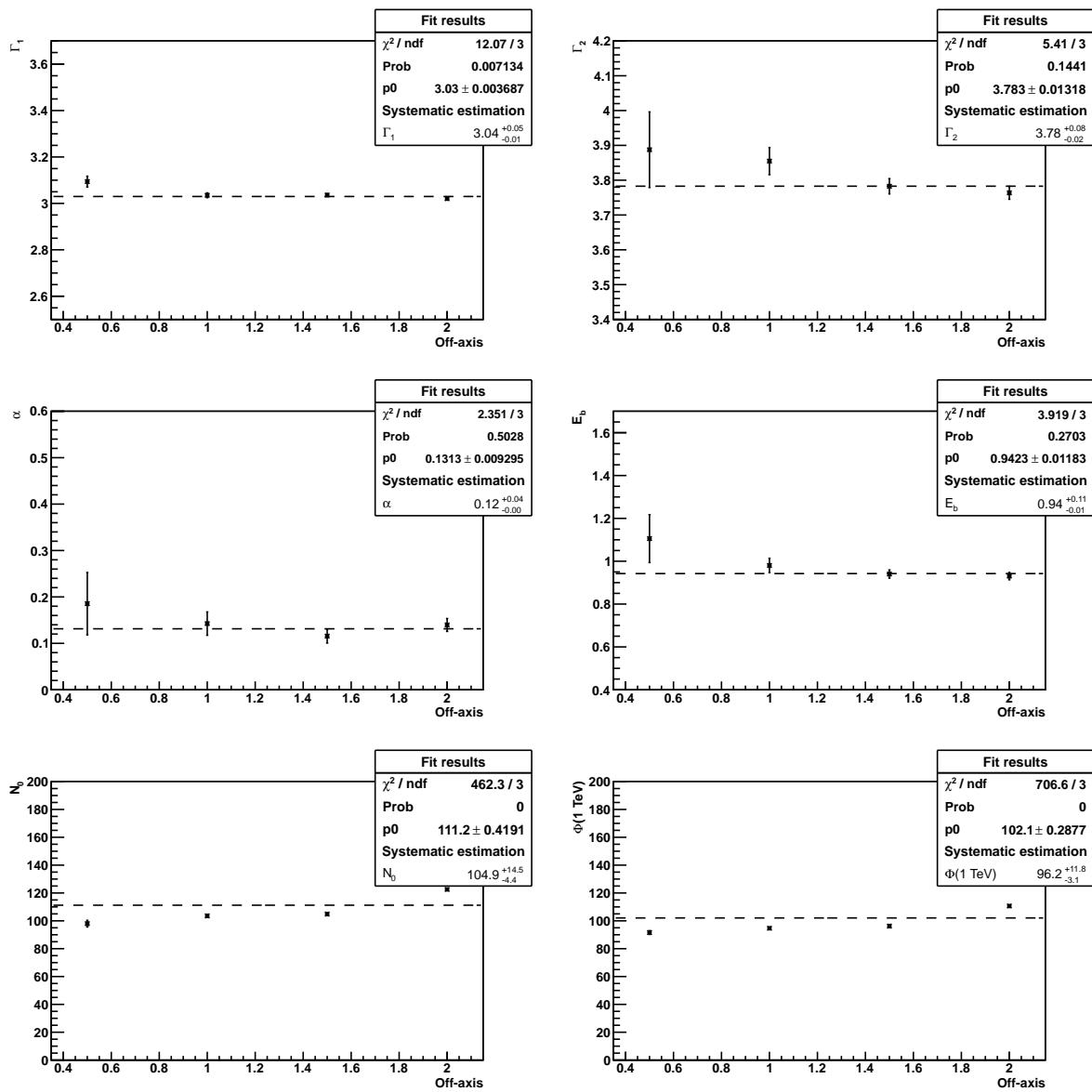


FIGURE 6.15 – Erreur systématique liée à l'angle hors-axe pour les cinq paramètres de l'ajustement par une loi de puissance brisée continûment et pour le flux à 1 TeV $\Phi(1 \text{ TeV})$.

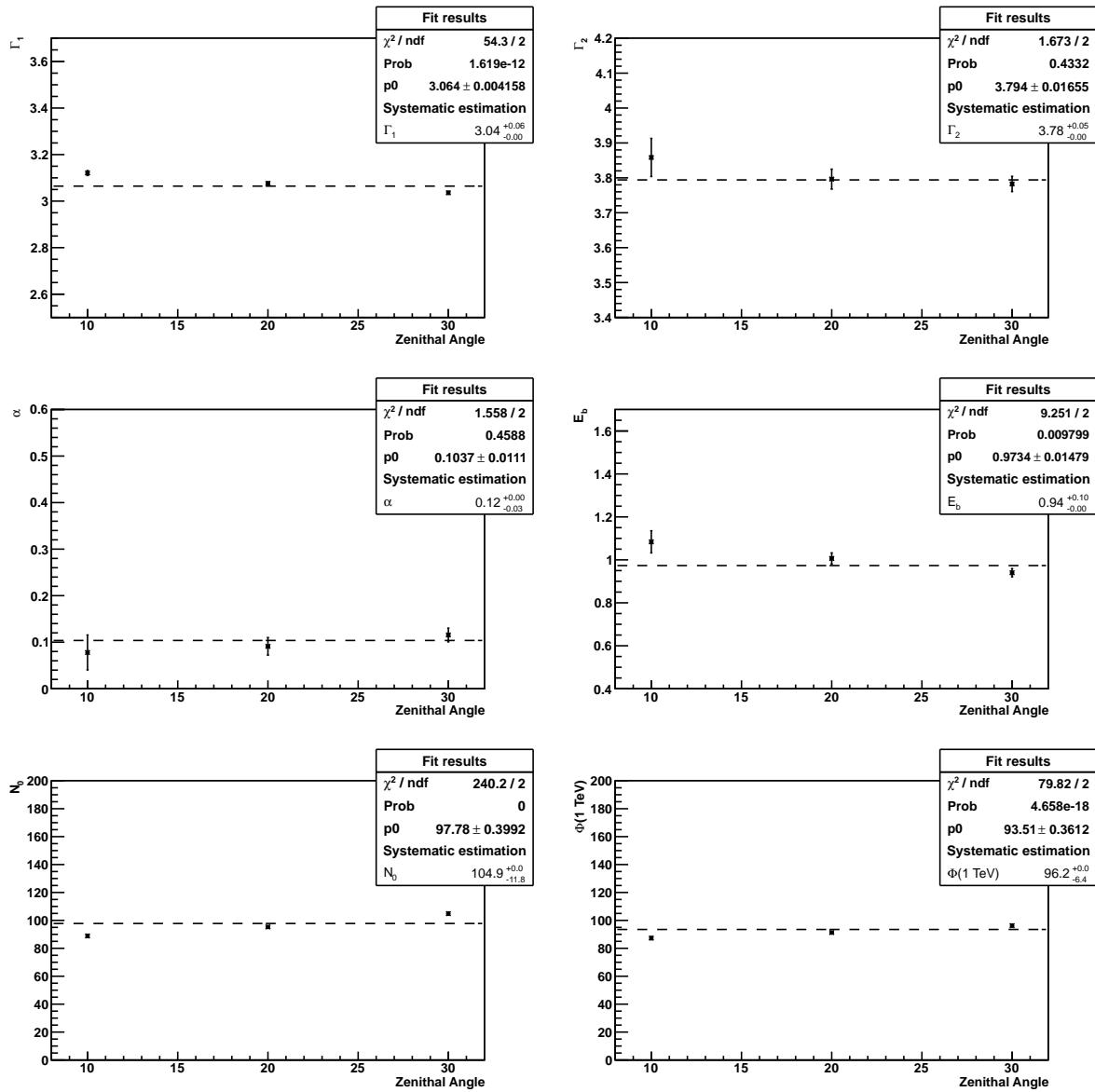


FIGURE 6.16 – Erreur systématique liée à l'angle zénithal pour les cinq paramètres de l'ajustement par une loi de puissance brisée continûment et pour le flux à 1 TeV $\Phi(1 \text{ TeV})$.

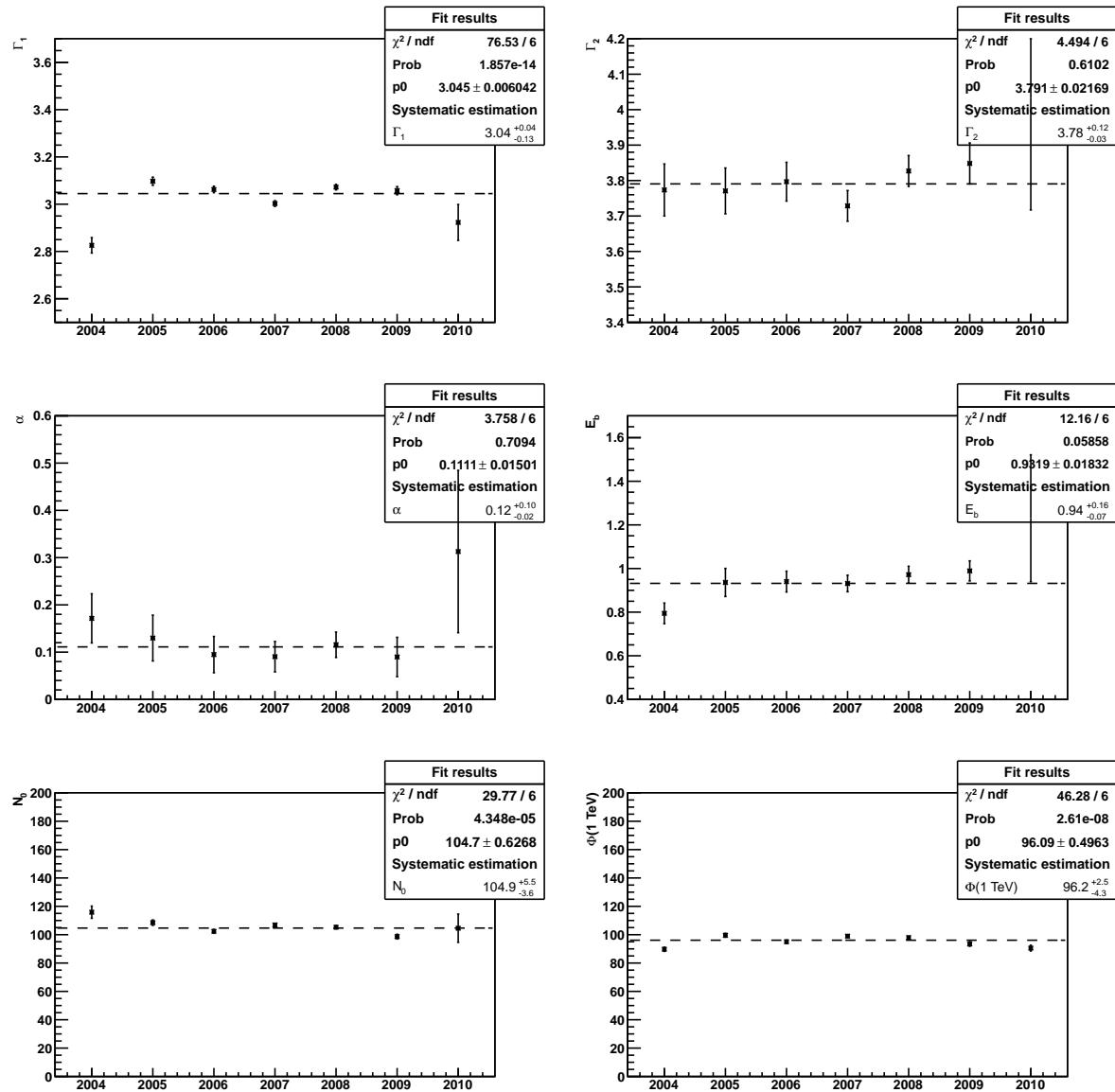


FIGURE 6.17 – Erreur systématique liée au vieillissement de certaines parties de l'instrument pour les cinq paramètres de l'ajustement par une loi de puissance brisée continûment et pour le flux à 1 TeV $\Phi(1 \text{ TeV})$.

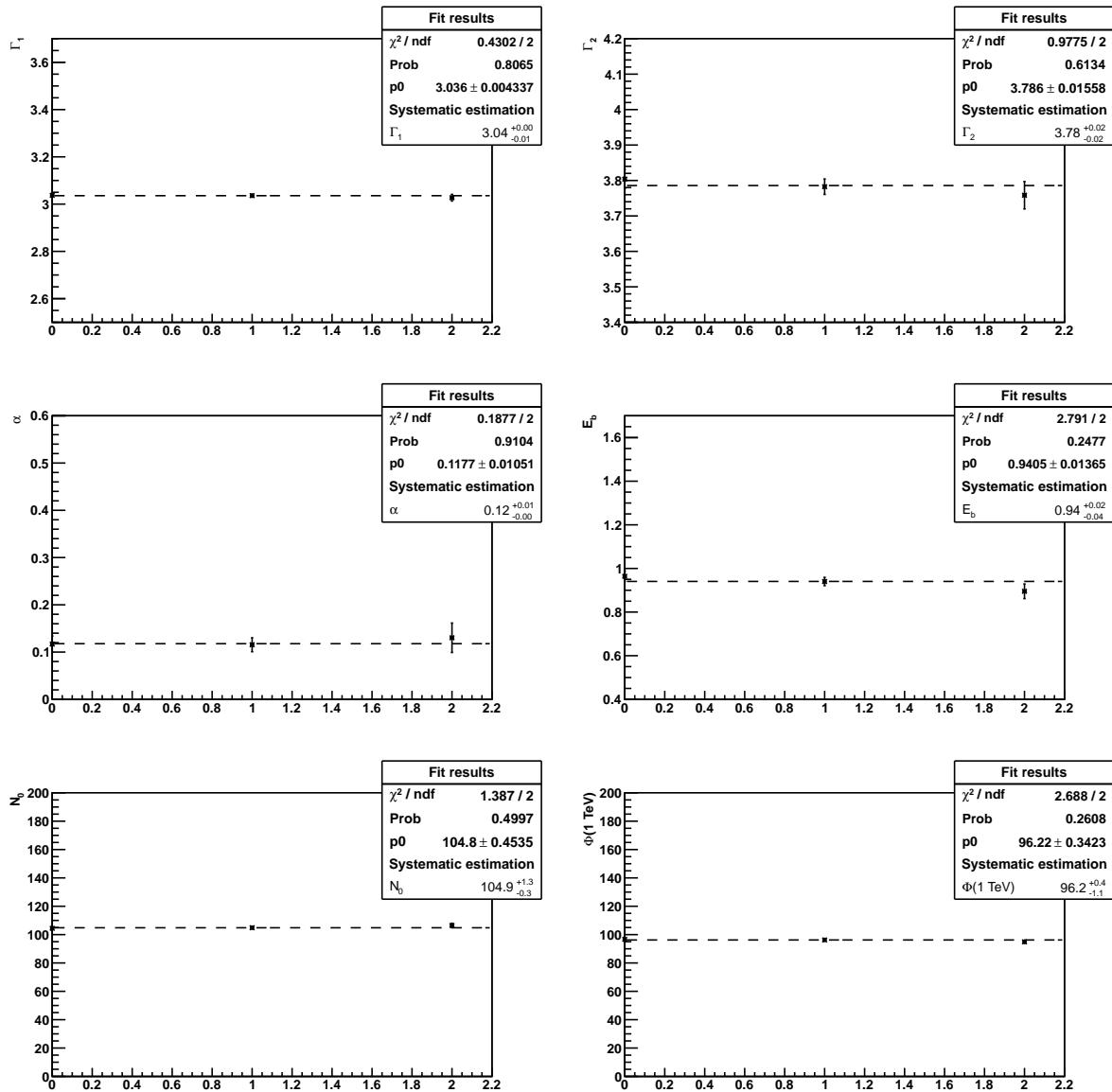


FIGURE 6.18 – Erreur systématique liée à l'influence des saisons sur les conditions d'observations pour les cinq paramètres de l'ajustement par une loi de puissance brisée continûment et pour le flux à 1 TeV $\Phi(1 \text{ TeV})$. Le point d'abscisse 0 correspond à la saison sèche, celui d'abscisse 1 à toute l'année et celui d'abscisse 2 à la saison des pluies.

6.4.4 Combinaison des systématiques

Les différentes erreurs systématiques calculées précédemment sont combinées pour évaluer l'erreur systématique totale sur la mesure du spectre des électrons et des positrons. Afin de rester le plus conservatif possible, on fait l'hypothèse que les différents effets systématiques sont indépendants. L'erreur systématique totale s'obtient alors comme la somme quadratique des erreurs systématiques obtenues pour chaque effet étudié. Le tableau 6.8 résume les résultats obtenus à la section précédente pour chacun des paramètres. La dernière ligne du tableau correspond à la somme quadratique des erreurs mentionnées aux lignes précédentes. L'enveloppe représentant les erreurs systématiques associées à la détermination du spectre des électrons et des positrons et calculées ici est visible sur la figure 6.19.

	$\Gamma_1 = 3,04$	$\Gamma_2 = 3,78$	$E_b = 0,94$ [TeV]	$N_0 = 104,9$ [$\text{GeV}^2 \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$]
<i>Mean Scaled Shower Goodness</i>	+0,01 -0,01	+0,06 -0,04	+0,02 -0,01	+12,0 -7,1
Paramètre d'impact	+0,04 -0,07	+0,03 -0,01	+0,19 -0,24	+18,5 -4,1
Profondeur de première interaction	+0,04 -0,11	+0,03 -0,01	+0,03 -0,04	+1,1 -3,5
Angle hors-axe	+0,05 -0,01	+0,08 -0,02	+0,11 -0,01	+14,5 -4,4
Angle zénithal	+0,06 -0,00	+0,05 -0,00	+0,10 -0,00	+0,0 -11,8
Effet du vieillissement	+0,04 -0,13	+0,12 -0,03	+0,16 -0,07	+5,5 -3,6
Effet saisonnier	+0,00 -0,01	+0,02 -0,02	+0,02 -0,04	+1,3 -0,3
Total	+0,10 -0,18	+0,17 -0,06	+0,29 -0,26	+27,0 -15,8

TABLE 6.8 – Erreurs systématiques pour chacun des paramètres de l'ajustement pour les différents tests réalisés et erreurs systématiques totales sommées quadratiquement.

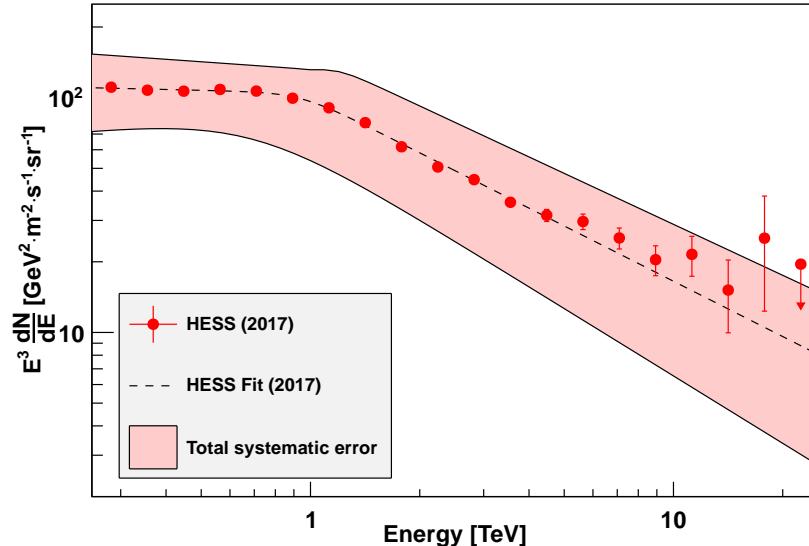


FIGURE 6.19 – Ajustement du spectre des électrons et des positrons et enveloppe correspondant à l'erreur systématique totale.

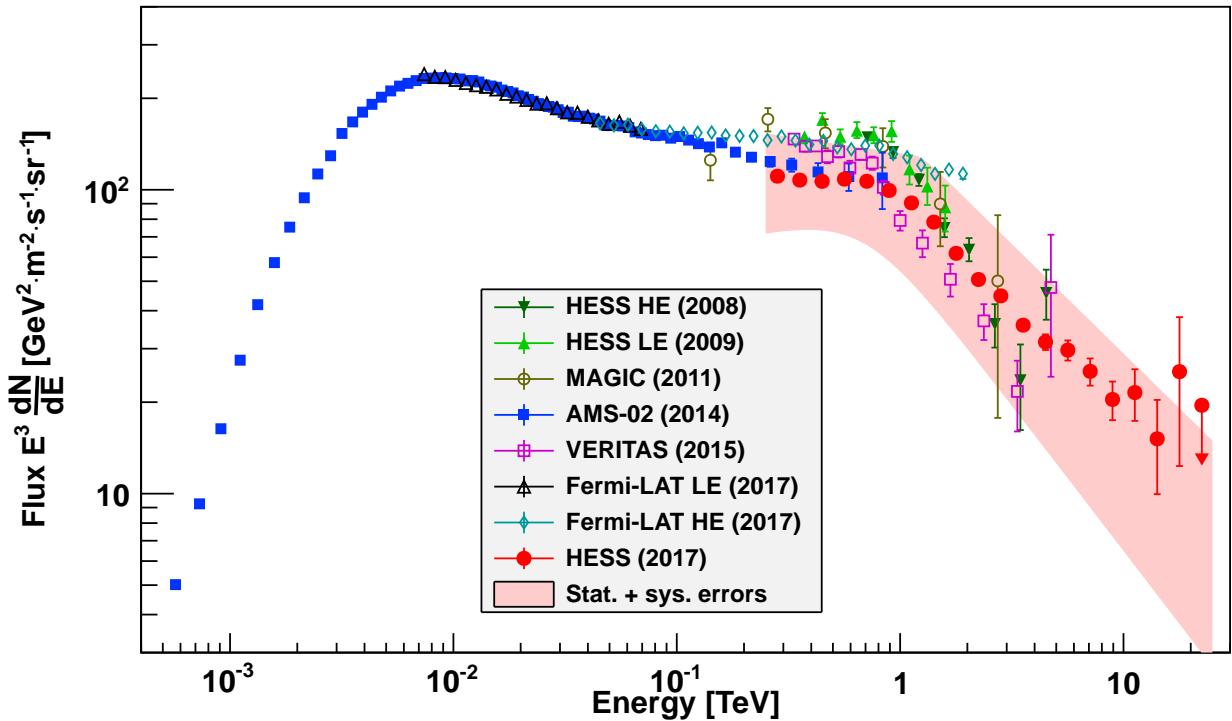


FIGURE 6.20 – Ajustement du spectre des électrons et des positrons et enveloppe correspondant à l'erreur systématique et l'erreur statistique sommées quadratiquement.

Finalement, l'ensemble des paramètres et leur erreur statistique et systématique sont résumés dans le tableau 6.9, le résultat pour le flux à 1 TeV est le suivant :

$$\Phi(1 \text{ TeV}) = 96,2 \pm 0,5 \text{ (stat)} \quad {}^{+17,2}_{-16,8} \text{ (sys)} \text{ GeV}^2 \cdot \text{m}^2 \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}. \quad (6.6)$$

L'erreur statistique sur le flux est de l'ordre de $\sim 1\%$ et l'erreur systématique de l'ordre de $\sim 17\%$ ce qui représente une grande amélioration comparée au résultat publié par H.E.S.S. en 2008 [148]. Néanmoins, la mesure du spectre des électrons et des positrons reste largement dominée par les erreurs systématiques jusqu'à ~ 10 TeV, énergie à partir de laquelle la statistique accumulée est très faible. De plus, il ne faut pas oublier que toutes les mesures spectrales avec H.E.S.S. sont affectées d'une incertitude sur l'énergie de l'ordre de 15% sur toute la gamme en énergie. Enfin, la figure 6.20 représente le spectre des électrons et des positrons mesuré à partir du GeV jusqu'à ~ 20 TeV par H.E.S.S., ainsi que l'enveloppe dessinant le contour de la somme des erreurs statistiques et systématiques affectant la mesure de H.E.S.S.

Γ_1	=	3,04	\pm	0,01 (stat)	$^{+0,10}_{-0,18}$	(sys)
Γ_2	=	3,78	\pm	0,02 (stat)	$^{+0,17}_{-0,06}$	(sys)
α	=	0,12	\pm	0,01 (stat)	$^{+0,19}_{-0,05}$	(sys)
E_b	=	0,94	\pm	0,02 (stat)	$^{+0,29}_{-0,26}$	(sys) TeV
N_0	=	104,9	\pm	0,6 (stat)	$^{+27,0}_{-15,8}$	(sys) $\text{GeV}^2 \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$

TABLE 6.9 – Valeur, erreur statistique et erreur systématique totale pour chacun des paramètres de l’ajustement du spectre des électrons et des positrons.

6.4.5 Biais dû au nombre de télescopes impliqués dans la reconstruction

Le nombre de télescopes impliqués dans la reconstruction d’un événement influe grandement sur la qualité de la reconstruction de ce dernier. Si l’on réalise une étude similaire à celle présentée à la section précédente en s’intéressant au spectre reconstruit quand le nombre minimum de télescopes impliqués dans la reconstruction est 2 ou 3 (4 étant la valeur de « référence ») on obtient la figure 6.21. Une meilleure manière de visualiser l’effet induit est de représenter l’enveloppe d’erreur que l’on obtient comme sur la figure 6.22. L’erreur obtenue à haute énergie est assez faible, ce qui se retrouve au niveau du paramètre Γ_2 qui est extrêmement stable lorsque le nombre minimal de télescopes impliqués varie. Cette faible variation est la conséquence du fait que plus un événement est énergétique plus la probabilité qu’il ne soit détecté que par 2 ou 3 télescopes est faible. Autrement dit, l’immense majorité des événements de haute énergie est détectée par les 4 télescopes, et ajouter les événements reconstruits par 2 ou 3 télescopes augmente très peu la statistique à haute énergie. En revanche, aux plus basses énergies un grand nombre d’événements ne sont détectés que par 2 ou 3 télescopes, ce qui augmente sensiblement la statistique dans les premiers intervalles du spectre. Néanmoins, la qualité de la reconstruction d’un événement détecté par 2 ou 3 télescopes est aussi sensiblement moins bonne que celle d’un événement reconstruit par 4 télescopes. Et plus l’énergie d’un événement est petite, plus la probabilité qu’il ne soit détecté que par 2 ou 3 télescopes augmente. En conséquence, plus l’énergie diminue, plus la contamination due aux protons augmente, ce qui explique que Γ_1 augmente si fortement lorsque la multiplicité de l’événement diminue. Ce fort biais explique que cette analyse se limite aux événements les mieux reconstruits, c’est-à-dire quand la multiplicité des événements est de 4. Ce choix limite fortement le nombre d’événements, notamment aux plus basses énergies, mais comme nous l’avons vu précédemment, cette analyse n’est pas limitée à basse énergie par la statistique, bien au contraire, mais par les erreurs systématiques.

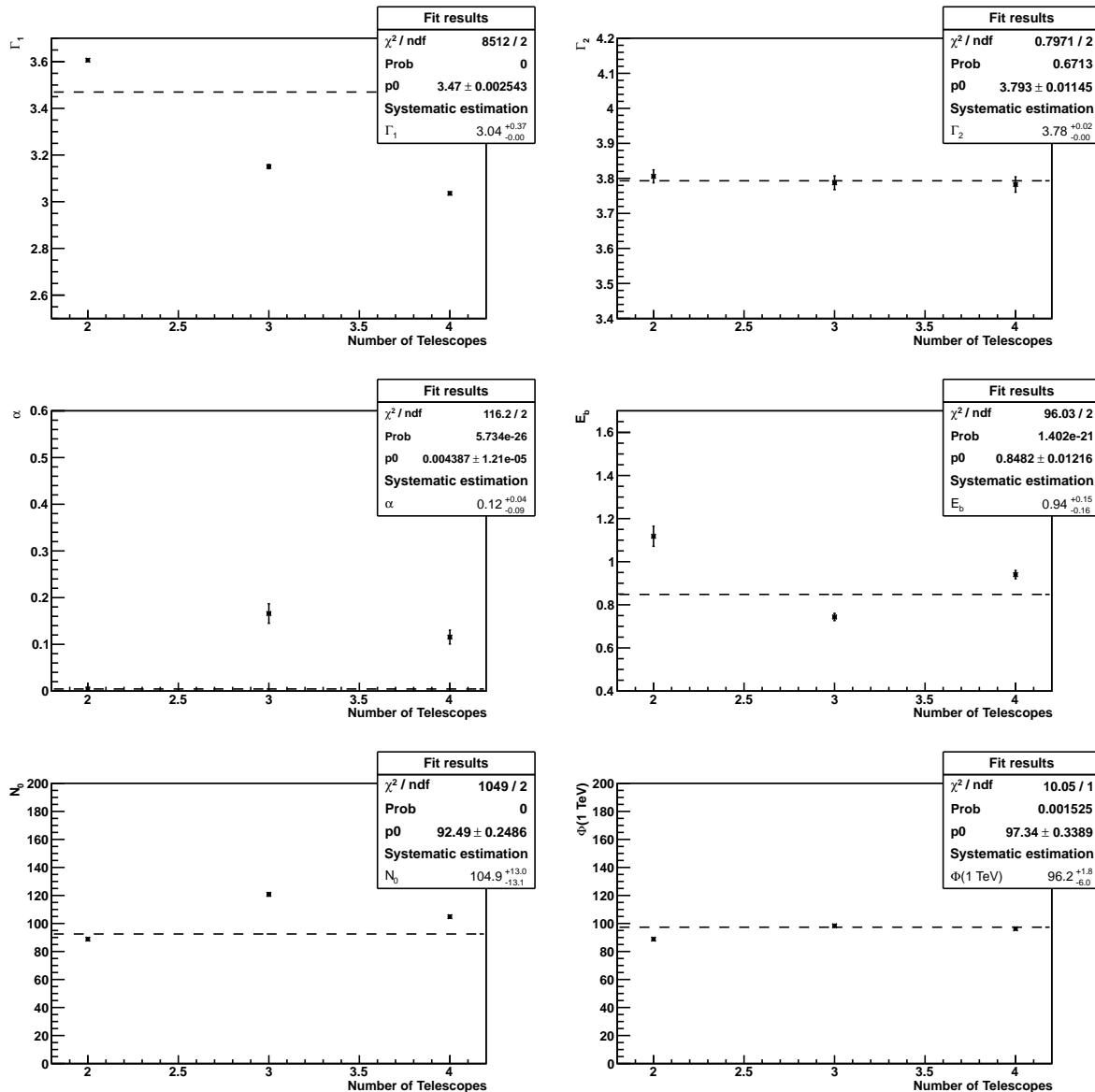


FIGURE 6.21 – Variations, dues au nombre minimal de télescopes impliqués dans la reconstruction, des cinq paramètres de l'ajustement par une loi de puissance brisée continûment et du flux à 1 TeV $\Phi(1 \text{ TeV})$.

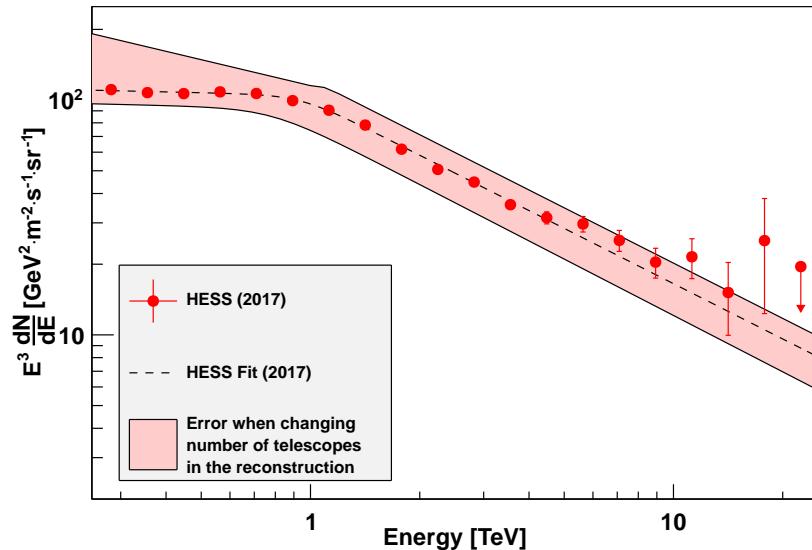


FIGURE 6.22 – Ajustement du spectre des électrons et des positrons et enveloppe correspondant à l'erreur calculée lorsque le nombre minimal de télescopes impliqués dans la reconstruction change.

6.5 Comparaisons avec les autres chaînes d'analyse

Le résultat obtenu lors de la première publication H.E.S.S. en 2008 [148] utilisait une méthode d'analyse multivariée non-standard appelée *Random Forest* sur un très petit échantillon de données. En 2016, cette même méthode a été utilisée sur un lot de données plus important afin d'étendre la mesure du spectre des électrons et des positrons à de plus hautes énergies [153]. Le résultat ainsi obtenu montre un retournement du spectre à partir de 4 TeV, ce qui est en total désaccord avec notre mesure (croix noires sur la figure 6.23). Plus récemment, une autre méthode d'analyse multivariée [154], plus couramment utilisée au sein de la collaboration H.E.S.S., a permis d'obtenir un résultat similaire à celui obtenu à l'aide de la méthode *Random Forest* à haute énergie [155] (triangles noirs sur la figure 6.23). Cette méthode obtient une normalisation du flux sensiblement différente de celle de *Random Forest* à basse énergie mais en revanche totalement compatible avec celle que nous obtenons. La raison de cette différence est probablement l'utilisation d'une méthode standard d'analyse dans H.E.S.S. profitant de toutes les améliorations réalisées au niveau de l'analyse depuis des années. Néanmoins, à haute énergie, le désaccord persiste.

Afin de comprendre la différence entre ces deux analyses « standards », nous nous sommes concentrés sur les événements d'énergie supérieure à 10 TeV. Le détail du nombre et de la répartition de ces événements entre les deux chaînes d'analyse est donné dans le tableau 6.10. Notre chaîne d'analyse détecte 81 événements au-delà de 10 TeV tandis que la chaîne d'analyse mesurant un retournement du spectre en détecte 231 soit environ 3 fois plus. Dans le détail, seul 23 événements sont en commun entre les deux chaînes, le reste n'étant détecté que par l'une des deux. Le fait de détecter plus d'événements dans notre chaîne d'analyse n'est pas spécifique aux énergies supérieures à 10 TeV mais dépend directement de la méthode utilisée. Cette différence

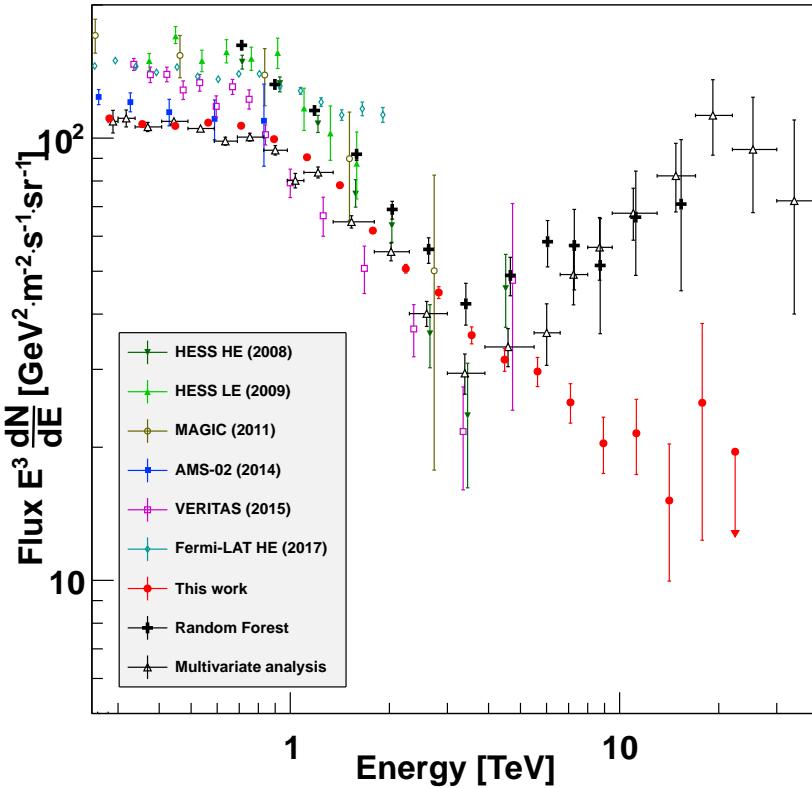


FIGURE 6.23 – Spectre des électrons et des positrons obtenus avec la chaîne d'analyse présentée ici (points rouges), une chaîne d'analyse de type *Random Forest* [153] (croix noires) et une chaîne d'analyse multivariée couramment utilisée dans H.E.S.S. [155] (triangles noirs).

entre les deux approches explique donc les 58 événements détectés uniquement dans notre chaîne d'analyse. En réalité, les nombres d'événements comparables sont donc le nombre d'événements en commun (23) et le nombre total d'événements détectés dans la chaîne d'analyse mesurant un retournement du spectre (231), soit environ 10 fois plus. C'est ce nombre qui explique une telle différence entre les deux résultats et une telle différence entre les flux (jusqu'à un facteur 10 à ~ 20 TeV).

Chaîne d'analyse	Nombre d'événements total	Nombre d'événements en commun	Nombre d'événements exclusifs
Sans retournement	81	23	58
Avec retournement	231		208

TABLE 6.10 – Nombre et répartition des événements au-delà de 10 TeV dans les deux chaînes d'analyse « standards ».

Nous nous sommes alors intéressés aux 208 événements détectés dans la chaîne d'analyse mesurant un retournement du spectre pour savoir quelle coupure au niveau de notre analyse était responsable du rejet de ces événements. Chaque coupure a été testée individuellement et le résultat est résumé dans le tableau 6.11. Parmi les quatre coupures d'analyse, deux ont un effet négligeable, il s'agit de la coupure sur le paramètre d'impact et de la coupure sur l'angle hors-axe. Ceci est une preuve indirecte que les deux reconstructions donnent des résultats très similaires. Les deux coupures qui rejettent une fraction significative des événements sont celles sur la profondeur de première interaction et celle sur *Mean Scaled Shower Goodness*. La première permet de rejeter 20 événements, soit environ 10% du total. En revanche, la seconde permet de rejeter 204 événements sur 208 soit plus de 98% de ceux-ci. *Mean Scaled Shower Goodness*, qui avait été introduite comme ayant un très fort pouvoir discriminant entre électrons et hadrons, semble donc confirmer la nature hadronique des événements responsable de la remontée dans le spectre. La distribution de la variable *Mean Scaled Shower Goodness* de ces 208 événements (en noir) est comparée à celles de simulations Monte-Carlo d'électrons de plus de 10 TeV (en bleu) et de protons de plus de 10 TeV (en rouge) sur la figure 6.24. La ressemblance entre la distribution des données et celle des protons est très forte et confirme que ces événements sont rejettés par la coupure sur *Mean Scaled Shower Goodness*.

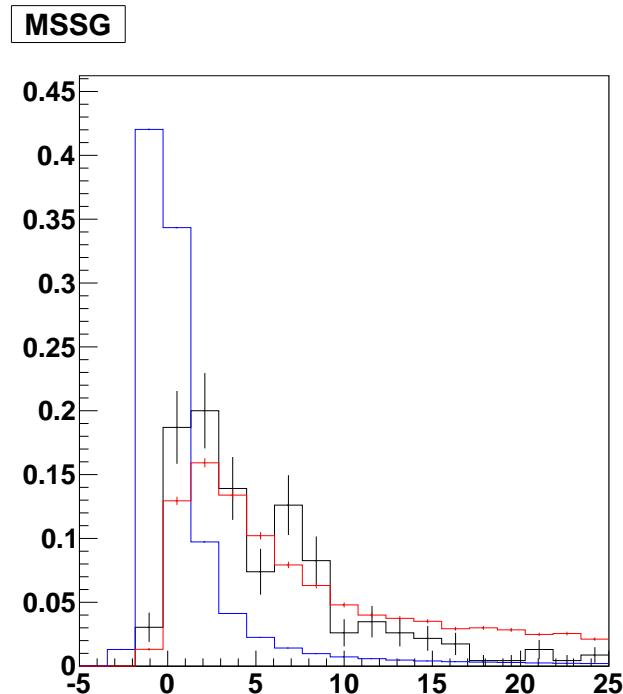


FIGURE 6.24 – Comparaison entre la distribution de la variable *Mean Scaled Shower Goodness* pour les 208 événements supplémentaires de l'analyse mesurant un retournement du spectre (en noir), et la distribution de cette même variable pour des simulations Monte-Carlo d'électrons de plus de 10 TeV (en bleu) et de protons de plus de 10 TeV (en rouge).

Variable	Nombre d'événements passant la coupure	Nombre d'événements rejetés par la coupure
<i>Mean Scaled Shower goodness</i>	4	204
Paramètre d'impact	204	4
Profondeur de première interaction	188	20
Angle hors-axe	207	1

TABLE 6.11 – Coupures d'analyse responsable du rejet des événements au-delà de 10 TeV dans notre chaîne analyse.

Puisque la coupure sur *Mean Scaled Shower Goodness* est responsable du rejet d'environ 98% des événements au-delà de 10 TeV, on peut se demander quelle est la conséquence de relâcher totalement cette coupure dans notre analyse. Nous avons donc utilisé des simulations Monte-Carlo de protons générées avec un indice spectral de -2,8 auxquelles nous avons appliqué toutes les coupures de notre analyse exceptée celle de *Mean Scaled Shower Goodness*. La figure 6.25 de gauche montre le résultat lorsqu'on applique une correction de surface efficace calculée à partir de simulations de protons et celle de droite lorsqu'on applique une correction de surface efficace calculée à partir de simulations d'électrons. À gauche, l'indice reconstruit vaut $-2,75 \pm 0,14$ ce qui est compatible avec -2,8. En revanche, à droite, lorsque la correction de surface efficace utilise des simulations d'électrons, l'indice reconstruit vaut $-2,20 \pm 0,33$ ce qui correspond à un spectre beaucoup plus dur. De plus, la valeur de l'indice spectral au-delà de 4 TeV pour l'analyse mesurant une remontée du spectre est $\sim -2,2$ (voir figure 6.23).

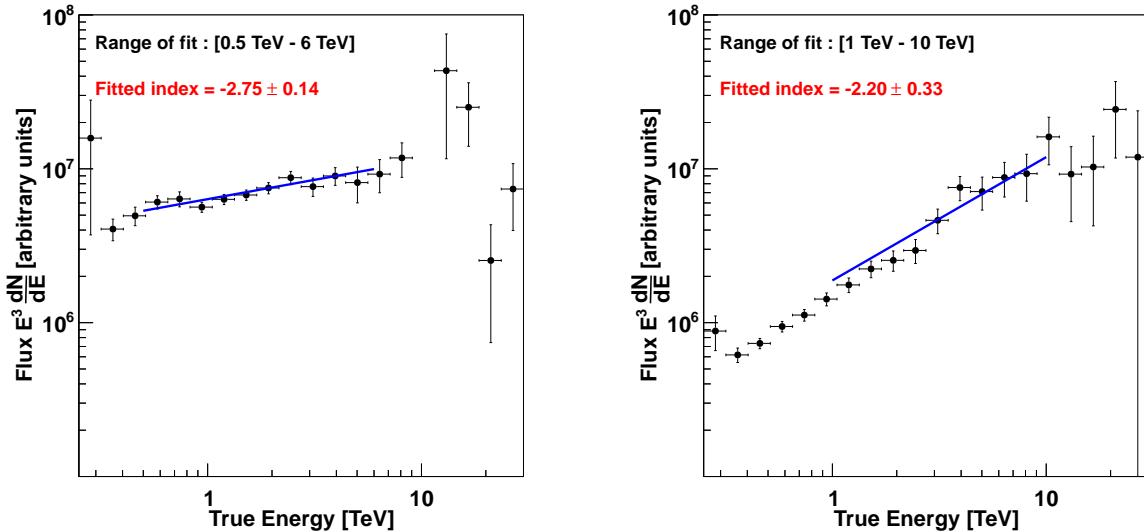


FIGURE 6.25 – À gauche : simulations Monte-Carlo de protons générés avec un indice de -2,8 reconstruits avec des tables de surface efficace calculées pour des protons. Les coupures appliquées sont celles présentées pour l'analyse du spectre des électrons et des positrons exceptée la coupure sur *Means Scaled Shower Goodness*. À droite : mêmes simulations de protons mais cette fois reconstruits avec des tables de surfaces efficaces calculées pour des électrons.

Ces deux tests permettent clairement d'identifier une contamination de hadrons comme étant à l'origine de la remontée du spectre. La raison pour laquelle l'analyse multivariée échoue à classer ces événements comme des hadrons est encore inconnue mais peut avoir au moins trois origines possibles :

- l'espace des phases décrit par les simulations est incomplet, ce qui conduit à une classification erronée de certains événements ;
- les modèles hadroniques utilisés pour simuler les gerbes de protons ne reproduisent pas correctement la réalité ;
- la remontée est causée par des noyaux d'hélium.

La première hypothèse est peu probable mais doit être envisagée. Une faible fraction de protons de très haute énergie tombant très loin du télescope pourrait expliquer ce résultat. La deuxième hypothèse est difficile à tester mais si elle s'avère correcte elle aurait des conséquences importantes pour les modèles de simulations de gerbes hadroniques. La dernière hypothèse est suggérée par les récents résultats d'AMS-02 montrant qu'à partir de 1 TeV le flux de rayonnement cosmique serait composé d'environ 50% de noyaux d'hélium dont l'indice spectral est différent et plus « dur » que l'indice spectral des protons [156, 157]. Les noyaux d'hélium sont des hadrons et sont donc aussi rejetés très efficacement par la coupure sur *Mean Scaled Shower Goodness*. Néanmoins, les noyaux d'hélium sont aussi plus susceptibles de transférer une part importante de leur énergie dans des sous-gerbes électromagnétiques. Dans le cadre de notre analyse, cela a peu d'effet car le pouvoir discriminant de la variable est défini par la position de la coupure. En revanche, pour l'analyse multivariée où un modèle de fond uniquement composé de simulations de protons a été utilisé, ce fait peut avoir une importance significative car un modèle uniquement composé de protons ne décrit qu'une partie du fond réel aux plus hautes énergies. En ce sens, cette hypothèse rejoint la première puisque cela signifierait que l'espace de phase est mal décrit par les simulations utilisées actuellement.

6.6 Interprétations des résultats

Le résultat présenté ici inclut une contamination résiduelle de hadrons et en particulier de protons. Connaissant le flux de protons du rayonnement cosmique [156], cette contamination peut être estimée à partir de simulations Monte-Carlo en estimant le nombre de protons passant toutes les coupures d'analyse et en le comparant aux nombres d'électrons passant ces mêmes coupures. À 1 TeV, la contamination résiduelle de protons est estimée de cette manière à 10-15%. Au-delà de 5 TeV, elle est estimée comme étant inférieure à 20%. L'incertitude principale sur cette estimation est due au fait que le jeu de coupures que l'on utilise est si « dur » que le nombre de protons passant toutes ces coupures est très faible. Afin de déterminer avec précision la contamination résiduelle de protons dans chaque intervalle en énergie de notre mesure, et notamment aux plus hautes énergies, de nouvelles simulations avec plus de statistique seront nécessaires. Toute interprétation de ce résultat doit donc tenir compte de cette incertitude.

Comme nous l'avons vu à la section 1.2.1.5, le temps de propagation d'un électron de 1 TeV est d'environ 10^5 années, ce qui correspond à environ 1 kpc selon les modèles de propagation usuels. Les électrons et les positrons les plus énergétiques permettent donc de sonder l'environnement galactique proche de la Terre. Au-delà de 1 TeV, la distance sur laquelle les électrons et les

positrons ont eu le temps de se propager est encore plus faible, réduisant drastiquement le nombre de sources astrophysiques pouvant contribuer à leur émission. Certains modèles prévoient donc l'apparition de signatures caractéristiques de ces sources locales dans le spectre d'électrons et de positrons au-delà de 1 TeV. Le spectre des électrons et des positrons déterminé dans ce chapitre est en contradiction flagrante avec certains de ces modèles. La figure 6.26 illustre le cas d'un modèle parmi d'autres proposé en 2004 pour Vela [158].

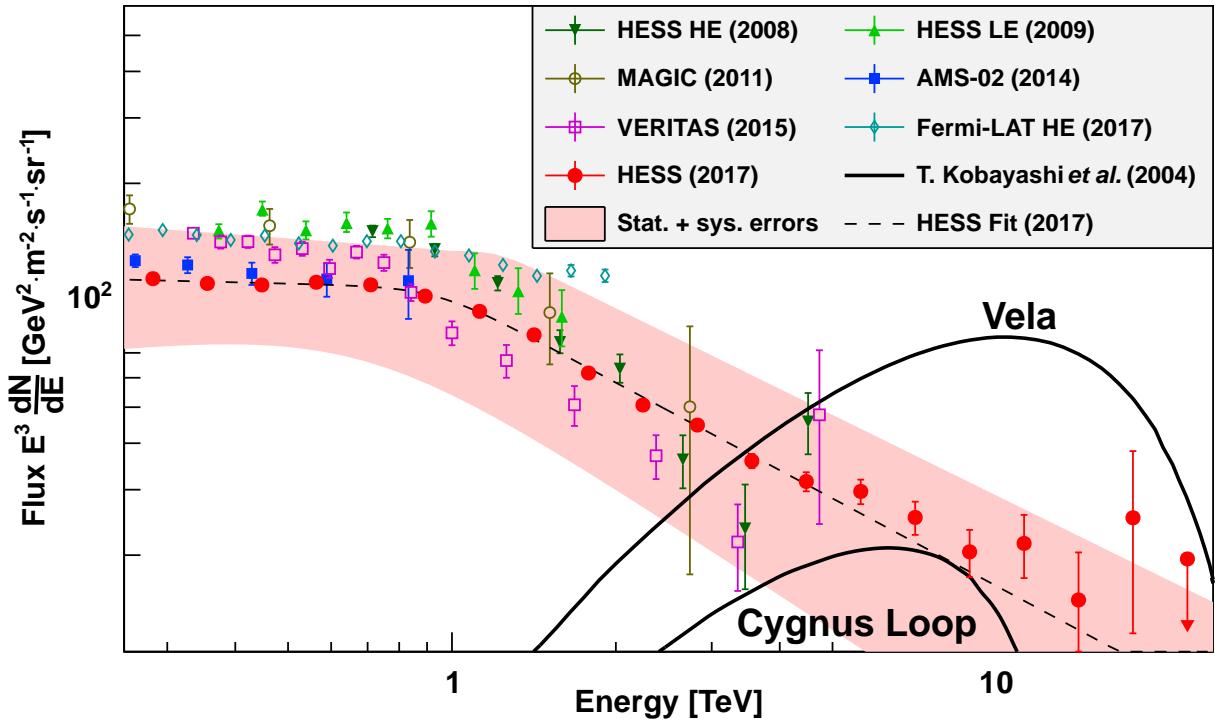


FIGURE 6.26 – Comparaison de la prédiction théorique d'un modèle d'émission d'électrons par Vela [158] au résultat que nous avons obtenu. Les données de H.E.S.S. permettent de rejeter sans ambiguïté ce modèle.

Au-delà du simple rejet de certains modèles, le résultat obtenu ici a de fortes implications sur plusieurs domaines de la physique contemporaine. En premier lieu, à haute énergie et ce jusqu'à 20 TeV, le spectre suit une loi de puissance simple (telle que mesurée aujourd'hui). Même si des mesures ultérieures pourront diminuer les erreurs sur un tel résultat et peut-être identifier la signature de sources locales dans le spectre, celles-ci seront d'une amplitude relativement faible. Une telle loi de puissance a donc des conséquences importantes en ce qui concerne le milieu interstellaire et les modèles de diffusion des rayons cosmiques dans la Galaxie, et en particulier le coefficient de diffusion. Ces contraintes pourraient possiblement aider à distinguer entre une hypothèse « pulsar » et une hypothèse « matière noire » dans l'interprétation du flux de positrons mesuré par AMS-02 [159].

Conclusion

Dans ce manuscrit nous avons dans un premier temps rappelé l'état actuel de nos connaissances sur le rayonnement cosmique, détaillant au passage certaines de ses caractéristiques les plus remarquables, ainsi que certaines questions encore ouvertes. Le lien entre ce rayonnement, les émissions diffuses et la matière noire a ensuite été montré après un bref exposé de la problématique de la matière noire. Nous nous sommes ensuite attachés à exposer les principes de la détection de rayons cosmiques depuis le sol, aussi appelée détection indirecte. Cette méthode repose sur la détection de particules secondaires produites lors du développement de gerbes atmosphériques initiées par l'interaction entre un rayon cosmique et une molécule de l'atmosphère. Nous avons ensuite décrit l'instrument H.E.S.S. dont la détection est basée sur le principe de l'imagerie du rayonnement Cherenkov atmosphérique. Après avoir présenté les caractéristiques techniques des télescopes et des caméras, ainsi que la calibration de celles-ci et l'étalonnage absolu en énergie de l'instrument, nous avons introduit les différentes méthodes de reconstruction des événements détectés. En particulier, nous avons détaillé la méthode du modèle semi-analytique qui offre la possibilité d'utiliser une variable discriminante basée sur le maximum de vraisemblance de l'ajustement des images des données par des images pré-calculées. Cette nouvelle variable se révèle avoir un pouvoir discriminant, entre d'une part les hadrons et d'autre part les γ , les électrons et les positrons, supérieur à toutes les variables utilisées précédemment. Grâce à cette ressemblance entre γ et leptons (électrons et positrons dans ce cas), en utilisant une stratégie de sélection des données permettant de négliger la contribution des γ dans notre région de signal, nous avons pu mesurer le spectre en énergie des électrons et des positrons du rayonnement cosmique jusqu'à ~ 20 TeV. Le spectre ainsi obtenu est bien décrit par une loi de puissance brisée continûment avec un indice spectral à basse énergie $\Gamma_1 = 3,04 \pm 0,01$ (stat) $^{+0,09}_{-0,15}$ (sys), un indice spectral à haute énergie $\Gamma_2 = 3,78 \pm 0,02$ (stat) $^{+0,15}_{-0,06}$ (sys) et un flux à 1 TeV $\Phi(1 \text{ TeV}) = 96,2 \pm 0,5$ (stat) $^{+17,2}_{-16,8}$ (sys) $\text{GeV}^2 \cdot \text{m}^2 \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$. Ce résultat permet d'atteindre des énergies inexplorées auparavant en ce qui concerne les électrons et les positrons. Les premières implications d'un tel résultat sont l'exclusion de modèles de sources proches et de propagation donnant lieu à des signatures proéminentes de ces sources dans le spectre. Plus généralement, ce résultat a de fortes implications pour la modélisation des quelques sources proches susceptibles de contribuer au spectre à des énergies supérieures au TeV et pour la modélisation de la propagation des électrons et des autres rayons cosmiques dans la Galaxie. Pour compléter la liste des conséquences directes d'un tel résultat, on peut mentionner la possibilité de calculer des limites supérieures sur la section efficace de désintégration ou d'annihilation de particules de matière noire en leptons. Ces conséquences étant aussi variées que multiples, cette nouvelle mesure du spectre des électrons et des positrons du rayonnement cosmique devrait à n'en pas douter générer une intense activité théorique et de modélisation dans les années à venir.

Par ailleurs, ce résultat repose sur l'extrême similarité entre les gerbes atmosphériques initiées par des rayons γ et des électrons ou des positrons. Dans ce manuscrit nous avons aussi présenté une étude permettant de caractériser le potentiel de discrimination entre γ et électrons à partir

Conclusion

de la lumière Cherenkov directe émise par ces derniers. Nous avons pu voir que les électrons émettent en effet une quantité significative de photons Cherenkov à haute altitude mais que ceux-ci souffrent d'une très forte absorption rendant impossible en l'état actuel de la sensibilité des instruments une application pratique au sein de l'analyse utilisée dans la collaboration H.E.S.S. En revanche, selon ce que seront les caractéristiques finales de la prochaine génération de caméra qui équipent le réseau CTA, cette distinction pourrait être envisageable. En tout état de cause elle est souhaitable car les techniques de discrimination entre hadrons et γ atteignent dorénavant de telles performances (qui seront encore améliorées par CTA) qu'une part non négligeable du bruit de fond est aujourd'hui constituée d'électrons. Bien que les différentes techniques de soustraction du fond que nous avons présentées et qui sont couramment utilisées dans le cadre de l'étude de sources astrophysiques permettent en principe de s'affranchir d'un tel fond, il est néanmoins souhaitable de poursuivre l'effort vers une meilleure discrimination entre rayons γ et leptons.

Concernant les futures mesures du spectre en énergie des électrons et des positrons du rayonnement cosmique, les premiers résultats proviendront des expériences CALET et DAMPE qui sont des détecteurs placés dans l'espace dont l'un des objectifs scientifiques est de mesurer le flux d'électrons et de positrons jusqu'à des énergies de l'ordre de ~ 10 TeV d'ici quelques années. Néanmoins aucune de ces deux expériences ne pourra, en principe, étendre la mesure à des énergies supérieures. CTA, qui aura une sensibilité environ 10 fois meilleure que celle de H.E.S.S., pourra en principe étendre la gamme en énergie étudiée mais il faudra pour cela attendre plusieurs années après la construction du réseau, le temps que la statistique accumulée par CTA dépasse celle de H.E.S.S. De plus, CTA pourrait être en mesure de distinguer entre les électrons et les positrons en utilisant la Lune comme spectromètre [160]. En réalisant une telle mesure, CTA permettrait de mesurer la fraction de positrons au-delà du TeV, ce que ne peuvent pas faire CALET et DAMPE car ces détecteurs ne sont pas conçus pour distinguer la matière de l'anti-matière comme le fait actuellement AMS-02. Cette mesure pourrait permettre de trancher définitivement la question de l'origine de l'augmentation du flux de positrons mesurée par PAMELA et AMS-02.

Bibliographie

- [1] J. ABRAHAM et al. “Observation of the Suppression of the Flux of Cosmic Rays above 4×10^{19} eV”. In : *Physical Review Letters* 101.6, 061101 (2008).
- [2] R. U. ABBASI et al. “First Observation of the Greisen-Zatsepin-Kuzmin Suppression”. In : *Physical Review Letters* 100.10, 101101 (2008).
- [3] K. GREISEN. “End to the Cosmic-Ray Spectrum ?” In : *Physical Review Letters* 16 (1966).
- [4] G. T. ZATSEPIN et V. A. KUZ’MIN. “Upper Limit of the Spectrum of Cosmic Rays”. In : *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters* 4 (1966).
- [5] A. AAB et al. “Depth of Maximum of Air-Shower Profiles at the Pierre Auger Observatory : Composition Implications”. In : *Physical Review D* 90.12, 122006 (2014).
- [6] A. AAB et al. “Depth of maximum of air-shower profiles at the Pierre Auger Observatory : Measurements at Energies above $10^{17.8}$ eV”. In : *Physical Review D* 90.12, 122005 (2014).
- [7] W. HANLON. *Cosmic Ray Spectra of Various Experiments*. 2011,
<http://www.physics.utah.edu/~whanlon/spectrum.html>.
- [8] J. A. SIMPSON. “Elemental and Isotopic Composition of the Galactic Cosmic Rays”. In : *Annual Review of Nuclear and Particle Science* 33 (1983).
- [9] L. ACCARDO et al. “High Statistics Measurement of the Positron Fraction in Primary Cosmic Rays of 0.5-500 GeV with the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station”. In : *Physical Review Letters* 113.12, 121101 (2014).
- [10] M. AGUILAR et al. “Antiproton Flux, Antiproton-to-Proton Flux Ratio, and Properties of Elementary Particle Fluxes in Primary Cosmic Rays Measured with the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station”. In : *Physical Review Letters* 117.9, 091103 (2016).
- [11] J. S. GEORGE et al. “Elemental Composition and Energy Spectra of Galactic Cosmic Rays During Solar Cycle 23”. In : *The Astrophysical Journal* 698 (2009).
- [12] G. DI SCIASCIO et R. IUPPA. “On the Observation of the Cosmic Ray Anisotropy below 10^{15} eV”. In : *ArXiv e-prints* (2014).
- [13] G. GIACINTI et J. G. KIRK. “Cosmic-Ray Anisotropy and the Local Interstellar Turbulence”. In : *ArXiv e-prints* (2017).
- [14] M. AHLERS. “Deciphering the Dipole Anisotropy of Galactic Cosmic Rays”. In : *Physical Review Letters* 117.15, 151103 (2016).
- [15] Oscar TABORDA. “Dipolar anisotropy of cosmic rays above 8 EeV”. In : *The Pierre Auger Observatory : Contributions to the 35th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2017)*. 2017.

Bibliographie

- [16] R. U. ABBASI et al. "Indications of Intermediate-scale Anisotropy of Cosmic Rays with Energy Greater Than 57 EeV in the Northern Sky Measured with the Surface Detector of the Telescope Array Experiment". In : *The Astrophysical Journal Letters* 790, L21 (2014).
- [17] P. J. LUNDQUIST, P. SOKOLSKY et P. TINYAKOV. "Evidence of Intermediate-Scale Energy Spectrum Anisotropy in the Northern Hemisphere from Telescope Array". In : *To appear in the proceedings of the to the 35th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2017) - PoS(ICRC2017)513* (2017).
- [18] E. FERMI. "On the Origin of the Cosmic Radiation". In : *Physical Review* 75 (1949).
- [19] E. PARIZOT. "Accélération des particules : les mécanismes de Fermi". In : *Ecole CNRS de Goutelas XXVI* (2003).
- [20] Mathieu DE NAUROIS. "Very High Energy astronomy from H.E.S.S. to CTA. Opening of a new astronomical window on the non-thermal Universe". Habilitation à diriger des recherches. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2012.
- [21] W. BAADE et F. ZWICKY. "Cosmic Rays from Super-novae". In : *Proceedings of the National Academy of Science* 20 (1934).
- [22] A. M. HILLAS. "The Origin of Ultra-High-Energy Cosmic Rays". In : *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 22 (1984).
- [23] F. R. ELDER et al. "Radiation from Electrons in a Synchrotron". In : *Physical Review* 71 (1947).
- [24] O. KLEIN et T. NISHINA. "Über die Streuung von Strahlung durch freie Elektronen nach der neuen relativistischen Quantendynamik von Dirac". In : *Zeitschrift fur Physik* 52 (1929).
- [25] H. BETHE et W. HEITLER. "On the Stopping of Fast Particles and on the Creation of Positive Electrons". In : *Proceedings of the Royal Society of London Series A* 146 (1934).
- [26] Malcolm S. LONGAIR. *High Energy Astrophysics*. 3rd. Cambridge University Press, 2011.
- [27] C. S. SHEN. "Pulsars and Very High-Energy Cosmic-Ray Electrons". In : *The Astrophysical Journal Letters* 162 (1970).
- [28] Robert Daniel PARSONS. "Towards a measurement of the cosmic ray electron spectrum at the highest energies, using the next-generation Cherenkov Array CTA". en. PhD Thesis. University of Leeds, 2011.
- [29] M. G. AARTSEN et al. "The IceCube Neutrino Observatory : instrumentation and online systems". In : *Journal of Instrumentation* 12 (2017).
- [30] P. GOLDREICH et W. H. JULIAN. "Pulsar Electrodynamics". In : *The Astrophysical Journal* 157 (1969).
- [31] R. ANTONUCCI. "Unified models for active galactic nuclei and quasars". In : *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 31 (1993).
- [32] C. M. URRY et P. PADOVANI. "Unified Schemes for Radio-Loud Active Galactic Nuclei". In : *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 107 (1995).
- [33] N. KARLSSON et FOR THE VERITAS COLLABORATION. "Discovery of VHE Gamma-ray Emission from the Starburst Galaxy M82". In : *ArXiv e-prints* (2009).
- [34] A. ABRAMOWSKI et al. "Spectral Analysis and Interpretation of the γ -Ray Emission from the Starburst Galaxy NGC 253". In : *The Astrophysical Journal* 757, 158 (2012).

- [35] R. W. KLEBESADEL, I. B. STRONG et R. A. OLSON. “Observations of Gamma-Ray Bursts of Cosmic Origin”. In : *The Astrophysical Journal Letters* 182 (1973).
- [36] A. ABRAMOWSKI et al. “Diffuse Galactic gamma-ray emission with H.E.S.S.” In : *Physical Review D* 90.12, 122007 (2014).
- [37] P. L. NOLAN et al. “Fermi Large Area Telescope Second Source Catalog”. In : *The Astrophysical Journal Supplement* 199, 31 (2012).
- [38] M. ACKERMANN et al. “The Spectrum of Isotropic Diffuse Gamma-Ray Emission between 100 MeV and 820 GeV”. In : *The Astrophysical Journal* 799, 86 (2015).
- [39] Tania GARRIGOUX. “Étude des émissions diffuses avec l’expérience H.E.S.S.” Thèse de doctorat. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2015.
- [40] J. BERINGER et al. “Review of Particle Physics”. In : *Physical Review D* 86.1, 010001 (2012).
- [41] M. AGUILAR et al. “Precision Measurement of the ($e^+ + e^-$) Flux in Primary Cosmic Rays from 0.5 GeV to 1 TeV with the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station”. In : *Physical Review Letters* 113.22, 221102 (2014).
- [42] O. ADRIANI et al. “Energy Spectrum of Cosmic-Ray Electron and Positron from 10 GeV to 3 TeV Observed with the Calorimetric Electron Telescope on the International Space Station”. In : *Physical Review Letters* 119, 181101 (2017).
- [43] F. GARGANO. “DAMPE space mission : first data”. In : *ArXiv e-prints* (2017).
- [44] P. D. SERPICO. “Astrophysical models for the origin of the positron “excess””. In : *Astroparticle Physics* 39 (2012).
- [45] C.-H. CHEN, C.-W. CHIANG et T. NOMURA. “Dark matter for excess of AMS-02 positrons and antiprotons”. In : *Physics Letters B* 747 (2015).
- [46] M. DI MAURO et al. “Interpretation of AMS-02 electrons and positrons data”. In : *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* 4, 006 (2014).
- [47] M. AGUILAR et al. “Electron and Positron Fluxes in Primary Cosmic Rays Measured with the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station”. In : *Physical Review Letters* 113.12, 121102 (2014).
- [48] K. G. BEGEMAN, A. H. BROEILS et R. H. SANDERS. “Extended rotation curves of spiral galaxies - Dark haloes and modified dynamics”. In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 249 (1991).
- [49] F. ZWICKY. “Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln”. In : *Helvetica Physica Acta* 6 (1933).
- [50] F. ZWICKY. “On the Masses of Nebulae and of Clusters of Nebulae”. In : *The Astrophysical Journal* 86 (1937).
- [51] P. TISSERAND et al. “Limits on the Macho content of the Galactic Halo from the EROS-2 Survey of the Magellanic Clouds”. In : *Astronomy and Astrophysics* 469 (2007).
- [52] D. CLOWE et al. “A Direct Empirical Proof of the Existence of Dark Matter”. In : *The Astrophysical Journal Letters* 648 (2006).
- [53] PLANCK COLLABORATION et al. “Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters”. In : *Astronomy and Astrophysics* 594, A13 (2016).

Bibliographie

- [54] M. MILGROM. “A modification of the Newtonian dynamics as a possible alternative to the hidden mass hypothesis”. In : *The Astrophysical Journal* 270 (1983).
- [55] K. ABE et al. “Search for proton decay via $p \rightarrow e^+ \pi^0$ and $p \rightarrow \mu^+ \pi^0$ in 0.31 megaton·years exposure of the Super-Kamiokande water Cherenkov detector”. In : *Physical Review D* 95.1 (2017).
- [56] K. ABE et al. “Search for nucleon decay into charged antilepton plus meson in 0.316 megaton·years exposure of the Super-Kamiokande water Cherenkov detector”. In : *Physical Review D* 96.1 (2017).
- [57] Theodor KALUZA. “On the Problem of Unity in Physics”. In : *Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. Berlin (Math. Phys.)* 1921 (1921).
- [58] Oskar KLEIN. “Quantum Theory and Five-Dimensional Theory of Relativity. (In German and English)”. In : *Z. Phys.* 37 (1926).
- [59] M. GÖTZ et J. SOMMER-LARSEN. “Galaxy formation : Warm dark matter, missing satellites, and the angular momentum problem”. In : *Astrophysics and Space Science* 284 (2003).
- [60] E. GIUSARMA et al. “Constraints on massive sterile neutrino species from current and future cosmological data”. In : *Physical Review D* 83.11, 115023 (2011).
- [61] E. BULBUL et al. “Detection of an Unidentified Emission Line in the Stacked X-Ray Spectrum of Galaxy Clusters”. In : *The Astrophysical Journal* 789, 13 (2014).
- [62] A. BOYARSKY et al. “Unidentified Line in X-Ray Spectra of the Andromeda Galaxy and Perseus Galaxy Cluster”. In : *Physical Review Letters* 113.25, 251301 (2014).
- [63] T. JELTEMA et S. PROFUMO. “Deep XMM observations of Draco rule out at the 99 per cent confidence level a dark matter decay origin for the 3.5 keV line”. In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 458 (2016).
- [64] R. D. PECCEI et H. R. QUINN. “CP conservation in the presence of pseudoparticles”. In : *Physical Review Letters* 38 (1977).
- [65] P. SIKIVIE. “Experimental tests of the ‘invisible’ axion”. In : *Physical Review Letters* 51 (1983).
- [66] D. WOUTERS et P. BRUN. “Irregularity in gamma ray source spectra as a signature of axionlike particles”. In : *Physical Review D* 86.4, 043005 (2012).
- [67] Valentin LEFRANC. “Recherche de matière noire, observation du centre galactique avec H.E.S.S. et modernisation des caméras de H.E.S.S. I”. Thèse de doctorat. Université Paris-Saclay, 2016.
- [68] D. S. AKERIB et al. “The Large Underground Xenon (LUX) experiment”. In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 704 (2013).
- [69] E. APRILE et al. “First Dark Matter Search Results from the XENON1T Experiment”. In : *Physical Review Letters* 119.18 (2017).
- [70] P. AGNES et al. “First results from the DarkSide-50 dark matter experiment at Laboratori Nazionali del Gran Sasso”. In : *Physics Letters B* 743 (2015).
- [71] R. BERNABEI et al. “The DAMA/LIBRA apparatus”. In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 592 (2008).
- [72] D. S. AKERIB et al. “Results from a Search for Dark Matter in the Complete LUX Exposure”. In : *Physical Review Letters* 118.2, 021303 (2017).

- [73] Andi TAN et al. "Dark Matter Results from First 98.7 Days of Data from the PandaX-II Experiment". In : *Physical Review Letters* 117.12 (2016).
- [74] E. APRILE et al. "XENON100 dark matter results from a combination of 477 live days". In : *Physical Review D* 94.12, 122001 (2016).
- [75] S. ADRIÁN-MARTÍNEZ et al. "Letter of intent for KM3NeT 2.0". In : *Journal of Physics G Nuclear and Particle Physics* 43.8, 084001 (2016).
- [76] M. AGERON et al. "ANTARES : The first undersea neutrino telescope". In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 656 (2011).
- [77] Matthieu KIEFFER. "Recherche indirecte de matière noire avec l'expérience H.E.S.S." Thèse de doctorat. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2015.
- [78] T. BRINGMANN, L. BERGSTRÖM et J. EDSJÖ. "New gamma-ray contributions to supersymmetric dark matter annihilation". In : *Journal of High Energy Physics* 1, 049 (2008).
- [79] J. F. NAVARRO, C. S. FRENK et S. D. M. WHITE. "A Universal Density Profile from Hierarchical Clustering". In : *The Astrophysical Journal* 490 (1997).
- [80] D. MERRITT et al. "Empirical Models for Dark Matter Halos. I. Nonparametric Construction of Density Profiles and Comparison with Parametric Models". In : *The Astronomical Journal* 132 (2006).
- [81] J. EINASTO. "On the Construction of a Composite Model for the Galaxy and on the Determination of the System of Galactic Parameters". In : *Trudy Astrofizicheskogo Instituta Alma-Ata* 5 (1965).
- [82] P. SALUCCI et A. BURKERT. "Dark Matter Scaling Relations". In : *The Astrophysical Journal Letters* 537 (2000).
- [83] S. CASERTANO et P. HUT. "Core radius and density measurements in N-body experiments Connections with theoretical and observational definitions". In : *The Astrophysical Journal* 298 (1985).
- [84] P. D. SACKETT et L. S. SPARKE. "The dark halo of the polar-ring galaxy NGC 4650A". In : *The Astrophysical Journal* 361 (1990).
- [85] H. ABDALLAH et al. "Search for Dark Matter Annihilations towards the Inner Galactic Halo from 10 Years of Observations with H.E.S.S." In : *Physical Review Letters* 117.11, 111301 (2016).
- [86] A. ABRAMOWSKI et al. "Search for Photon-Linelike Signatures from Dark Matter Annihilations with H.E.S.S." In : *Physical Review Letters* 110.4, 041301 (2013).
- [87] H. ABDALLA et al. "H.E.S.S. Limits on Linelike Dark Matter Signatures in the 100 GeV to 2 TeV Energy Range Close to the Galactic Center". In : *Physical Review Letters* 117.15, 151302 (2016).
- [88] A. ABRAMOWSKI et al. "Search for a Dark Matter Annihilation Signal from the Galactic Center Halo with H.E.S.S." In : *Physical Review Letters* 106.16, 161301 (2011).
- [89] T. DAYLAN et al. "The characterization of the gamma-ray signal from the central Milky Way : A case for annihilating dark matter". In : *Physics of the Dark Universe* 12 (2016).
- [90] R. BARTELS, S. KRISHNAMURTHY et C. WENIGER. "Strong Support for the Millisecond Pulsar Origin of the Galactic Center GeV Excess". In : *Physical Review Letters* 116.5, 051102 (2016).

Bibliographie

- [91] M. ACKERMANN et al. “Searching for Dark Matter Annihilation from Milky Way Dwarf Spheroidal Galaxies with Six Years of Fermi Large Area Telescope Data”. In : *Physical Review Letters* 115.23, 231301 (2015).
- [92] A. ABRAMOWSKI et al. “Search for dark matter annihilation signatures in H.E.S.S. observations of dwarf spheroidal galaxies”. In : *Physical Review D* 90.11, 112012 (2014).
- [93] S. ARCHAMBAULT et al. “Dark matter constraints from a joint analysis of dwarf Spheroidal galaxy observations with VERITAS”. In : *Physical Review D* 95.8, 082001 (2017).
- [94] M. ACKERMANN et al. “Constraints on dark matter annihilation in clusters of galaxies with the Fermi large area telescope”. In : *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* 5, 025 (2010).
- [95] J. ALEKSIĆ et al. “MAGIC Gamma-ray Telescope Observation of the Perseus Cluster of Galaxies : Implications for Cosmic Rays, Dark Matter, and NGC 1275”. In : *The Astrophysical Journal* 710 (2010).
- [96] A. ABRAMOWSKI et al. “Search for Dark Matter Annihilation Signals from the Fornax Galaxy Cluster with H.E.S.S.” In : *The Astrophysical Journal* 750, 123 (2012).
- [97] R. ROY et R. D. REED. *Interactions of photons and leptons with matter*. Academic Press, 1968.
- [98] G. MOLIÈRE. “Theorie der Streuung schneller geladener Teilchen II. Mehrfach- und Vielfachstreuung”. In : *Zeitschrift Naturforschung Teil A* 3 (1948).
- [99] H. A. BETHE. “Molière’s Theory of Multiple Scattering”. In : *Physical Review* 89 (6 1953).
- [100] W. HEITLER. *Quantum theory of radiation*. Oxford University Press, 1954.
- [101] J. MATTHEWS. “A Heitler model of extensive air showers”. In : *Astroparticle Physics* 22 (2005).
- [102] R. S. FLETCHER et al. “SIBYLL : An event generator for simulation of high energy cosmic ray cascades”. In : *Physical Review D* 50 (1994).
- [103] N. N. KALMYKOV, S. S. OSTAPCHENKO et A. I. PAVLOV. “Quark-Gluon-String Model and EAS Simulation Problems at Ultra-High Energies”. In : *Nuclear Physics B Proceedings Supplements* 52 (1997).
- [104] T. PIEROG et al. “EPOS LHC : Test of collective hadronization with data measured at the CERN Large Hadron Collider”. In : *Physical Review C* 92 (2015).
- [105] C. C. THAKURIA et K. BORUAH. “Comparison of EPOS and QGSJET-II in EAS Simulation using CORSIKA”. In : *ArXiv e-prints* (2012).
- [106] P. M. S. BLACKETT. “Emission spectra of the night sky and aurora”. In : *The Observatory* 67 (1947).
- [107] W. GALBRAITH et J. V. JELLEY. “Light Pulses from the Night Sky associated with Cosmic Rays”. In : *Nature* 171 (1953).
- [108] G.T. ZATSEPIN et A.E. CHUDAKOV. “On the methods for searching local sources of high energy photons”. In : *Journal of Experimental and Theoretical Physics* 41 (1961).
- [109] K. BERNLÖHR. “Impact of atmospheric parameters on the atmospheric Cherenkov technique*”. In : *Astroparticle Physics* 12 (2000).
- [110] I. DE LA CALLE PÉREZ et S. D. BILLER. “Extending the sensitivity of air Čerenkov telescopes”. In : *Astroparticle Physics* 26 (2006).

- [111] T. C. WEEKES et al. “Observation of TeV gamma rays from the Crab nebula using the atmospheric Cerenkov imaging technique”. In : *The Astrophysical Journal* 342 (1989).
- [112] A. BARRAU et al. “The CAT imaging telescope for very-high-energy gamma-ray astronomy.” In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 416 (1998).
- [113] A. DAUM et al. “First results on the performance of the HEGRA IACT array”. In : *Astroparticle Physics* 8 (1997).
- [114] F. AHARONIAN et al. “Observations of the Crab nebula with HESS”. In : *Astronomy and Astrophysics* 457 (2006).
- [115] J. ALEKSIĆ et al. “The major upgrade of the MAGIC telescopes, Part II : A performance study using observations of the Crab Nebula”. In : *Astroparticle Physics* 72 (2016).
- [116] N. PARK et VERITAS COLLABORATION. “Performance of the VERITAS experiment”. In : *34th International Cosmic Ray Conference (ICRC2015)*. T. 34. International Cosmic Ray Conference. 2015.
- [117] B. S. ACHARYA et al. “Introducing the CTA concept”. In : *Astroparticle Physics* 43 (2013).
- [118] P. GORET et al. “Observations of TeV gamma rays from the Crab nebula”. In : *Astronomy and Astrophysics* 270 (1993).
- [119] P. BAILLON et al. “Energy Spectrum of the Crab Nebula in the Multi-TeV Region”. In : *International Cosmic Ray Conference* 1 (1993).
- [120] E. PARÉ et al. “CELESTE : an atmospheric Cherenkov telescope for high energy gamma astrophysics”. In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 490 (2002).
- [121] R. ATKINS et al. “TeV Gamma-Ray Survey of the Northern Hemisphere Sky Using the Milagro Observatory”. In : *The Astrophysical Journal* 608 (2004).
- [122] A. U. ABEYSEKARA et al. “Observation of the Crab Nebula with the HAWC Gamma-Ray Observatory”. In : *The Astrophysical Journal* 843, 39 (2017).
- [123] John M. DAVIES et Eugene S. COTTON. “Design of the quartermaster solar furnace”. In : *Solar Energy* 1.2 (1957).
- [124] VINCENT ET AL. “Performance of the H.E.S.S. cameras”. In : *FRONTIERS SCIENCE SERIES* 5 (2003).
- [125] S. FUNK et al. “The trigger system of the H.E.S.S. telescope array”. In : *Astroparticle Physics* 22 (2004).
- [126] J. BOLMONT et al. “The camera of the fifth H.E.S.S. telescope. Part I : System description”. In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 761 (2014).
- [127] G. GIAVITTO et al. “A major electronics upgrade for the H.E.S.S. Cherenkov telescopes 1-4”. In : *34th International Cosmic Ray Conference (ICRC2015)*. T. 34. International Cosmic Ray Conference. 2015.
- [128] F. AHARONIAN et al. “Calibration of cameras of the H.E.S.S. detector”. In : *Astroparticle Physics* 22 (2004).
- [129] R. CHALME-CALVET et al. “Muon efficiency of the H.E.S.S. telescope”. In : *ArXiv e-prints* (2014).
- [130] M. P. KERTZMAN et G. H. SEMBROSKI. “Computer simulation methods for investigating the detection characteristics of TeV air Cherenkov telescopes”. In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 343 (1994).

Bibliographie

- [131] D. HECK et al. *CORSIKA : a Monte Carlo code to simulate extensive air showers*. 1998.
- [132] K. BERNLÖHR et al. “Monte Carlo design studies for the Cherenkov Telescope Array”. In : *Astroparticle Physics* 43 (2013).
- [133] Julien GUY. “Premiers résultats de l’expérience H.E.S.S. et étude du potentiel de détection de matière noire supersymétrique”. Thèse de doctorat. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2003.
- [134] M. HOLLER et al. “Run-Wise Simulations for Imaging Atmospheric Cherenkov Telescope Arrays”. In : *ArXiv e-prints* (2017).
- [135] A. M. HILLAS. “Cerenkov light images of EAS produced by primary gamma”. In : *International Cosmic Ray Conference* 3 (1985).
- [136] M. DE NAUROIS et L. ROLLAND. “A high performance likelihood reconstruction of γ -rays for imaging atmospheric Cherenkov telescopes”. In : *Astroparticle Physics* 32 (2009).
- [137] M. LEMOINE-GOUMARD, B. DEGRANGE et M. TLUCZYKONT. “Selection and 3D-reconstruction of gamma-ray-induced air showers with a stereoscopic system of atmospheric Cherenkov telescopes”. In : *Astroparticle Physics* 25 (2006).
- [138] M. DE NAUROIS. “Analysis methods for Atmospheric Cerenkov Telescopes”. In : *ArXiv Astrophysics e-prints* (2006).
- [139] F. DUBOIS, G. LAMANNA et A. JACHOLKOWSKA. “A multivariate analysis approach for the imaging atmospheric Cherenkov telescopes system H.E.S.S.” In : *Astroparticle Physics* 32.2 (2009).
- [140] C. TRICHARD et al. “Xeff analysis method optimization to enhance IACTs performances”. In : *34th International Cosmic Ray Conference (ICRC2015)*. T. 34. International Cosmic Ray Conference. 2015.
- [141] A. FIASSON et al. “Optimization of multivariate analysis for IACT stereoscopic systems”. In : *Astroparticle Physics* 34 (2010).
- [142] T.-P. LI et Y.-Q. MA. “Analysis methods for results in gamma-ray astronomy”. In : *The Astrophysical Journal* 272 (1983).
- [143] Anne LEMIÈRE. “Electrons reliques de très haute énergie dans les nébuleuses de pulsar : étude et identification d’une population de sources gamma du TeV avec H.E.S.S.” Thèse de doctorat. Université Paris-Diderot - Paris VII, 2006.
- [144] G. P. ROWELL. “A new template background estimate for source searching in TeV gamma-ray astronomy”. In : *Astronomy and Astrophysics* 410 (2003).
- [145] ROSSI. *High-Energy Particles*. Prentice-Hall, 1952.
- [146] Ugo AMALDI. “Fluctuations in Calorimetry Measurements”. In : *Physica Scripta* 23.4A (1981).
- [147] F. AHARONIAN et al. “First ground-based measurement of atmospheric Cherenkov light from cosmic rays”. In : *Physical Review D* 75.4, 042004 (2007).
- [148] F. AHARONIAN et al. “Energy Spectrum of Cosmic-Ray Electrons at TeV Energies”. In : *Physical Review Letters* 101.26, 261104 (2008).
- [149] F. AHARONIAN et al. “Probing the ATIC peak in the cosmic-ray electron spectrum with H.E.S.S.” In : *Astronomy and Astrophysics* 508 (2009).

-
- [150] D. BORLA TRIDON. “Measurement of the cosmic electron spectrum with the MAGIC telescopes”. In : *International Cosmic Ray Conference 6* (2011).
 - [151] D. STASZAK et VERITAS COLLABORATION. “A Cosmic-ray Electron Spectrum with VERITAS”. In : *34th International Cosmic Ray Conference (ICRC2015)*. T. 34. International Cosmic Ray Conference. 2015.
 - [152] S. ABDOLLAHI et al. “Cosmic-ray electron-positron spectrum from 7 GeV to 2 TeV with the Fermi Large Area Telescope”. In : *Physical Review D* 95 (2017).
 - [153] D. KOLITZUS. “Revisiting the cosmic-ray electron spectrum with H.E.S.S.” en. PhD Thesis. Universität Innsbruck, 2016.
 - [154] S. OHM, C. VAN ELDIK et K. EGBERTS. “ γ /hadron separation in very-high-energy γ -ray astronomy using a multivariate analysis method”. In : *Astroparticle Physics* 31 (2009).
 - [155] M. KRAUS. “The Cosmic-Ray Electron Anisotropy Measured with H.E.S.S. and Characterization of a Readout System for the SST Cameras of C.T.A.” en. PhD Thesis. Friedrich-Alexander-University of Erlangen-Nürnberg, 2018.
 - [156] M. AGUILAR et al. “Precision Measurement of the Proton Flux in Primary Cosmic Rays from Rigidity 1 GV to 1.8 TV with the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station”. In : *Physical Review Letters* 114.17, 171103 (2015).
 - [157] M. AGUILAR et al. “Precision Measurement of the Helium Flux in Primary Cosmic Rays of Rigidities 1.9 GV to 3 TV with the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station”. In : *Physical Review Letters* 115.21, 211101 (2015).
 - [158] T. KOBAYASHI et al. “The Most Likely Sources of High-Energy Cosmic-Ray Electrons in Supernova Remnants”. In : *The Astrophysical Journal* 601 (2004).
 - [159] M. AGUILAR et al. “First Result from the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station : Precision Measurement of the Positron Fraction in Primary Cosmic Rays of 0.5-350 GeV”. In : *Physical Review Letters* 110.14, 141102 (2013).
 - [160] J. VANDENBROUCKE et al. “Prospects for Measuring the Positron Excess with the Cherenkov Telescope Array”. In : *ArXiv e-prints* (2015).

Bibliographie

Résumé :

Le réseau de télescopes H.E.S.S. (*High Energy Stereoscopic System*) permet de détecter des particules du rayonnement cosmique par l'émission de lumière Cherenkov émise par les particules secondaires résultant de l'interaction d'une particule primaire dans l'atmosphère terrestre. Outre la détection et l'étude de sources astrophysiques qui émettent des rayons γ , H.E.S.S. permet d'étudier les différentes émissions diffuses du rayonnement cosmique. L'intérêt de ces émissions diffuses dans la compréhension de l'origine et la propagation des rayons cosmiques ainsi que la possibilité d'y détecter un signal de matière noire est rappelé dans ce manuscrit. Après une présentation de l'expérience H.E.S.S., la possible amélioration de la discrimination entre les rayons γ et les électrons avec H.E.S.S. est discutée. En particulier, la possibilité de détecter le rayonnement Cherenkov direct émis par les électrons primaires du rayonnement cosmique au contraire des rayons γ est abordée. Ensuite, une méthode de discrimination basée sur une comparaison à l'aide d'un maximum de vraisemblance entre des images enregistrées par les caméras des télescopes et des images issues d'un modèle semi-analytique est utilisée afin d'obtenir une reconstruction spectrale des électrons et des positrons du rayonnement cosmique avec les données de H.E.S.S. Cette mesure permet pour la première fois d'étendre la détermination du spectre en énergie des électrons et des positrons du rayonnement cosmique jusqu'à 20 TeV.

Mots-clés : Spectre des électrons du rayonnement cosmique, émissions diffuses, rayonnement Cherenkov direct, expérience H.E.S.S., matière noire, astroparticules.

Abstract:

The telescope array H.E.S.S. (*High Energy Stereoscopic System*) allows to detect cosmic ray particles with the Cherenkov light that is emitted by the secondary particles resulting of the interaction of the primary particles in the Earth's atmosphere. Besides the detection and the study of astrophysical sources that emit γ rays, H.E.S.S. allows to study the different diffuse emissions that compose the cosmic rays. The interest of these diffuse emissions for the comprehension of the origin and the propagation of cosmic rays as well as the chance that they conduct to the detection of a dark matter signal is recalled in this manuscript. Following a presentation of the H.E.S.S. experiment, the possible improvment of the discrimination between γ rays and electrons with H.E.S.S. is discussed. Especially, the possibility of detecting direct Cherenkov light emitted by primary cosmic ray electrons but not by primary γ rays is addressed. Then, a discriminating method based on a log-likelihood comparison between recorded images and template images from a semi-analytical model is used to obtain a spectral reconstruction of the cosmic ray electrons and positrons with H.E.S.S. data. This measurement allows for the first time to establish the shape of the energy spectrum of cosmic ray electrons and positrons up to 20 TeV.

Key words: Cosmic ray electron spectrum, diffuse emissions, direct Cherenkov light, H.E.S.S. experiment, dark matter, astroparticles.
