



HAL
open science

Mesures du flux d'électrons, du flux de positons, et de leur rapport avec l'expérience AMS-02 : interprétation en terme de matière noire et pulsars

Sami Caroff

► **To cite this version:**

Sami Caroff. Mesures du flux d'électrons, du flux de positons, et de leur rapport avec l'expérience AMS-02 : interprétation en terme de matière noire et pulsars. Astrophysique galactique [astro-ph.GA]. Université Grenoble Alpes, 2016. Français. NNT : 2016GREAY052 . tel-01586243

HAL Id: tel-01586243

<https://theses.hal.science/tel-01586243v1>

Submitted on 12 Sep 2017

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

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

THÈSE

Pour obtenir le grade de

**DOCTEUR DE la Communauté UNIVERSITÉ
GRENOBLE ALPES**

Spécialité : **Physique Subatomique et Astroparticules**

Arrêté ministériel : 7 Août 2006

Présentée par

Sami Caroff

Thèse dirigée par **Vincent Poireau**

préparée au sein du **Laboratoire d'Annecy-le-Vieux de Physique des
Particules**
et de l'**École Doctorale de Physique de Grenoble**

Mesures du flux d'électrons, du flux de positons, et de leur rapport avec l'expérience AMS-02. Interpré- tation en termes de matière noire et de pulsars.

Thèse soutenue publiquement le **4 octobre 2016**,
devant le jury composé de :

Giovanni Lamanna

Directeur de recherche, LAPP, Président

Marco Cirelli

Chargé de recherche, LPTHE, Rapporteur

Martin Pohl

Professeur, UniGe, Rapporteur

Vitaly Choutko

Professeur, MIT, Examineur

Pierre Salati

Professeur, LAPTH, Examineur

Vincent Poireau

Chargé de recherche, LAPP, Directeur de thèse



REMERCIEMENTS

Je souhaiterais remercier tout d'abord la direction du laboratoire, pour m'avoir permis d'exercer mon travail au LAPP dans d'excellentes conditions, et cela tout au long de ma thèse. Je remercie en premier lieu Yannis Karyotakis qui était directeur à mon arrivée au laboratoire. Je remercie doublement Giovanni Lamanna pour son rôle de directeur du laboratoire lors de ma dernière année de thèse, ainsi que pour avoir présidé mon jury de thèse.

Je remercie les rapporteurs de ce manuscrit, Marco Cirelli et Martin Pohl, que j'ai fait durement travailler en plein été, mais à qui la qualité du manuscrit est en grande partie due. J'ai pris beaucoup de plaisir à interagir avec vous, avant et pendant la soutenance.

Je remercie bien évidemment Vincent Poireau, avec qui j'ai beaucoup apprécié travailler pendant 3 ans, et aussi beaucoup souffert pour l'écriture du manuscrit, il comprendra pourquoi. Je pense qu'il a su me donner la liberté suffisante pour mener à bien cette thèse, tout en prenant la barre au moment opportun afin d'éviter les écueils et les récifs.

Je remercie les examinateurs. Pierre Salati, qui m'a invité à découvrir le laboratoire alors que je n'étais encore qu'en master, et m'a offert l'opportunité de consacrer une partie de mon travail à de la phénoménologie. Vitaly Choutko, que j'ai côtoyé au cours de ces trois ans dans la collaboration AMS, et que je remercie chaleureusement pour les enrichissantes discussions sur mon travail. Si ma soutenance a été un franc succès, c'est aussi en partie grâce à l'apport et aux commentaires de Dominique Duchesneau, merci.

Je souhaite remercier les membres du groupe AMS du LAPP qui m'ont grandement apporté pendant ces trois ans, Corinne Goy, Sylvie Rosier, Guy Coignet et Jean-Pierre Vialle. Je n'oublie pas la foule de non-permanents qui ont travaillé dans le groupe au cours de ma thèse, Li Tao, Jie Feng, Sandy Aupetit, Manuela Vecchi et Antje Putze. Il y a enfin Fernando Barao, visiteur récurrent du groupe, toujours de bon conseil et de bonne compagnie, que je souhaiterais remercier. Il y a aussi les théoriciens avec qui j'ai travaillé, avec qui la bonne ambiance a toujours été au rendez-vous, Mathieu Boudaud, Yoann Genolini et Vivian Poulin.

Je remercie également l'équipe pédagogique de l'université de Savoie, dont j'ai fait partie durant deux années. Plus particulièrement Richard Taillet pour ces photocopies de cours d'une qualité exemplaire, ainsi que Gilles Maurin et Gwenaël Gaborit qui m'ont aidé au jour le jour pour les encadrements de TD et de TP.

Il y a évidemment tous les doctorants et post-docs du laboratoire, dont je ne me risquerai pas à écrire une liste non-exhaustive, qui font la superbe ambiance de ce laboratoire. Quoique, risquons nous au moins à lister le cru 2016 des docteurs, Marine Ducrot évidemment qui m'a suivi de Montpellier jusqu'à Annecy par un heureux hasard, Léo Beaucourt, Luis Manzanillas et Mathieu Boudaud que je cite pour la seconde fois, il le mérite bien. Rajoutons Jill Chevalier, qui a partagé mon bureau au moment crucial, et douloureux, de l'écriture de ce manuscrit.

Je remercie aussi ma famille qui m'a soutenu, mon frère et ma sœur, et ma mère qui a été très angoissée pour le pot de thèse (et non par la soutenance elle-même). Je remercie la team du lycée docteur Lacroix, pour être venu de loin pour assister à ma soutenance, ça a été un excellent moment. Je remercie Bérengère pour toujours avoir été là durant ces trois ans.

TABLE DES MATIÈRES

1	INTRODUCTION	1
I	RAYONNEMENT COSMIQUE ET MATIÈRE NOIRE	3
2	GÉNÉRALITÉS SUR LE RAYONNEMENT COSMIQUE	5
2.1	L'ère des pionniers	5
2.2	Une providence pour la physique des particules	6
2.3	La question des origines	7
2.4	Vers une nouvelle physique?	10
2.5	Détecteurs	11
3	MATIÈRE NOIRE	15
3.1	Preuves observationnelles	15
3.1.1	Courbes de rotation des galaxies spirales	15
3.1.2	Dispersion des vitesses dans les galaxies elliptiques	16
3.1.3	Dispersion des vitesses dans les amas de galaxies	18
3.1.4	Emission de rayons X du gaz intergalactique	18
3.1.5	Effets de lentille gravitationnelle	18
3.1.6	Fond diffus cosmologique	19
3.2	Candidats à la matière noire	22
3.2.1	Neutrinos stériles	22
3.2.2	Axions	23
3.2.3	WIMP	23
3.3	Méthodes de détection	25
3.3.1	Collisionneur	25
3.3.2	Détection directe	25
3.3.3	Détection indirecte	27
4	DÉTECTION INDIRECTE DE MATIÈRE NOIRE	29
4.1	détection indirecte de matière noire	29
4.2	Propagation des rayons cosmiques	29
4.3	Modèle simplifié de propagation	31
4.4	Propagation des positons	32
4.4.1	Résolution de l'équation de diffusion par fonction de Green	32
4.4.2	Résolution de l'équation de diffusion stationnaire par fonction de Bessel	36
4.4.3	Conclusions et remarques sur la propagation des positons	37
4.5	Sources de positons galactiques	38
4.5.1	Positons secondaires	38
4.5.2	Sources de positons primaires	39
4.6	Modulation solaire	41
4.7	L'excès de positons	42
II	LE DÉTECTEUR AMS-02	45
5	DESCRIPTION DU DÉTECTEUR AMS-02	47
5.1	Présentation générale et but de l'expérience	47

5.2	Présentation des sous-détecteurs d'AMS-02	48	
5.2.1	Le détecteur à rayonnement de transition (TRD)	48	
5.2.2	Temps de vol (TOF)	51	
5.2.3	Trajectomètre (Tracker) et aimant permanent (Magnet)	52	
5.2.4	Compteur d'anti-coïncidence (ACC)	54	
5.2.5	Détecteur Cherenkov à imagerie en anneaux (RICH)	54	
5.2.6	Calorimètre électromagnétique (ECAL)	55	
5.3	Système d'acquisition des données	58	
5.3.1	Système de déclenchement (trigger)	58	
5.3.2	Système de traitement des données en vol	59	
6	MESURE DES OBSERVABLES AVEC AMS-02	61	
6.1	Principe général de la reconnaissance des événements avec AMS-02	61	
6.2	Mesure des observables et étalonnage des sous-détecteurs	62	
6.2.1	TRD	62	
6.2.2	Trajectomètre	64	
6.2.3	TOF	68	
6.2.4	ECAL	72	
III ANALYSE DE LA FRACTION DE POSITONS, DU FLUX DE POSITONS ET DU FLUX D'ÉLECTRONS			
7	CONSTRUCTION DES VARIABLES ET SÉLECTION DES ÉVÉNEMENTS	79	
7.1	Reconstruction des événements	79	
7.2	Présélection	80	
7.3	Variables discriminantes	80	
7.3.1	TRD likelihood	80	
7.3.2	ESEV ₃	81	
7.3.3	TrkBDT	82	
7.4	Sélection	82	
7.4.1	Sélection pour la qualité de reconstruction	83	
7.4.2	Suppression du bruit de fond	86	
8	CONSTRUCTION D'UN ESTIMATEUR DE CONFUSION DE CHARGE	93	
8.1	Les mécanismes de la confusion de charge	93	
8.2	Principe d'une analyse multivariée à l'aide d'un boosted decision tree	93	
8.3	Construction de l'estimateur de confusion de charge	95	
8.3.1	Version précédente de l'estimateur de confusion de charge	95	
8.3.2	Résultats et motivations pour la construction d'un nouvel estimateur	96	
8.3.3	Construction d'un nouvel estimateur	96	
8.3.4	Résultats et comparaison avec l'ancienne version	98	
9	COMPTAGE DES POSITONS ET DES ÉLECTRONS	103	
9.1	Fonction de vraisemblance et méthode de fit de populations	103	
9.1.1	Principe général de la méthode	103	
9.1.2	Construction des PDFs	104	
9.1.3	Fonction de vraisemblance étendue et espace binné	104	
9.2	Méthode d'analyse	105	
9.3	Construction des PDFs	106	
9.3.1	Construction des PDFs unidimensionnelles	107	

9.3.2	Construction des PDFs tridimensionnelles	116
9.4	Construction de la fonction de vraisemblance globale	119
9.4.1	Comptage des positons et des électrons au-delà de 5 GeV	119
9.4.2	Comptage des positons et des électrons à basse énergie	121
9.5	Résultats	124
10	ACCEPTANCE ET TEMPS D'EXPOSITION	129
10.1	Mesure d'un flux d'événements	129
10.2	Temps d'exposition	131
10.3	Acceptance	132
10.3.1	Principe de la mesure d'acceptance	132
10.3.2	Pondération des événements Monte Carlo	133
10.3.3	Mesure de l'acceptance effective	134
10.4	Corrections données/Monte Carlo de l'acceptance	136
10.4.1	Principe des corrections données/Monte Carlo de l'acceptance	136
10.4.2	Correction de l'efficacité de présélection	137
10.4.3	Correction de l'efficacité de sélection	141
10.4.4	Correction données/Monte Carlo totale	144
10.5	Efficacité du système de déclenchement d'AMS-02	144
11	INCERTITUDES SYSTÉMATIQUES	147
11.1	Fraction de positons	147
11.1.1	Définition	147
11.1.2	Incertitudes sur la fraction	147
11.1.3	Résultats	150
11.2	Flux d'électrons et flux de positons	150
11.2.1	Définition	150
11.2.2	Résultats	152
12	RÉSULTATS	163
IV	INTERPRÉTATION DES DONNÉES	169
13	ÉTUDE DE LA FRACTION DE POSITONS EN TERMES DE MATIÈRE NOIRE ET DE PULSARS	171
13.1	Motivations	171
13.2	Modélisation du transport et de la fraction de positons	171
13.3	Analyse en termes de matière noire	173
13.3.1	Annihilation selon un canal unique	173
13.3.2	Annihilation avec une combinaison de canaux	174
13.4	Analyse en termes d'un pulsar unique	176
13.4.1	Sélection des pulsars plausibles : les cinq survivants du catalogue ATNF	177
13.4.2	Résultats pour les cinq pulsars	177
13.4.3	Effet de la statistique des données de la fraction de positons	178
13.5	Effet de l'incertitude de la propagation des rayons cosmiques	180
13.5.1	Évaluation de l'incertitude due aux modèles de propagation	181
13.5.2	Contraintes sur la taille du halo diffusif	181
13.6	Conclusions	182
14	NOUVELLE ESTIMATION DU FLUX DE POSITONS SECONDAIRES ET IMPACT SUR LA MATIÈRE NOIRE	185

14.1	Développements récents du modèle des positons cosmiques	185
14.1.1	Corrections relativistes des pertes d'énergie Compton inverse et nouvelle estimation du champ magnétique galactique	185
14.1.2	Extension du calcul du flux de positons à basse énergie	187
14.2	nouvelle estimation des secondaires à l'aide des dernières données d'AMS-02 et de CREAM	188
14.2.1	Modélisation du flux de protons et du flux d'héliums d'AMS-02	188
14.2.2	Impact de l'incertitude des flux de protons et d'héliums sur la détermination des secondaires	190
14.3	Impact de la nouvelle estimation des secondaires sur la matière noire	191
14.3.1	Écrémage des modèles de propagation	192
14.3.2	Fit des positons primaires	194
	CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES	199
15	CONCLUSION ET PERSPECTIVES	201
	APPENDIX	205
A	TABLEAU RÉCAPITULATIF DE LA SÉLECTION	207
B	TABLEAU DES INTERVALLES D'ÉNERGIE DE L'ANALYSE	209
C	TABLEAUX DES RÉSULTATS	211
	BIBLIOGRAPHIE	217

INTRODUCTION

Depuis sa découverte au début du XX^{ème} siècle, on ne compte plus les avancées directes ou indirectes que le rayonnement cosmique a apportées à la physique. Il a d'abord servi de fabrique de particules à l'heure où les accélérateurs faisaient défaut. Il a poussé pour son étude le développement de méthodes expérimentales innovantes, utilisées plus tard en physique des particules. Il est encore aujourd'hui au cœur des grands enjeux de la science du XXI^{ème} siècle.

Le rayonnement cosmique est un champ de recherche à la croisée de la physique des particules, de la cosmologie et de l'astrophysique. Il ouvre la voie à une astrophysique multi-messagers là où seule l'information fournie par les photons était auparavant utilisable. Il fournit des événements de très hautes énergies, inatteignables par les accélérateurs. Il permet l'étude de notre milieu galactique et des objets astrophysiques qu'il contient.

Les connaissances actuelles sur la propagation du rayonnement cosmique chargé à travers la Galaxie, ainsi que sur ses sources, permettent la recherche de la présence de sources exotiques de rayons cosmiques, dans le but de fournir des indices de l'existence d'une nouvelle physique. Le développement des connaissances du fond de rayonnement cosmique astrophysique et l'évolution des méthodes expérimentales sont grandement motivés par l'objectif de distinguer des signaux révélant l'existence de sources hypothétiques ou inconnues. Parmi ces sources hypothétiques se trouve l'une des plus grandes énigmes de la physique actuelle : la matière noire.

L'énigme de la matière noire a été posée pour la première fois par Fritz Zwicky. Son étude du potentiel gravitationnel de l'amas de coma lui fit postuler l'existence d'une matière invisible contenue entre les galaxies. C'est réellement les observations de courbes de rotation plate par Vera Rubin dans les années 1970 qui convaincent la communauté scientifique de l'existence de cette incohérence. Le problème de la matière noire peut être résumé ainsi : il existe un écart systématique entre la masse dynamique et la masse lumineuse des objets astrophysiques et cela de l'échelle galactique à l'échelle cosmologique. Ce problème a amené à postuler l'existence d'une matière constituée de particules stables et neutres, non baryoniques et interagissant peu avec la matière. Des théories motivées par les insuffisances du modèle standard de la physique des particules fournissent des candidats remplissant ces conditions. Ceci fait du problème de la matière noire un problème général en physique, dont la découverte pourrait éclaircir la compréhension globale de la nature. Ces particules de matière noire peuvent produire un rayonnement cosmique chargé par réaction d'annihilation, enrichissant ainsi le milieu galactique de paires particule/antiparticule. C'est, entre autres, dans l'optique de détecter ce type de signaux qu'AMS-02 a été développé.

AMS-02 est un spectromètre magnétique conçu pour la détection du rayonnement cosmique chargé et des photons gamma. C'est un véritable détecteur de physique des particules, composé de sous-détecteurs similaires à ceux utilisés dans les accélérateurs de particules. C'est un détecteur polyvalent capable de mesurer les flux d'électrons et de positons, de protons et d'antiprotons, de noyaux et d'antinoyaux du GeV au TeV. L'une

de ces grandes forces est de pouvoir mesurer les flux d'antimatière du rayonnement cosmique, pour lequel le fond astrophysique est moindre et par conséquent la mesure d'une source exotique plus aisée. Il a été placé sur la station spatiale internationale le 19 mai 2011 pour une mission d'une quinzaine d'années.

La mesure en 2013 de la fraction de positons par AMS-02 a confirmé les précédents résultats des expériences PAMELA et HEAT jusqu'à une plus haute énergie et avec une plus grande précision. Cette mesure met en évidence la présence d'une composante de positons primaires, nécessitant l'existence d'une source de positons dans notre Galaxie. Cette thèse s'est exclusivement consacrée à l'étude de ce phénomène, et à la recherche de cette source de positons. Cela a été effectué d'un côté par un travail expérimental dans la collaboration AMS, dans le but d'étendre la fraction de positons à plus haute énergie, ainsi que de mesurer le flux de positons. Parallèlement, un travail phénoménologique a été mené afin d'interpréter les mesures d'AMS et d'expliquer la composante primaire des positons cosmiques.

La première partie de cette thèse est consacrée à une revue de l'état de l'art du rayonnement cosmique, d'un point de vue général dans un premier chapitre. Un chapitre est ensuite consacré au problème de la matière noire et aux méthodes de détection, nous permettant d'introduire le troisième chapitre consacré à la détection indirecte de matière noire grâce à l'étude du rayonnement cosmique chargé, et plus particulièrement via l'étude des positons. Cette partie résume donc les motivations qui ont encouragé ce travail sur la mesure de la fraction et du flux de positons.

Dans la seconde partie, nous nous employons à décrire le détecteur AMS-02 dans un premier temps, ainsi que les méthodes de calibration et de mesures des observables dans un second temps. Par conséquent, cette partie donne des bases solides à la compréhension du fonctionnement du détecteur et à l'analyse de la fraction de positons et du flux de positons.

Une troisième partie détaille l'analyse de la fraction de positons et des flux séparés de positons et d'électrons que nous avons menée lors de cette thèse. Un premier chapitre est consacré à la construction des variables qui constituent les données d'AMS-02, ainsi que la sélection présentées sur ces données afin de produire un échantillon pour les mesures effectuées dans les chapitres qui suivent. Un second chapitre porte sur notre étude de la confusion de charge, dont la compréhension et la maîtrise sont essentielles pour la mesure des flux d'antimatière de haute énergie. Un troisième chapitre est consacré à la méthode de comptage des positons et des électrons dans les données d'AMS-02, utilisant l'outil de confusion de charge développé dans le chapitre précédent. Le quatrième chapitre a pour sujet la mesure du temps d'exposition et de l'acceptance du détecteur AMS-02. Ceci est nécessaire pour corriger le nombre d'événements mesurés de la réponse instrumentale afin de déterminer le flux des particules. Un chapitre final est consacré à la présentation des résultats de ces études, et conclut cette partie.

Une quatrième et dernière partie porte sur le travail de phénoménologie du rayonnement cosmique visant à expliquer les résultats expérimentaux obtenus dans la troisième partie. Un premier chapitre est consacré au travail sur l'interprétation de l'excès de positons par la production de positons primaires par des pulsars et la matière noire du halo galactique. Un second chapitre est consacré à la ré-estimation du flux de positons secondaires à l'aide des nouvelles données d'AMS-02 et notamment l'effet des incertitudes expérimentales du flux de protons et du flux d'hélium d'AMS-02 sur le flux de positons secondaires.

Première partie

RAYONNEMENT COSMIQUE ET MATIÈRE NOIRE

GÉNÉRALITÉS SUR LE RAYONNEMENT COSMIQUE

Le rayonnement cosmique est un champ d'étude vaste, pluridisciplinaire, qui a apporté de grandes avancées à la physique de manière directe ou indirecte. De la découverte de l'ionisation de la haute atmosphère aux actuels progrès de l'astrophysique multi-messager, plus d'un siècle est passé.

Le rayonnement cosmique consiste en un flux de particules de haute énergie se déplaçant dans le milieu interstellaire. Il est constitué de toutes les particules stables qui composent le modèle standard de la physique des particules. On peut le séparer en deux grandes composantes : les particules neutres et les particules chargées. La composante neutre est principalement constituée de photons et de neutrinos. La neutralité de cette composante a pour conséquence un déplacement en ligne droite entre la source et l'observateur, et permet donc une étude directe des sources. La composante chargée est constituée d'électrons, de positons, de noyaux et d'antinoyaux dont font partie les protons et les antiprotons. Du fait de leur charge, leur propagation de la source à l'observateur n'est pas directe. En effet, la présence d'un champ magnétique galactique turbulent modifie la trajectoire des particules chargées, faisant perdre l'information sur la position de la source. Nous allons par la suite nous intéresser principalement à la composante chargée et galactique des rayons cosmiques.

2.1 L'ÈRE DES PIONNIERS

Au début du siècle dernier, la constatation de la décharge spontanée des électroscopes par Henry Becquerel ainsi que la découverte de l'ionisation de la haute atmosphère par Charles Thomson Rees Wilson défient la toute jeune physique moderne. Becquerel, découvreur de la radioactivité, postule naturellement la production d'un rayonnement ionisant venant de sources radioactives au sol. Cependant ce phénomène est aussi observé pour des électroscopes isolés de sources radioactives et lumineuses, mettant à mal cette explication. Domenico Pacini mesure une réduction de 30 % de la radioactivité entre des mesures sur la terre ferme et sur l'eau à 300 m des côtes, montrant qu'une partie des radiations ne provient pas de la croûte terrestre. Il prouve dans une seconde expérience que la radiation décroît de 20 % en dessous de 3 m d'eau. Victor Hess [1] et Werner Kolhörster [2] et leurs campagnes de vols en ballon (1911-1913) complètent ces informations. Leur but est d'étudier la corrélation entre la densité d'ions et l'altitude afin de comprendre l'origine de l'ionisation. Leurs mesures montrent une augmentation de l'ionisation atmosphérique au-delà d'une altitude de 1.5 kilomètres. L'ionisation étant plus forte à haute altitude, la source de ces radiations ionisantes, que Victor Hess nomme ultra γ -radiation, se trouve au-delà de l'atmosphère. La première preuve convaincante de l'existence d'un rayonnement cosmique est découvert. C'est le premier indice de l'existence d'autres objets dans le bestiaire interstellaire que les étoiles, le gaz et la poussière.

En 1929, le développement de la chambre à brouillard par Dimitrij Skobelzyn dans le but d'étudier le rayonnement β permet de faire un grand pas dans la détection du rayonnement cosmique. Il observe des traces de particules ressemblant à des électrons

d'une énergie supérieure à 15 MeV, inatteignable par un rayonnement β [3]. Il les identifie comme des particules secondaires produites par les ultra γ -radiations découvertes par Hess. Ce sont bien les premières images de traces de particules issues des rayons cosmiques que Skobelzyn a produit. La même année, le détecteur Geiger-Müller est inventé permettant de la détection individuelle du rayonnement ainsi qu'une détermination précise du temps d'arrivée [4, 5]. Toujours en 1929, Walther Bothe et Werner Kolhörster conçoivent une expérience clé pour la physique du rayonnement cosmique, introduisant le concept de compteur de coïncidence pour éliminer les événements fallacieux constituant un bruit de fond [6]. L'utilisation de deux compteurs Geiger-Müller placés l'un au-dessus de l'autre permet l'observation de décharges simultanées fréquentes, même avec un matériau aux propriétés fortement absorbantes placé entre les détecteurs. Ces résultats indiquèrent l'abondance de particules chargées avec un fort pouvoir pénétrant. Le concept de compteur de coïncidence est aujourd'hui standard en physique expérimentale, particulièrement pour les expériences de détection de rayons cosmiques.

Les expériences utilisant une chambre à brouillard montrent que les particules détectées au sol sont les composantes de gerbes de particules engendrées par des rayons cosmiques de très haute énergie. Des avancées théoriques dans l'interaction rayonnement-matière permettent une meilleure compréhension de l'interaction du rayonnement cosmique avec l'atmosphère. Des modèles de production de gerbes de particules secondaires par interaction entre un rayon cosmique et l'atmosphère sont construits grâce aux travaux d'Heitler, de Bethe et de Bhabha [7, 8]. Les premières mesures de la taille de certaines de ces gerbes atmosphériques étendues, exécutées par Pierre Auger en 1939, conclurent à des dimensions supérieures à 100 mètres au sol pour certaines gerbes composées de millions de particules ionisantes [9]. Les particules à l'origine de ces gerbes doivent avoir une énergie supérieure à 10^{15} eV, montrant l'existence de sources astronomiques capables d'accélérer des particules chargées à des énergies extrêmes.

2.2 UNE PROVIDENCE POUR LA PHYSIQUE DES PARTICULES

Entre 1930 et 1950, alors que les premiers accélérateurs de particules, comme le cyclotron d'Ernest Orlando Lawrence, atteignent péniblement la dizaine de MeV, les rayons cosmiques sont perçus comme une manne pour le développement de la physique des particules naissante. Ces derniers fournissent naturellement des particules d'énergie suffisante pour pénétrer le noyau atomique. En 1930, Robert Andrews Millikan et Carl David Anderson perfectionnent l'expérience de Skobelzyn en utilisant un électro-aimant dix fois plus puissant. Anderson identifie en 1932 des traces courbées identiques à celle des électrons mais de charge positive [10]. La première antiparticule, le positon, est découverte, coïncidant avec les récents travaux de Dirac sur la mécanique quantique relativiste de l'électron, qui prédisent l'existence d'un antiélectron [11] [12]. En 1936, Anderson et Neddermeyer découvrent avec la même méthode une particule de masse intermédiaire entre électron et proton [13]. La prédiction récente de Yukawa (1935) de l'existence de mésons, qui sont des particules scalaires de masse intermédiaire entre le proton et l'électron permettant d'expliquer la cohésion du noyau atomique via le potentiel de Yukawa [14], laisse planer le doute quant à leur découverte. Ils ont en fait découvert le muon. Après la seconde guerre mondiale, qui marqua un coup d'arrêt aux recherches fondamentales sur le sujet, Rochester et Butler mènent des expériences similaires. Ils découvrent des traces en formes de 'V' et aucune trace de particule en amont. Ces particules étranges

dont la masse est estimée être moitié moindre que celle d'un proton, ajoutent un nouveau méson à la liste [15]. D'autres observations de ces particules, confirmant de manière robuste leur existence, furent faites en 1950 par une chambre à brouillard placée en haut du mont Wilson. La seule façon d'augmenter l'exposition à des particules de plus haute énergie provenant du rayonnement cosmique étant de monter à plus haute altitude. En 1947, Cecil Powell, César Lattes et Giuseppe Occhialini placent des plaques d'émulsion nucléaire pendant de longues périodes sur de hautes montagnes [16]. Le développement des plaques montre l'existence d'un nouveau méson : le pion. C'est bien, cette fois, le champ scalaire prédit par Yukawa.

A partir de 1953, la technologie des accélérateurs est capable de produire des particules d'énergie comparable à celle atteignables par les produits des rayons cosmiques. Le contrôle de l'énergie de production de ces particules et de la direction de ces particules, ainsi que le libre choix de la cible, retirent de l'intérêt à l'utilisation des rayons cosmiques pour la physique des particules. Les recherches sur les rayons cosmiques se concentrent dès lors sur le problème de leur origine.

2.3 LA QUESTION DES ORIGINES

La guerre froide que se livre les États-unis et l'Union des Républiques Socialistes Soviétiques permet en peu de temps de grandes avancées dans le domaine de l'aérospatiale. L'étude de l'astrophysique du rayonnement cosmique doit attendre les années 1960 afin que les premiers détecteurs de particule puissent s'affranchir de l'atmosphère en étant embarqués dans des satellites. Les missions Explorer et Spoutnik 2 sont les premières à étudier le rayonnement cosmique de haute altitude. Les missions Explorer permettent la découverte de la ceinture de Van Allen qui est une zone toroïdale de la magnétosphère terrestre entourant l'équateur magnétique et contenant une grande densité de rayons cosmiques. Dans les années 1970, Proton 1 et 2 mesurent le rayonnement cosmique au-delà du TeV tandis que les missions Apollo étudient la composition des rayons cosmiques. Les années 1970 voient les premières mesures des flux de noyaux avec une charge importante. Les mesures se font de plus en plus quantitatives.

Ces observations établissent des faits décisifs pour la compréhension de l'origine du rayonnement cosmique. Pour les énergies où le spectre des rayons cosmiques n'est plus affecté par la propagation des particules jusqu'à la Terre à travers le vent solaire, il peut être décrit comme une loi de puissance (figure 1) :

$$N(E)dE = KE^{-x} dE, \quad (1)$$

avec $N(E)$ le nombre de particules par intervalle en énergie, E l'énergie de la particule, K une constante de normalisation et x l'indice spectral d'une valeur proche de 2.7 entre 10^{10} et 10^{15} eV. La région du spectre entre le genou et la cheville est une région de transition entre rayonnement cosmique galactique et extragalactique. Le spectre du rayonnement cosmique suit la même loi que le spectre des particules de haute énergie produisant des émissions radios non-thermiques dans les sources galactiques et extra-galactiques. Ce spectre en loi de puissance est la marque d'une accélération par mécanisme de Fermi. En effet, prenons une particule accélérée par des collisions : chaque collision fait varier en moyenne son énergie E_0 par un facteur multiplicatif β , soit $E = \beta^k E_0$ l'énergie de la particule au bout de k collisions. La particule possède une probabilité P de s'échapper du milieu accélérateur après une collision. Le nombre de particules N possédant une

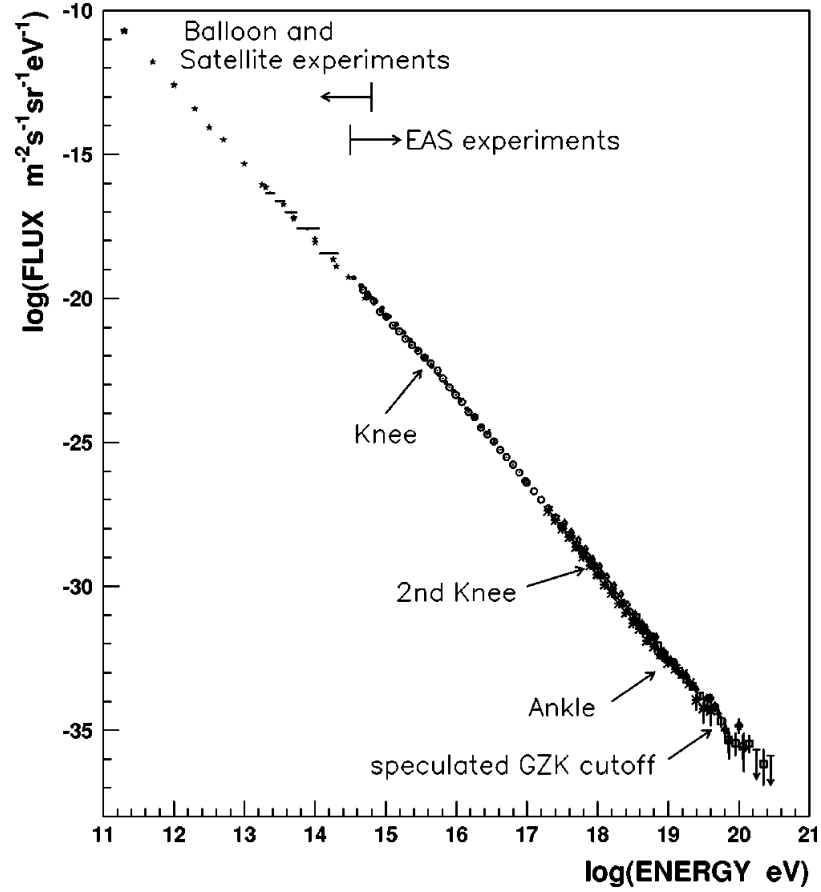


FIG. 1: Spectre du rayonnement cosmique en fonction de l'énergie [17]. On distingue trois changements de pente : le genou (3 PeV) où l'indice spectral passe de 2.7 à 3.1, le second genou (300 PeV) où l'indice spectral passe de 3.1 à 3.3 et la cheville (\sim EeV) où l'indice spectral passe de 3.3 à 2.7.

énergie supérieure à E au bout de k collisions est par conséquent $N(\geq E) = N_0 P^k$ avec N_0 le nombre initial de particules. En utilisant ces deux expressions on obtient :

$$\frac{N(\geq E)}{N_0} = \left(\frac{E}{E_0} \right)^{\ln P / \ln \beta} \quad (2)$$

On arrive finalement à l'expression d'un spectre en loi de puissance en dérivant l'expression précédente pour retrouver $N(E)$ le nombre de particule dans l'élément infinitésimal $[E, E + dE]$:

$$N(E)dE = KE^{-1+(\ln P / \ln \beta)} dE, \quad (3)$$

la pente du spectre dépendant uniquement de la probabilité d'échapper au processus et de l'énergie gagnée à chaque cycle. Le spectre en loi de puissance montre que l'accélération des rayons cosmiques est due à une accélération stochastique des particules. La moyenne de la proportion d'énergie gagnée à chaque collision par les particules dépend de la vitesse des objets collisionneurs $\langle \frac{\Delta E}{E} \rangle \propto \left(\frac{V}{c} \right)^n$ avec n se définissant comme l'ordre de l'accélération. Dans le cas de collisions uniquement frontales, l'accélération est du premier ordre (elle est plus efficace). Si les collisions peuvent être frontales ou fuyantes, l'accélération est du second ordre.

A la fin des années 1970, le modèle d'accélération par onde de choc est développé et propose une accélération des particules chargées par processus de Fermi du premier ordre [18]. Cette accélération est due aux allers et retours de la particule entre le milieu amont et aval d'une onde de choc, provoqués par des inhomogénéités du champ magnétique du plasma chargé. Cette théorie fait des rémanents de supernovae un accélérateur très plausible du fait de l'existence dans ces objets d'une onde de choc provoquée par la supernova.

Des observations multi-longueurs d'ondes de l'émission de lumière de ces objets montrent des preuves convaincantes d'une accélération de particules en leur sein (voir figure 2). L'émission dans le domaine de l'infrarouge est due au gaz chaud et à la poussière, tandis que l'émission de rayons X provient du rayonnement Bremsstrahlung produit par le gaz chauffé par l'onde de choc. Cette émission est fortement corrélée à l'émission radio due à la radiation synchrotron créée par l'interaction entre les particules relativistes et un champ magnétique. Cela tend à montrer la présence d'une onde de choc responsable de la compression de gaz, de poussières et de la production d'un champ magnétique, qui en même temps accélère des électrons jusqu'à des énergies hautement relativistes. On peut voir une corrélation entre les régions d'émissions de rayons X et de rayonnement gamma. Le spectre du rayonnement gamma est compatible avec une émission synchrotron d'électrons relativistes ou avec la désintégration de pions neutres formés par des protons relativistes. Cela montre comme précédemment une corrélation entre les régions où l'onde de choc comprime le gaz et où des particules relativistes sont présentes.

Deux types d'observation montrent que le rayonnement cosmique est présent dans toute la Galaxie, et n'est pas simplement émis par une source d'accélération locale. La première est la radiation synchrotron des électrons ultra-relativistes, dont la trajectoire est courbée par le champ magnétique galactique, qui est détectée dans le domaine des ondes radio. La seconde est l'émission de rayons gammas d'une énergie supérieure à 100 MeV qui est attribuée à la désintégration du pion neutre π^0 créé par les collisions entre les noyaux relativistes et le gaz interstellaire. Ces observations conduisent à penser que les rayons cosmiques observés au-dessus de notre atmosphère sont bien l'échantillon d'une population de particules hautement énergétiques qui sont confinées dans une région appelée halo galactique. Selon les observations de galaxies similaires à la Voie lactée, ce halo galactique s'étend au-delà du disque baryonique galactique (figure 3). Les ondes radios sont produites par émission synchrotron des électrons, montrant l'étendue du halo galactique. Pour NGC253, ce halo s'étend jusqu'à 9 kpc du disque baryonique. Cependant, pour la plupart des galaxies observées l'épaisseur du halo est plutôt de l'ordre de 1 kpc [21].

La composition chimique des rayons cosmiques est similaire à l'abondance des éléments du système solaire et suit les mêmes effets de surabondance relative due à la stabilité relative des noyaux liée à leur nombre atomique (figure 4). Cependant, le lithium, le béryllium et le bore ainsi que les éléments situés entre le calcium et le fer dans la table des éléments sont plus abondants dans le rayonnement cosmique. Cela s'explique par la spallation¹ des noyaux les plus stables comme le carbone et le fer sur le milieu interstellaire, produisant des noyaux secondaires de plus faible nombre de masse et nombre atomique. Un effet similaire est observé pour l'abondance relative des isotopes de moindre stabilité par rapport aux isotopes les plus stables. Ce rapport est supérieur

¹ La spallation se définit comme une réaction nucléaire au cours de laquelle un noyau frappé par une particule énergétique est brisé en plusieurs nucléons.

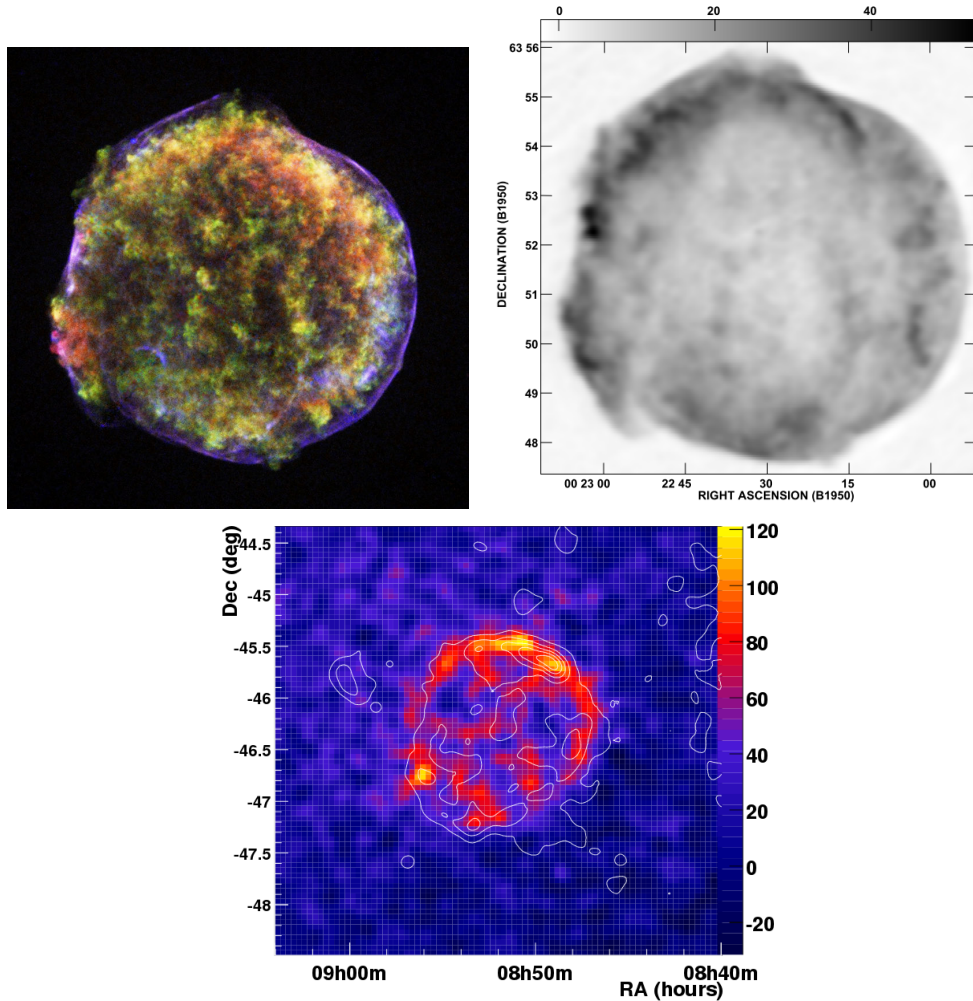


FIG. 2: En haut à gauche, image composite des observations infrarouges (Spitzer Space Observatory), optiques (Calar Alto telescope) et rayons X (Chandra X-ray Observatory) du rémanent de la supernova de Tycho Brahe de 1572 (crédits NASA). En haut à droite, observation radio du même rémanent de supernova par le radiotélescope Very Large Array [19]. En bas, superposition des observations dans le domaine des rayons X (ROSAT) et des rayons gamma (H.E.S.S.) du rémanent de supernova RXJ0852.0-4622 [20].

dans le rayonnement cosmique en comparaison de ce qui est observé dans le système solaire [23]. Ces observations sont compatibles avec le milieu interstellaire comme origine des particules accélérées, les différences s'expliquant par la spallation du rayonnement cosmique avec le milieu interstellaire lors de sa propagation.

2.4 VERS UNE NOUVELLE PHYSIQUE ?

Après la tombée en désuétude du rayonnement cosmique comme outil de découverte pour la physique des particules dans les années 1950, l'amélioration technologique des détecteurs ainsi que les avancées dans la compréhension et la modélisation du rayonnement cosmique rendent à nouveau possible son utilisation pour la recherche de nouvelle physique. Le rayonnement cosmique a la particularité d'être accéléré à des énergies

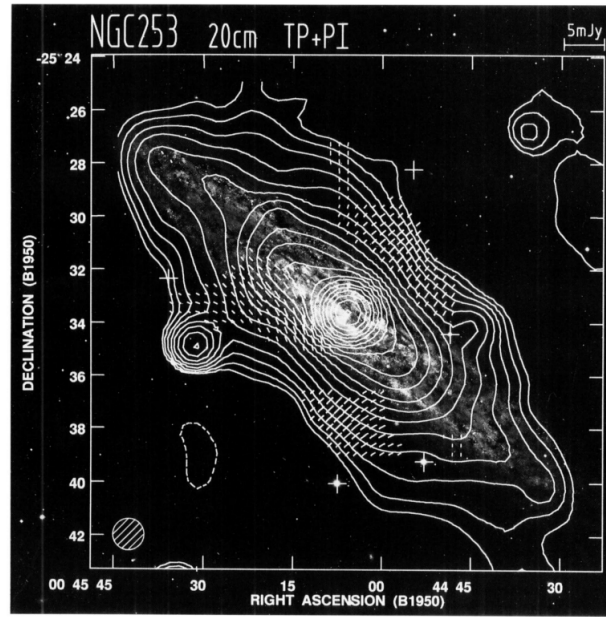


FIG. 3: Carte dans le domaine des ondes radios de la galaxie NGC253 mesurée par le radiotélescope Very Large Array [22].

encore aujourd'hui inatteignables par les accélérateurs de particules. Cependant l'utilisation du rayonnement cosmique comme outil de découverte nécessite une très bonne compréhension et modélisation de tout le cheminement du rayonnement cosmique de la source à l'observateur. L'accélération, la propagation dans la Galaxie ainsi que dans la magnétosphère solaire sont les trois étapes qu'il est nécessaire de maîtriser.

Des observations convergentes en cosmologie, en astrophysique et en physique des particules ont amené à postuler l'existence d'une matière stable, neutre, froide et interagissant peu avec la matière ordinaire : la matière noire. La présence d'un halo de matière noire dans notre Galaxie est nécessaire à la cohésion gravitationnelle du disque baryonique qui la compose. Le chapitre 3 se concentre sur ce point. Cette matière noire pourrait se manifester par la production de particules "standards" très énergétiques du fait de l'énergie de masse de la matière noire, peuplant ainsi le rayonnement cosmique. La recherche d'excès de particules produites par la matière noire est aujourd'hui une des principales motivations du développement des modèles de propagation et du développement de détecteurs de plus en plus perfectionnés. Le chapitre 4 est dédié à la recherche indirecte de matière noire.

2.5 DÉTECTEURS

Il existe deux grands types de détecteurs, les détecteurs embarqués et les détecteurs au sol. Seul le rayonnement cosmique de très haute énergie est détectable au sol, typiquement bien au-dessus du TeV. Pour celui de moindre énergie, il faut s'affranchir de l'atmosphère. Ces détecteurs sont donc complémentaires car ils explorent deux gammes en énergie différentes.

Les détecteurs au sol reçoivent les produits des réactions entre l'atmosphère et les rayons cosmiques. Lorsqu'une particule suffisamment énergétique interagit avec l'atmo-

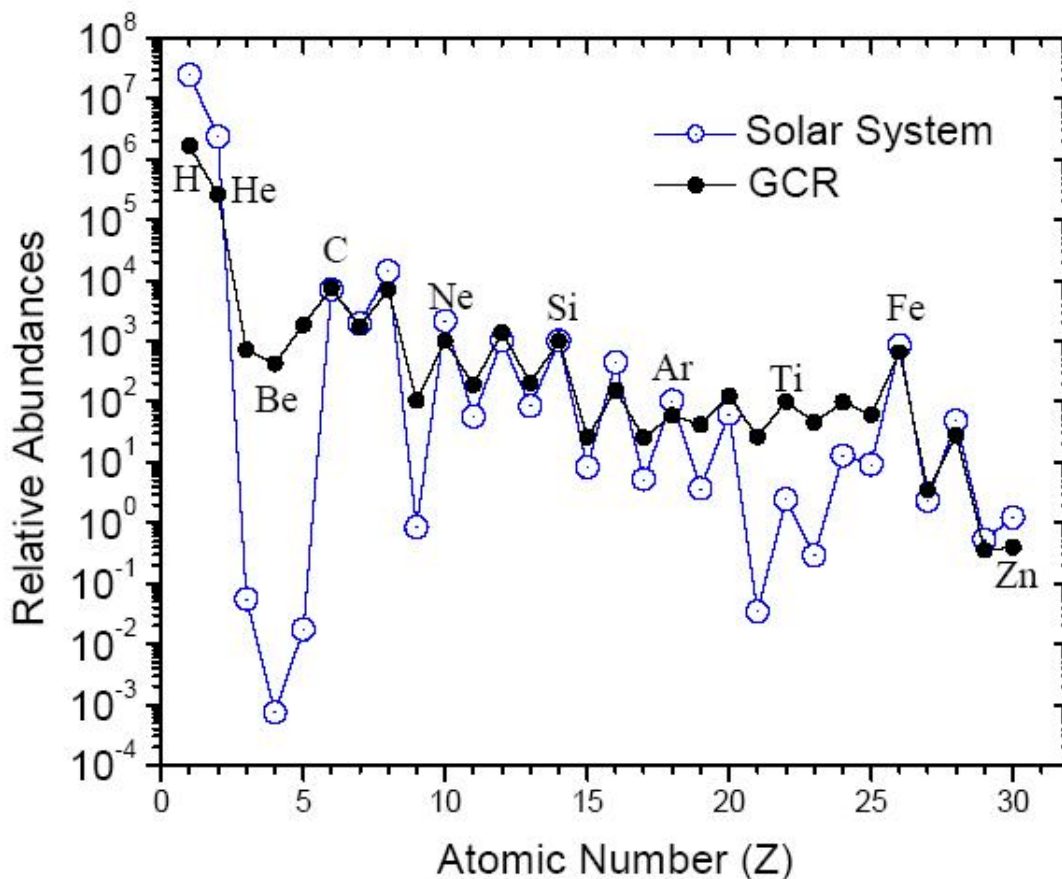


FIG. 4: Abondance relative en noyaux du rayonnement cosmique comparée à l'abondance mesurée dans le système solaire [24].

sphère, elle crée une cascade de réactions qui engendrent des particules secondaires détectables au sol à l'aide de plusieurs techniques. C'est ce que l'on appelle une gerbe atmosphérique. Lorsqu'une particule se propage à une vitesse plus grande que la lumière dans le milieu, elle émet un rayonnement caractéristique appelé rayonnement Cherenkov. Lorsqu'un rayon cosmique interagit avec l'atmosphère et produit une gerbe, les particules secondaires émettent ce rayonnement dans le sens de leur propagation. En additionnant leurs contributions, le rayonnement émis par la gerbe prend la forme d'un cône plein dont le front d'onde est dirigé dans le sens de propagation de la particule primaire. Ainsi, l'imagerie de la gerbe obtenue à l'aide de plusieurs télescopes couplés permet de connaître la direction d'arrivée de la particule mère. La forme de la gerbe et l'intensité du rayonnement Cherenkov permettent de mesurer l'énergie de la particule primaire. Par ailleurs, une autre méthode de détection utilise la fluorescence des molécules de diazote. Le passage des particules secondaires excite les molécules de diazote qui émettent l'excédent d'énergie sous forme d'un rayonnement ultraviolet. Le nombre de photons ainsi produits peut être relié à l'énergie de la particule primaire. Enfin, les muons peuvent être mesurés directement au sol à l'aide de scintillateurs, ou par effet Cherenkov lors de leur passage à travers des cuves d'eau.

H.E.S.S. (High Energy Stereoscopic System), VERITAS (Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System) et MAGIC (Major Atmospheric Gamma-ray Imaging Che-

renkov Telescopes) sont des détecteurs de type Cherenkov placés respectivement dans l'hémisphère sud en Namibie, dans l'hémisphère nord aux Etats-Unis et aux Canaries. Ils recueillent le rayonnement Cherenkov sur des miroirs concaves qui le concentrent sur des caméras constituées de photomultiplicateurs. En couplant les images obtenues par les différents télescopes, on peut reconstruire la direction et l'énergie de la particule incidente. Ce type de détecteurs est particulièrement efficace pour l'astronomie gamma, même si ces détecteurs peuvent aussi faire des mesures du flux de leptons. Cependant l'étendue des gerbes hadroniques et leur forme chaotique ne permet pas à ce type de détecteur d'étudier efficacement les flux de hadrons. L'observatoire Pierre Auger en Argentine et AGASA (Akeno Giant Air Shower Array) au Japon ont pour but d'étudier les événements cosmiques de très haute énergie (10^{19} eV). Ce sont des détecteurs mesurant directement les particules au sol à l'aide de cuves d'eau pour Auger et de scintillateurs pour AGASA. Auger effectue en plus une mesure de la fluorescence. Des expériences comme le High-Altitude Water Cherenkov Observatory (HAWC) aux Etats-Unis suivent le même principe que les expériences précédentes, mais avec un réseau de cuve beaucoup plus compact afin d'observer des rayons cosmiques de moindre énergie (100 GeV - 100 TeV).

Les détecteurs embarqués peuvent s'affranchir de l'atmosphère et par conséquent peuvent réaliser des mesures directes sur les rayons cosmiques. Il existe deux moyens d'embarquer les détecteurs : les ballons et les satellites. Les expériences en ballon ont deux avantages : elles sont peu coûteuses par rapport à des satellites et le détecteur peut facilement être récupéré après le vol. Cependant, les satellites ont l'avantage d'une plus grande altitude s'affranchissant totalement de l'atmosphère terrestre, d'un meilleur contrôle de l'altitude et bénéficient de missions de plus longue durée. Les détecteurs embarqués sont un assemblage de plusieurs sous-détecteurs, ce qui permet de mesurer les propriétés des particules les traversant. Ils sont constitués de détecteurs similaires à ceux utilisés en physique des particules.

Les calorimètres hadroniques ou électromagnétiques sont constitués de matériaux denses visant à provoquer la création d'une gerbe de particules secondaires par interaction avec le rayonnement cosmique. L'énergie déposée en fonction de la profondeur dans le calorimètre permet de reconstruire l'énergie totale des particules hadroniques ou électromagnétiques selon le type de calorimètre. Les scintillateurs sont constitués d'un matériau qui, lorsqu'il est excité par le passage d'une particule, se désexcite en émettant un rayonnement. L'énergie déposée par la particule est proportionnelle à sa charge au carré et inversement proportionnelle à sa célérité. Les détecteurs Cherenkov utilisent le rayonnement Cherenkov afin de mesurer la célérité et la charge des particules. Ils sont constitués d'un matériau d'indice optique supérieur à 1 provoquant un rayonnement Cherenkov lorsqu'une particule le traverse. Le rayon du cône du rayonnement permet de remonter à la célérité de la particule, et l'intensité du rayonnement permet de mesurer la charge absolue de la particule. Les détecteurs à radiation de transition mesurent le rayonnement de transition émit par une particule chargée à l'interface entre deux milieux possédant une constante diélectrique différente. Enfin les spectromètres magnétiques ont pour vocation de courber la trajectoire des particules chargées en leur imposant un champ magnétique. Le rayon de courbure ainsi obtenu permet de mesurer le signe de la charge, et la rigidité² de la particule. Les détecteurs couplent ces différents

² La rigidité se définit comme l'impulsion de la particule divisée par sa charge.

types de sous-détecteurs afin d'effectuer efficacement des mesures sur l'énergie, la masse et la charge des rayons cosmiques.

Il existe plusieurs types d'agencement possible entre ces sous-détecteurs. Le premier est basé sur une calorimétrie hadronique ou leptonique, permettant au détecteur d'opérer avec une large acceptation donc une grande statistique. On peut citer dans cette classe de détecteurs :

- CREAM est un détecteur embarqué en ballon, basé sur un détecteur à radiation de transition et un calorimètre hadronique pour mesurer l'énergie des particules incidentes du TeV à la centaine de TeV et des scintillateurs pour mesurer la charge des particules. Une version spatiale du détecteur, ISS-CREAM, sera placée sur la station spatiale à la fin de l'année 2016.
- Fermi est un détecteur de type satellite constitué d'un calorimètre électromagnétique et d'un trajectographe. Il permet d'étudier les photons gamma par production de paires ainsi que les leptons entre 20 MeV et 300 GeV.
- NUCLEON est un détecteur de type satellite placé en orbite depuis le 26 décembre 2014. Il est composé d'un calorimètre hadronique ainsi que d'un système de scintillateur. La mesure des leptons est prévue de 20 GeV à 3 TeV, tandis que celle des hadrons de 100 GeV jusqu'à 1 PeV.
- CALET est un détecteur spatial qui opère depuis le 19 août 2015 sur la station spatiale internationale (ISS). Il est composé d'un double calorimètre électromagnétique et de deux plans de scintillateurs. La mesure des leptons est prévue de 1 GeV jusqu'à 20 TeV et les noyaux jusqu'à 1000 TeV.

Un autre agencement possible pour ce type d'expérience est celui basé sur un spectromètre magnétique. Dans ce type de configuration, les sous-détecteurs sont organisés autour d'un trajectomètre couplé à un aimant permettant de mesurer la rigidité des particules. Cette configuration permet au détecteur de discerner la matière de l'antimatière. Cependant du fait de la nécessité d'un bras de levier important pour la courbure, ces détecteurs possèdent une moindre acceptation que ce que permettent des configurations calorimétriques. Dans cette classe de détecteurs, nous avons :

- PAMELA est un détecteur très similaire à AMS-02 embarqué sur un satellite depuis le 15 juin 2006. Il est constitué d'un spectromètre magnétique pour la mesure de la rigidité, de trois plans de scintillateurs pour la mesure de la vitesse et de la charge absolue et d'un calorimètre couplé à un détecteur de neutrons pour la mesure de l'énergie des leptons et la distinction proton/lepton. PAMELA a mesuré le flux de protons jusqu'à 1 TeV ainsi que le flux d'électrons jusqu'à 500 GeV. La principale différence entre AMS-02 et PAMELA est la taille du détecteur : PAMELA mesure 1,3 m de hauteur, son trajectomètre est haut de 44,5 cm et les plans de son trajectomètre ont une surface de $161 \times 131 \text{ cm}^2$.
- AMS-02 est un détecteur spatial placé sur l'ISS depuis le 19 mai 2011. Il est similaire à PAMELA, possédant en plus de ce dernier un détecteur Cherenkov pour la mesure de la charge et de la vitesse ainsi qu'un TRD pour la distinction lepton/proton, mais n'ayant pas de détecteur de neutrons en dessous de son calorimètre. Le volume du détecteur est de $3 \times 4 \times 5 \text{ m}^3$ lui permettant d'avoir une plus grande acceptation que PAMELA.

MATIÈRE NOIRE

Le problème de la matière noire peut se définir comme une différence systématique entre la masse lumineuse et la masse dynamique des objets astronomiques, de l'échelle galactique à l'échelle cosmologique. La matière noire est aujourd'hui une composante essentielle de la physique moderne et plus particulièrement du modèle cosmologique standard. Des effets gravitationnels liés à son existence ont été observés à toutes les échelles, montrant la robustesse de ces observations. La possible connexion entre le problème de la matière noire et une physique au-delà du modèle standard de la physique des particules en a fait un des sujets les plus importants de la physique actuelle.

3.1 PREUVES OBSERVATIONNELLES

3.1.1 Courbes de rotation des galaxies spirales

Les galaxies spirales sont des structures contenant plusieurs milliards d'étoiles prenant la forme d'un disque en rotation autour d'un bulbe central. En accord avec le théorème de Gauss et la gravitation de Newton, si nous supposons que les étoiles ont une orbite circulaire, la vitesse de chacune peut être obtenue en égalisant la force gravitationnelle et la force centrifuge :

$$\frac{GmM(r)}{r^2} = \frac{mv^2}{r}, \quad (4)$$

avec m la masse de l'étoile, G la constante de gravitation, $M(r)$ la masse totale contenue dans le rayon r , et v la vitesse de l'étoile. On peut ainsi obtenir la vitesse de l'étoile en fonction de la distance au centre galactique :

$$v(r) = \sqrt{\frac{GM(r)}{r}}. \quad (5)$$

En supposant un bulbe central galactique de symétrie sphérique et de densité constante ρ composant la majeure partie de la masse de la galaxie, hypothèse motivée par la distribution de luminosité des galaxies, il vient :

$$M(r) = \rho \frac{4}{3}\pi r^3, \quad (6)$$

si $r < R$ avec R le rayon du bulbe, et $M(r) = M(R)$ si $r > R$. On obtient ainsi une vitesse croissante $v(r) \propto r$ dans le bulbe, puis une décroissance képlérienne suivant $v(r) \propto r^{-1/2}$. Des mesures de la vitesse de rotation des galaxies [25, 26], basées sur la mesure du décalage Doppler de la raie à 21 cm de l'hydrogène neutre, montrent une vitesse constante en fonction de la distance au centre galactique (figure 5). Une vitesse constante implique un profil de masse proportionnel à r et n'est pas explicable par le modèle képlérien exposé auparavant. Ceci est en désaccord avec la fonction de luminosité observée qui décroît exponentiellement en fonction de la distance au centre. En conclusion, le rapport

masse sur luminosité des galaxies croît en fonction de la distance au centre, conduisant à penser qu'il existe une matière invisible s'étendant plus loin que le disque baryonique galactique.

Il est commode de définir le rapport masse-luminosité $\frac{M}{L}$ relativement au rapport masse-luminosité solaire $\frac{M_{\odot}}{L_{\odot}}$. Dans la partie lumineuse des galaxies spirales, le rapport masse-luminosité est de $\frac{M}{L} \simeq 1 - 10 \frac{M_{\odot}}{L_{\odot}}$, ce qui est compatible avec la valeur trouvée dans le voisinage solaire en moyennant les masses sur les luminosités de la population locale $\frac{M}{L} \simeq 3 \frac{M_{\odot}}{L_{\odot}}$. Pour des distances au centre plus élevées, on trouve $\frac{M}{L} \simeq 10 - 20 \frac{M_{\odot}}{L_{\odot}}$ [27].

D'autres résultats sont en faveur de l'existence d'un halo de matière noire. L'étude de la stabilité des galaxies, constituées uniquement d'une distribution de masse visible formant un disque, indique qu'elles ont tendance à être instables et à former une structure barrée au centre. Cette instabilité a été démontrée par des simulations à N corps [28], selon lesquelles une plus grande stabilité peut être obtenue en ajoutant un halo sphérique de matière noire. Des observations des *polar ring galaxies*, galaxies possédant un anneau d'étoiles perpendiculaire à la surface du disque, que la vitesse circulaire de l'anneau d'étoiles et du disque est constante en fonction de la distance, ce qui est compatible avec une distribution de masse sphérique [29].

3.1.2 Dispersion des vitesses dans les galaxies elliptiques

Une galaxie elliptique se définit comme une galaxie possédant une forme sphéroïdale. Les étoiles la composant ne possèdent pas une vitesse de rotation globale mais une distribution de vitesse aléatoire. Le théorème du viriel permet de lier l'énergie cinétique des étoiles de la galaxie à l'énergie potentielle :

$$T = -\frac{1}{2}U, \quad (7)$$

en supposant que la galaxie est à l'équilibre dynamique. Les mesures d'effets Doppler sur les raies spectrales permettant de mesurer la vitesse radiale v_r le long de la ligne de visée de l'observateur, des hypothèses doivent être faites sur la distribution des vitesses. Supposons une distribution des vitesses isotropes, on a alors $\langle v^2 \rangle = 3\langle v_r^2 \rangle$. L'énergie cinétique totale du système galactique se définit comme la somme des énergies cinétiques des étoiles :

$$T = \frac{1}{2} \sum_i^N m_i v_i^2 = \frac{3}{2} M \langle v_r^2 \rangle, \quad (8)$$

avec m_i et v_i la masse et la vitesse de l'étoile i parmi les N étoiles de la galaxie. L'énergie potentielle totale s'écrit :

$$U = -\frac{1}{2} \sum_{i,j; j \neq i} \frac{G m_i m_j}{|\vec{r}_i - \vec{r}_j|} \simeq -\frac{GM^2}{R}, \quad (9)$$

en définissant R comme la distance moyenne entre les étoiles de la galaxie. Cette distance, qui est la taille typique de l'objet, peut s'obtenir à partir de la distribution surfacique observée des étoiles en supposant une distribution à symétrie sphérique. On peut donc relier la masse à la dispersion des vitesses radiales :

$$M = \frac{R \langle v^2 \rangle}{G} = \frac{3R \langle v_r^2 \rangle}{G}. \quad (10)$$

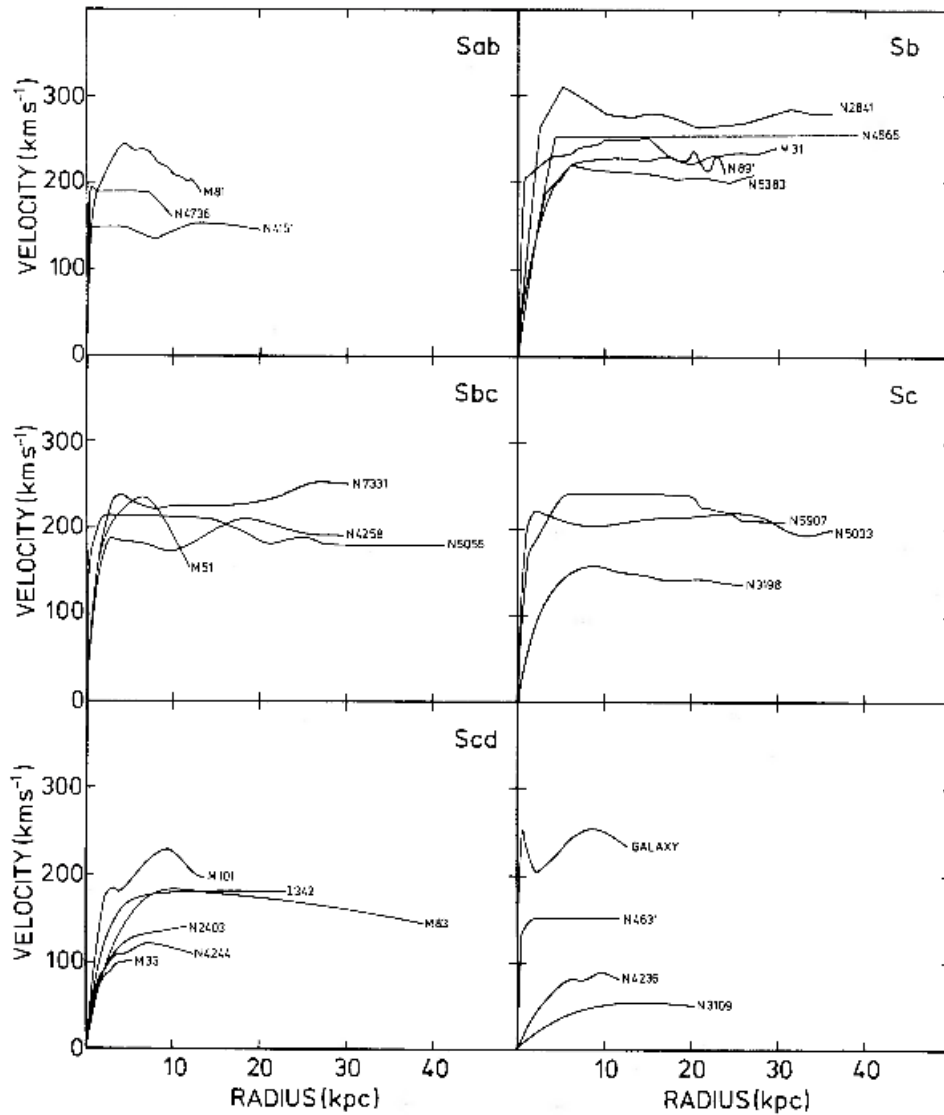


FIG. 5: Courbes de rotation de 25 galaxies de différentes morphologies [26].

En mesurant le décalage Doppler des raies d'absorption du spectre lumineux des étoiles des galaxies elliptiques afin de mesurer la dispersion des vitesses, le rapport masse-luminosité obtenu est typiquement de $10-20 \frac{M_{\odot}}{L_{\odot}}$ [27]. La majorité de la masse de ces galaxies est donc principalement noire.

La Voie lactée possède plusieurs galaxies satellites classées comme des galaxies naines elliptiques. Dans ce type d'objet, la même méthode que présentée auparavant peut être utilisée. Les galaxies naines possèdent des dispersions de vitesses de l'ordre de $\simeq 5 - 15 \text{ km.s}^{-1}$ impliquant un rapport masse-luminosité de 100 [30]. Ceci en fait un des objets dans le bestiaire interstellaire les plus riches en matière noire, et par conséquent une cible idéale pour la détection indirecte.

3.1.3 Dispersion des vitesses dans les amas de galaxies

A plus grande échelle, les galaxies sont organisées gravitationnellement en amas de galaxies. Le théorème du viriel peut aussi s'appliquer aux amas de galaxies avec les mêmes hypothèses que précédemment. C'est avec cette méthode que Zwicky en 1933 estima le rapport masse-luminosité de l'amas de Coma et conclut à un rapport masse-luminosité de 500 [31]. La prise de conscience sur la portée de sa découverte n'eut lieu que 50 ans plus tard, lorsque les premières courbes de rotation plates des galaxies furent mesurées.

3.1.4 Emission de rayons X du gaz intergalactique

Le gaz interstellaire chaud produit un rayonnement X par Bremsstrahlung. En supposant une distribution de gaz à symétrie sphérique, ainsi qu'un gaz à l'équilibre hydrostatique et en dérivant la pression en fonction de la masse volumique à l'aide de la loi des gaz parfaits, on peut montrer que la masse à l'intérieur du rayon r dépend de la température de l'amas [32] :

$$M(r) = -\frac{k_b T(r)}{\bar{\mu} m G} r \left(\frac{d \ln(\rho(r))}{d \ln(r)} + \frac{d \ln(T(r))}{d \ln(r)} \right), \quad (11)$$

avec k_b la constante de Boltzmann, $T(r)$ le profil de température du gaz de l'amas, $\rho(r)$ la masse volumique du gaz, $\bar{\mu}$ la masse moyenne des molécules du gaz intergalactique. On peut donc mesurer la masse d'un amas de galaxie à partir de la masse volumique ρ du gaz chaud et de la température T en fonction de la distance r au centre de l'amas. La masse volumique peut être directement dérivée de la luminosité en rayon X, et la température de l'amas s'obtient à partir du spectre d'émission issu du bremsstrahlung. Des observations de ce type indiquent que le gaz chaud constitue 10 à 40 % de la masse totale des amas tandis que les galaxies en constituent 1 à 7 % [33], démontrant encore une fois l'existence d'une matière noire.

3.1.5 Effets de lentille gravitationnelle

L'effet de lentille gravitationnelle est une autre méthode permettant de mesurer la distribution de masse des galaxies et des amas de galaxies. Cet effet de déflexion de la lumière par gravité permet, par la connaissance de l'angle de déflexion du rayonnement, de mesurer la masse qui a provoqué sa déflexion. Dans le cadre de la relativité générale, en supposant un objet ponctuel on obtient :

$$\alpha = \frac{4GM}{bc^2}, \quad (12)$$

avec α l'angle de déflexion, M la masse de la lentille gravitationnelle supposée ponctuelle et b le paramètre d'impact (voir figure 6). Les effets de lentille gravitationnelle sont généralement séparés en deux types : les effets forts et faibles. Les effets forts provoquent des déformations ou des dédoublements des objets situés derrière la lentille. Si la source, la lentille et l'observateur sont alignés, l'observateur verra ainsi la source comme un anneau. Le rayon de l'anneau dépend de la masse de la lentille ainsi que de la distance de la lentille et de la source. On peut de cette façon mesurer la masse d'un objet se

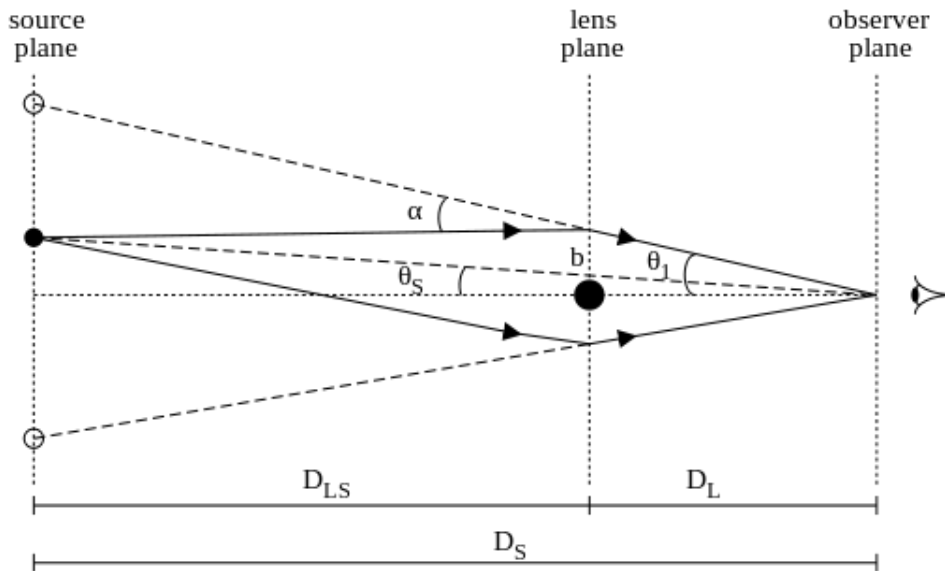


FIG. 6: Schéma de l'effet de lentille gravitationnelle [34].

situant entre une source et l'observateur. Des observations d'effets de lentilles forts, pour des galaxies servant de lentilles gravitationnelles, montrent des masses trop importantes pour être uniquement composées de matière baryonique [35].

L'effet de lentille gravitationnelle faible peut être observé en faisant une analyse statistique d'un grand nombre d'objets dont l'image a été déformée par la masse située sur la ligne de visée. Les variations sur l'image de l'objet étant faible, seul une grande statistique d'objets permet de faire de telles observations. Dans cette méthode, la matrice de distorsion d'un échantillon d'objets est mesurée pour cartographier la distribution de matière en avant plan. C'est ce type d'observations qui a été utilisé pour cartographier la distribution de masse du *Bullet cluster*. Le *Bullet cluster* est constitué de deux amas de galaxies en collision de masse $7 \times 10^{13} M_{\odot}$ et $2 \times 10^{15} M_{\odot}$. On peut voir que la distribution du gaz chaud est modifiée par la collision tandis que la distribution de masse totale ne varie pas (figure 7). Cela implique l'existence d'une matière, constituant une grande partie de la masse des deux amas, interagissant peu avec la matière baryonique. Une limite directe peut être mesurée sur la section efficace d'auto-interaction de la matière noire qui est $\frac{\sigma}{m} < 1 \text{ cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$ [36].

3.1.6 Fond diffus cosmologique

Le fond diffus cosmologique (CMB) est formé de micro-ondes constituant une radiation fossile provenant directement de la dernière surface de diffusion des photons dans l'univers primordial. Ce découplage entre matière et rayonnement est dû à la formation des premiers atomes neutres lorsque la température de l'univers est devenue inférieure à l'énergie de liaison de l'hydrogène. Ainsi, le couplage entre la matière ionisée et les photons via la diffusion Compton sur les électrons du plasma devient moins efficace entraînant le découplage entre rayonnement et matière. Ce rayonnement fossile a été observé pour la première fois par Penzias et Wilson qui mesurèrent un signal radio parasite isotrope en 1964 [38]. Le spectre de cette radiation suit une loi de corps noir de tempéra-

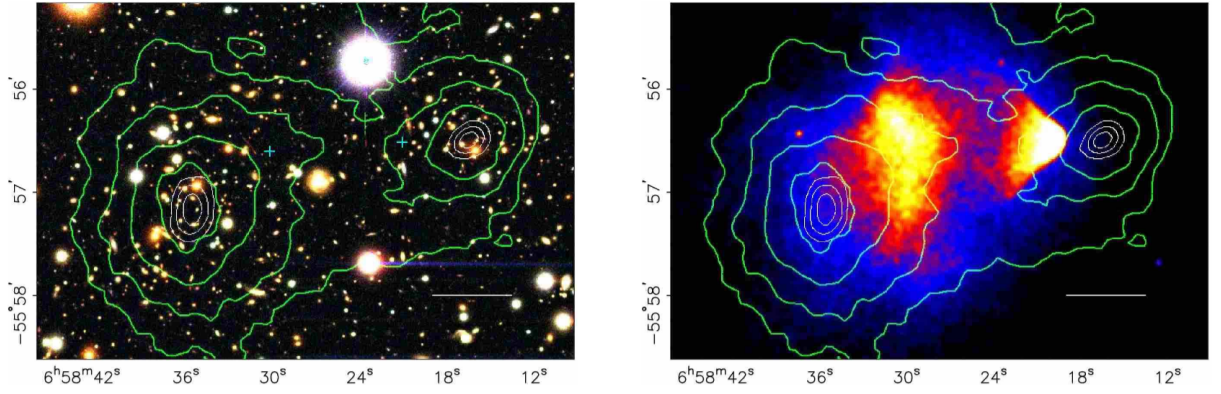


FIG. 7: A gauche, superposition de l'image visible du *Bullet cluster* et de la distribution de masse observée par effet de lentille gravitationnelle faible indiquée par les contours verts. Les contours blancs indiquent l'incertitude sur la position du maximum de la distribution de masse. A droite, image du rayonnement X par Chandra [37].

ture $T_0 = 2.726$ K [39], ce qui conforte le fait que le rayonnement fossile a été thermalisé principalement grâce à l'interaction avec les électrons du plasma primordial.

De petites fluctuations dans la distribution de matière, originaire des fluctuations quantiques découlant de la phase inflationnaire de l'univers jeune, sont prédites comme étant les graines des grandes structures actuellement observées. Les perturbations de la densité de matière dans l'univers jeune entraînent aussi des perturbations dans la distribution des radiations, de par le couplage entre ces deux ingrédients dans l'univers jeune. Ces anisotropies de température prédites par le modèle de la formation des grandes structures ont été confirmées par les mesures de COBE en 1992 [40].

Plusieurs effets créent les anisotropies visibles aujourd'hui dans le rayonnement de fond diffus. L'effet Sach-Wolfe montre que les fluctuations du champ de gravité sur la surface de dernière interaction affectent les photons s'échappant des régions perturbées. D'un côté, les régions de surdensités possèdent un champ gravitationnel plus fort qui décale vers le rouge les photons, mais aussi concentrent plus de photons et donc sont plus lumineuses. Ces deux phénomènes s'annulent partiellement, le deuxième étant dominant. Un effet Doppler relié à la vitesse locale du fluide cosmique dû aux perturbations de densité du plasma induit aussi des fluctuations de la température observée. L'effet Sunyaev-Zel'dovich a lieu après la surface de dernière interaction, il est dû au transfert d'énergie par diffusion Compton inverse aux photons du fond diffus par les électrons du plasma du milieu intra-amas situé le long de la ligne de visée.

Afin d'évaluer à quelles échelles les anisotropies apparaissent statistiquement, c'est-à-dire obtenir le spectre de puissance angulaire, les fluctuations angulaires de température dans le ciel sont décomposées en harmoniques sphériques Y_{lm} :

$$\frac{\Delta T}{T}(\theta, \phi) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^{m=l} a_{lm} Y_{lm}(\theta, \phi). \quad (13)$$

Comme il n'y a pas de direction privilégiée dans l'univers, le coefficient m n'est pas pertinent, toute l'information sur le spectre de puissance angulaire est contenu dans les coefficients C_l définis comme :

$$C_l = \frac{1}{2l+1} \sum_m |a_{lm}|^2. \quad (14)$$

$C_{l=0}$ est la température moyenne du CMB, $C_{l=1}$ est l'anisotropie dipolaire, $C_{l>1}$ est l'anisotropie quadripolaire et au-delà. C'est ce spectre qui est utilisé pour mesurer les paramètres cosmologiques liés à la géométrie de l'univers et à la quantité de baryons et de matière (figure 8).

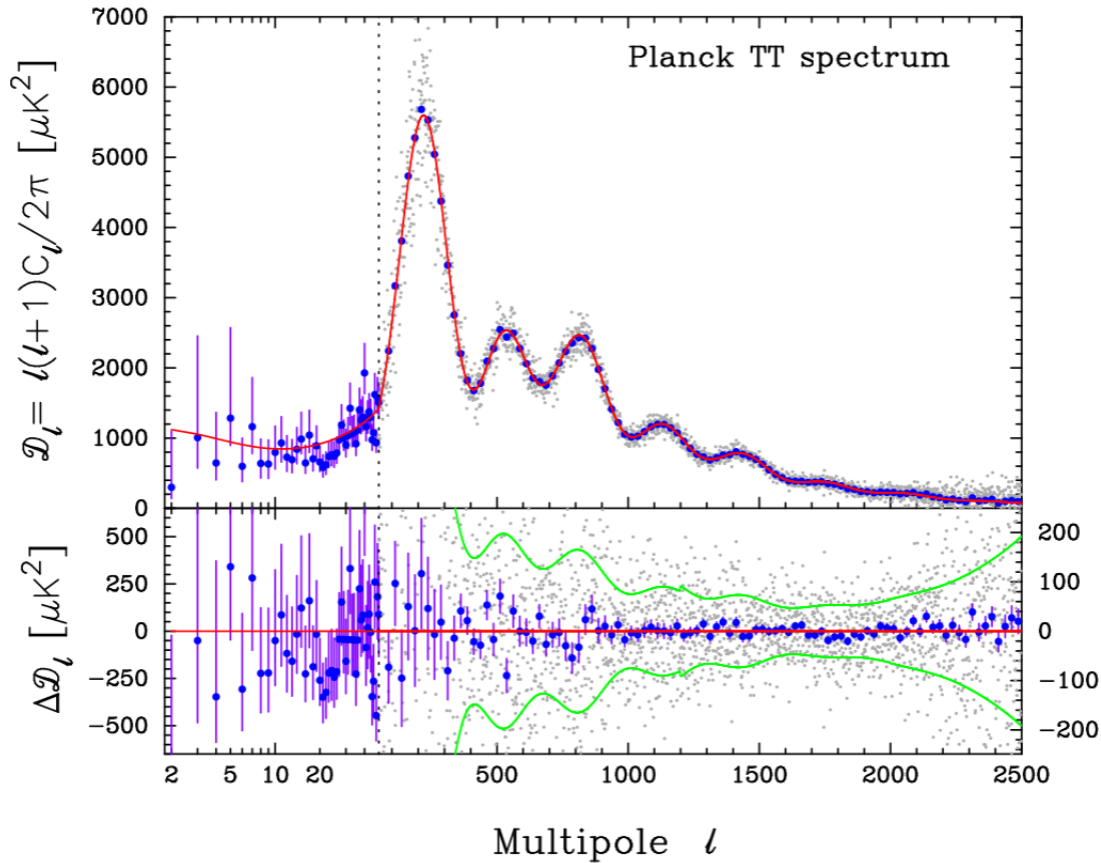


FIG. 8: Spectre de puissance du fond diffus cosmologique mesuré par Planck [41]. La ligne rouge est le meilleur modèle cosmologique ajusté sur les données.

Les pics acoustiques observés dans le spectre sont dus aux fluctuations du plasma primordial. Les régions plus denses ont tendance à attirer gravitationnellement la matière des régions moins denses. Cependant la pression de rayonnement des photons a tendance à repousser le plasma, provoquant une oscillation du gaz ionisé entre des phases de compression (plus chaudes) et des phases de dilatation (moins chaudes). Ainsi cette répartition de fluctuation de température est figée lors du découplage. Les pics impairs correspondent à des phases de compression qui vont être facilitées par la quantité de baryons, et les pics pairs à des phases de dilatation. Par conséquent, le rapport entre les pic pairs et impairs est directement lié à la densité baryonique dans l'Univers. La densité

de matière de l'Univers est liée à la hauteur du premier pic car elle fera croître les anisotropies de température en faisant croître le potentiel gravitationnel des perturbations. La collaboration Planck a ainsi mesuré [41] la densité de baryons $\Omega_b h^2 = 0.02207 \pm 0.00033$ et la densité de matière $\Omega_m h^2 = 0.14300 \pm 0.0029$ normalisée à la densité critique de l'univers avec h la constante de Hubble normalisée. Selon ces résultats, 84.5 % de la matière de l'univers est composée d'une matière noire non baryonique.

3.2 CANDIDATS À LA MATIÈRE NOIRE

Les différentes preuves observationnelles d'une différence systématique entre masse lumineuse et masse dynamique ont amené les physiciens à échafauder de nombreuses théories qui peuvent être regroupées en trois classes.

La première est une explication baryonique de la matière noire, qui consiste à penser qu'il existe des objets astrophysiques peu lumineux dont la proportion a été sous-estimée. La quantité de poussière et de nuages d'hydrogène est contrainte par leur propriété de rougissement et d'absorption montrant qu'ils ne constituent pas une majorité de la matière baryonique. Une autre possibilité est l'existence de MACHOs (*MASSive Compact Halo Objects*) qui sont des objets astrophysiques denses et peu lumineux comme par exemple les naines brunes. La recherche de MACHOs par effet de lentille gravitationnelle a montré qu'ils ne pouvaient pas constituer plus de 10 % de la masse galactique [42].

La seconde classe de modèles repose sur les théories de gravité modifiées. En effet, une modification des théories de la gravité est aussi envisageable afin de rétablir un accord entre masse lumineuse et masse dynamique. Les théories MOND (*MODified Newtonian Dynamics*) [43] reproduisent les courbes de rotations plates des galaxies en ajoutant un régime d'accélération faible en $\frac{1}{r}$ en dessous d'une accélération critique a_0 définie comme une constante fondamentale.

Nous allons nous focaliser sur la troisième classe de modèles, qui font appel à des candidats non baryoniques à la matière noire. Les différentes observations présentées dans la section précédente amènent à penser à l'existence d'une matière qui possède plusieurs caractéristiques remarquables :

- Cette matière est sombre, c'est-à-dire qu'elle n'interagit pas par interaction forte ou par interaction électromagnétique.
- Elle est froide, elle doit être suffisamment non relativiste lors de la formation des grandes structures.
- Elle est stable, ou au moins suffisamment stable pour qu'une portion significative existe encore dans l'Univers actuel.

Il n'existe pas de particules dans le modèle standard qui satisfassent ces trois conditions. De nombreuses particules hypothétiques ont été imaginées, souvent motivées en partie par d'autres problèmes que celui de la matière noire, afin d'expliquer les observations.

3.2.1 Neutrinos stériles

Le modèle standard de la physique des particules prédit que les neutrinos sont des particules non massives dont les saveurs leptoniques doivent être conservées. Cependant les faits expérimentaux [44] montrent que les neutrinos sont des particules de masse non nulle du fait des oscillations observées entre différentes saveurs. L'existence d'un neutrino droit stérile, afin de rester en accord avec les résultats de l'accélérateur LEP (*Large*

Electron-Positron) [45] sur la largeur du Z^0 , est l'explication la plus simple du modèle standard pour expliquer ces observations. Des contraintes cosmologiques et astrophysiques bornent sa masse entre 1 keV et 18 keV [46] tandis que la masse minimale que doit avoir cette particule pour être en accord avec le modèle de formation des grandes structures est d'environ 10 keV [47].

3.2.2 Axions

Les axions ont été proposés [48] afin d'expliquer l'observation expérimentale de la conservation de la symétrie CP (Charge Parité) dans le lagrangien de la chromodynamique quantique (QCD). Sachant que la masse et le couplage sont proportionnels à l'inverse de l'échelle de brisure de symétrie f_a , le fait que cette particule n'ait pas été observée en accélérateur implique un faible couplage, et donc une grande échelle de brisure de symétrie. Ce faible couplage en fait un candidat intéressant pour la matière noire. De plus, le temps de vie de cette particule étant proportionnel à l'échelle de brisure de symétrie, elle est un candidat stable. L'abondance des axions dans l'univers est proportionnelle à $(f_a)^{7/6}$ ce qui en fait un candidat intéressant pour expliquer le problème de la matière noire.

3.2.3 WIMP

Mécanisme de production

Les WIMPs (*Weakly Interacting Massive Particles*) sont une classe générique de candidats de matière noire froide et non baryonique. L'intérêt de cette classe de modèle est qu'elle produit naturellement une densité relique en accord avec les observations récentes de Planck.

Dans l'Univers jeune, les WIMPs sont produits par l'annihilation entre les particules constituant le plasma primordial :

$$\chi\bar{\chi} \leftrightarrow e^+e^-, q\bar{q}, W^+W^-, HH, \dots \quad (15)$$

Lorsque la température du plasma dépasse la masse du WIMP, les particules du plasma ont assez d'énergie pour produire des WIMPs. Les réactions d'annihilation des WIMPs et la production de WIMPs sont à l'équilibre. Le taux d'annihilation des WIMPs est donné par :

$$\Gamma_{\text{ann}} = \langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle n_{\text{eq}}, \quad (16)$$

avec σ_{ann} la section efficace d'annihilation, v la vitesse relative des WIMPs et n_{eq} la densité numérique des WIMPs à l'équilibre chimique.

La température du plasma décroît en fonction du temps à cause de l'expansion de l'Univers. Lorsque la température T du plasma est inférieure à la masse du WIMP m_χ , le nombre de WIMPs suit une loi exponentielle $e^{-m_\chi/T}$ et les réactions d'annihilation prennent le pas sur les réactions de production. Lorsque le taux d'annihilation est plus faible que le taux d'expansion de l'Univers, l'annihilation de WIMPs est stoppée. Dès lors, la densité comobile de WIMP est gelée, ce mécanisme est appelé *freeze out*.

En utilisant la loi de conservation de l'entropie et l'équation de l'évolution de la densité numérique de WIMPs, et en utilisant le fait que les WIMPs sont thermalisés au bain de photons primordial, on peut montrer que (voir par exemple [49]) :

$$\frac{dY}{dx} = - \left(\frac{45}{\pi M_{\text{P}}^2} \right)^{-1/2} \frac{g_*^{1/2} m}{x^2} \langle \sigma v \rangle (Y^2 - Y_{\text{eq}}^2), \quad (17)$$

avec Y la densité numérique de WIMPs divisée par la densité d'entropie, $M_{\text{P}} = 1.22 \times 10^{19}$ GeV la masse de Planck, $x = \frac{m}{T}$ la masse du WIMP et T sa température, Y_{eq} la valeur de Y à l'équilibre et $g_*^{1/2}$ le paramètre de degrés de liberté défini comme $g_*^{1/2} = \frac{h_{\text{eff}}}{g_{\text{eff}}^{1/2}} \left(1 + \frac{1}{3} \frac{T}{h_{\text{eff}}} \frac{dh_{\text{eff}}}{dT} \right)$ avec h_{eff} et g_{eff} le nombre de degrés de liberté effectif de la densité d'entropie et de la densité d'énergie. Cette équation est résolue numériquement avec les conditions initiales $Y = Y_{\text{eq}}$ et $x = 1$. La valeur de Y suit la valeur de Y_{eq} tant que les WIMPs sont à l'équilibre thermique et chimique (voir figure 9). Lorsque la température de *freeze out* est atteinte, Y forme un plateau dont la hauteur est inversement proportionnelle à la section efficace d'annihilation.

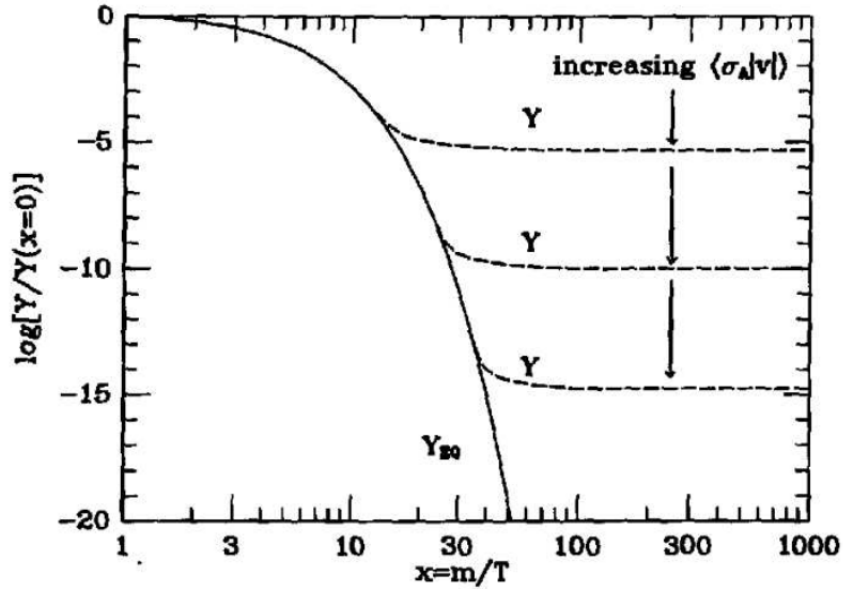


FIG. 9: Variation de Y en fonction de x pour différentes valeurs de $\langle \sigma v \rangle$ résolue numériquement à partir de l'équation (17) [50].

La densité relique de WIMPs produite par le mécanisme de *freeze-out* est approximativement :

$$\Omega h^2 \simeq \frac{3 \times 10^{-27} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}}{\langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle}, \quad (18)$$

ce qui amène à une section efficace canonique d'approximativement $3 \times 10^{-26} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$, en utilisant les mesures $\Omega_{\text{DM}} h^2$ découlant de l'analyse du fond diffus cosmologique. Une particule d'une masse de l'ordre de 100 GeV, et interagissant via la force électrofaible produit naturellement une section efficace de cet ordre, et est par conséquent un candidat naturel à la matière noire. Cette coïncidence troublante est souvent qualifiée de *WIMP miracle*.

Candidats WIMPs au-delà du modèle standard

Plusieurs théories prédisent l'existence d'une particule pouvant constituer un WIMP plausible. La supersymétrie permet d'associer à chaque particule du modèle standard un super-partenaire dont le spin diffère d'une demi unité de spin. Cette théorie est élégante car basée sur une symétrie naturelle de l'espace-temps. Elle permet de relier la gravitation aux autres forces de la nature et résout plusieurs problèmes théoriques du modèle standard de la physique des particules comme la divergence quadratique des corrections radiatives apportées à la masse du boson de Higgs. Elle permet d'unifier les constantes de couplages de l'interaction électromagnétique, faible et forte à une énergie commune. Elle fournit le neutralino, un candidat à la matière noire car massif et stable si il y a conservation de la R-parité.

La théorie des dimensions supplémentaires de Kaluza-Klein permet d'expliquer la grande différence entre l'échelle électro-faible et la masse de Planck M_p . Elle postule l'existence d'une quatrième dimension spatiale recourbée sur elle-même. Il vient que la véritable échelle de la gravité à cinq dimensions devient $\frac{M_p^{2/3}}{L^{1/3}}$ avec L la longueur de la nouvelle dimension d'espace. Les particules se propagent dans cette dimension d'espace, suivant une fonction d'onde, dépendant uniquement de la géométrie de cette dimension, définie comme $\exp(2i\pi\frac{ns}{L})$ avec s la distance. La masse des états $n \neq 0$ se définit comme la masse de la particule de l'état $n = 0$ additionnée à une grandeur proportionnelle à L^{-1} . Il peut donc exister une particule non chargée, massive et stable si son état est $n = 1$.

3.3 MÉTHODES DE DÉTECTION

La prédiction de l'existence de particules de matière noire par plusieurs théories au-delà du modèle standard ajouté au problème astrophysique et cosmologique de la matière noire a grandement motivé les efforts de détection. Il existe trois types de détection : la production en collisionneur, la détection directe et la détection indirecte.

3.3.1 *Collisionneur*

Des collisionneurs de haute énergie, comme le LHC, pourraient produire des particules de matière noire directement. Ce n'est donc pas de la détection de matière noire au sens strict, mais plutôt la détection d'un candidat de physique des particules au-delà du modèle standard pouvant expliquer le problème de la matière noire. Les expériences ATLAS et CMS cherchent activement des traces de particules supersymétriques [51, 52] et d'une surproduction d'événements dont une grande partie de l'impulsion transverse est perdue [53, 54]. Les contraintes sur les caractéristiques d'une particule de matière sombre mesurées par les collisionneurs sont par conséquent dépendantes du modèle de physique des particules utilisé pour les dériver.

3.3.2 *Détection directe*

La détection directe consiste à observer les collisions entre les WIMPs du halo galactique et les noyaux d'un détecteur. L'énergie de recul des noyaux du détecteur peut être mesurée de différentes façons : par scintillation, par ionisation, ou par mesure des phonons dans un détecteur à cristaux cryogéniques. Les détecteurs sont soumis à plusieurs

sources de bruit de fond qui sont principalement les produits de la radioactivité naturelle et les muons atmosphériques. Afin de s'affranchir de ce bruit de fond, les détecteurs sont entourés d'un blindage et opèrent dans des laboratoires souterrains. De plus, plusieurs aspects font qu'un signal de WIMPs devrait être distinguable d'un bruit de fond. Le mouvement de la Terre dans le référentiel galactocentrique possède une vitesse qui oscille annuellement du fait de la rotation de la Terre autour du Soleil. Vu que la Terre est en mouvement dans la distribution de WIMPs, qui possèdent une vitesse moyenne $\langle \vec{v} \rangle$ nulle dans l'hypothèse d'un halo isotrope, on peut observer une direction privilégiée d'arrivée des WIMPs appelée vent de WIMPs. De plus la variation annuelle de la vitesse implique une variation annuelle du taux d'événements observés. Le vent de WIMPs et la variation annuelle du taux d'événements pourraient permettre de différencier un signal de WIMP d'un bruit de fond. C'est pour cette raison que de futurs détecteurs capables de reconstruire la direction d'arrivée des WIMPs seraient utiles à une bonne réjection du bruit de fond.

Certaines expériences ont observé un signal (CoGeNT, DAMA, CRESST, CDMS) dans des régions du diagramme section efficace/masse exclues par les autres expériences (figure 10). La situation expérimentale est par conséquent confuse et de futures expériences permettront de clarifier la situation. Il faut cependant garder à l'esprit que les courbes d'exclusions sont dépendantes de la fonction de distribution en vitesse des WIMPs, qui est modélisée comme un halo isotherme suivant la distribution de Maxwell-Boltzmann.

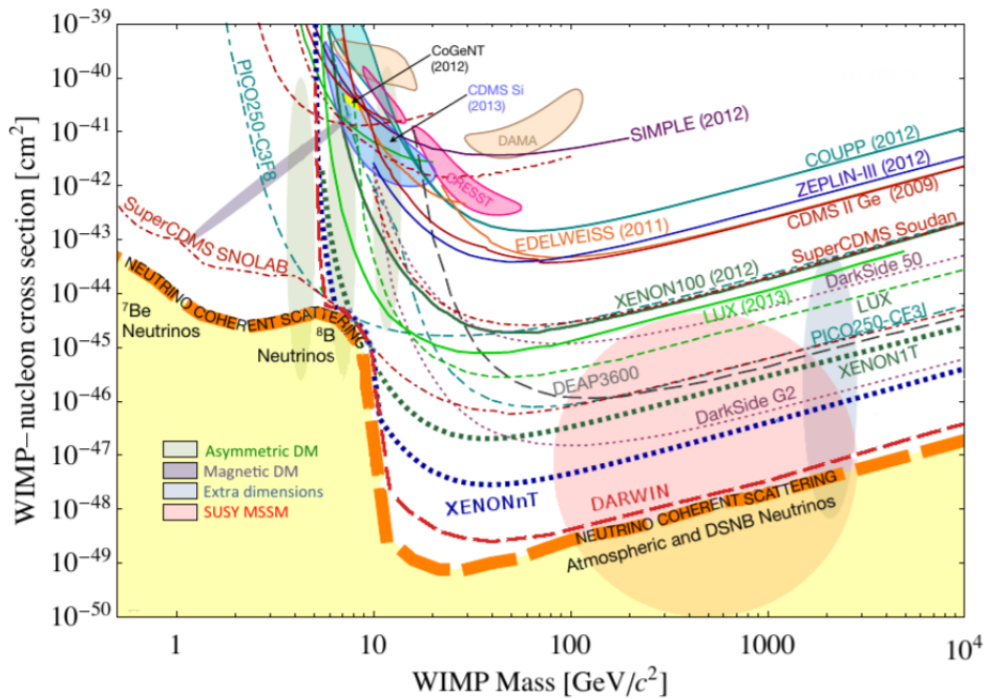


FIG. 10: Courbes d'exclusion dans le diagramme section efficace indépendante du spin en fonction de la masse par les différentes expériences de détection directe de matière noire (courbes solides). Les courbes sont fermées dans le cas d'une détection supposée. Les courbes pointillées sont les limites futures attendues. La ligne pointillée orange indique la sensibilité à partir de laquelle les expériences de détection directe commencent à voir les neutrinos astrophysiques.

3.3.3 Détection indirecte

La détection indirecte de matière noire consiste à observer les produits d'annihilation ou de désintégration de particules de matière noire. Les photons, les neutrinos et les particules d'antimatière issus d'un tel processus sont des cibles privilégiées de ce type d'étude.

Les photons produits par les particules de matière noire ont comme avantage par rapport aux particules chargées de se déplacer en ligne droite de la source à l'observateur. La matière noire peut s'annihiler en 2γ ou en $Z\gamma$, produisant un flux défini comme :

$$\Phi_\gamma(\vec{n}, E) = \frac{1}{8\pi} \frac{dN_\gamma}{dE} \frac{\langle\sigma v\rangle}{m_\chi^2} J(\vec{n}), \quad (19)$$

avec \vec{n} la direction de visée, N_γ le nombre de photons produits dans la réaction d'annihilation, m_χ la masse de la particule de matière noire et le facteur $J(\vec{n})$ défini comme :

$$J(\vec{n}) = \int_{\text{ligne de visée}} \rho^2(l) dl(\vec{n}), \quad (20)$$

avec ρ la densité de matière noire. On voit ainsi que la détermination de $\langle\sigma v\rangle$ et de la masse m_χ est dépendante du facteur J et donc du modèle de distribution de la matière noire. Le centre galactique est une cible privilégiée pour maximiser le facteur J , cependant la méconnaissance de la contribution astrophysique dans la région du centre galactique rend difficile la détection d'un signal exotique. Les analyses du centre galactique par la collaboration Fermi [55] ont montré un excès de rayon gamma dans le centre galactique. Cependant ce résultat reste tributaire des connaissances actuelles de la contribution astrophysique au rayonnement gamma dans cette région de la galaxie, qui est encore lacunaire aujourd'hui. Les galaxies naines sont aussi une classe intéressante de sources car possédant un rapport masse-luminosité très important ainsi qu'un faible bruit de fond astrophysique de rayons gamma [56]. Aucun signal n'a été observé à ce jour, permettant de poser des contraintes sur les observables d'une hypothétique particule de matière noire. Les contraintes actuelles semblent éliminer l'hypothèse d'un WIMP de moins de 100 GeV [57].

La production de neutrinos par annihilation de WIMPs piégés gravitationnellement par le Soleil est aussi une voie intéressante de recherche. Les WIMPs constituant le halo peuvent perdre leur énergie en diffusant élastiquement sur les atomes du Soleil, pour finir piégés par le potentiel gravitationnel de notre étoile. Durant le temps de vie du Soleil, suffisamment de WIMPs peuvent être ainsi accumulés, produisant des réactions d'annihilation au cœur du Soleil [58]. Le flux de neutrinos venant d'une telle production serait observable. Elle aurait l'avantage de ne pas dépendre de la fonction de distribution des WIMPs dans notre Galaxie.

Enfin, la production de paires particules-antiparticules chargées par annihilation et sa détection via des excès d'antimatière galactique est une voie prometteuse, qui a grandement motivé mon travail de thèse. Cette méthode de détection est détaillée dans le prochain chapitre.

DÉTECTION INDIRECTE DE MATIÈRE NOIRE

4.1 DÉTECTION INDIRECTE DE MATIÈRE NOIRE

Comme expliqué dans le chapitre précédent, la détection indirecte de matière noire consiste à détecter les produits de réactions d'annihilation ou de désintégration de la matière noire. Dans ce chapitre, nous allons nous concentrer sur les produits chargés de réaction d'annihilation. Les réactions d'annihilation des particules de matière noire peuvent produire des paires particule/antiparticule disposant d'une assez grande énergie cinétique pour peupler le rayonnement cosmique. Le but de la détection indirecte de matière noire est d'observer les excès de particules dans le rayonnement cosmique dus à la présence de matière noire. La grande difficulté de cette méthode est de déterminer le fond astrophysique standard à partir duquel un excès peut être observé. Le rayonnement cosmique étant majoritairement constitué de matière du fait de son mode de production par l'accélération du milieu interstellaire par les supernovae, il est plus aisé de détecter un excès d'antimatière que de matière. Le spectre des différentes sources astrophysiques doit être compris, ainsi que la propagation de la source à l'observateur afin d'espérer un jour expliquer un excès d'antimatière par des réactions d'annihilation ou de désintégration de particules de matière noire.

Plusieurs espèces d'antimatière peuvent être utilisées afin de déterminer un excès dû à la matière noire. Les positons et les antiprotons sont parmi les canaux les plus intéressants. La particule d'antimatière la plus abondante dans le rayonnement cosmique est le positon, ce qui en fait une particule intéressante pour la recherche indirecte de matière noire du fait de la meilleure précision des données expérimentales. Cependant, elle souffre d'une plus grande incertitude sur le fond astrophysique que les antiprotons. Les antiprotons quant à eux sont moins abondants dans le rayonnement cosmique, rendant leur mesure expérimentale plus difficile. Ces canaux sont complémentaires du fait du fond astrophysique de positons ne produisant pas d'antiprotons, et permettrait en cas de détection de mieux cerner les canaux d'annihilation privilégiés des particules de matière noire.

Nous présentons dans ce chapitre le principe de la propagation du rayonnement cosmique de la source à l'observateur d'une manière générale, puis plus particulièrement pour les positons. Nous détaillons les différentes sources de positons astrophysiques et exotiques de notre Galaxie. Nous évoquons enfin le problème qui a motivé notre étude aussi bien expérimentale que phénoménologique : l'excès de positons.

4.2 PROPAGATION DES RAYONS COSMIQUES

La propagation du rayonnement cosmique chargé de la source à l'observateur est comparable à une diffusion. Une particule chargée soumise à un champ magnétique voit sa trajectoire courbée du fait de la force de Lorentz $\vec{F} = q\vec{v} \wedge \vec{B}$. Le rayon de courbure induit par un champ magnétique est le rayon de Larmor qui dans sa forme relativiste s'écrit $R_L = \frac{\gamma m v_\perp}{|q|B}$ avec v_\perp la composante de la vitesse perpendiculaire au champ ma-

gnétique B. La propagation du rayonnement cosmique a lieu dans un halo diffusif qui est constitué d'un champ magnétique turbulent. Même si le rayon de Larmor est plus petit que la taille typique sur laquelle la turbulence magnétique se développe, des simulations numériques ont montré que le mouvement des rayons cosmiques est diffusif [59]. Par conséquent, la trajectoire des particules chargées est très irrégulière. Cette trajectoire peut être approximée par une diffusion, avec un coefficient de diffusion $K(E)$ dépendant de l'énergie du rayon cosmique.

La propagation a lieu dans un cylindre appelé halo diffusif, qui délimite la région où le champ magnétique turbulent galactique existe (voir chapitre 2). La hauteur du halo diffusif mesure entre 1 et 15 kpc tandis que celle du disque baryonique, contenant la matière ordinaire composant la galaxie (étoiles, gaz interstellaire), mesure une centaine de parsecs. Les rayons cosmiques lors de leur propagation subissent différents effets :

- Un transport spatial sous forme de diffusion dans le halo galactique, couplé à une convection régie par un vent convectif de vitesse V_c qui a tendance à expulser verticalement les rayons cosmiques du halo diffusif.
- Des pertes d'énergie liées à différents effets : pertes adiabatiques dues au vent convectif, coulombiennes, par ionisation, bremsstrahlung, Compton inverse et rayonnement synchrotron.
- Une diffusion en énergie due à la réaccélération par accélération de Fermi du second ordre par les ondes d'Alfvén de vitesse V_a .
- Des pertes catastrophiques qui se traduisent par une disparition des particules par décroissance radioactive, par interaction inélastique avec le milieu interstellaire et par réaction d'annihilation pour les antiparticules.

L'équation de diffusion complète, prenant en compte tous ces effets, s'écrit comme :

$$\frac{\partial \Psi}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \left(-K(E, \vec{x}) \vec{\nabla} \Psi + \Psi \vec{V}_c(\vec{x}) \right) + \Gamma \Psi + \frac{\partial}{\partial E} \left(b(E, \vec{x}) \Psi - c(E, \vec{x}) \frac{\partial \Psi}{\partial E} \right) = q(E, \vec{x}), \quad (21)$$

avec q le taux de production du type de rayon cosmique étudié, Ψ la densité numérique par unité d'énergie, K le coefficient de diffusion, Γ l'inverse du temps typique de pertes catastrophiques, $c(E, \vec{x})$ le coefficient de diffusion en énergie et $b(E, \vec{x})$ le terme de perte d'énergie. Le terme source peut décrire deux types de rayons cosmiques : les primaires et les secondaires. Les primaires viennent directement des sources, par conséquent leur spectre initial dépend uniquement des caractéristiques propres à leur source. Les secondaires sont issus de l'interaction du rayonnement cosmique avec le gaz interstellaire, ce qui implique que leur terme source dépend de la densité numérique des autres composants du rayonnement cosmique. Dans le cas de la production par spallation de noyaux sur le gaz interstellaire, le terme source d'une espèce j s'écrit comme $\sum_i \Gamma_{i \rightarrow j} \Psi_i$ avec \sum_i la somme sur tous les noyaux de masse plus importante que j et $\Gamma_{i \rightarrow j}$ le taux de production de l'espèce j par l'espèce i .

Cette équation peut être résolue numériquement en prenant en compte tous les effets, avec des temps de calcul non négligeables. Des codes comme GALPROP [60] ou DRAGON [61] utilisent cette méthode. Une autre approche possible est une approche semi-analytique qui consiste à utiliser des hypothèses simplificatrices afin de pouvoir résoudre analytiquement l'équation de propagation. Cette approche possède l'avantage de nécessiter moins de temps de calcul et permet un meilleur contrôle ainsi qu'une meilleure compréhension des différents ingrédients de la propagation. C'est cette approche qui a été choisie dans le cadre de ma thèse pour l'interprétation des mesures d'AMS.

4.3 MODÈLE SIMPLIFIÉ DE PROPAGATION

Le halo galactique est modélisé par un cylindre (voir figure 11) de hauteur L tandis que le disque galactique est représenté par un disque de hauteur $h_z \ll L$. Le vent convectif est dirigé vers les bords zénithaux du halo magnétique en suivant la formule $V_c(z) = V_c \text{sign}(z)$. Le coefficient de diffusion est supposé indépendant de la position dans la Galaxie et suit une loi de puissance $K(R) = K_0 \beta (\frac{R}{R_0})^\delta$ avec R la rigidité de la particule définie comme $R = \frac{p}{q}$ avec q la charge de la particule et p l'impulsion de la particule, K_0 et R_0 des constantes définies telles que $K(R_0) = K_0 \beta$, β la célérité de la particule et δ l'indice de la loi de puissance que suit le coefficient de diffusion. La propagation des rayons cosmiques à travers le halo galactique est donc régie par cinq paramètres : la propagation pure avec les paramètres K_0 et δ , la hauteur de la zone de diffusion L , le vent convectif V_c et enfin la vitesse des ondes d'Alfvén V_a .

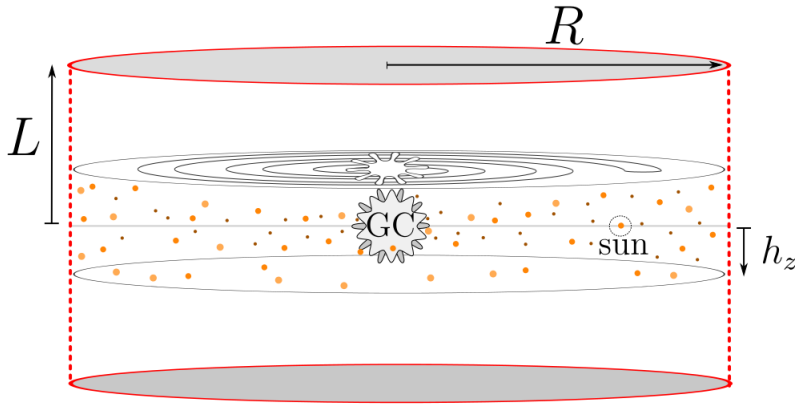


FIG. 11: Représentation schématique du halo diffusif et du halo baryonique de la Galaxie. La zone de diffusion est de hauteur L qui varie selon les modèles de 1 à 15 kpc, le disque baryonique est d'une hauteur h_z de l'ordre de la centaine de parsecs [62].

Afin de mieux comprendre l'effet de certains de ces paramètres, nous nous plaçons tout d'abord dans un modèle simple. Dans l'approximation d'une absence de perte en énergie, d'une absence de réaccélération par onde d'Alfvén, en supposant des bords radiaux infinis et un état stationnaire, l'équation (21) devient :

$$-K(E) \frac{d^2\Psi}{dz^2} + 2h_z \Gamma \delta(z) \Psi = q(z, E) = 2h_z \delta(z) Q(E), \quad (22)$$

avec $2h_z \Gamma \delta(z)$ le taux de pertes catastrophiques avec un disque galactique supposé infiniment fin d'épaisseur $2h_z$ et $2h_z \delta(z) Q(E)$ le terme source pour une production dans la disque galactique. Les approximations d'absence de pertes en énergie et de réaccélération par onde d'Alfvén sont valables pour les noyaux à haute énergie qui se propagent selon un régime purement diffusif. La solution de l'équation (22) dans le disque est :

$$\Psi(z=0) = \frac{h_z L}{K} \frac{Q(E)}{1 + \frac{h_z L}{K} \Gamma}. \quad (23)$$

Ainsi, dans un régime purement diffusif où le terme de perte catastrophique peut-être négligé, on a $\Psi(z=0) \propto \frac{Q(E)}{K(E)} \propto R^{\alpha-\delta}$ avec α l'indice de la loi de puissance du terme source $Q(E) \propto R^\alpha$.

Ce résultat implique aussi une caractéristique importante pour le rapport des flux des espèces secondaires sur les espèces primaires. Prenons une espèce primaire $\Psi_p(z=0)$ qui produit une espèce secondaire Ψ_s : on a $\Psi_s(z=0) \propto \frac{L\Psi_p(z=0)}{K(E)}$. Le rapport secondaire sur primaire est donc proportionnel à $\frac{L}{K_0}R^{-\delta}$, et dépend des paramètres de propagation L , K_0 et δ . Par conséquent, les rapports des flux de secondaires sur primaires dans le rayonnement sont utilisés afin d'étudier les effets de propagation sans être affecté par la connaissance du terme source des primaires.

Ces paramètres ont été contraints à l'aide du rapport du flux de bore sur le flux de carbone par Maurin et al. [63] puis mis sous forme de trois modèles par Donato et al. [64] (voir tableau 1). Ces modèles sont appelés minimum, medium et maximum en référence à la valeur du flux d'antiprotons primaires qu'ils impliquent sur Terre. Ils se présentent sous la forme de trois jeux de paramètres permettant de bien visualiser l'incertitude théorique due à la méconnaissance sur les paramètres de diffusion. L'utilisation des positons de faible énergie comme contrainte directe sur les modèles de diffusion à l'aide des données de PAMELA est en défaveur du modèle minimum [65] et semble privilégier le modèle maximum. Il est aussi important de garder à l'esprit que les résultats des études basées sur les rapports secondaire sur primaire sont très dépendants du paramétrage des sections efficaces des noyaux, ainsi que de la proportion de primaire parmi l'espèce secondaire étudiée [66].

TAB. 1: Paramétrisation des modèles minimum, medium et maximum.

Modèle	δ	K_0 (kpc ² .Myr ⁻¹)	L (kpc)	V_c (km.s ⁻¹)	V_a (km.s ⁻¹)
min	0.85	0.0016	1	13.5	22.4
med	0.70	0.0112	4	12	52.9
max	0.46	0.0765	15	5	117.6

4.4 PROPAGATION DES POSITONS

4.4.1 Résolution de l'équation de diffusion par fonction de Green

Dans cette section, nous nous proposons de résoudre l'équation de diffusion sans le terme de perte et de diffusion en énergie :

$$\frac{\partial \Psi}{\partial t} + \partial_z (V_c(z)\Psi) - K(E)\Delta\Psi + 2h_z\delta(z)\Gamma\Psi = q, \quad (24)$$

Cette équation ne s'applique pas directement aux positons du fait de l'absence du terme de perte d'énergie, cependant des changements de variables permettent d'obtenir une forme similaire avec des pertes d'énergie dans le cas stationnaire. La fonction de Green $G(\vec{x}, t \leftarrow \vec{x}_s, t_s)$ est la densité de probabilité de présence au point \vec{x} et au temps t d'une espèce injectée au point \vec{x}_s et au temps t_s . Elle satisfait à l'équation de propagation :

$$\frac{\partial G}{\partial t} + \partial_z (V_c(z)G) - K(E)\Delta G + 2h_z\delta(z)\Gamma G = \delta^3(\vec{x} - \vec{x}_s)\delta(t - t_s). \quad (25)$$

La fonction de Green permet de relier la densité Ψ en \vec{x} à t , à la source $q(\vec{x}_s, t_s)$ qui l'a engendrée \vec{x}_s à t_s via :

$$\Psi = \int_{-\infty}^t dt_s \int_{\text{HD}} d^3 \vec{x}_s G(\vec{x}, t \leftarrow \vec{x}_s, t_s) q(\vec{x}_s, t_s), \quad (26)$$

avec \int_{HD} l'intégrale sur tout le halo de diffusion qui est un cylindre de hauteur L et de rayon R (voir figure 11) présenté plus haut. En supposant les bornes R comme étant infinies, on obtient par séparation des variables spatiales induites par la symétrie cylindrique du problème :

$$G(\vec{x}, t \leftarrow \vec{x}_s, t_s) = \frac{1}{4\pi K \tau} \exp\left(-\frac{\rho^2}{4K\tau}\right) V(z, t \leftarrow z_s, t_s), \quad (27)$$

avec $\tau = t - t_s$, $\rho^2 = (x - x_s)^2 + (y - y_s)^2$ et V le propagateur vertical régi par l'équation :

$$\frac{\partial V}{\partial t} + \partial_z (V_c(z)V) - K(E) \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} + 2h_z \delta(z) \Gamma V = \delta(z - z_s) \delta(t - t_s). \quad (28)$$

Ceci revient en fait à une propagation à une dimension le long de l'axe z dans un milieu mu d'un courant de vitesse $V_c(z)$ et avec comme condition au bord $V(\pm L, t \leftarrow z_s, t_s) = 0$ afin de prendre en compte les bords azimutaux du halo diffusif. Cette équation peut être résolue de deux manières. La première est la méthode dite « quantique » du fait de sa similitude avec la résolution d'un problème de puits de potentiel quantique [67]. Elle consiste à développer V sur une base de fonctions propres paires et impaires. La solution finale obtenue est :

$$V(z, t \leftarrow z_s, t_s) = e^{\frac{V_c}{2K}(|z| - |z_s|)} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{-\alpha_n \tau}}{C_n} \sin(k_n(L - |z_s|)) \sin(k_n(L - |z|)) + \frac{e^{-\alpha'_n \tau}}{C'_n} \sin(k'_n(L - z_s)) \sin(k'_n(L - z)) \quad (29)$$

avec k_n défini comme étant solution de l'équation¹ :

$$\tan k_n L = -\frac{k_n}{\frac{V_c}{2K} + \frac{h_z \Gamma}{K}}.$$

Ici, k'_n est défini par $k'_n L = n\pi$, C_n et C'_n sont des facteurs de normalisation du produit hermitien des fonctions paires et impaires de base et sont donnés par

$$C_n = L \left(1 - L \left(\frac{V_c}{2K} + \frac{h_z \Gamma}{K} \right) \text{sinc}^2(k_n L) \right), \quad C'_n = L.$$

Enfin, on a $\alpha_n = Kk_n^2 + \frac{V_c^2}{4K}$ et $\alpha'_n = K(k'_n)^2 + \frac{V_c^2}{4K}$.

La deuxième méthode appelée méthode des images [68] consiste à simuler les bornes $z = \pm L$ de la zone de diffusion par des images inversées de la source placées de telle façon à ce que la contribution totale de toutes les images et de la source soit nulle aux

¹ Il est d'ailleurs intéressant de remarquer que cette équation tend vers $\tan k_n L = +\infty$ à haute énergie (c'est-à-dire pour un grand K), montrant la faible influence de la spallation et du vent convectif sur la diffusion à haute énergie.

bornes. La localisation de la n -ième image est : $z_n = 2Ln + (-1)^n z_s$. Le propagateur est la somme des propagateurs à une dimension de diffusion pure de toutes les images et de la source, à condition que le vent convectif $V_c = 0$ et que le taux de spallation Γ soit nul. On a donc :

$$V(z, t \leftarrow z_s, t_s) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} (-1)^n \frac{1}{\sqrt{4\pi K\tau}} \exp -\frac{(z - z_n)^2}{4K\tau}. \quad (30)$$

Il est important de comprendre la différence de convergence des deux méthodes. Pour la première méthode, le terme $e^{-\alpha_n \tau}$ fait que pour un petit τ , l'exponentielle décroît peu et nécessite un grand nombre de termes pour converger. Physiquement, un petit τ signifie un court intervalle de temps entre l'injection de la particule et sa réception par l'observateur. On remarque que c'est le cas contraire pour la méthode des images. En effet, le terme $\exp -\frac{(z-z_s)^2}{4K\tau}$ est plus faible pour un petit τ et converge plus vite. Ceci peut s'expliquer physiquement par le fait que les différentes propagations des images n'ont pas eu le temps de se développer assez dans la boîte de diffusion pour que leur contribution à la somme totale soit significative. Ces deux méthodes sont donc complémentaires, le paramètre $\eta = \frac{L^2}{4K\tau}$ permet de juger quel régime est le mieux adapté. Si $\eta < 1$, alors la méthode quantique convergera plus vite et si $\eta > 1$ alors la méthode des images convergera plus vite.

Résolution de l'équation de diffusion stationnaire pour les positons

La propagation des positons est similaire à celle des noyaux, la géométrie du problème restant la même. Les deux principales différences sont la disparition du terme de perte catastrophique par spallation, et l'apparition d'une convection en énergie due à la perte d'énergie des positons par diffusion Compton inverse et rayonnement synchrotron qui sont les processus de perte d'énergie dominants au-delà de 10 GeV.

La diffusion Compton inverse est la diffusion d'une particule chargée sur un photon. Lors de la propagation d'une particule à travers le milieu interstellaire, celle-ci est soumise à l'interaction avec plusieurs types de rayonnement : le rayonnement de fond diffus cosmologique micro-onde, le rayonnement stellaire, le rayonnement ultra-violet et infra-rouge. Le rayonnement synchrotron est le rayonnement émis par une particule chargée tourbillonnant dans un champ magnétique. En l'occurrence, les positons sont soumis à un champ magnétique turbulent. Par conséquent, ils subissent une perte d'énergie par rayonnement synchrotron, dont la forme est très proche de la perte d'énergie par Compton inverse. Ainsi la perte d'énergie par unité de temps prend la forme simple suivante : $\frac{dE}{dt} = -\frac{\epsilon^2 E_0}{\tau_E}$, avec $\epsilon = \frac{E}{E_0}$ et τ_E le temps moyen de perte d'énergie pour un positon d'énergie E_0 . Pour $E_0 = 1$ GeV, τ_E est de l'ordre de 10^{16} secondes.

Le coefficient de diffusion des positons s'écrit $K(E) = K_0 \left(\frac{R}{R_0}\right)^\delta \simeq K_0 \left(\frac{E}{E_0}\right)^\delta$. Nous négligeons les effets des ondes d'Alfvén et du vent convectif qui sont peu importants au-dessus de quelques GeV. L'équation de diffusion stationnaire des positons s'écrit donc :

$$-K(E)\Delta\Psi + \frac{\partial}{\partial E} (b(E)\Psi) = q, \quad (31)$$

avec $b(E) = \frac{dE}{dt}$, Ψ la densité numérique de particules par énergie, et q le taux de production de positons. Par changement de variable on arrive à :

$$\frac{\partial \tilde{\Psi}}{\partial \tilde{t}} - K_0 \Delta \tilde{\Psi} = \tilde{q}, \quad (32)$$

avec $K_0 \tilde{t} = \int_{+\infty}^E \frac{K(E')}{b(E')} dE'$; $\tilde{\Psi} = b(E)\Psi$; $\tilde{q} = b(E) \frac{K(E_0)}{K(E)} q$. On revient donc à une équation similaire à l'équation (24). La fonction de Green tildée est régie par l'équation :

$$-K_0 \Delta \tilde{G} + \frac{\partial \tilde{G}}{\partial \tilde{t}} = \delta^3(\vec{x} - \vec{x}_s) \delta(\tilde{t} - \tilde{t}_s) \quad (33)$$

La solution du propagateur vertical de la fonction de Green avec la méthode quantique est similaire à celle de l'équation (24) avec $V_c = 0$, $K = K_0$ et en supprimant le terme de spallation. On arrive à :

$$\begin{aligned} \tilde{V}(z, \tilde{t} \leftarrow z_s, \tilde{t}_s) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{-K_0 k_n^2 \tilde{\tau}}}{L} \sin(k_n(L - |z_s|)) \sin(k_n(L - |z|)) + \\ \frac{e^{-K_0 (k'_n)^2 \tilde{\tau}}}{L} \sin(k'_n(L - z_s)) \sin(k'_n(L - z)) \end{aligned} \quad (34)$$

avec $k'_n L = n\pi$, $k_n L = (n + \frac{1}{2})\pi$ et $\tilde{\tau} = \tilde{t} - \tilde{t}_s$. Le propagateur vertical tildé de la méthode des images s'écrit comme la série (30) :

$$\tilde{V}(z, \tilde{t} \leftarrow z_s, \tilde{t}_s) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} (-1)^n \frac{1}{\sqrt{4\pi K_0 \tilde{\tau}}} \exp\left(-\frac{(z - z_n)^2}{4K_0 \tilde{\tau}}\right). \quad (35)$$

On obtient ainsi la fonction de Green tildée à partir du propagateur vertical :

$$\tilde{G}(\vec{x}, \tilde{t} \leftarrow \vec{x}_s, \tilde{t}_s) = \frac{1}{4\pi K_0 \tilde{\tau}} \exp\left(-\frac{\rho^2}{4K_0 \tilde{\tau}}\right) \tilde{V}(z, \tilde{t} \leftarrow z_s, \tilde{t}_s). \quad (36)$$

Le terme $\exp\left(-\frac{\rho^2}{4K_0 \tilde{\tau}}\right)$ montre que la fonction de Green est très faible pour ρ^2 supérieur à $4K_0 \tilde{\tau}$. Par conséquent, la probabilité qu'un positon d'énergie E injecté à l'énergie E_s soit à une distance supérieure $\sqrt{4K_0 \tilde{\tau}}$ de sa source est très faible. Le rayon de la sphère positonique $\lambda_d = \sqrt{4K_0 \tilde{\tau}}$ définit un horizon pour la provenance des positons du fait de leur perte d'énergie. Ainsi le calcul de la sphère positonique dépend du modèle de propagation et de la fonction de perte d'énergie $b(E)$.

La fonction de Green tildée est liée à la fonction $\tilde{\Psi}$ par l'équation :

$$\tilde{\Psi} = \int_0^{\tilde{t}} d\tilde{t}_s \int_{\text{HD}} d^3 \vec{x}_s \tilde{G}(\vec{x}, \tilde{t} \leftarrow \vec{x}_s, \tilde{t}_s) \tilde{q}(\vec{x}_s, \tilde{t}_s). \quad (37)$$

On obtient finalement :

$$\Psi = \frac{-1}{b(E)} \int_E^{\infty} dE_s \int_{\text{HD}} d^3 \vec{x}_s \tilde{G}(\vec{x}, E \leftarrow \vec{x}_s, E_s) q(\vec{x}_s, E_s), \quad (38)$$

la densité de positons par intervalle d'énergie dans le cas stationnaire.

Résolution de l'équation de diffusion dynamique pour les positons

Nous nous sommes intéressés précédemment au cas stationnaire qui ne permet pas de traiter un terme source de production des positons dépendant du temps. L'équation de propagation sous sa forme dynamique s'écrit :

$$\frac{\partial \Psi}{\partial t} - K(E)\Delta\Psi + \frac{\partial}{\partial E} (b(E)\Psi) = q_{\text{prod}}. \quad (39)$$

On définit le propagateur $G(t, E, \vec{x} \leftarrow t_s, \vec{x}_s, E_s)$ qui est solution de l'équation :

$$\frac{\partial G}{\partial t} - K(E)\Delta G + \frac{\partial}{\partial E} (b(E)G) = \delta^3(\vec{x} - \vec{x}_s)\delta(E - E_s)\delta(t - t_s), \quad (40)$$

avec t_s l'instant d'émission du positon par la source. De par le lien entre l'énergie du positon et le temps, dû à la perte d'énergie du positon en fonction du temps, le propagateur peut s'écrire comme une fonction du propagateur stationnaire présenté dans la section précédente :

$$G(t, E, \vec{x} \leftarrow t_s, \vec{x}_s, E_s) = H(c\Delta t - |\vec{x} - \vec{x}_s|)\delta(E_s - E_*)b(E_*)G_s(E, \vec{x} \leftarrow \vec{x}_s, E_s), \quad (41)$$

avec H la fonction de Heaviside, $\Delta t = t - t_s$ le temps de parcours du positon de la source à l'observateur et E_* défini par l'équation :

$$-\Delta t = \int_E^{E_*} \frac{dE'}{b(E')}. \quad (42)$$

L'énergie E_* est donc définie comme l'énergie initiale d'un positon ayant été mesuré avec une énergie E et ayant voyagé pendant un laps de temps Δt . En utilisant les pertes d'énergie comme définies précédemment, on obtient :

$$E_* = \frac{E}{1 - \frac{E}{E_{\text{max}}}}, \quad (43)$$

avec $E_{\text{max}} = E_0 \frac{\tau E}{\Delta t}$ l'énergie maximale que peut avoir un positon qui a voyagé un temps Δt . Par conséquent, le flux de positons issus d'une source ponctuelle dans le temps possèdera un *cut-off* à haute énergie. la fonction de Heaviside permet de modéliser le fait que les positons ne peuvent voyager plus vite que la lumière. Finalement, la solution de l'équation de diffusion sous sa forme dynamique est :

$$\Psi = \int_{-\infty}^t dt_s \int_E^{\infty} dE_s \int_{\text{HD}} d^3\vec{x}_s G(t, E, \vec{x} \leftarrow t_s, E_s, \vec{x}_s) q(t_s, E_s, \vec{x}_s). \quad (44)$$

4.4.2 Résolution de l'équation de diffusion stationnaire par fonction de Bessel

La méthode des fonctions de Green ne permet pas de poser des bornes radiales à la géométrie de la Galaxie. Afin d'imposer une frontière radiale $r = R$, une méthode consiste à résoudre l'équation de diffusion à l'aide d'un développement en série de Bessel et en série de Fourier. Rappelons l'équation de diffusion stationnaire :

$$-K(E)\Delta\Psi + \frac{\partial}{\partial E} (b(E)\Psi) = q. \quad (45)$$

La densité de positons par intervalle d'énergie et la fonction source, du fait de la symétrie cylindrique du problème, peuvent s'écrire $\Psi = \Psi(E, r, z)$ et $q = q(E, r, z)$ avec r la coordonnée radiale et z la coordonnée verticale. Les termes Ψ et q peuvent être développés sur la base des fonctions de Bessel :

$$\begin{aligned}\Psi(E, r, z) &= \sum_{i=1}^{\infty} J_0(u\alpha_i) P_i(E, z), \\ q(E, r, z) &= \sum_{i=1}^{\infty} J_0(u\alpha_i) Q_i(E, z),\end{aligned}\quad (46)$$

avec $u = \frac{r}{R}$, α_i le i -ème zéro de la fonction J_0 , et J_0 la fonction de Bessel d'ordre 0 définie comme la solution de l'équation différentielle $x^2 \frac{d^2 J_n(x)}{dx^2} + x \frac{dJ_n}{dx} + (x^2 - n^2) = 0$. La condition au bord radial $r = R$ est respectée car $J_0(u\alpha_i) = 0$ si $u = 1$.

Les conditions aux bornes zénithales $-L$ et $+L$ impliquent que $P_i(E, -L) = P_i(E, L) = 0$, ce qui revient à considérer que P_i est une fonction périodique de période $4L$. Ce constat permet de développer en série de Fourier les fonctions P_i et Q_i :

$$\begin{aligned}\Psi(E, r, z) &= \sum_{i=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} J_0(u\alpha_i) \phi_n(z) P_{i,n}(E), \\ q(E, r, z) &= \sum_{i=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} J_0(u\alpha_i) \phi_n(z) Q_{i,n}(E),\end{aligned}\quad (47)$$

avec $\phi_n(z) = \sin(nk_0 z)$ si n est pair et $\phi_n(z) = \cos(nk_0 z)$ si n est impair, avec $k_0 = \frac{\pi}{2L}$. En injectant ces résultats dans l'équation (45), on obtient :

$$K_0 \left(\left(\frac{\alpha_i}{R} \right)^2 + (nk_0)^2 \right) \tilde{P}_{i,n}(E) + \frac{\partial}{\partial \tilde{t}} \tilde{P}_{i,n}(E) = \tilde{Q}_{i,n}(E), \quad (48)$$

avec $\tilde{P} = b(E)P$, $\tilde{t} = \frac{1}{K_0} \int_{+\infty}^E \frac{K(E')}{b(E')} dE'$ et $\tilde{Q} = b(E) \frac{K(E_0)}{K(E)} Q$. Cette équation est une équation différentielle du premier ordre, dont la solution est :

$$P_{i,n}(E) = \frac{-1}{b(E)} \int_E^{+\infty} dE_s Q_{i,n}(E_s) \exp(-K_0 \tilde{t} C_{i,n}), \quad (49)$$

avec $C_{i,n} = \left(\left(\frac{\alpha_i}{R} \right)^2 + (nk_0)^2 \right)$. On peut montrer en utilisant l'équation (47) que :

$$Q_{i,n}(E) = \frac{1}{L} \int_{-L}^L dz \phi_n(z) \frac{2}{R^2 J_1^2(\alpha_i)} \int_0^R dr r J_0 \left(\alpha_i \frac{r}{R} \right) Q(E, r, z). \quad (50)$$

La solution est finalement :

$$\Psi(E, r, z) = \sum_{i=1}^{+\infty} \sum_{n=1}^{+\infty} J_0 \left(\alpha_i \frac{r}{R} \right) \phi_n(z) P_{i,n}(E). \quad (51)$$

4.4.3 Conclusions et remarques sur la propagation des positons

En conclusion, les positons, de par leur nature leptonique, forment une composante au comportement différent des noyaux. Nous avons explicité le concept d'horizon positonique dans les équations, montrant que les pertes d'énergie importantes des positons

ont pour effet de créer un horizon au-delà duquel les positons ont très peu de chance de diffuser. Ceci montre que la composante positonique du rayonnement cosmique ne nous permet que d'explorer un environnement d'autant plus local que l'énergie des positons reçus est élevée. Par exemple au-delà de 10 GeV, les positons ne peuvent pas venir d'une plus grande distance que 6 kpc dans le cas où le modèle de propagation est le plus favorable à une grande distance de propagation (voir figure 12).

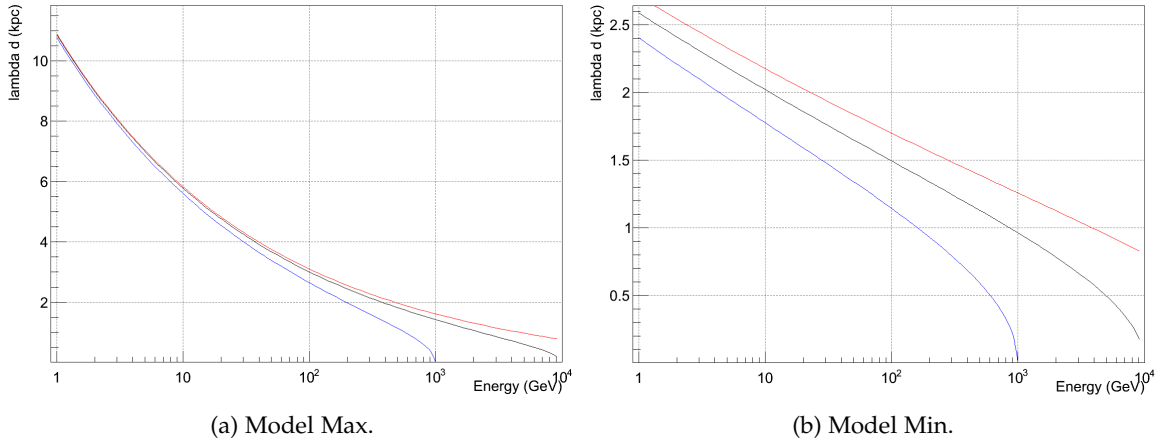


FIG. 12: Sphère positronique λ_d en fonction de l'énergie. En rouge, positon injecté à 100 TeV, en noir, positon injecté à 10 TeV, en bleu, positon injecté à 1 TeV.

La taille de la sphère positonique est aussi importante dans le choix de la méthode de résolution. Pour déterminer la fonction de Green, la méthode des images converge mieux si la taille de la sphère positonique est faible tandis que la méthode "quantique" est préférable dans le cas opposé. De la même façon, nous avons exposé deux méthodes de résolution : par fonctions de Green et par fonctions de Bessel. La méthode des fonctions de Green ne permet pas de prendre en compte les bords radiaux de la Galaxie. Cependant, cela n'est pas utile si la sphère positonique est petite car les positons ne se propagent pas assez pour provenir des bords radiaux. Si la sphère positonique est grande, l'influence des bords radiaux l'est aussi [69]. De plus, la méthode de Bessel converge plus rapidement dans le cas où la sphère positonique est grande. Par conséquent, les méthodes Green et Bessel sont complémentaires dans le traitement de la diffusion des positons, et l'utilisation d'une méthode ou d'une autre est dictée par la taille de l'horizon positonique.

4.5 SOURCES DE POSITONS GALACTIQUES

4.5.1 Positons secondaires

Lors de leur diffusion dans le disque galactique, les rayons cosmiques interagissent avec le milieu interstellaire. Celui-ci est quasiment indifférencié depuis la formation de la Galaxie, constituée en majorité d'hydrogène (90 %) et d'hélium (10 %). Des réactions entre les rayons cosmiques et le milieu interstellaire permettent la production de particules de matière et d'antimatière. Ces réactions impliquent donc majoritairement l'hydrogène et l'hélium, principaux composants du rayonnement cosmique et du milieu interstellaire. La production de positons se fait via la désintégration de pions, de kaons

et de baryons deltas produits dans ces interactions. Le terme source se définit comme le nombre de particules produites par unité d'énergie et de volume à la position \vec{x} et par unité de temps. Le terme source pour les positons secondaires s'écrit comme :

$$q(\vec{x}, E) = 4\pi \sum_{i=H, He} \sum_{j=H, He} n_i \int \phi_j(\vec{x}, E_j) dE_j \frac{d\sigma_{ji}}{dE}(E_j \rightarrow E). \quad (52)$$

Dans cette équation, n_i est la densité numérique dans le milieu interstellaire du noyau i , $\phi_j(\vec{x}, E_j)$ le flux de la composante j du rayonnement cosmique, E_j l'énergie de la composante j du rayonnement cosmique, E l'énergie du positon produit et $\frac{d\sigma}{dE}(E_j \rightarrow E)$ la section efficace de production de positons par intervalle d'énergie du positon produit à partir de l'interaction du noyau j et i .

La production de positons secondaires se fait uniquement dans le disque galactique où se trouve le gaz interstellaire, ce qui implique que $q(|z| > h_z) = 0$. De plus, le taux d'explosion des supernovae est suffisant pour permettre un flux de proton stable en fonction du temps, l'hypothèse stationnaire est donc respectée par le flux de secondaires. Le flux reçu sur Terre peut donc s'écrire en utilisant l'équation (38) :

$$\Phi_{e^+}(x_\odot, E) = \frac{-c}{4\pi b(E)} \int_E^\infty dE_s \int_{\text{disk}} d^3\vec{x}_s \tilde{G}(x_\odot, E \leftarrow \vec{x}_s, E_s) q(\vec{x}_s, E_s), \quad (53)$$

en supposant des positons de vitesse $v \simeq c$ et un flux isotrope, avec x_\odot la position du Soleil, \int_{disk} l'intégrale de volume sur le cylindre de hauteur h_z et de rayon R . En négligeant la variabilité du flux de proton et du flux d'hélium en fonction de la position dans le disque au voisinage du Soleil, on peut simplifier l'équation comme :

$$\Phi_{e^+}(x_\odot, E) = \frac{-c}{4\pi b(E)} \int_E^\infty dE_s I_{\text{disk}}(E, E_s) q(x_\odot, E_s), \quad (54)$$

avec $I_{\text{disk}}(E)$ défini comme :

$$I_{\text{disk}}(E, E_s) = \int_{\text{disk}} d^3\vec{x}_s \tilde{G}(x_\odot, E \leftarrow \vec{x}_s, E_s). \quad (55)$$

La variabilité des flux de primaires en fonction de la distance peut être négligée du fait des pertes d'énergie qui rendent moins probable la venue d'un électron d'une grande distance. Le biais provoqué par cette approximation est estimé inférieur à 1 % au-delà de 10 GeV [69]. Cela permet d'évaluer le terme source avec des flux de proton et d'hélium mesurés au niveau de la Terre, par des expériences de détection directe du rayonnement cosmique.

4.5.2 Sources de positons primaires

Matière noire

Si la Galaxie est composée d'un halo de particules de matière noire, les réactions d'annihilation pourraient produire des paires particule/antiparticule. Le terme source des positons produits par annihilation, en supposant que les particules de matière noire sont des particules de Majorana, est :

$$q_{e^+}^{\text{DM}}(\vec{x}_s, E_s) = \frac{1}{2} \langle \sigma v \rangle \left(\frac{\rho_\chi(\vec{x}_s)}{m_\chi} \right)^2 \sum_i B_i \frac{dN_{e^+}^i}{dE_s}, \quad (56)$$

avec $\langle\sigma v\rangle$ la section efficace d'annihilation moyennée sur la distribution de l'impulsion des particules, ρ_χ la masse volumique de matière noire, m_χ la masse de la particule de matière noire, B_i le rapport d'embranchement pour une particule produite i et $\frac{dN_{e^+}^i}{dE_s}$ le nombre de positons produits par unité d'énergie dans le canal d'annihilation i . On peut définir $g(E_s) = \sum_i B_i \frac{dN_{e^+}^i}{dE_s}$ comme étant le spectre de positons à la source. Le terme source ne dépendant pas du temps, l'hypothèse stationnaire est respectée, ce qui nous permet d'écrire le flux de positons reçus sur Terre en utilisant l'équation (38) :

$$\Phi_{e^+}^{DM}(\vec{x}_\odot, E) = \frac{-c}{4\pi} \frac{\Gamma(\vec{x}_\odot)}{b(E)} \int_E^{m_\chi} dE_s I_{\text{halo}}(E, E_s) g(E_s). \quad (57)$$

La borne haute de l'intégrale est m_χ du fait du seuil cinématique qui empêche les particules de matière noire de produire une particule possédant plus d'énergie que leur énergie totale, qui est à peu près égale à leur énergie de masse. $\Gamma(\vec{x}_\odot)$ est le taux d'annihilation par volume dans le voisinage solaire qui se définit comme :

$$\Gamma(\vec{x}_\odot) = \frac{1}{2} \langle\sigma v\rangle \left(\frac{\rho_\chi(\vec{x}_\odot)}{m_\chi} \right)^2. \quad (58)$$

L'intégrale $I_{\text{halo}}(E, E_s)$ se définit comme :

$$I_{\text{halo}}(E, E_s) = \int_{\text{halo}} d^3\vec{x}_s \tilde{G}(\vec{x}_\odot, E \leftarrow \vec{x}_s, E_s) \left(\frac{\rho_\chi(\vec{x}_s)}{\rho_\chi(\vec{x}_\odot)} \right)^2. \quad (59)$$

L'intégrale couvre tout le halo magnétique car le halo de matière noire englobe toute la zone de diffusion. L'évaluation du flux de positons sur Terre nécessite donc la connaissance de la densité de matière noire dans la galaxie. Les différents modèles de densité de matière noire (par exemple [70]) sont normalisés de tel façon à ce que leur densité en $r = r_\odot$ soit égale à la densité locale mesurée [71]. Les positons ayant une origine locale, ils sont par conséquent moins dépendants du profil de densité galactique de matière noire que d'autres particules, les antiprotons par exemple. Ceci implique que l'influence du profil de matière noire dépend de la taille de la sphère positonique [69].

Pulsar

Un pulsar est une étoile à neutrons en rotation rapide, typiquement de l'ordre de la seconde. Les étoiles à neutrons sont des restes compacts de l'explosion de supernova. Cette dernière éjecte les couches externes de l'étoile laissant un résidu en son centre. Ce dernier est constitué pour les couches externes de noyaux ionisés et d'électrons libres. Dans les couches plus profondes, la fusion entre protons et électrons produit des neutrons expliquant le nom d'étoile à neutrons. Les axes de rotation de l'étoile à neutron et du champ magnétique ne sont pas confondus, produisant une émission de photons pulsée caractéristique de ces objets. Cette rotation implique aussi un champ électrique à la surface de l'étoile à neutrons assez intense pour arracher les électrons. Ils vont suivre les lignes de champ magnétique et émettre un rayonnement gamma synchrotron et Compton inverse. Ces photons très énergétiques vont se matérialiser en paires électrons/positons qui vont à nouveau suivre les lignes de champ magnétique. Ce processus peut se répéter de multiples fois produisant un grand nombre de paires électrons/positons. Ce plasma d'électrons et de positons forme une nébuleuse de vent de pulsar dans lequel les particules sont accélérées. Cette accélération a lieu jusqu'à ce que l'onde de choc inverse de la supernova libère les électrons et les positons confinés dans le vent de pulsar.

Ce modèle suppose donc une production ponctuelle dans le temps des positons, qui sont émis lorsque le choc inverse libère les paires électrons/positons de la nébuleuse de pulsar au début de la vie du pulsar [72]. Par conséquent, l'équation de diffusion dépendante du temps doit être utilisée afin d'évaluer le flux de positons reçus sur Terre. Le spectre de positons à la source peut être paramétré par :

$$g(E_s) = Q_0 \left(\frac{E_0}{E} \right)^\gamma \exp(-E/E_C), \quad (60)$$

avec Q_0 la constante de normalisation, γ l'indice de la loi de puissance et E_C l'énergie de *cut-off*. La constante de normalisation est définie de telle façon que l'énergie totale fournie aux positons soit une fraction de l'énergie de rotation initiale du pulsar :

$$\int_{E_{\min}}^{+\infty} E_s g(E_s) dE_s = fW_0, \quad (61)$$

avec f la fraction d'énergie transmise aux positons et W_0 l'énergie cinétique de rotation initiale du pulsar. Les pulsars jeunes ayant une période de rotation de l'ordre de la milliseconde, l'énergie cinétique totale initiale est de l'ordre de 10^{54} GeV [73]. Le flux de positons sur Terre induit par un pulsar situé à une distance \vec{x}_* et d'un âge t_* est obtenu à l'aide de l'équation (44) :

$$\Phi_{e^+}^{\text{pulsar}}(\vec{x}_\odot, E, t) = \frac{c}{4\pi} \int_{-\infty}^t dt_s \int_E^\infty dE_s \int_{\text{HD}} d^3\vec{x}_s G(t, E, \vec{x}_\odot \leftarrow t_s, E_s, \vec{x}_s) \delta(\vec{x}_s - \vec{x}_*) \delta(t_s - t_*) g(E_s), \quad (62)$$

avec $\delta(\vec{x}_s - \vec{x}_*)$ et $\delta(t_s - t_*)$ les deltas de Dirac permettant de définir la source comme ponctuelle dans l'espace et le temps. On arrive à :

$$\Phi_{e^+}^{\text{pulsar}}(\vec{x}_\odot, E, t) = \frac{c}{4\pi} \int_E^\infty dE_s G(t, E, \vec{x}_\odot \leftarrow t_*, E_s, \vec{x}_*) g(E_s). \quad (63)$$

En développant le propagateur dynamique en fonction du propagateur stationnaire comme dans l'équation (41), on obtient :

$$\Phi_{e^+}^{\text{pulsar}}(\vec{x}_\odot, E) = \frac{-c}{4\pi} b(E_*) G_S(E, \vec{x}_\odot \leftarrow E_*, \vec{x}_*) g(E_*), \quad (64)$$

avec E_* défini par l'équation (42), avec comme laps de temps $t - t_s$ l'âge du pulsar :

$$t_* = t - t_s = \int_E^{E_*} \frac{dE'}{-b(E')}. \quad (65)$$

4.6 MODULATION SOLAIRE

La dernière étape du cheminement du rayonnement cosmique entre la source et l'observateur est l'interaction du rayonnement cosmique chargé avec la magnétosphère solaire. Le champ magnétique solaire influence les particules d'énergie de l'ordre du GeV. Ce champ magnétique suivant des inversions de polarité approximativement tous les 11 ans, l'effet de modulation solaire est dépendant du temps et suit une périodicité de 22

ans. Cet effet peut être modélisé comme une perte d'énergie liée à un potentiel électrique ϕ dépendant du temps :

$$E_{\text{HA}} = E_{\text{IS}} - |Z|e\phi(t), \quad (66)$$

avec E_{HA} l'énergie en haut de l'atmosphère et E_{IS} l'énergie interstellaire du rayon cosmique. La relation entre le flux en haut de l'atmosphère Φ_{HA} et le flux interstellaire Φ_{IS} s'écrit :

$$\frac{\Phi_{\text{HA}}(E_{\text{HA}})}{\Phi_{\text{IS}}(E_{\text{IS}})} = \left(\frac{p_{\text{HA}}}{p_{\text{IS}}} \right)^2, \quad (67)$$

avec e la charge élémentaire, p_{HA} et p_{IS} l'impulsion des rayons cosmiques respectivement en haut de l'atmosphère et dans le milieu interstellaire. Ce modèle approximatif est appelé *force field approximation*. Le principal problème de ce modèle est qu'il ne prend pas en compte les effets dépendants du signe de la charge. Un moyen phénoménologique de le prendre en compte reste de considérer un potentiel électrique pour les rayons cosmiques de rigidité positive et négative : $\phi_+(t)$ et $\phi_-(t)$. Des codes permettant de résoudre l'équation de Fokker-Planck que suivent les rayons cosmiques chargés dans la magnétosphère solaire existent et peuvent être utilisés afin de prendre en compte des effets dépendant du signe de la modulation solaire [74]. Cependant, le modèle du *force field* garde comme avantage (et inconvénient) sa simplicité.

4.7 L'EXCÈS DE POSITONS

Le problème de l'excès de positons s'est posé avec les mesures du *High Energy Anti-matter Telescope* (HEAT) [75] et plus récemment de PAMELA [76]. Ces expériences ont montré un excès de la fraction de positons, définie comme $\frac{\Phi_{e^+}}{\Phi_{e^+} + \Phi_{e^-}}$, en comparaison de la prédiction des positons secondaires (voir section 4.5.1). L'état de l'art dans la mesure de la fraction de positons au début de ma thèse en 2013 était les résultats de plus haute énergie et de plus grande précision publiés par la collaboration AMS-02 [77], confirmant avec une grande précision l'excès de positons jusqu'à une énergie de 350 GeV (voir figure 13).

Cette remontée de la fraction de positons a été dans un premier temps interprétée comme une production de positons primaires par la matière noire du halo galactique, cependant cette interprétation est débattue. En effet, l'interprétation de ces résultats amène à des sections efficaces d'annihilation bien supérieures à la section efficace canonique de $3 \times 10^{-26} \text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ fixée par la densité cosmologique de matière noire. De plus, la production de positons devrait être accompagnée d'une production d'antiprotons [79] et de rayons gamma [80] qui n'est pas observée, ce qui amènerait à penser que la matière noire est leptophilique. Les mesures pourraient être expliquées par un *boost* des sections efficaces par effet Sommerfeld qui tendrait à attirer les particules de matière noire entre elles particulièrement à basse vitesse [81]. La présence de surdensités de matière noire dans le voisinage de la Terre pourrait aussi expliquer un facteur de *boost* de la production de positons [82].

Les pulsars comme source primaire sont une hypothèse plausible [83] mais leur modèle d'émission de positons est peu contraint par les observations, laissant beaucoup de jeu dans leur utilisation pour l'interprétation de l'excès de positons. La distinction entre pulsar et matière noire comme source de positons primaires est une tâche difficile au

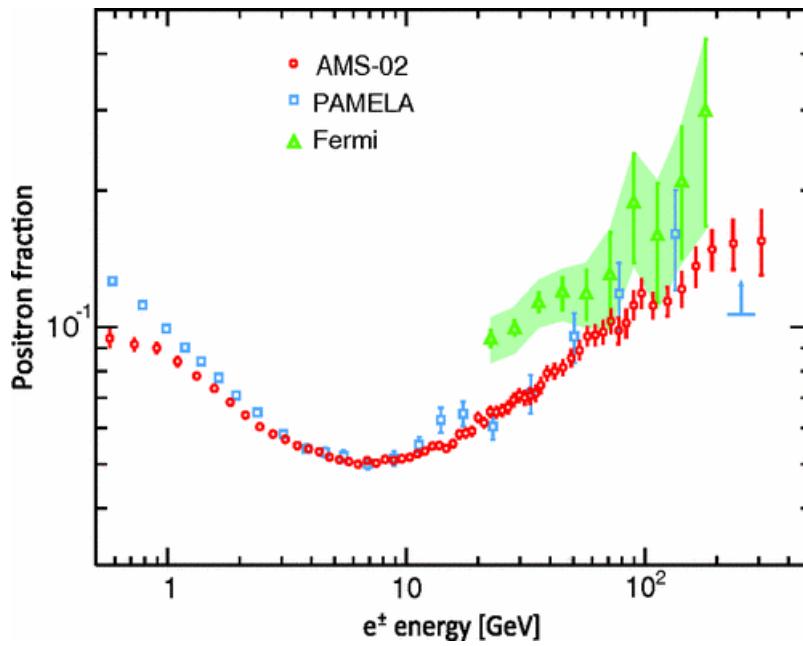


FIG. 13: Comparaison de la mesure de la fraction de positons de AMS-02 [77], PAMELA [76] et Fermi-LAT [78].

vu de l'imprécision des modèles théoriques. La mesure de la fraction de positons à plus haute énergie et avec une meilleure précision est pour cela nécessaire. De plus, la mesure du flux de positons est utile à ce but car il permet de réduire l'incertitude due à la prédiction théorique du flux d'électron.

Deuxième partie

LE DÉTECTEUR AMS-02

DESCRIPTION DU DÉTECTEUR AMS-02

5.1 PRÉSENTATION GÉNÉRALE ET BUT DE L'EXPÉRIENCE

Le spectromètre magnétique alpha (AMS-02) est un détecteur de physique des particules conçu pour opérer dans l'espace. Ses buts scientifiques sont la recherche indirecte de matière noire, l'identification, la mesure des flux et des spectres en énergie des particules cosmiques et des noyaux légers, la recherche d'antimatière primaire dans l'Univers et la présence d'étrangelets ou tout autre particule exotique. Pour cela, AMS est conçu pour la mesure de la composition et des flux des particules évoluant dans le milieu spatial.

Le rayonnement cosmique, dans la gamme d'énergie d'AMS, est principalement d'origine galactique. L'étude des flux des rayons cosmiques et de leur composition permet d'étudier de manière indirecte les objets qui les produisent, les accélèrent ainsi que leur propagation de ces sources jusqu'au détecteur. Ces mesures permettent de mieux comprendre la production des rayons cosmiques et d'étudier la possible existence de sources exotiques. L'étude des flux de noyaux permet de contraindre les modèles de propagation. Enfin l'étude des flux de particules chargées de basse énergie nous permet une meilleure compréhension de l'interaction entre la magnétosphère solaire et le rayonnement cosmique, phénomène appelé modulation solaire. La bonne connaissance des phénomènes de modulation solaire et de propagation dans notre Galaxie est essentielle à la constitution d'un socle solide au modèle standard du rayonnement cosmique sur lequel s'appuyer pour la recherche indirecte de matière noire.

Parmi ces sources exotiques, la matière noire est l'une des plus étudiée actuellement. Notre Galaxie serait constituée d'un halo de matière noire permettant d'assurer la cohérence gravitationnelle du disque baryonique. Cette matière noire, si elle est constituée de WIMPs (*Weakly Interactive Massive Particle*), pourrait produire des paires particules antiparticules dans des réactions d'annihilation. Par conséquent, observer un écart par rapport au flux de rayon cosmique prévu, cohérent avec un modèle de matière noire, pourrait constituer une preuve solide en faveur de cette dernière. Les mesures du rapport de positons ($\frac{N_{e^+}}{N_{e^+} + N_{e^-}}$) par le satellite HEAT, suivi de PAMELA et Fermi ont montré un excès de positons en comparaison à la production par l'interaction entre les protons et les noyaux d'hélium du rayonnement cosmique avec le milieu interstellaire. En mesurant le rapport de positons avec une plus grande précision et à plus haute énergie, AMS permet de mieux comprendre l'origine de cet excès. De plus, la mesure précise du flux de positons par AMS nous donne des informations sur la forme du spectre de positons indépendamment des électrons.

Les observations actuelles montrent que notre Univers doit être essentiellement formé de matière que d'antimatière. La coexistence de régions d'antimatière et de matière dans l'Univers est principalement contraint par le fond de rayonnement gamma. En effet, les annihilations de particules à l'interface entre ces régions devraient produire un rayonnement gamma qui n'est actuellement pas observé. Mais cela n'exclut pas une inclusion de petites régions d'antimatière sous-dominantes en comparaison des régions de ma-

tière. Des fluctuations quantiques d'un champ scalaire baryonique chargé par exemple peuvent provoquer la formation de régions d'antimatière dans notre Galaxie [84]. L'existence de telles régions dans notre Galaxie pourrait être vérifiée par la présence dans le rayonnement cosmique d'antinoyaux.

Enfin, les étrangelets sont un type de matière constituée uniquement de quarks étranges. Les noyaux possédant une étrangeté non nulle sont instables car le quark s est plus massif que les quarks up et $down$. Cependant un grand nombre de quarks s , u et d pourrait être une configuration plus stable qu'un noyau de fer [85]. Leur existence n'a jamais été confirmée et ces objets très massifs et chargés pourraient être détectés par AMS-02.

Le détecteur AMS-02 a été placé sur la station spatiale internationale (ISS) le 19 mai 2011 pour une mission d'une vingtaine d'années. Il est installé sur la poutre de 103 mètres de long soutenant les panneaux solaires. L'ISS orbite à une altitude située entre 330 et 420 km, elle parcourt son orbite en 1h30 et survole des latitudes comprises entre 51.4° nord et sud. Ainsi AMS-02 est placé à en orbite afin de limiter le nombre de particules secondaires produites par interaction avec les rayons cosmiques.

5.2 PRÉSENTATION DES SOUS-DÉTECTEURS D'AMS-02

AMS-02 est composé d'un ensemble de sous-détecteurs permettant d'identifier les particules qui le traversent par la combinaison de mesures redondantes de leurs caractéristiques. AMS-02 est composé :

- d'un détecteur à radiation de transition (TRD) permettant de distinguer les hadrons des leptons ;
- d'un système de détection du temps de traversée du détecteur (TOF) ;
- de plans de trajectomètre en silicium, permettant de reconstruire la trajectoire de la particule, couplés à un aimant permanent permettant de courber la trajectoire des particules en fonction de leur charge et de leur énergie ;
- les compteurs d'anti-coïncidence (ACC) permettant de rejeter les événements rentrant sur les côtés du trajectomètre ou interagissant en amont ;
- d'un détecteur Cherenkov à imagerie en anneau (RICH) permettant de mesurer la vitesse de la particule ;
- d'un calorimètre électromagnétique (ECAL) permettant de mesurer avec précision l'énergie des électrons, positons et photons et de distinguer les électrons des protons.

L'ensemble des sous-détecteurs est illustré par la figure 14.

5.2.1 Le détecteur à rayonnement de transition (TRD)

Le TRD [86] est le premier des sous-détecteurs d'AMS-02. Lorsqu'une particule relativiste et chargée traverse l'interface entre deux milieux possédant des constantes diélectriques différentes, elle émet un rayonnement de transition. La perte d'énergie de la particule chargée, et donc l'énergie du rayonnement, est proportionnelle au facteur de Lorentz $\gamma = \frac{E}{mc^2}$ de la particule et donc inversement proportionnelle à la masse de la particule. Cette radiation est émise parallèlement à la direction de propagation de la particule, permettant de reconstruire sa trajectoire. Le TRD est formé de 20 couches composées d'un milieu radiateur et de tubes remplis d'un mélange de 90 % de xénon et de 10 % de dioxyde de carbone. Les radiateurs sont constitués de 200 couches de 10 μm de polypropylène/polyéthylène permettant de nombreux changements de permittivité.

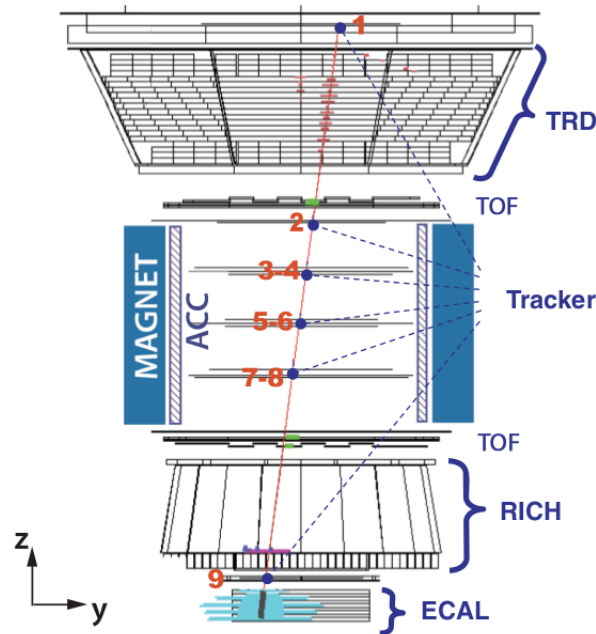


FIG. 14: Représentation de l'ensemble des sous-détecteurs d'AMS-02 traversé par un événement électronique de 1.03 TeV. On peut voir l'émission de radiation de transition dans le TRD typique d'un événement leptonique. Les dépôts d'énergie dans le TOF et dans les plans du trajectomètre forment une trajectoire en bon accord avec les dépôts d'énergie dans les divers sous-détecteurs. Des photons Cherenkov sont émis sur les photomultiplicateurs du RICH. La particule interagit dans le ECAL dès la première couche et dépose toute son énergie pendant sa traversée du ECAL dès la première couche, comportement caractéristique de sa nature leptonique.

Ainsi, la particule passe à travers le radiateur et émet un rayonnement dû aux changements de milieu. Typiquement, un électron émet en moyenne deux rayons X (entre 2 et 20 keV) en traversant un radiateur. Ce rayonnement ainsi que la traversée du tube par la particule ionise le gaz contenu dans les tubes. Un potentiel de 1600 Volts existant entre un fil central et la paroi des tubes, l'ionisation engendre un courant électrique. Les quatre premières et dernière couches de tubes sont orientées selon l'axe x du système de coordonnées d'AMS-02 (qui se définit comme l'axe que suit le champ magnétique) de l'aimant tandis que les couches intermédiaires sont orientées selon l'axe y (qui se définit comme l'axe de courbure de la particule) de telle manière à ce que l'on puisse mesurer la trajectoire de la particule en trois dimensions à travers le TRD. La taille de l'impulsion analogique permet de discriminer les signaux dus à de la pure ionisation (protons, noyaux) aux signaux comprenant de l'ionisation et du rayonnement de transition (électrons, positons). La figure 15 illustre ce principe de fonctionnement.

L'environnement spatial favorise l'échappement du gaz pressurisé contenu dans les tubes, entraînant une fuite (figure 16) de $\simeq 4.5$ mbar/jour (1 mbar/jour pour le dioxyde de carbone et 3.5 mbar/jour pour le xénon). Ceci entraîne un changement de la composition du gaz, faisant varier le gain du mélange et ainsi influence la reconstruction de l'énergie déposée. Afin de garder une mesure précise de l'énergie déposée dans les tubes, un système de remplissage de gaz a été construit permettant de garder le mélange de gaz le plus stable possible en fonction du temps. Il est constitué d'un réservoir de 49 kg

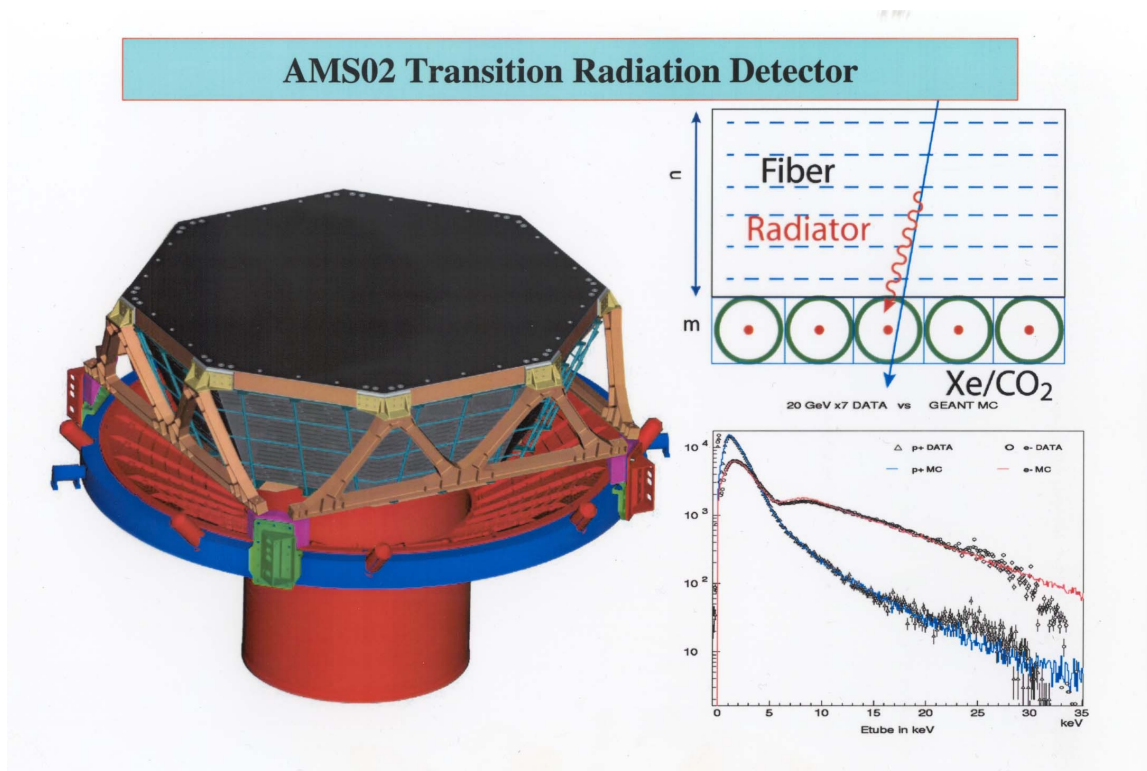


FIG. 15: En haut à droite schéma du principe de fonctionnement du TRD. Un électron émet un rayon X de transition ionisant le gaz contenu dans les tubes. À gauche, modélisation tridimensionnelle du TRD. Le TRD mesure 80 cm de haut, le premier plan en partant du haut est large de 200 cm, le dernier plan de 150 cm. En bas à droite, spectres d'énergie déposée dans les tubes par les électrons et les protons lors des tests en faisceaux comparés avec les simulations Monte Carlo du détecteur.

de xénon et de 5 kg de dioxyde de carbone, qui sont suffisants pour pallier aux fuites de gaz pendant une période de 30 ans dans l'espace. Ces réservoirs sont reliés à une boîte de 1 litre permettant d'effectuer le mélange adéquat entre les deux gaz et de distribuer ce mélange dans les tubes du TRD d'un volume total de 230 L. Ce système est constitué de dix groupes séparés pouvant être isolés les uns des autres afin de sauvegarder le gaz du TRD en cas de fuite. Chaque mois est exécuté une injection de gaz visant à pallier les fuites. Cette opération dure 6 heures et influence fortement la qualité des données. En effet, les pompes permettant d'injecter le gaz dans le système du TRD créent des turbulences dans les tubes, entraînant des mouvements de gaz causant des variations de gain. Une autre opération journalière appelée *high voltage adjustment* permet d'aider à garder un gain stable entre deux injections. Elle consiste à faire varier d'environ 3 Volts la tension des tubes afin de garder le gain constant. Cette opération ne prend que cinq minutes, et nécessite un arrêt total de l'acquisition des données. La combinaison de ces deux opérations permet de garder une bonne stabilité de l'amplitude du signal dans les tubes du TRD.

En conclusion, ce sous-détecteur d'AMS est destiné à discriminer les particules lourdes des particules légères (et donc les protons des leptons), il détecte les photons de transition à partir d'un facteur de Lorentz de 500. Ce facteur de Lorentz est atteint pour des protons de 500 GeV et des électrons de 255 MeV. A partir d'une énergie déposée dans le gaz de

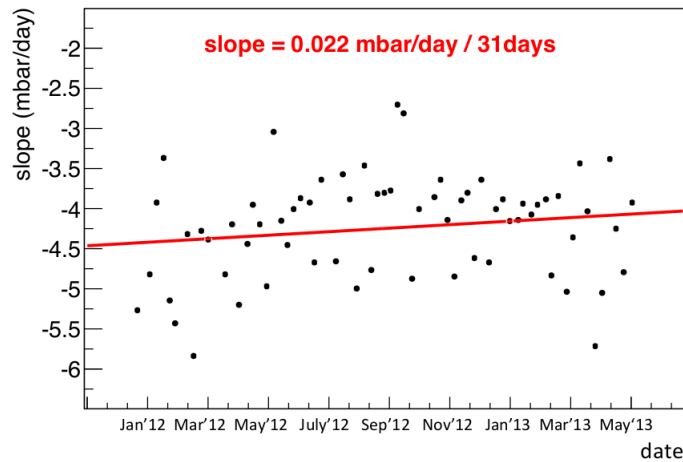


FIG. 16: Taux de fuite du gaz du TRD en fonction du temps [87].

6 keV (voir figure 15), l'ionisation par la radiation X des électrons devient dominante et permet donc de discriminer électrons et protons. La réjection des protons varie entre 10^2 et 10^3 jusqu'à 300 GeV. Au-delà, le facteur de Lorentz des protons devient similaire à celui des électrons, réduisant drastiquement la réjection.

5.2.2 Temps de vol (TOF)

Le système de TOF d'AMS-02 [88] est composé de quatre plans de scintillateurs placés deux à deux au-dessus et en-dessous de l'aimant permanent. Les plans sont composés de 8 bandes de scintillateurs rectangulaires (sauf pour le troisième plan qui en contient 10) de 12 cm (figure 17). Les bandes sont placées simultanément selon l'axe x et y d'AMS permettant une reconstruction du point de passage de la particule à travers le TOF en deux dimensions. Les coordonnées sont mesurées à la fois par le numéro de la bande et par la différence en temps des signaux aux 2 bouts. Les deux parties du TOF sont éloignées de 1.2 m.

La particule chargée traverse les plans de scintillateur et excite les atomes du milieu. Ces atomes se désexcitent en émettant un rayonnement caractéristique proportionnel à l'énergie déposée par la particule. L'énergie déposée dans le scintillateur est proportionnelle au carré de la charge de la particule. Ce rayonnement est guidé jusqu'aux extrémités des bandes où se trouvent des photomultiplicateurs (deux à chaque extrémité). Les photomultiplicateurs du TOF sont optimisés pour avoir un gain peu influencé par le champ magnétique auquel ils sont soumis à cause du champ de fuite de l'aimant permanent.

Le TOF mesure la vitesse des particules avec une précision de l'ordre de 4 % pour les protons et de 1.2 % pour les noyaux de carbone, soit une résolution en temps de 150 ps. Il permet ainsi un niveau de réjection de 10^{-9} des particules venant du bas du détecteur. Il effectue aussi une mesure de la charge absolue de la particule jusqu'à $Z = 30$. Il fait partie du premier niveau de déclenchement pour les particules chargées et alerte les autres sous-détecteurs du passage d'une particule. Enfin ce sous-détecteur peut être utile pour séparer électrons et protons de faible énergie (moins de 1.5 GeV) par la mesure du temps de vol.

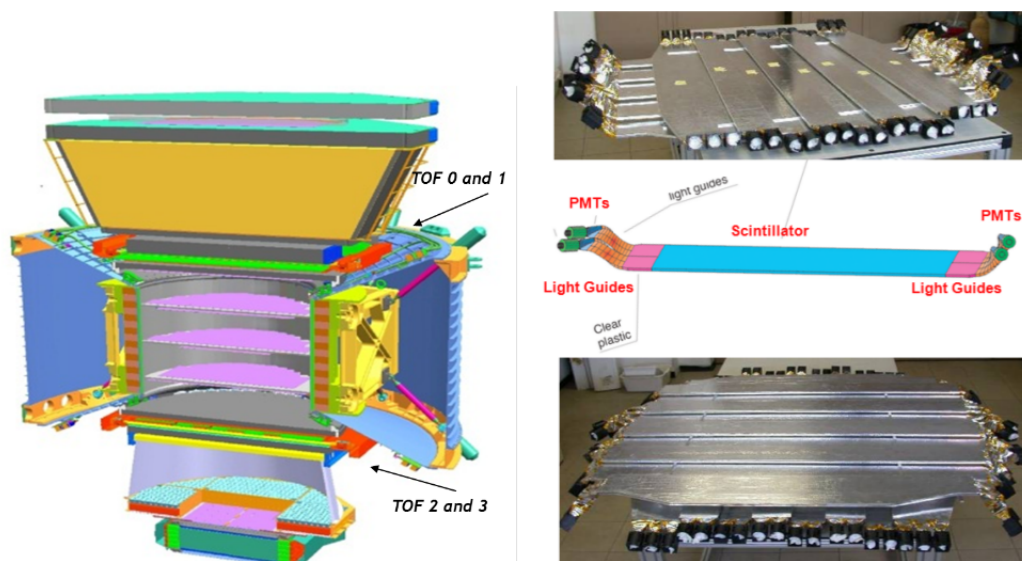


FIG. 17: Photographies du TOF haut et bas, placement dans la structure d'AMS et représentation schématique des scintillateurs.

5.2.3 Trajectomètre (Tracker) et aimant permanent (Magnet)

L'aimant permanent d'AMS-01 [89] a remplacé un peu moins d'un an avant le lancement l'aimant supraconducteur prévu initialement pour AMS-02. Cette décision a été motivée par la faible durée de vie estimée de l'aimant supraconducteur estimée à 3 ans. La durée d'exploitation de l'ISS ayant été rallongée de 2015 à 2020 (elle est aujourd'hui rallongée à 2024), un aimant permanent moins puissant mais plus durable a été retenu comme une solution plus avantageuse. L'aimant permanent est un aimant ferromagnétique composé de neodimium-fer-bore générant un champ magnétique de 0.14 Tesla soit 3000 fois le champ magnétique terrestre. Le champ magnétique de l'aimant est orienté selon l'axe x d'AMS-02. L'aimant forme un cylindre de 1 mètre de diamètre pour 1 mètre de hauteur. Il a pour vocation de courber la trajectoire des particules chargées.

Une particule soumise à un champ magnétique voit sa trajectoire déviée. Le rayon de Larmor qui est le rayon de courbure d'une particule chargée soumise à un champ magnétique s'écrit comme : $\rho = \frac{\gamma m v}{ZeB}$ avec B le champ magnétique auquel est soumis la particule, Ze la charge de la particule, $\gamma m v$ son impulsion. Il est inversement proportionnel au champ magnétique et proportionnel à l'indice de Lorentz de la particule.

Afin de mesurer la trajectoire de la particule, un trajectomètre est utilisé. Le trajectomètre est constitué de neuf plans de silicium, dont six plans doubles et trois plans simples. Le trajectomètre était initialement composé de huit plans de silicium contenus à l'intérieur du cylindre formé par l'aimant supraconducteur. Le pouvoir de courbure d'un aimant se mesure avec son BL^2 avec B la valeur du champ magnétique et L la longueur entre le premier et le dernier plan du trajectomètre. Pour pallier le moindre champ magnétique de l'aimant permanent, le plan le plus bas (9) a été placé à l'entrée du calorimètre et un plan (1) a été placé au-dessus du TRD (voir figure 18) afin d'augmenter L . Ainsi la distance entre le premier plan et le dernier plan est de trois mètres, offrant un bras de levier plus important que prévu initialement. L'épaisseur totale d'un

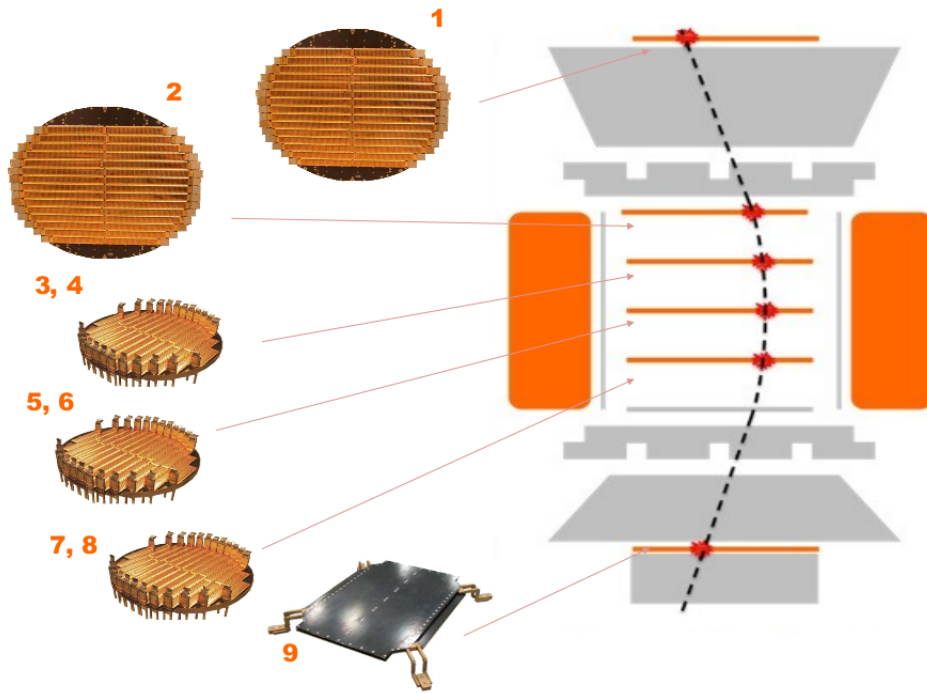


FIG. 18: Représentation schématique du placement des différents plans du trajectomètre.

plan est d'environ 1 % de longueur de radiation, faisant du trajectomètre un détecteur transparent pour les particules le traversant.

Le trajectomètre est constitué de 2284 capteurs micro-bande à double face de taille $72 \times 41 \text{ mm}^2$. Chaque capteur est constitué d'un substrat composé de silicium dopé de haute pureté épais de $300 \text{ }\mu\text{m}$. Des deux côtés de ce substrat sont disposées des micro-bandes d'aluminium espacées avec un pas de $27.5 \text{ }\mu\text{m}$ selon l'axe y (qui est la direction de courbure de la trace) et de $104 \text{ }\mu\text{m}$ selon x . Ces micro-bandes sont disposées orthogonalement de chaque côté du substrat afin de reconstruire en trois dimensions la position de la particule chargée. Ainsi lorsqu'une particule chargée traverse le silicium, elle crée des paires électrons-trous qui migrent aux extrémités de la plaquette en 10 nanosecondes sous l'influence d'un champ électrique de 80 V . Les micro-bandes recueillent ce signal et permettent de remonter à la position (selon x et y) du passage de la particule. La précision sur le point de passage est d'environ $10 \text{ }\mu\text{m}$ dans la direction de courbure de la particule et de $30 \text{ }\mu\text{m}$ dans l'autre direction.

Le contrôle de la température du trajectomètre est primordial afin de garder une bonne précision de la mesure dégradée par le bruit thermique. Pour cela, un système de contrôle de la température du trajectomètre (TTCS) a été conçu. Il est constitué d'un système de refroidissement au dioxyde de carbone à deux phases, pompé à l'aide de quatre pompes mécaniques. Ce système contrôle la température de l'électronique et des plans internes du trajectomètre (plans 2 à 8 dans la figure 14). Les plans externes ne sont pas refroidis par ce système, mais par un système de radiateur couplé à un chauffage dédié. Le système de refroidissement des plans internes permet d'empêcher des variations de plus de 1 degré de leur température (figure 19).

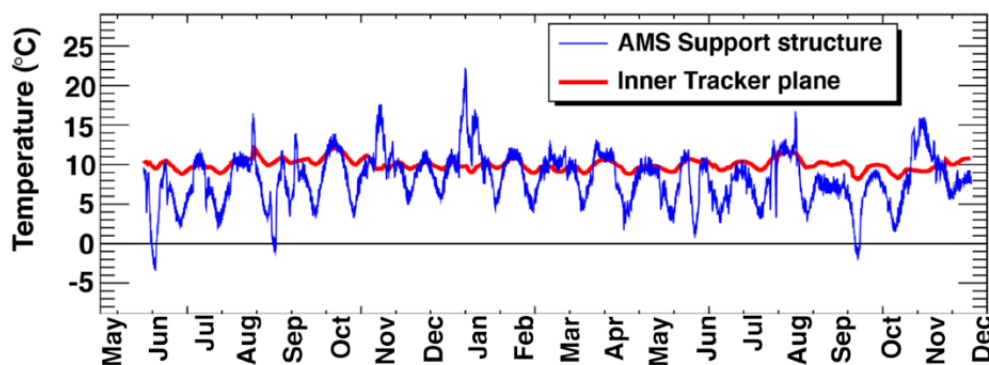


FIG. 19: Température de la structure d'AMS (en bleu) comparée à la température des plans internes du trajectomètre. Les variations des plans internes ne dépassent pas 1 degré.

Avec le trajectomètre, nous pouvons donc tracer 9 points de la trajectoire de la particule chargée et ainsi calculer sa rigidité absolue définie comme $|R| = \frac{pc}{Ze} = \rho Bc$ avec p l'impulsion de la particule, Z la charge de la particule, ρ le rayon de courbure défini précédemment, B le champ magnétique et c la vitesse de la lumière. La rigidité maximale détectable (MDR) est de ≈ 2 TeV pour les protons, tandis que la résolution en rigidité est de 10 % à 10 GeV. Le sens de la trajectoire nous renseigne sur le signe de la charge et donc le signe de la rigidité. Enfin l'énergie déposée dans les plaquettes de silicium est proportionnelle au carré de la charge et nous renseigne donc sur la charge absolue de la particule. Le trajectomètre est le seul sous-détecteur d'AMS-02 capable de mesurer le signe de la charge de la particule.

5.2.4 Compteur d'anti-coïncidence (ACC)

Le compteur d'anti-coïncidence (ACC) [90] est constitué de 16 panneaux de scintillateurs formant un cylindre placé à l'intérieur de l'aimant permanent et entourant les plans du trajectomètre. Le signal de ces scintillateurs est recueilli à l'aide de 8 PMTs. L'ACC est une composante du système de déclenchement d'AMS. Son rôle est de constituer un véto sur les événements horizontaux qui pourraient en produisant des particules secondaires rendre confuse la reconstruction des événements. Une particule traversant l'ACC est rejetée. Cependant, l'ACC peut être traversé par des électrons arrachés aux sous-détecteurs par le passage d'une particule lourde (δ ray) ou par des rétro-diffusions provoquées par l'interaction d'une particule dans le calorimètre (voir figure 20). Pour cela la condition principale peut être relâchée si la particule passe par le TOF et ne produit pas plus de quatre interactions avec l'ACC.

5.2.5 Détecteur Cherenkov à imagerie en anneaux (RICH)

Le RICH [91] a la forme d'un cône tronqué (diamètre supérieur de 1.2 m, diamètre inférieur de 1.34 m et hauteur de 46.8 cm) avec la face intérieure recouverte d'un miroir. Le radiateur du RICH est constitué d'un carrelage de 92 pavés d'aérogel de silice (AGL) de 2.5 cm d'épaisseur ($n = 1.05$) placé en périphérie et de 16 pavés de cristaux de fluorure de sodium (NAF) de 0.5 cm d'épaisseur ($n = 1.33$) au centre. Il est placé sur le diamètre supérieur (figure 21).

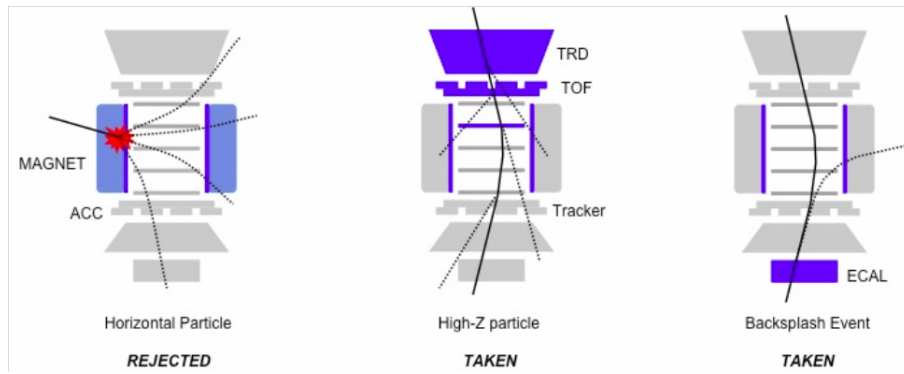


FIG. 20: Trois cas d'interactions avec l'ACC : (1) une particule horizontale traverse l'ACC sans traverser le TOF, elle est rejetée. (2) Une particule avec un grand Z émet des δ -rays, cette particule est acceptée en enlevant le véto de l'ACC. (3) Un événement avec rétro-diffusion traverse l'ACC, cet événement est accepté si le TOF a été déclenché et si il n'y a pas plus de 4 interactions avec l'ACC.

Lorsqu'une particule chargée traverse un milieu d'indice optique différent de 1 et que sa vitesse est supérieure à la vitesse de la lumière dans le milieu, elle émet un rayonnement ultraviolet appelé rayonnement Cherenkov. Ce rayonnement permet de caractériser la particule car il a la géométrie d'un cône de demi-angle $\cos \theta = \frac{1}{n\beta}$, n étant l'indice optique du milieu traversé, et son intensité augmente avec la valeur absolue de la charge. La géométrie du rayonnement recueilli par les photomultiplicateurs permet de mesurer le β de la particule et sa charge absolue. Les deux milieux du radiateur possèdent un indice différent et donc l'énergie minimale pour qu'une particule produise un rayonnement Cherenkov en traversant l'un des deux milieux est différente. L'AGL représente 90 % de l'acceptance géométrique du radiateur, et permet la mesure des particules avec un β supérieur à 0.95, tandis que le NAF couvre un carré central de taille $34 \times 34 \text{ cm}^2$, et est capable de mesurer des particules avec un β supérieur à 0.75.

Afin de récolter tout le rayonnement, un milieu réflecteur couvre l'intérieur du cône. Il est constitué de plusieurs couches d'un substrat de fibre de carbone. Le fond du RICH est constituée d'une grille de 680 tubes photomultiplicateurs chacun composé de 4×4 anodes possédant des guides de lumière individuels. Il est percé d'un trou aux dimensions du calorimètre électromagnétique pour limiter les interactions en amont de celui-ci. Le nombre total de canaux de lecture est donc de 10880, possédant une granularité spatiale de $8.5 \times 8.5 \text{ cm}^2$. Pour des particules avec une charge inférieure à 26, la résolution du β est inférieure à 0.01%, et celle de la charge est inférieure à 0.5.

Le RICH est donc adapté pour l'identification des noyaux jusqu'à une charge absolue d'environ 26. Il permet aussi d'effectuer une mesure redondante de la vélocité β .

5.2.6 Calorimètre électromagnétique (ECAL)

Le calorimètre électromagnétique [92] est le dernier de la série des sous-détecteurs, lui permettant de faire une mesure destructive des caractéristiques de la particule. Le calorimètre est constitué d'un empilement de couches de plomb (épaisseur de 1.7 mm) et de fibres scintillantes de polystyrène (de diamètre 1 mm). Chaque super-couche est constituée de 11 empilements de couches de plomb/fibres scintillantes (18.5 mm d'épaisseur).

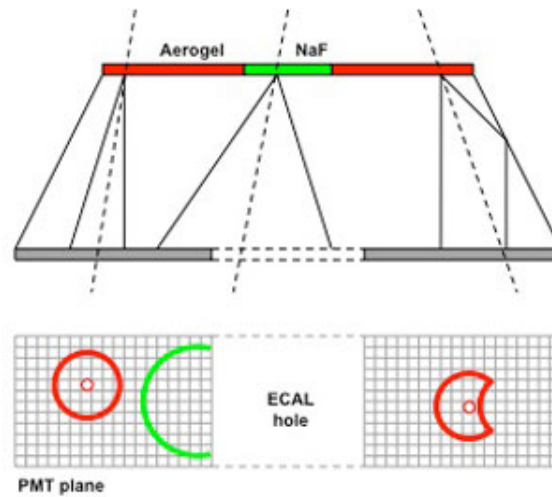


FIG. 21: Schéma de fonctionnement du RICH.

Neuf super-couches sont empilées de manière à ce que les fibres soient placées perpendiculairement les unes par rapport aux autres afin de donner une information selon x et y (voir figure 22). Cinq super-couches sont orientées selon la direction de courbure du champ magnétique (y) et quatre selon la direction (x). De part et d'autre de chaque super-couche sont placés des guides de lumière qui collectent et envoient le signal lumineux à 36 PMTs (324 au total) possédant chacun quatre anodes constituant chacune un pixel de détection. La surface du calorimètre est de $648 \times 648 \text{ mm}^2$ et son épaisseur totale est 16.65 cm. Le poids total du calorimètre est de 643 kg.

Lorsqu'une particule électromagnétique leptonique (e^\pm) pénètre dans le calorimètre, elle rayonne des photons par Bremsstrahlung ($e \rightarrow e\gamma$) qui à leur tour se désintègrent en paires ($\gamma \rightarrow e^+e^-$) provoquant à nouveau un rayonnement par Bremsstrahlung et ainsi de suite. C'est ce que l'on appelle une gerbe électromagnétique. La gerbe se développe jusqu'à ce que l'énergie des photons produits ne suffise plus à produire une désintégration en paire électron positon. Le profil longitudinal du dépôt d'énergie par une gerbe suit raisonnablement une distribution gamma : $\frac{dE}{dz} = E_0 b \frac{(bz)^{a-1} e^{-bz}}{\Gamma(a)}$ avec Γ la fonction gamma d'Euler, E_0 l'énergie initiale de la particule, a et b des paramètres. Les hadrons quant à eux interagissent en déposant de l'énergie par ionisation ou en se développant en une gerbe hadronique. Les gerbes hadroniques suivent un processus différent des gerbes électromagnétiques, elles sont produites initialement par des interactions hadroniques produisant des pions, des kaons ainsi que des nucléons (neutrons, protons). Les pions neutres se désintègrent formant des gerbes électromagnétiques, tandis que les autres composantes hadroniques chargées déposent de l'énergie par ionisation, excitation et interactions hadroniques. Le développement d'une gerbe hadronique est plus complexe qu'une gerbe électromagnétique et suit par conséquent une topologie plus chaotique, différente d'une gerbe électromagnétique. Environ un tiers de l'énergie du proton incident est dissipé dans la composante électromagnétique de la gerbe hadronique, permettant au calorimètre de récupérer environ un tiers de l'énergie totale du proton. La longueur de radiation X_0 est définie comme la longueur moyenne parcourue dans le calorimètre par une particule avant qu'elle ne perde une grande partie de son énergie par Bremsstrahlung. Le calorimètre est long de 17 longueurs de radiation pour une particule électromagnétique et 0.75 longueur d'interaction pour un hadron. La probabilité de créer

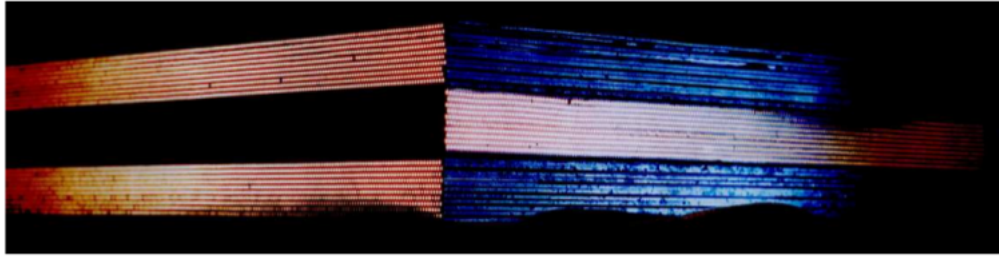
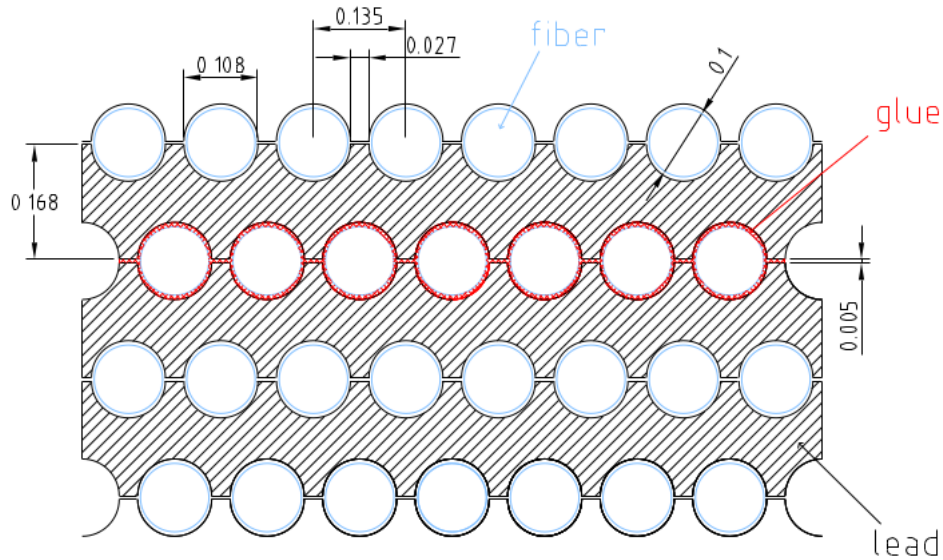


FIG. 22: Schéma de la structure du calorimètre montrant l'alternance fibres scintillantes et couches de plombs. La photographie montre l'orientation perpendiculaire des fibres des supercouches.

une gerbe en fonction de la distance parcourue λ dans le calorimètre est de 0.5 pour les hadrons et de quasiment 1 pour les électrons. La moitié des hadrons déposent de l'énergie uniquement par ionisation, produisant un dépôt d'énergie suivant la trajectoire de la particule.

Les particules chargées produites par les gerbes traversent les fibres scintillantes émettant un rayonnement recueilli et amplifié par les PMTs. C'est ainsi que le ECAL mesure l'énergie déposée par la gerbe en fonction des trois dimensions spatiales et permet ainsi de reconstruire la topologie de la gerbe. Chaque pixel de détection couvre une surface de $0.9 \times 0.9 \text{ mm}^2$ permettant de couvrir 0.95 longueur de radiation en z et 0.5 rayon de Molière en x et en y permettant une bonne identification de la géométrie des gerbes.

En conclusion, le calorimètre calcule l'énergie totale des particules électromagnétiques (e^+, e^-, γ). La forme de la gerbe aide à discriminer protons et particules électromagnétiques. La résolution sur l'énergie est inférieure à 5 % du GeV au TeV. Son pouvoir de séparation électrons-protons est de l'ordre de 10^3 .

5.3 SYSTÈME D'ACQUISITION DES DONNÉES

5.3.1 *Système de déclenchement (trigger)*

Le système de déclenchement d'AMS permet de n'enregistrer que les événements qui satisfont certaines conditions, appelées conditions de déclenchement. Cela limite la saturation de l'acquisition de donnée avec des événements inexploitable. Le taux de déclenchement de l'expérience AMS est en moyenne de 500 événements par secondes (figure 23).

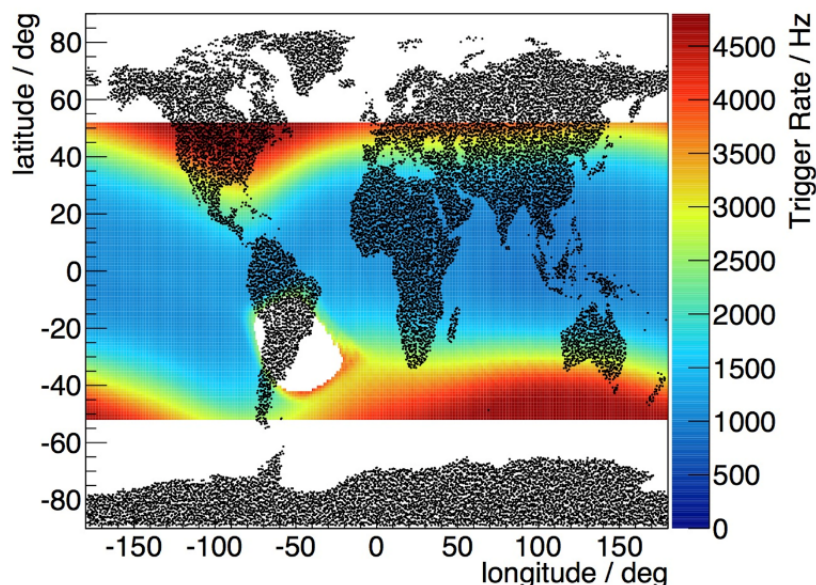


FIG. 23: Taux de déclenchement en fonction de la latitude et de la longitude de l'ISS. Le taux de déclenchement est plus important aux pôles qu'à l'équateur.

En plus des caractéristiques présentées dans le chapitre précédent, le TOF et L'ECAL possèdent des systèmes de déclenchement indépendants. Dans le TOF, le signal des anodes est comparé à trois seuils, le seuil bas pour la mesure du temps, le seuil haut pour la condition de déclenchement $Z = 1$ et le seuil super haut pour la condition de déclenchement $Z > 1$. Dans l'ECAL, le signal de la dernière dynode de chacun des PMTs des six super-couches centrales est séparée en deux, une partie donnant une mesure du signal total mesuré par le PMT, l'autre servant à construire la condition de déclenchement pour les particules électromagnétiques. L'ACC sert aussi de condition de déclenchement comme précédemment décrit. Le TOF et l'ACC génèrent des conditions de déclenchement avec une vitesse de 40 ns, permettant lors de l'acquisition des données de très rapidement faire un choix sur l'enregistrement ou non de l'événement. Les conditions de déclenchement dites de niveau 1 sont combinées afin de produire les conditions de déclenchement qui sont utilisées pour rejeter ou non l'événement :

- Protons : le signal dans 4 plans du TOF sur 4 doit dépasser le seuil haut et le nombre de coups dans l'ACC doit être égal à 0.
- Noyaux : le signal dans 4 plans du TOF sur 4 doit dépasser le seuil super haut.

- Slow noyaux : le signal dans 4 plans du TOF sur 4 doit dépasser le seuil super haut, la différence avec la condition "Nucleus" est qu'un temps plus long entre le déclenchement du TOF haut et du TOF bas est autorisé.
- Electrons : le signal dans 3 plans du TOF sur 4 doit dépasser le seuil haut et le signal déposé dans l'ECAL dans la direction X et Y doit dépasser le seuil.
- Photons : le signal déposé dans l'ECAL dans la direction x et y doit dépasser le seuil et la direction de la gerbe doit être dans l'acceptance du tracker.
- Unbiased charged : le signal dans 3 plans du TOF sur 4 doit dépasser le seuil haut.
- Unbiased ECAL : le signal déposé dans l'ECAL dans la direction X ou Y doit dépasser le seuil.

Un événement est utilisé pour l'analyse s'il respecte au moins une condition de déclenchement physique (les cinq premières conditions citées ci-dessus). Les conditions *unbiased* permettent de calculer l'efficacité du système de déclenchement. Le nombre d'événements déclenchés par l'*unbiased charged* est normalisé par un facteur $\frac{1}{100}$ tandis que le nombre d'événements déclenchés par l'*unbiased ECAL* est normalisé par un facteur $\frac{1}{1000}$ afin d'éviter qu'un grand nombre de ces événements ne fassent grossir les données. La connaissance du facteur de normalisation permet de calculer le nombre d'événements déclenchés par les conditions *unbiased*.

5.3.2 Système de traitement des données en vol

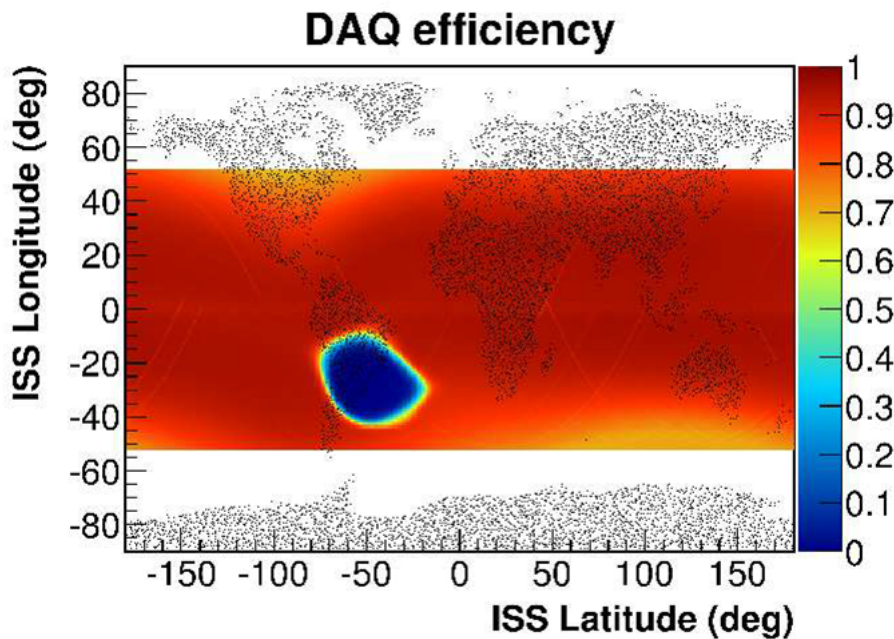


FIG. 24: Efficacité de l'acquisition de données en fonction de la latitude et de la longitude de l'ISS. L'efficacité reste proche de 1 hormis dans l'anomalie sud Atlantique.

Le système d'acquisition d'AMS-02 collecte les données de plus de 200000 canaux analogiques provenant des différents sous-détecteurs : le TRD (U, où U est l'identifiant du TRD dans le système), le TOF et l'ACC (S), le trajectomètre (T), le RICH (R), le calorimètre électromagnétique (E) et le module de trigger de niveau 1 (LV1). Le système est constitué d'un ordinateur principal et de 300 nœuds de calcul qui sont répartis de

la manière suivante : 264 nœuds de calcul xDR (DR signifie Data Reduction et x est le sous-détecteur correspondant : T, U, R ou E) traitent l'information analogique de l'électronique, 28 nœuds collectent l'information traitée par les nœuds xDR, 8 nœuds collectent les données du TOF et de l'ACC et produisent le signal de déclenchement tandis que 2 nœuds collectent les informations analogique et digitales nécessaires au calcul du trigger de niveau 1, enfin 4 nœuds collectent les données des autres nœuds et les envoient à l'ordinateur principal d'acquisition de données. Ces nœuds de calcul font fonctionner le logiciel de pré-traitement des données dont le rôle est l'assemblage des informations des différents sous-détecteurs en événements physiques, ainsi que d'exécuter l'étalonnage en vol. Ce logiciel permet aussi une surveillance constante de l'intégrité des données et du bon fonctionnement des nœuds de calculs. Le taux de trigger d'AMS peut atteindre 2 kHz ce qui correspond à un temps mort de 16 % (figure 24) dû au temps de lecture de l'électronique. Le système de traitement des données en vol a été conçu pour ne pas accroître à cause du temps de traitement des données le temps mort du détecteur.

MESURE DES OBSERVABLES AVEC AMS-02

6.1 PRINCIPE GÉNÉRAL DE LA RECONNAISSANCE DES ÉVÉNEMENTS AVEC AMS-02

La présence de nombreux sous-détecteurs permet d'exécuter des mesures redondantes et complémentaires des observables des particules. L'analyse consiste à recouper les différentes mesures faites par les sous-détecteurs afin d'identifier la nature de l'événement qui a traversé AMS-02. La figure 25 montre la mesure typique de chaque sous-détecteur pour une particule donnée.

	e^-	p	He, Li, Be, ... Fe	γ	e^+	\bar{p}, \bar{D}	\bar{He}, \bar{C}
TRD							
TOF							
Tracker							
RICH							
ECAL							

FIG. 25: Mesure typique des sous-détecteurs pour un événement donné

Dans notre analyse, nous nous intéressons à la distinction entre leptons (électrons et positons) et les autres particules (protons, noyaux). L'électron en traversant le TRD émet un rayonnement de transition et dépose de l'énergie par ionisation dans les tubes de gaz tout le long de sa traversée. Un proton n'émet pas de rayonnement de transition mais ionise directement le gaz. L'électron et le proton déposent une énergie similaire dans le TOF (l'énergie est proportionnelle au carré de la charge), cependant le temps entre les deux signaux déposés par l'électron est plus faible que pour le proton à basse énergie. Leurs traces dans le trajectomètre sont courbés dans des directions opposées dans des directions opposées à cause de la différence du signe de leur charge. Leur passage dans le RICH forme un anneau Cherenkov d'intensité égale. Enfin, les électrons forment une gerbe électromagnétique dans le calorimètre tandis que les protons passent en partie au minimum d'ionisation. Les sous-détecteurs les plus importants dans la réjection électrons sur protons sont donc le TRD, le trajectomètre et le calorimètre (ECAL). Un positon déposera les mêmes signaux qu'un électron, hormis la courbure de la trace. Par conséquent, la distinction électrons-positons est basée uniquement sur la mesure du trajectomètre.

Un noyau traversant le TRD dépose de l'énergie par ionisation du gaz de manière similaire à un proton. Il laisse un signal plus intense en fonction de sa charge en traversant le TOF, le trajectomètre, le RICH. Enfin, les noyaux déposent un signal ionisant plus im-

portant dans le calorimètre grâce à leur charge. Ainsi la reconnaissance des noyaux se fait principalement à l'aide de la mesure de la charge faite par le TOF, le trajectomètre et le RICH. Un antinoyau provoquera les mêmes réponses dans les sous-détecteurs hormis la courbure de la trace. Un antiproton ou un antideutéron seront différenciés d'un proton à l'aide du trajectomètre. On se rend donc compte que différencier la matière de l'antimatière dépend uniquement du trajectomètre qui est le seul sous-détecteur capable de mesurer le signe de la charge.

Enfin le cas des photons est particulier. Étant une particule électromagnétique non chargée, il ne laisse aucune trace dans les sous-détecteurs, hormis dans le calorimètre où il forme une gerbe électromagnétique. Il nécessite un système de déclenchement spécial différent du TOF car il n'y laisse pas de trace. Le signal de déclenchement pour un photon est une gerbe avec un bon profil de développement dans le ECAL. Un photon peut aussi former une paire électron-positon avant son entrée dans le calorimètre en traversant la matière des sous-détecteurs en amont du calorimètre. Un tel événement laisse deux traces de courbure opposée dans le trajectomètre, deux anneaux Cherenkov dans le RICH et deux gerbes dans le calorimètre.

L'identification des leptons nécessite donc la mesure de plusieurs observables. La méthode de mesure de ces observables par le détecteur AMS-02 est détaillée dans ce chapitre.

6.2 MESURE DES OBSERVABLES ET ÉTALONNAGE DES SOUS-DÉTECTEURS

L'étalonnage des sous-détecteurs est nécessaire à la précision des mesures effectuées. Cet étalonnage doit avoir lieu en vol, afin de prendre en compte les différents effets dépendants du temps propre à un environnement spatial, comme par exemple les variations de gain des anodes et des seuils des PMTs, ou le vieillissement des scintillateurs. Ceci nécessite d'utiliser les rayons cosmiques présents dans l'environnement spatial ainsi que la redondance des différents sous-détecteurs afin d'étalonner notre instrument. A chaque passage à l'équateur entre deux runs, des données servant à l'étalonnage du détecteur sont recueillies permettant les différentes opérations d'étalonnage présentées dans cette section.

6.2.1 TRD

Le TRD nous fournit deux mesures importantes, la valeur et la position des tubes du TRD dans lequel un dépôt d'énergie a eu lieu. La position des tubes du TRD traversés par la particule permettent de reconstituer la trajectoire, tandis que la valeur du dépôt d'énergie permet d'identifier la nature leptonique ou un hadronique de la particule.

Alignement des tubes du TRD et position des dépôts d'énergie

L'environnement spatial étant soumis à des variations de température importantes, leurs effets doivent être pris en compte pour de nombreuses mesures des sous-détecteurs d'AMS. Dans le court terme, la température suit un cycle jour/nuit de 90 minutes. Dans un plus long terme, c'est la variation de l'angle entre le plan orbital de la station spatiale et le vecteur Terre/Soleil (β -angle) qui est un indicateur de l'exposition au Soleil pendant une orbite. Il suit une périodicité de 60 jours. Ces variations de température provoquent

un déplacement des tubes par rapport au trajectomètre, de l'ordre de $100\mu\text{ m}$ pour les variations jour/nuit et de 1 mm pour les variations d'angle β . Une corrélation entre le β -angle et les mouvements relatifs des tubes peut être observée (figure 26).

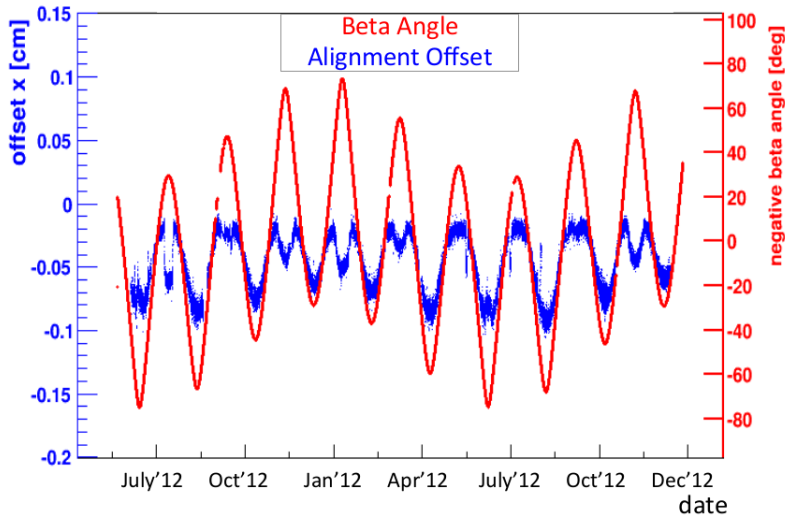


FIG. 26: Corrélation entre le β -angle et le mouvement relatif des tubes du TRD [87].

Une procédure d'alignement est utilisée afin de corriger cet effet. La position de chacun des 328 tubes est comparée à l'extrapolation du point de passage de la trace reconstruite par le trajectomètre. La différence est mesurée pour un échantillon possédant assez de statistique pour être représentatif. Cette correction est calculée aussi souvent que possible dès que le nombre de coups pour chacun des modules est suffisant, soit entre 40 minutes et 8 heures en fonction de la fréquence des dépôts d'énergie. Ainsi cette variation est corrigée afin de connaître précisément la position des dépôts d'énergie dans le TRD (figure 27).

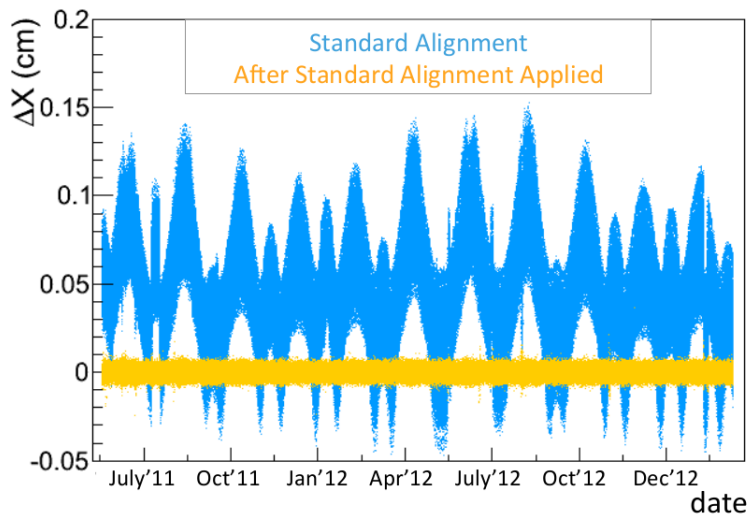


FIG. 27: Déplacement relatif de la position des tubes du TRD en fonction du temps avant (bleu) et après correction (jaune) [87].

Étalonnage du gain et mesure des fonctions de densité de probabilité de dépôt d'énergie

La première ionisation du gaz contenu dans le tube du TRD est amplifiée par un processus d'avalanche induit par un fort champ électrique. Le gain du gaz est le facteur d'amplification induit par ce phénomène. Il dépend de la densité des gaz présents et du voltage appliqué. Comme indiqué dans le chapitre précédent, le voltage est ajusté quotidiennement afin de garder une stabilité du gain autour de 5 %. Ce gain doit être corrigé de telle façon à ce qu'il soit uniforme entre tous les tubes du TRD. Pour étalonner cette valeur, un échantillon de protons est sélectionné grâce à l'absence de gerbe électromagnétique dans le calorimètre et à la mesure de la charge absolue par les plans du trajectomètre. Le signal correspondant à un dépôt d'énergie donné en fonction de la distance parcourue dans le tube $\frac{dE}{dx}$ est obtenue par le nombre de coups ADC divisés par la distance parcourue dans le tube estimée par extrapolation de la trace mesurée dans le trajectomètre. Le gain est ajusté de telle façon que la valeur la plus probable de la distribution (MPV) de $\frac{dE}{dx}$ soit de 100 coups d'ADC par cm (figure 28).

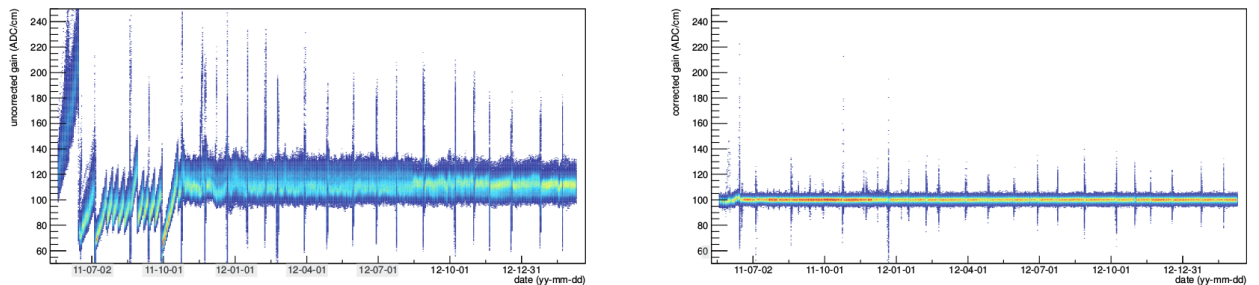


FIG. 28: MPV de la distribution du $\frac{dE}{dx}$ pour chacun des tubes du TRD en fonction du temps avant et après correction (l'échantillon utilisé pour faire le graphique après correction est indépendant de l'échantillon d'étalonnage). Les brusques variations de gain sont dues aux remplissages mensuels du gaz du TRD [93].

Une fois le signal uniformisé pour tous les tubes du TRD, la fonction de densité de probabilité pour les protons et les électrons peut être évaluée. Elle est estimée avec un échantillon d'électrons et de protons sélectionnés à l'aide des informations du trajectomètre et du ECAL. Pour les protons, elle est évaluée pour différentes rigidités afin de prendre en compte la dépendance en énergie. Pour les électrons, elle est obtenue en fonction de la couche du TRD. Un exemple de fonction de densité de probabilité obtenue avec des données en vol est présentée sur la figure 29.

6.2.2 Trajectomètre

Le trajectomètre fournit deux informations cruciales : la première est la trajectoire de la particule qui permet la mesure de la rigidité et du signe de la charge de cette dernière, la seconde est un signal sur chaque plan proportionnel au carré de la charge de la particule qui le traverse.

Reconstruction des points de passage et mesure de la charge absolue

Le signal de passage d'une particule induit un signal sur les micro-bandes du trajectomètre. Il est comparé à un seuil défini à l'aide du rapport signal sur bruit des micro-

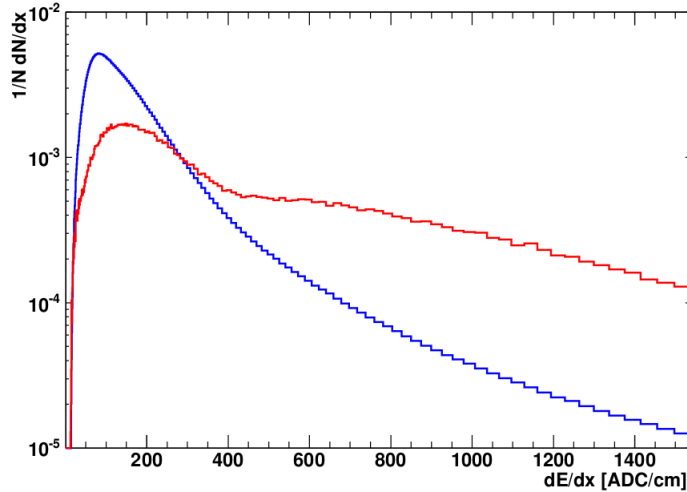


FIG. 29: Fonction de densité de probabilité du dépôt d'énergie dans le TRD, en rouge pour les électrons et bleu pour les protons. Le pic est dû aux dépôts d'énergie par ionisation directe de la particule, la queue de distribution observée pour les électrons est causée par le rayonnement de transition [93].

bandes afin d'être validé. Le seuil est étalonné et défini quatre fois par orbite à l'aide de l'échantillon d'étalonnage. La distribution des signaux selon les coordonnées x et y dans chacun des plans du trajectomètre est ainsi reconstruite. La coordonnée de passage de la particule est obtenue en estimant le centre de gravité de cette distribution. La somme des signaux est proportionnelle à l'énergie déposée par la particule dans les plans du trajectomètre. La dépendance du dépôt d'énergie en fonction de la distance du point d'impact et de la micro-bande est prise en compte. En effet, le signal d'une particule passant entre deux bandes sera moins fort que le signal d'une particule passant directement sur une bande. L'angle d'arrivée de la particule influence aussi le signal car il répartit le signal sur plusieurs bandes.

Pour l'étalonnage, un échantillon de différents noyaux est sélectionné à l'aide des données brutes du trajectomètre. Plusieurs gaussiennes correspondant à une valeur de la charge sont ajustées à la distribution du signal ADC brut. Un échantillon de chaque noyau est sélectionné autour du maximum des pics. Cet échantillon est ensuite utilisé pour égaliser la réponse des 3072 capteurs servant à récupérer le signal des micro-bandes. La valeur la plus probable (MPV) de la distribution de l'énergie déposée de l'échantillon est mesurée pour chacun des capteurs, et est ajustée de manière à ce que tous les capteurs possèdent la même MPV. Après l'égalisation, la correction de l'effet lié à l'angle d'arrivée et au point d'impact de la particule est mesurée. Pour cela, le gain est tracé en fonction du point d'impact de la particule (se définissant comme la distance à la micro-bande, égal à 0.5 si le point d'impact est situé à mi-chemin entre deux micro-bandes et à 0 si le point d'impact est sur une micro-bande) et de l'angle d'arrivée (figure 30). Ceci est fait pour toutes les charges disponibles dans l'échantillon, et la réponse instrumentale en fonction du point d'impact et de l'angle est égalisée en utilisant ces distributions.

L'énergie déposée dans un plan du détecteur présente une dépendance en fonction de la vitesse de la particule incidente qui doit être prise en compte. Pour cela, le dépôt d'énergie est tracé en fonction de $(\beta\gamma)$ qui peut être estimé à l'aide du TOF à basse énergie

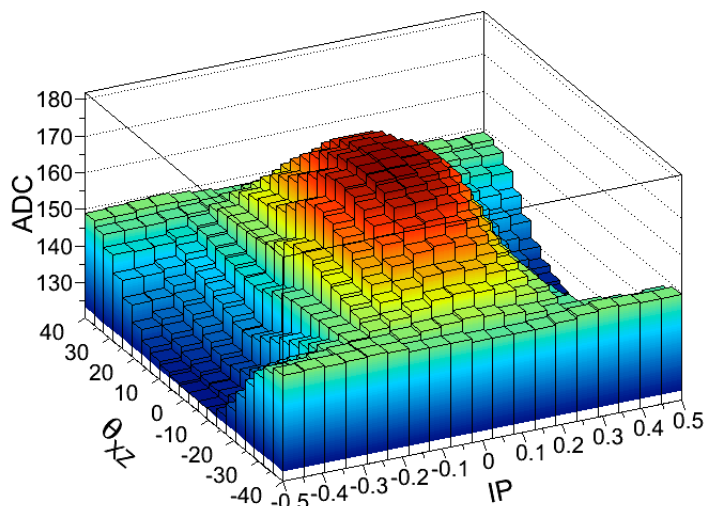


FIG. 30: Signal ADC en fonction de l'angle d'arrivée de la particule et du point d'impact. Le maximum du signal est collecté lorsque la particule arrive verticalement directement sur une micro-bande [94].

$\beta\gamma = \frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}}$ ou avec les mesures du trajectomètre à plus haute énergie $\beta\gamma = R \times \frac{Z}{m}$. Pour prendre en compte la perte d'énergie des particules dans le matériel d'AMS autre que les plans du trajectomètre, cette mesure est faite séparément pour tous les plans du trajectomètre et pour chacun des noyaux de l'échantillon. La figure 31 montre la dépendance en énergie de l'énergie déposée dans un plan du trajectomètre pour un échantillon de proton.

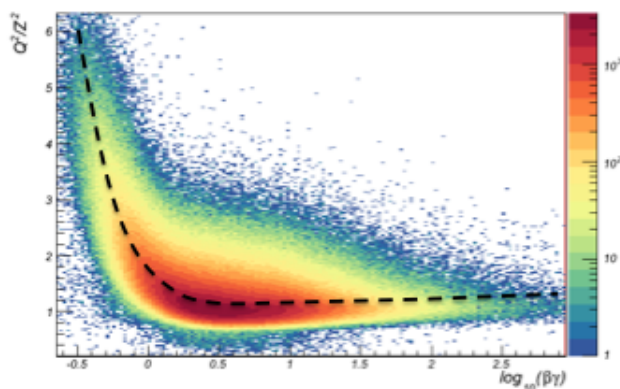


FIG. 31: Energie déposée dans un plan du trajectomètre en fonction de $\log_{10}(\beta\gamma)$ pour un échantillon de proton [94].

Après l'étalonnage, les mesures fournies par les micro-bandes placées sur les deux côtés des plans du trajectomètre sont moyennées afin d'augmenter la capacité de reconstruction de la charge d'un même plan. En combinant ces mesures, la précision sur la charge est de moins de 0.1 pour les noyaux jusqu'au carbone et de 0.3 jusqu'au silicium.

La précision en fonction de la charge, selon le nombre de plans utilisés est montrée dans la figure 32.

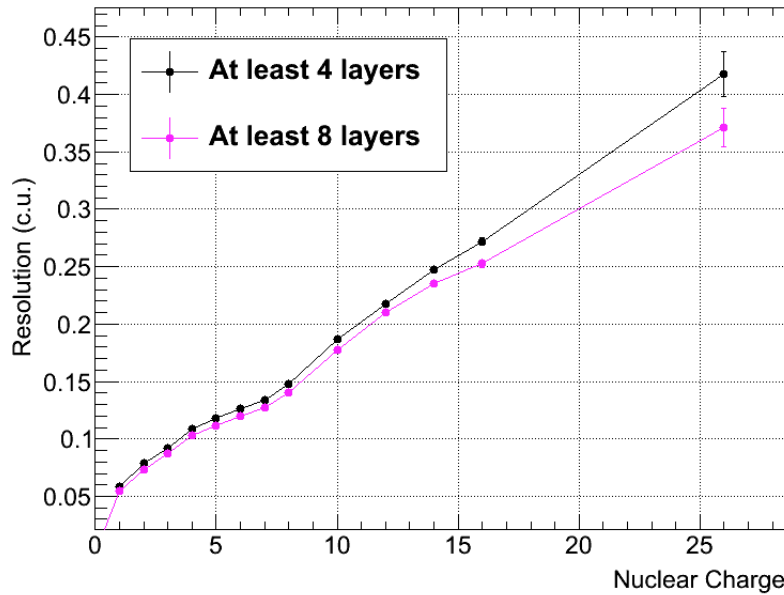


FIG. 32: Précision de la mesure en unité de charge selon la valeur de la charge, pour des mesures faites avec au moins 4 plans (courbe noire) ou avec au moins 8 plans (courbe magenta). [94]

Reconstruction de la trajectoire et alignement des plans du trajectomètre

Le but de la procédure d'alignement est de corriger la position des différents plans du trajectomètre. La résolution du trajectomètre est de 10 μm selon y et de 30 μm selon x . Par conséquent, la précision sur la position des plans doit être de quelques μm afin de ne pas perdre en efficacité. Le positionnement mécanique est précis à 100 μm près, il faut mesurer le déplacement en x et en y de chacun des plans. Pour cela, la différence entre la position des points de passage des traces ajustées et la position des coups mesurés est obtenue pour des échantillons de données. Leur distribution subit une dispersion due à la précision intrinsèque de la mesure, et un décalage global dû au positionnement mécanique du capteur. La mesure de ce décalage global permet finalement d'évaluer le déplacement de chacun des plans. Pour cela, une première campagne de mesure en 2007-2008 a été faite au sol à l'aide de muons sans champ magnétique. Une seconde campagne de mesure a été exécutée pendant les tests en faisceaux, composés de protons de 400 GeV. L'orientation du détecteur a été variée afin de simuler une isotropie de l'arrivée des particules. Après l'alignement, la précision de la rigidité mesurée est compatible avec celle des simulations Monte Carlo. La précision pour des protons de 400 GeV a été estimée à 30 % (figure 33). Enfin, une dernière campagne d'alignement a été exécutée en vol, montrant très peu de variations selon la direction x et y par rapport au test en faisceaux. Cependant un déplacement de 30 μm en z a été observé, dû au dégazage du support des plans dans l'espace.

Les variations de température entraînent un mouvement thermique des plans externes (plans 1 et 9 sur la figure 14) du trajectomètre par rapport aux plans internes. Ceci im-

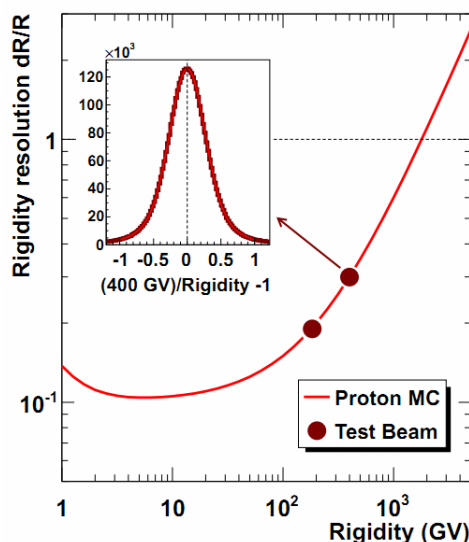


FIG. 33: Résolution de la mesure de la rigidité évaluée à l'aide de simulation MC (courbe rouge) comparée aux résultats du test en faisceau (points rouges) [95].

plique la nécessité d'une correction dynamique en plus de la correction statique décrite plus haut. Pour les plans internes du trajectomètre (plans 2 à 8 sur la figure 14), cette correction n'est pas nécessaire, les variations de température étant plus faibles en comparaison des plans externes. Pour évaluer cet effet, une comparaison est faite entre la position extrapolée au niveau des plans externes de la trace mesurée par les plans internes, et la position des coups dans les plans externes. Cette comparaison est faite environ toutes les 10 minutes afin d'avoir assez de statistique pour évaluer significativement la dépendance en temps. Deux termes dépendant du temps sont estimés par un ajustement, la translation de la position ainsi que l'effet de l'orientation du plan grâce à une matrice de rotation. Cet alignement a été testé en comparant l'écart type de la distribution de la différence entre la rigidité mesurée avec les plans 1 à 8 et les plans 2 à 9 entre données et simulations Monte Carlo (figure 34). Grâce à cette méthode, l'erreur sur la position due aux variations thermiques pour les plans externes est de $4.3 \mu\text{m}$. Ceci permet au trajectomètre de mesurer une rigidité maximale de 2 TeV pour des particules de charge 1. La précision de reconstruction de la rigidité dépend grandement du nombre de plans externes utilisés pour l'ajustement de la trace (figure 35).

6.2.3 TOF

Le TOF mesure la vitesse β de la particule, utile à notre analyse pour distinguer protons et électrons à basse énergie (jusqu'à environ 3 GeV), ainsi que la charge absolue mesurée par chacun des plans, permettant de séparer noyaux et électrons et d'identifier la production de secondaires par interaction avec le matériel d'AMS.

Mesure de la vitesse et de la position

Le calcul d'une vitesse et d'une charge précise par le TOF nécessite une mesure du temps de passage dans chacun des plans du TOF. Dans un premier temps, une horloge de 40 MHz (40 ps de résolution) mesure le temps du signal de chacun des plans. Les

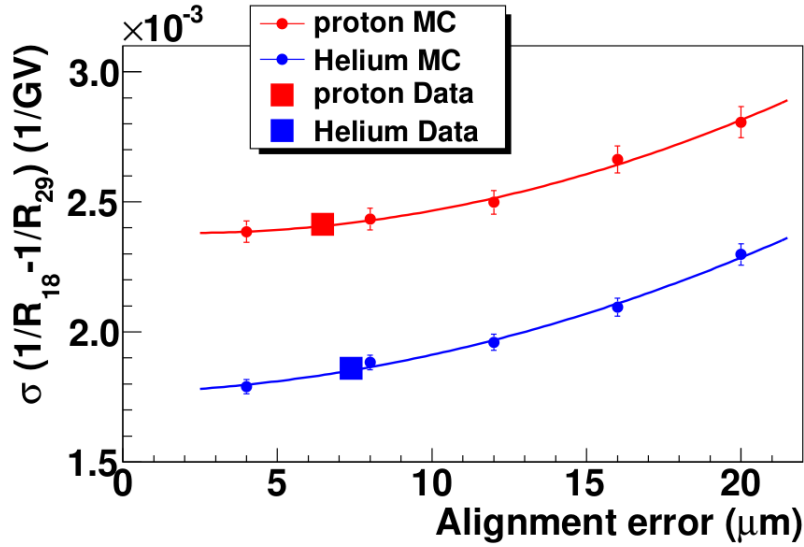


FIG. 34: Comparaison de la dispersion de la rigidité mesurée avec les plans 1 à 8 et 2 à 9 du trajectomètre entre données et MC [95].

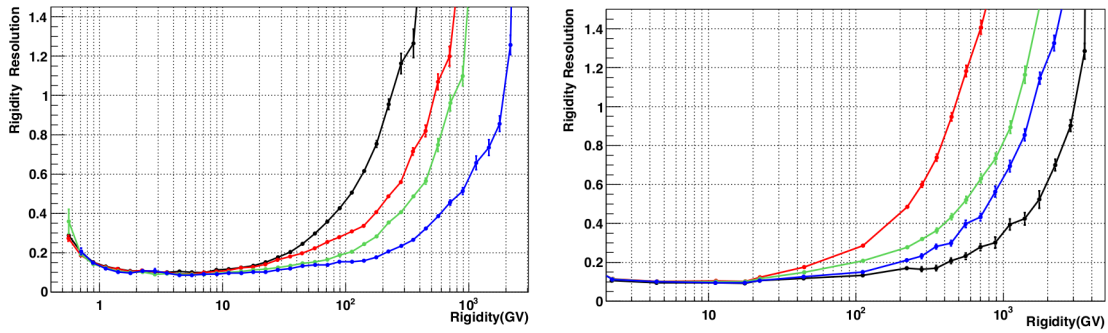


FIG. 35: Résolution de la rigidité reconstruite avec le trajectomètre en fonction de la rigidité pour différents plans externes utilisés pour la reconstruction, à gauche pour les protons et à droite pour les héliums. En noir uniquement le trajectomètre interne est utilisé, en rouge le premier plan externe, en vert le plan externe numéro 9, et en bleu le premier et le plan externe numéro 9 [96].

variations de la largeur du signal dues à l'électronique pouvant influencer la mesure du temps, la largeur du signal est étalonnée en utilisant des données en vol du détecteur. La mesure du temps est corrigée du temps de parcours de la lumière dans les scintillateurs, du délai de l'électronique ainsi que du délai induit par l'amplitude du signal ADC. La mesure du temps étant effectuée séparément à chaque extrémité du scintillateur, le terme correctif du temps de parcours de la lumière dans le scintillateur peut être simplifié pour devenir indépendant de la position de la particule. Ces corrections sont calculées en comparant la mesure du temps obtenue par le TOF entre la combinaison de tous ces plans, et le temps de passage reconstruit à l'aide de la vitesse $v_{\text{TRK}} = \frac{R}{\sqrt{R^2 + (\frac{m}{2})^2}}$ et de la longueur du chemin parcouru toutes deux mesurées par le trajectomètre. Cet étalonnage est fait avec un échantillon comprenant des protons ainsi que des noyaux plus lourds pour mesurer la correction sur l'amplitude du signal ADC avec des particules ayant un

gain plus élevé que les protons. Cet étalonnage est exécuté toutes les deux semaines afin de prendre en compte des effets temporels. Cette mesure du temps permet d'estimer la vitesse de la particule avec une précision de 4 % pour les particules de charge 1 et de 1.2 % pour les particules de charge 6 (figure 36).

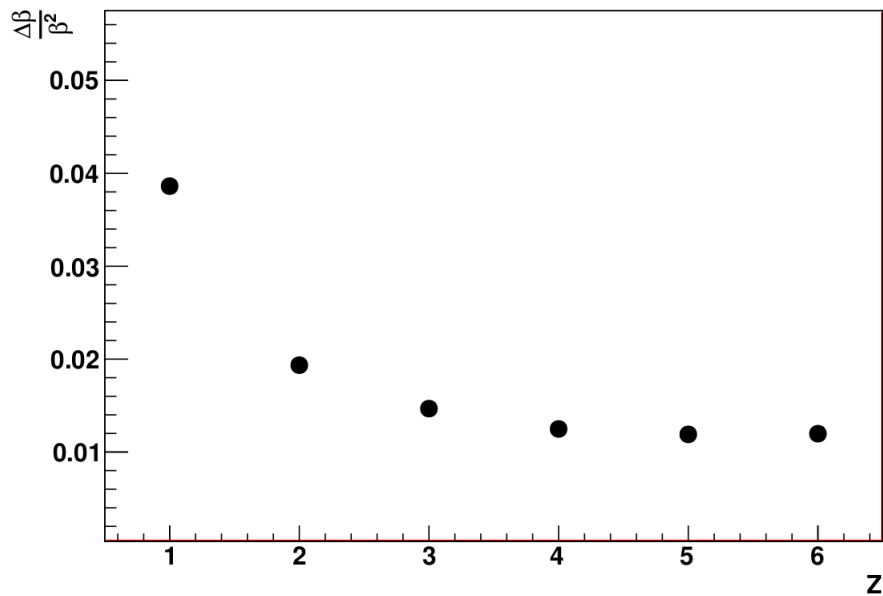


FIG. 36: Précision de la vitesse mesurée par le TOF en fonction de la charge de la particule [97].

La position de passage de la particule est reconstruite à l'aide de la différence de temps de parcours de la lumière mesurée d'un côté et de l'autre du scintillateur. Cette mesure est corrigée des effets sur le temps précédemment décrits, ainsi que de la différence de vitesse pouvant être induite par l'amplitude du signal. L'étalonnage de cet effet, ainsi que de la vitesse effective de propagation de la lumière dans le scintillateur, est faite à l'aide des coordonnées du trajectomètre interpolées dans les différents plans du TOF. Après étalonnage, la résolution sur la position mesurée par le TOF est de 2.7 cm pour des protons et de 0.9 cm pour des noyaux de carbone (figure 37).

Mesure de la charge

La mesure de la charge est obtenue en mesurant le dépôt d'énergie $\frac{dE}{dx}$ émis sous forme de lumière dans les scintillateurs du TOF. Cette lumière transite dans le scintillateur avant d'être recueillie dans des PMTs. Par conséquent, Elle subit une atténuation en se propageant dans le scintillateur jusqu'au PM. Cela crée une dépendance du signal en fonction de la position de passage de la particule qui doit être prise en compte (figure 38). Cette dépendance est mesurée à l'aide de l'échantillon de noyaux et de protons décrit dans la section précédente. Une mesure de l'amplitude du signal en fonction de la position mesurée est exécutée toutes les deux semaines. Le gain des anodes des PMTs est étalonné tous les trois jours avec le même échantillon, tandis que le gain des dynodes est étalonné tous les 7.5 jours avec un sous-échantillon de noyaux de carbone.

La production de lumière pour les particules de grande charge ($Z > 6$) n'est pas linéairement proportionnelle au dépôt à cause d'un effet de saturation du nombre de photons produits. Cet effet est évalué et est corrigé en utilisant les données en vol du

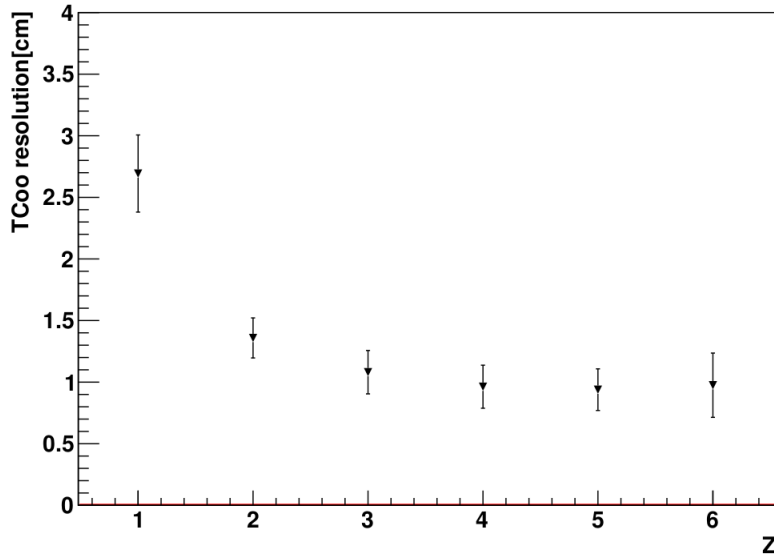


FIG. 37: Résolution des coordonnées reconstruites par le TOF en fonction de la charge de la particule [97].

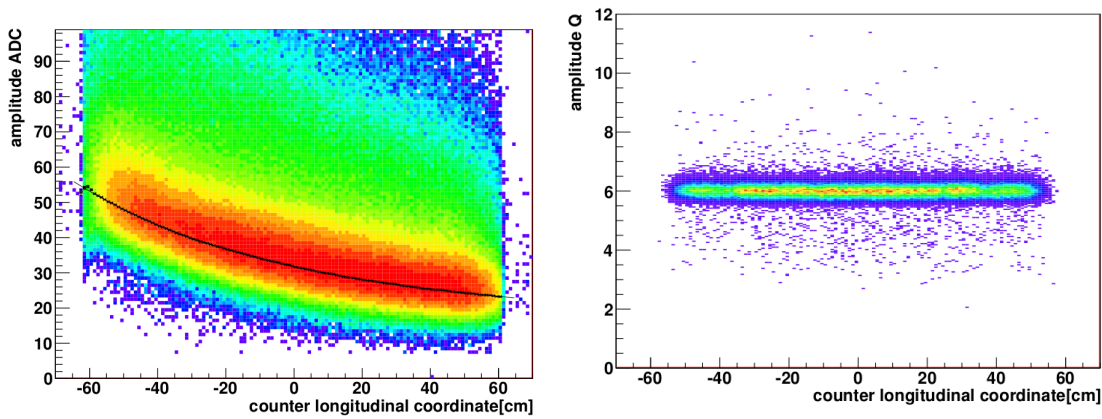


FIG. 38: Amplitude du signal en fonction de la position de la particule avant correction (à gauche) et après correction (à droite). [97]

détecteur. Les effets de non linéarité entre le signal reçu et le signal ADC produit par l'anode des PMTs sont observés à haute amplitude. A haute amplitude, le signal de la dynode, qui reste linéaire jusqu'à un gain plus élevé, est utilisé pour corriger de la non linéarité le signal de l'anode. Une fois ces corrections faites, le dépôt d'énergie étant soumis à la loi de Bethe-Bloch $\frac{dE}{dx} = f(\beta)Z^2$, le signal ADC de l'anode et de la dynode peuvent être convertis en unités de charge. Cependant la dépendance à la vitesse de la particule est importante, surtout pour des β faibles. Le β peut être obtenu à partir de la mesure du TOF lui-même, cependant la perte de vitesse induite par les pertes d'énergie par interaction avec la matière du détecteur font qu'il existe une dépendance différente en β en fonction de la charge de la particule. Une vitesse effective corrigée des pertes d'énergie est calculée, permettant de corriger cette dépendance en β (figure 39).

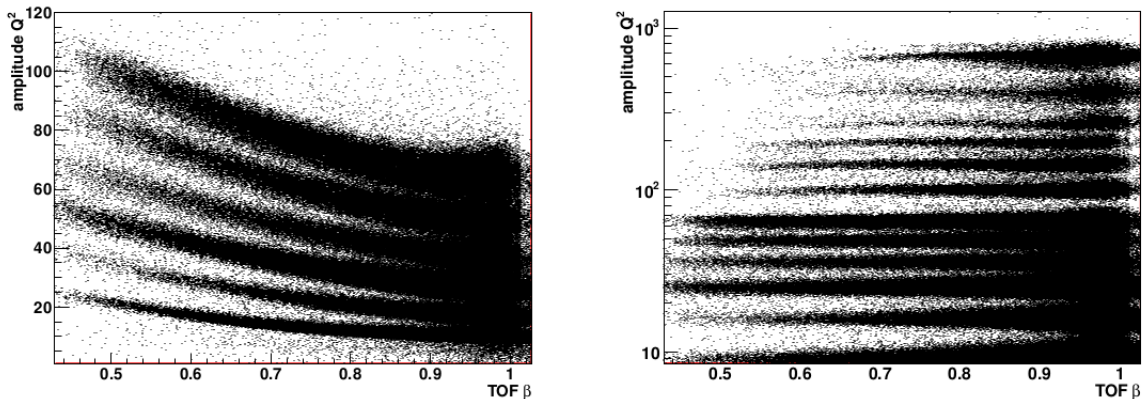


FIG. 39: Amplitude du signal en fonction de la vélocité avant correction de la vélocité pour des particules de charge $Z = 3$ à $Z = 8$ (à gauche) et après correction (à droite) [97].

La résolution de la charge pour un plan du TOF est de 0.16 pour du carbone $Z = 6$ et de 0.4 pour du fer $Z = 26$. Finalement, la mesure de la charge finale est obtenue en moyennant les résultats des différentes couches du TOF.

6.2.4 ECAL

Le calorimètre forme la base de notre analyse leptonique. Il mesure l'énergie des leptons, et la topologie de la gerbe nous permet de distinguer les leptons des protons.

Étalonnage

Les réponses de chacune des anodes des PMTs de l'ECAL sont égalisées à l'aide d'un échantillon composé de protons et d'héliums. Le signal de ces particules est utilisé si elles sont au minimum ionisant (si elles n'ont pas déclenché de gerbes hadroniques dans le calorimètre). Pour chaque anode, la valeur la plus probable de distribution de l'énergie déposée est ajustée de manière à ce qu'elle soit similaire pour toutes les anodes du calorimètre.

Le signal lumineux proportionnel à l'énergie déposée par les MIPs subit aussi un effet d'atténuation lors de son parcours le long des fibres scintillantes. Cet effet est évalué avec les tests en faisceaux d'électrons et de protons. La position de passage de la particule dans le calorimètre étant connue, une expression correspondant à l'atténuation en fonction de la distance au PMT est ajustée sur les données des tests en faisceau :

$$A(x) = f \exp(-x/\lambda_f) + (1 - f) \exp(-x/\lambda_s), \quad (68)$$

avec λ_f et λ_s la longueur caractéristique d'atténuation rapide et lente et f le poids de chacun des processus d'atténuation. L'atténuation est mesurée et corrigée pour chacune des cellules de l'ECAL (figure 40).

Une anticorrélation entre le signal ADC et la température est observée (figure 41), montrant qu'une correction en fonction de la température est nécessaire. La température est connue dans l'ECAL à l'aide de six capteurs par côté du calorimètre. Ainsi la température pour chacun des PMTs est obtenue à l'aide d'une interpolation de l'information fournie par ces capteurs. Les PMTs sont regroupés en six groupes pour chaque côté pour

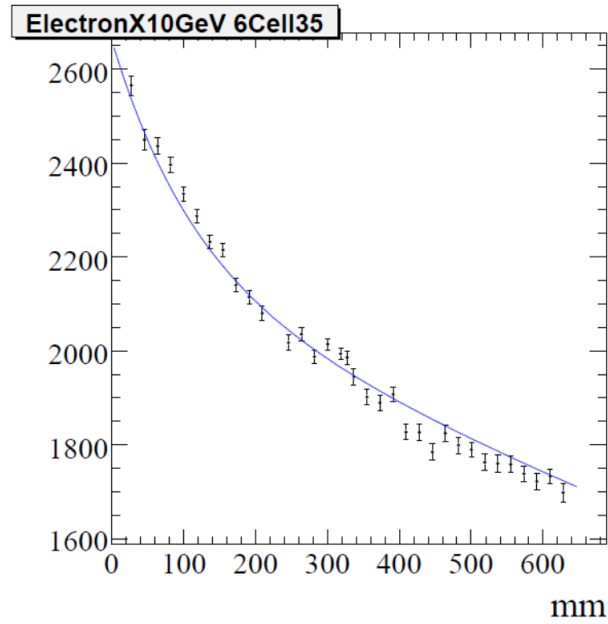


FIG. 40: Signal ADC en fonction de la distance au PMT tracé pour une cellule. On voit clairement un effet d'atténuation du signal, la courbe bleue est un ajustement du signal en prenant en compte une atténuation suivant l'équation 68 [98].

chacun des capteurs, et la valeur du signal ADC est tracée en fonction de la température. Ainsi la dépendance du signal en fonction de la température est ajustée. On peut ainsi corriger l'effet.

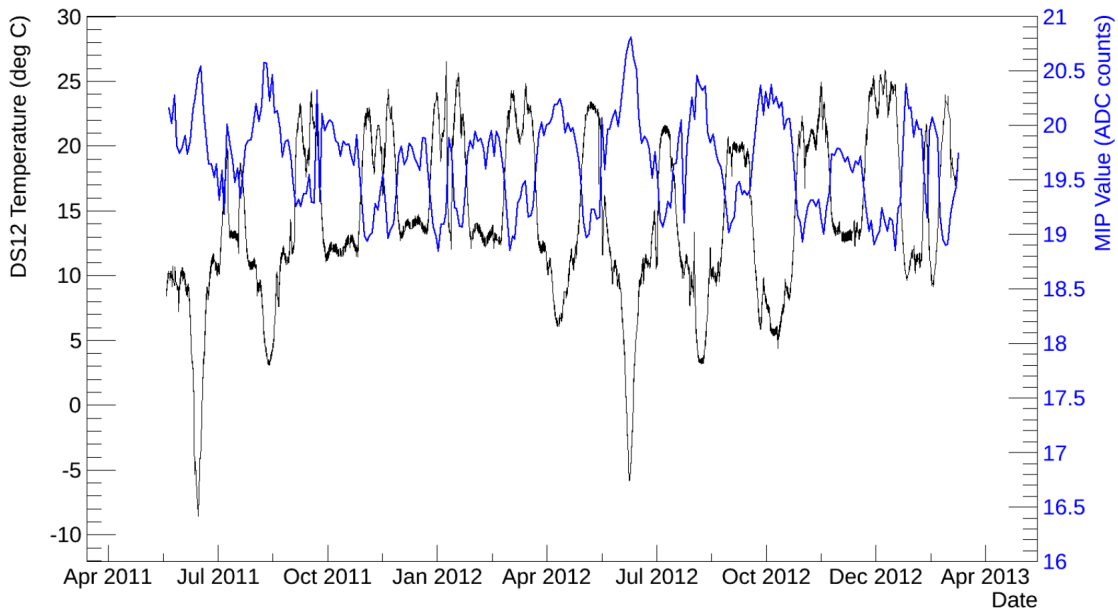


FIG. 41: Anti-corrélation entre la température mesurée par un des capteurs du ECAL et le signal ADC des MIPs [99].

Reconstruction de l'énergie des gerbes électromagnétiques

Les dépôts d'énergie mesurés dans le calorimètre après correction des différents effets détaillés ci-dessus sont regroupés en gerbe. Plusieurs corrections doivent être appliquées afin de reconstruire l'énergie de la gerbe. La première est la correction du point d'impact. En effet, la structure en cellule du calorimètre fait que une partie de l'énergie est perdue entre les cellules. De plus, l'efficacité de collection de l'énergie par les PMTs n'est pas aussi efficace sur les bords qu'au centre d'une cellule. Afin de corriger de cet effet, les tests en faisceaux d'électrons de 2007 sont utilisés. Le rapport S_1/S_3 défini comme l'énergie déposée dans une cellule divisée par l'énergie déposée dans cette même cellule plus les deux cellules adjacentes, est un bon indicateur de la position d'impact. Une dépendance entre le signal ADC et le rapport S_1/S_3 est mesurée et corrigée (voir figure 42).

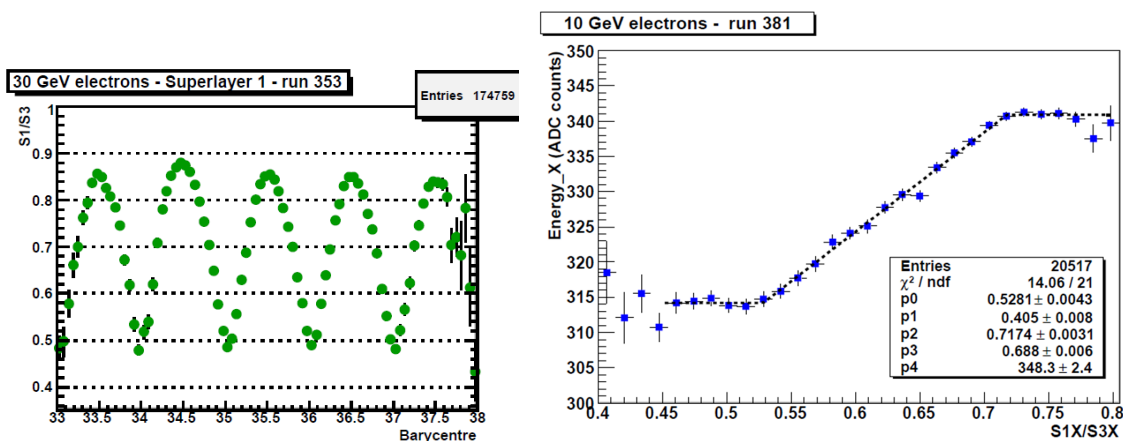


FIG. 42: Gauche : rapport S_1/S_3 en fonction du barycentre de de l'énergie déposée en unité de cellule pour la première super couche. Le rapport S_1/S_3 est plus fort au centre que sur les bords des cellules. Droite : signal ADC en fonction du rapport S_1/S_3 , on peut voir la dépendance de l'énergie déposée en fonction du point d'impact. La correction appliquée est la courbe noire pointillée [100].

Enfin l'énergie totale doit être corrigée de l'énergie perdue pour les gerbes qui ne sont pas complètement contenues dans l'ECAL. Le profil longitudinal du dépôt d'énergie suit la loi suivante :

$$\frac{dE}{dZ} = E_0 \beta \frac{e^{-\beta Z} \beta Z}{\Gamma(\alpha)}, \quad (69)$$

avec E_0 l'énergie vraie de la particule, α et β sont deux paramètres, et Γ la fonction gamma d'Euler. Ainsi l'énergie perdue peut être estimée en extrapolant la valeur de cette fonction en dehors du calorimètre. Cependant, pour des raisons de temps de calcul, une méthode plus simple est utilisée. L'énergie perdue est estimée à l'aide de l'aire du triangle suivant l'extrapolation de l'énergie déposée dans les dernières couches du calorimètre. Une loi empirique permet d'évaluer l'aire du triangle et donc l'énergie perdue par fuite géométrique :

$$\frac{E}{E_0} = \frac{1}{\text{Corr}_{\text{rearleak}}} = A(E) + S \times F. \quad (70)$$

Les paramètres A et S sont ajustés avec les données des tests en faisceaux d'électrons, F est défini comme la fraction d'énergie déposée dans les deux dernières couches. Le résultat de cette méthode est montré sur la figure 43. Pour les pertes d'énergie latérales, l'énergie perdue est estimée en utilisant une image miroir de la gerbe autour de son axe de symétrie.

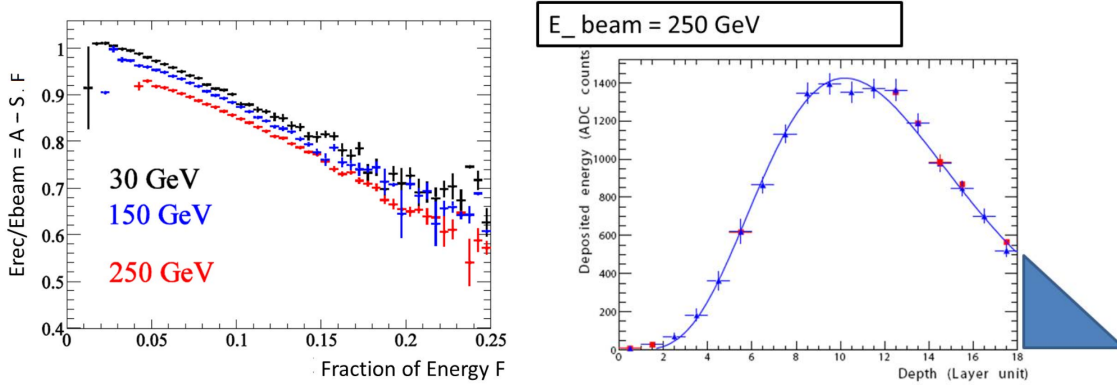


FIG. 43: Gauche : fraction d'énergie déposée dans le calorimètre en fonction de la fraction d'énergie déposée dans les deux dernières couches du ECAL. On peut observer une dépendance linéaire, avec une normalisation dépendante de l'énergie, justifiant la loi empirique 70. Droite : énergie déposée en fonction de la couche du calorimètre, le triangle bleu est l'énergie perdue par fuite estimée à l'aide de la loi 70 [100].

Reconstruction de l'angle de la gerbe

Les points de la trajectoire de la particule dans le calorimètre sont obtenus en mesurant le centre de gravité des dépôts d'énergie dans chacune des couches. Le ajustement cinématique de ces points permet ensuite de reconstruire l'axe de la gerbe, et ainsi la trajectoire de la particule incidente. Pour les particules de plus de 10 GeV, une évaluation plus précise peut être obtenue à l'aide d'une méthode utilisant le rapport S_1/S_3 pour la cellule où le maximum d'énergie a été déposé dans chacune des couches. En effet, comme montré dans la figure 42, le rapport S_1/S_3 dépend fortement de la distance au centre de la cellule. Ainsi en connaissant le rapport S_1/S_3 de la cellule où le maximum d'énergie a été déposé, on peut calculer la position d'impact dans la cellule. Enfin une troisième méthode plus lourde en terme de calcul consiste à ajuster le profil latéral de la gerbe, en fonction de l'énergie, simulé à l'aide d'une méthode Monte Carlo basée sur GEANT4. La précision de ces méthodes peut être évaluée en comparant les résultats obtenus avec l'extrapolation de la trace dans le calorimètre. La méthode utilisant le centre de gravité est la plus précise en-dessous de 10 GeV. A plus haute énergie, la méthode S_1/S_3 et la méthode du profil latéral ont une précision inférieure au degré (figure 44).

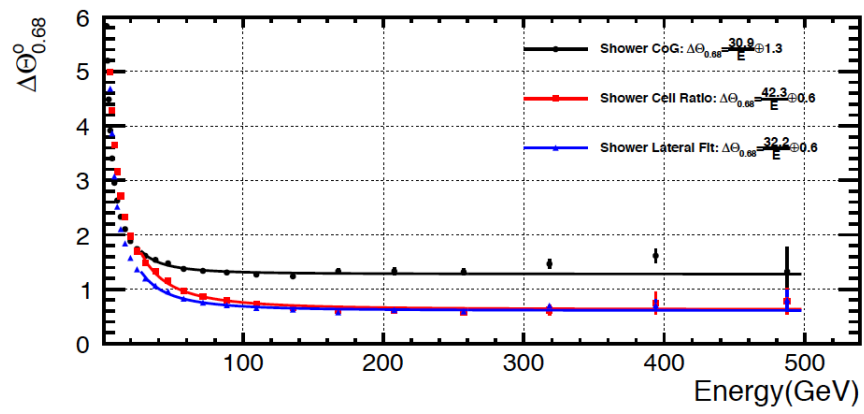


FIG. 44: Résolution angulaire reconstruite en fonction de l'énergie avec différentes méthodes détaillées dans le texte [101].

Troisième partie

ANALYSE DE LA FRACTION DE POSITONS, DU FLUX DE
POSITONS ET DU FLUX D'ÉLECTRONS

CONSTRUCTION DES VARIABLES ET SÉLECTION DES ÉVÉNEMENTS

La sélection et la présélection des événements présentées dans ce chapitre sont résumées par un tableau dans l'annexe A.

7.1 RECONSTRUCTION DES ÉVÉNEMENTS

AMS-02 recueille des données dans un laps de temps appelé run (23 minutes) correspondant à la moitié du temps mis par l'ISS entre deux traversées de l'équateur. Les données récupérées sont envoyées via la connexion satellitaire de l'ISS au *Marshall Space Flight Center* en Alabama, avec une vitesse nominale de 17 Mbit/s. En cas d'absence de connexion de l'ISS via un des cinq satellites relais permettant la transmission, les données sont stockées dans un disque tampon en attendant d'être envoyées sur Terre une fois la liaison satellitaire retrouvée. Les données brutes sont ensuite envoyées au *Payload Operation Control Center* (POCC) situé au Centre Européen pour la Recherche Nucléaire (CERN), tandis que les données critiques sur l'état du détecteur (Critical Health Data) sont envoyées directement au POCC où elles sont contrôlées en continu. Les données brutes sont ensuite envoyées au *Science Operation Center* (SOC) au CERN où elles subissent une première reconstruction.

Les données reconstruites sont stockées sous la forme de fichiers ROOT exploitables à l'aide d'une librairie nommée AMSsoft développé dans la collaboration AMS. J'ai utilisé cette librairie afin de reconstruire les différentes variables utiles à notre analyse. Les différents jeux de données utilisés dans mon analyse sont :

- ISS.B950 : les données ISS définies comme les données recueillies par AMS-02 sur la station spatiale depuis le 21 mai 2011 jusqu'au 27 novembre 2015, la version actuelle du programme de reconstruction est la B950.
- el.B1043 : les simulations Monte Carlo qui sont les données électrons simulées du détecteur, la version actuelle du programme de reconstruction est la B1043. Le Monte Carlo est composé de 10 103 571 459 événements générés entre 50 GeV et 2 TeV et de 14 686 282 384 événements entre 0.25 et 100 GeV. Le spectre des événements générés suit une loi de puissance E^{-1} .

Dans notre analyse, la base d'un événement électromagnétique est le signal déposé dans le calorimètre. Il constitue le signal minimal pour pouvoir exploiter l'événement. S'il y a plusieurs gerbes, la gerbe de référence est la gerbe de plus haute énergie. Cette gerbe permet de mesurer l'énergie déposée dans le calorimètre et de reconstruire l'énergie de l'événement. Les différentes traces reconstruites par le trajectomètre sont extrapolées jusqu'aux différents plans du calorimètre, et leurs positions sont comparées à la position d'entrée et de sortie de la particule qui a engendré la gerbe, afin de sélectionner la trace correspondant le mieux à la gerbe. S'il n'y a pas de trace reconstruite dans le trajectomètre, l'événement est gardé afin d'évaluer dans l'analyse l'efficacité de reconstruction des traces dans le trajectomètre. Les dépôts d'énergie dans le TOF correspondant à la trace sélectionnée sont reconstruits. En cas d'absence de trace, une interpolation de

la particule ayant initiée la gerbe est utilisée pour sélectionner les dépôts d'énergie du TOF. Les dépôts d'énergie dans le TRD servant à la discrimination lepton/hadron sont sélectionnés à l'aide de l'interpolation de la trace du trajectomètre à travers le TRD.

7.2 PRÉSÉLECTION

La présélection se définit comme les coupures minimales requises pour effectuer notre analyse, c'est-à-dire les coupures minimales nécessaires à la distinction entre un électron, un positon et le bruit de fond composé de protons, de noyaux et de particules secondaires :

- Au moins une gerbe dans le calorimètre. Cette présélection est nécessaire à la mesure de l'énergie de l'événement mais aussi à sa reconstruction. La topologie des gerbes permet la distinction lepton/hadron.
- Au moins une trace reconstruite dans le trajectomètre. Cette présélection est nécessaire à la mesure du signe de la rigidité, indispensable pour distinguer la matière de l'antimatière, et donc les positons des électrons.
- Au moins un plan externe du trajectomètre utilisé pour l'ajustement de la trace en plus des plans internes du trajectomètre, l'erreur sur la rigidité étant de 100 % au delà de 350 GeV pour des leptons mesurés uniquement avec les plans internes du trajectomètre.
- La vitesse mesurée par le TOF doit être positive, pour s'assurer que l'événement a traversé le détecteur dans le bon sens.
- Au moins un dépôt d'énergie dans le TRD, condition minimale pour distinguer les leptons des hadrons avec le TRD.

Ces coupures de présélection suffisent à produire les variables discriminantes, cependant d'autres sélections sont nécessaires pour s'assurer de la qualité de ce signal et réduire le bruit de fond.

7.3 VARIABLES DISCRIMINANTES

Notre analyse est basée sur trois variables discriminantes permettant de distinguer les trois espèces nécessaires à la mesure de la fraction de positons et des flux d'électrons et de positons : les électrons, les positons et les protons.

7.3.1 TRD likelihood

L'identification des protons et des leptons par le TRD se fait via le dépôt d'énergie $\frac{dE}{dx}$ dans les tubes du TRD. La variable de vraisemblance du TRD (*TRD likelihood*) [93] pour les électrons et les protons se définit comme :

$$L_{e,p} = \sqrt[n]{\prod_i^n \mathcal{P}_{e,p} \left(\frac{dE_i}{dx_i} \right)}, \quad (71)$$

avec i le numéro du plan, n le nombre de plans utilisés pour le calcul de la variable, avec $\mathcal{P}_{e,p}$ la fonction de densité de probabilité de dépôt d'énergie pour les protons ou les électrons et $\frac{dE_i}{dx_i}$ le dépôt d'énergie par unité de longueur pour le plan i . Les fonctions

de densité de probabilité utilisées sont celles reconstruites lors de l'étalonnage. L'extrapolation de la trace du trajectomètre dans le TRD permet d'identifier les n plans touchés par la particule ayant produit la trace. Les fonctions de vraisemblance électron et proton sont combinées en un rapport de vraisemblance :

$$L_{\text{TRD}} = \log \left(1 + \frac{L_p}{L_e} \right), \quad (72)$$

par conséquent, l'estimateur TRD likelihood L_{TRD} sera grand si le rapport de vraisemblance $\frac{L_p}{L_e}$ est grand, c'est-à-dire si la particule est plus vraisemblablement un proton, et sera proche de 0 sinon (figure 45).

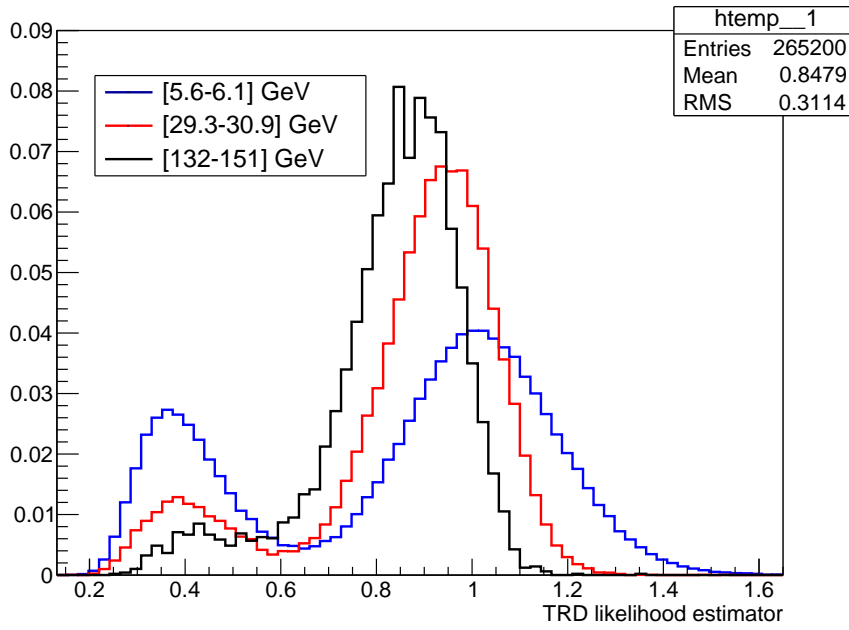


FIG. 45: Distribution normalisée de l'estimateur TRD likelihood pour différentes énergies pour les données ISS. Le pic de gauche est constitué de leptons, celui de droite de protons.

7.3.2 ESEV₃

ESEV₃ (*Ecal Stand-alone Estimator Version 3*) [102, 100] est un estimateur de type *Boosted Decision Tree* (BDT) ayant pour fonction la séparation lepton et proton (figure 46). Pour cela il s'appuie sur plusieurs variables discriminantes basées sur la topologie de la gerbe ainsi que sur la quantité d'énergie déposée :

- $S_3S_{5\text{total}}$ défini comme $\frac{S_3}{S_5}$. S_3 est la somme entre l'énergie de la cellule avec le maximum d'énergie et l'énergie de ses deux voisines, le tout ensuite sommé sur toutes les couches en x et y . S_5 est similaire mais avec l'énergie des quatre voisines. Ainsi cette variable est discriminante car une gerbe électromagnétique est moins chaotique qu'une gerbe hadronique, par conséquent ce paramètre aura une distribution quasiment constante dans l'espace $S_3S_{5\text{total}}$ pour des hadrons.
- $Hcount$ qui est le nombre de couches traversées au minimum d'ionisation, comptées avant qu'une gerbe ne soit produite. Le calorimètre mesurant 17 longueurs de ra-

- diation pour un lepton, sa variable $hcount$ est très faible contrairement aux hadrons pour lesquels le calorimètre mesure 0.75 longueur d'interaction.
- La surface du profil transverse de la gerbe, dont la distribution est moins chaotique pour les gerbes électromagnétiques.
 - La dispersion longitudinale et latérale, définie comme l'écart type longitudinal et transversal de la position des dépôts d'énergie.
 - χ^2 du fit du profil longitudinal de la gerbe, qui est de bonne qualité si la gerbe est électromagnétique et donc discriminant entre gerbes électromagnétiques, hadroniques et protons au minimum d'ionisation.
 - *rear leakage*, qui est la fraction de la gerbe non contenue dans le calorimètre, fraction qui est beaucoup plus importante pour les gerbes hadroniques.
 - La moyenne d'énergie déposée dans les cellules touchées. Elle est plus faible pour un proton déposant de l'énergie par ionisation que pour une gerbe électromagnétique.

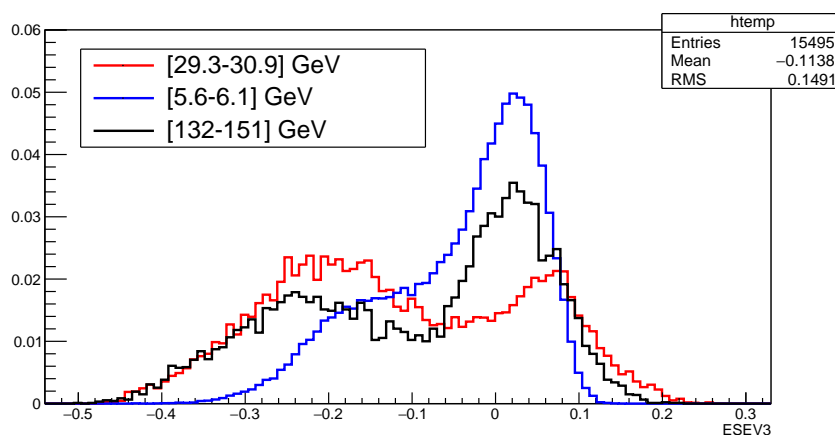


FIG. 46: Distribution normalisée de l'estimateur $ESEV_3$ pour différentes énergies pour les données ISS. Le pic de gauche est constitué de protons, celui de droite de leptons.

7.3.3 *TrkBDT*

TrkBDT (*Tracker Boosted Decision Tree*) est un estimateur basé sur des variables du trajectomètre nous permettant de différencier les événements dont la rigidité a été mal mesurée (figure 47). Il nous permet de mesurer la confusion de charge du trajectomètre, qui se définit comme la probabilité qu'un événement soit reconstruit avec un signe opposé à son vrai signe. Il est basé sur des variables de qualité de la trace du trajectomètre, ainsi que des variables mesurant l'adéquation géométrique entre la trace du trajectomètre et les signaux des autres sous-détecteurs. J'ai contribué à son développement lors de ma thèse, je renvoie le lecteur à la section X pour plus d'informations à ce sujet.

7.4 SÉLECTION

Les coupures de sélection ont deux rôles, elles permettent de s'assurer de la qualité de reconstruction des différentes variables de notre analyse et de réduire les trois bruits

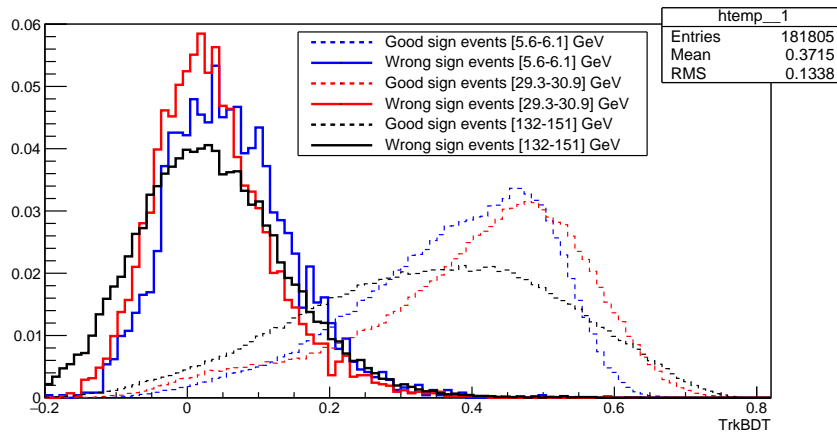


FIG. 47: Distribution normalisée de l'estimateur TrkBDT pour des événements reconstruits avec un mauvais signe et reconstruits avec un bon signe pour différentes énergies pour les données MC.

de fond que sont les protons, les noyaux et les leptons secondaires créés par interaction entre les rayons cosmiques et l'atmosphère terrestre.

7.4.1 Sélection pour la qualité de reconstruction

Sélection dépendante du temps pour la qualité des données

Afin de bénéficier d'une reconstruction optimale des données, plusieurs coupures dépendantes du temps sont faites. Les runs de données ont un système de *bad run* permettant d'indiquer les données acquises pendant une période de temps pouvant être préjudiciable à la qualité des données. La période de commissioning du mois de mai et début juin 2015, les périodes de remplissage des gaz du TRD, les périodes d'inclinaison horizontale de la station spatiale pour accueillir l'amarrage d'un vaisseau Soyouz et la présence du bras robotisé (Canadarm) de l'ISS dans le champ de vue d'AMS sont autant de périodes de temps répertoriées par ce système et supprimées de l'analyse. Une période de deux mois entre le 29 septembre et le 28 novembre 2014 est aussi supprimée de l'analyse à cause des tests effectués sur le système de refroidissement du trajectomètre, entraînant une mauvaise qualité de reconstruction. L'ISS dans son orbite passe dans différentes régions de champ magnétique terrestre, ce qui implique un taux d'acquisition dépendant de la latitude et de la longitude de l'ISS. Pour chaque seconde de temps de prise de données, notre programme teste si l'ISS se trouvait dans la zone de l'anomalie sud-Atlantique, et que la valeur du *life time*, qui se définit comme la proportion de temps pendant laquelle le détecteur est apte à mesurer les observables d'une particule le traversant, est supérieure à 0.5, permettant d'éviter la saturation de l'acquisition des données.

Sélection pour la qualité de reconstruction de l'énergie

La qualité de reconstruction de l'énergie dépend fortement de la géométrie de la gerbe. Une gerbe positionnée sur les bords du calorimètre dépose une grande partie de son

énergie à l'extérieur du calorimètre. Des cas plus extrêmes encore existent comme des gerbes initiées dans le matériel d'AMS ou dans les PMTs entourant le calorimètre. Ces événements doivent être supprimés de notre analyse afin d'améliorer la résolution de la mesure de l'énergie. Pour cela, nous utilisons une coupure géométrique consistant à ce que le maximum du dépôt d'énergie de la gerbe soit contenu dans le calorimètre, permettant une reconstruction optimale. L'effet de cette coupure sur la reconstruction de l'énergie est présenté sur la figure 48.

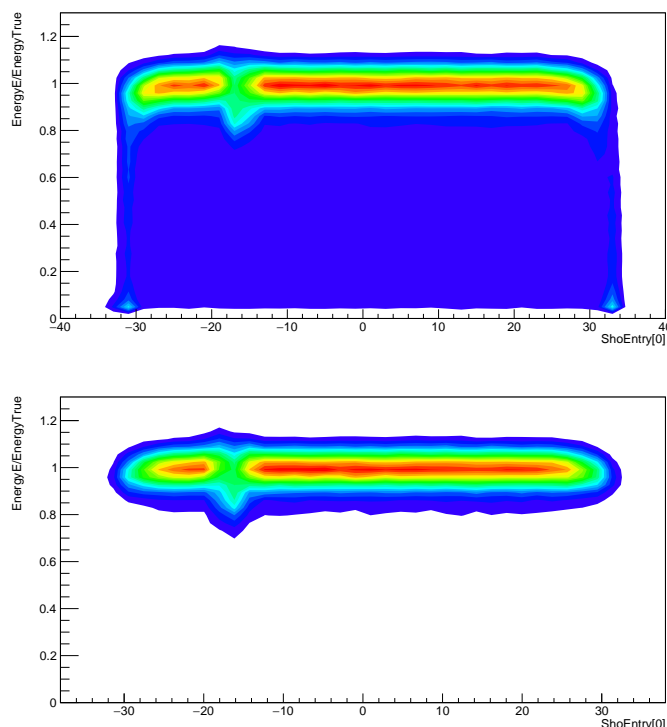


FIG. 48: En haut : rapport entre l'énergie reconstruite et l'énergie générée en fonction du point d'entrée selon la coordonnée x en cm dans le calorimètre dans les données Monte Carlo pour des électrons entre 2.95 et 3.3 GeV. Un grand nombre d'événements dont l'énergie est mal reconstruite se trouvent sur les bords du calorimètre, ceci est dû à des fuites d'énergie sur les bords. En bas : rapport entre l'énergie reconstruite et l'énergie vraie en fonction du point d'entrée selon la coordonnée x dans le calorimètre avec la coupure fiducielle sur le maximum de la gerbe. Cela permet de nettoyer un grand nombre d'événements possédant une énergie mal reconstruite.

Sélection pour la qualité de reconstruction de la rigidité

Plusieurs sélections sont nécessaires pour s'assurer de la qualité de reconstruction de la trace. La première est une sélection du χ^2 du fit de la trace dans le trajectomètre, cela permettant de s'assurer de la qualité du fit de la trace. La coupure effectuée est $\chi_X^2 < 10$ et $\chi_Y^2 < 20$ avec χ_Y^2 le χ^2 avec la trajectoire selon la coordonnée Y d'AMS (donc dans le plan de courbure de la trace) et χ_X^2 selon X (figure 49). Le nombre de traces est limité à un afin de réduire le nombre de particules secondaires produites par interaction avec le matériel du détecteur et afin d'éviter les mauvaises associations entre trace et gerbe du calorimètre. Enfin la distance en centimètres entre le point d'entrée de la particule dans

le calorimètre et l'extrapolation de la gerbe à l'entrée du calorimètre (appelé *matching*) est limitée à 5 cm selon X et 10 cm selon Y (figure 49). Cela permet encore une fois de réduire les mauvaises associations entre trace et gerbe et de s'assurer que la trace a été bien reconstruite. Ces coupures ont pour effet d'améliorer la résolution de la rigidité reconstruite ainsi que de réduire le nombre d'événements reconstruits avec un mauvais signe (figure 50).

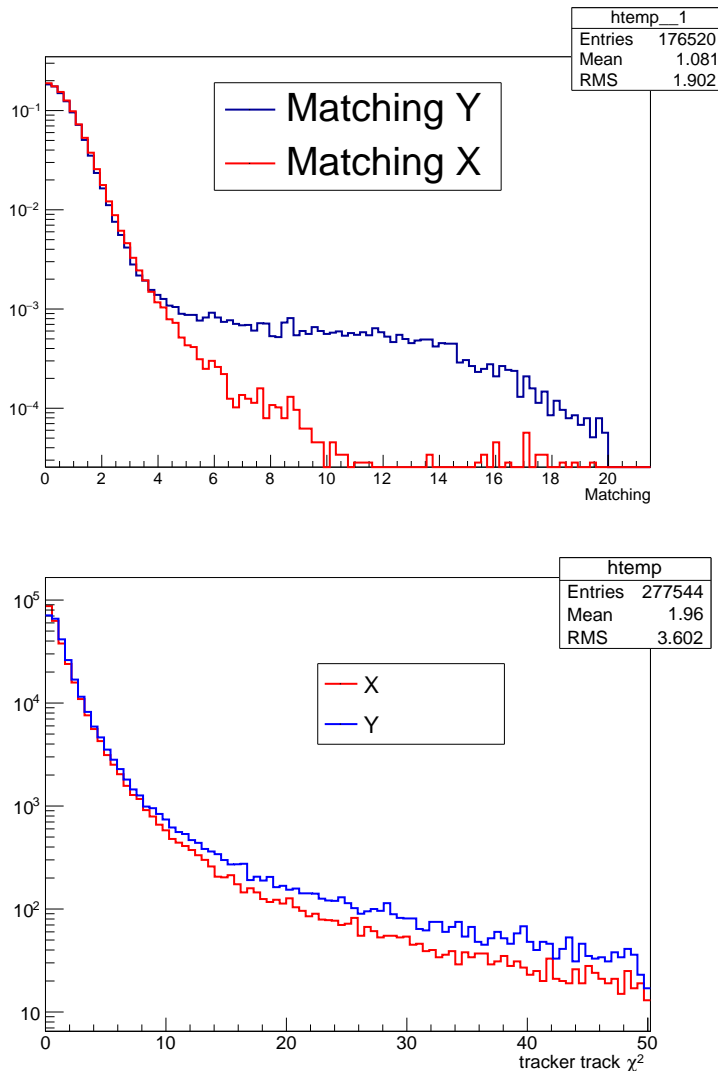


FIG. 49: En haut : distribution normalisée du *matching* en cm dans le MC pour des électrons entre 2.95 et 3.3 GeV. Le champ magnétique de l'aimant a pour effet de dégrader le matching selon Y. En bas : Distribution du χ^2 dans le MC pour des électrons entre 2.95 et 3.3 GeV. Le χ^2 selon Y est moins bon à cause du champ magnétique de l'aimant.

Sélection pour la qualité de la séparation lepton/proton par le TRD

La séparation de l'estimateur TRD *likelihood* est directement liée au nombre de plans pris en compte pour son calcul. Afin de bénéficier d'une meilleure séparation leptons/-protons pour l'estimateur TRD *likelihood*, au moins 8 plans touchés sont demandés. L'effet de cette coupure sur l'estimateur lepton/proton est montré sur la figure 51.

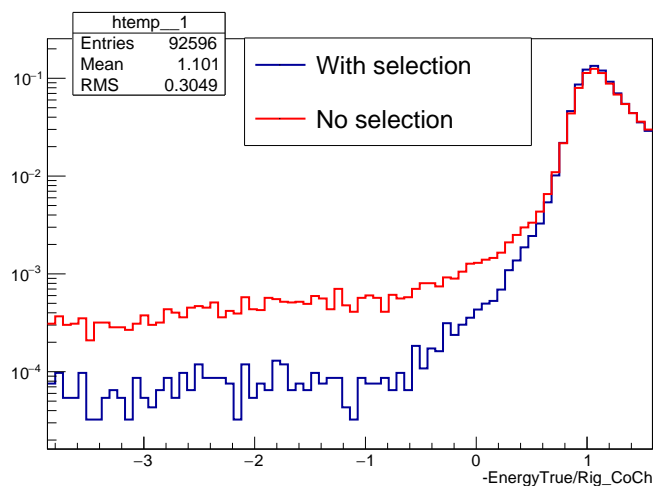


FIG. 50: Distribution normalisée du rapport entre l'énergie générée et la rigidité reconstruite avec et sans la sélection sur la qualité de reconstruction de la trace. Les événements possédant un rapport négatif ont une rigidité reconstruite avec un mauvais signe. La sélection permet de réduire le nombre de ces événements d'environ un tiers.

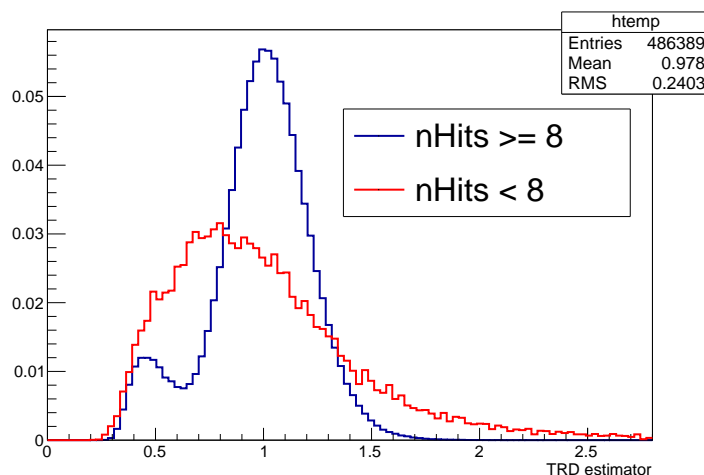


FIG. 51: Distribution normalisée de l'estimateur lepton/proton du TRD avec une sélection sur le nombre de plans touchés (nHits) supérieur à 8 et inférieur à 8. La qualité de la séparation de l'estimateur est directement liée au nombre de dépôts d'énergie utilisés dans le calcul.

7.4.2 Suppression du bruit de fond

Noyaux

Les noyaux (autres que les noyaux d'hydrogène) constituent environ 10% de notre bruit de fond, et sont principalement composés d'hélium. Les noyaux sont reconnus et supprimés de notre analyse en couplant les informations des différents sous-détecteurs mesurant la charge absolue, le TOF et les plans du trajectomètre, ainsi que les dépôts d'énergie dans les tubes du TRD. L'événement est rejeté par notre analyse si la charge mesurée par le TOF haut ou le TOF bas est inférieure à 1.8 (figure 52). La charge mesu-

rée par les plans du trajectomètre interne doit être comprise entre 0.5 et 1.5 (figure 53). Enfin, l'estimateur du TRD lepton/hélium, défini de la même manière que l'estimateur lepton/proton, est utilisé afin de réduire le bruit de fond d'hélium, seuls les événements possédant une valeur inférieure à 0.8 sont sélectionnés (figure 54).

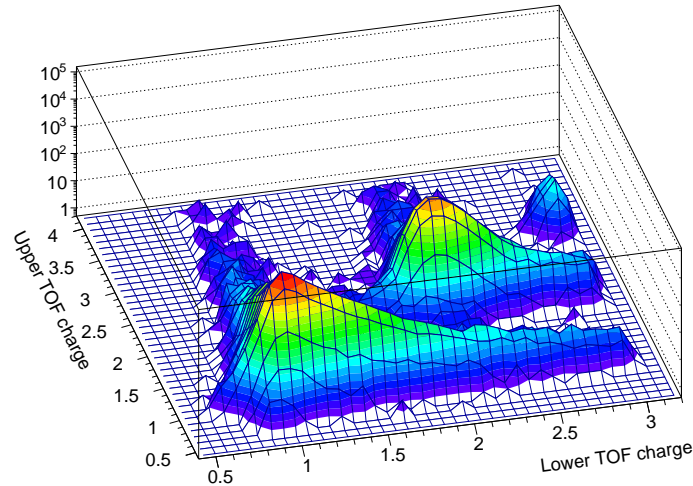


FIG. 52: Distribution de la charge mesurée par le TOF haut et le TOF bas pour une énergie de 8.5 à 9.4 GeV. Les pics correspondent aux protons/leptons, à l'hélium et au lithium. Les queues de distribution sont causées par les particules secondaires créées par interaction avec le matériel d'AMS.

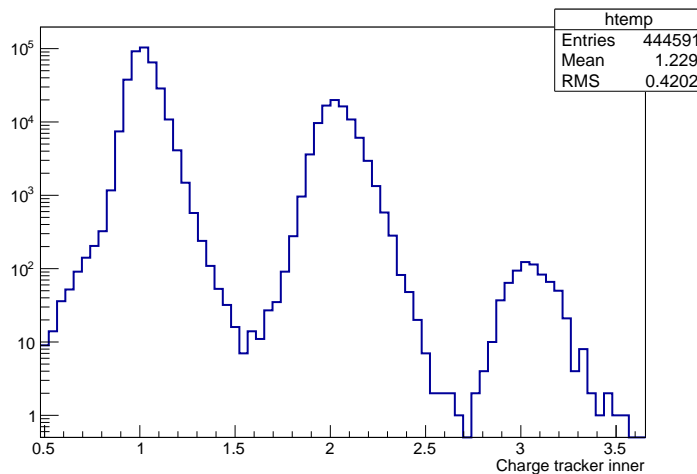


FIG. 53: Distribution de la charge mesurée par les plans du trajectomètre interne pour une énergie de 8.5 à 9.4 GeV. Les pics correspondent aux protons/leptons, à l'hélium et au lithium.

Particules secondaires

La Terre est entourée d'un champ magnétique, dont l'origine est vraisemblablement la rotation et la convection du noyau métallique liquide et conducteur composant les

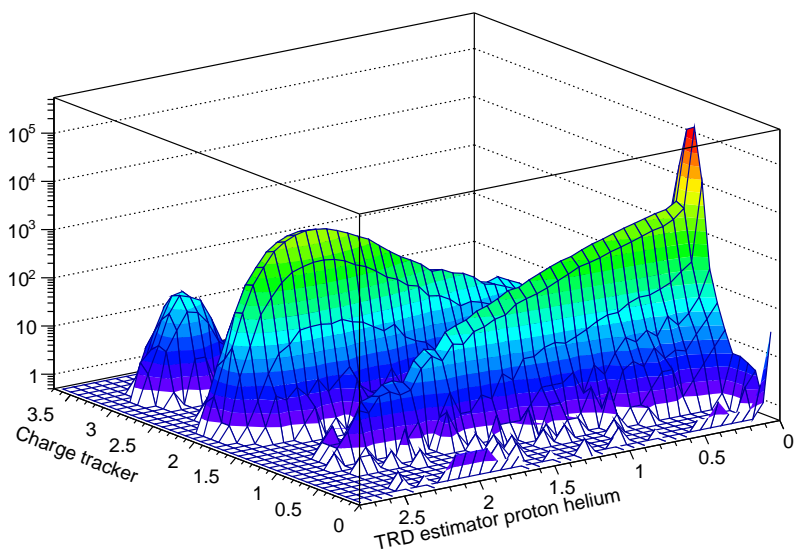


FIG. 54: Distribution de l'estimateur TRD électron/hélium et de la charge mesurée par les plans du trajectomètre pour une énergie de 8.5 à 9.4 GeV. On peut voir que les héliums et les lithiums suivent une distribution différente des protons.

couches profondes de la Terre. En première approximation, le champ géomagnétique peut être considéré comme étant formé par un dipôle magnétique positionné au centre de la Terre et formant un angle de 10° avec l'axe de rotation de la Terre (figure 55).

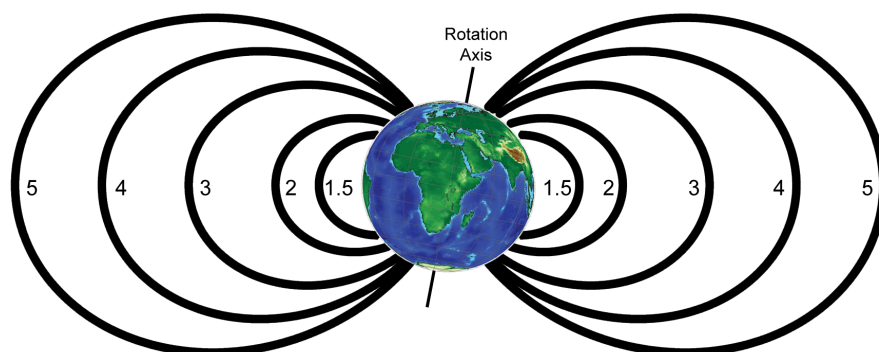


FIG. 55: Représentation schématique des lignes de champ pour le modèle dipolaire géomagnétique.

Les rayons cosmiques sont déviés par la magnétosphère terrestre, engendrant l'existence d'une rigidité de coupure. Cette rigidité de coupure se définit comme la rigidité minimale que doit posséder un rayon cosmique pour pouvoir pénétrer le champ géomagnétique. Par conséquent toute particule mesurée par un détecteur spatial et possédant une rigidité absolue inférieure à la rigidité absolue de coupure ne peut avoir une origine cosmique. Une telle particule a vraisemblablement pour origine l'interaction entre un rayon cosmique et les gaz composant l'atmosphère terrestre. La rigidité de coupure

peut être évaluée à l'aide de l'approximation de Störmer [103] se basant sur un champ géomagnétique dipolaire :

$$R_{\text{cut}} = M \left(\frac{1}{r} \right)^2 \frac{\cos^4(\lambda)}{\left(1 + \sqrt{1 - \frac{z}{|z|} \cos \alpha \cos^3 \lambda} \right)^2}, \quad (73)$$

avec M la magnitude du moment dipolaire en G.cm^3 , R_E le rayon terrestre, r la distance entre le point d'observation et le centre de la Terre, λ la latitude du point d'observation par rapport à l'équateur magnétique, α l'angle d'arrivée de la particule avec la direction est-ouest. Une autre approche, non analytique, est celle proposée par le modèle International Geomagnetic Reference Field (IGRF) [104] consistant à effectuer une rétro-propagation de la particule en partant du point d'arrivée de cette particule dans le détecteur. Dans ce modèle, la rigidité de coupure géomagnétique se définit comme la rigidité minimale nécessaire à la particule pour que sa trajectoire rétro-propagée puisse s'échapper du champ magnétique terrestre. C'est le modèle IGRF qui a été utilisé pour notre analyse. Afin de ne souffrir d'aucune supposition sur la trajectoire de la particule et le signe de la particule, la rigidité de coupure est maximisée. La rigidité de coupure est calculée pour un angle d'arrivée des particules de 25° par rapport à la verticale d'AMS-02, correspondant à l'angle d'acceptance du TRD et de l'ECAL. Cela permet de maximiser la valeur de la rigidité de coupure dans le cône d'acceptance de notre analyse, mais aussi d'avoir une coupure uniforme en fonction de l'angle d'arrivée de la particule, sinon le temps d'exposition de notre détecteur dépendrait de l'angle d'arrivée de la particule. Ensuite, afin de ne pas être dépendant de la reconstruction de la rigidité, la valeur de la rigidité de coupure est définie comme la valeur maximale entre la rigidité de coupure mesurée en supposant une particule de rigidité négative et positive. Nous pouvons donc mesurer une rigidité de coupure maximale, afin de rester conservatif, tout en ne faisant aucune supposition sur le signe de la rigidité et l'angle d'arrivée de la particule. La coupure effectuée afin de s'affranchir des secondaires est $S_f \times \text{Max}(R_{\text{cut},+}(25^\circ), |R_{\text{cut},-}(25^\circ)|) > E_{\text{rec}}$, avec E_{rec} l'énergie reconstruite par le calorimètre, et $S_f = 1.25$ un facteur de sûreté plus grand que 1 permettant d'assurer que la rigidité de coupure est correcte malgré l'incertitude du modèle théorique (figure 56).

Protons

Le nombre de protons, qui constituent 90 % des événements, peut être fortement réduit par quelques sélections simples. Des coupures basées sur le signal du calorimètre sont utilisées. La première est une coupure sur le rapport entre l'énergie déposée et l'énergie reconstruite. Pour les protons, l'énergie reconstruite a tendance à être plus grande que l'énergie déposée, à cause de la correction pour la fuite d'énergie au fond du calorimètre basée sur l'extrapolation des dépôts d'énergie dans les trois derniers plans de l'ECAL. Pour les électrons, la gerbe est mieux contenue dans le calorimètre et donc la correction sur l'énergie moins importante (figure 57). L'événement est sélectionné si son rapport énergie déposée sur énergie reconstruite est supérieur à 0.7.

Le nombre de gerbes dans l'ECAL est aussi utilisé pour discriminer leptons et protons. En effet, le programme de reconstruction du nombre de gerbes a tendance à reconstruire plusieurs gerbes pour un proton du fait de la distribution spatiale plus chaotique d'énergie dans le calorimètre pour les hadrons (figure 58).

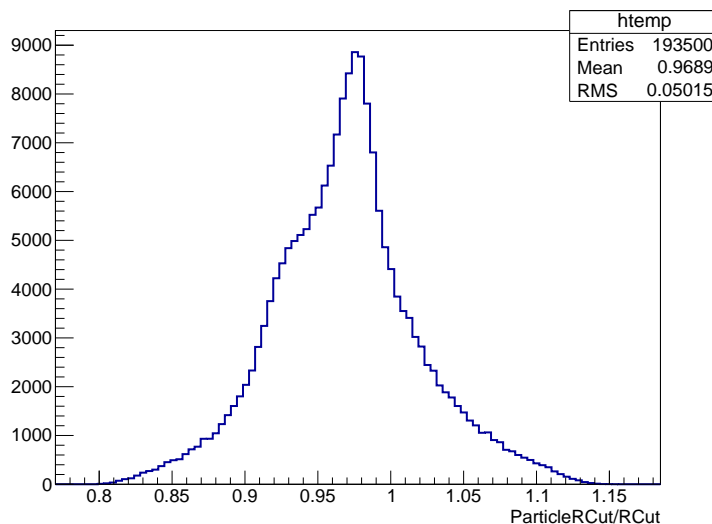


FIG. 56: Distribution du rapport entre la rigidité de coupure mesurée avec la formule de Störmer en utilisant l'angle d'arrivée de la particule évalué à l'aide de la combinaison des sous-détecteurs d'AMS et la rigidité maximale de coupure à 25 degrés entre rigidité positive et négative pour le modèle IGRF. Afin d'être certain de maximiser la rigidité de coupure, un facteur de sûreté d'au moins 1.15 est préconisé.

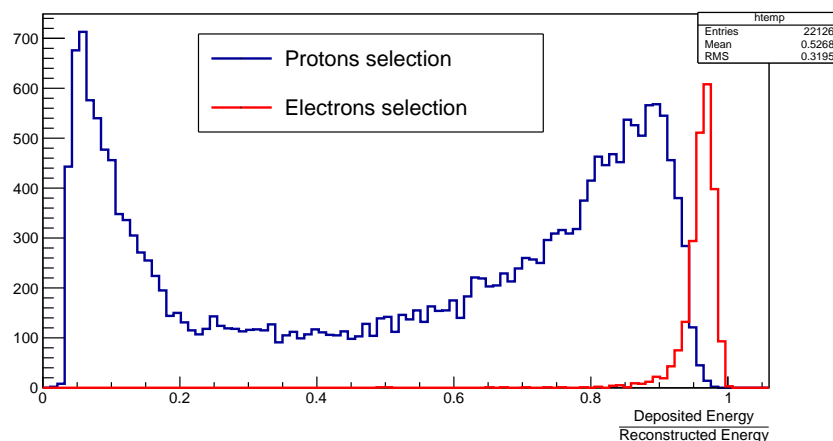


FIG. 57: Distribution du rapport entre l'énergie déposée et l'énergie reconstruite, pour une sélection de protons et d'électrons pour une énergie entre 40 et 43.5 GeV.

Enfin, le rapport entre l'énergie déposée dans le calorimètre et la valeur absolue de la rigidité mesurée par le trajectomètre est utilisée. Cet estimateur repose sur le fait qu'un proton ne dépose pas toute son énergie dans le calorimètre contrairement à un électron qui a donc un rapport énergie déposée dans le calorimètre sur rigidité proche de 1 (figure 59). Une sélection dépendante de l'énergie est effectuée pour contrebalancer la plus faible résolution du trajectomètre à haute énergie : $\frac{E}{|R|} > 0.8$ si $E < 20$ GeV, $\frac{E}{|R|} > 0.7$ si $20 < E < 50$ GeV, $\frac{E}{|R|} > 0.5$ si $E > 50$ GeV.

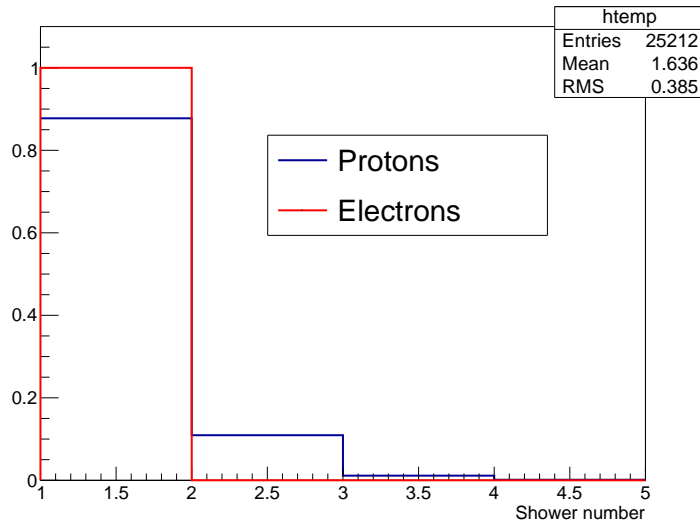


FIG. 58: Distribution normalisée du nombre de gerbes, pour une sélection de protons et d'électrons pour une énergie entre 40 et 43.5 GeV.

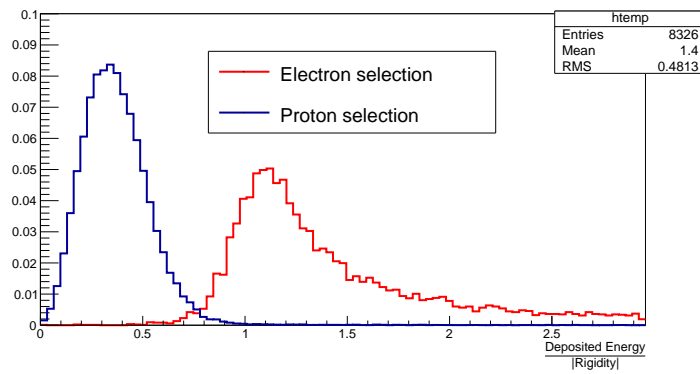


FIG. 59: Distribution normalisée du rapport entre l'énergie déposée dans le calorimètre et la rigidité mesurée par le trajectomètre, pour une sélection de protons et d'électrons pour une énergie entre 16.15 et 17.15 GeV.

CONSTRUCTION D'UN ESTIMATEUR DE CONFUSION DE CHARGE

8.1 LES MÉCANISMES DE LA CONFUSION DE CHARGE

La confusion de charge se définit comme une mauvaise reconstruction du signe de la charge de la particule. Ce phénomène est particulièrement important à haute énergie, et amène à confondre les électrons et les positons. La confusion de charge doit être par conséquent évaluée et corrigée dans notre analyse afin de correctement compter les positons et les électrons.

La confusion de charge est engendrée par plusieurs mécanismes. La première raison de la confusion de charge est la résolution de la mesure de la rigidité. Le trajectomètre mesure la courbure avec une résolution gaussienne, ce qui implique que la queue de cette distribution peut autoriser un signe de la rigidité mal mesuré. Au-delà de 100 GeV, la résolution décroît à cause de la diminution de la courbure de la trajectoire de la particule à travers le champ magnétique de l'aimant. En dessous de 5 GeV, on observe aussi une plus mauvaise résolution de la rigidité due aux diffusions multiples. Les électrons traversant le matériel d'AMS subissent des interactions coulombiennes avec les noyaux faisant varier leur trajectoire aléatoirement. C'est donc la qualité de la trace fittée qui est affectée par ces deux mécanismes. Par conséquent, les variables permettant de reconnaître un événement dont la rigidité a été mal mesurée sont celle liées à la qualité de la trace.

La seconde raison possible de confusion de charge est la production de particules secondaires le long du passage de la particule à travers le trajectomètre. C'est le type de confusion de charge dominant entre 5 et 100 GeV. La variable de la charge du TOF bas permet de discriminer efficacement ce type d'événements. En effet, le passage de plusieurs particules à travers le TOF engendre un dépôt d'énergie plus important, amenant à une charge reconstruite dans le plan inférieur du TOF plus grande que 1.

8.2 PRINCIPE D'UNE ANALYSE MULTIVARIÉE À L'AIDE D'UN BOOSTED DECISION TREE

Notre but est de construire un estimateur de confusion de charge, qui est une variable permettant d'estimer si une particule possède un mauvais ou un bon signe de la charge. Du fait des multiples causes possibles de la confusion de charge, et de la trop faible séparation que procurent les variables physiques du détecteur prises indépendamment les unes des autres, une analyse basée sur la combinaison de plusieurs variables est nécessaire. Pour cela, nous avons utilisé un *boosted decision tree*.

Un *boosted decision tree* (BDT) est une classe d'estimateurs multivariés. Il est basé sur le principe d'arbre de décision. Un arbre de décision est un classificateur binaire, c'est-à-dire qu'il classifie un événement comme étant de type bruit de fond ou signal. Il est composé de plusieurs nœuds, prenant des décisions binaires basées sur une sélection effectuée sur une variable unique. Ainsi l'espace des phases est divisé en deux à chaque décision, jusqu'à ce que l'espace obtenu soit classifié comme signal ou bruit de fond.

Par exemple, dans la figure 60, une première condition sur une variable x_i est testée sur l'événement, l'amenant en fonction de la réponse à un deuxième niveau de décision sur une variable x_j et ainsi de suite jusqu'à ce que l'événement soit qualifié de signal ou de bruit de fond.

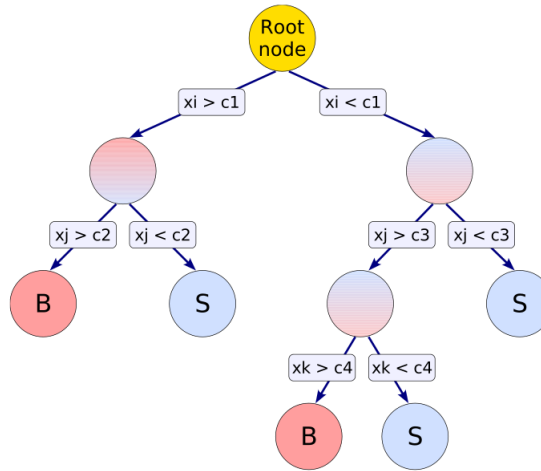


FIG. 60: Vue schématique d'un arbre de décision.

Pour être construit, l'arbre doit être entraîné à l'aide d'un échantillon pur de signal et de bruit de fond. La décision de chacun des nœuds est optimisée de manière à maximiser la séparation entre signal et bruit de fond. Ceci est fait récursivement pour chacun des nœuds, jusqu'à ce qu'en sortie d'un nœud de décision se trouve un échantillon dont la pureté de signal ou de bruit de fond n'est plus améliorée par un nœud de décision supplémentaire, amenant à déclarer ce nœud comme étant terminal. La décision de déclarer un nœud comme terminal peut aussi être motivée par une limite sur le nombre de nœuds pour des raisons de temps de calcul ou, si la statistique de l'échantillon est trop faible, pour éviter aux nœuds de faire des sélections uniquement motivées par des fluctuations statistiques de l'échantillon pur. Chaque nœud terminal est assigné comme étant du signal si la pureté dépasse 0.5, du bruit de fond sinon.

Afin d'améliorer les résultats calculés par un seul arbre de décision, qui est de nature binaire, plusieurs arbres de décision sont entraînés. Cette méthode est appelée *boosting*, plusieurs algorithmes existent pour *booster* un arbre de décision. Nous présentons ici une méthode fréquemment utilisée, l'*adaptive boosting*. Un premier arbre est entraîné, et son taux de fausse classification τ_{wrong} est calculé. Les événements mal classifiés par le premier arbre sont pondérés par un poids défini à partir du taux de fausse classification :

$$\alpha = \frac{1 - \tau_{\text{wrong}}}{\tau_{\text{wrong}}}, \quad (74)$$

leur permettant d'avoir plus de poids dans le calcul de l'arbre suivant. A la sortie, le résultat final est la moyenne pondérée de tous les arbres. Ainsi, plus un arbre possède un taux de fausse classification, moins son poids est important dans le calcul final. Le taux de fausse classification de l'arbre *boosté* tend vers 0 lorsque le nombre d'arbres tend vers l'infini. La figure 61 montre que la signification du signal atteint un plateau à une certaine valeur du nombre d'arbres.

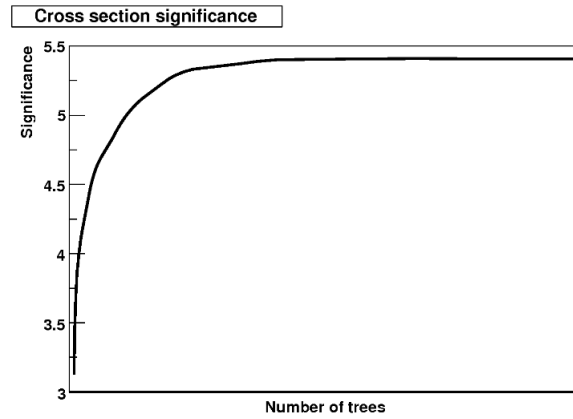


FIG. 61: Significance du signal en fonction du nombre d'arbres pour un arbre de décision *boosté* [105].

Un BDT possède plusieurs avantages qui ont motivé son utilisation dans notre analyse :

- Il accepte indifféremment en entrée des variables discrètes ou continues.
- Les variables dont le pouvoir de séparation est faible ou nul n'ajoute pas de bruit au résultat final, car l'algorithme ne l'utilisera pas pour construire un nœud de sélection.
- Il fonctionne bien même avec un grand nombre de variables.
- Son efficacité est particulièrement grande dans le cas de variables très corrélées.

La principale critique que l'on peut formuler sur les BDT est son aspect de boîte noire. En effet, bien qu'un seul arbre de décision puisse être tout à fait compris, avec une motivation physique, la présence d'un grand nombre d'arbres de décision rend la compréhension de la sélection difficile pour un humain, particulièrement si le nombre de variables est grand.

8.3 CONSTRUCTION DE L'ESTIMATEUR DE CONFUSION DE CHARGE

La construction d'un estimateur consiste donc à sélectionner des variables discriminantes entre un signal (les événements de bon signe) et un bruit de fond (les événements de mauvais signe). Notre travail a été inspiré et motivé par l'amélioration d'un estimateur de confusion de charge développé précédemment au LAPP. Nous dérivons dans un premier temps les caractéristiques de cet estimateur ainsi que les motivations pour la création d'un nouvel estimateur. Dans un second temps, nous traitons de la construction de ce nouvel estimateur.

8.3.1 Version précédente de l'estimateur de confusion de charge

La version précédente de l'estimateur de confusion de charge [100] est de type *boosted decision tree* calculé à l'aide de la librairie TMVA [105]. Les variables utilisées sont basées sur l'estimation de la qualité de la trace, ou sur la détection de particules secondaires. Les variables discriminantes sont décrites dans le tableau 2.

De nombreuses variables étant corrélées, l'utilisation d'un *boosted decision tree* est judicieuse. Le BDT est entraîné séparément pour différents sous-échantillons en fonction du nombre de plans où un signal a été mesuré :

- Trajectomètre interne : au moins 4 signaux dans le trajectomètre interne, aucun pour les plans externes
- L2 : au moins un signal dans le plan L2 et aucun signal dans les autres plans externes
- L1 : au moins un signal dans le plan L1 et aucun signal dans les autres plans externes
- L9 : au moins un signal dans le plan L9 et aucun signal dans les autres plans externes
- L2L9 : au moins un signal dans les plans L9 et L2 et aucun signal dans le plan L1
- L1L9 : au moins un signal dans les plans L9 et L1.

Cette séparation en différents échantillons est motivée par la différente résolution du trajectomètre observée dans chacun de ces sous-échantillons. Une sélection de qualité minimale est appliquée pour ces échantillons :

- 4 plans du TOF ont été touchés
- au moins une trace
- au moins une gerbe dans le calorimètre
- vitesse mesurée par le TOF $\beta > 0.6$
- charge mesurée par le trajectomètre interne < 1.5
- $\frac{E}{R} < 10$.

La méthode utilisée pour le *boosting* de l'arbre est la méthode du gradient. Elle consiste à fitter les poids de chacun des arbres de décision de façon à minimiser le taux de fausse classification de l'estimateur final.

8.3.2 Résultats et motivations pour la construction d'un nouvel estimateur

Les distributions de l'estimateur pour deux intervalles d'énergie sont présentées sur la figure 62. Comme attendu, la séparation décroît en fonction de l'énergie, du fait de la faible résolution du trajectomètre à haute énergie. Cependant, la forme des distributions est chaotique, empêchant la paramétrisation d'une fonction de densité de probabilité à l'aide d'une fonction analytique. Ceci est dû à deux raisons : la première est l'utilisation d'une méthode de type gradient pour le *boosting* qui a tendance à produire des distributions non gaussiennes en sortie ; la seconde est la séparation en plusieurs échantillons, le résultat étant la somme de plusieurs BDTs. De plus, ce BDT est entraîné sur toutes les énergies, ce qui signifie qu'il a été entraîné indifféremment sur les différentes causes de confusion de charge, sans aucune optimisation en fonction de l'énergie. Enfin, ce BDT est entraîné avec une ancienne version du Monte Carlo, où la simulation du trajectomètre est moins aboutie.

8.3.3 Construction d'un nouvel estimateur

Notre but est de construire un estimateur plus efficace que la version précédente, et dont la forme des distributions est plus régulière afin d'être fittée par des formes paramétriques. De plus, il doit être entraîné avec la dernière version des simulations Monte Carlo.

Afin d'éviter que l'estimateur soit la somme de plusieurs BDTs, ce qui peut rendre moins régulière la distribution finale, l'estimateur n'est plus entraîné sur plusieurs échantillons en fonction du nombre de plans du trajectomètre touchés. A la place, le nombre

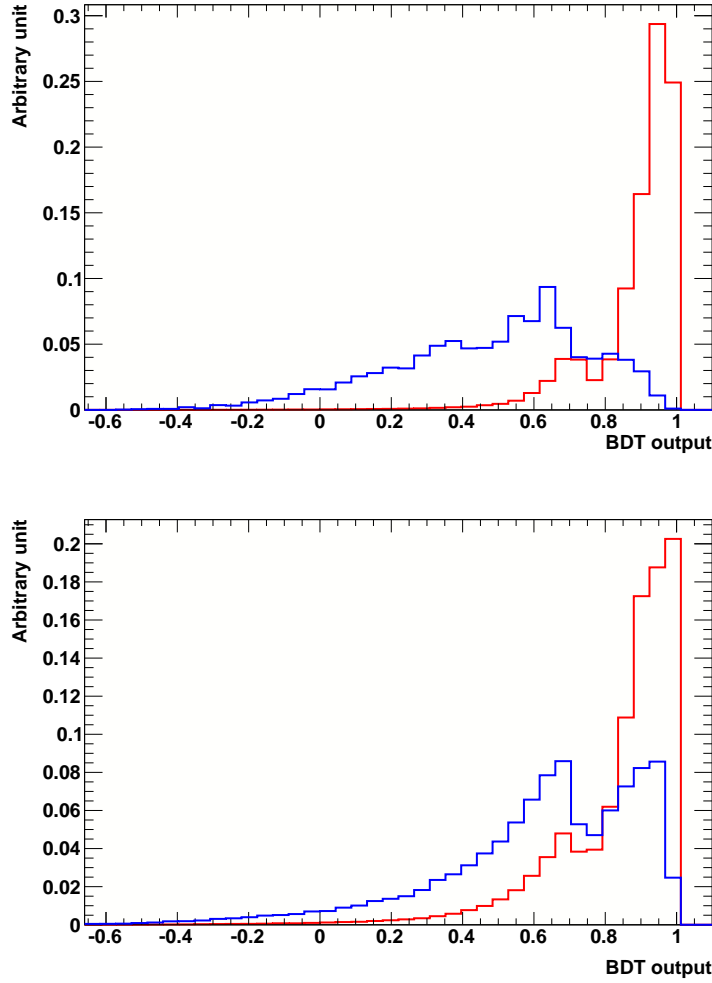


FIG. 62: Distribution de la version précédente du BDT pour des événements de bon signe (en rouge) et des événements de mauvais signe (en bleu) pour une énergie de [50.87 – 59.36] GeV en haut, et pour une énergie de [350 – 500] GeV en bas.

de plans touchés du trajectomètre est utilisé comme une variable discriminante pour le BDT. Dans ce but, nous définissons la variable suivante :

$$Q_{\text{note}} = 2(L1) + (L2) + 2(L9), \quad (75)$$

avec (LX) un booléen égal à 1 si le plan X possède un signal, et égal à 0 sinon. C'est une variable discrète, dont la valeur renseigne sur la qualité de la trace.

Deux variables de concordance entre le trajectomètre et le calorimètre électromagnétique sont rajoutées. La variable $\frac{E}{|R|}$ permet de discriminer les événements dont la rigidité a été mal mesurée. Elle est aussi un bon estimateur de perte d'énergie par *bremsstrahlung* qui entraîne une sous-estimation de la rigidité. Le *matching* à l'entrée du calorimètre est utilisé dans l'ancienne version du BDT. Cependant ce *matching* est incomplet pour vérifier la cohérence de la gerbe avec la trace car il ne fait aucune comparaison entre l'angle de la gerbe et l'angle de la trace. Une particule peut très bien avoir un bon *matching*, avec une gerbe et une trace dont l'angle est très différent. Afin de prendre en compte l'angle de la trace dans le test de concordance avec la gerbe, nous rajoutons la variable

$\text{Matching}_{Y,\text{exit}}$ qui est définie comme la distance entre la gerbe et la trace à la sortie du calorimètre. Cela permet, en combinant l'information de cette variable avec l'information du *matching* à l'entrée du calorimètre, de s'assurer que l'angle de la gerbe concorde bien avec l'angle de la trace. L'ensemble des variables utilisées et leur distribution pour les événements de bon signe et de mauvais signe est présenté dans la figure 63.

Les causes de la confusion de charge sont multiples et leur dominance successive dépend de l'énergie. Selon la cause de la confusion de charge, les variables les plus utiles pour discriminer événements de bon signe et de mauvais signe varient. Cela implique que le BDT doit être entraîné préférentiellement sur un échantillon reflétant bien la proportion des différentes causes de confusion de charge des données. Par conséquent, le précédent BDT qui a été entraîné indifféremment sur toutes les énergies pose problème car l'échantillon d'entraînement reflète la moyenne des proportions des différents processus de confusion de charge en fonction de l'énergie. Cela a pour conséquence que le BDT perd en efficacité lorsque l'on travaille à une énergie donnée. Afin d'améliorer la prise en compte de la proportion des effets en fonction de l'énergie, le BDT est entraîné sur différents intervalles d'énergie. Ces intervalles d'énergie sont les mêmes que ceux de notre analyse, sauf lorsque le nombre d'événements est trop faible et affecte la qualité du BDT. Dans ce cas, les intervalles d'énergie sont définis de telle façon à ce que la statistique soit suffisante pour éviter le phénomène de sur-entraînement.

L'estimateur est entraîné sur les données simulées Monte Carlo pour un échantillon sélectionné avec la sélection présentée dans le chapitre précédent. C'est cette même sélection qui est utilisée dans notre analyse. L'intérêt d'utiliser un sous-échantillon correspondant à notre échantillon d'analyse est que le BDT est spécifiquement entraîné et optimisé sur un échantillon très proche de celui utilisé pour notre analyse. L'inconvénient d'une telle méthode est que le BDT est spécifique à la sélection utilisée par notre analyse et par conséquent ne peut être utilisé de manière sûre que pour cet échantillon. Il doit être re-entraîné si la sélection varie.

Enfin, cette nouvelle version utilise un *boosting* adaptatif décrit dans la section 8.2 au lieu d'un *boosting* basé sur la méthode des gradients comme dans le précédent BDT. Cela a principalement pour effet d'améliorer la régularité des distributions, et de leur donner une forme gaussienne.

8.3.4 Résultats et comparaison avec l'ancienne version

Les distributions du nouvel estimateur pour deux intervalles d'énergie sont présentées sur la figure 64. La distribution de ce BDT est plus adaptée à une fonction paramétrique que celle de la version précédente présentée précédemment (figure 64). La fonction d'efficacité du récepteur (*receiver operating characteristic* ou ROC) est représentée sur la figure 65. Elle se définit comme l'efficacité d'une coupure sur le signal en fonction de l'efficacité sur le bruit de fond. La courbe ROC montre une amélioration significative de la séparation par la nouvelle version de l'estimateur de confusion de charge. Nous avons donc rempli les deux objectifs qui étaient d'améliorer l'efficacité du BDT de confusion de charge et rendre la forme de ces distributions plus régulière. Ce BDT est utilisé dans notre analyse pour compter le nombre de positons et d'électrons. L'efficacité dans les données et l'estimation de la confusion de charge avec ce BDT est présentée dans le prochain chapitre.

TAB. 2: Variables discriminantes de l'ancienne version du BDT.

Type de variable	Nom de la variable	Description
Variables d'auto-cohérence du trajectomètre	trk_{r1r9}	Compatibilité entre les rigidités mesurées avec le trajectomètre interne et le plan 1, et avec le trajectomètre interne et le plan 9.
	$\text{trk}_{\text{rarcM}}$	Compatibilité entre les rigidités mesurées avec deux algorithmes de fit de la trace.
	$\frac{R_{119}}{R_{119}} - 1$	Compatibilité entre les rigidités mesurées avec le trajectomètre interne et le plan 9, et le trajectomètre interne et les plans 1 et 9.
Variables de qualité du fit de la trace	$\log_{10}(\chi_y^2)$	χ_y^2 de la trace fittée en fonction de la direction y.
	$\log_{10}\left(\Delta\left(\frac{1}{ R }\right) R \right)$	Incertitude relative sur la rigidité.
Variables d'estimation du bruit	$\log_{10}(\min(d_{\text{noise}}))$	Distance minimale entre la position de passage de la particule dans le trajectomètre et les dépôts d'énergie dus au bruit.
	$\log_{10}(n_{\text{NoiseHit}})$	Nombre de dépôts d'énergie dus au bruit à une distance de 2 mm de la trace.
Variables de concordance entre le trajectomètre et les autres sous-détecteurs	$N_{\text{TRDHits,Trk}} - N_{\text{TRDHits,TRD}}$	Nombre de dépôts d'énergie reconstruits le long de la trace du trajectomètre comparé au nombre de dépôts d'énergie reconstruit le long de la trace du TRD.
	$\log_{10}(\text{Matching}_\gamma)$	Distance entre la position d'entrée dans le calorimètre mesurée par le calorimètre et mesurée par l'extrapolation de la trace.
Estimation de la présence de particules secondaires	n_{ACC}	Nombre de dépôts d'énergie dans l'ACC.
	$q_{\text{TRK},9}$	Charge mesurée par le plan 9 du trajectomètre.
	$q_{\text{TRK},78}$	Charge mesurée par le plan 7 et 8 du trajectomètre.
	q_{asym}	Compatibilité entre la charge mesurée par les 4 premiers plans et la charge mesurée par les 5 derniers.
	$q_{\text{TOF,down}}$	Charge mesurée par le TOF bas.

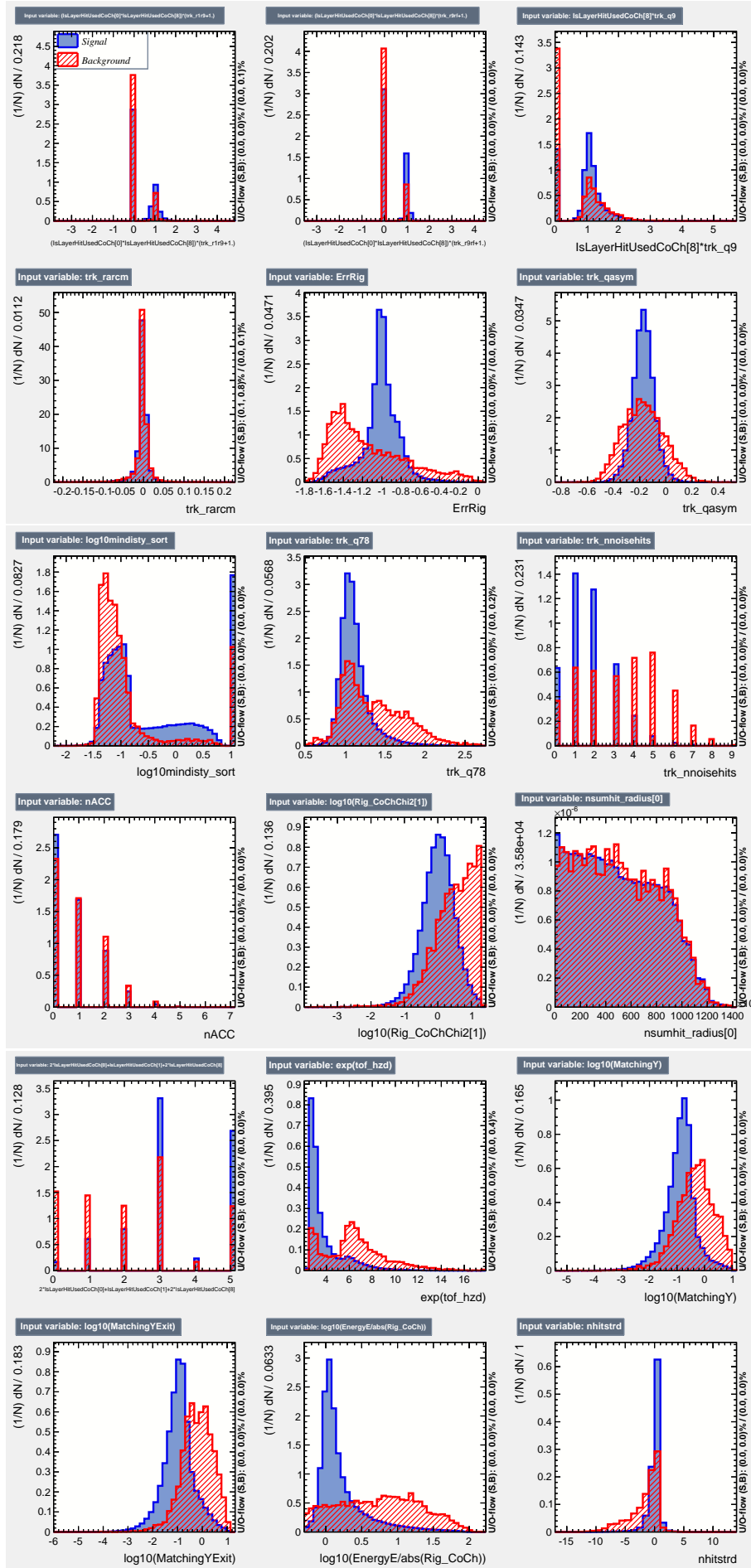


FIG. 63: Distributions des variables en entrée du BDT pour des événements avec un mauvais signe (rouge) et pour un bon signe (bleu) pour une énergie de $[50.87 - 59.36]$ GeV.

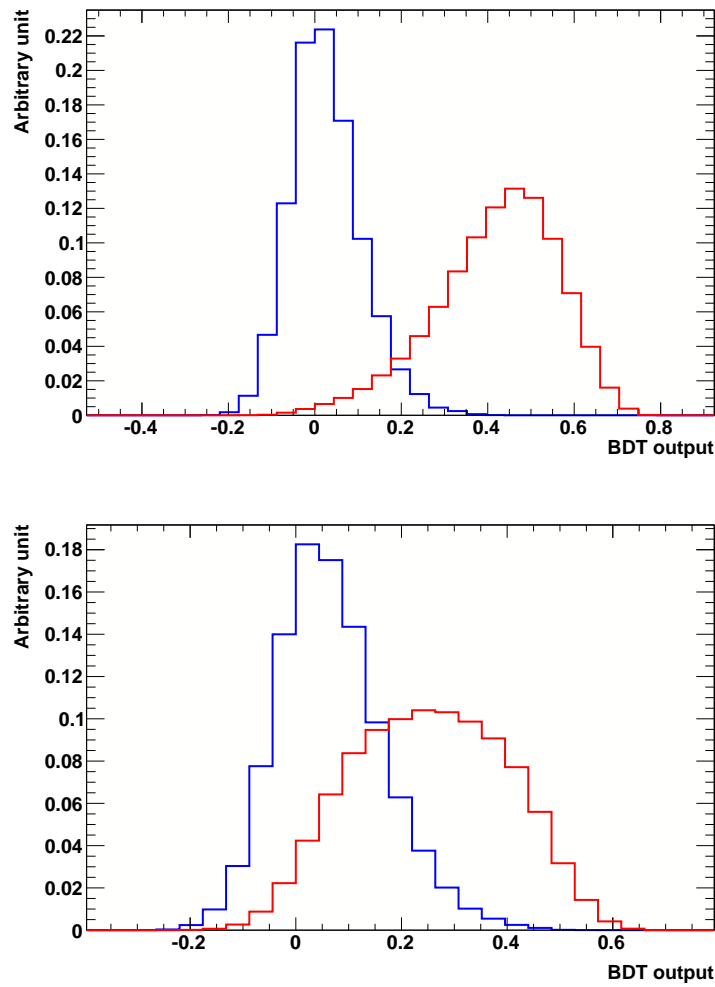


FIG. 64: Distribution de la nouvelle version du BDT pour des événements de bon signe (en rouge) et des événements de mauvais signe (en bleu) pour une énergie de $[50.87 - 59.36]$ GeV en haut, et pour une énergie de $[350 - 500]$ GeV en bas.

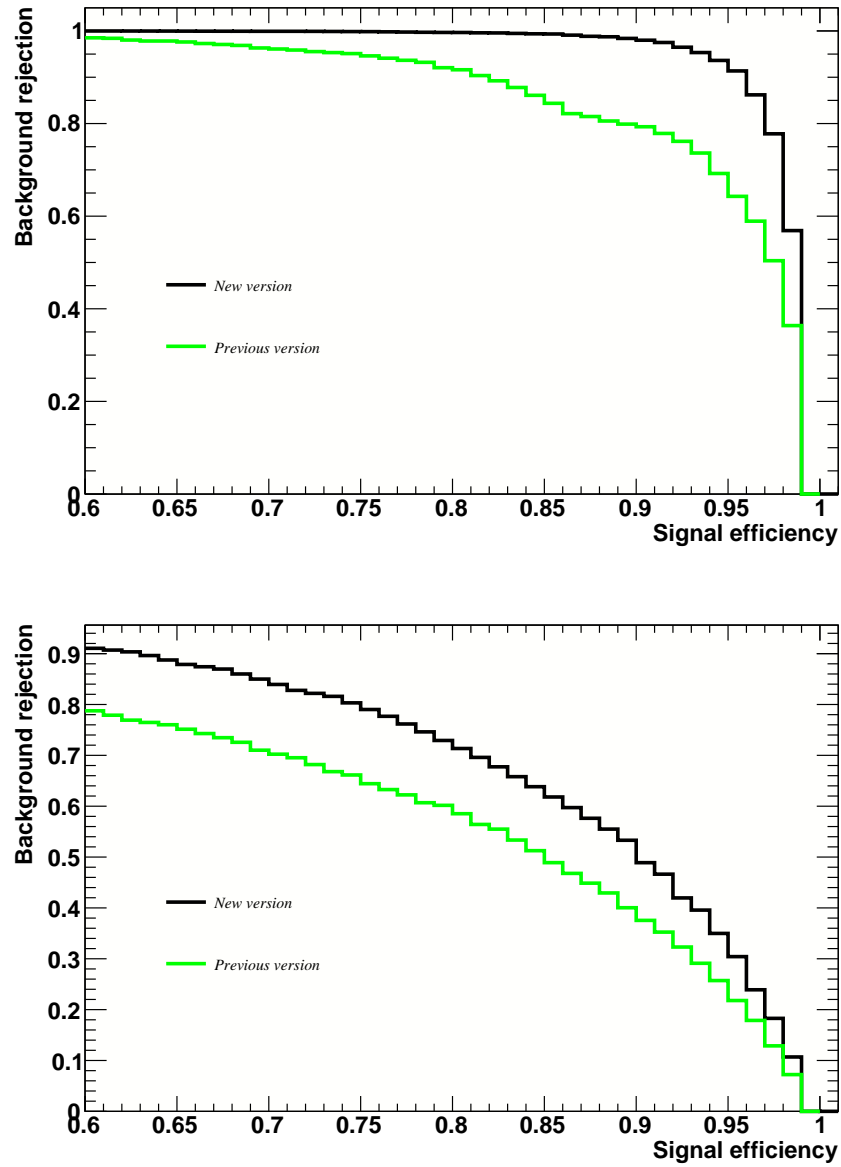


FIG. 65: Courbe ROC de la précédente version du BDT (en vert) et de la nouvelle version (en noir) pour une énergie de $[50.87 - 59.36]$ GeV en haut, et pour une énergie de $[350 - 500]$ GeV en bas.

COMPTAGE DES POSITONS ET DES ÉLECTRONS

9.1 FONCTION DE VRAISEMBLANCE ET MÉTHODE DE FIT DE POPULATIONS

9.1.1 Principe général de la méthode

La première section de ce chapitre est consacrée à la présentation générale de la méthode de fit des populations qui est utilisée dans notre analyse pour le comptage des électrons et des positons. Supposons une variable x selon laquelle les événements de type électron et de type proton ne suivent pas la même PDF. Les événements de type électron suivent la PDF $\mathcal{P}_e(x|\theta_e)$ avec θ_e les paramètres de la PDF des électrons. De la même manière, les événements de type proton suivent la PDF $\mathcal{P}_p(x|\theta_p)$. Par définition, la distribution de la variable x d'un échantillon formé par N_e électrons et N_p protons sera :

$$F(x) = N_e \times \mathcal{P}_e(x|\theta_e) + N_p \times \mathcal{P}_p(x|\theta_p). \quad (76)$$

Par conséquent, la connaissance de la PDF de nos deux espèces selon la variable x permet le comptage des événements de type électron et proton dans un échantillon de données. On notera $\tilde{F}(x)$ la fonction normalisée $F(x)$, qui est égale à $\tilde{F}(x) = \frac{F(x)}{N_p + N_e}$ du fait de la normalisation des PDFs. Si ces PDFs sont parfaitement connues (c'est-à-dire que θ_e et θ_p sont des paramètres fixés), la fonction de vraisemblance entre le modèle défini par l'équation (76) et les données est :

$$\mathcal{L}(N_e, N_p) = \prod_{i=1}^{N_{\text{ech}}} \tilde{F}(x_i), \quad (77)$$

avec N_{ech} le nombre total d'événements dans l'échantillon étudié et x_i la valeur de la variable x pour l'événement i . Le maximum de la fonction de vraisemblance dans l'espace en deux dimensions $[N_e, N_p]$ nous renseigne sur la valeur la plus vraisemblable de N_e et N_p étant donné le modèle $F(x)$. La valeur des paramètres au minimum de la fonction de vraisemblance est noté (\hat{N}_e, \hat{N}_p) . Il est coutume de minimiser la fonction $-\ln(\mathcal{L}(N_e, N_p))$ afin de simplifier la recherche du minimum par les algorithmes tel que MINUIT [106]. L'incertitude sur un paramètre, prenant en compte la corrélation avec les autres paramètres, est définie en utilisant la matrice de covariance C définie comme :

$$C_{ij} = -\frac{\partial^2 \mathcal{L}}{\partial \theta_i \partial \theta_j}, \quad (78)$$

avec θ les paramètres de la fonction de vraisemblance. L'incertitude pour chacun des paramètres est définie à partir des valeurs diagonales de l'inverse de la matrice de covariance :

$$\sigma_i(\theta_i) = \sqrt{C_{ii}^{-1}(\theta_i)}. \quad (79)$$

Le calcul de la matrice de covariance et son inversion peuvent être exécutés par un sous programme de MINUIT appelé HESSE.

9.1.2 Construction des PDFs

Pour construire les PDFs, un échantillon pur de électrons et de protons doit être sélectionné dans les données, ou à l'aide de simulations Monte Carlo. Il existe plusieurs méthodes afin de déterminer les PDFs et évaluer l'impact de l'incertitude de ces PDFs sur le résultat final.

La première méthode consiste à faire un fit de la PDF sur l'échantillon pur, pour obtenir les PDFs des différentes espèces. Les paramètres des PDFs ainsi fittées sont fixés pour exécuter le fit du nombre d'événements de chacune des espèces. L'incertitude liée à la statistique des échantillons purs peut être évaluée en générant l'échantillon à l'aide d'un *toy Monte Carlo* et en réitérant la mesure plusieurs fois. Cette méthode peut poser problème lorsque les échantillons purs ont une faible statistique. En effet, un éventuel biais statistique peut provoquer une différence entre la PDF de l'échantillon pur et la PDF que suivent les événements dans les données.

Nous avons utilisé une autre méthode afin d'éviter les biais statistiques et d'évaluer les incertitudes sans passer par l'utilisation d'une méthode *toy Monte Carlo*. Dans cette méthode, la PDF des espèces est fittée en même temps que le nombre d'événements des espèces. Définissons $\mathcal{L}_e(\theta_e)$ et $\mathcal{L}_p(\theta_p)$ les fonctions de vraisemblance entre le modèle de PDF des e et des protons et les échantillons purs. l'équation (77) devient :

$$\mathcal{L}(N_e, N_p, \theta_e, \theta_p) = \mathcal{L}_e(\theta_e) \mathcal{L}_p(\theta_p) \prod_{i=0}^N \tilde{F}(x). \quad (80)$$

Ainsi la maximisation de cette fonction de vraisemblance détermine $(\hat{N}_e, \hat{N}_p, \hat{\theta}_e, \hat{\theta}_p)$ qui sont le nombre d'événements de chaque espèce dans les données, ainsi que les paramètres des PDFs $\hat{\theta}_e$ et $\hat{\theta}_p$. L'incertitude déterminée avec la formule (79) pour les paramètres N_e et N_p prend donc en compte les corrélations avec les paramètres θ_e et θ_p , permettant d'évaluer l'incertitude découlant de la statistique des échantillons purs.

9.1.3 Fonction de vraisemblance étendue et espace binné

La fonction de vraisemblance définie dans l'équation (77) est sous sa forme la plus simple. Cette fonction doit être étendue afin de prendre en compte l'incertitude statistique du nombre N d'événements dans l'échantillon étudié. Pour cela, une fonction de densité de probabilité suivant une loi de Poisson est utilisée :

$$\mathcal{L}(v, N_e, N_p) = \frac{v^{N_{ech}}}{N_{ech}!} e^{-v} \prod_{i=0}^{N_{ech}} \tilde{F}(x), \quad (81)$$

Avec v l'estimateur du nombre d'événement total dans l'échantillon. On pose la contrainte $v = N_e + N_p$, ce qui permet de garder deux paramètres libres plutôt que trois.

Enfin la fonction de vraisemblance comme définie précédemment doit être calculée pour chaque événement, ce qui augmente considérablement le temps de calcul. Par conséquent, l'espace sur lequel le fit est exécuté est séparé en N_{bin} intervalles. Pour chaque intervalle, le nombre d'événements v_i estimé par la PDF dans l'intervalle i est :

$$v_i(N_e, N_p) = \int_{x_i}^{x_{i+1}} F(x|N_e, N_p) dx, \quad (82)$$

avec x_i et x_{i+1} les bornes de l'intervalle i . En utilisant la loi de Poisson, on a la densité de probabilité que n_i le nombre d'événements mesuré dans l'intervalle i corresponde à l'estimation de ce nombre par la PDF v_i :

$$f(n_i|v_i) = \frac{v_i^{n_i}}{n_i!} e^{-v_i}. \quad (83)$$

On a finalement la fonction de vraisemblance définie comme :

$$\mathcal{L}(N_e, N_p) = \prod_{i=1}^{N_{\text{bin}}} f(n_i|v_i(N_e, N_p)). \quad (84)$$

A partir de maintenant et jusqu'au bout du chapitre, les fonctions de vraisemblance seront présentées sous leur forme simple. Leur terme étendu ainsi que leur formulation dans un espace séparé en intervalle ne sont pas détaillés. Cependant, il faut bien garder à l'esprit que les fits effectués dans ce chapitre utilisent des fonctions de vraisemblance avec un terme étendu et calculé dans un espace séparé en intervalle.

9.2 MÉTHODE D'ANALYSE

Dans cette section, nous allons exposer notre méthode d'analyse visant à compter le nombre de positons et d'électrons à partir des 52 mois de données d'AMS-02. La sélection présentée dans le chapitre précédent ayant supprimé de notre échantillon des noyaux et des particules secondaires, les protons forment notre unique bruit de fond. L'analyse utilise simultanément trois estimateurs : TRD likelihood¹ (présenté dans la section 7.3.1), ESEV₃ (présenté dans la section 7.3.2) et TrkBDT (présenté dans le chapitre 8). L'information donnée par la position dans l'espace à trois dimensions formé par ces trois estimateurs est suffisante pour discerner si l'événement étudié est un électron, un positon ou un proton (figure 66). Pour de grandes valeurs de TRD likelihood ($\simeq 1$) et de faibles valeurs de ESEV₃ ($\simeq -0.15$), on peut voir un pic formé de protons, qui est quasiment inexistant aux rigidités négatives. Les deux pics situés à faible TRD likelihood ($\simeq 0.5$) et à grande valeur de ESEV₃ ($\simeq 0.1$) sont composés de leptons. Pour les leptons de rigidité positive, on observe deux pics selon TrkBDT à une valeur de $\simeq 0.05$ composés d'événements avec le signe de la charge mal reconstruit, donc des électrons et à $\simeq 0.55$ composés d'événements avec un signe de la charge bien reconstruit, donc des positons.

Le but de notre analyse est dans un premier temps d'étudier la fonction de densité de probabilité (PDF) que suit chacune des espèces dans l'espace formé par TRD likelihood, ESEV₃ et TrkBDT. La connaissance de ces PDFs nous permettra ensuite de compter le nombre d'événements en fittant la somme des contributions de chacune des espèces de particule sur la distribution totale de notre échantillon de données.

Les étapes du comptage des leptons sont les suivantes :

- Détermination des PDFs pour les variables TRD likelihood, ESEV₃, pour d'une part les leptons et d'autre part les protons et TrkBDT pour les événements de bon signe et de mauvais signe. La méthode dite des *templates* est utilisée afin de déterminer les PDFs en utilisant exclusivement les données.
- Comptage des électrons à l'aide d'un fit en trois dimensions sur les variables TRD likelihood, ESEV₃ et TrkBDT.

¹ Dans le texte et dans les figures, cette variable portera le nom de "TRD likelihood". Dans les équations est utilisé le terme "TRD" uniquement, afin de ne pas alourdir la lecture.

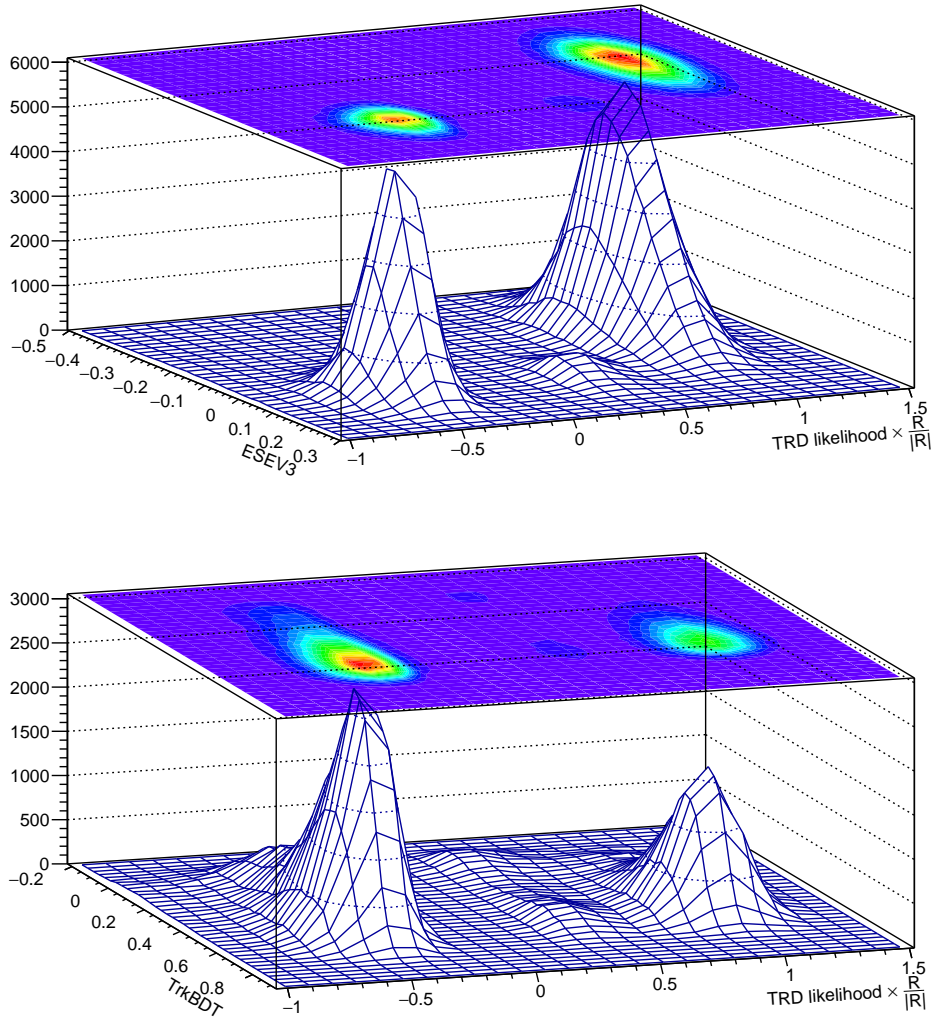


FIG. 66: Distribution des événements sur les plans $[ESEV_3, TRD \text{ likelihood} \times \frac{R}{|R|}]$ (en haut) et $[TrkBDT, TRD \text{ likelihood} \times \frac{R}{|R|}]$ en bas pour une énergie de 23.1 à 24.5 GeV.

- Comptage des positons à l'aide d'un fit en trois dimensions sur les variables TRD likelihood, ESEV₃ et TrkBDT.

Toutes ces étapes sont effectuées simultanément afin d'utiliser toute l'information de nos jeux de données d'un seul tenant, et ainsi diminuer les incertitudes systématiques.

9.3 CONSTRUCTION DES PDFS

Les différentes espèces possédant chacune une PDF différente dans l'espace [TRD likelihood, ESEV₃, TrkBDT] sont :

- les p_{GS} et les p_{WS} qui sont respectivement les protons avec un signe de la charge reconstruit positivement et négativement.
- les e_{GS}^+ et les e_{WS}^+ que l'on définit respectivement comme les positons avec un signe de la charge reconstruit positivement et négativement.

- les e_{GS}^- et les e_{WS}^- que l'on définit respectivement comme les électrons avec un signe de la charge reconstruit négativement et positivement.

Notre but est de construire la PDF de chacune de ces espèces. Pour cela, nous devons trouver les PDFs unidimensionnelles en fonction de TRD likelihood, ESEV₃ et TrkBDT pour chacune de ces espèces, pour ensuite les combiner pour obtenir la PDF en trois dimensions qui caractérise chacune de ces espèces.

9.3.1 Construction des PDFs unidimensionnelles

TRD likelihood et ESEV₃

TRD likelihood et ESEV₃ différencient les électrons des protons, mais ne dépendent pas de la reconstruction positive ou négative du signe de la charge. Par conséquent, les espèces p_{GS} et p_{WS} ainsi que les espèces e_{GS}^+ , e_{WS}^+ , e_{GS}^- et e_{WS}^- suivent la même PDF en fonction de TRD likelihood et ESEV₃. Les simulations Monte Carlo ne reproduisant pas assez précisément la distribution des électrons des données pour ces deux variables (figure 67), cette distribution doit être obtenue à partir des données. Pour cela, nous effectuons une sélection sur ESEV₃ pour TRD likelihood et vice-versa (voir table 3). TRD likelihood et ESEV₃ étant des variables décorrélatées, une sélection sur un de ces estimateurs n'influencera pas la PDF de l'autre estimateur. Cette sélection a pour but d'obtenir des échantillons purs de leptons d'une part et de protons d'autre part (methode des *templates*). Ces échantillons purs sont utilisés par la suite pour déterminer les PDFs que suivent les populations de leptons et de protons, ceci en utilisant exclusivement les données réelles d'AMS.

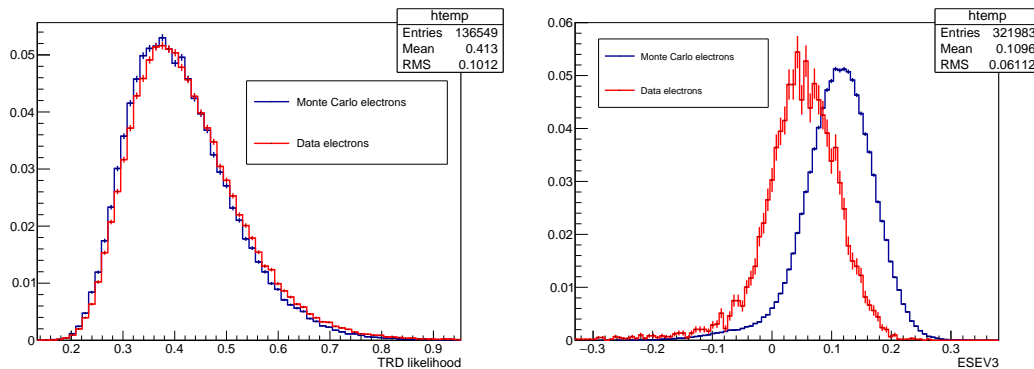


FIG. 67: Distribution normalisée de TRD likelihood pour une énergie de [16.4 – 17.45] GeV (à gauche) et ESEV₃ pour une énergie de [80 – 86] GeV (à droite) pour des électrons sélectionnés dans les données et dans le Monte Carlo. Les barres d'erreur représente l'erreur statistique. Les différences entre les distributions sont difficilement explicable par un effet statistique.

Nous discutons tout d'abord des distributions suivant la variable TRD, sachant que les mêmes méthodes s'appliquent sur les distributions suivant la variable ESEV₃. La fonction de densité de probabilité pour les variables ESEV₃ et TRD likelihood est modélisée

TAB. 3: Sélections utilisées en fonction de l'énergie pour obtenir des échantillons purs d'électrons et de protons.

Energy Range (GeV)	Protons R > 0		Electrons R < 0	
	TRD >	ESEV ₃ <	TRD <	ESEV ₃ >
0.50-3.30	0.9	-0.3	0.4	-0.1
3.30-5.00	0.9	-0.2	0.5	-0.05
5.00-17.18	0.9	-0.2	0.5	0.
17.18-28.87	0.9	-0.2	0.5	0.
28.87-43.39	0.8	-0.2	0.5	0.05
43.39-54.98	0.8	-0.2	0.5	0.05
54.98-151.5	0.8	-0.2	0.5	0.05
151.5-206.0	0.8	-0.2	0.55	0.05
206.0-500.0	0.8	-0.2	0.55	0.05

à l'aide d'une fonction Novossibirsk qui forme une gaussienne possédant une queue de distribution asymétrique définie comme :

$$\mathcal{P}_{\text{Novo}}(x|\mu,\sigma,t) = C \times \exp \left[\frac{-\ln^2 \left(1 + t\Lambda \frac{x-\mu}{\sigma} \right)}{2t^2} - \frac{t^2}{2} \right], \quad (85)$$

avec $\Lambda = \sinh(t\sqrt{\ln 4})/(t\sqrt{\ln 4})$, μ la moyenne et σ l'écart type de la gaussienne, t un paramètre gouvernant la queue de distribution asymétrique et C la constante de normalisation définie comme $C = \left(\int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{P}_{\text{Novo}}(x|\mu,\sigma,t) dx \right)^{-1}$. La fonction Novossibirsk tend vers une fonction gaussienne lorsque t tend vers 0.

Sur chacun des échantillons purs est fitté la somme de deux fonctions Novossibirsk possédant une normalisation différente, afin de prendre en compte la pollution de ces échantillons. En effet, une faible pollution est possible par des protons dans l'échantillon dit pur d'électrons, et inversement, du fait que la sélection présentée dans la table 2 ne peut pas supprimer complètement cette pollution. Les modèles sont fittés simultanément sur l'échantillon de protons et d'électrons, pour un traitement optimal de la pollution croisée entre ces deux espèces. Sur la distribution de l'échantillon pur d'électron en fonction de TRD likelihood est fitté :

$$F_{\text{électron}}(\text{TRD}) = N_{e^-} \times \mathcal{P}_{\text{Novo}}(\text{TRD}|\mu_e,\sigma_e,t_e) + N_{\text{pws,poll}} \times \mathcal{P}_{\text{Novo}}(\text{TRD}|\mu_p,\sigma_p,t_p), \quad (86)$$

et sur celle des protons, nous fittons :

$$F_{\text{proton}}(\text{TRD}) = N_{e^+,\text{poll}} \times \mathcal{P}_{\text{Novo}}(\text{TRD}|\mu_e,\sigma_e,t_e) + N_{\text{pCS}} \times \mathcal{P}_{\text{Novo}}(\text{TRD}|\mu_p,\sigma_p,t_p), \quad (87)$$

avec N_{e^-}, N_{pCS} le nombre d'électrons et de protons de l'échantillon pur, $N_{\text{pws,poll}}, N_{e^+,\text{poll}}$ le nombre de protons et de positons polluant l'échantillon et $\mu_p, \sigma_p, t_p, \mu_e, \sigma_e, t_e$ les para-

mètres des Novossibirsk pour les protons et les électrons. La fonction de vraisemblance que le fit maximise est définie comme :

$$\mathcal{L}_{\text{TRD}}(\theta) = \prod_i^{N_{\text{ech},e^-}} \tilde{F}_{\text{électron}}(\text{TRD}_i) \prod_j^{N_{\text{ech},p^+}} \tilde{F}_{\text{proton}}(\text{TRD}_j),$$

$$\theta = [N_{e^-}, N_{\text{PGS}}, N_{\text{pws,poll}}, N_{e^+, \text{poll}}, \mu_e, \sigma_e, t_e, \mu_p, \sigma_p, t_p], \quad (88)$$

avec N_{ech,p^+} et N_{ech,e^-} le nombre total d'événements dans l'échantillon pur de protons et d'électrons et TRD_i la valeur de la variable TRD likelihood pour l'événement i de l'échantillon et \tilde{F} la fonction F normalisée à 1. Un fit à 10 paramètres libres est donc effectué simultanément sur les deux échantillons purs d'électrons et de protons pour TRD likelihood, nous permettant de prendre en compte la pollution de ces échantillons, et de contraindre la PDF que suivent les électrons et les protons (figure 68). La même méthode est utilisée pour ESEV₃, en définissant $\mathcal{L}_{\text{ESEV}_3}$ de la même façon que pour TRD likelihood, afin de déterminer la PDF des protons et des électrons selon cette variable (figure 69). Le taux de pollution des échantillons, défini comme la proportion du nombre de protons polluant l'échantillon par rapport au nombre d'électron, mesuré dans trois intervalles d'énergie témoins est présenté dans le tableau 4.

TAB. 4: Taux de pollution des échantillons pour trois intervalles d'énergie témoins.

Energy Range (GeV)	9.95-10.73	74.3-80	260-350
taux de pollution de l'échantillon TRD likelihood	2.1×10^{-5}	0.86×10^{-2}	0.1
taux de pollution de l'échantillon ESEV ₃	2.7×10^{-4}	0.39×10^{-3}	0.05

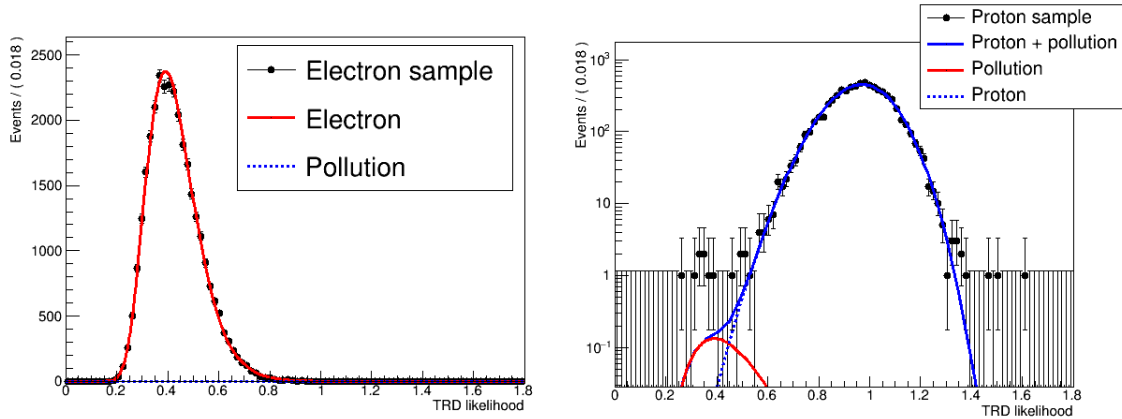


FIG. 68: Fit des PDFs des électrons et des protons en fonction de TRD likelihood sur l'échantillon d'électrons (à gauche) et l'échantillon pur de protons (à droite) pour une énergie de [27.34 – 28.8] GeV.

Au-delà d'une énergie de 100 GeV, les protons de rigidité négative et positive ne suivent plus la même PDF. En effet, les protons dans un intervalle d'énergie reconstruite donné sont en réalité situés sur une plus haute plage d'énergie (ceci est dû aux fuites d'énergie au fond du calorimètre, et à la reconstruction de l'énergie qui est conçue pour des gerbes électromagnétiques). Sélectionner des protons de rigidité négative revient à sélectionner des protons situés dans la partie hautement énergétique de cette

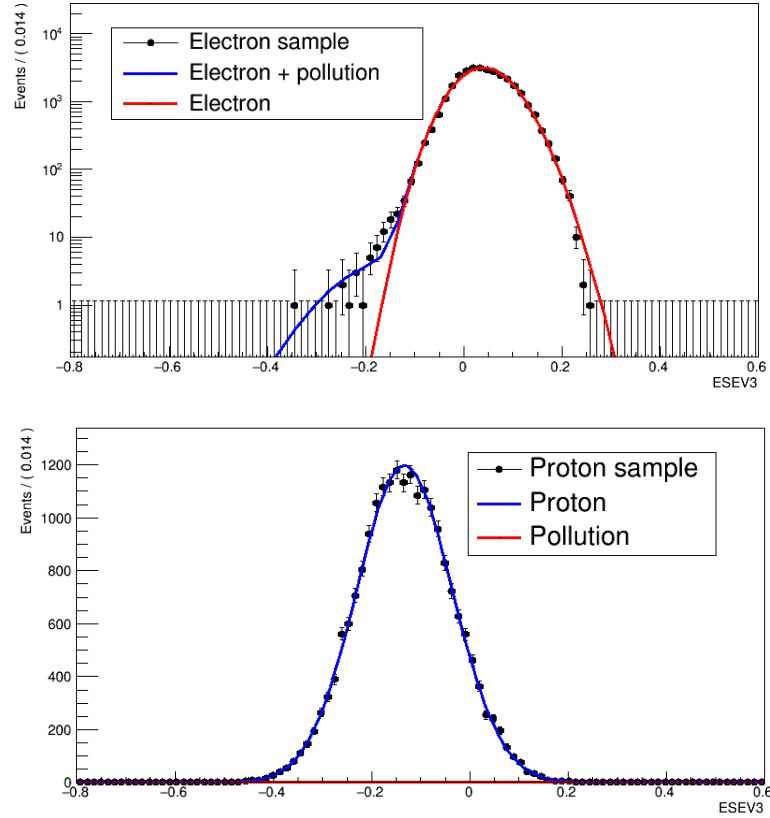


FIG. 69: Fit des PDFs des électrons et des protons en fonction de ESEV₃ sur l'échantillon d'électrons (en haut) et l'échantillon de protons (en bas) pour une énergie de [27.34 – 28.8] GeV.

plage d'énergie, car la probabilité de mal reconstruire la rigidité augmente avec l'énergie du proton. Ainsi, la moyenne des PDFs des protons pour TRD likelihood et ESEV₃ étant très variable en fonction de l'énergie à haute énergie, la moyenne des PDFs dépend inévitablement du signe de la rigidité. Au-delà de 100 GeV, les populations p_{GS} et p_{WS} possèdent des PDFs différentes. On voit dans la figure 70 que les différences entre le paramètre μ des PDFs des protons de rigidité positive et négative ne sont pas explicables par un simple effet statistique.

Un échantillon pur de protons de rigidité négative est utilisé, défini par les coupures présentées dans la table 3 et une rigidité négative. Le même principe de fit est utilisé pour cet échantillon, la fonction fittée sur la distribution de l'échantillon pour TRD likelihood par exemple est :

$$F_{\text{proton,WS}}(\text{TRD}) = N_{e^-, \text{poll}} \times \mathcal{P}_{\text{Novo}}(\text{TRD} | \mu_e, \sigma_e, t_e) + N_{p_{WS}} \times \mathcal{P}_{\text{Novo}}(\text{TRD} | \mu_{p_{WS}}, \sigma_{p_{WS}}, t_{p_{WS}}), \quad (89)$$

et pour l'échantillon d'électrons qui est pollué par des protons de rigidité négative, la fonction de distribution devient :

$$F_{\text{électron}}(\text{TRD}) = N_{e^-} \times \mathcal{P}_{\text{Novo}}(\text{TRD} | \mu_e, \sigma_e, t_e) + N_{p_{WS}, \text{poll}} \times \mathcal{P}_{\text{Novo}}(\text{TRD} | \mu_{p_{WS}}, \sigma_{p_{WS}}, t_{p_{WS}}). \quad (90)$$

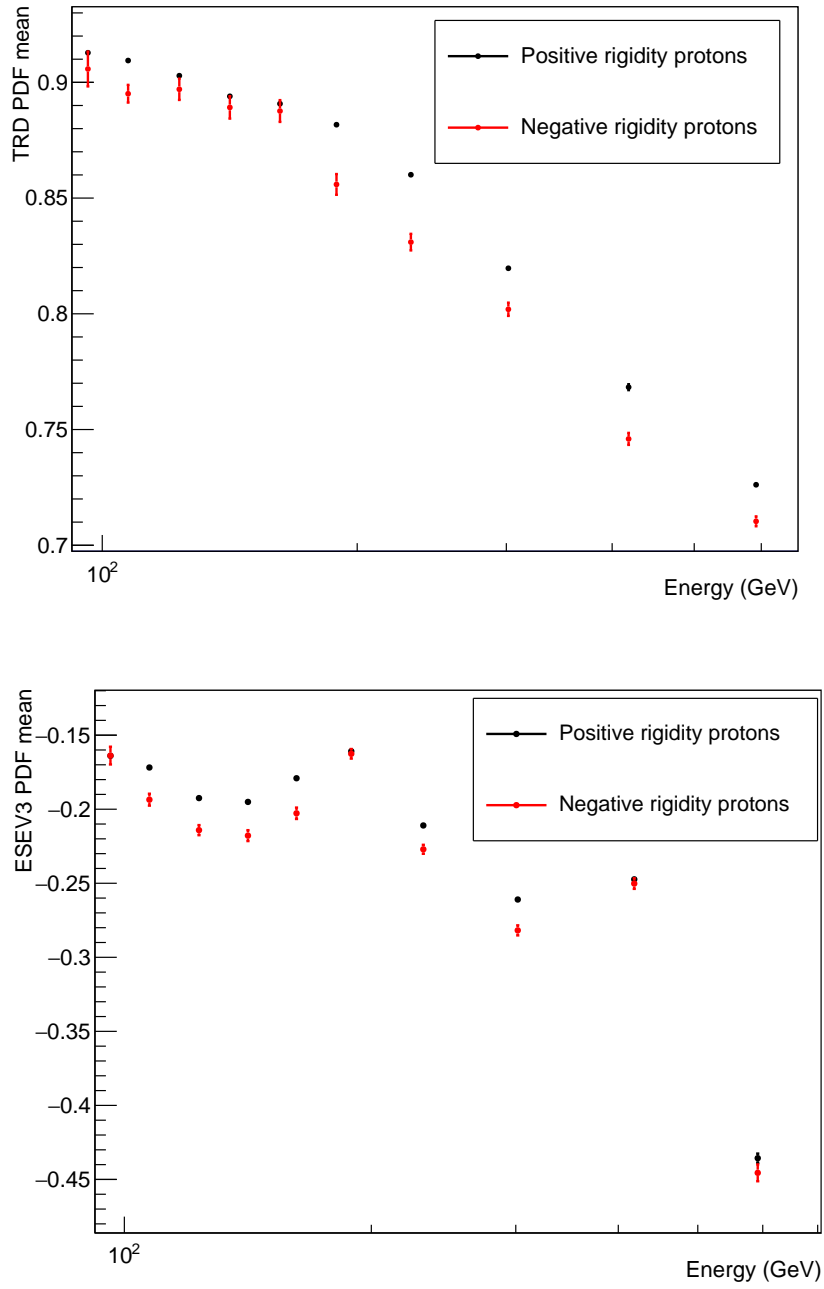


FIG. 70: Paramètre μ des Novossibirsk selon TRD (en haut) et ESEV3 (en bas) en fonction de l'énergie, pour les protons de rigidité négative (en rouge) et de rigidité positive (en noir). Les barres d'erreurs représentent l'erreur statistique de la mesure.

La fonction de vraisemblance devient :

$$\mathcal{L}_{\text{TRD}}(\theta) = \prod_i^{N_{\text{ech},e^-}} \tilde{F}_{\text{electron}}(\text{TRD}_i) \prod_j^{N_{\text{ech},p^+}} \tilde{F}_{\text{proton,GS}}(\text{TRD}_j) \prod_k^{N_{\text{ech},p^-}} \tilde{F}_{\text{proton,WS}}(\text{TRD}_k)$$

$$\theta = [N_{\text{pws}}, N_{e^-}, N_{\text{pGS}}, N_{e^-, \text{poll}}, N_{\text{pws}, \text{poll}}, N_{e^+, \text{poll}}, \mu_e, \sigma_e, t_e, \mu_{\text{pGS}}, \sigma_{\text{pGS}}, t_{\text{pGS}}, \mu_{\text{pws}}, \sigma_{\text{pws}}, t_{\text{pws}}], \quad (91)$$

avec $N_{\text{ech,p-}}$ le nombre d'événements dans l'échantillon pur de protons de rigidité négative. Le nombre de paramètres libres du fit est de 15 et le fit est exécuté simultanément sur trois échantillons purs de données constitués d'électrons, de protons de rigidité positive et négative (figure 71 et 72).

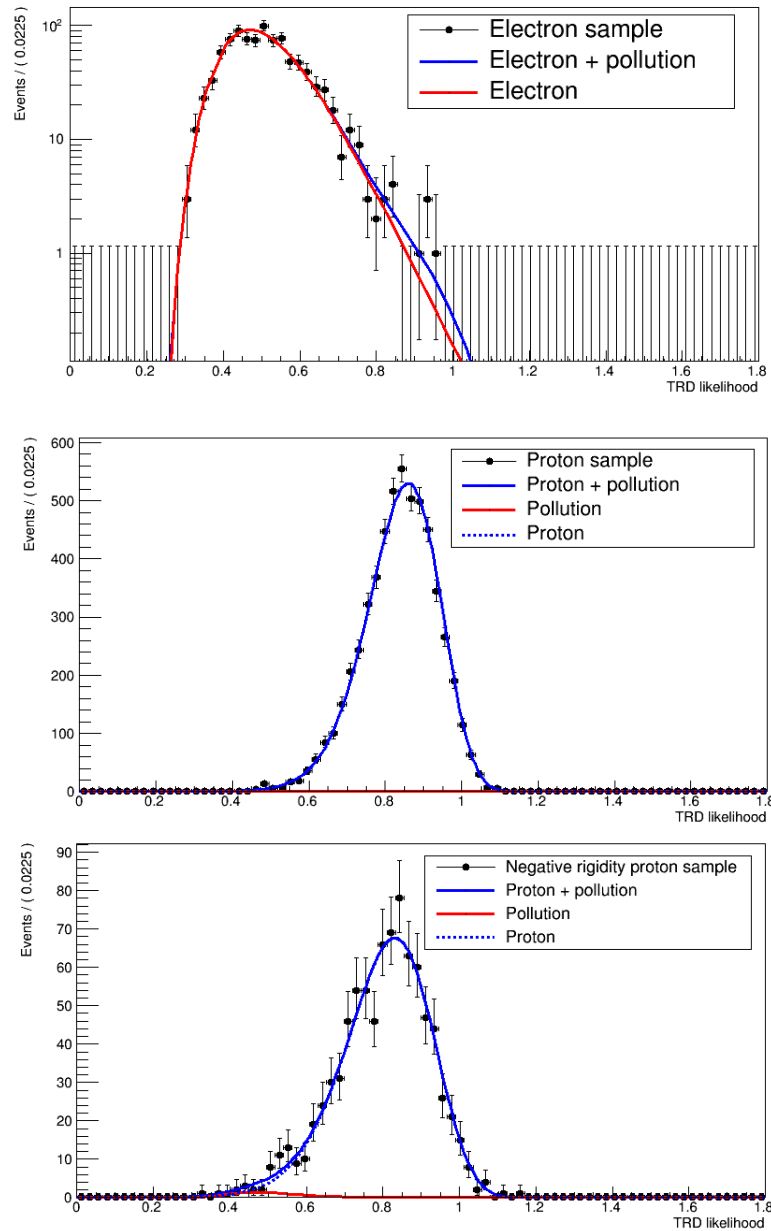


FIG. 71: Fit des PDFs des électrons et des protons de rigidité positive et négative en fonction de TRD likelihood sur l'échantillon d'électrons (en haut), l'échantillon de protons de bon signe (au milieu) et l'échantillon de protons de mauvais signe (en bas) pour une énergie de [206 – 260] GeV.

Les paramètres des PDFs sont donc ajustés pour tous les intervalles d'énergie de 0.5 à 700 GeV pour TRD likelihood (figure 73) et de 5 GeV à 700 GeV pour ESEV₃ (figure 74). Il est important de rappeler que ce résultat est obtenu sur les données réelles et est totalement indépendant des données simulées du détecteur. Ce résultat nous montre que

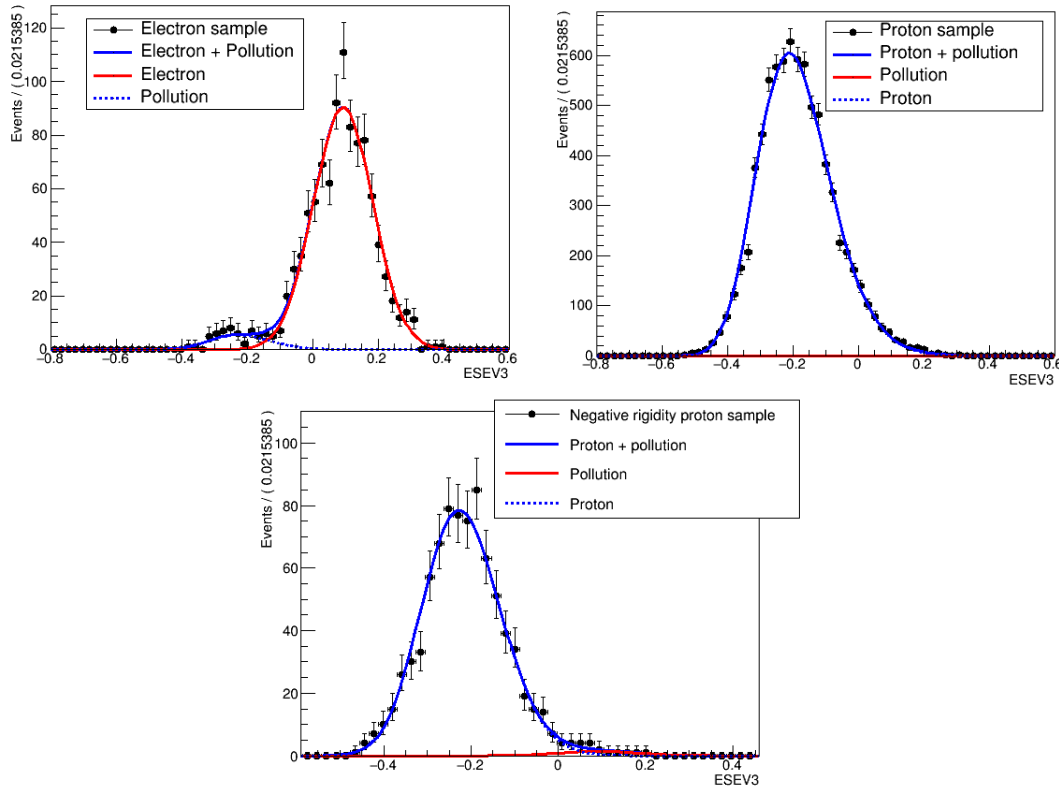


FIG. 72: Fit des PDFs des électrons et des protons de rigidité positive et négative en fonction de $ESEV_3$ sur l'échantillon d'électrons (en haut à gauche), l'échantillon de protons (en haut à droite) et l'échantillon de protons négatifs (en bas) pour une énergie de $[206 - 260]$ GeV.

la séparation de TRD likelihood diminue fortement en fonction de l'énergie au-delà de 100 GeV, tandis que celle de $ESEV_3$ reste stable jusqu'à 500 GeV. Cet état de fait s'explique par le fait que les protons commencent à produire un rayonnement de transition à haute énergie. Le calorimètre électromagnétique reste efficace pour la séparation au delà de 100 GeV du fait de la plus grande étendue de la gerbe qui favorise la précision sur la détermination de sa topologie. Ceci justifie l'utilisation combinée de ces deux estimateurs principalement au-delà de 100 GeV.

TrkBDT

TrkBDT est sensible à la qualité de reconstruction de la rigidité, mais est aussi en partie sensible à la nature de la particule. En effet, les variables en entrée du BDT sont conçues pour distinguer des électrons dont la charge est mal mesurée. Ce BDT a été entraîné sur des échantillons d'électrons, rendant l'estimateur moins efficace pour séparer les protons de rigidité opposées par rapport aux électrons de rigidité opposées. L'estimateur est cependant symétrique en fonction du signe de la charge, ce qui implique que des e_{GS}^+ et des e_{GS}^- suivront une même PDF (de même pour les e_{WS}^+ et les e_{WS}^-). Nous devons donc construire quatre PDFs : pour les leptons de bon signe $\mathcal{P}_{e,GS}$ et de mauvais signe $\mathcal{P}_{e,WS}$ et pour les protons de bon signe $\mathcal{P}_{p,GS}$ et de mauvais signe $\mathcal{P}_{p,WS}$.

Il est très difficile dans les données d'isoler les électrons de mauvais signe des positons de bon signe grâce à une sélection sur une variable décorrélée de TrkBDT. Par conséquent,

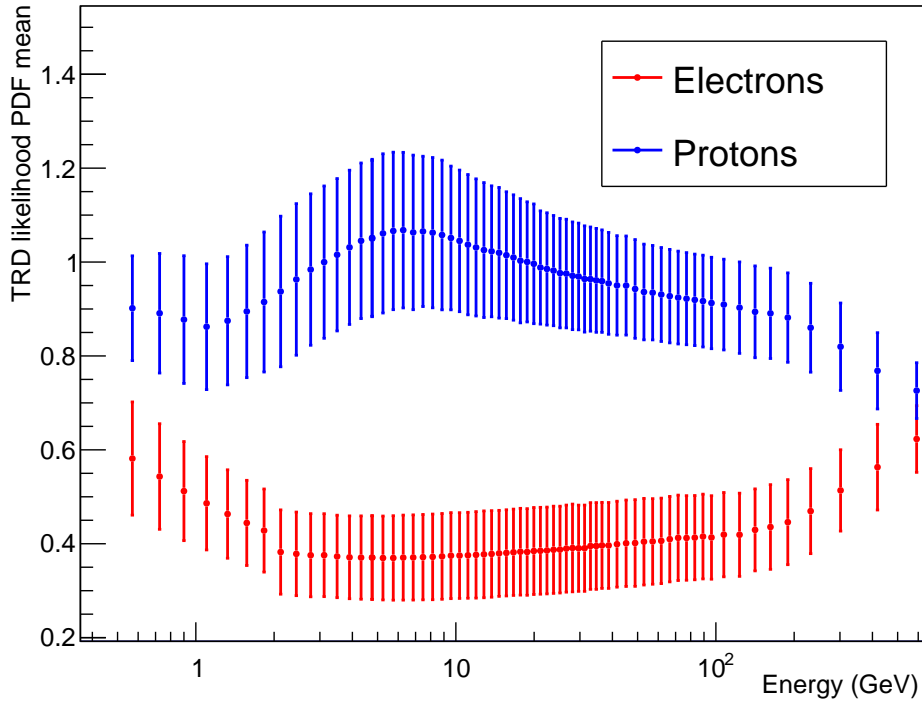


FIG. 73: Paramètre μ des Novossibirsk selon TRD likelihood en fonction de l'énergie, pour les protons en bleu et les électrons en rouge. Les barres d'erreurs représentent le paramètre σ de la PDF.

la PDF des électrons de mauvais signe est définie à l'aide d'un échantillon d'électrons obtenus à l'aide du Monte Carlo électron. Cet échantillon est défini en sélectionnant des électrons de rigidité positive dans le Monte Carlo d'électrons. Leur PDF est modélisée avec une fonction Novossibirsk :

$$\tilde{F}_{\text{électron,WS}}(\text{TrkBDT}) = N_{e,WS} \times \mathcal{P}_{\text{Novo}}(\text{TrkBDT} | \mu_{e,WS}, \sigma_{e,WS}, t_{e,WS}), \quad (92)$$

avec $N_{e,WS}$ le nombre d'événements électrons de mauvais signe. La fonction de vraisemblance s'écrit :

$$\mathcal{L}_{e,WS}(\theta) = \prod_i^{N_{\text{ech},e,WS}} \tilde{F}_{\text{électron,WS}}(\text{TrkBDT}),$$

$$\theta = [N_{e,WS}, \mu_{e,WS}, \sigma_{e,WS}, t_{e,WS}], \quad (93)$$

avec $N_{\text{ech},e,WS}$ le nombre d'événements total de l'échantillon électron de mauvais signe.

La distribution des électrons de bon signe du Monte Carlo ne reproduit pas de manière satisfaisante les données (voir figure 75). Par conséquent, la construction de la PDF des électrons de bon signe doit être faite à partir des données. Pour cela, il faut isoler les électrons de bon signe des protons et des positons de mauvais signe. Réduire la pollution de protons est envisageable par une coupure sur ESEV₃ et TRD likelihood, cependant réduire les positons de mauvais signe est difficile à partir d'une coupure non corrélée à TrkBDT. Afin d'évaluer la pollution de positons et de protons, la détermination de la

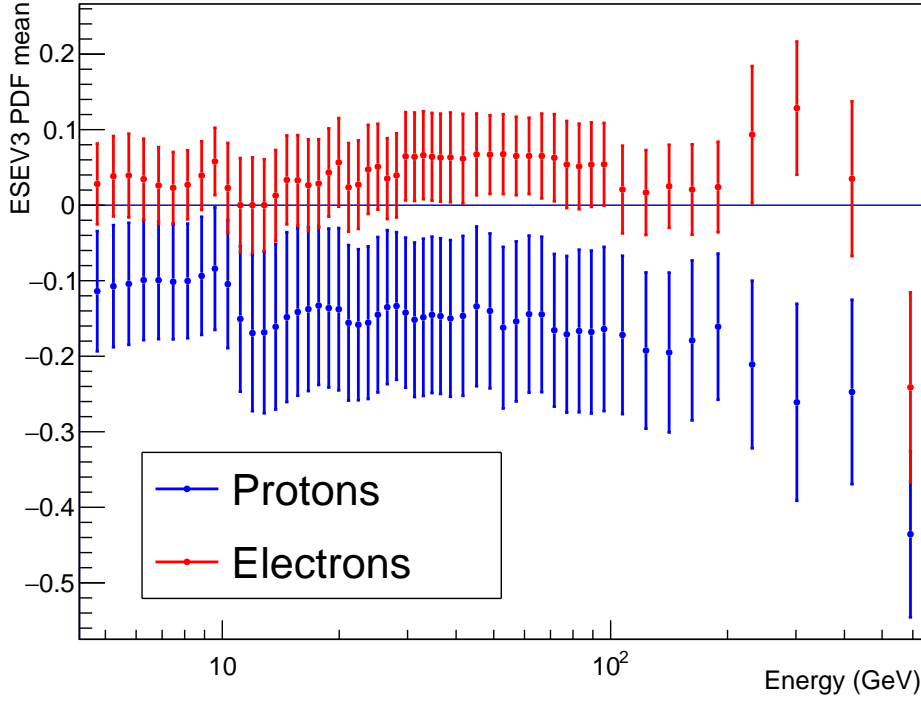


FIG. 74: Paramètre μ des Novossibirsk selon ESEV3 en fonction de l'énergie, pour les protons en bleu et les électrons en rouge. Les barres d'erreurs représentent le paramètre σ de la PDF.

PDF est effectuée sur les données de rigidité négative lors du fit global présenté dans la section 9.4. La PDF des électrons de bon signe est modélisée comme la somme entre une gaussienne et une Novossibirsk :

$$\begin{aligned}
 \mathcal{P}_{\text{électron,GS}}(\text{TrkBDT}) &= \frac{N_{\text{p,GS}}^{\text{Novo}}}{N_{\text{p,GS}}^{\text{Novo}} + N_{\text{p,GS}}^{\text{Gauss}}} \times \mathcal{P}_{\text{Novo}}(\text{TrkBDT} | \mu_{\text{p,GS}}^{\text{Novo}}, \sigma_{\text{p,GS}}^{\text{Novo}}, t_{\text{p,GS}}^{\text{Novo}}) \\
 &+ \frac{N_{\text{p,GS}}^{\text{Gauss}}}{N_{\text{p,GS}}^{\text{Novo}} + N_{\text{p,GS}}^{\text{Gauss}}} \times \mathcal{P}_{\text{Gauss}}(\text{TrkBDT} | \mu_{\text{p,GS}}^{\text{Gauss}}, \sigma_{\text{p,GS}}^{\text{Gauss}}), \\
 &= \mathcal{P}_{\text{Novo+Gauss}}(\text{TrkBDT} | N_{\text{p,GS}}^{\text{Novo}}, N_{\text{p,GS}}^{\text{Gauss}}, \mu_{\text{p,GS}}^{\text{Novo}}, \sigma_{\text{p,GS}}^{\text{Novo}}, t_{\text{p,GS}}^{\text{Novo}}, \mu_{\text{p,GS}}^{\text{Gauss}}, \sigma_{\text{p,GS}}^{\text{Gauss}}), \quad (94)
 \end{aligned}$$

Les protons de mauvais signe et de bon signe peuvent être isolés dans nos données par une sélection sur la rigidité. En effet, comme affirmé au début de la section, le nombre relatif d'antiprotons par rapport aux protons est faible et peut être négligé. Des échantillons de protons de mauvais signe et de bon signe sont obtenus par les sélections sur ESEV3 et TRD likelihood présentées dans la table 3 en plus d'une coupure de rigidité positive pour les protons de bon signe, et de rigidité négative pour les protons de mauvais signe. La PDF des protons de mauvais signe est modélisée avec une fonction Novossibirsk :

$$F_{\text{proton,WS}}(\text{TrkBDT}) = N_{\text{p,WS}} \times \mathcal{P}_{\text{Novo}}(\text{TrkBDT} | \mu_{\text{p,WS}}, \sigma_{\text{p,WS}}, t_{\text{p,WS}}), \quad (95)$$

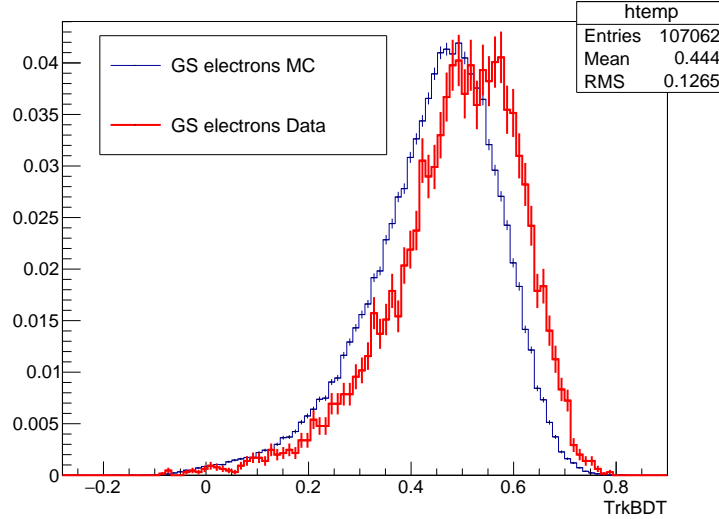


FIG. 75: Distribution normalisée de TrkBDT pour une énergie de [25.8 – 27.34] GeV pour des électrons sélectionnés dans les données et dans le Monte Carlo. Les barres d'erreur représentent l'erreur statistique. La différence entre les distributions est difficilement explicable par un effet statistique.

$$\mathcal{L}_{p,WS}(\theta) = \prod_i^{N_{\text{ech},p,WS}} \tilde{F}_{\text{proton},WS}(\text{TRD}),$$

$$\theta = [N_{p,WS}, \mu_{p,WS}, \sigma_{p,WS}, t_{p,WS}]. \quad (96)$$

La PDF des protons de bon signe est modélisée avec une fonction Novossibirsk additionnée à une gaussienne :

$$\begin{aligned} F_{\text{proton},GS}(\text{TrkBDT}) &= N_{p,GS}^{\text{Novo}} \times \mathcal{P}_{\text{Novo}}(\text{TrkBDT} | \mu_{p,GS}^{\text{Novo}}, \sigma_{p,GS}^{\text{Novo}}, t_{p,GS}^{\text{Novo}}) \\ &+ N_{p,GS}^{\text{Gauss}} \times \mathcal{P}_{\text{Gauss}}(\text{TrkBDT} | \mu_{p,GS}^{\text{Gauss}}, \sigma_{p,GS}^{\text{Gauss}}), \\ &= (N_{p,GS}^{\text{Gauss}} + N_{p,GS}^{\text{Novo}}) \times \mathcal{P}_{\text{Novo+Gauss}}(\text{TrkBDT} | N_{p,GS}^{\text{Novo}}, N_{p,GS}^{\text{Gauss}}, \mu_{p,GS}^{\text{Novo}}, \sigma_{p,GS}^{\text{Novo}}, t_{p,GS}^{\text{Novo}}, \mu_{p,GS}^{\text{Gauss}}, \sigma_{p,GS}^{\text{Gauss}}), \end{aligned} \quad (97)$$

$$\mathcal{L}_{p,GS}(\theta) = \prod_i^{N_{\text{ech},p,GS}} \tilde{F}_{\text{proton},GS}(\text{TRD}),$$

$$\theta = [N_{p,GS}^{\text{Novo}}, N_{p,GS}^{\text{Gauss}}, \mu_{p,GS}^{\text{Novo}}, \sigma_{p,GS}^{\text{Novo}}, t_{p,GS}^{\text{Novo}}, \mu_{p,GS}^{\text{Gauss}}]. \quad (98)$$

Des exemples de fits des PDFs en fonction de TrkBDT sont présentés dans les figures 76 et 77.

9.3.2 Construction des PDFs tridimensionnelles

Les PDFs tridimensionnelles sont construites à partir des PDFs unidimensionnelles. La PDF tridimensionnelle se définit comme la multiplication des PDFs unidimensionnelles

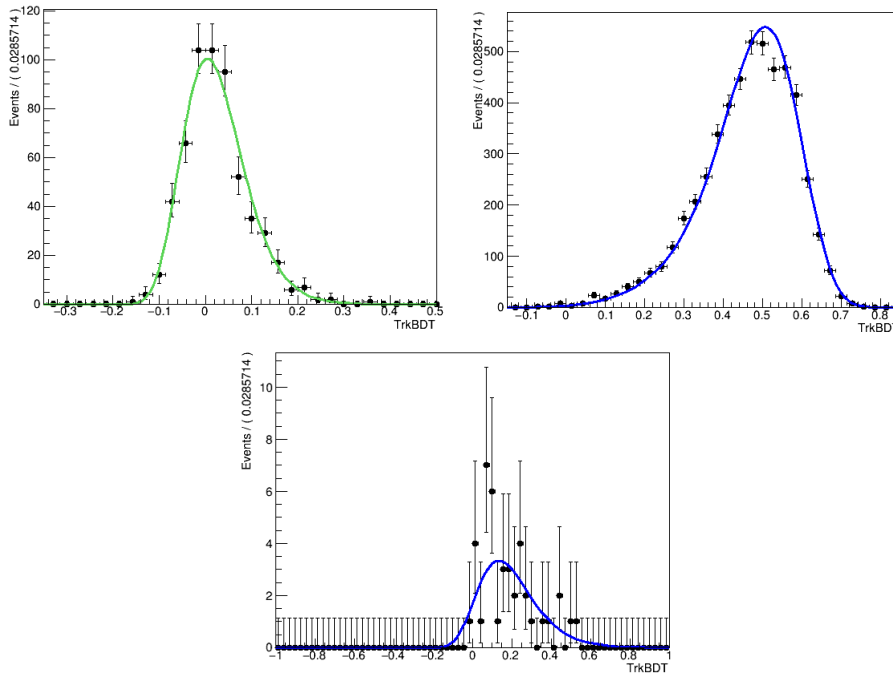


FIG. 76: Fit des PDFs des électrons avec un mauvais signe (en haut à gauche) et des protons avec un bon signe (en haut à droite) et un mauvais signe (en bas) en fonction de TrkBDT pour une énergie de $[27.34 - 28.8]$ GeV.

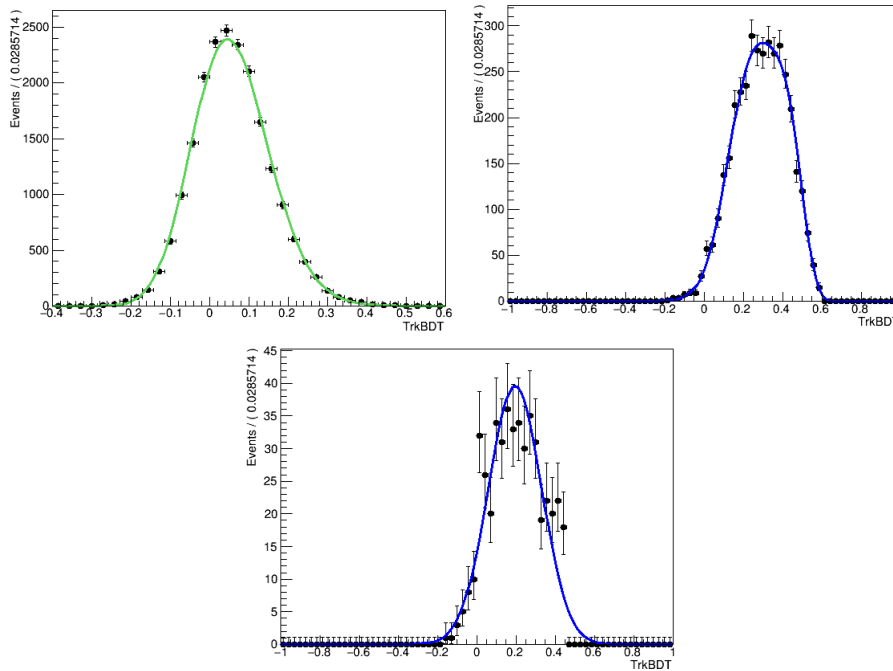


FIG. 77: Fit des PDFs des électrons avec un mauvais signe (en haut à gauche) et des protons avec un bon (en haut à droite) et un mauvais signe (en bas) en fonction de TrkBDT pour une énergie de $[206 - 260]$ GeV.

si les variables en question ne sont pas corrélées. Afin de le vérifier, nous calculons le coefficient de corrélation linéaire défini comme :

$$\text{corr}(X,Y) = \frac{\text{cov}(X,Y)}{\sigma_X \sigma_Y}, \quad (99)$$

avec X et Y deux variables, $\text{cov}(X,Y)$ la covariance de ces deux variables et σ_X l'écart type de la variable X . Ce coefficient est très sensible à la pollution de nos échantillons, c'est pourquoi il est mesuré sur le Monte Carlo pour les électrons. Pour les protons, un échantillon pur est sélectionné à l'aide de la rigidité et d'une sélection sur la variable énergie déposée dans le calorimètre divisé par la rigidité. Le facteur de corrélation entre les variables ESEV₃, TRD likelihood et TrkBDT a été calculé en fonction de l'énergie (figure 78) sur ces échantillons, sa valeur reste comprise entre -0.1 et 0.1 qui montre une faible corrélation entre les variables.

la construction des PDFs tridimensionnelles se fait de la manière suivante pour chacune des espèces listées au début de la section :

- pour les p_{GS} en dessous de 100 GeV, les PDFs selon TRD et ESEV₃ possèdent le même paramétrage entre les p_{WS} et les p_{GS} , on a :

$$\begin{aligned} \mathcal{P}_{p,GS}(\text{TRD}, \text{ESEV}_3, \text{TrkBDT}) &= \mathcal{P}_{\text{Novo}}(\text{TRD} | \mu_p^{\text{TRD}}, \sigma_p^{\text{TRD}}, t_p^{\text{TRD}}) \\ &\times \mathcal{P}_{\text{Novo}}(\text{ESEV}_3 | \mu_p^{\text{ESEV}_3}, \sigma_p^{\text{ESEV}_3}, t_p^{\text{ESEV}_3}) \\ &\times \mathcal{P}_{\text{Novo+Gauss}}(\text{TrkBDT} | N_{p,GS}^{\text{Novo}}, N_{p,GS}^{\text{Gauss}}, \mu_{p,GS}^{\text{Novo}}, \sigma_{p,GS}^{\text{Novo}}, t_{p,GS}^{\text{Novo}}, \mu_{p,GS}^{\text{Gauss}}, \sigma_{p,GS}^{\text{Gauss}}), \end{aligned} \quad (100)$$

qui devient au-delà de 100 GeV, avec les PDFs selon TRD et ESEV₃ qui possèdent un paramétrage différent entre les p_{WS} et les p_{GS} :

$$\begin{aligned} \mathcal{P}_{p,GS}(\text{TRD}, \text{ESEV}_3, \text{TrkBDT}) &= \mathcal{P}_{\text{Novo}}(\text{TRD} | \mu_{p,GS}^{\text{TRD}}, \sigma_{p,GS}^{\text{TRD}}, t_{p,GS}^{\text{TRD}}) \\ &\times \mathcal{P}_{\text{Novo}}(\text{ESEV}_3 | \mu_{p,GS}^{\text{ESEV}_3}, \sigma_{p,GS}^{\text{ESEV}_3}, t_{p,GS}^{\text{ESEV}_3}) \\ &\times \mathcal{P}_{\text{Novo+Gauss}}(\text{TrkBDT} | N_{p,GS}^{\text{Novo}}, N_{p,GS}^{\text{Gauss}}, \mu_{p,GS}^{\text{Novo}}, \sigma_{p,GS}^{\text{Novo}}, t_{p,GS}^{\text{Novo}}, \mu_{p,GS}^{\text{Gauss}}, \sigma_{p,GS}^{\text{Gauss}}), \end{aligned} \quad (101)$$

- pour les p_{WS} en dessous de 100 GeV, on a :

$$\begin{aligned} \mathcal{P}_{p,WS}(\text{TRD}, \text{ESEV}_3, \text{TrkBDT}) &= \mathcal{P}_{\text{Novo}}(\text{TRD} | \mu_p^{\text{TRD}}, \sigma_p^{\text{TRD}}, t_p^{\text{TRD}}) \\ &\times \mathcal{P}_{\text{Novo}}(\text{ESEV}_3 | \mu_p^{\text{ESEV}_3}, \sigma_p^{\text{ESEV}_3}, t_p^{\text{ESEV}_3}) \\ &\times \mathcal{P}_{\text{Novo}}(\text{TrkBDT} | \mu_{p,WS,GS}, \sigma_{p,WS,GS}, t_{p,WS,GS}), \end{aligned} \quad (102)$$

qui devient au-delà de 100 GeV :

$$\begin{aligned} \mathcal{P}_{p,WS}(\text{TRD}, \text{ESEV}_3, \text{TrkBDT}) &= \mathcal{P}_{\text{Novo}}(\text{TRD} | \mu_{p,WS}^{\text{TRD}}, \sigma_{p,WS}^{\text{TRD}}, t_{p,WS}^{\text{TRD}}) \\ &\times \mathcal{P}_{\text{Novo}}(\text{ESEV}_3 | \mu_{p,WS}^{\text{ESEV}_3}, \sigma_{p,WS}^{\text{ESEV}_3}, t_{p,WS}^{\text{ESEV}_3}) \\ &\times \mathcal{P}_{\text{Novo}}(\text{TrkBDT} | \mu_{p,WS,GS}, \sigma_{p,WS,GS}, t_{p,WS,GS}), \end{aligned} \quad (103)$$

- les e_{GS}^+ et les e_{GS}^- qui sont les leptons reconstruits avec un bon signe suivent la même PDF qui est définie comme :

$$\begin{aligned} \mathcal{P}_{e,GS}(\text{TRD}, \text{ESEV}_3, \text{TrkBDT}) &= \mathcal{P}_{\text{Novo}}(\text{TRD} | \mu_e^{\text{TRD}}, \sigma_e^{\text{TRD}}, t_e^{\text{TRD}}) \\ &\times \mathcal{P}_{\text{Novo}}(\text{ESEV}_3 | \mu_e^{\text{ESEV}_3}, \sigma_e^{\text{ESEV}_3}, t_e^{\text{ESEV}_3}) \\ &\times \mathcal{P}_{\text{Novo}}(\text{TrkBDT} | \mu_{e,GS}^{\text{Novo}}, \sigma_{e,GS}^{\text{Novo}}, t_{e,GS}^{\text{Novo}}), \end{aligned} \quad (104)$$

- les e_{WS}^+ et les e_{WS}^- qui sont les leptons reconstruits avec un mauvais signe suivent la même PDF qui est définie comme :

$$\begin{aligned} \mathcal{P}_{e,WS}(\text{TRD}, \text{ESEV}_3, \text{TrkBDT}) &= \mathcal{P}_{\text{Novo}}(\text{TRD} | \mu_e^{\text{TRD}}, \sigma_e^{\text{TRD}}, t_e^{\text{TRD}}) \\ &\times \mathcal{P}_{\text{Novo}}(\text{ESEV}_3 | \mu_e^{\text{ESEV}_3}, \sigma_e^{\text{ESEV}_3}, t_e^{\text{ESEV}_3}) \\ &\times \mathcal{P}_{\text{Novo+Gauss}}(\text{TrkBDT} | N_{e,WS}^{\text{Novo}}, N_{e,WS}^{\text{Gauss}}, \mu_{e,WS}^{\text{Novo}}, \sigma_{e,WS}^{\text{Novo}}, t_{e,WS}^{\text{Novo}}, \mu_{e,WS}^{\text{Gauss}}, \sigma_{e,WS}^{\text{Gauss}}), \end{aligned} \quad (105)$$

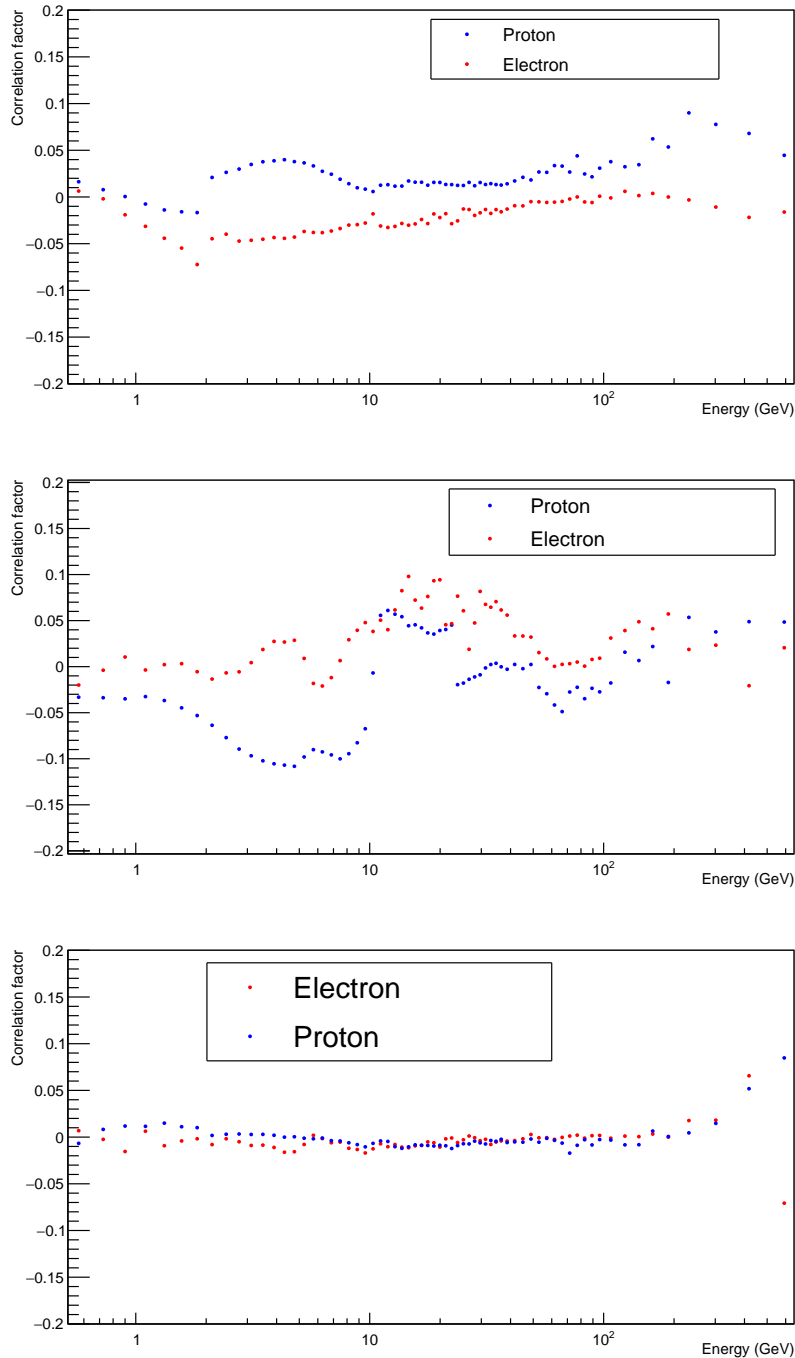


FIG. 78: Coefficient de corrélation en fonction de l'énergie entre (de haut en bas) TRD likelihood/-TrkBDDT, ESEV₃/TrkBDDT et ESEV₃/TRD likelihood. Le facteur de corrélation est toujours compris en -0.1 et 0.1 .

9.4 CONSTRUCTION DE LA FONCTION DE VRAISEMBLANCE GLOBALE

9.4.1 Comptage des positons et des électrons au-delà de 5 GeV

Les PDFs des différentes espèces qui peuplent les données étant maintenant définies, une fonction de vraisemblance globale entre les échantillons présentés précédemment

permettant la construction des PDFs (que nous appellerons échantillons de contrôle) et les données peuvent être construites. L'intérêt de ce fit global est une plus grande stabilité des résultats particulièrement dans le cas où les échantillons de contrôle possèdent une moins grande statistique que les données, ce qui est le cas pour notre analyse. De plus, cela permet de prendre en compte l'incertitude statistique des échantillons de contrôle dans l'incertitude finale, en prenant en compte toutes les corrélations. Cela est réalisé en utilisant la matrice de corrélation des paramètres libres du fit obtenue à l'aide de la fonction de vraisemblance.

Les données sont séparées en deux échantillons : un échantillon de rigidité négative, ainsi qu'un échantillon de rigidité positive. Dans l'échantillon de rigidité négative, les espèces présentes sont les e_{WS}^+ , les e_{GS}^- et les p_{WS} . Les e_{WS}^+ et les e_{GS}^- peuvent être reliées au nombre d'électrons et de positons par les formules suivantes :

$$\begin{aligned} N_{e_{WS}^+} &= P_{CC} \times N_{e^+}, \\ N_{e_{GS}^-} &= (1 - P_{CC}) \times N_{e^-}, \end{aligned} \quad (106)$$

avec N_{e^+} le nombre de positons, N_{e^-} le nombre d'électrons et P_{CC} la probabilité de confusion de charge qui se définit comme la probabilité qu'un lepton soit reconstruit avec un mauvais signe.

Pour l'échantillon de rigidité positive, les espèces présentes sont les e_{WS}^- , les e_{GS}^+ et les p_{GS} . Le nombre de e_{WS}^- et de e_{GS}^+ peut aussi être exprimé en fonction du nombre de positons et d'électrons :

$$\begin{aligned} N_{e_{WS}^-} &= P_{CC} \times N_{e^-}, \\ N_{e_{GS}^+} &= (1 - P_{CC}) \times N_{e^+}. \end{aligned} \quad (107)$$

Il est donc possible de réduire les quatre paramètres libres qui constituaient le comptage des quatre espèces à trois paramètres libres qui sont le nombre d'électrons, de positons et la probabilité de confusion de charge.

La distribution des événements dans les données suit la somme des fonctions de probabilité des espèces multipliées par le nombre d'événements de chaque espèce :

$$\begin{aligned} F_{\text{Data}, R < 0}(\text{TRD}, \text{ESEV}_3, \text{TrkBDT} | \theta) &= N_{e_{GS}^-} \times \mathcal{P}_{e,GS} + N_{e_{WS}^+} \times \mathcal{P}_{e,WS} + N_{p_{WS}} \times \mathcal{P}_{p_{WS}} \\ &= (1 - P_{CC}) N_{e^-} \times \mathcal{P}_{e,GS} + P_{CC} N_{e^+} \times \mathcal{P}_{e,WS} + N_{p_{WS}} \times \mathcal{P}_{p_{WS}}, \end{aligned} \quad (108)$$

avec $F_{\text{Data}, R < 0}$ la fonction de distribution des données de rigidité négative dans l'espace [ESEV₃, TRD likelihood, TrkBDT], et θ les paramètres libres qui sont le nombre de positons, d'électrons, la probabilité de confusion de charge, le nombre de protons de rigidité négative ainsi que les paramètres des différentes PDFs. Le même travail peut être fait pour la distribution des données de rigidité positive :

$$\begin{aligned} F_{\text{Data}, R > 0}(\text{TRD}, \text{ESEV}_3, \text{TrkBDT} | \theta) &= N_{e_{GS}^+} \times \mathcal{P}_{e,GS} + N_{e_{WS}^-} \times \mathcal{P}_{e,WS} + N_{p_{GS}} \times \mathcal{P}_{p_{GS}} \\ &= (1 - P_{CC}) N_{e^+} \times \mathcal{P}_{e,GS} + P_{CC} N_{e^-} \times \mathcal{P}_{e,WS} + N_{p_{GS}} \times \mathcal{P}_{p_{GS}}, \end{aligned} \quad (109)$$

avec $F_{\text{Data}, R > 0}$ la fonction de distribution des données de rigidité positive dans l'espace [ESEV₃, TRD likelihood, TrkBDT], et θ les paramètres libres qui sont le nombre de positons, d'électrons, la probabilité de confusion de charge, le nombre de protons de rigidité positive ainsi que les paramètres des différentes PDFs.

La fonction de vraisemblance combinée entre données de rigidité positive et négative se définit comme :

$$\mathcal{L}_{\text{Data}}(\theta) = \prod_i^{N_{R<0}} \tilde{F}_{\text{Data},R<0}(\text{TRD}_i, \text{ESEV}_3, \text{TrkBDT}_i) \prod_j^{N_{R>0}} \tilde{F}_{\text{Data},R>0}(\text{TRD}_j, \text{ESEV}_3, \text{TrkBDT}_j),$$

$$\theta = [N_{e^+}, N_{e^-}, P_{CC}, P_{GS}, P_{WS}, \theta_{\text{PDF}}], \quad (110)$$

avec $N_{R<0}$ et $N_{R>0}$ le nombre d'événements total de rigidité négative et positive et θ_{PDF} les paramètres libres des PDFs. Le fit possède cinq paramètres libres qui sont le nombre d'électrons, de positons, la confusion de charge et le nombre de protons pour les rigidités positive et négative, ainsi que les 45 paramètres (55 paramètres au-delà de 100 GeV) des PDFs.

La construction d'une fonction de vraisemblance globale permet de fitter les paramètres de ces PDFs simultanément avec le nombre des différentes espèces. La fonction de vraisemblance finale maximisée par notre fit se définit en combinant les fonctions de vraisemblance définies dans la section 9.3.1 comme :

$$\mathcal{L}_{\text{Total}} = \mathcal{L}_{\text{Data}} \times \mathcal{L}_{p,GS} \times \mathcal{L}_{p,WS} \times \mathcal{L}_{e,WS} \times \mathcal{L}_{\text{TRD}} \times \mathcal{L}_{\text{ESEV}_3}. \quad (111)$$

Ainsi, chaque espèce possède un échantillon de contrôle permettant de fitter les paramètres de sa PDF, hormis les leptons de bon signe. Pour les leptons de bon signe, la PDF est contrainte par la fonction de vraisemblance $\mathcal{L}_{\text{Data}}$ elle-même, permettant ainsi de prendre en compte la pollution de positons de rigidité négative polluant les données. Les résultats du fit obtenus en maximisant cette fonction de vraisemblance pour deux énergies distinctes sont présentés dans les figures 79 et 80. La figure 81 montre les résultats projetés sur le plan [TRD likelihood, ESEV₃] afin de mieux apprécier la séparation entre la population de positons et de protons.

9.4.2 Comptage des positons et des électrons à basse énergie

A plus basse énergie, l'utilisation de ESEV₃ ne comporte plus d'avantage par rapport à l'utilisation unique de TRD likelihood (voir figure 73 et 74). Par conséquent, une méthode de fit différente est utilisée à basse énergie afin d'utiliser uniquement l'estimateur TRD likelihood. Le principe est le même que celui évoqué précédemment, la différence étant que seul TRD likelihood est utilisé pour séparer les leptons des protons. Par conséquent, les PDFs des différentes espèces et les distributions étudiées deviennent la projection sur le plan [TRD likelihood, TrkBDT] des PDFs et distributions dans l'espace [ESEV₃, TRD likelihood, TrkBDT] précédemment présentées. La distribution des données de rigidité négative et positive devient :

$$F_{\text{Data},R<0}(\text{TRD}, \text{TrkBDT}|\theta) = (1 - P_{CC})N_{e^-} \times \mathcal{P}_{e,GS} + P_{CC}N_{e^+} \times \mathcal{P}_{e,GS} + N_{p,WS} \times \mathcal{P}_{p,WS}, \quad (112)$$

$$F_{\text{Data},R>0}(\text{TRD}, \text{TrkBDT}|\theta) = (1 - P_{CC})N_{e^+} \times \mathcal{P}_{e,GS} + P_{CC}N_{e^-} \times \mathcal{P}_{e,GS} + N_{p,GS} \times \mathcal{P}_{p,GS}. \quad (113)$$

La fonction de vraisemblance globale devient :

$$\mathcal{L}_{\text{Total}} = \mathcal{L}_{\text{Data}} \times \mathcal{L}_{p,GS} \times \mathcal{L}_{p,WS} \times \mathcal{L}_{e,WS} \times \mathcal{L}_{\text{TRD}}. \quad (114)$$

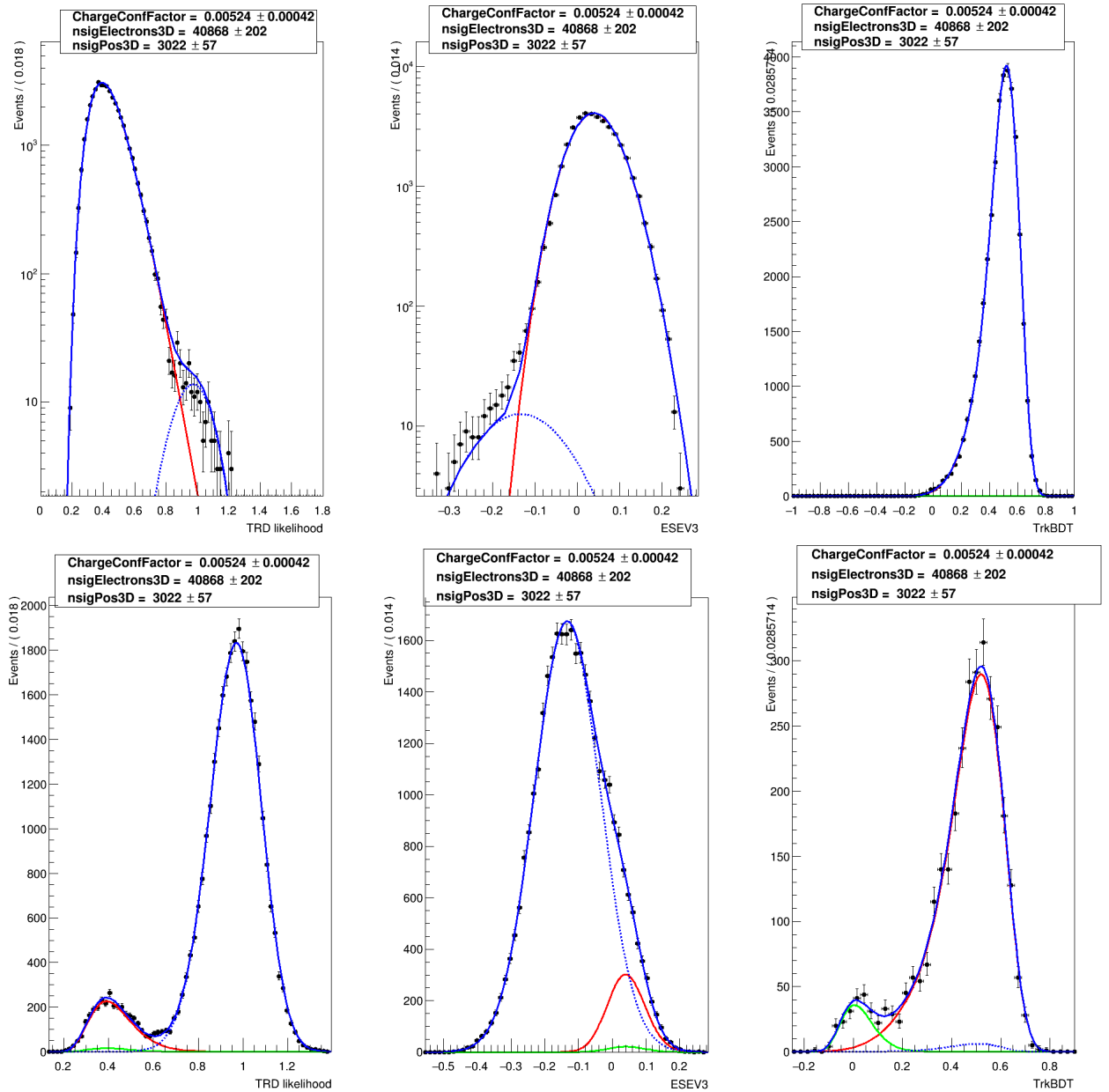


FIG. 79: Résultats du fit global sur la distribution des données dans l'espace [TRD likelihood, ESEV₃, TrkBBDT] pour une énergie de [27.34 – 28.8] GeV projetée sur les différents axes : en haut pour les données de rigidité négative et en bas pour les données de rigidité positive. La courbe bleue pointillée représente les protons, la courbe rouge les leptons de bon signe, la courbe verte les leptons de mauvais signe et la courbe pleine bleue le total des contributions. Une coupure est effectuée sur TRD likelihood et ESEV₃ pour la projection sur l'axe TrkBBDT afin de réduire la composante de protons afin de mieux apprécier la séparation entre leptons de bon et de mauvais signe.

Le fit comporte par conséquent 35 paramètres libres. Ce fit est utilisé en dessous de 5 GeV. A plus haute énergie une comparaison est faite avec la méthode de la section 9.4.1 afin de vérifier l'absence d'effets systématiques induits par le changement de méthode. Un exemple de fit est montré sur la figure 82.

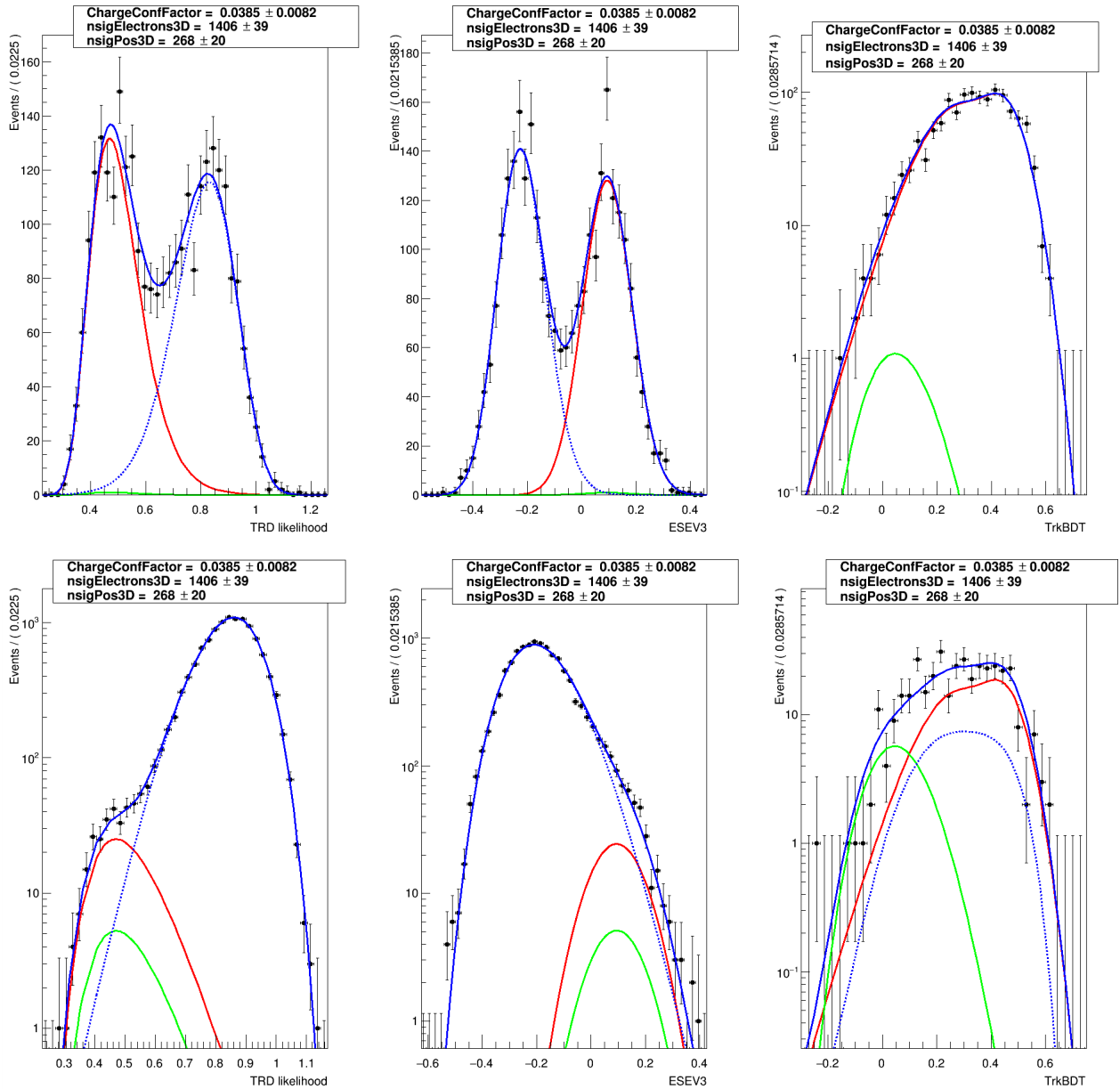


FIG. 80: Résultats du fit global sur la distribution des données dans l'espace [TRD likelihood, ESEV₃, TrkBDT] pour une énergie de [206 – 260] GeV projetée sur les différents axes : en haut pour les données de rigidité négative et en bas pour les données de rigidité positive. La courbe bleue pointillée représente les protons, la courbe rouge les leptons de bon signe, la courbe verte les leptons de mauvais signe et la courbe pleine bleue le total des contributions. Une coupure est effectuée sur TRD likelihood et ESEV₃ pour la projection sur l'axe TrkBDT afin de réduire la composante de protons afin de mieux apprécier la séparation entre leptons de bon et de mauvais signe.

Enfin, en raison de la faible statistique d'événements de mauvais signe dans les données à basse énergie du fait de la faible probabilité de confusion de charge et du temps d'exposition du détecteur, la valeur de la confusion de charge est fixée à la valeur prédite par les simulations Monte Carlo en dessous de 2 GeV.

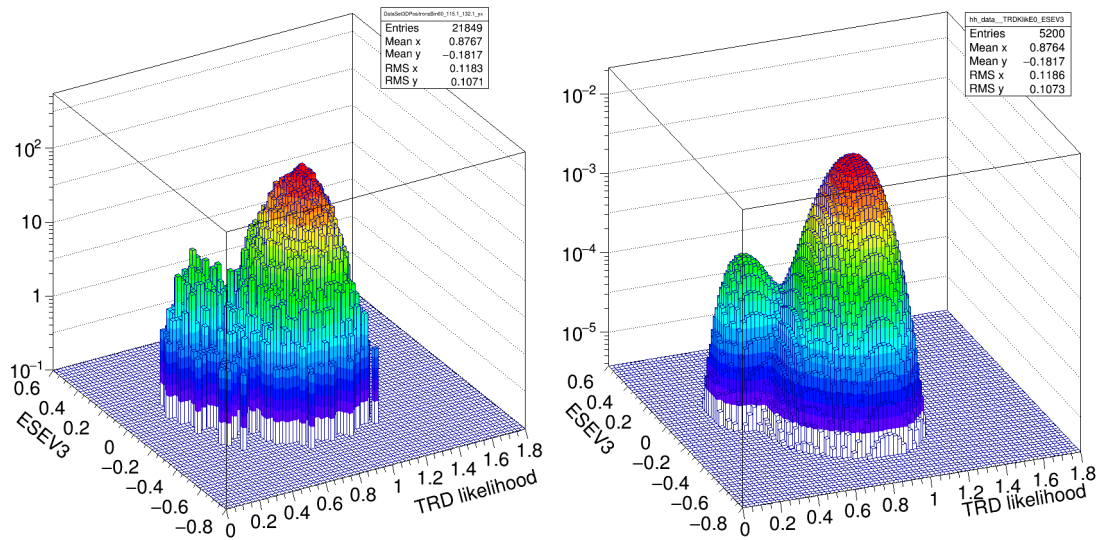


FIG. 81: Distribution des données de rigidité positive dans le plan [TRD likelihood, ESEV₃] (à gauche) et résultats du fit global sur la distribution des données dans l'espace [TRD likelihood, ESEV₃, TrkBDT] (à droite) pour une énergie de [115.1 – 132.1] GeV projetée sur le plan [TRD likelihood, ESEV₃].

9.5 RÉSULTATS

Chacun des fits permet d'évaluer le nombre de positons, le nombre d'électrons ainsi que la confusion de charge pour chacun des intervalles d'énergie de notre étude. Les intervalles d'énergie sont présentés dans l'annexe B. L'incertitude du fit comprend l'incertitude statistique des données, l'incertitude statistique des échantillons de contrôle ainsi que l'incertitude liée à la détermination de la confusion de charge. Le spectre d'électrons et de positons, défini comme le nombre d'événements divisés par la largeur en énergie du bin $\frac{N}{\Delta E}$, en fonction de l'énergie est présenté sur la figure 83. La chute brutale du nombre d'événements par intervalle d'énergie en dessous de 25 GeV est due à la réduction du temps d'exposition du détecteur due à la coupure géomagnétique ainsi qu'à la moindre acceptance du détecteur à ces énergies. Les méthodes présentées dans la section 9.4.1 et 9.4.2 donnent des résultats très proche sur l'intervalle de recouvrement.

La contribution de chaque incertitude est représentée sur la figure 84. Pour les électrons, l'incertitude dominante est l'incertitude statistique des données. La contribution de l'incertitude statistique des échantillons de contrôle devient importante à plus haute énergie, particulièrement pour le dernier intervalle d'énergie [500 – 700] GeV, la confusion de charge reste globalement sous-dominante, même si sa contribution devient importante à haute énergie. Pour les positons, l'incertitude dominante est l'incertitude statistique des données. L'incertitude statistique des échantillons de contrôle contribue presque également avec la confusion de charge à haute énergie.

La confusion de charge mesurée par le fit en fonction de l'énergie est représenté dans la figure 85. Le résultat est en bon accord avec les simulations Monte Carlo du détecteur de 2 GeV jusqu'à 700 GeV. La probabilité de confusion de charge est bien déterminée dans les région de faible énergie ou sa contribution est très faible, montrant la précision de la méthode utilisée. L'incertitude sur la détermination de la confusion de charge aug-

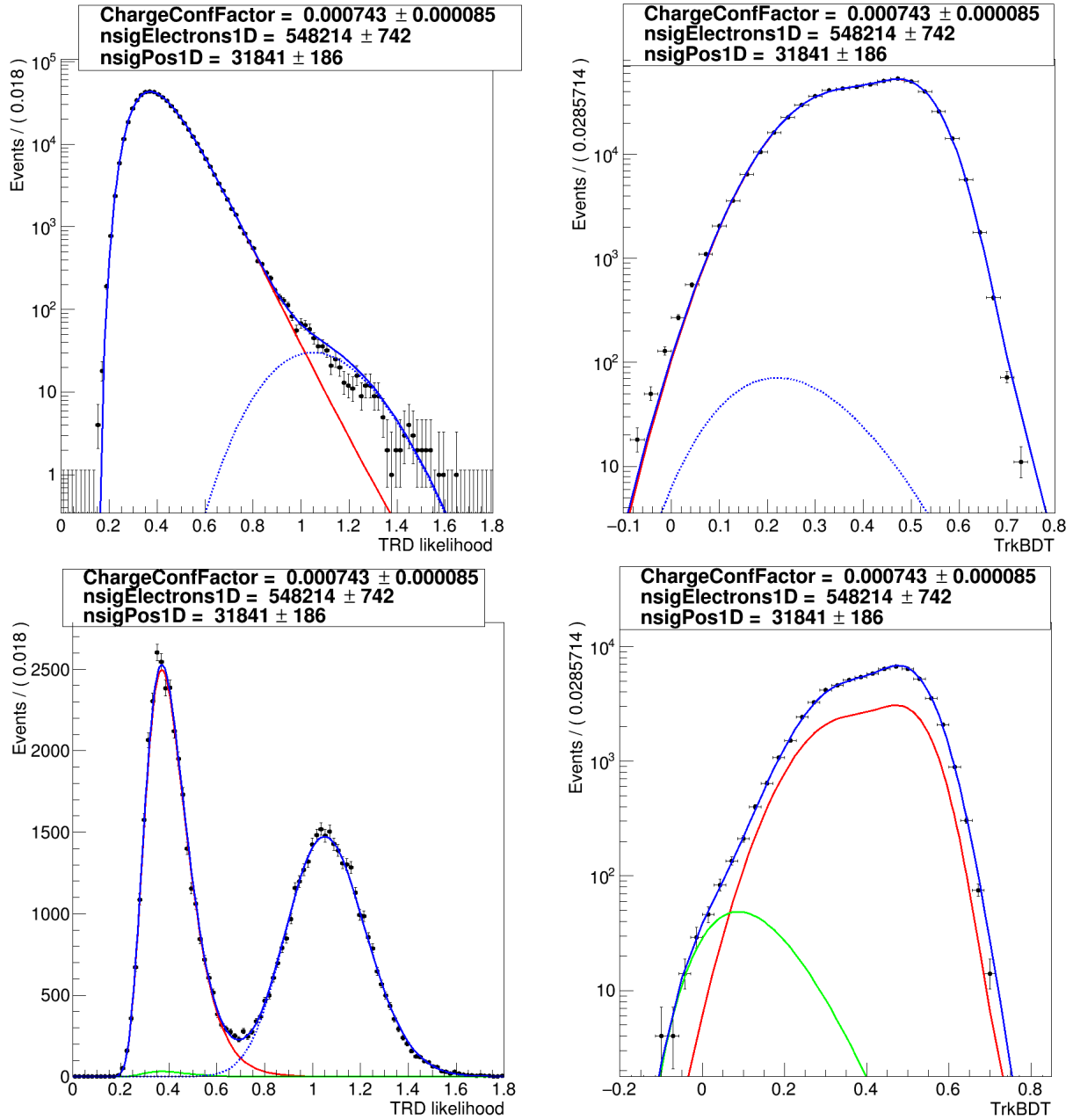


FIG. 82: Résultats du fit global sur la distribution des données dans l'espace [TRD likelihood, TrkBDDT] pour une énergie de [4.54 – 5] GeV projetée sur les différents axes : en haut pour les données de rigidité négative et en bas pour les données de rigidité positive. La courbe bleue pointillée représente les protons, la courbe rouge les leptons de bon signe, la courbe verte les leptons de mauvais signe et la courbe pleine bleue le total des contributions.

mente à haute énergie, mais la mesure reste compatible avec le Monte Carlo. On peut remarquer une légère sur-estimation de la confusion de charge autour des 100 GeV dans le Monte Carlo, sans pour autant pouvoir une conclusion forte quant à ce problème vu la précision actuelle de la mesure. En conclusion, la probabilité de confusion de charge est mesurée précisément avec le même intervalle d'énergie que l'analyse, permettant d'évaluer finement ces effets sur le nombre de positons et d'électrons.

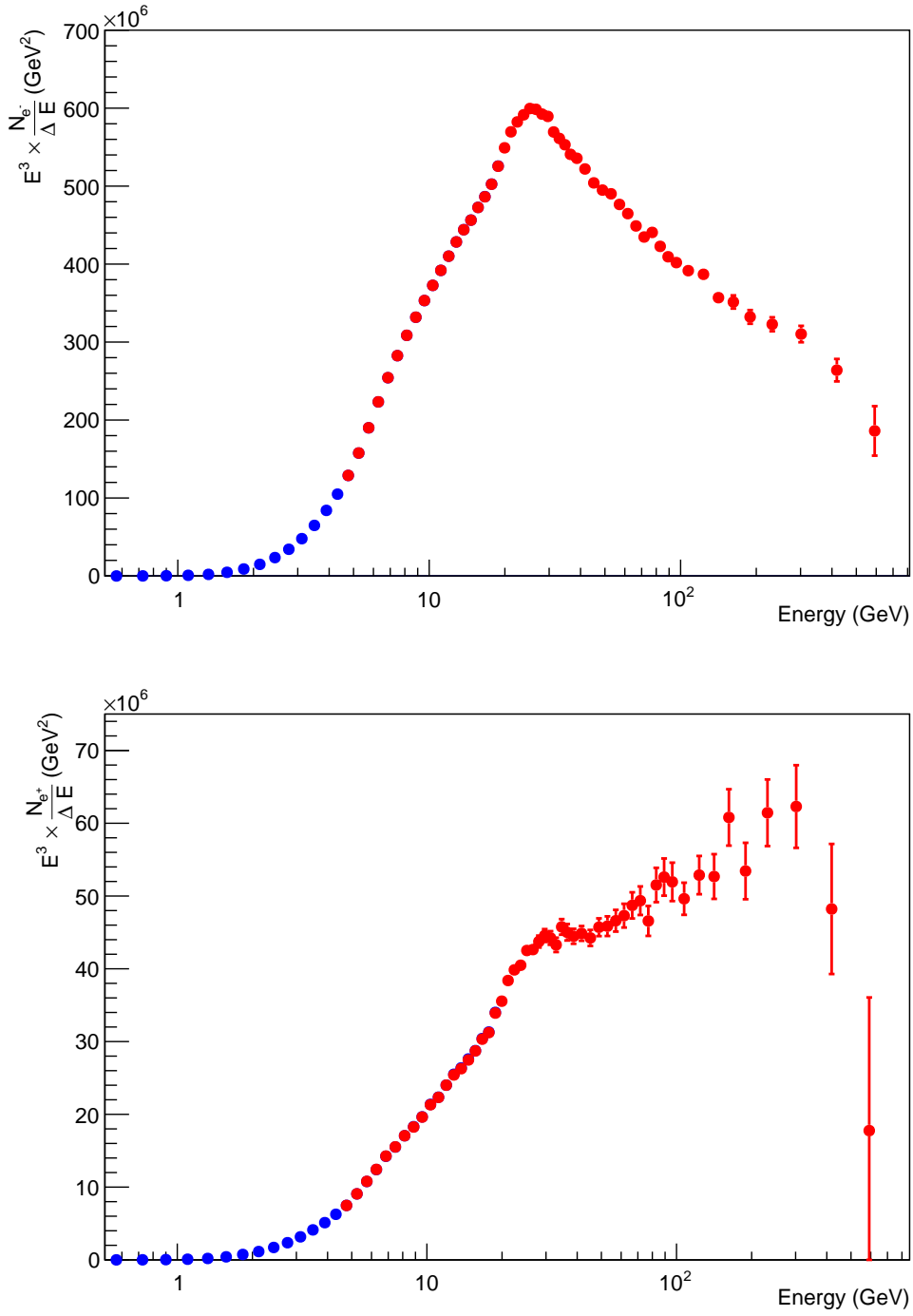


FIG. 83: Nombre d'événements des positons et des électrons divisé par la largeur de l'intervalle d'énergie et multiplié par E^3 avec en bleu l'analyse selon [TRD likelihood, TrkBDT] à basse énergie et en rouge l'analyse selon [TRD likelihood, TrkBDT, ESEV3] à plus haute énergie.

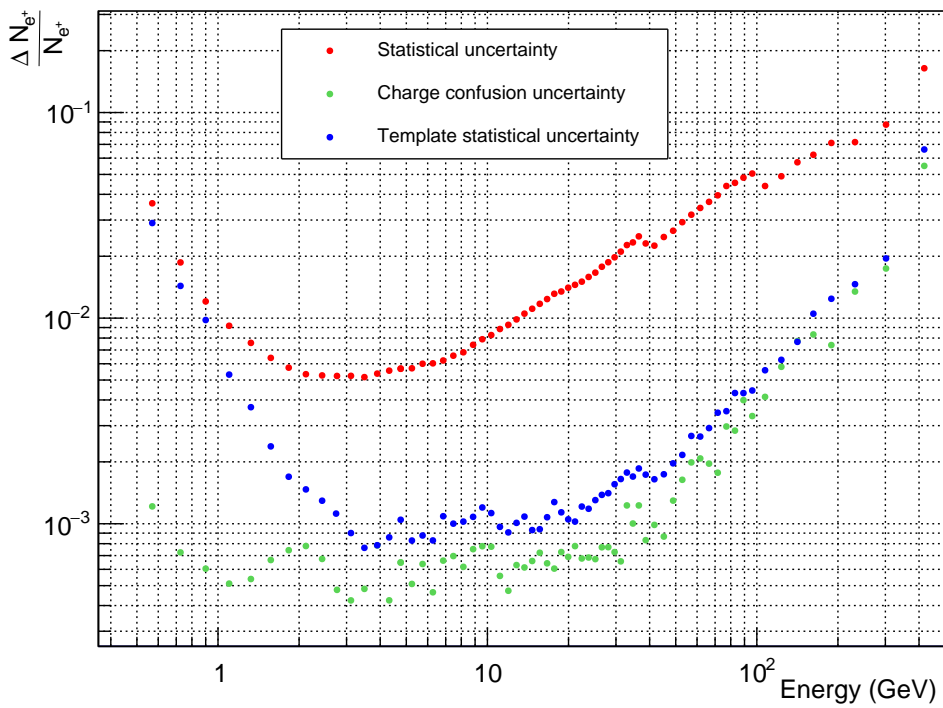
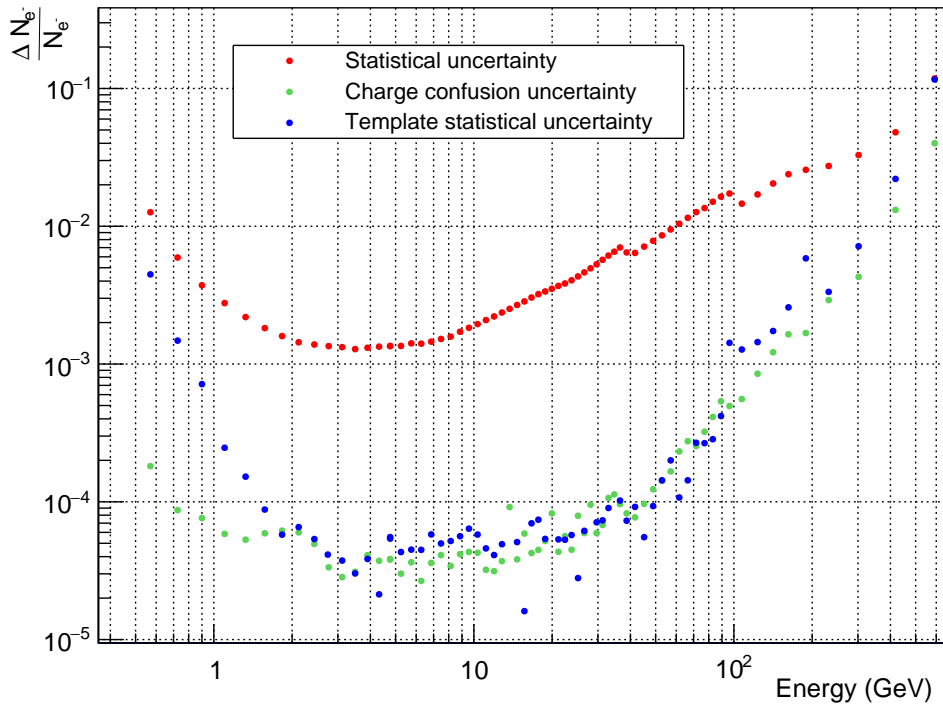


FIG. 84: Incertitudes relatives des électrons et des positons en fonction de l'énergie pour chaque contribution à l'incertitude mesurée par notre méthode de fit.

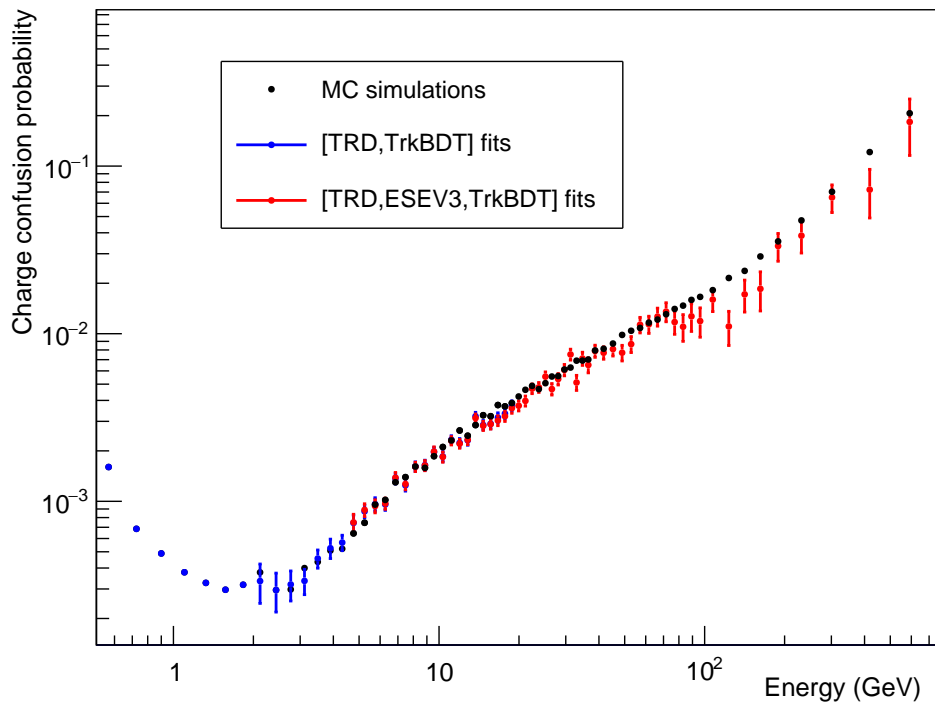


FIG. 85: Probabilité de confusion de charge fittée dans les données en fonction de l'énergie avec la méthode de fit sans ESEV₃ (section 9.4.2) en bleu et avec ESEV₃ (section 9.4.1) en rouge comparées aux simulations Monte Carlo. En dessous de 2 GeV, la confusion de charge est fixée à la valeur des simulations Monte Carlo en raison de la faible statistique des données en électrons de mauvais signe.

ACCEPTANCE ET TEMPS D'EXPOSITION

10.1 MESURE D'UN FLUX D'ÉVÉNEMENTS

Le flux se définit comme un nombre d'événements par intervalle d'énergie, d'angle solide, de surface et de temps. Nous pouvons donc relier le nombre d'événements pendant un laps de temps Δt , dans un intervalle d'énergie ΔE , traversant une surface S de haut en bas (c'est-à-dire dont l'angle solide couvre une demi-sphère située au dessus de la surface), au flux par la relation :

$$N = \int_{t_0}^{t_0+\Delta t} \int_{E_0}^{E_0+\Delta E} \int_S \int_{\phi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\frac{\pi}{2}} \Phi(E,t,\vec{n}) dE dt \vec{n} \cdot d\vec{S} d\Omega, \quad (115)$$

avec $\phi(E,t,\vec{n})$ le flux de particules à une énergie E , à un temps t pour des particules ayant une direction d'incidence \vec{n} et avec $d\Omega$ l'élément infinitésimal d'angle solide défini comme $\vec{n} \cdot d\vec{S} d\Omega = \cos(\theta) \sin(\theta) d\theta d\phi dS$ dans un repère sphérique. Dans le cas où le flux de particules est mesuré par un instrument, il faut prendre en compte la fonction de réponse instrumentale R_I qui permet de lier le flux réel Φ^R au flux mesuré Φ^M par l'équation :

$$\Phi^M(t_M, E_M, \vec{n}_M) = \iiint \Phi^R(t_R, E_R, \vec{n}_R) R_I(t_M, E_M, \vec{n}_M \leftarrow t_R, E_R, \vec{n}_R) dt_R dE_R d\vec{n}_R, \quad (116)$$

avec t_M, E_M, \vec{n}_M le temps, la direction et l'énergie mesurés par le détecteur et t_R, E_R, \vec{n}_R le temps, la direction et l'énergie réels. La fonction de réponse instrumentale $R_I(t_M, E_M, \vec{n}_M \leftarrow t_R, E_R, \vec{n}_R)$ se définit comme la densité de probabilité qu'un événement à un temps t_R , à une énergie E_R et avec une direction incidente \vec{n}_R soit mesuré à un temps t_M , à une énergie E_M et avec une direction incidente \vec{n}_M . La fonction R_I est spécifique au détecteur, et le but de ce chapitre est de mesurer la fonction R_I du détecteur AMS-02.

Plaçons-nous dans le cas d'AMS-02, avec Φ un flux d'électrons ou de positons. Nous pouvons simplifier l'équation (116) en posant l'hypothèse que le flux est isotrope et que le temps mesuré $t_M = t_R = t$, ce qui implique que $R_I(t_M, E_M, \vec{n}_M \leftarrow t_R, E_R, \vec{n}_R) = \delta(t_M - t_R) R_I(E_M, \vec{n}_M \leftarrow E_R, \vec{n}_R | t)$:

$$\Phi(t_M, E_M) = \iint \Phi(t_M, E_R) R_I(E_M, \vec{n}_M \leftarrow E_R, \vec{n}_R | t) dE_R d\vec{n}_R. \quad (117)$$

L'hypothèse que le temps mesuré est le même que le temps réel peut être faite car l'erreur sur la mesure du temps d'arrivée de la particule est négligeable devant les laps de temps que nous mesurons qui sont de l'ordre de l'année. En posant l'hypothèse que la résolution en énergie ne dépend pas de l'incidence de la particule, on peut réécrire la fonction de réponse instrumentale :

$$R_I(E_M, \vec{n}_M \leftarrow E_R, \vec{n}_R) = R_E(E_M \leftarrow E_R | t) R_{\vec{n}}(\vec{n}_M \leftarrow \vec{n}_R | E_R) \quad (118)$$

avec R_E la fonction de réponse instrumentale pour l'énergie et $R_{\vec{n}}$ la fonction de réponse instrumentale pour l'incidence de la particule. L'équation (117) devient ainsi :

$$\Phi(t_M, E_M) = \int \Phi(t_M, E_R) R_E(E_M \leftarrow E_R | t) \mathcal{P}(\vec{n}_M | E_R) dE_R, \quad (119)$$

avec $\mathcal{P}(\vec{n}_M|E_R)$ la probabilité de mesurer une particule d'incidence \vec{n}_M à une énergie E_R sachant que la distribution initiale des particules est isotrope :

$$\mathcal{P}(\vec{n}_M|E_R) = \int_{\vec{n}} R_{\vec{n}}(\vec{n}_M \leftarrow \vec{n}_R|E_R) d\vec{n}_R. \quad (120)$$

La fonction de réponse en énergie R_E est composée de la fonction de résolution en énergie f_R supposée indépendante du temps, de l'efficacité de la sélection appliquée sur les données ϵ et de la coupure géomagnétique dépendante du temps et de l'énergie mesurée :

$$R_E(E_M \leftarrow E_R|t) = f_R(E_M \leftarrow E_R)\epsilon(E_R,t)H(E_M - E_{\text{cut}}(t)). \quad (121)$$

Nous pouvons ainsi inclure l'équation (119) dans l'équation (115) afin de relier le nombre d'événements mesuré N^M au flux réel Φ^R :

$$N^M = \int_{t_0}^{t_0+\Delta t} \int_{E_0}^{E_0+\Delta E} \int_{E_R=0}^{+\infty} \Phi^R(E_R,t) f_R(E_M \leftarrow E_R) \epsilon(E_R,t) H(E_M - E_{\text{cut}}(t)) \text{Acc}_{\text{geom}}(E_R) dE_R dE_M dt, \quad (122)$$

avec $\epsilon(E_R,t)$ l'efficacité de la sélection permettant de prendre en compte la perte d'événement due à la sélection et $\text{Acc}_{\text{geom}}(E_R)$ l'acceptance géométrique définie comme :

$$\text{Acc}_{\text{geom}}(E_R) = \int_S \int_{\phi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\frac{\pi}{2}} \mathcal{P}(\vec{n}_M|E_R) \vec{n}_M \cdot d\vec{S} d\Omega_M. \quad (123)$$

En fonction des variables sélectionnées, l'efficacité peut être indépendante de l'énergie et dépendante du temps, c'est le cas pour les sélections liées à la position d'AMS, ou dépendante de l'énergie et indépendante du temps. L'efficacité peut donc se décomposer de la manière suivante $\epsilon(E,t) = \epsilon_E(E)\epsilon_t(t)$ avec ϵ_E l'efficacité des coupures en fonction de l'énergie et ϵ_t l'efficacité des coupures en fonction du temps. Vu que nous nous intéressons au flux moyen sur la période de temps étudiée, on peut réécrire l'équation (122) :

$$N^M = \int_{E_0}^{E_0+\Delta E} \int_{E_R=0}^{+\infty} \langle \Phi^R(E_R,t) \rangle_{\Delta t} f_R(E_M \leftarrow E_R) \epsilon_E(E_R) \Delta t_{\text{exp}}(E_M) \text{Acc}_{\text{geom}}(E_R) dE_R dE_M, \quad (124)$$

avec $\langle \Phi^R(E_R,t) \rangle_{\Delta t}$ la moyenne du flux sur la période de temps Δt , et $\Delta t_{\text{exp}}(E_M)$ le temps d'exposition défini comme :

$$\Delta t_{\text{exp}}(E_M) = \int_{t_0}^{t_0+\Delta t} \epsilon_t(t) H(E_M - E_{\text{cut}}(t)) dt. \quad (125)$$

Le temps d'exposition est donc le temps effectif pendant lequel le détecteur a été apte à mesurer le nombre de particules le traversant. Pour simplifier par la suite, on écrira le flux moyen en fonction du temps $\langle \Phi^R(E_R,t) \rangle_{\Delta t} = \Phi^R(E_R)$. Au final, nous pouvons exprimer le nombre d'événements par intervalle d'énergie en fonction du flux réel :

$$\frac{1}{\Delta t_{\text{exp}}(E_M)} \frac{dN^M}{dE_M} = \int_{E_R=0}^{+\infty} \Phi^R(E_R) f_R(E_M \leftarrow E_R) \epsilon_E(E_R) \text{Acc}_{\text{geom}}(E_R) dE_R. \quad (126)$$

Par conséquent, lorsqu'il existe une migration entre l'énergie vraie et l'énergie reconstruite, le flux réel ne peut être reconstruit qu'en lui supposant une forme. Dans le cas où il y a peu de migration entre énergie reconstruite et énergie vraie, on peut approximer la fonction de résolution $f_R(E_M \leftarrow E_R) = \delta(E_M - E_R)$, et l'équation (126) devient :

$$\frac{1}{\Delta t_{\text{exp}}(E) \epsilon_E(E) \text{Acc}_{\text{geom}}(E)} \frac{dN^M}{dE} = \Phi^R(E). \quad (127)$$

10.2 TEMPS D'EXPOSITION

Comme présenté précédemment, le temps d'exposition se définit comme le temps effectif pendant lequel le détecteur peut effectuer une mesure. Pour mesurer le temps d'exposition du détecteur, nous sommes toutes les secondes du laps de temps de notre analyse du 21 mai 2011 au 27 novembre 2015 soit 54 mois. À partir de l'équation (125) nous écrivons :

$$\Delta t_{\text{exp}}(E_M) = \sum_{i=0}^{N_{\text{sec,total}}} \epsilon_t(t_0 + i\Delta t) H(E_M - E_{\text{cut}}(t_0 + i\Delta t)) \Delta t, \quad (128)$$

avec $N_{\text{sec,total}}$ le nombre de secondes total du laps de temps étudié, $\epsilon_t(t_0 + i\Delta t)$ l'efficacité du détecteur au temps $t_0 + i\Delta t$ et $\Delta t = 1$ s. L'efficacité peut être décomposée en deux types. Le premier type provient des sélections dont le résultat est binaire : soit la seconde est gardée dans l'analyse et l'efficacité est de 1, soit la seconde est rejetée de l'analyse et l'efficacité est nulle. Les sélections appartenant à ce premier type sont les sélections dépendantes du temps présentées dans la section 7.4.1. Pour chaque seconde, nous testons si le détecteur passe les coupures dépendantes du temps. Si ce n'est pas le cas, la seconde n'est pas prise en compte dans le temps d'exposition. Le second type d'efficacité est le *lifetime*, qui nous renseigne sur la proportion de temps dans la seconde pendant lequel le détecteur était apte à mesurer les observables d'une particule, du fait du temps de lecture d'un événement.

La dépendance en énergie du temps d'exposition vient de la coupure géomagnétique modélisée par la fonction de Heaviside $H(E_M - E_{\text{cut}}(t_0 + i\Delta t))$. Vu que nous mesurons le nombre d'événements dans un intervalle d'énergie, il nous faut définir la valeur du temps d'exposition dans cet intervalle d'énergie. Nous utilisons la moyenne en énergie du temps d'exposition dans l'intervalle d'énergie considéré :

$$\langle \Delta t_{\text{exp}}(E_M) \rangle_{\Delta E} = \sum_{i=0}^{N_{\text{sec,total}}} \frac{\epsilon_t(t_0 + i\Delta t) \Delta t}{\Delta E} \int_{E_0}^{E_0 + \Delta E} H(E_M - E_{\text{cut}}(t_0 + i\Delta t)) dE_M, \quad (129)$$

avec ΔE la largeur de l'intervalle d'énergie considéré et E_0 la borne minimale de l'intervalle d'énergie. Ainsi, si l'énergie de coupure se trouve en dehors de l'intervalle d'énergie, l'efficacité de la coupure géomagnétique est de 1 ou 0. Si l'énergie de coupure se trouve dans l'intervalle d'énergie, on obtient une efficacité de la coupure géomagnétique égale à $\frac{(E_0 + \Delta E) - E_{\text{cut}}}{\Delta E}$.

Le temps d'exposition ainsi calculé est représenté sur la figure 86. Le temps croît en fonction de l'énergie, du fait de la coupure géomagnétique, puis forme un plateau qui culmine à 104.48×10^6 secondes. Sur le laps de temps étudié et avec notre sélection, le

détecteur collecte de manière effective des données 73.2 % du temps pour des énergies supérieures à 30 GeV.

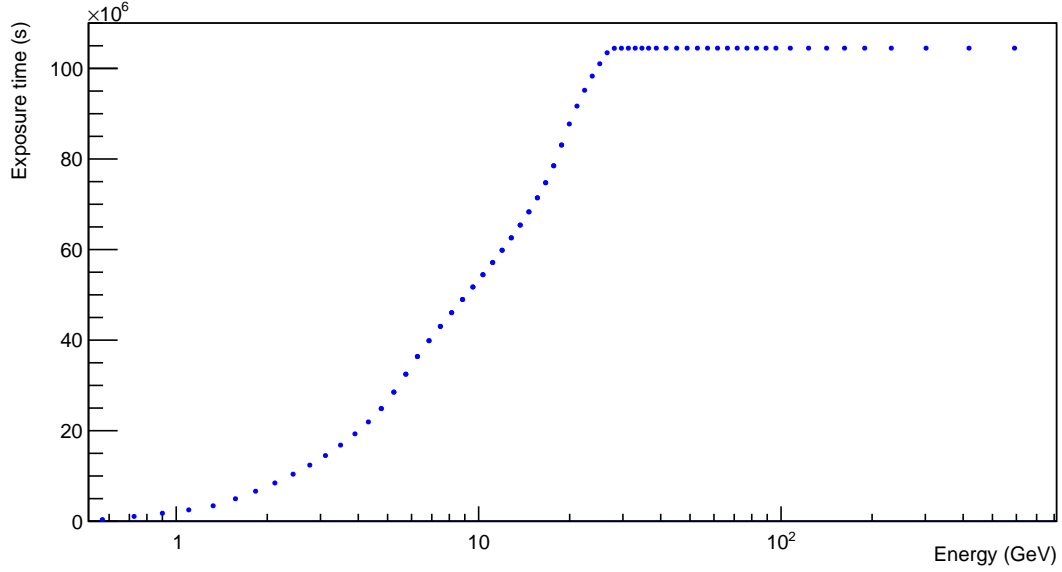


FIG. 86: Temps d'exposition en fonction de l'énergie.

10.3 ACCEPTANCE

10.3.1 Principe de la mesure d'acceptance

Comme présenté dans l'équation (126), dans le cas de la présence d'une migration en énergie, l'acceptance prenant en compte cet effet ne peut être reconstruit qu'en supposant un flux de particules. Afin d'évaluer l'acceptance, nous utilisons les simulations Monte Carlo qui permettent d'étudier la réponse du détecteur à un flux de particules donné. Dans le Monte Carlo el.B1043 présenté dans la section 7.1, le flux de particules est généré sur un plan de $3.9 \times 3.9 \text{ m}^2$ situé à 1.95 m au dessus du centre du détecteur. Le flux est isotrope, et suit une loi de puissance E^{-1} . Le nombre de particules traversant le plan de génération dans un temps Δt dans l'intervalle d'énergie ΔE est :

$$N_{\text{gen}} = \Delta t \text{Acc}_{\text{gen}} \int_{E_0}^{E_0 + \Delta E} \Phi^{\text{gen}}(E_R) dE_R, \quad (130)$$

avec Acc_{gen} l'acceptance de génération, qui possède une forme analytique car la génération est faite à partir d'un plan. Nous pouvons obtenir l'acceptance de génération à partir de l'équation (123) :

$$\text{Acc}_{\text{gen}} = \int_S \int_{\phi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\frac{\pi}{2}} \vec{n}_M \cdot d\vec{S} d\Omega_M = \int_S \int_{\phi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\frac{\pi}{2}} \cos \theta \sin \theta d\theta d\phi = \pi S, \quad (131)$$

avec S la surface du plan de génération. Dans notre cas, la surface du plan est de $3.9 \times 3.9 \text{ m}^2$ ce qui amène à $\text{Acc}_{\text{gen}} \simeq 47.8 \text{ m}^2 \cdot \text{sr}$. Le nombre d'événements mesurés dans l'intervalle d'énergie mesurée ΔE se définit comme :

$$N_{\text{rec}} = \Delta t \int_{E_0}^{E_0 + \Delta E} \int_0^{\infty} \Phi^{\text{gen}}(E_R) f_R(E_M \leftarrow E_R) \epsilon_E(E_R) \text{Acc}_{\text{geom}} dE_R dE_M. \quad (132)$$

Par conséquent, le rapport du nombre d'événements reconstruits dans la simulation par le nombre d'événements générés nous permet de définir une acceptation effective permettant de prendre en compte la fonction de résolution de l'énergie, l'efficacité de la sélection ainsi que l'acceptation géométrique :

$$\text{Acc}_{\text{eff}} = \text{Acc}_{\text{gen}} \frac{N_{\text{rec}}}{N_{\text{gen}}} = \frac{\int_{E_0}^{E_0 + \Delta E} \int_0^{\infty} \Phi^{\text{gen}}(E_R) f_R(E_M \leftarrow E_R) \epsilon_E(E_R) \text{Acc}_{\text{geom}} dE_R dE_M}{\int_{E_0}^{E_0 + \Delta E} \Phi^{\text{gen}}(E_R) dE_R}. \quad (133)$$

Ainsi si le flux généré est le même que le flux réel $\Phi^{\text{gen}}(E_R) = \Phi^{\text{R}}(E_R)$, l'équation (126) devient :

$$\frac{N^{\text{M}}}{\text{Acc}_{\text{eff}} \Delta t_{\text{exp}}} = \int_{E_0}^{E_0 + \Delta E} \Phi^{\text{R}}(E_R) dE_R, \quad (134)$$

permettant ainsi la mesure du flux réel à partir du nombre d'événements. Le flux généré dans le Monte Carlo doit être le plus proche possible du flux réel afin de prendre en compte les effets de migration en énergie. Cependant, si les effets de migration en énergie sont négligeables (c'est-à-dire si $f(E_M, E_R) = \delta(E_M - E_R)$), la forme du flux généré n'a plus aucune importance comme le montre l'équation (133).

10.3.2 Pondération des événements Monte Carlo

Comme expliqué précédemment, la forme du flux généré est importante pour mesurer l'acceptation effective. Le Monte Carlo utilisé possède un flux de particules généré suivant une loi de puissance E^{-1} . Par conséquent, les événements du Monte Carlo doivent être pondérés afin que le flux de particule généré effectif suive une autre distribution en fonction de l'énergie. Le poids permettant au flux généré de suivre un flux quelconque Φ est défini comme :

$$w(E) = \frac{\tilde{\Phi}}{\tilde{\Phi}^{\text{gen}}}, \quad (135)$$

avec $\tilde{\Phi}$ le flux normalisé défini comme $\tilde{\Phi} = \frac{\Phi}{\int_{E_{\text{min}}}^{E_{\text{max}}} \Phi dE}$, et Φ^{gen} le flux de génération du Monte Carlo. Le flux de génération normalisé peut s'écrire :

$$\tilde{\Phi}^{\text{gen}} = \frac{\Phi^{\text{gen}}}{\int_{E_{\text{min}}}^{E_{\text{max}}} \Phi^{\text{gen}} dE} = \frac{dN^{\text{gen}}}{dE} \frac{1}{N_{\text{tot}}}, \quad (136)$$

avec N_{tot} le nombre d'événements total généré dans le Monte Carlo. Le Monte Carlo utilisé est composé de deux spectres de génération. Le premier est composé de $N_{[0.25-100]} = 14\,686\,282\,384$ événements générés entre une énergie de 0.25 GeV et 100 GeV, amenant un spectre de génération défini comme :

$$\frac{dN_{[0.25-100]}^{\text{gen}}}{dE} = \frac{N_{[0.25-100]}}{N_{\text{tot}} \ln(100/0.25)} E^{-1}. \quad (137)$$

Le second est composé de $N_{[50-2000]} = 10\,103\,571\,459$ événements générés entre une énergie de 50 et 2000 GeV, amenant un spectre de génération défini comme :

$$\frac{dN_{[50-2000]}^{\text{gen}}}{dE} = \frac{N_{[50-2000]}}{N_{\text{tot}} \ln(2000/50)} E^{-1}. \quad (138)$$

Dans l'intervalle d'énergie où les deux spectres se recouvrent, le spectre de génération est la somme des deux.

Nous calculons le poids de telle façon à ce que le flux généré du Monte Carlo reproduise les flux de positons et d'électrons publiés [107]. Les flux de positons et d'électrons publiés sont interpolés à l'aide d'un *spline* d'ordre 3 dans l'intervalle d'énergie publié. Au-delà, ils sont extrapolés à l'aide d'une loi de puissance, d'indice -3.2 pour les positons et -3.4 pour les électrons, afin de permettre de calculer le poids jusqu'à 2 TeV.

Le flux normalisé des électrons et des positons, ainsi que le flux normalisé du flux généré des simulation Monte Carlo sont présentés sur la figure 87. Le poids est présenté sur la figure 88.

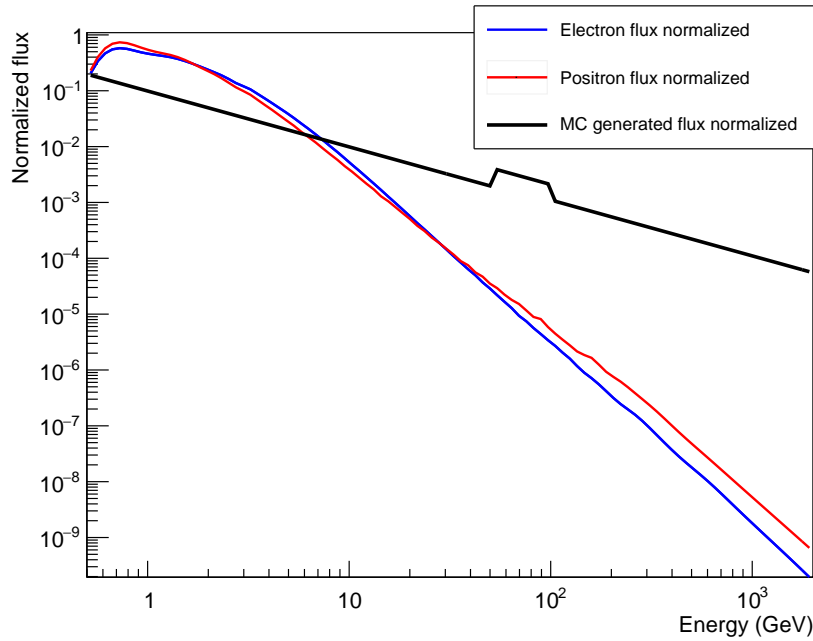


FIG. 87: Flux normalisé en fonction de l'énergie, pour le flux généré dans le Monte Carlo (courbe noire), le flux de positons (courbe rouge) et le flux d'électrons (courbe bleue).

La figure 89 montre l'effet de la pondération sur la distribution en énergie des événements dans le Monte Carlo. Une distribution, qui exhibe sans pondération une coupure à cause de l'interface entre les deux fichiers Monte Carlo, devient régulière après pondération.

10.3.3 Mesure de l'acceptance effective

L'acceptance effective présentée précédemment se définit comme :

$$\text{Acc}_{\text{eff}} = (47.8\text{m}^2.\text{sr}) \frac{N_{\text{rec}}}{N_{\text{gen}}}, \quad (139)$$

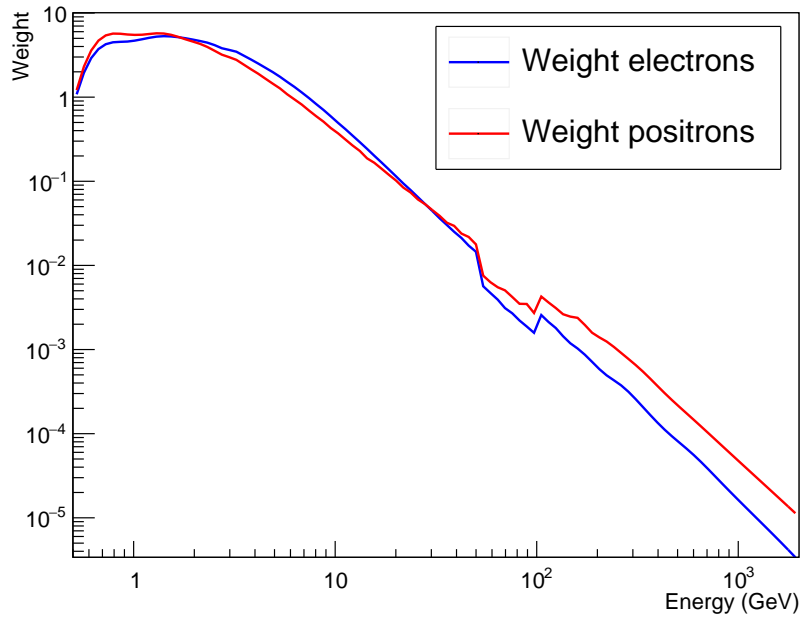


FIG. 88: Poids en fonction de l'énergie, pour les positons (en rouge) et les électrons (en bleu).

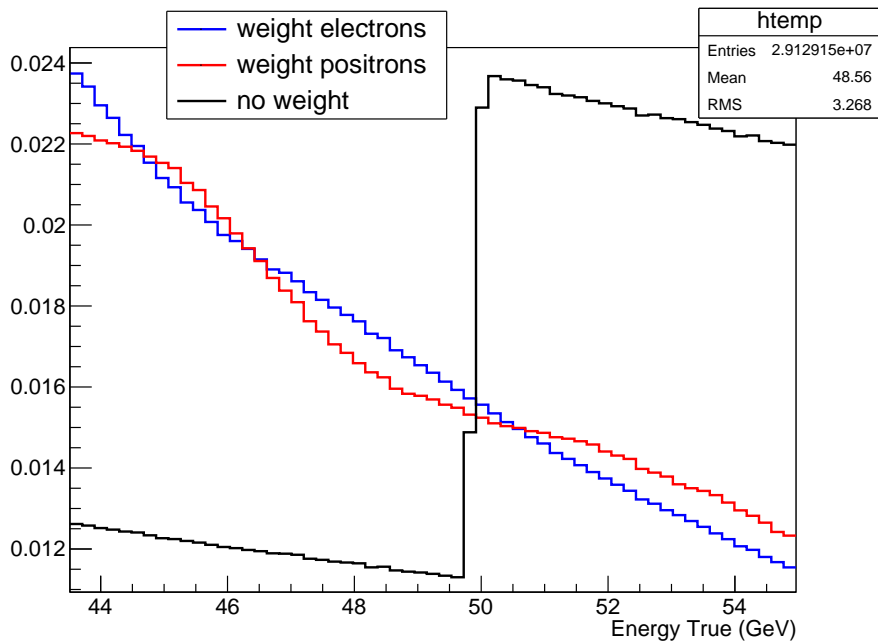


FIG. 89: Distribution normalisée des événements en fonction de l'énergie vraie dans le Monte Carlo, pour des événements non pondérés (noir), pondérés avec le flux de positons (rouge) et le flux d'électrons (bleu).

avec N_{rec} le nombre d'événements dans chaque intervalle d'énergie ayant passé la sélection présentée dans le chapitre 7 et avec N_{gen} le nombre d'événements générés. Dans les

deux cas, le nombre d'événements est pondéré à l'aide du poids calculé dans la section précédente. De cette façon, N_{gen} est défini tel que :

$$N_{\text{gen}}^w = \int_{E_0}^{E_0+\Delta E} \frac{dN_{\text{gen}}}{dE} w(E) dE, \quad (140)$$

et $N_{\text{rec}}^w = \sum_{i=1}^{N_{\text{rec}}} w(E_i)$ avec E_i l'énergie vraie de l'événement i .

Il faut bien se rendre compte que le processus de pondération permet de modifier la dépendance en énergie du flux de génération, mais sans influencer la véritable statistique de notre échantillon. Ainsi l'incertitude statistique du nombre d'événements pondérés doit prendre en compte ce fait, et est défini comme $\Delta N_{\text{rec}}^w = \sqrt{\sum_{i=1}^{N_{\text{rec}}} w^2(E_i)}$. Pour l'incertitude sur le nombre d'événements générés on a :

$$\Delta N_{\text{gen}}^w = \sqrt{\int_{E_0}^{E_0+\Delta E} \frac{dN_{\text{gen}}}{dE} w^2(E) dE}. \quad (141)$$

On remarque que dans les deux cas, si $w(E) = 1$, on revient à l'incertitude statistique d'un nombre d'événements non pondérés \sqrt{N} . L'incertitude statistique sur l'acceptance effective doit prendre en compte que N_{rec}^w est un sous-ensemble de N_{gen}^w , impliquant une corrélation entre ces deux variables. Une méthode permettant de prendre en compte cet effet consiste à utiliser l'erreur sur les échantillons N_{gen}^w et $N_{\text{gen}}^w - N_{\text{rec}}^w$ qui eux sont totalement décorrélés [108]. L'incertitude en utilisant cette méthode s'exprime comme :

$$\Delta \text{Acc}_{\text{eff}} = (47.8 \text{m}^2 \cdot \text{sr}) \sqrt{\left(\frac{N_{\text{rec}}^w}{N_{\text{gen}}^w}\right)^2 \left(\frac{\Delta N_{\text{gen}}^w}{N_{\text{gen}}^w}\right)^2 + \left(1 - 2\frac{N_{\text{rec}}^w}{N_{\text{gen}}^w}\right)^2 \left(\frac{\Delta N_{\text{rec}}^w}{N_{\text{rec}}^w}\right)^2}. \quad (142)$$

Les résultats obtenus en séparant les différentes sélections sont montrés sur la figure 90. Une comparaison de l'acceptance obtenue avec une pondération basée sur le flux d'électrons et de positons est montrée sur la figure 91. Les acceptances sont très proches en utilisant le flux d'électrons et le flux de positons, montrant la bonne reconstruction de l'énergie par le calorimètre du détecteur. L'incertitude sur l'acceptance due à la statistique des simulations Monte Carlo est présentée sur la figure 92. L'incertitude relative est inférieure à 3.5×10^{-3} et décroît à haute énergie du fait de la statistique du Monte Carlo.

10.4 CORRECTIONS DONNÉES/MONTE CARLO DE L'ACCEPTANCE

10.4.1 Principe des corrections données/Monte Carlo de l'acceptance

L'acceptance a été mesurée à l'aide des simulations Monte Carlo qui, comme présenté auparavant, ne reproduisent pas parfaitement les données. Cela peut avoir un fort impact sur l'acceptance qu'il nous faut évaluer et corriger. Pour cela, l'efficacité des différentes coupures doit être testée sur les données. Une méthode consiste à faire une sélection de manière à isoler les électrons dans les données et étudier l'impact des sélections sur cet échantillon.

Cependant plusieurs difficultés compliquent cette tâche. Une des grandes difficultés de cette étude est d'isoler un échantillon pur d'électrons dans les données, principalement à haute énergie. De plus, il faut s'assurer que la sélection utilisée pour isoler les électrons

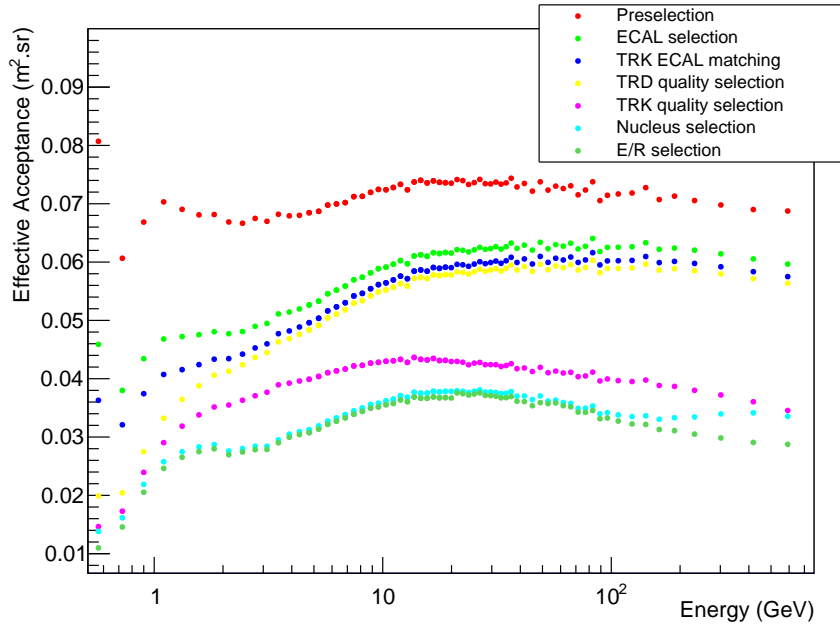


FIG. 90: Acceptance effective en fonction de l'énergie après application de différentes sélections (cf Annexe A). *ECAL selection* fait référence aux coupures liées à l'ECAL, c'est-à-dire la sélection sur le rapport énergie déposée sur énergie reconstruite, sur le nombre de gerbes, et sur la coupure fiducielle de l'ECAL. *TRK ECAL matching* désigne la sélection sur le *matching* entre gerbe et trace. *TRD quality selection* désigne la sélection sur le nombre de plans touchés dans le TRD. *TRK quality selection* fait référence à la sélection sur la qualité de la trace. *Nucleus selection* désigne la sélection pour supprimer les noyaux. Enfin, *E/R selection* fait référence à la sélection sur le rapport énergie sur rigidité pour réduire le bruit de fond de protons.

n'influence pas l'efficacité mesurée sur l'échantillon. Autrement dit, la corrélation entre les différentes sélections doit être maîtrisée. Enfin, il faut s'assurer que la sélection effectuée permet effectivement de sélectionner efficacement des électrons, malgré le fait que certaines sélections de qualité ou de pureté des données soient relâchées.

L'étude de l'efficacité des présélections dans les données est complexe, car les présélections sont essentielles à la distinction entre électrons et protons. Une méthode basée sur l'utilisation croisée des sous-détecteurs d'AMS-02 est utilisée. Pour l'efficacité des sélections, une méthode utilisant notre méthode de fit du nombre d'électrons présentée dans le chapitre 9 est utilisée.

10.4.2 Correction de l'efficacité de présélection

Le facteur de correction pour la présélection est défini comme :

$$f_{\text{Corr,prel}} = \frac{\epsilon_{\text{prel}}^{\text{Data}}}{\epsilon_{\text{prel}}^{\text{MC}}}, \quad (143)$$

avec $\epsilon_{\text{prel}}^{\text{Data}}$ l'efficacité de la présélection dans les données et $\epsilon_{\text{prel}}^{\text{MC}}$ l'efficacité dans les simulations Monte Carlo. L'efficacité de chaque sélection est étudiée indépendamment

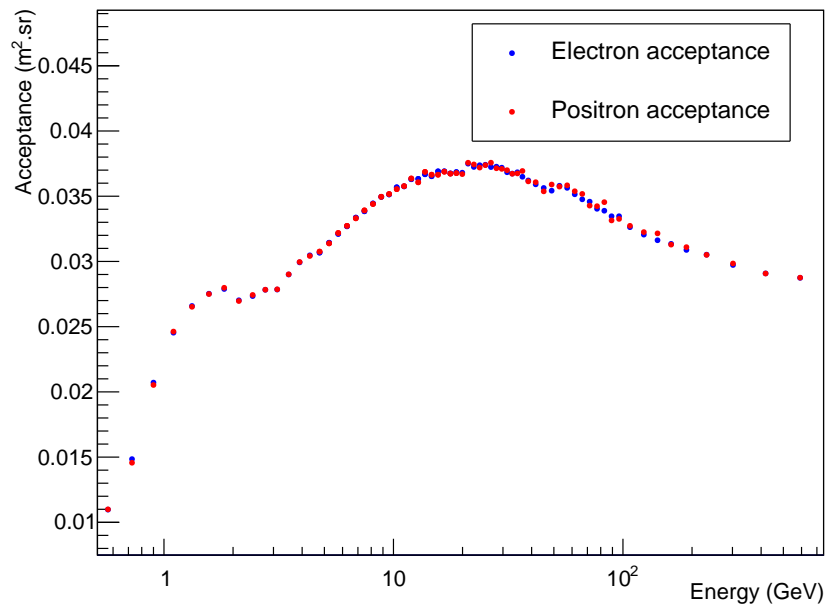


FIG. 91: Acceptance effective en fonction de l'énergie en utilisant un flux généré d'électrons (bleu) et de positons (rouge).

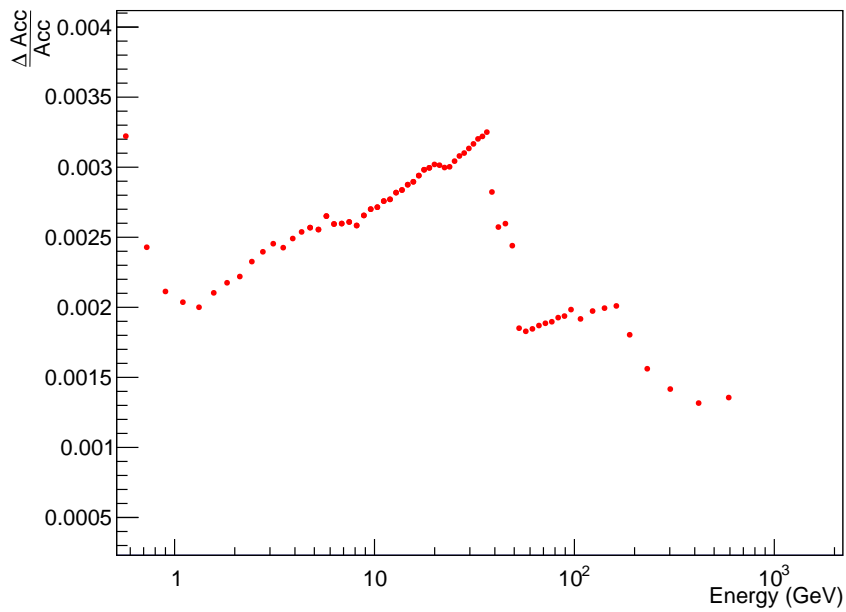


FIG. 92: Incertitude due à la statistique des simulations Monte Carlo sur l'acceptance effective en fonction de l'énergie.

dans les données, puis combinée afin de calculer le facteur de correction. Ce facteur de correction doit être multiplié à l'acceptance afin de la corriger.

Efficacité de reconstruction de la trace

L'efficacité de reconstruction de la trace se définit comme la probabilité pour qu'une trace soit reconstruite lorsqu'un électron traverse le trajectomètre. Nous sélectionnons un échantillon pur d'électron, en n'utilisant aucune variable en rapport avec le trajectomètre. Pour cela, nous appliquons la sélection usuelle hormis toutes les variables en rapport avec le trajectomètre. Afin de sélectionner des électrons indépendamment du trajectomètre, nous utilisons une version modifiée du TRD likelihood présenté auparavant. En effet, les signaux associés à la particule sont reconstruits à l'aide de la trace reconstruite par le trajectomètre dans la version non modifiée de TRD likelihood. Nous associons une gerbe électromagnétique à une trace reconstruite dans le TRD en minimisant le *matching* entre le point d'entrée de la trace dans le TRD extrapolée jusqu'à l'entrée dans le calorimètre et la gerbe électromagnétique. Les signaux déposés le long de cette trace dans le TRD sont exploités afin de construire un TRD likelihood totalement indépendant du trajectomètre. Plusieurs jeux de coupures sont utilisés variant entre 0.4 et 0.6 afin d'évaluer l'incertitude due à la sélection d'électron. La variable ESEV₃ est aussi utilisée, la coupure variant entre 0 et -0.1. Une sélection à 3 cm sur le *matching* entre la trace du TRD extrapolée et la gerbe dans la direction x est effectuée afin de s'assurer que la particule dans le TRD est la même que celle dans l'ECAL. Cette coupure est effectuée dans la direction x uniquement car l'extrapolation ne prend pas en compte le champ magnétique de l'aimant. L'efficacité mesurée dans le Monte Carlo ainsi que dans l'échantillon d'électrons sélectionné, et le facteur de correction calculé sont présentés sur la figure 93.

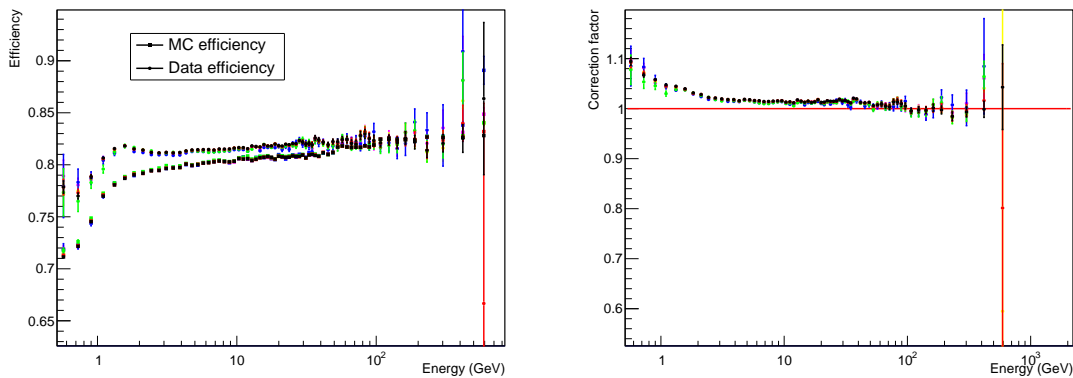


FIG. 93: A gauche : efficacité de la reconstruction de trace par le trajectomètre pour les simulations Monte Carlo (carrés) et les données (ronds). Les différentes couleurs représentent les différents échantillons utilisés, avec une variation sur les coupures sur les variables TRD likelihood et ESEV₃. A droite : facteur de correction entre données et Monte Carlo pour l'efficacité de la reconstruction de trace par le trajectomètre.

Efficacité de reconstruction d'un signal par les plans externes

L'efficacité de reconstruction d'un signal par les plans externes se définit comme la probabilité pour qu'un signal soit reconstruit par un plan du trajectomètre externe, alors que la particule a effectivement traversé un plan externe. Nous sélectionnons un échantillon d'électrons avec la même sélection présentée précédemment pour la reconstruction de l'efficacité de reconstruction de la trace. Nous ajoutons à cette sélection la condition

d'avoir au moins une trace reconstruite par le trajectomètre. De plus, nous demandons à ce que l'extrapolation de la gerbe reconstruite par le calorimètre traverse le premier plan du trajectomètre. De cette façon, nous nous assurons que les événements sélectionnés ont effectivement traversé tous les plans externes et internes. L'efficacité mesurée dans le Monte Carlo ainsi que dans l'échantillon d'électrons sélectionné, et le facteur de correction calculé sont présentés sur la figure 94.

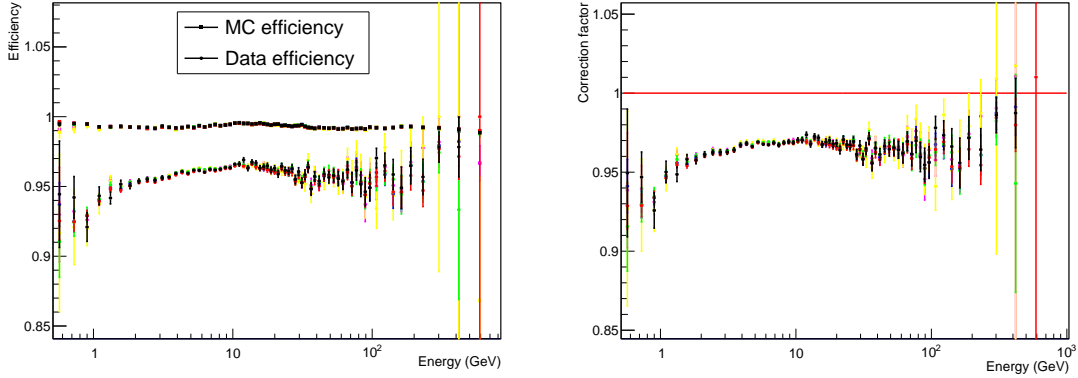


FIG. 94: A gauche : efficacité de la reconstruction d'un signal par les plans externes pour les simulations Monte Carlo (carrés) et les données (ronds). Les différentes couleurs représentent les différents échantillons utilisés, avec une variation sur les coupures sur les variables TRD likelihood et ESEV₃. A droite : facteur de correction entre données et Monte Carlo pour l'efficacité de la reconstruction d'un signal par les plans externes par le trajectomètre.

Efficacité de reconstruction d'un signal par le TRD

L'efficacité de reconstruction d'un signal par le TRD se définit comme la probabilité pour qu'un signal soit reconstruit par au moins un plan du TRD, alors que la particule a effectivement traversé le TRD. Nous sélectionnons un échantillon d'électrons à l'aide de toutes les sélections usuelles, hormis celles en rapport avec le TRD. Les électrons sont isolés avec une sélection sur l'énergie divisée par la rigidité que nous faisons varier entre 0.7 et 0.9 pour évaluer l'impact sur nos résultats. Les électrons sont aussi isolés à l'aide d'une sélection sur ESEV₃ variant entre -0.1 et 0 , et une sélection sur le signe de la rigidité reconstruite. L'efficacité mesurée dans le Monte Carlo ainsi que dans l'échantillon d'électrons sélectionné, et le facteur de correction calculé sont présentés sur la figure 95.

Mesure du facteur de correction total

Afin de prendre en compte l'incertitude induite par notre sélection, visant à isoler un échantillon pur d'électrons, nous avons mesuré le facteur de correction de chaque coupure sur plusieurs échantillons. Nous combinons les mesures de chacun des échantillons à l'aide de la moyenne pondérée par l'incertitude statistique au carré de chaque mesure définie comme :

$$\bar{x} = \frac{\sum_{i=1}^n w_i f_{\text{Corr,preSel}}^i}{\sum_{i=1}^n w_i}, \quad (144)$$

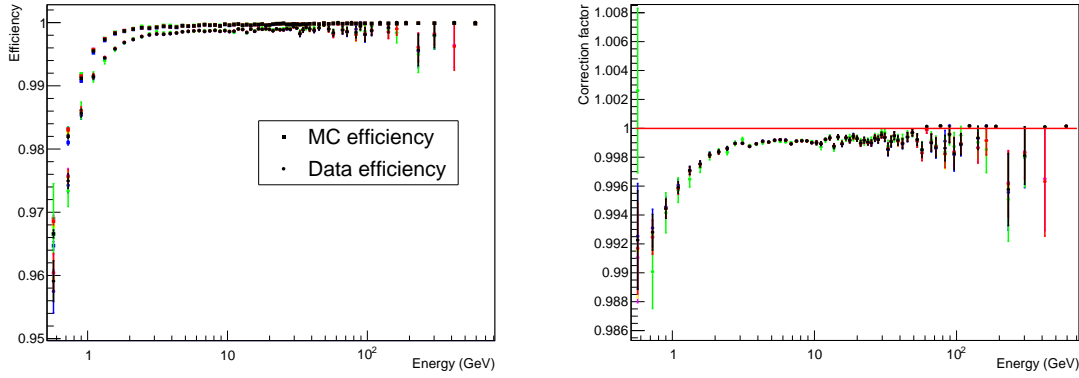


FIG. 95: A gauche : efficacité de la reconstruction d'un signal par le TRD pour les simulations Monte Carlo (carrés) et les données (ronds). Les différentes couleurs représentent les différents échantillons utilisés, avec une variation sur les coupures sur les variables TRD likelihood et ESEV₃. A droite : facteur de correction entre donnée et Monte Carlo pour l'efficacité de la reconstruction d'un signal par le TRD.

avec n le nombre de mesures et w_i le poids défini comme $w_i = \frac{1}{\sigma_{i,\text{stat}}^2}$ avec $\sigma_{i,\text{stat}}^2$ la variance statistique du facteur de correction et $f_{\text{Corr,preSel}}^i$ le facteur de correction mesuré pour l'échantillon i . La variance de cette moyenne pondérée s'écrit :

$$\sigma_j^2 = \sum_{i=1}^n (w_i f_{\text{Corr,preSel}}^i - \bar{x})^2. \quad (145)$$

Cette méthode nous permet de mesurer une moyenne prenant en compte l'incertitude statistique des différents échantillons utilisés, et d'évaluer l'incertitude totale.

L'efficacité de reconstruction de la trace et l'efficacité de reconstruction d'un signal par les plans externes sont corrélées. Cependant, l'efficacité de reconstruction d'un signal par les plans externes ayant pour condition qu'au moins une trace soit reconstruite, induit que cette sélection est conditionnelle avec comme condition l'efficacité de reconstruction d'au moins une trace. Par conséquent les deux efficacités peuvent être multipliées entre elles pour obtenir l'efficacité totale. L'efficacité de reconstruction d'un signal par le TRD étant supposée décorrélée du trajectomètre, il nous suffit de multiplier toutes les efficacités entre elles. Par conséquent, le facteur de correction pour la présélection s'écrit :

$$f_{\text{Corr,preSel}}^i = f_{\text{Corr,TrackRec}}^i \times f_{\text{Corr,ExtLay}}^i \times f_{\text{Corr,TRDRec}}^i \quad (146)$$

avec comme incertitude :

$$\sigma \left(f_{\text{Corr,preSel}}^i \right) = \sqrt{\sigma \left(f_{\text{Corr,TrackRec}}^i \right)^2 + \sigma \left(f_{\text{Corr,ExtLay}}^i \right)^2 + \sigma \left(f_{\text{Corr,TRDRec}}^i \right)^2}. \quad (147)$$

Le facteur de correction pour la présélection est représenté sur la figure 96.

10.4.3 Correction de l'efficacité de sélection

Pour corriger l'efficacité de sélection, nous utilisons une méthode basée sur le comptage des électrons à l'aide d'un fit. Le principal avantage de cette méthode en comparaison à une méthode basée sur la sélection d'un échantillon pur d'électrons est un meilleur

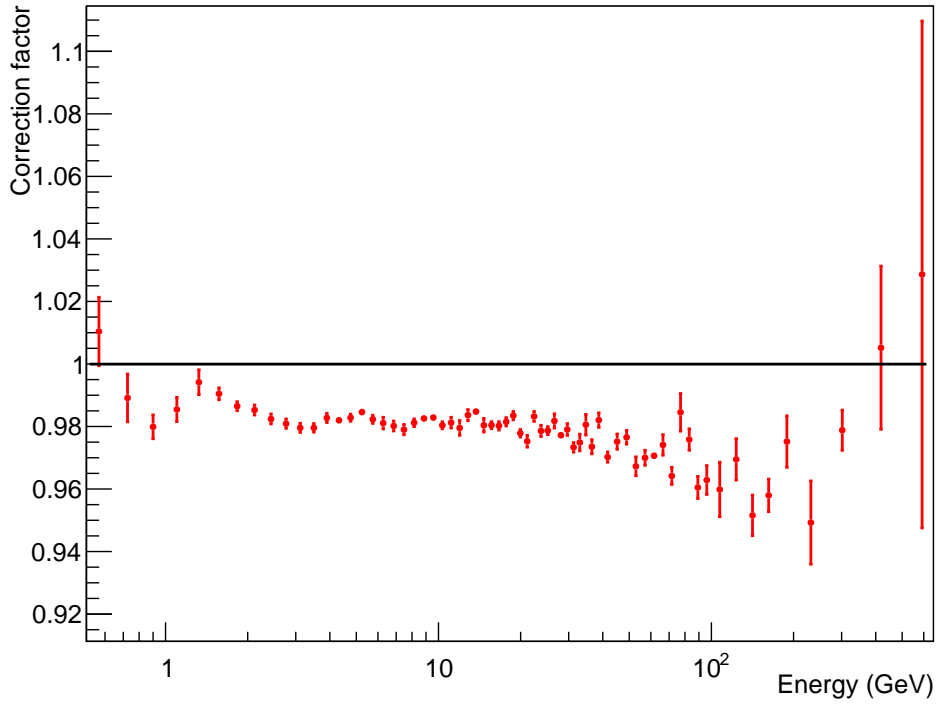


FIG. 96: Facteur de correction pour la préselection de notre analyse.

contrôle de la pollution par les protons. De plus, cette méthode ne souffre pas de l'incertitude sur la sélection utilisée pour isoler les électrons.

Chaque sélection est étudiée indépendamment des autres : nous relâchons une sélection et reproduisons la même procédure de fit que décrite dans le chapitre 9 afin de compter les électrons. Ainsi l'efficacité de cette sélection est définie comme le rapport du nombre d'électrons fitté avec et sans cette coupure. En relâchant ainsi les coupures une à une, la mesure est moins affectée pas d'éventuels biais systématiques impliqués par le relâchement de la sélection. En effet, la plupart des sélections étant redondantes entre plusieurs sous-détecteurs, relâcher une sélection ne biaise pas significativement la mesure. Nous définissons notre facteur de correction de la sélection comme :

$$f_{\text{Corr,sel}} = \frac{\epsilon_{\text{sel}}^{\text{Data}}}{\epsilon_{\text{sel}}^{\text{MC}}}, \quad (148)$$

avec $\epsilon_{\text{sel}}^{\text{Data}}$ et $\epsilon_{\text{sel}}^{\text{MC}}$ l'efficacités de la sélection dans les données et dans les simulations Monte Carlo. l'efficacités de toutes les coupures de sélection s'écrit comme :

$$\epsilon_{\text{sel}} = k \prod_{i=1}^n \epsilon_i, \quad (149)$$

avec ϵ_i les efficacités de chacune des sélections sur l'échantillon final et k le facteur de corrélation permettant de prendre en compte de manière empirique les corrélation entre les efficacités. Le facteur k est donc défini comme :

$$k = \prod_{i=1}^n \frac{\epsilon_i}{\epsilon_{\text{sel}}}, \quad (150)$$

avec n le nombre total de sélections et ϵ_i l'efficacité de la sélection i . En l'absence de corrélations, k est par définition égal à 1. Ainsi nous pouvons réécrire l'équation (148) :

$$f_{\text{Corr,sel}} = \frac{k_{\text{Data}}}{k_{\text{MC}}} \prod_{i=1}^n \frac{\epsilon_i^{\text{Data}}}{\epsilon_i^{\text{MC}}}. \quad (151)$$

On remarque ainsi que de par le fait que le facteur de correction est un rapport d'efficacité, la corrélation entre les variables n'influence pas sa mesure. C'est le rapport entre le facteur de corrélation entre données et Monte Carlo qui pourra influencer la mesure. Cela signifie que si le Monte Carlo reproduit les mêmes corrélations que les données, les corrélations n'influenceront pas la mesure du facteur de correction. Par conséquent, notre analyse s'est attachée dans un premier temps à évaluer les efficacités des différentes coupures. Par la suite, le rapport des facteurs de corrélations sera supposé égal à 1, il est étudié comme une erreur systématique dans le chapitre suivant.

L'efficacité de chacune des sélections est évaluée à l'aide d'un fit. Nous relâchons une des sélections et effectuons l'analyse complète présentée dans le chapitre 9, afin d'obtenir le nombre d'électrons en fonction de l'énergie. L'efficacité se définit comme le rapport du nombre d'électrons avant et après la sélection. Un exemple de fit est donné sur la figure 97.

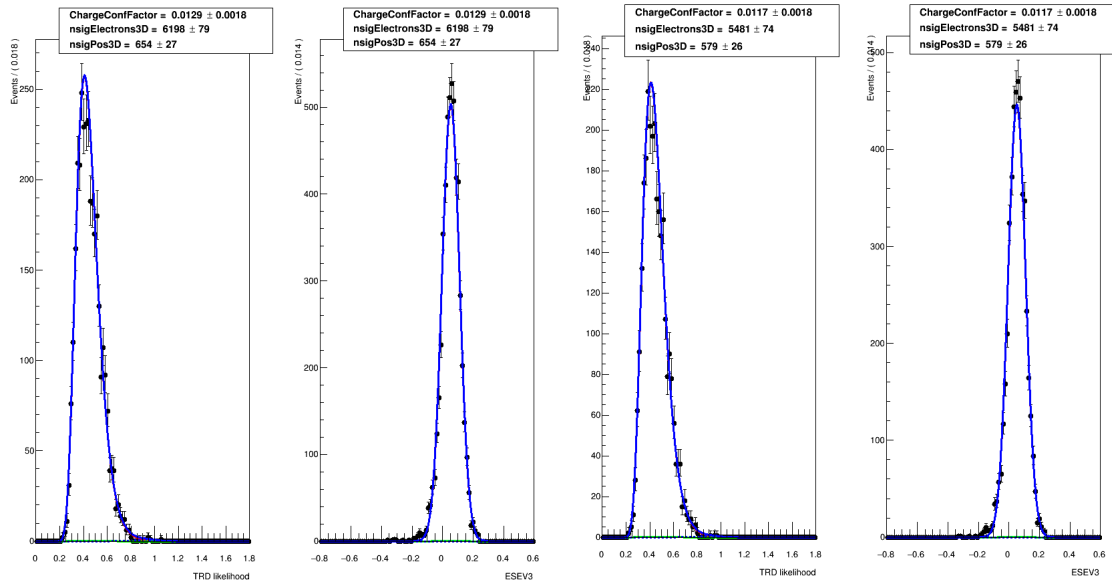


FIG. 97: Exemple de fit avant et après sélection : à gauche, projection sur TRD likelihood et ESEV₃ du fit sur l'échantillon de rigidité négative sans coupure fiducielle ; A droite avec coupure fiducielle. Le nombre d'électrons passe de 6198 à 5481 permettant d'évaluer l'efficacité de la sélection.

Ceci est effectué pour toutes les sélections et pour tous les intervalles d'énergie de l'analyse. L'incertitude sur la mesure de l'efficacité prend en compte les incertitudes du fit. Les incertitudes statistique sont supposées corrélées entre l'échantillon avec et sans coupure, l'incertitude statistique est donc évaluée à l'aide de la formule suivante :

$$\Delta \left(\frac{N_{\text{cut}}}{N} \right)_{\text{stat}} = \sqrt{\left(\frac{N_{\text{cut}}}{N} \right)^2 \left(\frac{\Delta N}{N} \right)^2 + \left(1 - 2 \frac{N_{\text{cut}}}{N} \right)^2 \left(\frac{\Delta N_{\text{cut}}}{N_{\text{cut}}} \right)^2}, \quad (152)$$

avec N_{cut} le nombre d'événements ayant passé la sélection, N le nombre d'événements avant la sélection et ΔN l'incertitude statistique du fit de N . Les incertitudes systématiques dues au fit de la probabilité de confusion de charge et à la statistique des échantillons purs sont quant à elle supposées décorrélées afin de rester conservatif, et donc sommées au carré :

$$\Delta \left(\frac{N_{\text{cut}}}{N} \right) = \sqrt{\left(\frac{\Delta N_{\text{cut,syst}}}{N_{\text{cut}}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta N_{\text{syst}}}{N_{\text{cut}}} \right)^2 + \left(\Delta \left(\frac{N_{\text{cut}}}{N} \right)_{\text{stat}} \right)^2}, \quad (153)$$

avec $\Delta N_{\text{cut,syst}}$ l'incertitude systématique sur le fit de N_{cut} . Les efficacités mesurées dans les données et les simulations Monte Carlo sont représentées sur la figure 98. La plus grande différence entre données et simulations Monte Carlo est observée pour la sélection sur le nombre de traces qui est d'environ 7 %. La sélection sur la charge absolue mesurée par les plans du trajectomètre et l'énergie déposée divisée par l'énergie reconstituée montrent très peu d'écart entre données et simulations Monte Carlo.

10.4.4 Correction données/Monte Carlo totale

Le facteur de correction total de la sélection est calculé comme dans l'équation (151) en supposant que le rapport des facteurs de corrélation est 1. Le facteur de correction pour l'efficacité de présélection est multiplié au facteur de correction de la sélection afin d'obtenir le facteur de correction total. L'incertitude totale est la somme quadratique de toutes les incertitudes des efficacités. Le facteur de correction total est représenté sur la figure 99. Afin de lisser la valeur des corrections, un polynôme de degré 8 est fitté de 0.5 à 10 GeV et un polynôme de degré 2 de 10 à 700 GeV. La différence entre les deux modèles au point de jonction à 10 GeV est négligeable devant l'incertitude systématique de cette mesure qui est détaillée dans le chapitre suivant. Le facteur de correction décroît de manière régulière entre 6 et 12 % de 1 à 700 GeV.

10.5 EFFICACITÉ DU SYSTÈME DE DÉCLENCHEMENT D'AMS-02

L'efficacité du système de déclenchement (*trigger*) d'AMS-02 se définit comme la probabilité pour qu'un événement ayant traversé le TOF ait déclenché la mesure. Pour cela, nous utilisons le *trigger* non biaisé défini dans la section 5.3.1. Cette condition de *trigger* enregistre $\frac{1}{100}$ des événements pour le TOF, si 3 sur 4 plans du TOF sont déclenchés. Ainsi, l'efficacité de *trigger* est définie comme :

$$\epsilon_{\text{trig}} = \frac{N_{\text{phys}}}{N_{\text{phys}} + 100 \times N_{\text{unbias}}}, \quad (154)$$

avec N_{phys} le nombre d'événements ayant déclenché un *trigger* physique, et N_{unbias} le nombre d'événements ayant déclenché un *trigger* non biaisé.

Cette efficacité est directement évaluée dans les données à l'aide d'un échantillon pur d'électrons, sélectionné à l'aide des mêmes sélections que les échantillons purs d'électrons dans le chapitre 9. La valeur de l'efficacité de *trigger* est montrée sur la figure 100. L'incertitude statistique est définie comme :

$$\Delta(\epsilon_{\text{trig}}) = \frac{10}{N_{\text{phys}} + 100 \times N_{\text{unbias}}} \sqrt{\left(N_{\text{unbias}} \sqrt{N_{\text{phys}}} \right)^2 + \left(N_{\text{phys}} \sqrt{N_{\text{unbias}}} \right)^2}. \quad (155)$$

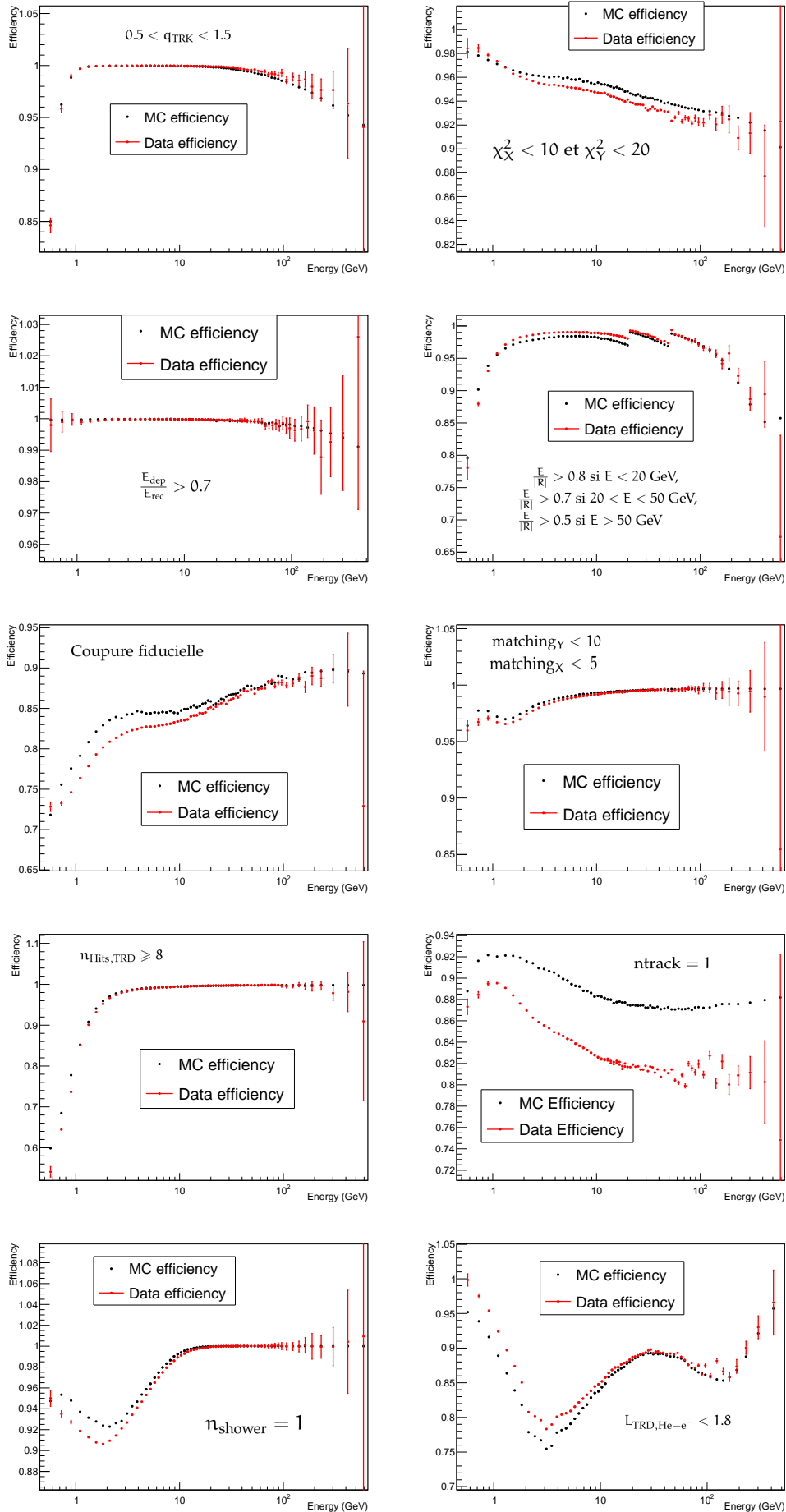


FIG. 98: Efficacité évaluée à l'aide de notre méthode de fit des électrons comparée à l'efficacité mesurée dans le Monte Carlo, pour toutes les sélections de l'analyse.

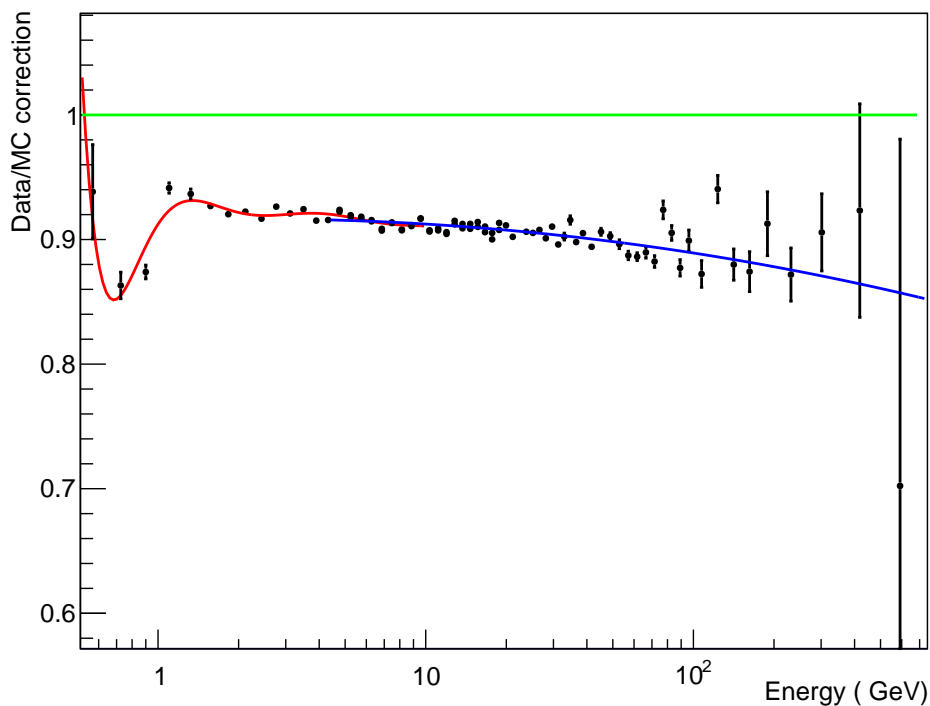


FIG. 99: Facteur de correction pour toutes les sélections de l'analyse en fonction de l'énergie. La courbe rouge est le polynôme de degré 8 fitté entre 0.5 et 10 GeV, et la courbe bleue le polynôme de degré 2 fitté entre 10 et 700 GeV.

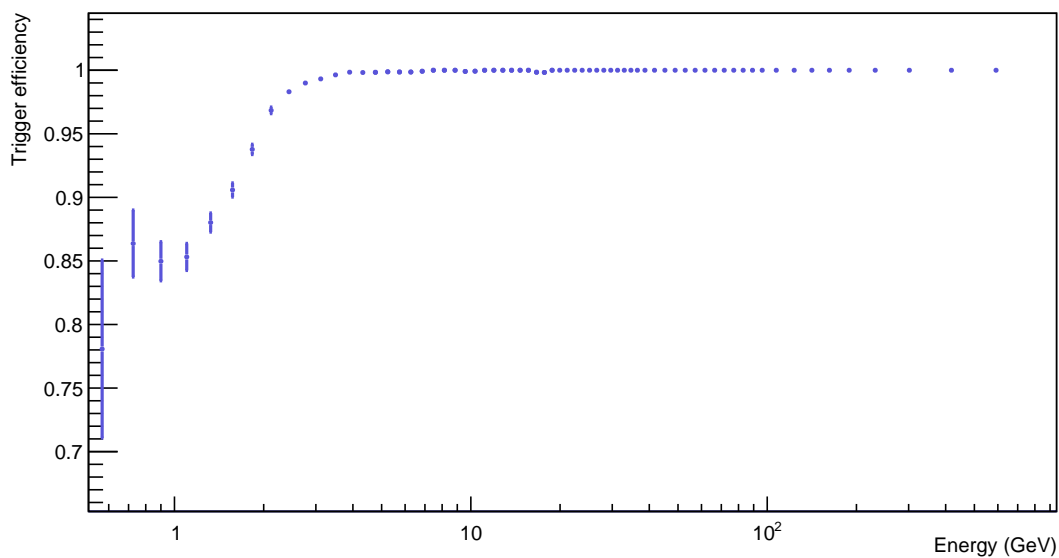


FIG. 100: Efficacité du *trigger* évaluée à l'aide d'un échantillon pur d'électrons.

INCERTITUDES SYSTÉMATIQUES

11.1 FRACTION DE POSITONS

11.1.1 Définition

La fraction de positons se définit comme suit :

$$F = \frac{\Phi_{e^+}}{\Phi_{e^+} + \Phi_{e^-}}, \quad (156)$$

avec Φ_{e^+} et Φ_{e^-} les flux de positons et d'électrons. Le temps d'exposition, utilisant la coupure géomagnétique maximale entre particules de rigidité positive et négative, est similaire entre électrons et positons. En supposant que l'acceptance effective est la même entre électron et positons, on arrive à la formule permettant de calculer la fraction :

$$F = \frac{N_{e^+}}{N_{e^+} + N_{e^-}}, \quad (157)$$

qui revient donc à un simple comptage des électrons et des positons. Cela montre l'intérêt de la mesure de la fraction : la mesure d'acceptance et du temps d'exposition n'est pas nécessaire à son calcul ; de plus les incertitudes liées au temps d'exposition et à la détermination de l'acceptance n'affectent pas la fraction.

11.1.2 Incertitudes sur la fraction

La fraction étant un simple comptage, les incertitudes qui l'affectent sont liées au comptage des positons et des électrons. Les incertitudes liées à la procédure de comptage sont :

- l'incertitude statistique du nombre d'événements N_{e^+} et N_{e^-} , leur calcul est détaillé dans le chapitre 9.
- l'incertitude liée à la détermination de la confusion de charge dans les données, qui est en réalité aussi une incertitude statistique sur la détermination de la confusion de charge, dont le calcul est expliqué dans le chapitre 9.
- l'incertitude statistique des échantillons purs permettant de déterminer les fonctions de densité de probabilité, dont le calcul est explicité dans le chapitre 9.

Leur calcul utilise les propriétés de la fonction de vraisemblance utilisée lors du fit simultané. Les autres incertitudes qui affectent le comptage sont présentées dans cette section.

Incertitudes liées au contrôle de la pollution

Afin d'évaluer l'incertitude liée au contrôle de la pollution par les protons, nous avons étudié la stabilité de notre mesure en fonction de la sélection sur $\frac{E}{R}$. En effet, faire varier cette sélection fait varier le nombre de protons, et permet de vérifier que notre mesure

est indépendante de la pollution. La fraction est mesurée avec une sélection aléatoire sur $\frac{E}{R}$ variant de 30 % autour de la valeur utilisée pour l'analyse.

La variation de la mesure observée en faisant varier cette sélection ne peut pas être directement imputée à un mauvais contrôle de la pollution. En effet, faire varier cette sélection fait varier la statistique du bruit de fond et du signal, entraînant nécessairement des variations statistiques, dont l'effet est déjà évalué par l'erreur statistique. Il nous faut distinguer l'incertitude liée à la statistique de l'incertitude liée à la systématique. Pour cela nous utilisons deux principes : si la statistique est responsable de la variation observée, cette variation doit être nécessairement plus faible que l'incertitude statistique et doit suivre une loi normale centrée autour de la valeur de l'analyse de référence. De cette manière, nous pouvons distinguer un effet systématique d'un effet statistique qui lui est déjà pris en compte dans notre incertitude.

La déviation standard induite par la variation de la coupure $\frac{E}{R}$ normalisée par la déviation standard attendue pour un effet statistique $\frac{\sigma_{F,randomE/R}}{\sigma_{F,stat}}$ est présentée sur la figure 101. La déviation standard normalisée ne dépasse pas 1. En vertu du premier principe, la déviation standard n'est pas liée à un effet systématique.

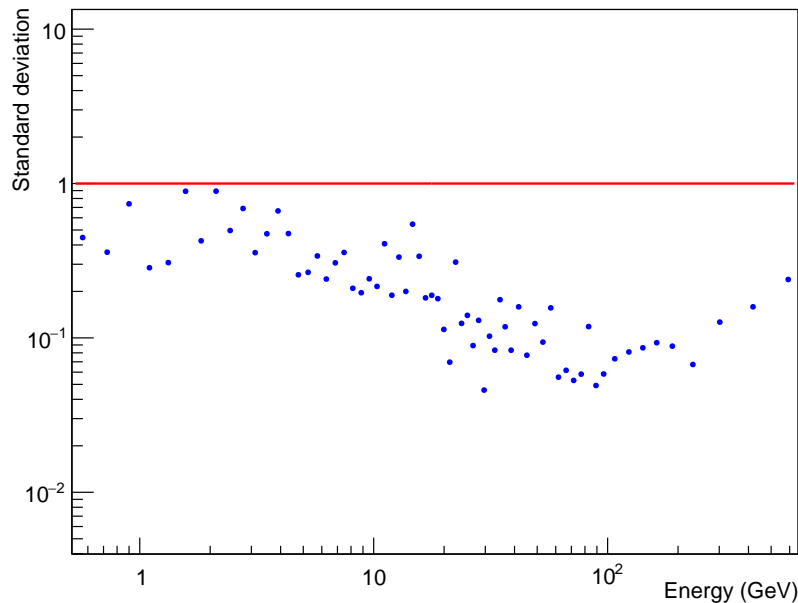


FIG. 101: Déviation standard liée à la randomisation de la sélection $\frac{E}{R}$, normalisée par la déviation standard statistique de l'analyse.

La distribution de la différence entre la valeur fiducielle et la valeur fittée avec la coupure rendue aléatoire, normalisée par la déviation standard $\frac{F_{fid} - F_{random}}{\sigma_{F,stat}}$, est représentée sur la figure 102. Plusieurs intervalles d'énergie de la mesure de la fraction sont mélangés afin d'augmenter la statistique pour la mesure de la déviation standard. Les intervalles d'énergie, pour lesquels les distributions sont mesurées, sont présentées sur les figures. Les points de la distribution sont pondérés par l'inverse du carré de l'incertitude statistique, permettant de rendre compte de l'importance statistique de chacune des mesures. Les distributions sont asymétriques en dessous de 20 GeV, montrant

un biais systématique. A plus haute énergie, la variation est compatible avec une variation statistique.

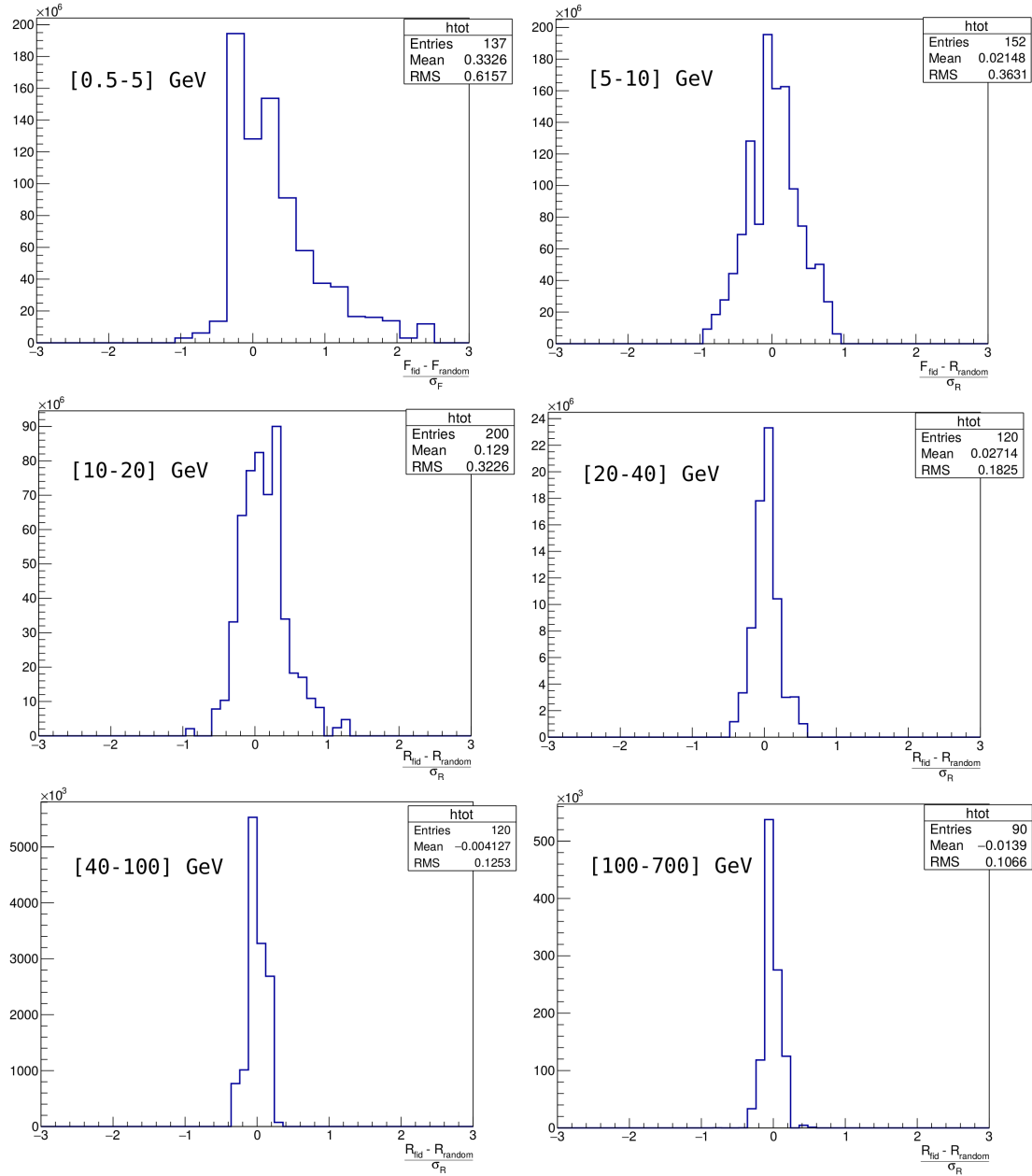


FIG. 102: Distribution de la différence entre mesure fiducielle et mesure effectuée avec la sélection $\frac{E}{R}$ rendue aléatoire pour différents intervalles d'énergie. Plusieurs intervalles d'énergie de la mesure de la fraction sont mélangées afin d'augmenter la statistique, les intervalles d'énergie sont indiquées sur les figures.

L'effet observé est pris en compte comme une incertitude, définie comme l'écart entre la moyenne des distributions et la valeur fiducielle mesurée.

Effet de la sélection des échantillons purs

L'effet de la variation de la sélection des échantillons purs est vérifié dans cette section. Pour cela, nous faisons varier aléatoirement de 30 % les sélections que nous effectuons pour isoler des échantillons purs d'électrons et de protons. Ceci permet d'évaluer si la pollution des échantillons purs est bien prise en compte par notre méthode, et de vérifier l'existence d'un éventuel biais lié à la sélection des échantillons purs.

Les mêmes principes qu'utilisés précédemment sont utilisés afin de distinguer un effet systématique d'un effet statistique. La figure 103 montre la déviation standard $\sigma_{F,random}$ normalisée liée à la sélection des échantillons purs $\frac{\sigma_{F,random}}{\sigma_{F,TempStat}}$. L'effet observé est compatible avec l'incertitude statistique des échantillons purs.

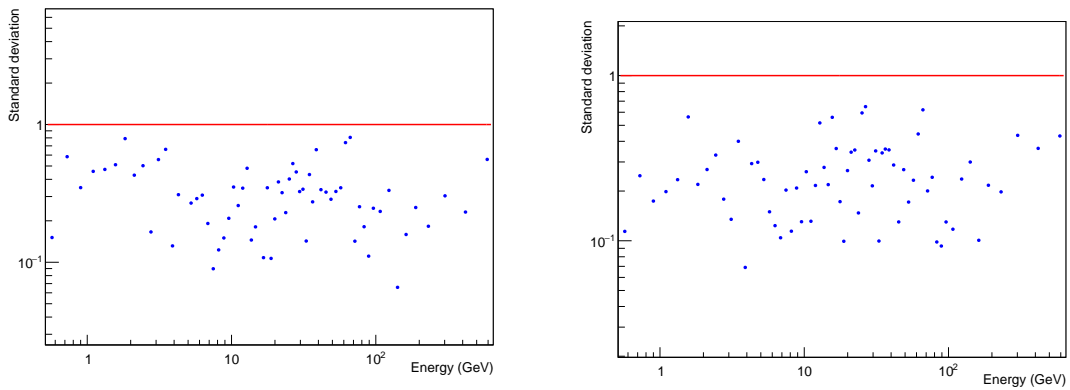


FIG. 103: Déviation standard liée à la sélection des échantillons purs, normalisée par la déviation standard statistique des échantillons purs, pour les électrons (à gauche) et pour les positons (à droite).

La distribution de la différence entre la valeur fiducielle et la valeur fittée avec la sélection rendue aléatoire est représentée sur la figure 104. Aucun effet systématique n'est observé. En conséquence, aucune incertitude systématique n'est nécessaire.

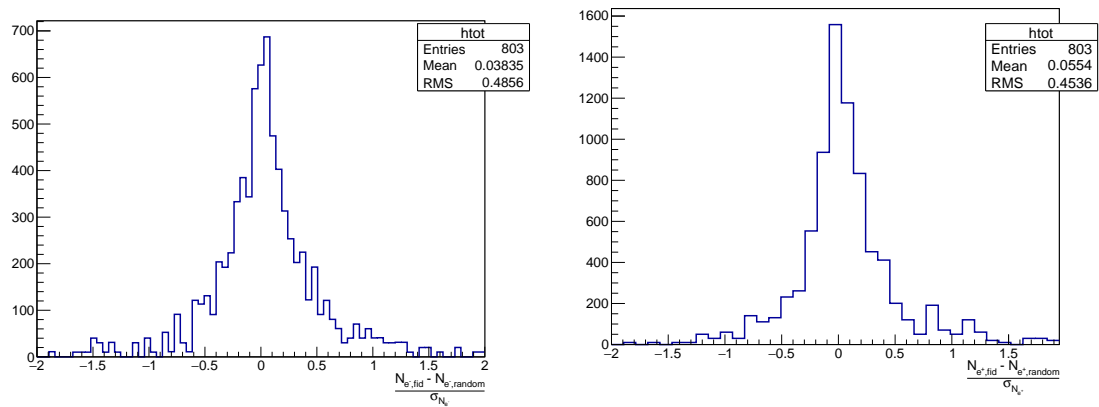


FIG. 104: Distribution de la différence entre mesure fiducielle et mesure effectuée avec la sélection rendue aléatoire des échantillons purs. Tous les intervalles d'énergie de la mesure sont mélangés.

Impact de l'énergie scale et de la migration en énergie

Afin d'évaluer l'impact de la reconstruction de l'énergie sur la mesure, nous devons dans un premier temps construire la fonction de résolution en énergie du calorimètre. Pour cela, nous utilisons le Monte Carlo, qui simule le comportement du calorimètre et nous permet de tracer la distribution du rapport entre l'énergie vraie et l'énergie reconstruite. Ces distributions obtenues à partir des simulations Monte Carlo sont présentées sur la figure 105 pour trois exemples d'intervalle d'énergie. Ces distributions sont paramétrées à l'aide du fit d'une gaussienne asymétrique (*Crystal ball function*).

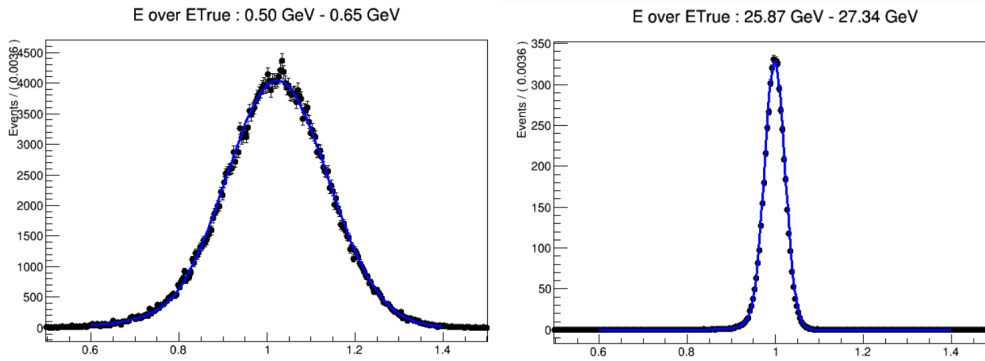


FIG. 105: Distribution du rapport entre l'énergie reconstruite et l'énergie vraie, pour deux intervalles d'énergie.

Il existe deux effets pouvant mener à une migration en énergie des événements : le premier est la précision du calorimètre qui provoque la largeur de la distribution, le second est l'énergie *scale* qui est un décalage moyen de l'énergie mesurée qui provoque un écart entre la moyenne de la distribution et 1. Ces deux effets modélisés par le Monte Carlo sont quantifiés à l'aide de la moyenne et de la déviation standard de la *Crystal ball*, ces deux grandeurs sont représentées sur la figure 106.

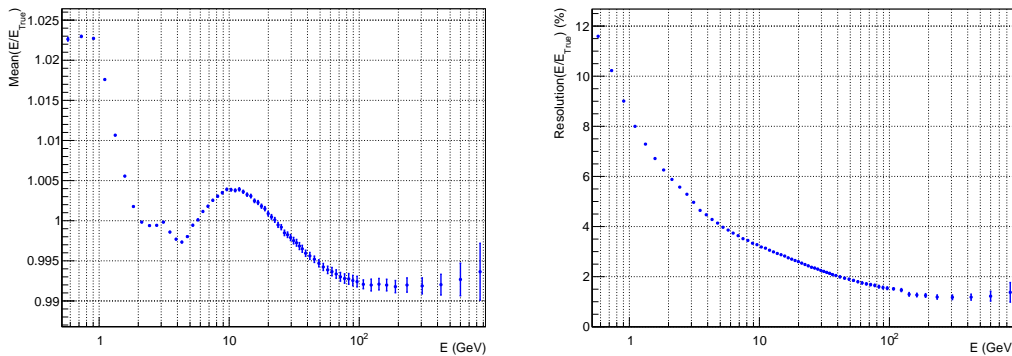


FIG. 106: Moyenne (à gauche) et largeur (à droite) des distributions du rapport entre énergie reconstruite et énergie vraie dans les simulations Monte Carlo.

Cependant l'énergie *scale* présenté ici est modélisé par le Monte Carlo, l'énergie *scale* d'AMS a aussi été évalué directement dans les données par un travail dans la collaboration à l'aide du rapport énergie/rigidité, comparé entre les données recueillies dans l'espace et les données des tests en faisceaux où l'énergie du faisceau est très bien mai-

trisée. Ces études ont conclu quant à une incertitude de 2 % sur l'énergie *scale* de 10 à 290 GeV. En dessous de 10 GeV, l'incertitude augmente jusqu'à atteindre 5 % à 0.5 GeV, tandis qu'au-dessus de 290 GeV elle croît jusqu'à 4 % à 700 GeV.

Afin de prendre en compte l'impact de la résolution et de l'énergie *scale*, nous avons développé une méthode Monte Carlo [109]. Nous générons 100 000 événements par intervalle d'énergie de l'analyse, suivant la distribution en énergie du flux de positons et du flux d'électrons à l'aide d'une pondération définie dans la section 10.3.2. Pour chacun de ces événements, nous simulons la reconstruction de l'énergie à l'aide de la fonction de résolution de l'énergie reconstruite à partir des simulations Monte Carlo. La probabilité pour qu'un événement migre d'un intervalle d'énergie à un autre est l'intégrale de la portion de la fonction de résolution, que l'événement suit, contenue dans l'intervalle d'énergie supérieur ou inférieur. Le rapport de migration se définit comme le nombre d'événements ayant migré dans les intervalles d'énergie voisins, divisé par le nombre d'événements générés dans l'intervalle d'énergie. Ce rapport est positif si la migration a tendance à dépeupler l'intervalle d'énergie, il est négatif si les migrations ont majoritairement lieu des intervalles d'énergie adjacents vers l'intervalle d'énergie considéré. La méthode est schématisée sur la figure 107. L'incertitude sur l'énergie *scale*, tel qu'il est mesuré dans les données, est prise en compte en décalant aléatoirement pour chaque tirage la moyenne des fonctions de résolution en suivant l'incertitude décrite plus haut.

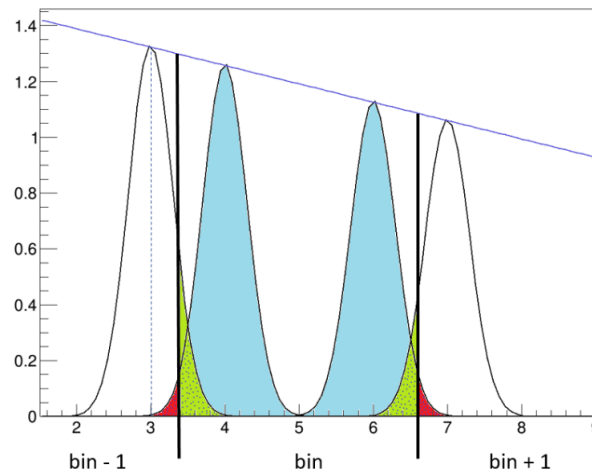


FIG. 107: Schéma de la méthode Monte Carlo d'évaluation des migrations pour quatre événements générés. Deux événements sont générés dans l'intervalle d'énergie (*bin*) étudié, la portion rouge de la fonction de résolution est la probabilité que cet événement migre vers les intervalles d'énergie adjacents. Deux événements sont générés dans les intervalles d'énergie adjacents, la portion verte est la probabilité qu'ils migrent dans l'intervalle considéré. Le nombre d'événements ayant migré se définit comme la soustraction entre l'aire de la portion rouge et celle de la portion verte.

Nous pouvons ainsi mesurer en fonction de l'énergie le taux de migration pour les électrons et le positons, qui est présenté sur la figure 108. Le fait que nous mesurons un rapport réduit grandement l'incertitude, car les migrations des électrons sont très semblables à celles observées pour les positons. L'impact sur la mesure de la fraction de positons en pourcent est représenté sur la figure 109. L'incertitude associée à cet effet est par conséquent estimée à 1 % sur la fraction de positons.

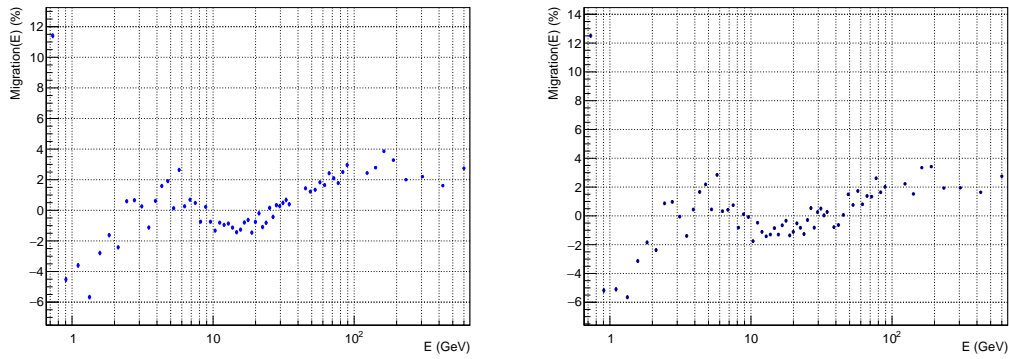


FIG. 108: Taux de migration en fonction de l'énergie pour les électrons (à gauche) et les positons (à droite).

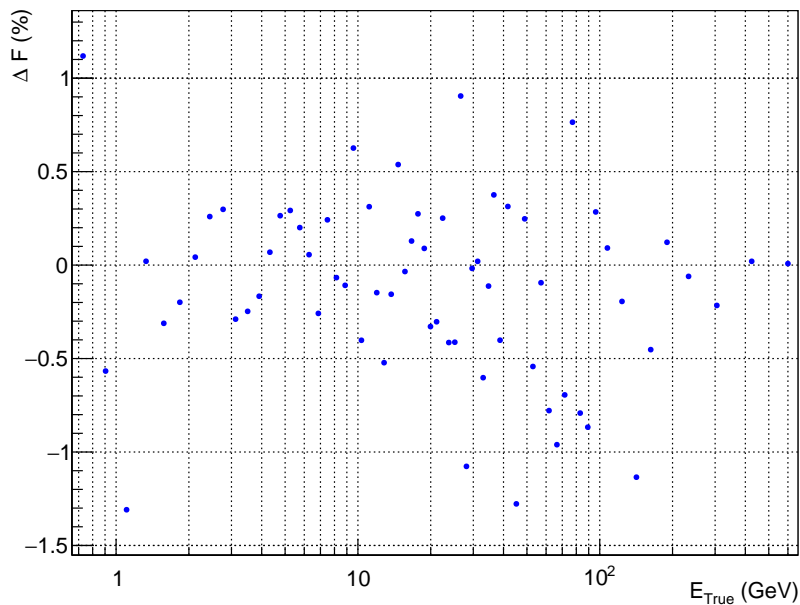


FIG. 109: Taux de variation de la fraction avec et sans migration en énergie des électrons et positons.

11.1.3 Résultats

La liste des incertitudes de la fraction de positons est :

- l'incertitude statistique des données,
- l'incertitude statistique des échantillons purs (*template*),
- l'incertitude due à la confusion de charge,
- l'incertitude due à la sélection, comprenant le biais systématique estimé par la variation de la sélection sur la variable E/R .
- l'incertitude due à la migration en énergie des événements, causée par l'énergie *scale* et le résolution de reconstruction de l'énergie.

L'incertitude relative de chacune des incertitudes statistique et systématiques sur la fraction est représentée sur la figure 110. L'incertitude relative est la somme quadratique des différentes incertitudes et suppose donc une décorrélation des incertitudes. L'incertitude statistique reste largement dominante pour toutes les énergies. A basse (0.5 – 0.75 GeV) et à haute énergie (170 – 700 GeV), l'incertitude systématique sur la statistique des échantillons purs est la systématique dominante, tandis que l'incertitude sur la migration en énergie est dominante aux énergies intermédiaires (0.75 – 170 GeV). L'incertitude sur la confusion de charge devient importante principalement au-delà de 100 GeV.

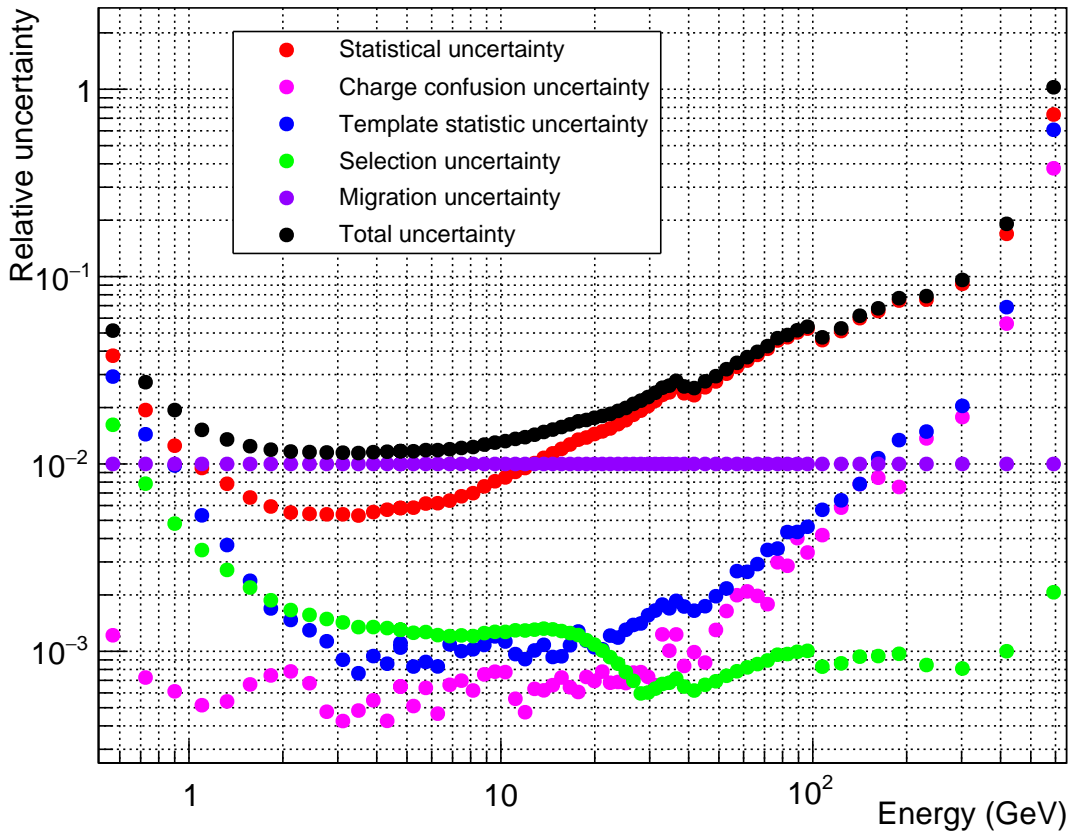


FIG. 110: Incertitudes relatives en fonction de l'énergie pour les différentes incertitudes de l'analyse de la fraction de positons.

11.2 FLUX D'ÉLECTRONS ET FLUX DE POSITONS

11.2.1 Définition

Le flux se définit comme :

$$\Phi = \frac{N}{\text{Acc}_{\text{eff}} f_{\text{Corr}} t_{\text{exp}} \Delta E}, \quad (158)$$

avec N le nombre d'événements, Acc_{eff} l'acceptance effective, f_{Corr} le facteur de correction données/Monte Carlo, t_{exp} le temps d'exposition et ΔE la largeur de l'intervalle

d'énergie. Par conséquent, l'incertitude du flux est composée des incertitudes liées aux comptages, déjà présentées dans la section 11.1.1, et des incertitudes des différents ingrédients composant le flux : l'acceptance et le temps d'exposition.

Incertitude du facteur de corrélation de l'acceptance

Comme présenté dans l'équation (151), le facteur de correction total dépend du rapport du facteur de corrélation entre les données et le Monte Carlo. Ce facteur de corrélation défini par l'équation (150) est évalué dans les données et dans les simulations Monte Carlo.

Un échantillon d'électrons est défini avec la présélection et avec les sélections qui ne montrent aucune différence entre données et simulations Monte Carlo : la charge reconstituée avec les plans du trajectomètre et la vitesse de la particule. Pour sélectionner les électrons, nous utilisons le TRD likelihood basé sur l'extrapolation de la gerbe, afin de rendre la sélection indépendante de la qualité de la trace. Afin de s'assurer que l'extrapolation de la gerbe est correcte, nous utilisons un *matching* de 3 cm entre gerbe et trace du TRD. La variable ESEV₃ est aussi utilisée afin de sélectionner des électrons. Nous faisons varier TRD likelihood entre 0.45 et 0.6 pour évaluer l'impact sur le facteur de corrélation. Le facteur de corrélation est représenté sur la figure 111 pour la sélection 0.45 et 0.6. On voit que le facteur de corrélation est proche de 1 indiquant une bonne reconstruction dans les simulations Monte Carlo des corrélations. L'incertitude sur ce paramètre est évaluée à 1 %.

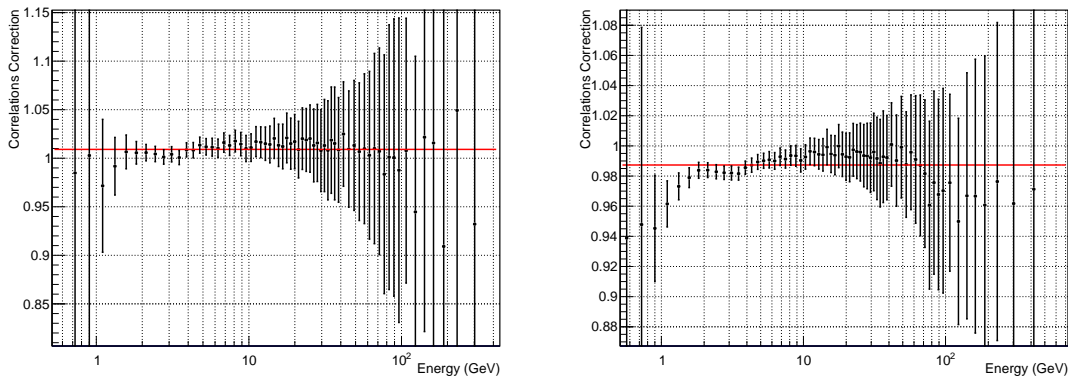


FIG. 111: Facteur de corrélation entre données et simulations Monte Carlo pour les deux jeux de sélection produisant le facteur de corrélation maximum (à gauche) et minimum (à droite).

Incertitude du facteur de correction de l'acceptance

Le modèle utilisé pour le facteur de correction est présenté dans le chapitre précédent, dans la figure 99. Afin d'en évaluer l'incertitude, nous utilisons la distribution des résidus, qui se définit comme la différence entre le modèle fitté $p(E)$ et les points de données f_{Corr} . Cette distribution est pondérée avec l'inverse de l'incertitude au carré des points de données, afin de rendre compte du poids statistique de chacun des points. La figure 112 montre la distribution des résidus pour trois intervalles d'énergie considérés. L'incertitude associée est la somme quadratique de la déviation standard (RMS)

et de la moyenne des résidus. En plus de ces trois intervalles d'énergie, nous ajoutons deux derniers intervalles d'énergie correspondant aux deux derniers intervalles d'énergie de l'analyse pour lesquels l'incertitude systématique est prise comme la moitié de la correction. Ceci est motivé par le fait que l'incertitude des derniers points de données les rendent compatible avec l'absence de corrections données/Monte Carlo. L'incertitude finale est l'interpolation linéaire de l'incertitude entre les trois premiers intervalles d'énergie, utilisés pour mesurer les résidus, et l'incertitude des deux derniers intervalles d'énergie.

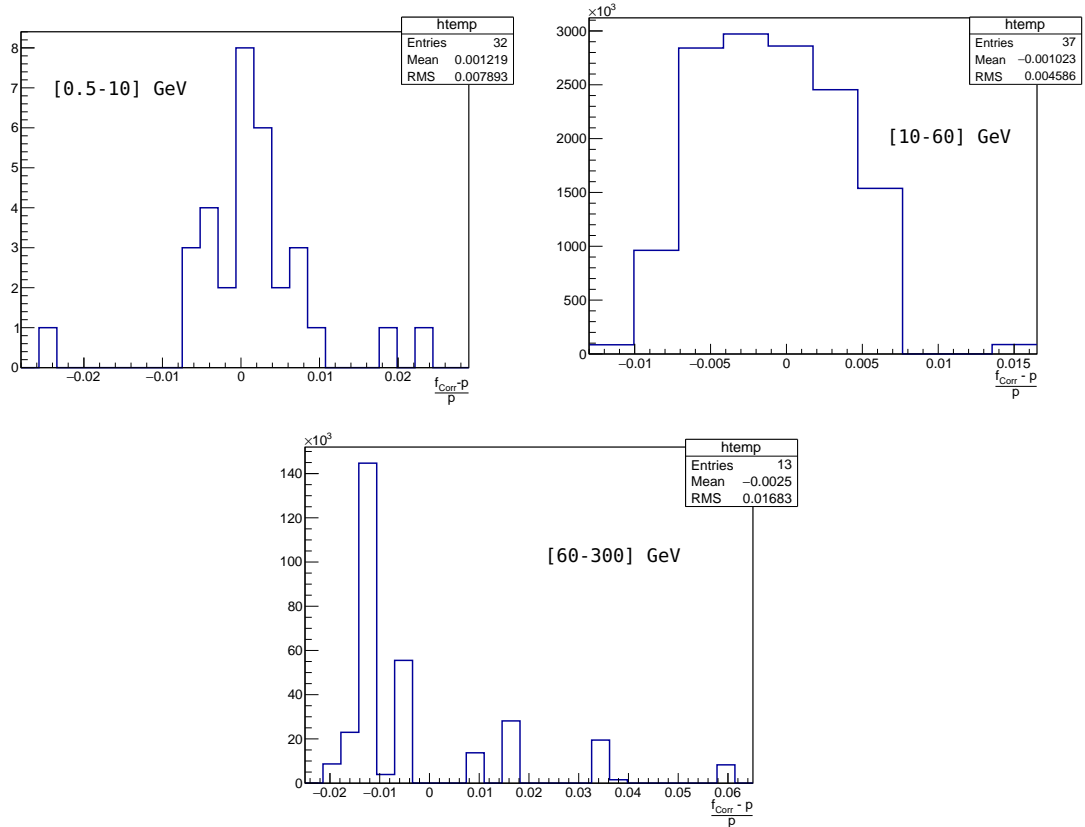


FIG. 112: Distributions des résidus entre le modèle fitting p sur la correction données/Monte Carlo et le facteur de correction pour différents intervalles d'énergie.

Incertitude de l'efficacité de trigger

L'efficacité de *trigger* est mesurée à l'aide d'un échantillon pur d'électrons dans les données. Afin d'évaluer l'impact de la sélection sur l'efficacité de *trigger*, la sélection permettant d'isoler un échantillon pur d'électrons est rendue aléatoire. La sélection peut varier de 30 % et l'efficacité de *trigger* est mesurée pour chaque tirage de la sélection. Afin de discerner un effet statistique d'un effet systématique, la distribution de la différence entre l'efficacité de *trigger* fiducielle $\epsilon_{\text{trig, fid}}$ et rendue aléatoire $\epsilon_{\text{trig, random}}$, normalisée par l'erreur statistique sur l'efficacité de *trigger* $\frac{\epsilon_{\text{trig, fid}} - \epsilon_{\text{trig, random}}}{\sigma_\epsilon}$ est calculée. Elle est représentée sur la figure 113. La déviation standard de cette distribution est supérieure à 1, indiquant l'existence d'une incertitude systématique non négligeable. En supposant que cette distribution est le produit de convolution entre l'incertitude statistique et l'in-

certitude systématique suivant toutes deux des lois normales, on peut supposer que la déviation standard est définie comme la somme quadratique de l'incertitude statistique et systématique de l'efficacité de *trigger*. Par conséquent, l'incertitude systématique est définie comme $\sigma_{\text{syst, trig}} = (\sqrt{1.53^2 - 1})\sigma_{\text{stat, trig}} \simeq 1.16\sigma_{\text{stat, trig}}$. L'écart entre la moyenne de la distribution et zéro est aussi pris en compte comme incertitude systématique.

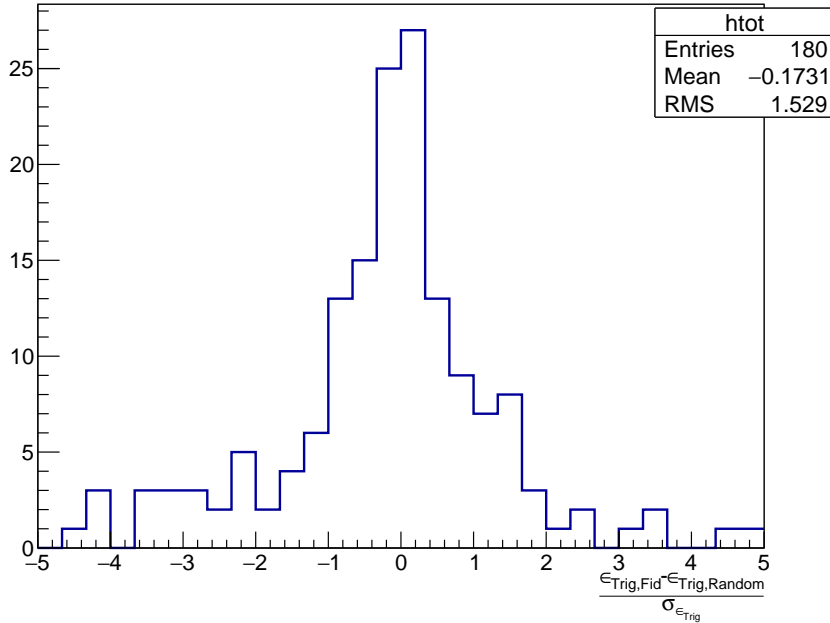


FIG. 113: Distribution de la différence entre l'efficacité de *trigger* fiducielle et rendue aléatoire, normalisée par l'erreur statistique sur l'efficacité de *trigger*.

Incertitude du temps d'exposition

Le temps d'exposition dépend du facteur de sureté qui définit en partie la coupure géomagnétique. Afin d'évaluer un éventuel biais dans l'analyse, dû au temps d'exposition, nous réitérons notre analyse avec plusieurs valeurs de facteur de sureté. Les temps d'exposition obtenus pour différents facteurs de sûreté, sont représentés sur la figure 114.

Nous faisons varier le facteur de sureté entre 1.15, la valeur minimale préconisée pour éviter la pollution de secondaires, et 1.4. Pour chaque facteur de sureté, la mesure du nombre d'événements est effectuée. Afin de discriminer les effets statistiques des effets systématiques, nous utilisons la distribution de la valeur suivante :

$$\frac{(N/t_{\text{exp}})_{\text{fid}} - (N/t_{\text{exp}})_{\text{other}}}{\sigma_N/t_{\text{exp}}}, \quad (159)$$

avec N le nombre d'événements mesurés, t_{exp} le temps d'exposition et σ_N l'erreur statistique sur le nombre d'événements. Cette distribution est présentée sur la figure 115 pour les électrons et les positons. La moyenne de la distribution est centrée autour de zéro, et sa déviation standard est de l'ordre de 2-3 % de l'incertitude statistique. Par conséquent, aucun effet systématique n'est observé.

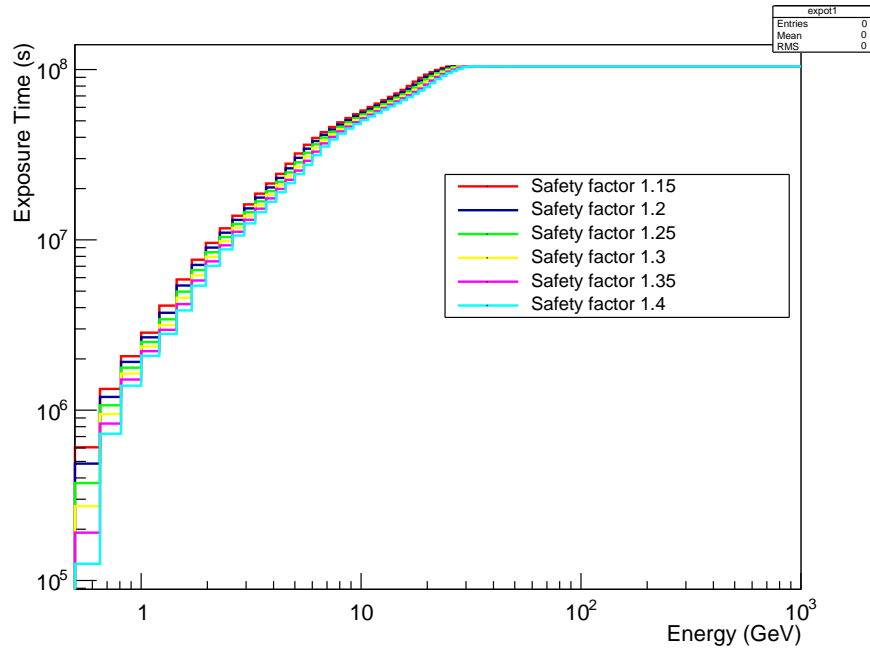


FIG. 114: Temps d'exposition pour différentes valeurs du facteur de sûreté en fonction de l'énergie.

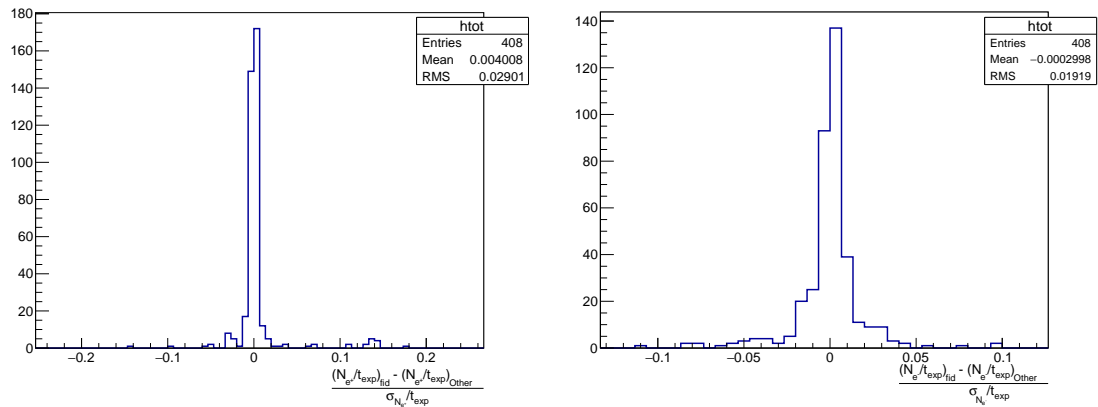


FIG. 115: Distributions de la différence entre la valeur fiducielle et la valeur avec une variation du facteur de sûreté du nombre d'événements corrigés du temps d'exposition, divisées par l'incertitude statistique pour à gauche les positons et à droite les électrons, pour l'intervalle d'énergie de [0.5 – 30] GeV.

11.2.2 Résultats

La liste des incertitude sur les flux est :

- l'incertitude sur l'acceptance comprenant l'incertitude statistique des simulations Monte Carlo, l'incertitude des corrections entre données et Monte Carlo et l'incertitude du facteur de corrélation entre les sélections ;

- l'incertitude de l'efficacité du *trigger* qui prend en compte l'incertitude statistique sur la détermination de l'efficacité de *trigger* ainsi que l'incertitude systématique liée à la sélection de l'échantillon permettant de mesurer cette efficacité ;
- l'incertitude liée à la statistique des échantillons purs (*template*) ;
- l'incertitude liée à la mesure de la confusion de charge ;
- l'incertitude due à la migration en énergie des événements, causée par l'énergie *scale* et le résolution de reconstruction de l'énergie. La migration des électrons et de positons (voir figure 108) est prise en compte comme une incertitude.
- l'incertitude statistique des données.

L'incertitude relative de la mesure du flux d'électrons est représentée sur la figure 116. Comme pour la fraction de positons, l'incertitude totale est définie comme la somme quadratique des différentes incertitudes. Pour le flux d'électrons, les erreurs systématiques dominent l'incertitude totale hormis pour le dernier intervalle d'énergie (500 – 700 GeV) pour lequel l'incertitude statistique domine. En dessous de 5 GeV, l'incertitude sur la migration en énergie domine. De 5 GeV à 12 GeV et de 170 GeV jusqu'au dernier intervalle d'énergie, l'incertitude sur les corrections données/Monte Carlo de l'acceptance est l'incertitude la plus importante. De 12 GeV à 170 GeV, les migrations dominent à nouveau, principalement à cause de l'incertitude sur l'énergie *scale*. Les incertitudes dues à la statistique des échantillons purs et à la confusion de charge sont largement sous-dominantes hormis dans le dernier intervalle d'énergie. L'incertitude sur l'efficacité de *trigger* est nulle au-delà de 7 GeV car l'efficacité du *trigger* est de 1.

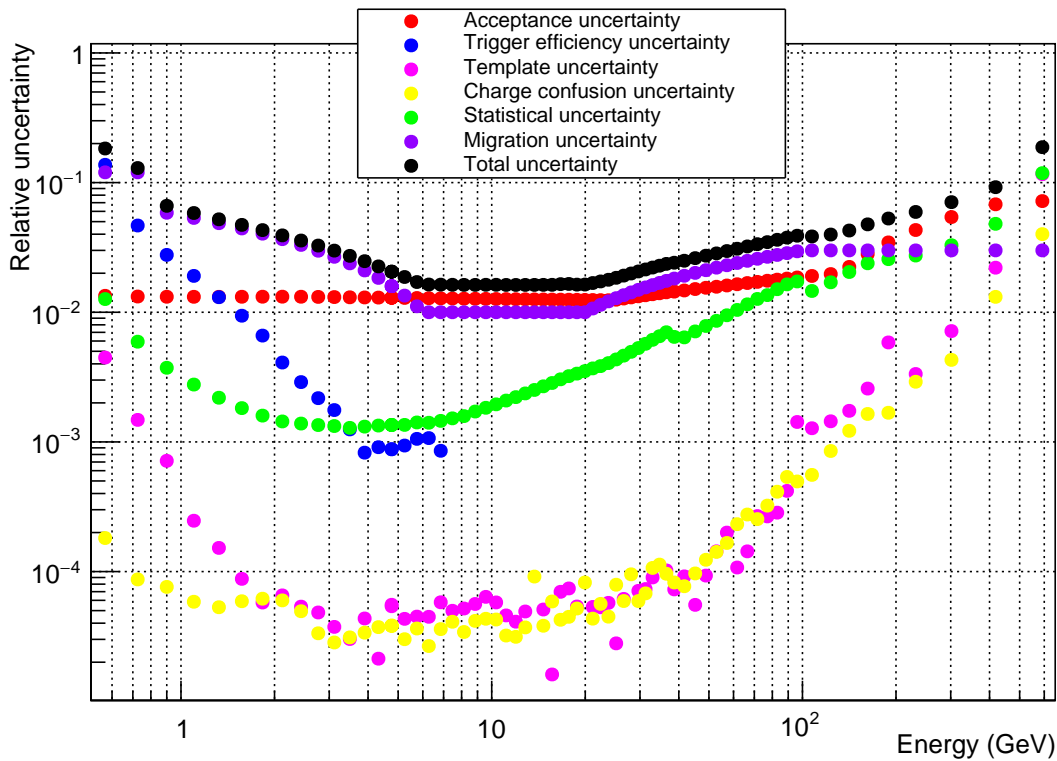


FIG. 116: Incertitudes relatives en fonction de l'énergie pour les différentes incertitudes de l'analyse du flux d'électrons.

L'incertitude relative de la mesure du flux de positons est représentée dans la figure 117. Pour le flux de positons, les erreurs systématiques dominent l'incertitude totale jusqu'à environ 15 GeV. En dessous de 0.65 GeV, l'incertitude sur l'efficacité du *trigger* domine. De 0.65 GeV jusqu'à 5.5 GeV, l'incertitude sur les migrations domine, suivi ensuite par les corrections données/Monte Carlo de l'acceptance dominant l'incertitude de 5.5 à 15 GeV. Les incertitudes dues à la statistique des échantillons purs et à la confusion de charge sont largement sous dominantes hormis dans les deux derniers intervalles d'énergie (350 – 700 GeV). L'incertitude statistique reste l'incertitude dominante de 15 à 700 GeV.

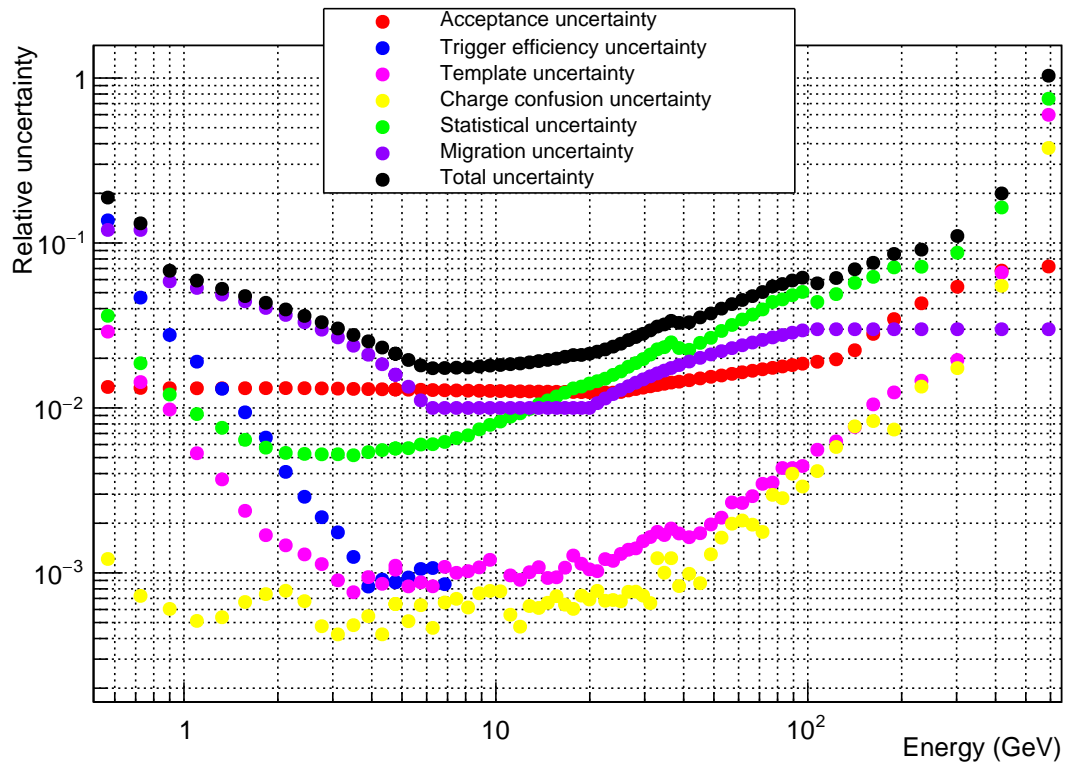


FIG. 117: Incertitudes relatives en fonction de l'énergie pour les différentes incertitudes de l'analyse du flux de positons.

Nos résultats sont présentés sur la figure 118. Une comparaison entre nos résultats et les résultats des autres expériences est présenté sur la figure 119. Ces résultats sont aussi détaillés sous forme d'un tableau dans l'annexe C. Ils confirment l'excès de positons avec une plus grande précision et jusqu'à plus haute énergie que précédemment mesurés. La fraction de positons montre un changement de pente s'opérant aux environs de 8 GeV, passant d'un régime décroissant à un régime croissant. La mesure du flux de positons et du flux d'électrons confirme que l'effet est dû à un excès de positons et non à un défaut d'électrons. La fraction de positons semble indiquer une tendance à décroître au-delà de 350 GeV sans que cela puisse être confirmé de manière précise au vu des incertitudes de la mesure. Le flux de positons confirme cette tendance avec une plus grande précision, et montre une décroissance forte de 350 à 700 GeV.

Nos résultats sont plutôt compatibles avec les expériences précédentes dans les régions d'énergie où la modulation solaire a peu d'impact. Les résultats de Fermi pour les positons sont systématiquement au dessus des résultats d'AMS, montrant peut-être un mauvais contrôle de la confusion de charge. Ceci peut être dû au fait que le champ magnétique terrestre est utilisé pour distinguer électrons et positons, engendrant un moindre contrôle de la confusion de charge. On remarque le même effet pour les résultats de Pamela, pour leur point d'énergie le plus élevé. Le flux d'électrons est en bon accord, peut être car il est peu influencé par la confusion de charge.

Nous rappelons au lecteur que les résultats présentés dans cette section sont préliminaires car ont été obtenus à l'aide des données recueillies du 19 mai 2011 au 27 novembre 2015, soit 24 mois de données supplémentaires en comparaison des publications précédentes. Ils explorent de plus la région d'énergie 500 – 700 GeV qui n'a, au jour d'aujourd'hui, jamais été présentée.

Les résultats de la fraction de positons, du flux d'électrons et du flux de positons de notre analyse, comparés aux publications précédentes d'AMS [107, 115] sont présentés sur la figure 120. Les résultats des publications [107, 115] ont été obtenus à partir des données recueillies du 19 mai 2011 au 26 novembre 2013, soit 30 mois de données. Pour notre analyse, nous avons utilisé les données allant jusqu'au 27 novembre 2015, soit 54 mois de données. Au-delà de 30 GeV, nos résultats confirment avec une meilleure précision les résultats précédents.

Des différences significatives sont observées en dessous de 30 GeV pour le flux d'électrons et de 10 GeV pour la fraction de positons. Le flux de positons est aussi systématiquement plus faible, bien que la différence ne devienne significative qu'en dessous de 2.5 GeV. Ce fait est attendu à cause de l'effet de la modulation solaire, dont le potentiel est plus fort actuellement qu'il y a deux ans. En effet, des études (voir par exemple [116]) semblent indiquer que le potentiel de modulation solaire serait dans une phase croissante depuis l'année 2013. Cependant, les variations de la fraction de positons couplées au fait que le flux de positons a subi une plus faible baisse depuis 2013 semblent indiquer un effet de modulation solaire dépendant du signe de la charge.

Les résultats de cette analyse à basse énergie sont confirmés par les autres groupes de travail internes à la collaboration. Des études du flux de positons, d'électrons et la fraction de positons en fonction du temps, internes à la collaboration AMS montrent un potentiel de modulation solaire plus important pour les électrons que pour les positons du rayonnement cosmique. De plus, l'effet étant visible sur la fraction de positons, ceci indique que si l'effet est expérimental et non physique, il provient du comptage des électrons et non de la mesure de l'acceptance, du temps d'exposition ou de l'efficacité de trigger. Cependant, le comptage des électrons aux énergies incriminées est très robuste, le simple fait de demander une rigidité négative suffisant à grandement réduire le nombre de proton, rendant fortement improbable un biais dû à la pollution.

Les électrons possédant une charge négative, observer cet effet pour une autre espèce du rayonnement cosmique nécessite l'utilisation d'une espèce de charge négative. Hormis les électrons, la plus abondante sont les antiprotons. Cependant, la variation du rapport antiprotons sur protons d'AMS ne montre pas de variations significatives en fonction du temps du fait de leur faible statistique. Une étude récente de PAMELA portant sur la mesure de la fraction de positons en fonction du temps confirme un effet de modulation solaire tendant à faire augmenter la fraction à basse énergie [117], compatible avec notre analyse qui montre une remontée de la fraction à basse énergie principalement dû à un défaut d'électrons pour les mêmes énergies.

Afin de s'affranchir de tout effet dépendant de la modulation solaire, nous avons effectué notre analyse sur la même période de temps que celle des publications précédentes. Le résultat ainsi que la comparaison avec le résultat précédent sont présentés sur la figure 120. Sur la même période de temps, on observe un excellent accord entre nos résultats et les mesures des publications au-dessus de 2 GeV. En dessous de 2 GeV, on observe un faible effet systématique pour les électrons. Le premier intervalle d'énergie pour la fraction, le flux de positons et le flux d'électrons semble très différent des publications précédentes. Pour ces énergies, le flux et la fraction sont très affectés par la migration d'énergie et l'énergie *scale*. Le fait d'utiliser une version plus récente des simulations Monte Carlo et une nouvelle reconstruction de l'énergie peut influencer nos résultats pour ces énergies et expliquer ces différences. Ces résultats montrent que les différences observées entre notre analyse sur les données jusqu'en 2015 et l'analyse des publications sont uniquement dues à des effets de modulation solaire entre 2 et 30 GeV.

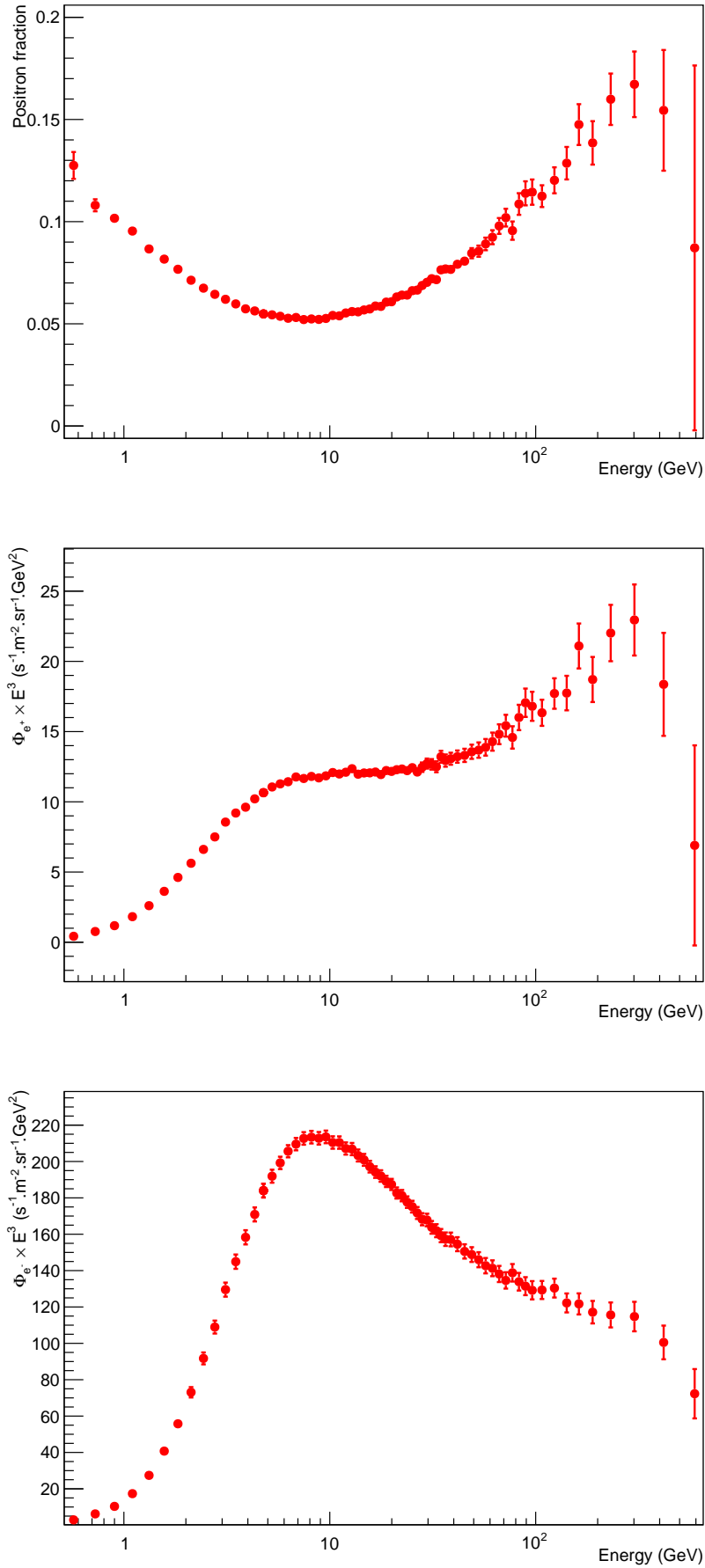


FIG. 118: Résultats de notre analyse pour la fraction de positons, le flux de positons et le flux d'électrons.

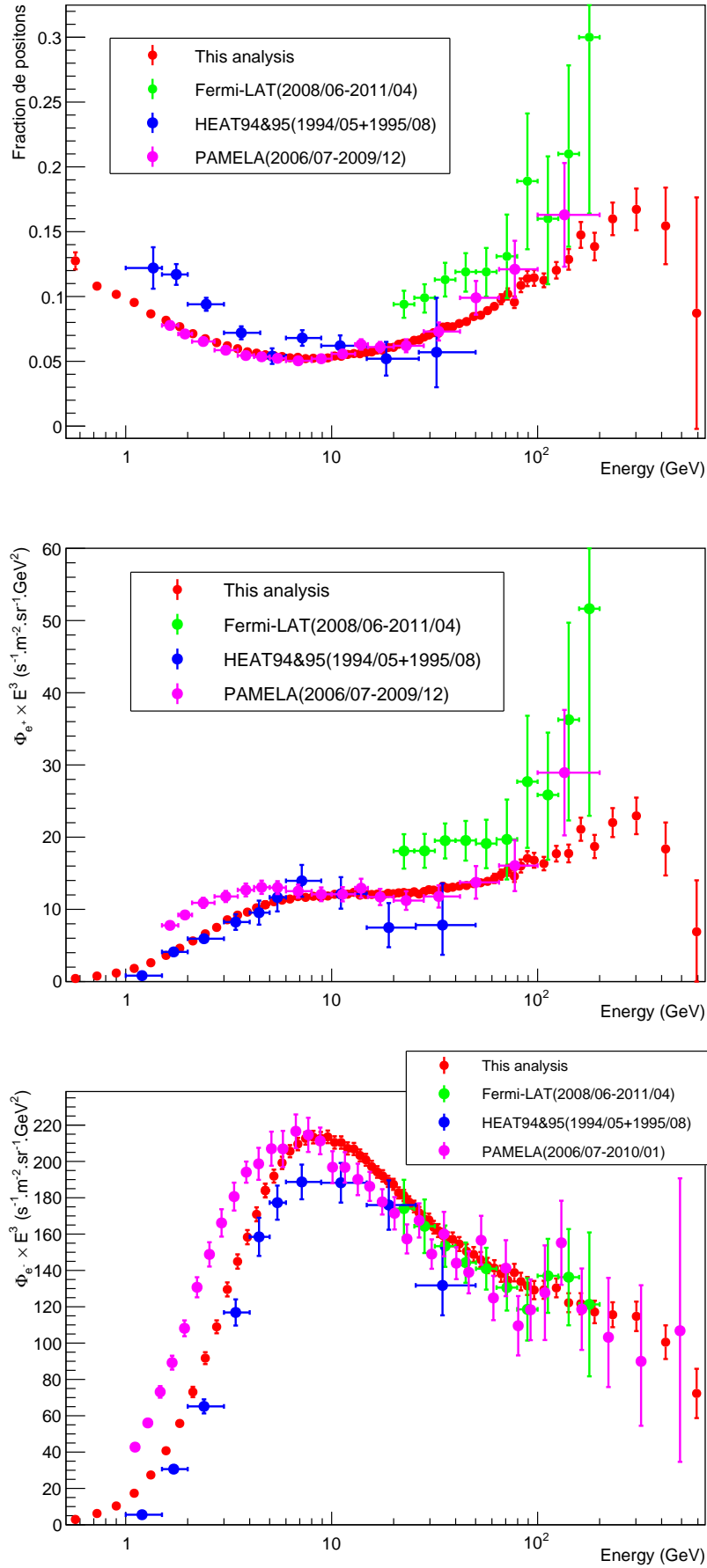


FIG. 119: Résultats de notre analyse pour la fraction de positons, le flux de positons et le flux d'électrons comparés aux résultats de PAMELA [110, 111], de HEAT [112, 113] et de Fermi [114].

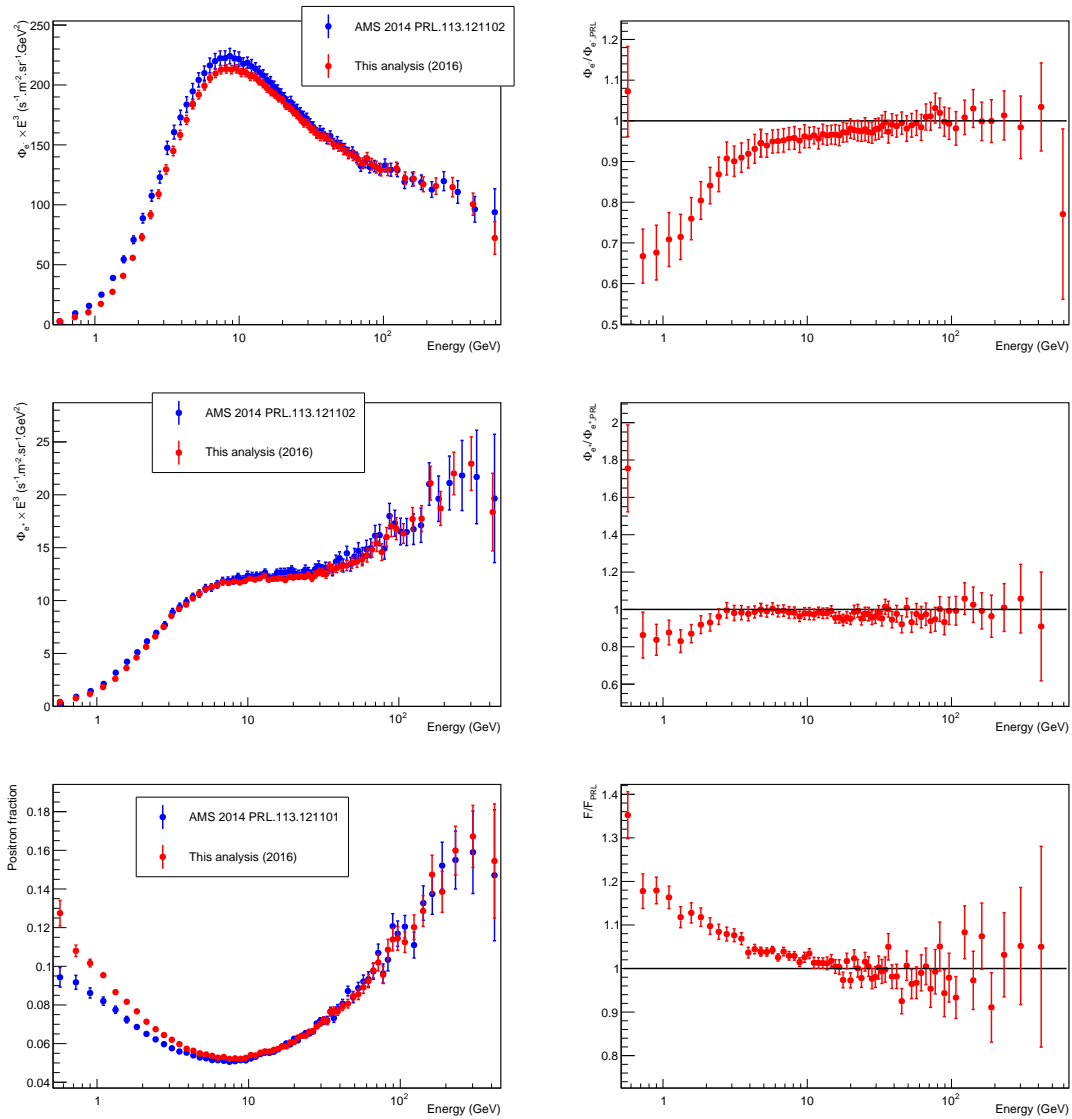


FIG. 120: Résultats de notre analyse comparés aux résultats des précédentes publications de la collaboration AMS.

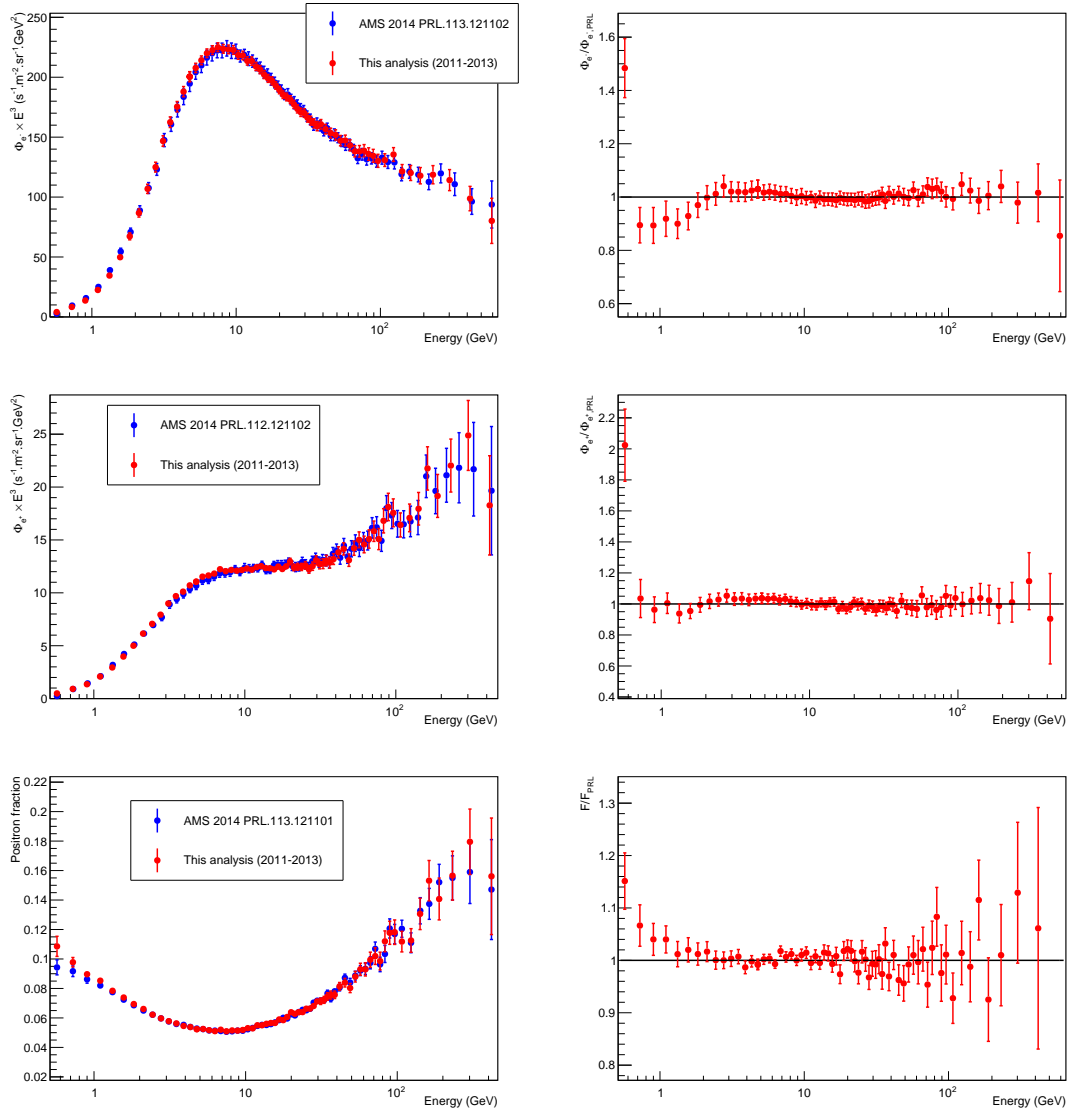


FIG. 121: Résultats de notre analyse comparés aux résultats des précédentes publications de la collaboration AMS, mesuré dans le même laps de temps que les publications (2011-2013).

Quatrième partie

INTERPRÉTATION DES DONNÉES

ÉTUDE DE LA FRACTION DE POSITONS EN TERMES DE MATIÈRE NOIRE ET DE PULSARS

Ce chapitre expose notre travail sur l'analyse phénoménologique de la fraction de positons, au sein de la *Cosmic Ray Alpine Collaboration* (CRAC), qui est une collaboration entre physiciens du LAPP (Laboratoire d'Annecy-le-Vieux de Physique des Particules), du LAPTh (Laboratoire d'Annecy-le-Vieux de Physique Théorique) et de l'IFSC (Instituto de Fisica de São Carlos) dont le but est l'étude phénoménologique des différents résultats de la collaboration AMS-02. Le travail et les résultats présentés dans ce chapitre ont été publiés en décembre 2014 [73]. Nous renvoyons le lecteur à la lecture du papier sus-cité pour plus de détails sur cette partie de notre travail.

13.1 MOTIVATIONS

Cette analyse phénoménologique a principalement été motivée par la publication des nouvelles données d'AMS-02 sur la fraction de positons [115]. Les résultats d'AMS-02 possèdent une plus grande précision que les résultats précédents, et de plus sont étendus jusqu'à 500 GeV, qui était une région encore inexplorée auparavant. La plupart des études précédentes utilisent une prédiction théorique du flux d'électrons afin de reconstruire la fraction de positons. Cela ajoute des incertitudes théoriques, car la modélisation du flux d'électrons, dont l'origine est principalement primaire, est très dépendante des modèles de production par les rémanents de supernovae. Afin de minimiser les incertitudes théoriques à celles du flux de positons modélisé, nous avons utilisé le flux de leptons $\Phi_{e^+e^-}$ mesurés par la collaboration AMS-02 [118] pour reconstruire la fraction de positons. L'utilisation du flux combiné d'électrons et de positons comporte aussi l'avantage d'être plus précis que la somme des flux d'électrons et de positons séparés. Ceci est dû au fait que l'analyse du flux de leptons par AMS-02 ne nécessite pas d'utiliser le trajectomètre pour reconstruire le signe de la rigidité, permettant une plus grande statistique et une moindre incertitude systématique.

13.2 MODÉLISATION DU TRANSPORT ET DE LA FRACTION DE POSITONS

Les modèles utilisés pour la propagation des positons et du spectre des différentes sources sont ceux exposés dans le chapitre 4. Les pertes d'énergie sont définies comme $b(E) = \frac{E_0}{\tau_E} (E/E_0)^2$ avec $E_0 = 1$ GeV et $\tau_E = 10^{16}$ s. Uniquement les pertes par radiation synchrotron et diffusion Compton inverse en régime Thomson sont prises en compte.

Le flux de positons secondaires est modélisé par la même méthode que Delahaye et al. 2009 [69]. La résolution de l'équation utilise la méthode des fonctions de Green, car la méthode de Bessel nécessiterait un grand nombre de modes de Fourier le long de l'axe vertical pour être précise. Les flux de protons et d'hélium utilisés pour modéliser la production de positons secondaires utilisent le paramétrage de Shikaze et al. [119]. Ce paramétrage a été dérivé à partir du flux de protons mesuré par BESS de 0.2 à 20 GeV/nucleon. La section efficace différentielle de production des positons utilise la pa-

ramétrisation de Kamae et al. [120], qui est basée sur les résultats de simulations Monte Carlo de production de positons par collisions proton-proton.

La modélisation de la contribution de l'annihilation des particules de matière noire utilise une résolution par fonction de Green pour des petites valeurs de l'horizon positonique, et une résolution par fonction de Bessel sinon. La transition entre les deux régimes s'opère à 3 kpc. Lorsque la demi-hauteur de la zone de diffusion L est plus petite que 3 kpc, la transition s'opère à 0.3 kpc. La paramétrisation du profil de matière noire utilisé est le modèle Navarro-Frenk-White (NFW) [70], défini comme :

$$\rho_{\chi}(r) = \rho_{\chi}(\odot) \left(\frac{r_{\odot}}{r} \right) \left\{ \frac{r_s + r_{\odot}}{r_s + r} \right\}^2, \quad (160)$$

avec r le rayon en coordonnées sphériques, $r_s = 20$ kpc le rayon typique du modèle, $r_{\odot} = 8.5$ kpc la distance galactocentrique du système solaire et $\rho_{\chi}(\odot) = 0.3 \text{ GeV.cm}^{-3}$ la densité locale de matière noire comme mesurée par Bovy et Tremaine [71] estimée par la cinématique d'étoiles locales. A une distance de 0.1 kpc du centre galactique, un modèle plus régulier [121] est utilisé.

Le flux de positons sur Terre est calculé comme la somme des positons primaires et des positons secondaires, où les positons primaires sont produits par l'annihilation de particules de matière noire ou par des pulsars. Dans un premier temps, nous utilisons le modèle de propagation MED dérivé du travail de Maurin et al. [63]. Dans la section 13.5 est étudiée l'incertitude de la propagation sur les résultats obtenus avec le modèle MED. L'excès de positons apparaissant à haute énergie, notre analyse est faite au-delà de 10 GeV, nous permettant de négliger les effets de réaccélération diffusive et de convection [122]. La modulation solaire est aussi un effet sous-dominant, il est pris en compte avec le modèle du *force field* (voir section 4.6) en utilisant un potentiel de 600 MV.

La fraction de positons est définie comme $F = \Phi_{e^+}/\Phi_L$ avec Φ_{e^+} la prédiction théorique du flux de positons et Φ_L le flux de leptons mesuré par AMS-02. L'utilisation du flux de leptons d'AMS-02 implique une incertitude supplémentaire sur la fraction de positons théorique que nous dérivons, qui est définie comme $\sigma_F^{\text{th}} = F \times (\sigma_{\Phi_L}^{\text{AMS}}/\Phi_L)$ si l'on considère que les incertitudes de la fraction de positons et du flux de leptons sont indépendantes. Cette incertitude est anti-correlée avec les incertitudes publiées σ_F^{AMS} de la fraction de positons (car dépendante de $1/\Phi_L$). Nous pouvons ainsi, en restant conservatif, écrire l'incertitude totale σ_F sur la fraction comme la somme quadratique de σ_F^{AMS} et σ_F^{th} .

Notre étude est basée sur la minimisation du χ^2 défini comme :

$$\chi^2 = \sum_i \left\{ \frac{F^{\text{mes}}(i) - F^{\text{th}}(i)}{\sigma_F(i)} \right\}^2, \quad (161)$$

avec \sum_i la somme sur les points de données dont l'énergie est plus grande que 10 GeV. La variation de cette limite à 15 et à 20 GeV ne change pas significativement nos résultats. Le χ^2 réduit χ_{ndof}^2 est obtenu en divisant le résultat de l'équation (161) par le nombre de degrés de liberté défini comme la soustraction du nombre de points de données au nombre de paramètres libres du fit.

13.3 ANALYSE EN TERMES DE MATIÈRE NOIRE

En premier lieu, nous étudions la possibilité que l'excès de positons à haute énergie soit produit par la matière sombre. Aucune supposition sur le modèle de matière noire n'est faite et nous explorons différentes possibilités de canaux d'annihilation. Le flux de positons à la source est calculé à l'aide de micrOMEGAs version 3.6 [123].

13.3.1 Annihilation selon un canal unique

Nous supposons un canal d'annihilation unique, et nous fittons deux paramètres libres : la section efficace d'annihilation $\langle\sigma v\rangle$ et la masse m_χ de la particule de matière noire. Un fit de χ^2 basé sur le χ^2 défini dans l'équation (161) est exécuté à l'aide de MINUIT. Les résultats obtenus sont présentés dans la table 5.

TAB. 5: Résultats du fit pour les différents canaux d'annihilation obtenus avec le paramétrage MED pour la propagation. La p -value, composant la dernière colonne, est définie par la formule (162).

Canal	m_χ [TeV]	$\langle\sigma v\rangle$ [$\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$]	χ^2	χ^2_{dof}	p
e	0.350 ± 0.004	$(2.31 \pm 0.02) \cdot 10^{-24}$	1489	37.2	0
μ	0.350 ± 0.003	$(3.40 \pm 0.03) \cdot 10^{-24}$	346	8.44	0
τ	0.894 ± 0.040	$(2.25 \pm 0.15) \cdot 10^{-23}$	93.0	2.27	$4.2 \cdot 10^{-6}$
u	31.5 ± 2.9	$(1.43 \pm 0.20) \cdot 10^{-21}$	25.2	0.61	0.97
b	27.0 ± 2.2	$(1.00 \pm 0.12) \cdot 10^{-21}$	26.5	0.65	0.95
t	42.5 ± 3.3	$(1.81 \pm 0.21) \cdot 10^{-21}$	29.4	0.72	0.89
Z	14.2 ± 0.9	$(6.02 \pm 0.58) \cdot 10^{-22}$	43.8	1.07	0.31
W	12.2 ± 0.08	$(5.10 \pm 0.48) \cdot 10^{-22}$	41.1	1.00	0.42
H	23.2 ± 1.5	$(8.17 \pm 0.77) \cdot 10^{-22}$	39.1	0.95	0.51
$\phi \rightarrow e$	0.350 ± 0.0008	$(1.56 \pm 0.01) \cdot 10^{-24}$	534	13.0	0
$\phi \rightarrow \mu$	0.590 ± 0.022	$(5.87 \pm 0.36) \cdot 10^{-24}$	175	4.27	0
$\phi \rightarrow \tau$	1.76 ± 0.08	$(4.51 \pm 0.32) \cdot 10^{-23}$	83.5	2.04	$7.7 \cdot 10^{-5}$

Les fits sont de bonne qualité pour les bosons et les quarks. Pour ces canaux, la masse fittée est supérieure à 10 TeV et la section efficace d'annihilation est 10^4 fois supérieure à la section efficace canonique de $3 \times 10^{-26} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$, indiquant la nécessité d'un grand facteur de *boost*. Les modèles de matière noire de type leptophilique sont invalidés par ces résultats, car produisant des fits de mauvaise qualité particulièrement pour les e^+e^- et les $\mu^+\mu^-$. Le cas pour lequel la matière noire s'annihile en quatre leptons $\phi\phi \rightarrow 4l$, par exemple via l'annihilation en paire d'une particule médiatrice qui se désintègre en paire de leptons, permet de meilleurs fits que ceux de l'annihilation directe en leptons mais dont le χ^2 est systématiquement supérieur. Les résultats des fits sont représentés pour le canal $b\bar{b}$ et $\phi \rightarrow \tau$ sur la figure 122.

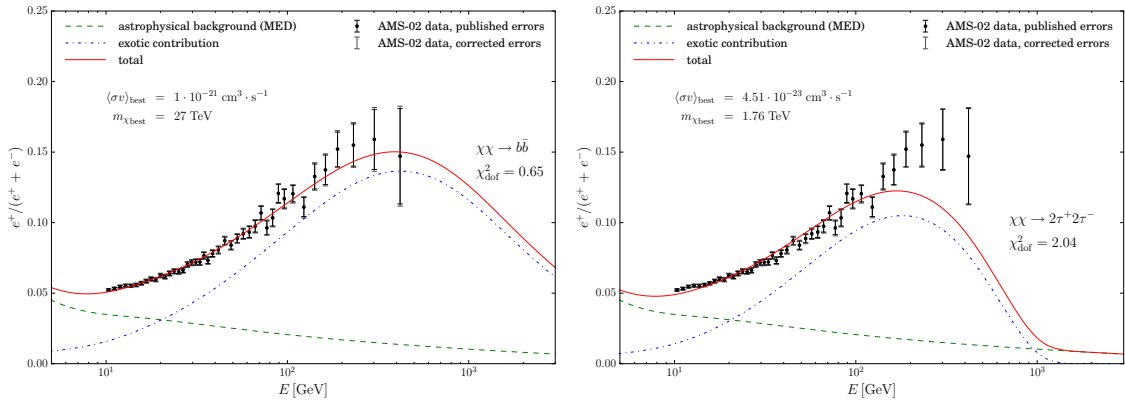


FIG. 122: Fraction de positons en fonction de l'énergie, correspondant à la valeur fittée de $\langle\sigma v\rangle$ et m_χ pour le canal $b\bar{b}$ (à gauche) et le canal 4τ (à droite), comparé avec les données d'AMS-02 [115]. La propagation correspond au modèle MED. Le flux de leptons d'AMS-02 [118] est utilisé pour calculer le χ^2 .

Afin de mieux illustrer la qualité des fits, nous calculons la p -value à partir du χ^2 de nos fits :

$$p = 1 - \frac{\gamma(n/2, \chi^2/2)}{\Gamma(n/2)}, \quad (162)$$

avec γ et Γ respectivement les fonctions gamma incomplètes et complètes. Nous définissons deux valeurs critiques de la p -value pour lesquelles le résultat du fit est considéré comme de bonne qualité : $p > 0.3173$ et $p > 0.0455$ correspondant respectivement à 1 et 2 déviations standard pour une distribution normale. Dans la table 5, les p -values des canaux bosoniques et des quarks sont supérieures à 0.31 montrant une bonne qualité de fit. En conclusion, l'analyse selon un canal unique de la fraction de positons montre que les canaux des quarks et des bosons sont des modèles viables, pour des masses de particules de matière noire supérieures à 10 TeV et dont la section efficace est 10^4 fois supérieure à la section efficace canonique.

13.3.2 Annihilation avec une combinaison de canaux

L'annihilation de la matière noire dans un canal unique est un modèle simpliste, car dans de nombreux modèles la matière noire peut s'annihiler via plusieurs canaux. Nous considérons cette possibilité dans cette section. Les différents flux à la source produits par le canal d'annihilation des différents types de quark sont assez similaires. Afin d'éviter des dégénérescences entre les proportions de ces canaux, nous utilisons le canal $b\bar{b}$ afin de décrire les différents canaux des quarks. Les spectres sources des canaux bosoniques montrent aussi des similitudes avec ceux des quarks du fait de leur désintégration hadronique. Les spectres sources des canaux leptoniques de différentes saveurs montrent de grandes différences, nous utilisons par conséquent séparément chacun des canaux. La procédure de fit est la même que présentée précédemment, avec plusieurs paramètres libres supplémentaires qui sont les rapports d'embranchement des canaux d'annihilation utilisés pour le fit.

Nous fittons le mélange des canaux leptoniques et du canal $b\bar{b}$. Les rapports d'embranchement en fonction de la masse et le χ^2 réduit des fits sont présentés sur la figure 123. La section efficace en fonction de la masse est présentée sur la figure 124. Un bon χ^2_{ndof} ($\chi^2_{\text{ndof}} < 1$) est obtenu pour une large gamme de masses (de 500 GeV à 40 TeV). Cela démontre la difficulté de déterminer une masse à la particule de matière noire dès lors que plusieurs canaux d'annihilation sont autorisés. La section efficace varie de $10^{-23} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ pour une masse de 500 GeV à $10^{-21} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ pour 40 TeV. La contribution leptonique est largement favorisée pour des masses inférieures au TeV, au-delà la contribution de $b\bar{b}$ croit jusqu'à devenir dominante. Ces résultats montrent qu'une matière noire à dominance leptophilique reste une hypothèse plausible pour une faible masse de matière noire. Ceci est important car pour expliquer un excès de positons sans influencer sur le rapport antiproton sur proton, il est nécessaire que la matière noire soit leptophilique [124, 125]. Sans la contribution des $b\bar{b}$, le χ^2_{ndof} du fit est inférieur à 1 uniquement pour des masses de matière noire inférieure à 500 GeV, produisant une forte décroissance du flux de positons après le dernier point de la fraction mesurée par AMS-02.

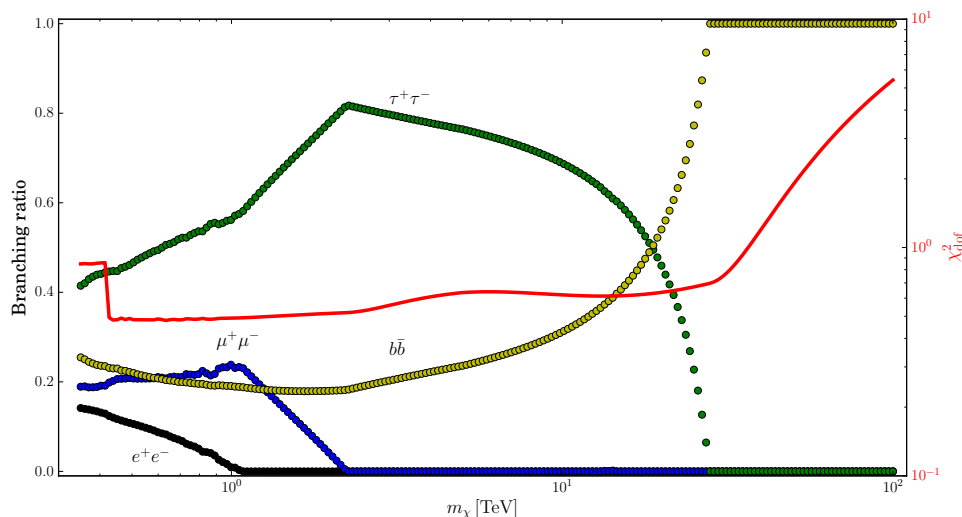


FIG. 123: Rapports d'embranchement fités en fonction de la masse de la particule de matière noire, en supposant des annihilations dans le canal leptonique et $b\bar{b}$. La ligne rouge indique la valeur du χ^2_{dof} du fit. La discontinuité observée à basse énergie survient lorsque la masse de la particule de matière noire est supérieure à l'énergie du dernier point de données, améliorant de manière discontinue la qualité du fit.

Le fit de la fraction pour une masse de matière noire où la composante leptonique domine ($m_\chi = 600 \text{ GeV}$) et où la composante $b\bar{b}$ domine ($m_\chi = 20 \text{ TeV}$) est présenté sur la figure 125. Ces résultats sont obtenus en supposant des annihilations dans le canal leptonique et $b\bar{b}$. Les deux fits présentés montrent des valeurs de χ^2_{dof} inférieures à 1. Le rapport d'embranchement pour $m_\chi = 600 \text{ GeV}$ est de 50 % en $\tau^+\tau^-$ et de 20 % via les quarks. Pour $m_\chi = 20 \text{ TeV}$ la contribution en $\tau^+\tau^-$ est la même que précédemment, et la contribution via les quarks est de 50 %. La section efficace est égale à $\langle\sigma v\rangle = 1.11 \cdot 10^{-23} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ pour $m_\chi = 600 \text{ GeV}$ et à $1.09 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ pour $m_\chi = 20 \text{ TeV}$.

Le même travail est exécuté en utilisant une combinaison de canaux de quatre leptons, les résultats sont représentés sur la figure 126. Ces fits donnent de bons résultats pour

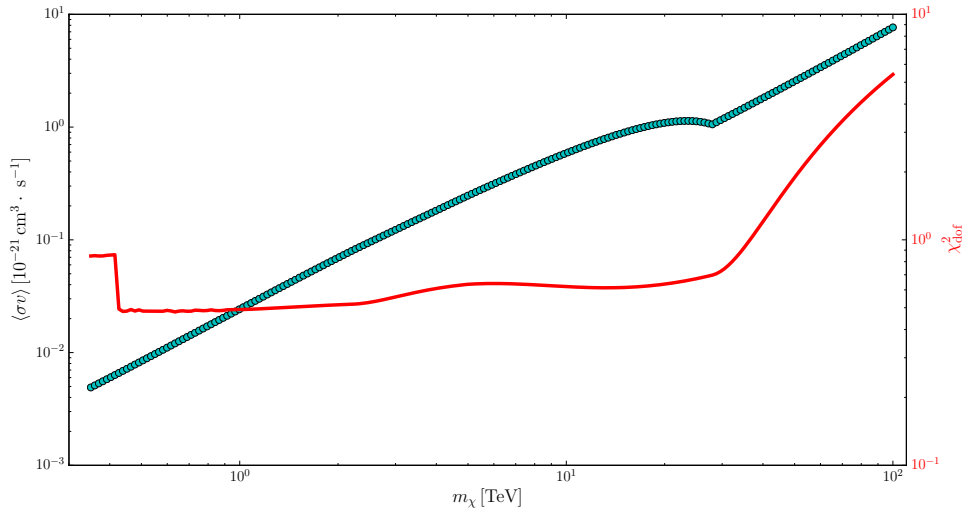


FIG. 124: Section efficace d'annihilation $\langle\sigma v\rangle$ fittée en fonction de la masse de la particule de matière noire m_χ , en supposant des annihilations dans le canal leptonique et $b\bar{b}$. La ligne rouge indique la valeur du χ_{dof}^2 du fit. La discontinuité observée à basse énergie survient lorsque la masse de la particule de matière noire est supérieure à l'énergie du dernier point de donnée, améliorant de manière discontinue la qualité du fit.

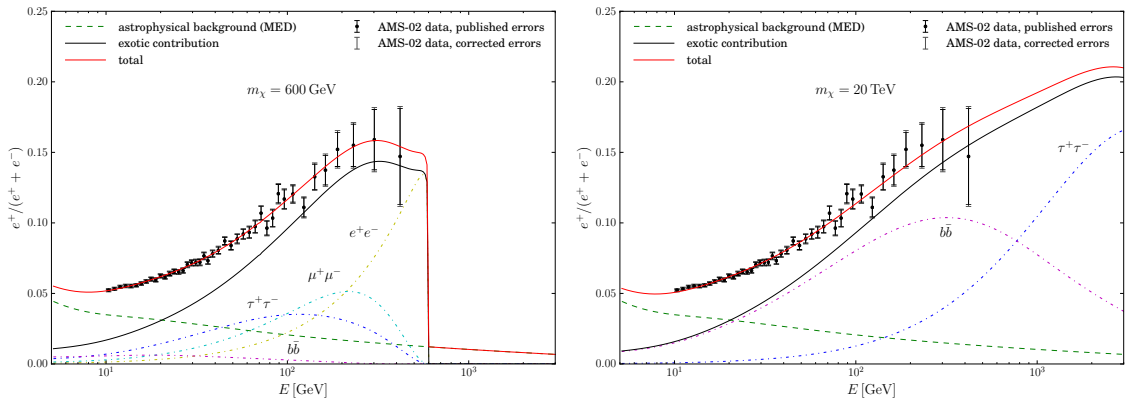


FIG. 125: Fraction de positons en fonction de l'énergie, pour les résultats des fits sur $\langle\sigma v\rangle$ et les rapports d'embranchement avec $m_\chi = 600$ GeV (à gauche) et $m_\chi = 20$ TeV (à droite), comparés aux données d'AMS-02. La contribution de chaque canal est représentée par des lignes pointillées.

une masse de matière noire comprise entre 0.5 et 1 TeV. Les annihilations en 4τ sont largement dominantes, à plus de 70 %.

13.4 ANALYSE EN TERMES D'UN PULSAR UNIQUE

Le but de cette section est d'étudier si la remontée de la fraction de positons mesurée par AMS-02 peut être expliquée par un pulsar unique. La contribution des pulsars à la fraction dans l'hypothèse de pulsars multiples devrait être calculée avec tous les pulsars contribuant à la remontée de la fraction, dont certains n'ont pas forcément été observés

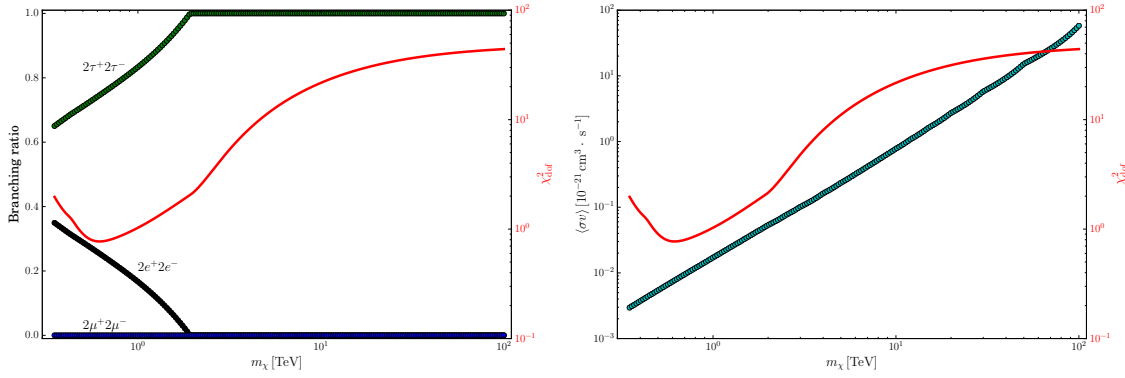


FIG. 126: Rapports d'embranchement fittings en fonction de la masse de la particule de matière noire (à gauche) et section efficace d'annihilation $\langle\sigma v\rangle$ (à droite), en supposant des annihilations dans les canaux quatre leptons. La ligne rouge indique la valeur du χ_{dof}^2 du fit.

à ce jour. Ceci explique notre choix d'interpréter la fraction avec un pulsar unique, car démontrer que l'hypothèse d'un pulsar unique est plausible implique nécessairement que l'hypothèse de pulsars multiples fonctionne. En effet, il existe uniquement une limite haute à la valeur de la normalisation des spectres à la sources des pulsars fW_0 . Par conséquent, ajouter des pulsars ne fera qu'améliorer les résultats de notre fit.

13.4.1 Sélection des pulsars plausibles : les cinq survivants du catalogue ATNF

La contribution d'un pulsar unique utilise le spectre source présenté dans le chapitre 4.5.2. Les paramètres libres sont l'indice spectral γ et la proportion d'énergie transmise aux positons par le pulsar fW_0 . Dans notre analyse, nous exécutons un *scan* sur les paramètres distance d et âge t_* d'un pulsar fictif. Pour chaque valeur de distance et d'âge, nous effectuons un fit des deux paramètres libres : γ et fW_0 . Cette procédure est effectuée pour 2500 couples de valeurs (d, t_*) avec $d < 1$ kpc et $t_* < 1$ Myr. Nous exécutons notre analyse avec les paramètres de propagation MED. Les résultats sont montrés dans la figure 127.

Dans la même figure, les deux iso-contours des valeurs critiques de p -values présentées précédemment sont représentés, c'est par conséquent la région où le fit est de bonne qualité. Cette région est peuplée par des pulsars de paramètre $\gamma < 2$ et $10^{49}\text{GeV} < fW_0 < 10^{52}\text{GeV}$. Cette gamme de paramètres est en accord avec les études précédentes [126, 127, 128, 129, 130]. Afin de vérifier si un pulsar observé actuellement peut se situer dans la zone (distance, âge) permettant un fit de bonne qualité, nous utilisons le catalogue de pulsar Australia Telescope National Facility (ATNF). Cinq pulsars possèdent une distance et un âge compatible aux incertitudes près à la région de fit de bonne qualité définie précédemment. Ils sont représentés dans la figure 127.

13.4.2 Résultats pour les cinq pulsars

Pour chacun des cinq pulsars, nous estimons les valeurs de γ et fW_0 permettant d'expliquer la remontée de la fraction de positons. Les résultats sont listés dans la table 6

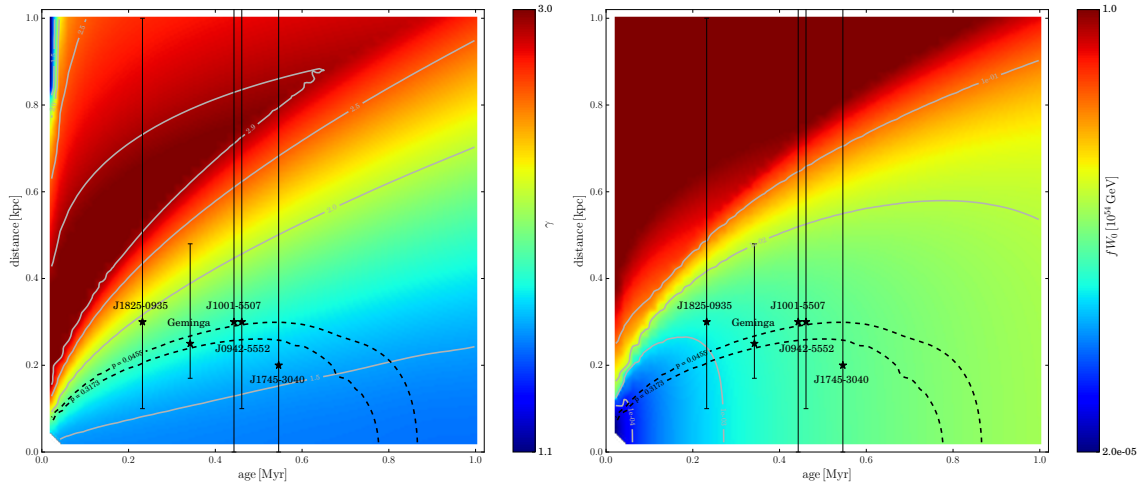


FIG. 127: Indice spectral γ (à gauche) et énergie totale transmise aux positons fW_0 (à droite) pour les 2500 couples (âge, distance) ajustés sur la fraction de positons, en utilisant le modèle MED. Les lignes grises montrent les iso-contours pour une valeur donnée de γ (à gauche) et de fW_0 (à droite). Les courbes pointillées noires représentent les iso-contours des valeurs critiques de p -values, soit 1 et 2σ . Les cinq pulsars du catalogue ATNF dont la contribution peut expliquer la remontée de la fraction de positons sont représentés par des étoiles noires. Les barres d'erreur indiquent l'incertitude sur leur distance.

avec les χ^2 et les p -value correspondantes. Les valeurs nominales de l'âge et de la distance des pulsars sont représentées en gras dans le tableau. Le fit est aussi effectué pour les distances minimales et maximales permises par les incertitudes expérimentales sur la distance des pulsars. Les pulsars bien connus Monogem et Vela sont ajoutés dans les résultats du tableau, bien que leur fit ne soit pas de bonne qualité.

Le pulsar J1745-3040 est le pulsar qui reproduit le mieux la fraction de positons pour sa valeur nominale de distance fournie par le catalogue ATNF. Monogem et Vela n'ajustent pas les données du fait de leur jeune âge. C'est dans le cas où la distance est minimale que les pulsars produisent un fit de meilleure qualité. Il est par conséquent intéressant de se rendre compte qu'une mesure plus précise de la distance de ces pulsars pourrait drastiquement changer les conclusions de cette étude, qui souffre à ce jour de la grande incertitude sur la mesure de distance des pulsars. Les fits de la fraction de positons par trois pulsars présents dans le tableau sont représentés sur la figure 128.

13.4.3 Effet de la statistique des données de la fraction de positons

Nous avons étudié l'impact de l'augmentation de la statistique des données d'AMS-02 sur la liste des différents pulsars plausibles pour expliquer l'excès de positons. Pour estimer les barres d'erreur d'AMS-02 avec plus de statistique, nous supposons que le nombre d'événements dans chaque intervalle de mesure suit une loi normale. L'incertitude statistique est supposée décroissante en fonction de la racine du temps $\sigma_{\text{stat}} \propto 1/\sqrt{t}$

Tab. 6: Résultats des fits pour les paramètres fW_0 et γ dans l'hypothèse d'un pulsar unique. Seuls les pulsars dont la p -value est supérieure à 0.0455, en prenant en compte l'incertitude sur leur distance, sont listés. Les pulsars Monogem et Vela, qui ne remplissent pas cette condition, sont aussi présentés. La ligne en gras correspond aux valeurs nominales de la distance.

Nom	Age [kyr]	Distance [kpc]	fW_0 [10^{54} GeV]	γ	χ^2	χ^2_{dof}	p
J1745–3040	546	0	$(2.95 \pm 0.07) \cdot 10^{-3}$	1.45 ± 0.02	23.4	0.57	0.99
		0.20	$(3.03 \pm 0.06) \cdot 10^{-3}$	1.54 ± 0.02	33.6	0.82	0.79
		1.3	1	2.54	9902	241	0
J0633+1746 <i>Geminga</i>	342	0.17	$(1.48 \pm 0.03) \cdot 10^{-3}$	1.56 ± 0.02	26.8	0.65	0.96
		0.25	$(1.63 \pm 0.02) \cdot 10^{-3}$	1.68 ± 0.02	49.6	1.21	0.17
		0.48	$(1.01 \pm 0.06) \cdot 10^{-2}$	2.29 ± 0.02	332	8.10	0
J0942–5552	461	0.10	$(2.28 \pm 0.05) \cdot 10^{-3}$	1.48 ± 0.02	21.7	0.53	0.99
		0.30	$(2.61 \pm 0.04) \cdot 10^{-3}$	1.69 ± 0.02	61.0	1.49	0.02
		1.1	1	2.65	7747	189	0
J1001–5507	443	0	$(2.13 \pm 0.05) \cdot 10^{-3}$	1.46 ± 0.02	19.8	0.48	0.99
		0.30	$(2.49 \pm 0.03) \cdot 10^{-3}$	1.70 ± 0.02	62.4	1.52	0.02
		1.4	1	2.46	13202	322	0
J1825–0935	232	0.1	$(0.80 \pm 0.02) \cdot 10^{-3}$	1.52 ± 0.02	21.0	0.51	0.99
		0.30	$(1.45 \pm 0.03) \cdot 10^{-3}$	1.94 ± 0.02	126	3.07	0
		1.0	1	2.64	12776	312	0
J0659+1414 <i>Monogem</i>	111	0.25	$(1.06 \pm 0.05) \cdot 10^{-3}$	2.18 ± 0.02	216	5.27	0
		0.28	$(2.53 \pm 0.16) \cdot 10^{-3}$	2.37 ± 0.02	316	7.71	0
		0.31	$(7.96 \pm 0.61) \cdot 10^{-3}$	2.58 ± 0.02	444	10.8	0
J0835+4510 <i>Vela</i>	11.3	0.26	$(2.53 \pm 0.08) \cdot 10^{-1}$	3	14316	349	0
		0.28	$(3.90 \pm 0.14) \cdot 10^{-1}$	3	14982	365	0
		0.3	$(6.00 \pm 0.26) \cdot 10^{-1}$	3	15446	377	0

et l'incertitude systématique est supposée constante en fonction du temps. Nous définissons le facteur de réduction de l'incertitude en fonction du temps comme :

$$\text{RF}(t) = \frac{\sigma_{\text{AMS}}(t)}{\sigma_{\text{AMS}}(t_0)} = \sqrt{\frac{\sigma_{\text{stat, AMS}}^2 \frac{t_0}{t} + \sigma_{\text{syst, AMS}}^2}{\sigma_{\text{stat, AMS}}^2 + \sigma_{\text{syst, AMS}}^2}}, \quad (163)$$

avec $\sigma_{\text{AMS}}(t)$ défini comme l'incertitude des points de données d'AMS-02 au temps t , $\sigma_{\text{stat, AMS}}$ et $\sigma_{\text{syst, AMS}}$ définis comme les incertitudes statistique et systématique et $t_0 = 2.47$ ans le temps de prise de données d'AMS-02 pour la publication de la fraction de positons. Dans la figure 129, nous montrons l'impact de la réduction d'incertitude statistique sur la région de fit de bonne qualité pour 10 ans de prise de données par AMS-02. Ces résultats montrent que la zone d'iso-contour de p -value diminue drastiquement. Si la tendance de la fraction de positons reste similaire, l'hypothèse d'un pulsar

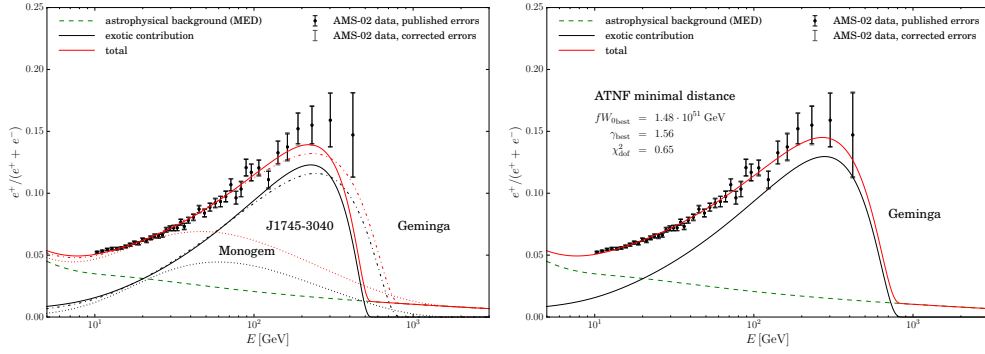


FIG. 128: Fraction de positons pour le fit des pulsars J1745-3040, Geminga et Monogem avec les paramètres de propagation MED (à gauche). Fraction de positons pour le fit du pulsar Geminga pour sa distance minimale.

unique serait exclue par notre critère avec 10 ans de données. Cela signifie que les cinq pulsars survivants du catalogue bénéficient de la large incertitude statistique des derniers intervalles d'énergie de mesure de la fraction de positons.

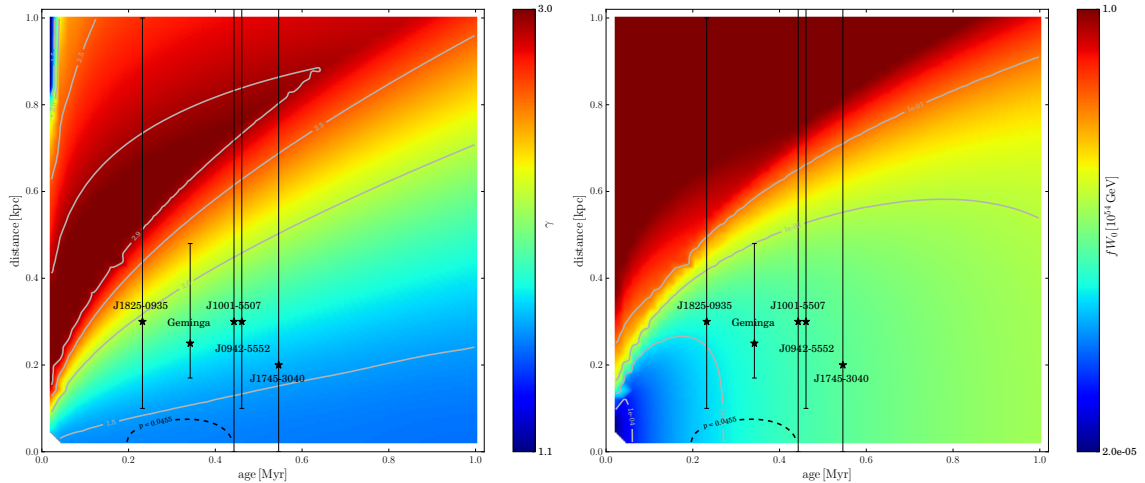


FIG. 129: Indice spectral γ (à gauche) et énergie totale transmise aux positons fW_0 (à droite) pour les 2500 couples (âge, distance) fittés sur la fraction de positons, en utilisant le modèle MED comme sur la figure 127 mais avec 10 ans de statistique pour AMS-02.

13.5 EFFET DE L'INCERTITUDE DE LA PROPAGATION DES RAYONS COSMIQUES

Dans les sections précédentes, nous avons étudié les contraintes sur une contribution engendrée par la matière noire ou par un pulsar unique à l'aide de la fraction de positons au-delà de 10 GeV, en utilisant le modèle MED. Cependant, l'incertitude sur les modèles de propagation est encore à ce jour importante et peut avoir un impact sur notre étude. Pour étudier l'impact de ces incertitudes, nous utilisons les 1623 jeux de paramètres de propagation mesuré par Maurin et al [63]. Ces jeux de paramètres sont définis comme les paramètres dont le fit sur le rapport bore sur carbone donne un χ^2 inférieur à 40.

Ceci permet une estimation conservative de l'incertitude actuelle sur les paramètres de propagation.

Nous étudions l'impact de la variation de ces modèles de propagation sur les sources de positons ayant montré précédemment un bon accord avec la fraction de positons : le canal $b\bar{b}$ seul pour la matière noire et le pulsar J1745 – 3040.

13.5.1 Évaluation de l'incertitude due aux modèles de propagation

Pour chacun des jeux de paramètres de propagation, nous fittons le couple de paramètres $\langle\sigma v\rangle$ et m_χ pour la matière noire, et fW_0 et γ pour les pulsars. Pour chaque fit, nous jugeons la qualité du fit à l'aide de la p -value calculée et des deux valeurs critiques présentées précédemment. Dans la figure 130, nous présentons les p -values obtenues en fonction des paramètres fittés. Afin de comparer l'incertitude liée à la méconnaissance des modèles de propagation à l'incertitude des points de données d'AMS-02, nous représentons sur la figure 131 les valeurs des paramètres fittés dont la p -value est supérieure à 0.0455, ainsi que les barres d'erreur sur les paramètres fittés. Ceci montre que l'incertitude liée à la méconnaissance des modèles de propagation est plus importante que celle liée à l'incertitude des données, car la dispersion des points est beaucoup plus importante que les barres d'erreur. En conclusion, l'incertitude sur la propagation domine l'incertitude des points de données. Par conséquent, une amélioration de l'incertitude des modèles de propagation par la mesure de rapports secondaires sur primaires plus précis, par AMS-02, permettrait de grandement augmenter la précision de ce type d'études.

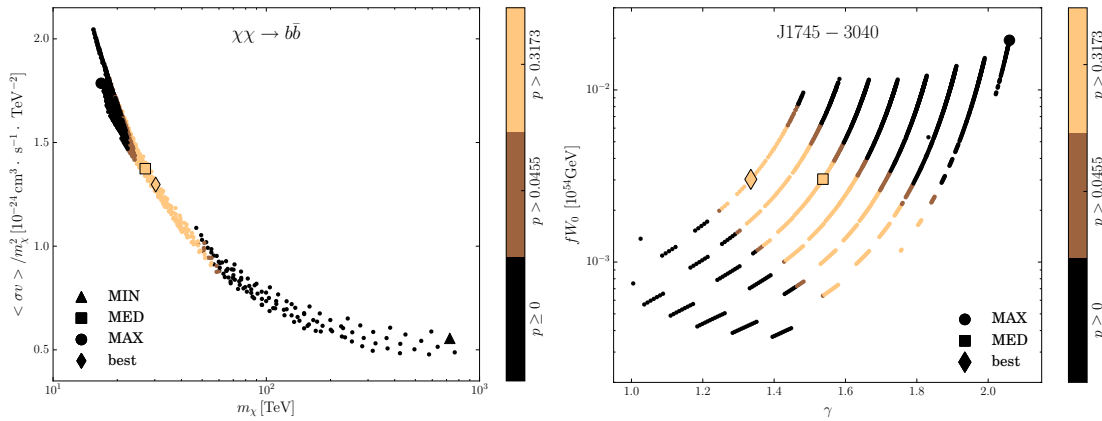


FIG. 130: Distributions de la p -value pour les 1623 jeux de paramètres pour les paramètres fittés liés à la matière noire $\{m_\chi, \langle\sigma v\rangle/m_\chi^2\}$ (à gauche) et aux pulsars $\{\gamma, fW_0\}$ (à droite). Le code couleur représente la p -value pour les valeurs critiques pour 1 et 2 déviations standard de la loi normale. Les modèles MIN, MED et MAX sont représentés respectivement avec un triangle, un carré et un cercle. Le jeu de paramètres de propagation qui produit le meilleur fit est présenté avec le symbole d'un diamant.

13.5.2 Contraintes sur la taille du halo diffusif

Comme présenté dans le chapitre 4, le rapport bore sur carbone, qui est un rapport secondaire sur primaire, permet de mesurer les paramètres du modèle de propagation. Cependant, il existe une dégénérescence entre la demi-hauteur du halo de diffusion L et

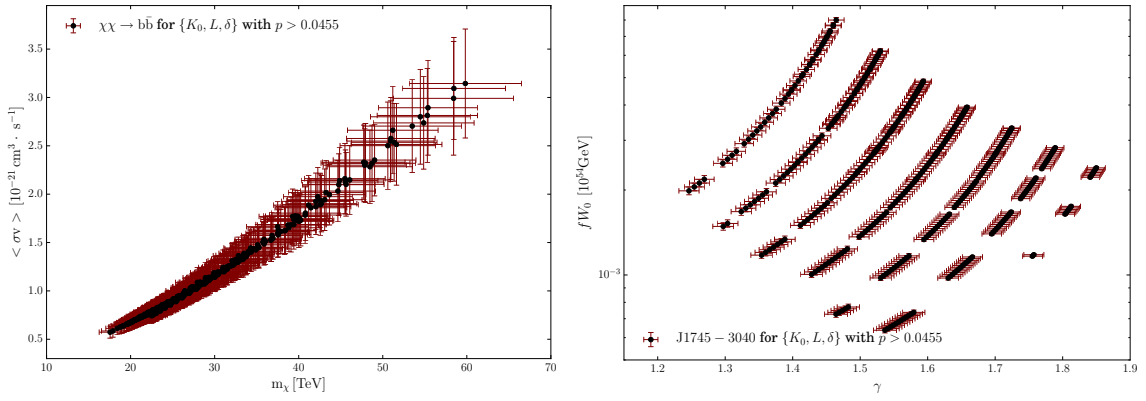


FIG. 131: distribution des paramètres fittings liés à la matière noire $\{m_\chi, \langle\sigma v\rangle/m_\chi^2\}$ (à gauche) et aux pulsars $\{\gamma, fW_0\}$ (à droite). Les barres d'erreur représentent l'incertitude sur les paramètres fittings engendrée par l'incertitude des données d'AMS-02.

la normalisation du coefficient de diffusion K_0 . Ceci engendre une grande incertitude sur la valeur de ces paramètres. Lavalley et al. [65] ont montré que la taille du halo diffusif peut directement contraindre les modèles avec de petites tailles de halo diffusif, et de grands indices spectraux du coefficient de diffusion. Ceci est dû aux pertes d'énergie, qui engendrent une petite longueur diffusion en comparaison des noyaux. Dans cette étude, uniquement la contribution des positons secondaires a été étudiée.

Nous nous proposons d'étendre cette étude en considérant la contribution de positons primaires dont l'origine provient de la matière noire en testant tous les canaux d'annihilation présentés précédemment, ou d'un pulsar unique en testant tous les pulsars présentés précédemment. Sur la figure 132, nous montrons les 1623 jeux de paramètres dans le plan $(K_0/L, K_0)$. Les p -values des fits, pour un pulsar unique ou un canal d'annihilation unique, sont représentées pour les valeurs critiques. Pour chacun des jeux de paramètres de diffusion, nous choisissons le canal d'annihilation, ou le pulsar, dont le fit possède la meilleure p -value.

Que les positons primaires soit engendrés par un pulsar unique, ou par un canal d'annihilation unique, les petites tailles de halo ($L < 2$ kpc) et les grandes tailles de halo ($L > 7$ kpc) sont défavorisées. Nos résultats privilégient aussi un petit indice spectral pour le coefficient de diffusion ($\delta < 0.5$). Les modèles MIN et MAX sont par conséquent défavorisés. Cependant, il faut garder à l'esprit que cette étude est dépendante du modèle utilisé pour modéliser les positons primaires, qui est dans notre cas un pulsar unique ou un canal d'annihilation unique pour des particules de matière noire.

13.6 CONCLUSIONS

Du point de vue de la matière noire, nous avons montré que les canaux d'annihilation uniquement leptoniques sont fortement défavorisés par les données d'AMS-02, même si cette situation s'améliore quelque peu avec la présence d'une particule médiatrice. Au contraire, les mesures favorisent les quarks et les bosons de jauge et de Higgs, avec des masses pour la particule de matière noire entre 10 et 40 TeV et une section efficace de $10^{-21} \text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$. Ce fort taux d'annihilation observé devrait impliquer la production en

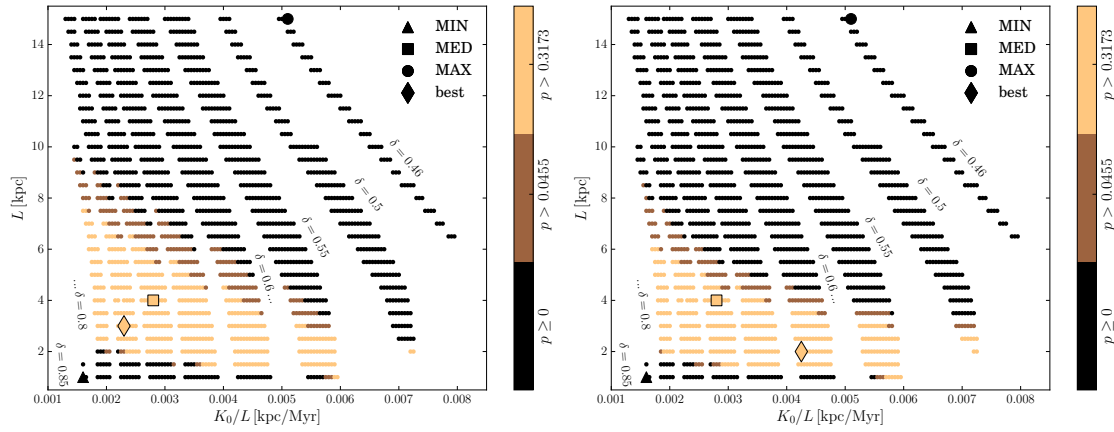


FIG. 132: Distributions de la p -value dans le plan $(K_0/L, L)$. La meilleure p -value parmi les 12 canaux d'annihilation (à gauche) et les cinq pulsars (à droite) est représentée par un code couleur, qui représente la p -value pour les valeurs critiques de 1 et 2 déviations standard de la loi normale. Les modèles MIN, MED et MAX sont représentés respectivement avec un triangle, un carré et un cercle. Le jeu de paramètres de propagation qui produit le meilleur fit est présenté avec le symbole d'un diamant.

grandes quantités de rayon gamma, d'antiprotons et de neutrinos, ce qui n'est confirmé par aucune observation.

Lopez et al. [131] ont comparé les résultats de notre étude aux contraintes produites par les observations de Fermi/LAT des galaxies naines. Les conclusions de cette comparaison sont que les résultats de nos fits pour les canaux d'annihilation simples et combinés, dont la p -value est de bonne qualité, sont exclus par les contraintes à 2σ dérivées des observations des naines sphéroïdes. De plus, toujours selon ce travail, les incertitudes dues à la propagation que nous avons dérivées ne peuvent permettre de réconcilier nos résultats avec les résultats sur les rayons gammas. Le récent travail de Giesen et al. [132] portant sur le rapport antiproton sur proton mesuré par AMS-02 n'observe pas d'écart significatif en comparaison de la production secondaire d'antiprotons, permettant de calculer des contraintes dans le plan section efficace d'annihilation/masse. Les contraintes ainsi dérivées excluent les canaux d'annihilation bosoniques et les quarks, qui dans notre étude fissent le mieux la fraction de positons.

Dans le même temps, nous avons déterminé cinq pulsars du catalogue ATNF pouvant, basé sur le critère de leur âge et de leur distance, expliquer à eux seul la remontée de la fraction de positons. La diminution des incertitudes statistiques de la fraction de positons d'une future mesure aura un impact important sur la zone distance/âge autorisée par un pulsar pour expliquer les données. Les pulsars fournissent à ce jour une hypothèse viable qui est une alternative à la matière noire. Cependant, vu que la normalisation de la production de positons par les pulsars et la matière noire sont des paramètres libres, un mélange des deux phénomènes reste une hypothèse plausible.

Nous avons dans notre analyse déterminé l'incertitude sur la détermination des paramètres de production des positons primaires par les pulsars et la matière noire engendrée par l'incertitude sur les modèles de propagation. Nos conclusions sont que les incertitudes des modèles de propagation dominent les incertitudes liées à la mesure des positons par AMS-02. La méconnaissance des modèles de propagation reste une limite

pour la précision de ce type d'analyse, que les futures mesures d'AMS-02 pourraient grandement contribuer à améliorer.

NOUVELLE ESTIMATION DU FLUX DE POSITONS SECONDAIRES ET IMPACT SUR LA MATIÈRE NOIRE

Le premier travail sur la fraction de positons, décrit dans le chapitre précédent, a été riche en enseignements. Cependant, les modèles utilisés précédemment sont lacunaires sur plusieurs points. Dans ce chapitre, nous allons présenter l'important travail effectué par la collaboration CRAC afin de développer le modèle des positons cosmiques. La première partie est dédiée aux développements récents du modèle des positons cosmiques. Les principaux développements consistent en la prise en compte d'un modèle de pertes d'énergie Compton inverse et synchrotron plus réaliste en incluant les corrections relativistes, ainsi que l'extension de la propagation des positons à plus basse énergie là où le modèle précédemment utilisé se limitait à 10 GeV. La seconde section est dédiée à la nouvelle estimation des secondaires à l'aide du flux de protons et d'héliums d'AMS-02 et de CREAM, qui sont les données les plus récentes et les plus précises à ce jour. L'impact de l'incertitude des flux de protons et d'héliums a été estimé par une étude Monte Carlo qui est détaillée dans ce chapitre. Enfin une dernière section est dédiée aux résultats préliminaires de ce travail : l'impact de ces développements sur le fit de matière noire des positons primaires. Nous renvoyons le lecteur à la thèse de Mathieu Boudaud, s'il souhaite plus de détails sur les développements récents du modèle des positons cosmiques. Le travail présenté dans ce chapitre n'a pas encore été publié car encore préliminaire, mais la publication de ce travail est prévue pour la fin de cet été.

14.1 DÉVELOPPEMENTS RÉCENTS DU MODÈLE DES POSITONS COSMIQUES

14.1.1 *Corrections relativistes des pertes d'énergie Compton inverse et nouvelle estimation du champ magnétique galactique*

Dans le chapitre précédent, les pertes d'énergie Compton inverse et synchrotron ont été prises en compte dans l'approximation de Thomson, nous permettant d'écrire :

$$b(E) = \frac{E^2}{E_0 \tau_E}, \quad (164)$$

avec $E_0 = 1$ GeV, et τ_E le temps typique de perte d'énergie $\tau_E = 10^{16}$ s. L'approximation de Thomson est valide si la condition $\gamma_e < m_e c^2 / E_{ph}$ est valide, avec γ_e le facteur de Lorentz de la particule, m_e la masse de l'électron, c la vitesse de la lumière et E_{ph} l'énergie du photon sur lequel la diffusion Compton inverse se fait. Cette limite n'est plus respectée pour un électron de plus de environ 1.1×10^6 GeV si les photons proviennent du CMB, ce qui en fait une bonne approximation dans ce cas. Cependant, cette limite est franchie pour des électrons de 7.6×10^4 et 8.66×10^2 GeV pour respectivement le rayonnement infrarouge et le rayonnement stellaire galactique, montrant le besoin de la prise en compte des effets relativistes pour des positons mesurés avec plus que quelques dizaines de GeV sur Terre. La perte d'énergie via rayonnement synchrotron peut être vue comme une diffusion Compton inverse sur un photon virtuel produit par un champ

magnétique, autorisant le même traitement relativiste que précédemment. Cependant, au vu de l'énergie typique du champ de radiation des photons virtuels qui est $1.16 \times 10^{-14} \left(\frac{B}{1 \mu\text{G}} \right)$ eV avec B la valeur du champ magnétique, l'approximation de Thomson est valide dans la gamme d'énergie sur laquelle AMS-02 reçoit des positons.

Pour prendre en compte ces pertes d'énergie, nous avons utilisé le modèle développé par Delahaye et al. [133]. Ce modèle détaille le calcul des pertes d'énergie dans le régime Thomson et relativiste, et paramétrise le régime de transition entre ces deux régimes. Les pertes d'énergie dépendent de la température du corps noir des différents champs de rayonnement galactique, qui sont moyennés dans deux régions spatiales pour l'infrarouge, le rayonnement stellaire et l'ultraviolet. Deux modèles sont définis à partir de ces deux régions spatiales : une première formant une sphère de 2 kpc (modèle 1) et une seconde de 1 kpc (modèle 2). Enfin, une description plus réaliste de la moyenne du champ magnétique carré permet de déduire une valeur variant entre 1 – 3 μG pour le champ magnétique synchrotron.

La figure 133 représente l'impact de l'utilisation des pertes d'énergie relativistes sur le flux de positons secondaires. La différence entre les deux modèles est de l'ordre de 5 % à quelques GeV, et de 50 % à 1 TeV.

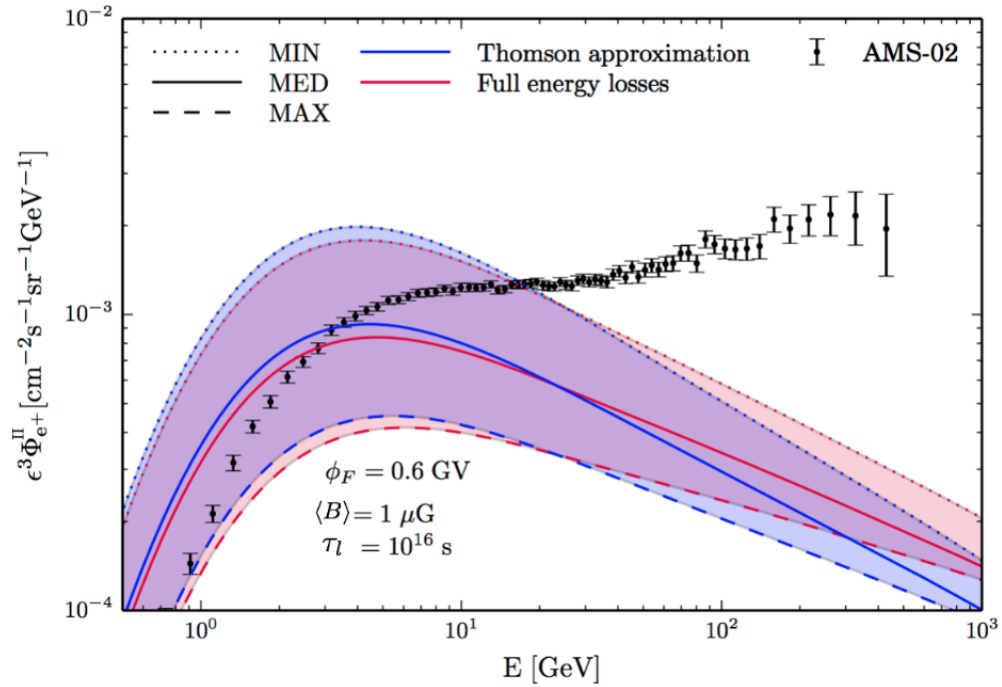


FIG. 133: Flux de positons secondaires en fonction de l'énergie dans le cas de pertes d'énergie calculées avec le régime Thomson (courbe bleu), et avec le modèle Delahaye et al. [133] (en rouge), comparé avec les résultats d'AMS-02. Le flux est représenté pour les modèles MIN, MED et MAX afin de montrer l'incertitude due à la propagation.

14.1.2 Extension du calcul du flux de positons à basse énergie

En dessous de 10 GeV, plusieurs effets que nous avons négligés lors de l'étude précédente deviennent importants. La réaccélération diffusive sur les ondes d'Alfvén, l'effet du vent convectif ainsi que les pertes d'énergie adiabatiques dues au vent convectif, coulombiennes, par ionisation et bremsstrahlung doivent être prises en compte. L'équation de propagation indépendante du temps prenant en compte ces effets s'obtient à partir de l'équation (21) et s'écrit :

$$-K(E)\Delta\Psi + \frac{\partial}{\partial z}(\Psi V_c(z)) + \frac{\partial}{\partial E} \left(b(E, \vec{x})\Psi - c(E, z) \frac{\partial\Psi}{\partial E} \right) = q(E, \vec{x}), \quad (165)$$

avec $c(E, z)$ le coefficient de diffusion en énergie qui peut s'écrire $2h\delta(z)C(E)$, la réaccélération n'ayant lieu que dans le disque. Il existe deux types de pertes d'énergie :

- Les pertes d'énergie ayant lieu dans tout le halo diffusif car liées au champ magnétique et au champ de rayonnement : $b_{\text{halo}} = b_{\text{IC}} + b_{\text{sync}}$ avec b_{IC} les pertes d'énergie Compton inverse et b_{sync} les pertes d'énergie synchrotron.
- Les pertes d'énergie ayant uniquement lieu dans le disque car liées à la présence de matière ou, pour les pertes d'énergie adiabatique, dû à une divergence non nulle du vent convectif dans le disque : $b_{\text{disk}} = b_{\text{coul}} + b_{\text{brem}} + b_{\text{ioni}} + b_{\text{adia}}$ avec b_{coul} les pertes d'énergie coulombiennes, b_{brem} les pertes d'énergie par bremsstrahlung, b_{ioni} les pertes d'énergie par ionisation et b_{adia} les pertes d'énergie adiabatiques.

Par conséquent la perte d'énergie totale peut s'écrire comme $b(E, z) = 2h\delta(z)b_{\text{disk}}(E) + b_{\text{halo}}$. L'équation (165) devient donc :

$$-K(E)\Delta\Psi + \frac{\partial}{\partial z}(\Psi V_c(z)) + \frac{\partial}{\partial E} (b_{\text{halo}}(E)\Psi) + 2h\delta(z) \frac{\partial}{\partial E} \left(b_{\text{disk}}(E)\Psi - C(E) \frac{\partial\Psi}{\partial E} \right) = q(E, \vec{x}), \quad (166)$$

Cette équation ne peut être directement résolue à cause du terme de pertes d'énergie. Afin de résoudre ce problème, il est possible de définir des pertes d'énergie effectives $b_{\text{halo}}^{\text{eff}}(E)$ qui n'ont lieu que dans le disque, de telle façon à ce que l'équation de propagation s'écrive :

$$-K(E)\Delta\Psi + \frac{\partial}{\partial z}(\Psi V_c(z)) + 2h\delta(z) \frac{\partial}{\partial E} \left((b_{\text{halo}}^{\text{eff}}(E) + b_{\text{disk}}(E))\Psi - C(E) \frac{\partial\Psi}{\partial E} \right) = q(E, \vec{x}), \quad (167)$$

possédant ainsi une solution analytique. Le facteur de pincement (*pinching factor*) ξ , permet de relier les pertes d'énergie effectives pincées dans le disque aux pertes d'énergie dans le halo $b_{\text{halo}}^{\text{eff}}(E) = \langle \xi(E, E_s) \rangle_{E_s} b_{\text{halo}}(E)$, avec $\langle \xi(E, E_s) \rangle_{E_s}$ la moyenne du facteur de pincement sur E_s pondéré par la densité de probabilité de détecter un positon à une énergie E produit à une énergie E_s . Le facteur de pincement se définit en imposant comme condition que la densité de positons sur Terre en considérant des pertes d'énergie dans tout le halo soit la même qu'en considérant des pertes effectives dans le disque mince galactique.

Dans le cas où les bornes radiales sont prises en compte, en utilisant la méthode de résolution de Bessel, la perte d'énergie effective dépend de la position radiale, du fait de la dépendance radiale du facteur de pincement : $b_{\text{halo}}^{\text{eff}}(E, r) = \langle \xi(E, E_s, r) \rangle_{E_s} b_{\text{halo}}(E)$. Le

facteur de pincement dans ce cas subit un développement en série de Bessel, il s'écrit comme :

$$\langle \xi(E, E_s, r) \rangle_{E_s} = \frac{1}{\Psi(E, r, 0)} \sum_{i=1}^{+\infty} J_0\left(\alpha_i \frac{r}{R}\right) \langle \xi_i(E, E_s) \rangle_{E_s} P_i(E, 0) \quad (168)$$

avec J_0 la fonction de Bessel d'ordre 0 et P_i le développement de la fonction Ψ sur la base des fonctions de Bessel (voir équation (47)).

Ce formalisme nous permet de mesurer le flux de secondaires et de primaires provenant de la matière noire, en prenant en compte les effets de basse énergie. Nous renvoyons le lecteur souhaitant plus de détails sur ce point à la thèse de Mathieu Boudaud. La figure 134 montre l'impact de la prise en compte de ces effets, en comparaison du modèle utilisé dans le chapitre précédent valable à haute énergie.

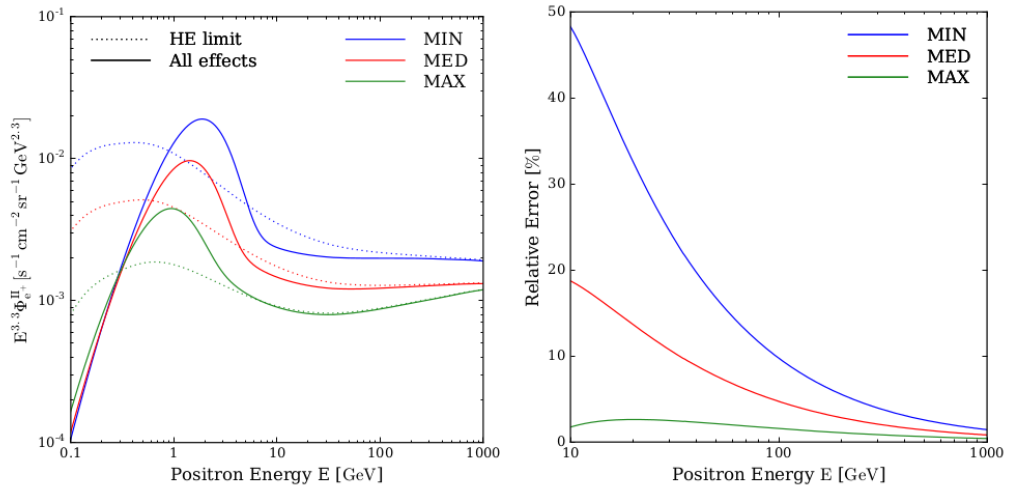


FIG. 134: A gauche, flux de positons secondaires prenant en compte tous les effets de propagation (traits pleins) comparé au modèle de haute énergie (traits pointillés). A droite, différence relative entre les deux modèles.

14.2 NOUVELLE ESTIMATION DES SECONDAIRES À L'AIDE DES DERNIÈRES DONNÉES D'AMS-02 ET DE CREAM

14.2.1 Modélisation du flux de protons et du flux d'héliums d'AMS-02

Le calcul du flux de positons secondaires, engendré par les interactions entre le flux de protons et d'héliums cosmique et le milieu interstellaire, dépend directement du flux de protons et d'héliums mesuré sur Terre selon l'équation (52). Par conséquent, la paramétrisation précise du flux de protons et d'héliums est cruciale pour la détermination des positons secondaires. Dans le modèle présenté dans le chapitre précédent, nous avons utilisé une paramétrisation des flux mesurés par BESS, dérivée par Shikaze et al. [119]. Ceci signifie que le flux doit être extrapolé à haute énergie. A ce jour, les données du flux de protons (de 1 GV à 1.8 TV) et d'héliums (de 1.9 GV à 3 TV) les plus précises sont fournies par AMS-02 [134, 135] et par CREAM pour les hautes rigidités [136], de 2.5 à 250

TV pour les protons et de 1.3 à 120 TV pour les héliums. La comparaison entre les flux de BESS, d'AMS-02 et de CREAM est montrée sur la figure 135. Les données d'AMS-02 présentent un changement de pente aux alentours de 300 GV qui n'est pas prise en compte par la précédente paramétrisation de BESS. Ce changement de pente est confirmé par les données à plus haute énergie de BESS, rendant cette observation robuste.

Afin de prendre en compte cet effet pour les protons, nous utilisons un modèle de loi de puissance brisée avec une transition régulière définie comme :

$$\Phi_{IS,p}(R) = C\beta(R) (1 - e^{\alpha R}) R^\gamma \left(1 + \left(\frac{R}{R_b} \right)^{\frac{\Delta\gamma}{s}} \right)^s, \quad (169)$$

avec C la constante de normalisation, $\beta(R)$ la vitesse des protons (qui dépend de la rigidité), $(1 - e^{\alpha R})$ un terme empirique dépendant du paramètre α permettant de rendre compte de la forme du flux à basse rigidité non compatible avec le modèle du *force-field*, γ l'indice spectral du flux, R_b la rigidité du changement de pente, $\Delta\gamma$ la variation d'indice spectral du changement de pente, s le paramètre de régularité (*smoothing*) de la variation de pente. Pour les héliums, le paramètre $(1 - e^{\alpha R})$ n'est pas nécessaire à basse rigidité :

$$\Phi_{IS,He}(R) = C\beta(R)R^\gamma \left(1 + \left(\frac{R}{R_b} \right)^{\frac{\Delta\gamma}{s}} \right)^s. \quad (170)$$

Les modèles présentés sont les flux interstellaires (IS), qu'il est nécessaire de corriger de la modulation solaire. Pour cela nous utilisons le modèle du *force field*, qui permet de relier la rigidité interstellaire R_{IS} à la rigidité en haut de l'atmosphère R_{TOA} :

$$R_{IS}(R_{TOA}) = \frac{1}{q} \left(\left(\sqrt{(qR_{TOA})^2 + m^2} + q\phi \right)^2 - m^2 \right)^{1/2}, \quad (171)$$

avec q et m la charge et la masse de la particule considérée et ϕ le potentiel de modulation solaire. On définit la fonction $g(R_{TOA})$ la fonction permettant de relier le flux en intervalle de rigidité Φ_{TOA} et Φ_{IS} :

$$\Phi_{TOA}(R_{TOA}) = \frac{R_{TOA}^3}{[R_{IS}(R_{TOA})]^3} \sqrt{\frac{[qR_{IS}(R_{TOA})]^2 + m^2}{(qR_{TOA})^2 + m^2}} \Phi_{IS}(R_{IS}(R_{TOA})) = g(R_{TOA}) \Phi_{IS}(R_{IS}(R_{TOA})). \quad (172)$$

On obtient finalement les flux TOA pour les protons et les héliums en fonction de la rigidité TOA :

$$\begin{aligned} \Phi_{TOA,p}(R) &= C g(R) \beta(f(R)) (1 - e^{\alpha f(R)}) [f(R)]^\gamma \left(1 + \left(\frac{f(R)}{R_b} \right)^{\frac{\Delta\gamma}{s}} \right)^s, \\ \Phi_{TOA,He}(R) &= C g(R) \beta(f(R)) [f(R)]^\gamma \left(1 + \left(\frac{f(R)}{R_b} \right)^{\frac{\Delta\gamma}{s}} \right)^s. \end{aligned} \quad (173)$$

Ces flux sont ceux attendu en haut de l'atmosphère, et peuvent donc être directement fittés sur les données recueillies par AMS-02 et par CREAM afin d'obtenir les paramètres du flux interstellaire. Nous fixons la valeur du paramètre ϕ à la valeur mesurée par Ghelfi

et al. [137] sur le temps de prise de données d'AMS-02, $\phi = 724$ MV. Nous supposons que l'impact de la modulation solaire est négligeable pour le fit des données de CREAM au vu de la rigidité des mesures. Ce modèle, fitté sur les jeux de données d'AMS-02 et de CREAM, est présenté dans la figure 135. La représentation du jeu de données de BESS dans cette figure est illustrative, ce jeu de données n'étant pas utilisé pour le fit. Les paramètres résultant du fit sont présentés dans le tableau 7.

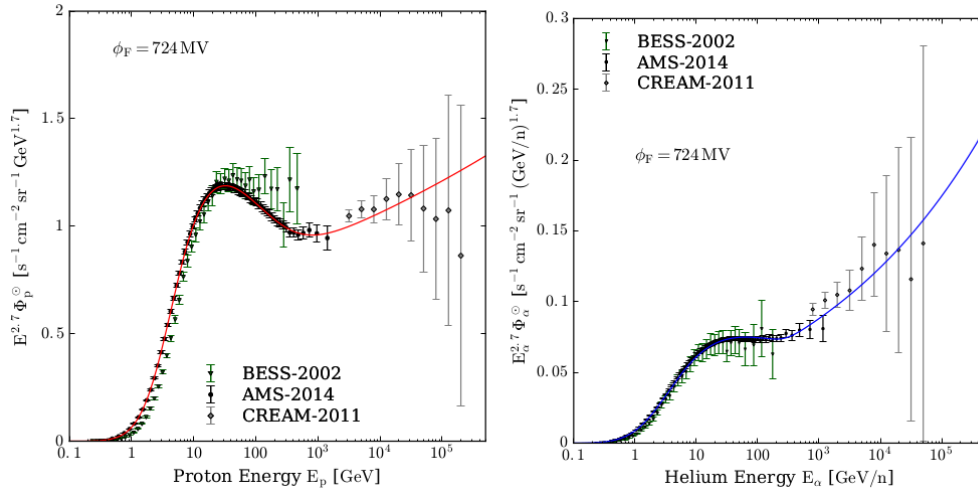


FIG. 135: Flux de protons (à gauche) et d'héliums (à droite) en énergie cinétique pour les données d'AMS-02 [134], de CREAM [135] et de BESS [136]. Les courbes rouge et bleue représentent le fit du modèle de flux de protons et d'héliums présenté dans le texte, dont la paramétrisation est détaillée dans la table 7.

14.2.2 Impact de l'incertitude des flux de protons et d'héliums sur la détermination des secondaires

L'incertitude sur les flux de protons et d'héliums implique une incertitude sur le flux de positons secondaires calculé avec l'équation (52). La méthode commune voudrait que nous utilisions les incertitudes des différents paramètres dérivés par le fit de notre modèle comme incertitudes sur les flux. Cependant, cette méthode souffre de plusieurs inconvénients. Le premier est la corrélation entre les paramètres qui n'est pas prise en compte en utilisant simplement l'incertitude du fit. De plus, le fit considère les incertitudes statistiques et systématiques du flux indifféremment, alors que les statistiques sont décorrélatées entre les différents points de données et suivent une loi normale, tandis que les systématiques peuvent être corrélées et suivre une loi non normale. La méthode Monte Carlo que nous avons développée prend en compte ces deux aspects.

La méthode est la suivante : chaque point de données du flux est reconstruit aléatoirement. Un tirage aléatoire suivant une loi normale centrée sur la valeur du flux et de déviation standard égale à l'incertitude statistique est exécuté. Ainsi chaque point du flux d'AMS-02 et de CREAM est reconstruit aléatoirement. Ceci permet de prendre en compte les variations statistiques. Pour les systématiques, leurs corrélations précises et la forme de leur fonction de densité de probabilité ne sont pas détaillées dans la publication d'AMS-02. Afin de pallier ce manque d'information, nous faisons en sorte de surestimer

leur impact. Pour cela, nous supposons les incertitudes systématiques totalement corrélées entre les points de données du flux, et nous exécutons un tirage aléatoire suivant une fonction porte (*rectangular function*), centrée sur le flux de protons et dont la largeur est égale au double de l'incertitude systématique. Le tirage est effectué indépendamment pour les données d'AMS-02 et de CREAM car l'incertitude systématique de leurs points de données est décorrélée. Pour chaque reconstruction aléatoire du flux, nous fittons la loi paramétrique (173). Contrairement à la section précédente, le potentiel de modulation solaire est fitté directement sur les données. La figure 136 montre un exemple de 10 000 fits effectués sur 10 000 tirages du flux de protons et d'héliums. La dispersion permet de donner une idée de l'incertitude sur le flux fitté.

TAB. 7: Résultats des fits de la paramétrisation des flux de protons et d'héliums sur les données d'AMS-02 et de CREAM.

	C $\tau/[\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{GV}^{-1}]$	α [GV ⁻¹]	γ	R_b [GV]	$\Delta\gamma$	s
p	$(2.71 \pm 0.02) \cdot 10^4$	-0.512 ± 0.012	-2.88 ± 0.01	424 ± 158	0.242 ± 0.056	0.156 ± 0.072
He	$(3.56 \pm 0.04) \cdot 10^3$	-	-2.77 ± 0.01	543 ± 163	0.213 ± 0.045	0.0465 ± 0.018

Nous obtenons les distributions des différents paramètres, nous permettant de connaître la fonction de densité de probabilité qu'ils suivent. Cette fonction de densité de probabilité possède autant de dimensions que de paramètres libres (sept dimensions pour les protons, six dimensions pour les héliums), et prends ainsi en compte toute les corrélations entre les paramètres. La distribution obtenue est représentée sur la figure 137 avec ses corrélations.

La fonction de densité de probabilité (PDF) des paramètres est obtenue en normalisant la distribution des 10 000 tirages. Nous pouvons ainsi en exécutant des tirages selon cette PDF, produire des paramétrisations du flux de protons et d'héliums suivant la distribution des incertitudes. De cette façon nous générons 35 000 flux de protons et d'héliums, afin de calculer 35 000 flux de positons secondaires. La dispersion ainsi obtenue des flux de positons secondaires nous permet d'évaluer la déviation standard dans chaque intervalle d'énergie. Cette déviation standard définit notre incertitude. Le flux de positons secondaires avec son incertitude est représenté sur la figure 138. L'incertitude est inférieure à 1 % à 6 GeV, elle croît jusqu'à environ 7 % à 500 GeV. Par conséquent, les positons secondaires n'ont une incertitude significative que pour les énergies où ils sont sous-dominants par rapport aux primaires. En conséquence, l'incertitude induite par l'incertitude du flux de protons et d'héliums n'a pas un grand impact sur les études des positons primaires.

14.3 IMPACT DE LA NOUVELLE ESTIMATION DES SECONDAIRES SUR LA MATIÈRE NOIRE

L'estimation des secondaires à plus basse énergie et l'amélioration de la modélisation des effets de perte d'énergie ouvrent de nouvelles perspectives pour l'étude des positons primaires issus de la matière noire. Nous présentons en premier lieu une analyse inspirée par le travail de Lavallo et al. [138] dont l'idée est d'exclure les modèles de propagation conduisant à une surestimation du flux de positons secondaires. En deuxième lieu, nous

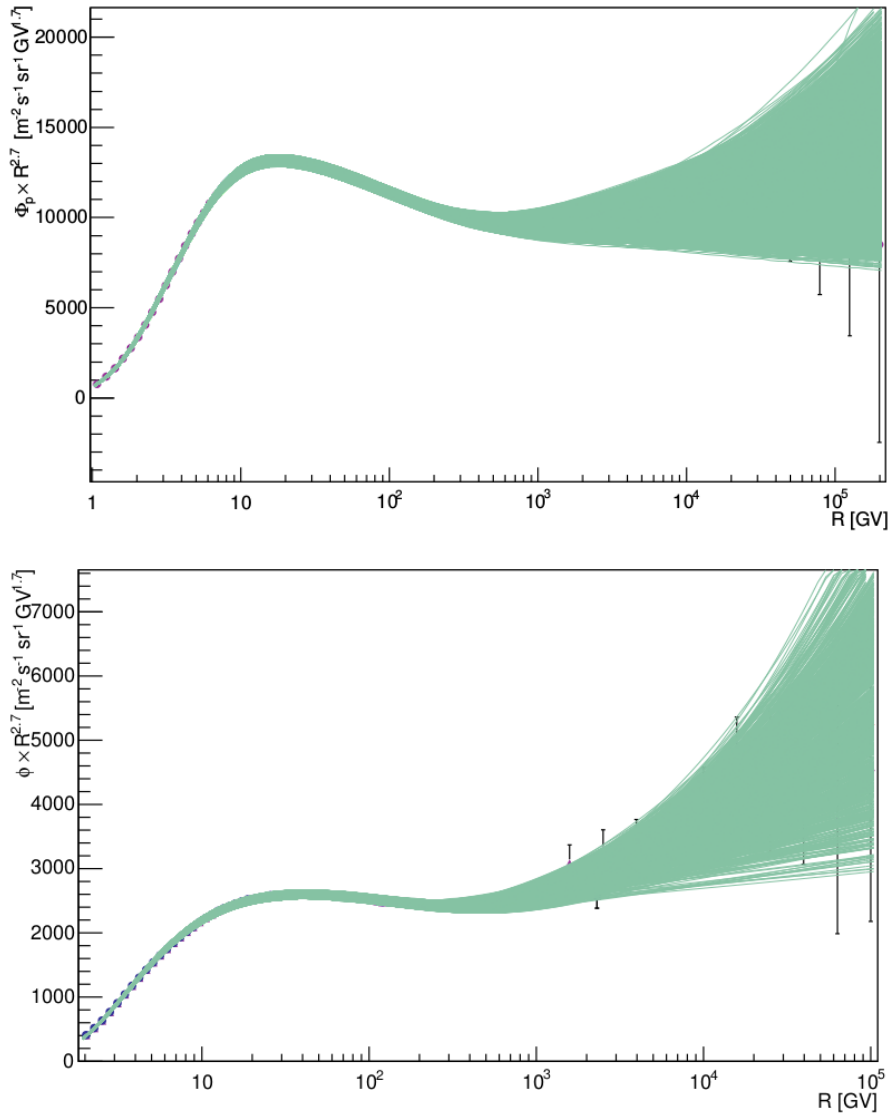


FIG. 136: Flux de protons (en haut) et d'héliums (en bas) en rigidité fitté sur 10 000 tirages aléatoires des données d'AMS-02 [134] et de CREAM [135]. Chaque courbe verte est le résultat du fit sur un tirage.

utilisons les modèles de propagation ainsi sélectionnés afin d'expliquer le flux de positons d'AMS-02, de 500 MeV jusqu'à 500 GeV. Cette étude diffère donc de la précédente par l'utilisation du flux de positons à la place de la fraction de positons, et de l'utilisation de l'intervalle d'énergie complet que nous fournit AMS-02.

14.3.1 Écrémage des modèles de propagation

L'idée de cette étude est de contraindre les modèles de propagation d'une manière conservatrice, à l'aide du flux de positons secondaires théorique. L'idée est la suivante : si le flux de positons secondaires est plus important que le flux mesuré par AMS-02,

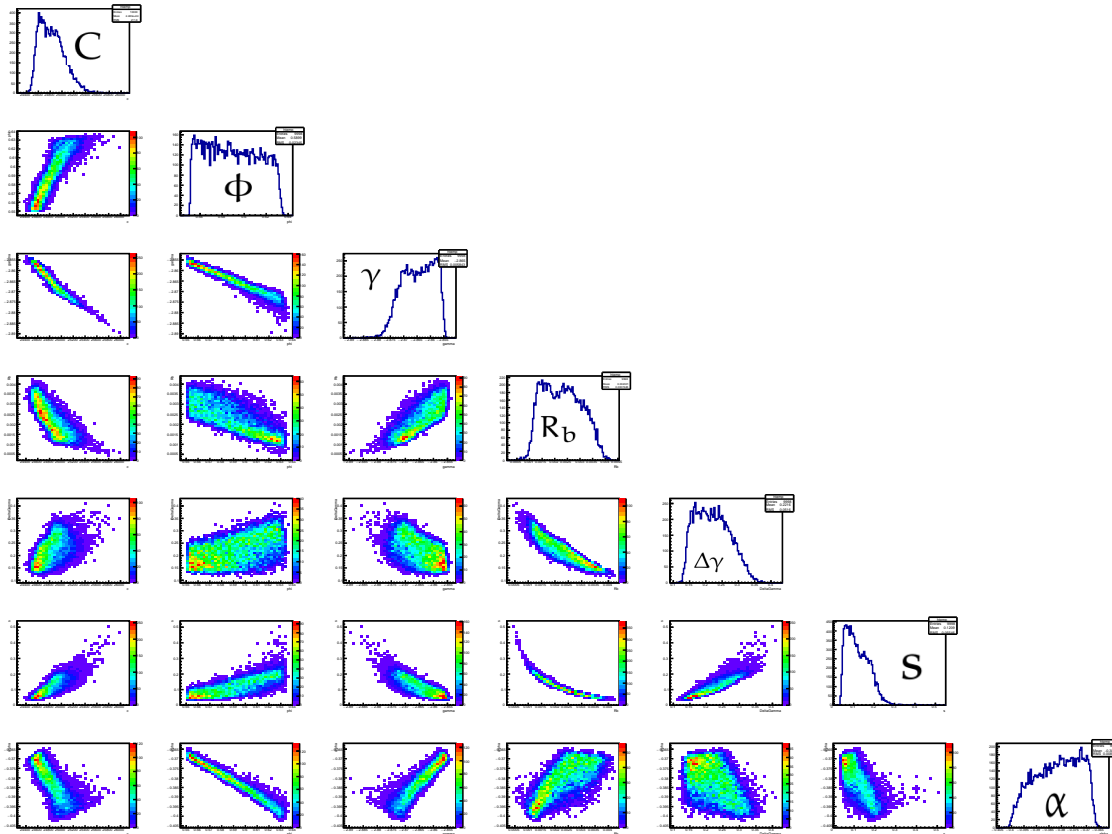


FIG. 137: Représentation de la distribution en sept dimensions obtenue pour les protons avec 10 000 tirages. Les distributions en deux dimensions entre les paramètres montrent les corrélations entre les paramètres.

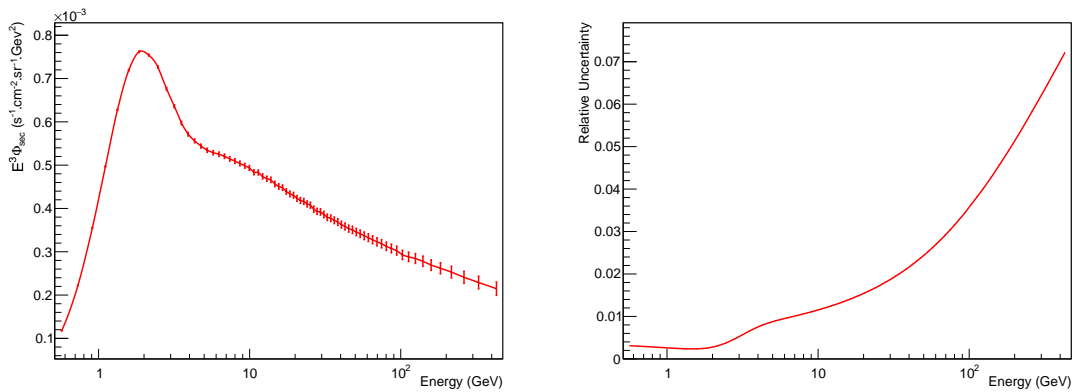


FIG. 138: Flux de secondaires en fonction de l'énergie, représenté avec les incertitudes liées à la détermination du flux de protons et d'héliums (à gauche) et incertitude relative du flux de secondaires (à droite).

les modèles de propagation servant à son calcul sont nécessairement erronés. Le fait de considérer seulement les cas où le flux de secondaires est plus important que le flux

d'AMS-02 permet de rendre cette étude indépendante de la composante primaire, dont la nature est encore mal comprise aujourd'hui. L'étude de Laval et al. [138] a déjà exclu par cette méthode les jeux de paramètres avec des petites tailles de halo diffusif dont le modèle MIN fait partie.

Afin de rester conservatif, dès lors qu'un paramètre possède une incertitude, nous choisissons systématiquement la valeur de ce paramètre qui minimise le flux de secondaires (afin d'exclure moins de modèles de propagation). La modulation solaire, qui est un effet important aux énergies que nous considérons, est encore à ce jour mal connue. Afin de rester conservatif dans notre étude, nous utilisons une valeur du potentiel de modulation solaire égale à $\phi = 830$ MV. Cette valeur correspond à $\phi_0 + 3\sigma$ où ϕ_0 est le potentiel de modulation solaire et σ l'incertitude du potentiel mesurés par Ghelfi et al. [116] sur la période de temps de la mesure du flux de positons. De la même façon, le modèle de paramétrisation des sections efficaces utilisé est celui de Kamae et al. [139] qui minimise le flux de secondaires en comparaison d'autres paramétrisations [140, 141].

Nous définissons le Z-score comme :

$$Z_j(E_i) = \frac{\Phi_j^{\text{sec}}(E_i) - \Phi^{\text{exp}}(E_i)}{\sigma^{\text{exp}}(E_i)}, \quad (174)$$

où $\Phi_j^{\text{sec}}(E_i)$ est le flux de positons secondaires théorique à l'énergie E_i pour le modèle de propagation j , $\Phi^{\text{exp}}(E_i)$ le flux expérimental de positons d'AMS-02 à une énergie E_i et $\sigma^{\text{exp}}(E_i)$ l'incertitude expérimentale sur le flux de positons à l'énergie E_i . Les 1623 Z-scores correspondant aux 1623 jeux de paramètres de propagation de Maurin et al [63] sont calculés. Le jeu de paramètre j est exclu si pour au moins un intervalle d'énergie i on a $Z_j(E_i) > 3$, ce qui signifie un niveau de confiance de 99 %. La figure 139 illustre ce procédé d'exclusion des modèles de propagation.

46 modèles de propagation sur les 1623 passent le test du Z-score. Tous les modèles passant le test possède un δ de 0.46, et sont des modèles à grand L ($9 \leq L \leq 15$ kpc), K_0 ($0.06 \leq K_0 \leq 0.08$ kpc².s⁻¹) et V_a ($104 \leq K_0 \leq 118$ km.s⁻¹), et à petites valeurs de V_C ($5 \leq V_C \leq 6$ km.s⁻¹). Ces valeurs tendent vers le modèle MAX qui est par conséquent privilégié par le flux de positons d'AMS-02. Ceci est en accord avec les résultats de Laval et al., bien que notre pouvoir d'exclusion soit plus fort grâce à l'utilisation des données d'AMS-02. On remarque que les modèles de propagation dérivés par Maurin et al. sont poussés dans leur retranchement par notre étude, montrant la nécessité des résultats d'AMS-02 sur le B/C afin de clarifier cette situation.

14.3.2 Fit des positons primaires

Dans cette section, nous évaluons la possibilité que les primaires observés dans le flux de positons proviennent de l'annihilation de particules de matière noire. Pour cela nous utilisons le même procédé que décrit dans le chapitre 13. Ce calcul des primaires est effectué uniquement pour les 46 jeux qui ont survécu à l'écrémage présenté dans la section précédente. Nous supposons des annihilations via plusieurs canaux, la proportion des canaux d'annihilation étant traitée comme des paramètres libres de notre fit de χ^2 . Nous étudions l'annihilation via cinq canaux : $b\bar{b}$, W^+W^- , $\tau^+\tau^-$, $\mu^+\mu^-$ et e^+e^- . Les paramètres libres du fit sont par conséquent la section efficace et les cinq rapports d'embranchement des canaux d'annihilation. Le choix de ces canaux est motivé par les similitudes des spectres à la source des bosons de jauge et de Higgs et des différents

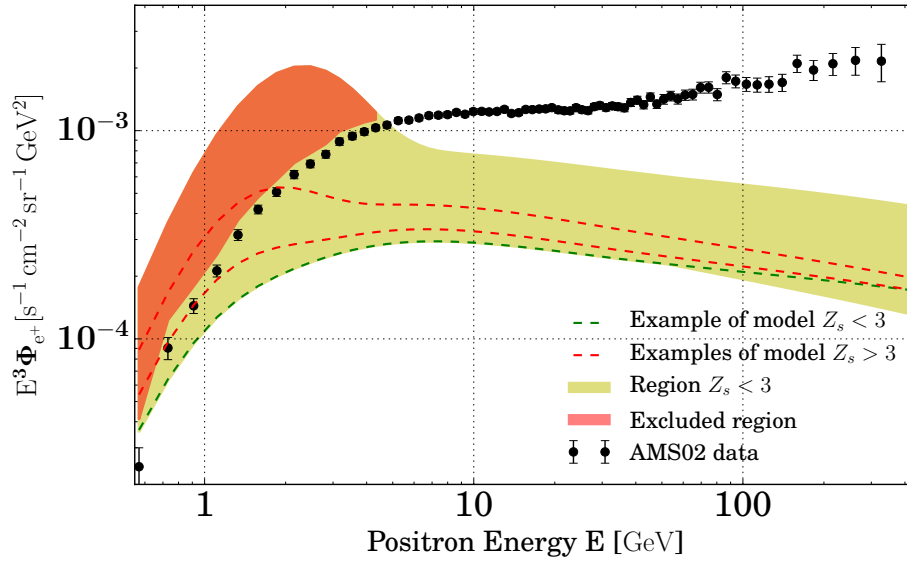


FIG. 139: Flux de positons en fonction de l'énergie mesurée par AMS-02 (point noir). Les zones verte et rouge représentent les zones occupées par les 1623 modèles de propagation, la zone verte est la zone autorisée par le critère de sélection $Z_j(E_i) > 3$, et la zone rouge la région exclue. Des exemples de secondaires produits par un modèle de propagation exclu (ligne pointillée rouge) ou ayant passé le critère d'exclusion (ligne pointillée verte) sont représentés.

quarks. Par conséquent l'utilisation d'un unique modèle de quark et de boson suffit à prendre en compte l'ensemble des spectres à la source possibles pour l'ensemble des quarks et des bosons. Le fit est réitéré pour 20 valeurs de masse m_χ entre 100 GeV et 1 TeV. Afin d'évaluer l'impact de la modulation solaire sur notre analyse, nos fits sont exécutés pour sept valeurs du potentiel de modulation solaire correspondant à la mesure fiducielle de Ghelfi et al. et aux six valeurs du potentiel à plus ou moins 1, 2 et 3 intervalles de confiance.

Les χ^2 des fits en fonction de la masse sont présentés sur la figure 140. Ces résultats montrent que les fits obtenus en explorant l'espace des paramètres de masse de la matière noire, du potentiel de modulation solaire, des paramètres de propagation, des rapports d'embranchement pour plusieurs canaux d'annihilation et des sections efficaces d'annihilation, n'expliquent pas les données du flux de positons d'AMS-02.

Alors que la masse de la particule de matière noire était indéterminée pour l'annihilation en canaux multiples dans notre étude précédente, la prise en compte des positons de basse énergie permet d'améliorer la détermination de la masse de particule de matière sombre. Le flux de d'AMS-02 semble indiquer une contribution primaire significative au-delà de 1 GeV, pour les modèles de propagation ne sur-estimant pas le flux de positons à basse énergie. Par conséquent, les positons de moins de 10 GeV sont contraignants pour le fit de l'espace des paramètres caractérisant la matière noire.

Le meilleur χ^2 par degrés de liberté est de 1.46, et est obtenu pour une masse de 263.7 GeV. Le fit obtenu pour ce modèle est présenté dans la figure 141. Cette valeur de χ^2 correspond à une p -value de 0.86 %. Ces résultats montrent que le flux de positons

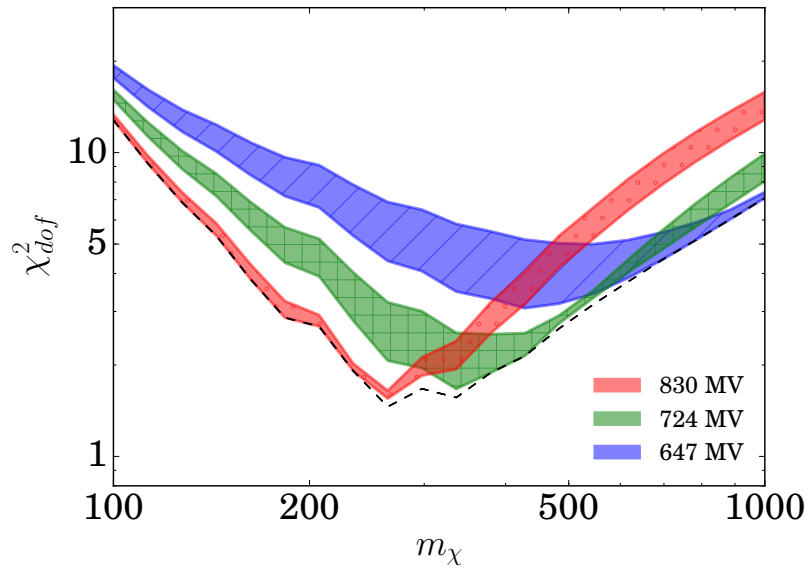


FIG. 140: Valeurs du χ^2 par degrés de liberté des fits de primaires issus de la matière noire, en fonction de la masse de la particule de matière noire. Les surfaces de couleur représentent l'incertitude due aux 46 jeux de paramètres ayant passé l'écrémage. Les différentes couleurs représentent les valeurs extrêmes (rouge et bleue) et fiducielle (verte) de potentiel de modulation solaire utilisées. Les tirets noirs représentent le meilleur χ^2 en fonction de la masse obtenu pour les différents potentiels de modulation solaire.

d'AMS-02 ne peut être expliqué en même temps à basse et à haute énergie par une combinaison de positons secondaires et de positons primaires issus de la matière noire dans l'état actuel des connaissances sur la propagation. Il est nécessaire pour améliorer notre fit d'utiliser une source additionnelle de positons.

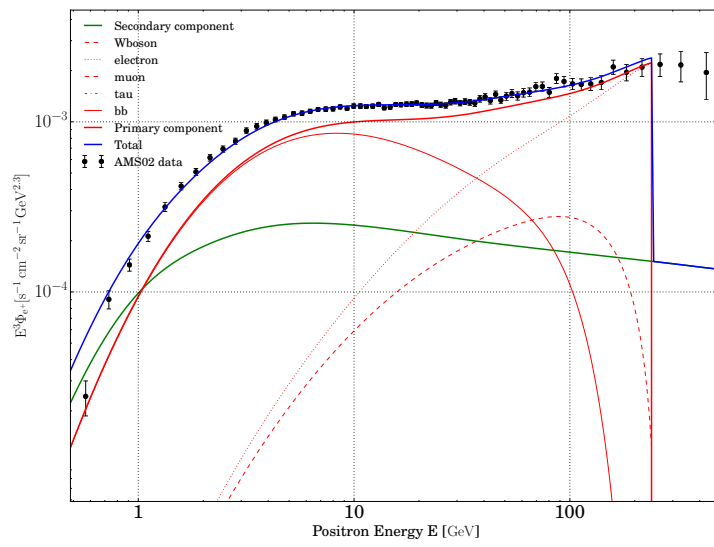


FIG. 141: Flux de positons en fonction de l'énergie mesuré par AMS-02 et le meilleur fit de positons secondaires et primaires issus de la matière noire. Le meilleur fit échoue à expliquer les trois derniers points du flux de positons. Les différentes composantes des positons primaires issus des différents canaux d'annihilation sont représentées.

CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

CONCLUSION ET PERSPECTIVES

Nous avons dans un premier temps exposé les caractéristiques du rayonnement cosmique chargé ainsi que l'état actuel de nos connaissances sur ses origines. Le problème de la matière noire à l'échelle galactique et cosmologique a aussi été exposé. Le lien entre la matière noire et le rayonnement cosmique a été montré par un troisième chapitre porté sur la détection indirecte de matière noire, plus particulièrement via le canal des positons. Cette partie nous a permis de montrer que la matière noire galactique peut enrichir le rayonnement cosmique, permettant par ce biais sa détection et sa caractérisation, nous convainquant que la mesure du rayonnement cosmique chargé est cruciale pour avancer vers la résolution du problème de la matière noire.

La deuxième partie est consacrée au détecteur AMS-02 qui est un détecteur de particules placé sur la station spatiale internationale, dont le but est la mesure précise des flux de rayons cosmiques chargés. Nous avons présenté le fonctionnement de ce détecteur, composé de plusieurs sous-détecteurs, permettant des mesures redondantes des différentes observables des particules. La précision des mesures ainsi que les méthodes d'étalonnage sont détaillées. Cette partie nous a permis de montrer que AMS-02 est un détecteur de précision, permettant à la détection directe de rayons cosmiques d'entrer dans une ère de précision.

La troisième partie se propose d'exposer notre mesure de la fraction de positons, du flux de positons et du flux d'électrons avec 54 mois de données. La présentation des observables utilisées dans l'analyse ainsi que la sélection sur ces observables afin d'obtenir un échantillon apte à la mesure des leptons sont détaillées. Notre travail sur la construction d'un estimateur de confusion de charge, basé sur les informations que nous fournit le trajectomètre, est présenté. Cet estimateur est capable de mesurer la confusion de charge dans les données jusqu'à 700 GeV, et est plus efficace que la précédente version qui a inspiré son fonctionnement. Le comptage des électrons et des positons, basé sur un fit global multidimensionnel permettant un bon contrôle des échantillons purs et de la pollution de protons, est détaillé. Cette méthode permet de mesurer le nombre de positons et d'électrons, la confusion de charge jusqu'à 700 GeV, ainsi que l'incertitude du comptage en prenant en compte toutes les corrélations entre les différents effets. De plus, la confusion de charge mesurée dans les données est compatible avec les simulations Monte Carlo, montrant la bonne précision de l'estimateur de confusion de charge développé durant cette thèse. Le temps d'exposition, l'acceptance et l'efficacité de trigger sont mesurés. Une méthode permettant de prendre en compte les migrations d'énergie est détaillée, ainsi qu'une méthode de correction de l'acceptance entre données et simulation Monte Carlo. Enfin, la mesure des incertitudes systématiques pour la fraction de positons et les flux d'électrons et de positons est détaillé. Nous remarquons ainsi que l'incertitude sur la fraction de positons est dominée par l'incertitude statistique. Pour le flux de positons, l'incertitude statistique domine au-delà de 15 GeV, tandis que pour les électrons la statistique est sous-dominante hormis pour le dernier point de données. Enfin les résultats sont présentés. Ils confirment l'excès de positons avec une plus grande précision par rapport aux précédentes mesures.

La quatrième partie est dédiée à la présentation de notre travail d'interprétation des données au sein de la collaboration CRAC. Nous avons tout d'abord tenté d'expliquer l'excès de positons, mis en évidence par la fraction de positons, à l'aide d'annihilations de particule de matière noire. Nous avons déduit de cette étude que l'excès de positons peut être expliqué par des annihilations via les canaux des quarks et des bosons, avec une masse comprise entre 10 et 40 TeV. De plus la section efficace mesurée, d'environ $10^{-21} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$, est plus grande que la section efficace canonique et implique la production en grande quantité d'antiprotons et de rayons gamma, qui ne sont pas observés à ce jour. Les contraintes actuelles mesurées grâce à l'absence de signal dans le canal des antiprotons et des rayons gamma excluent nos résultats. Dans un second temps, nous avons démontré que cinq pulsars peuvent être à l'origine de l'excès de positons. Cependant, nous avons montré que l'hypothèse du pulsar unique profite largement de la large incertitude statistique des derniers points de données de la fraction de positons, montrant la nécessité pour AMS-02 de mesurer la fraction de positons avec une plus grande statistique. Enfin, nous avons montré que le pouvoir de mesure des caractéristiques des sources primaires par la fraction de positons est réduite à ce jour par l'incertitude sur les modèles de propagation, qui pourrait grandement s'améliorer grâce à la mesure de rapports secondaires sur primaires par AMS-02 comme le rapport bore sur carbone. Dans le second chapitre de cette partie ont été exposés les améliorations apportées au modèle de propagation des positons par la collaboration CRAC. Ceci a permis une ré-estimation précise des positons secondaires de 0.5 à 500 GeV. Le calcul de ces positons utilise les flux de protons et d'héliums publiés par AMS-02 et CREAM qui sont les mesures les plus précises dans leur intervalle de rigidité respectif. Nous avons montré que l'incertitude sur l'estimation des secondaires liée aux incertitudes expérimentales de mesure par AMS-02 et CREAM a peu d'impact sur la détermination des positons primaires. Nous avons utilisé les positons secondaires de basse énergie afin de contraindre les modèles de propagation. Ces résultats poussent dans leur retranchement les modèles de propagation, montrant encore une fois la nécessité de la mesure du rapport bore sur carbone par AMS-02. Enfin, nous avons montré qu'en prenant en compte les limites imposées par les secondaires de basse énergie, la matière noire s'annihilant en plusieurs canaux ne peut plus expliquer l'excès de positons observé dans le flux de positons.

Plusieurs perspectives se détachent après cette conclusion sur le travail effectué durant cette thèse. Nous remarquons que l'incertitude statistique reste dominante pour la mesure de la fraction de positons et du flux de positons particulièrement à haute énergie, malgré les 54 mois de données recueillies par AMS-02. Cela montre que continuer à cumuler de la statistique permettra d'améliorer la mesure. Ceci est d'autant plus crucial que, comme nous l'avons démontré, les modèles de primaire profite largement de l'incertitude des points de données à haute énergie. Du point de vue des incertitudes systématiques, le principal problème pour le comptage et la mesure du flux reste les contradictions entre les simulations Monte Carlo et les données réelles du détecteur. Ces différences sont à l'origine de beaucoup d'incertitudes systématiques, qui pourraient grandement bénéficier de simulations Monte Carlo capables de mieux reproduire les données. De plus, la construction d'un estimateur plus efficace basé sur le calorimètre semble à ce jour nécessaire pour continuer à explorer les hautes énergies tout en maîtrisant la pollution par les protons. Enfin, la prise en compte des incertitudes systématiques reste assez sommaire et pourrait s'améliorer par l'utilisation de méthode comme les fonc-

tions de vraisemblance profilées [142] permettant d'inclure les systématiques dans le fit de comptage des positons et d'évaluer ainsi toutes leurs corrélations.

Nous avons montré qu'à ce jour, l'incertitude expérimentale sur le flux de protons et d'héliums permet de calculer les positons secondaires avec une assez bonne précision pour ne pas significativement influencer les études sur les positons primaires. Cependant, le rapport bore sur carbone reste la principale pièce du puzzle manquante afin d'enfin propulser la détection indirecte de matière noire dans une ère de précision. En effet, nous avons montré que les anciennes données du rapport bore sur carbone tendent à exclure les modèles MED et MIN. Les résultats d'AMS-02 éclaireront ce point. Les pulsars aussi profitent largement des connaissances actuelles lacunaires sur leur production de positons. L'étude des nébuleuses de vent de pulsar par le futur réseau de détecteur Cherenkov CTA pourra sûrement aider, grâce à sa précision angulaire, à mieux comprendre ces sites d'accélération [143]. Toutes ces incertitudes doivent être réduites, ou au moins évaluées dans les études théoriques afin de pouvoir conclure de manière robuste sur les questions de détection indirecte de matière noire. Enfin le recours à des études utilisant plusieurs observables en parallèle (positons, protons, gamma) est encore trop rare et pourrait être intéressante pour mieux cerner l'espace des paramètres dans lequel la matière noire peut aujourd'hui encore survivre.

Enfin, l'arrivée de nouveaux détecteurs de détection directe du rayonnement cosmique comme CALET [144], DAMPE [145] et ISS-CREAM [146] permettront des mesures à plus haute énergie et redondantes avec celle d'AMS-02, apportant une saine concurrence dans le domaine de la détection directe des rayons cosmiques. Cependant, les mesures que nous avons effectuées seront impossibles pour ces détecteurs qui ne distinguent pas les antiparticules des particules. AMS-02 reste pour longtemps le seul spectromètre magnétique à pouvoir mesurer les flux d'antimatière. Ce type d'expérience reste complexe du fait de la nécessité d'utiliser un aimant supraconducteur afin de surpasser le pouvoir de courbure de l'aimant d'AMS-02. Les aimants supraconducteurs restent difficiles à gérer en milieu spatial du fait de la nécessité de les refroidir efficacement. Cependant, des études récentes sur un aimant supraconducteur [147] menées par la NASA pour les voyages habités vers Mars pourrait ouvrir une nouvelle voie à ce type d'appareillage dans l'espace, laissant planer l'espoir pour un nouveau spectromètre magnétique. Enfin des méthodes non conventionnelles comme l'utilisation de l'ombre de la lune pourraient permettre des mesures de la fraction de positons au-delà du TeV par CTA par exemple [148].

APPENDIX



TABLEAU RÉCAPITULATIF DE LA SÉLECTION

Type de sélection	Nom de la sélection	Description
Présélection	$n_{\text{Shower}} \geq 1$ $n_{\text{Track}} \geq 1$ $L_1 \parallel L_2 \parallel L_9$ $\beta_{\text{TOF}} > 0$ $n_{\text{Hits,TRD}} > 0$	<p>Au moins une gerbe dans le calorimètre.</p> <p>Au moins une trace dans le trajectomètre.</p> <p>Trace reconstruite avec au moins un plan externe.</p> <p>Particule venant dans la bonne direction.</p> <p>Au moins un plan touché dans le TRD.</p>
Variables de qualité du fit de la trace	Bad run $t_{\text{lf}} > 0.5$ SAA	<p>Runs supprimés de l'analyse.</p> <p><i>lifetime</i> plus grand que 0.5.</p> <p>AMS ne se situe pas dans la zone de l'anomalie de l'Atlantique sud.</p>
Qualité reconstruction de l'énergie	Coupure fiducielle	Le maximum de la gerbe est contenu dans l'ECAL.
Qualité de reconstruction de la rigidité	$\chi^2_X < 10$ et $\chi^2_Y < 20$ $n_{\text{Track}} = 1$ $\text{matching}_X < 5$ et $\text{matching}_Y < 10$	<p>Le χ^2 de la trace fittée est bon.</p> <p>Une seule trace.</p> <p>Bonne concordance entre gerbe et trace.</p>
Qualité de séparation lepton/proton par le TRD	$n_{\text{Hits,TRD}} \geq 8$	Au moins 8 plans touchés dans le TRD.
Suppression des noyaux	$0.5 < q_{\text{TRK}} < 1.5$ $L_{\text{TRD,He-e}^-} < 1.8$ $q_{\text{TOF,up}} < 1.8$ ou $q_{\text{TOF,down}} < 1.8$	<p>charge mesurée par le TRK comprise en 0.5 et 1.5.</p> <p>Estimateur hélium/électron du TRD reconnaît l'événement comme un électron.</p> <p>Charge mesurée par le plan 7 et 8 du trajectomètre.</p>
Suppression des secondaires	$E > R_{\text{cut}}$	Energie plus grande que la rigidité de coupure géomagnétique.
Suppression des protons	$n_{\text{shower}} = 1$ $\frac{E_{\text{dep}}}{E_{\text{rec}}} > 0.7$ $\frac{E}{ R } > 0.8$ si $E < 20$ GeV, $\frac{E}{ R } > 0.7$ si $20 < E < 50$ GeV, $\frac{E}{ R } > 0.5$ si $E > 50$ GeV	<p>Nombre de gerbe égal à 1.</p> <p>L'énergie déposée divisé par l'énergie reconstruite plus grande que 0.7.</p> <p>Sélection dépendante de l'énergie sur l'énergie déposée divisée par la rigidité.</p>

TABLEAU DES INTERVALLES D'ÉNERGIE DE L'ANALYSE

Le centre des intervalles d'énergie est défini comme la moyenne logarithmique $\sqrt{E_{\min}E_{\max}}$.

E_{\min}	E_{\max}	$\sqrt{E_{\min}E_{\max}}$
0.50	0.65	0.57
0.65	0.81	0.73
0.81	1.00	0.90
1.00	1.21	1.10
1.21	1.45	1.32
1.45	1.70	1.57
1.70	1.97	1.83
1.97	2.28	2.12
2.28	2.60	2.43
2.60	2.94	2.76
2.94	3.30	3.11
3.30	3.70	3.49
3.70	4.11	3.90
4.11	4.54	4.32
4.54	5.00	4.76
5.00	5.50	5.24
5.50	6.00	5.74
6.00	6.56	6.27
6.56	7.16	6.85
7.16	7.80	7.47
7.80	8.50	8.14
8.50	9.21	8.85
9.21	9.95	9.57
9.95	10.73	10.33
10.73	11.54	11.13
11.54	12.39	11.96
12.39	13.27	12.82
13.27	14.19	13.72
14.19	15.15	14.66
15.15	16.15	15.64
16.15	17.18	16.66
17.18	18.25	17.71

E_{\min}	E_{\max}	$\sqrt{E_{\min} E_{\max}}$
18.25	19.37	18.80
19.37	20.54	19.95
20.54	21.76	21.14
21.76	23.07	22.41
23.07	24.45	23.75
24.45	25.87	25.15
25.87	27.34	26.59
27.34	28.87	28.09
28.87	30.45	29.65
30.45	32.10	31.26
32.10	33.80	32.94
33.80	35.57	34.67
35.57	37.40	36.47
37.40	40.00	38.68
40.00	43.39	41.66
43.39	47.01	45.16
47.01	50.87	48.90
50.87	54.98	52.89
54.98	59.36	57.13
59.36	64.03	61.65
64.03	69.00	66.47
69.00	74.30	71.60
74.30	80.00	77.10
80.00	86.00	82.95
86.00	92.50	89.19
92.50	100.00	96.18
100.00	115.10	107.28
115.10	132.10	123.31
132.10	152.50	141.93
152.50	173.50	162.66
173.50	206.00	189.05
206.00	260.00	231.43
260.00	350.00	301.66
350.00	500.00	418.33
500.00	700.00	591.61

TABLEAUX DES RÉSULTATS

Fraction de positons en fonction de l'énergie avec ses incertitudes. Les incertitudes dues à la statistique, la confusion de charge, la migration, la statistique des échantillons purs et la sélection sont détaillées. L'énergie est en GeV.

Énergie	N_{e^+}	Fraction	σ_{stat}	σ_{CC}	σ_{mig}	σ_{template}	σ_{sel}
0.57	1012	0.12751	0.00482	0.00016	0.00128	0.00373	0.00206
0.73	3687	0.10800	0.00209	0.00008	0.00108	0.00156	0.00085
0.90	8534	0.10165	0.00127	0.00006	0.00102	0.00100	0.00049
1.10	14024	0.09539	0.00091	0.00005	0.00095	0.00051	0.00033
1.32	19983	0.08663	0.00068	0.00005	0.00087	0.00032	0.00024
1.57	26915	0.08166	0.00054	0.00005	0.00082	0.00019	0.00018
1.83	32745	0.07669	0.00045	0.00006	0.00077	0.00013	0.00014
2.12	37256	0.07133	0.00039	0.00006	0.00071	0.00010	0.00012
2.43	37791	0.06745	0.00037	0.00005	0.00067	0.00009	0.00011
2.76	37921	0.06443	0.00035	0.00003	0.00064	0.00007	0.00010
3.11	37680	0.06200	0.00033	0.00003	0.00062	0.00006	0.00009
3.49	38629	0.05974	0.00032	0.00003	0.00060	0.00005	0.00008
3.90	35360	0.05733	0.00032	0.00003	0.00057	0.00005	0.00008
4.32	33404	0.05630	0.00032	0.00002	0.00056	0.00005	0.00007
4.76	31803	0.05481	0.00032	0.00004	0.00055	0.00006	0.00007
5.24	31450	0.05439	0.00032	0.00003	0.00054	0.00005	0.00007
5.74	28442	0.05369	0.00033	0.00003	0.00054	0.00005	0.00007
6.27	28185	0.05271	0.00033	0.00002	0.00053	0.00004	0.00006
6.85	26581	0.05309	0.00034	0.00004	0.00053	0.00006	0.00006
7.47	23810	0.05208	0.00035	0.00004	0.00052	0.00005	0.00006
8.14	22122	0.05238	0.00037	0.00003	0.00052	0.00005	0.00006
8.85	18717	0.05215	0.00040	0.00004	0.00052	0.00006	0.00007
9.57	16553	0.05262	0.00043	0.00004	0.00053	0.00006	0.00007
10.33	15073	0.05410	0.00046	0.00004	0.00054	0.00006	0.00007
11.13	13127	0.05390	0.00049	0.00003	0.00054	0.00005	0.00007
11.96	11937	0.05530	0.00053	0.00003	0.00055	0.00005	0.00007
12.82	10607	0.05599	0.00057	0.00004	0.00056	0.00006	0.00007
13.72	9354	0.05586	0.00060	0.00003	0.00056	0.00006	0.00007
14.66	8367	0.05678	0.00065	0.00004	0.00057	0.00005	0.00007

Énergie	N_{e^+}	Fraction	σ_{stat}	σ_{CC}	σ_{mig}	σ_{template}	σ_{sel}
15.64	7503	0.05727	0.00069	0.00004	0.00057	0.00005	0.00007
16.66	6760	0.05871	0.00075	0.00004	0.00059	0.00006	0.00007
17.71	6020	0.05852	0.00079	0.00004	0.00059	0.00007	0.00007
18.80	5715	0.06062	0.00084	0.00004	0.00061	0.00007	0.00007
19.95	5241	0.06080	0.00088	0.00004	0.00061	0.00006	0.00007
21.14	4957	0.06314	0.00094	0.00005	0.00063	0.00006	0.00006
22.41	4641	0.06405	0.00099	0.00004	0.00064	0.00008	0.00006
23.75	4171	0.06406	0.00104	0.00004	0.00064	0.00008	0.00005
25.15	3795	0.06621	0.00113	0.00004	0.00066	0.00009	0.00005
26.59	3332	0.06650	0.00122	0.00005	0.00067	0.00009	0.00005
28.09	3018	0.06876	0.00132	0.00005	0.00069	0.00010	0.00004
29.65	2702	0.07030	0.00143	0.00005	0.00070	0.00011	0.00004
31.26	2389	0.07208	0.00157	0.00005	0.00072	0.00012	0.00005
32.94	2059	0.07161	0.00167	0.00009	0.00072	0.00013	0.00005
34.67	1943	0.07641	0.00184	0.00008	0.00076	0.00013	0.00005
36.47	1698	0.07685	0.00198	0.00009	0.00077	0.00014	0.00006
38.68	1998	0.07664	0.00183	0.00006	0.00077	0.00013	0.00005
41.66	2103	0.07914	0.00184	0.00008	0.00079	0.00013	0.00005
45.16	1738	0.08067	0.00207	0.00007	0.00081	0.00014	0.00005
48.90	1509	0.08455	0.00233	0.00011	0.00085	0.00017	0.00006
52.89	1274	0.08555	0.00259	0.00014	0.00086	0.00019	0.00006
57.13	1095	0.08909	0.00294	0.00018	0.00089	0.00024	0.00007
61.65	943	0.09238	0.00329	0.00019	0.00092	0.00025	0.00008
66.47	824	0.09788	0.00374	0.00019	0.00098	0.00029	0.00008
71.60	713	0.10195	0.00420	0.00018	0.00102	0.00035	0.00009
77.10	579	0.09560	0.00436	0.00029	0.00096	0.00034	0.00009
82.95	542	0.10862	0.00515	0.00031	0.00109	0.00047	0.00011
89.19	482	0.11386	0.00574	0.00046	0.00114	0.00049	0.00011
96.18	438	0.11445	0.00604	0.00039	0.00114	0.00053	0.00012
107.28	607	0.11247	0.00515	0.00047	0.00112	0.00064	0.00009
123.31	479	0.12023	0.00616	0.00070	0.00120	0.00077	0.00010
141.47	361	0.12861	0.00772	0.00100	0.00129	0.00101	0.00012
162.13	314	0.14750	0.00967	0.00125	0.00148	0.00158	0.00014
189.05	257	0.13854	0.01032	0.00104	0.00139	0.00186	0.00013
231.43	268	0.15990	0.01205	0.00219	0.00160	0.00238	0.00014
301.66	204	0.16721	0.01530	0.00298	0.00167	0.00341	0.00014
418.33	99	0.15446	0.02613	0.00867	0.00154	0.01061	0.00015
591.61	17	0.08714	0.06387	0.03297	0.00087	0.05296	0.00018

Flux de positons en fonction de l'énergie avec ses incertitudes. Les incertitudes dues à la statistique, l'acceptance, l'efficacité de *trigger*, la statistique des échantillons purs, la confusion de charge et la migration. le flux et les incertitudes sont en $s^{-1}.m^{-2}.sr^{-1}.GeV^{-1}$ et l'énergie est en GeV.

E	N_{e^+}	Φ_{e^+}	σ_{stat}	σ_{acc}	σ_{trig}	$\sigma_{template}$	σ_{CC}	σ_{mig}
0.57	1012	2.30	$8.32e-2$	$3.08e-2$	$3.15e-1$	$6.67e-2$	$2.79e-3$	$2.76e-1$
0.73	3687	2.00	$3.74e-2$	$2.65e-2$	$9.36e-2$	$2.88e-2$	$1.45e-3$	$2.41e-1$
0.90	8534	1.62	$1.95e-2$	$2.13e-2$	$4.49e-2$	$1.59e-2$	$9.80e-4$	$9.48e-2$
1.10	14024	1.37	$1.26e-2$	$1.80e-2$	$2.61e-2$	$7.27e-3$	$7.00e-4$	$7.31e-2$
1.32	19983	1.12	$8.50e-3$	$1.47e-2$	$1.46e-2$	$4.13e-3$	$6.04e-4$	$5.45e-2$
1.57	26915	$9.37e-1$	$6.00e-3$	$1.23e-2$	$8.81e-3$	$2.23e-3$	$6.24e-4$	$4.15e-2$
1.83	32745	$7.53e-1$	$4.33e-3$	$9.93e-3$	$4.98e-3$	$1.27e-3$	$5.60e-4$	$3.04e-2$
2.12	37256	$5.91e-1$	$3.15e-3$	$7.79e-3$	$2.42e-3$	$8.68e-4$	$4.60e-4$	$2.16e-2$
2.43	37791	$4.58e-1$	$2.41e-3$	$6.04e-3$	$1.33e-3$	$5.93e-4$	$3.09e-4$	$1.52e-2$
2.76	37921	$3.55e-1$	$1.86e-3$	$4.66e-3$	$7.72e-4$	$4.01e-4$	$1.69e-4$	$1.06e-2$
3.11	37680	$2.83e-1$	$1.48e-3$	$3.71e-3$	$4.99e-4$	$2.55e-4$	$1.20e-4$	$7.58e-3$
3.49	38629	$2.16e-1$	$1.11e-3$	$2.81e-3$	$2.69e-4$	$1.65e-4$	$1.04e-4$	$5.14e-3$
3.90	35360	$1.62e-1$	$8.75e-4$	$2.11e-3$	$1.34e-4$	$1.53e-4$	$8.87e-5$	$3.41e-3$
4.32	33404	$1.27e-1$	$7.04e-4$	$1.64e-3$	$1.15e-4$	$1.09e-4$	$5.37e-5$	$2.33e-3$
4.76	31803	$9.84e-2$	$5.58e-4$	$1.27e-3$	$8.64e-5$	$1.03e-4$	$6.38e-5$	$1.56e-3$
5.24	31450	$7.67e-2$	$4.37e-4$	$9.89e-4$	$7.19e-5$	$6.35e-5$	$3.91e-5$	$1.03e-3$
5.74	28442	$5.95e-2$	$3.57e-4$	$7.66e-4$	$6.28e-5$	$5.22e-5$	$3.79e-5$	$6.61e-4$
6.27	28185	$4.63e-2$	$2.79e-4$	$5.94e-4$	$4.95e-5$	$3.84e-5$	$2.15e-5$	$4.63e-4$
6.85	26581	$3.66e-2$	$2.27e-4$	$4.68e-4$	$3.12e-5$	$3.98e-5$	$2.42e-5$	$3.66e-4$
7.47	23810	$2.79e-2$	$1.83e-4$	$3.57e-4$	0	$2.80e-5$	$1.95e-5$	$2.79e-4$
8.14	22122	$2.19e-2$	$1.49e-4$	$2.78e-4$	0	$2.24e-5$	$1.35e-5$	$2.19e-4$
8.85	18717	$1.69e-2$	$1.25e-4$	$2.15e-4$	0	$1.83e-5$	$1.27e-5$	$1.69e-4$
9.57	16553	$1.35e-2$	$1.07e-4$	$1.71e-4$	0	$1.62e-5$	$1.05e-5$	$1.35e-4$
10.33	15073	$1.10e-2$	$9.06e-5$	$1.39e-4$	0	$1.23e-5$	$8.47e-6$	$1.10e-4$
11.13	13127	$8.70e-3$	$7.70e-5$	$1.10e-4$	0	$8.39e-6$	$4.85e-6$	$8.70e-5$
11.96	11937	$7.08e-3$	$6.57e-5$	$8.93e-5$	0	$6.43e-6$	$3.34e-6$	$7.08e-5$
12.82	10607	$5.86e-3$	$5.78e-5$	$7.38e-5$	0	$5.92e-6$	$3.69e-6$	$5.86e-5$
13.72	9354	$4.63e-3$	$4.87e-5$	$5.82e-5$	0	$5.02e-6$	$2.84e-6$	$4.63e-5$
14.66	8367	$3.82e-3$	$4.25e-5$	$4.80e-5$	0	$3.56e-6$	$2.52e-6$	$3.82e-5$
15.64	7503	$3.15e-3$	$3.70e-5$	$3.95e-5$	0	$2.96e-6$	$2.28e-6$	$3.15e-5$
16.66	6760	$2.62e-3$	$3.25e-5$	$3.28e-5$	0	$2.82e-6$	$1.68e-6$	$2.62e-5$
17.71	6020	$2.15e-3$	$2.83e-5$	$2.69e-5$	0	$2.74e-6$	$1.30e-6$	$2.15e-5$
18.80	5715	$1.84e-3$	$2.48e-5$	$2.29e-5$	0	$2.09e-6$	$1.34e-6$	$1.84e-5$

E	N_{e^+}	Φ_{e^+}	σ_{stat}	σ_{acc}	σ_{trig}	σ_{template}	σ_{CC}	σ_{mig}
19.95	5241	$1.53e-3$	$2.16e-5$	$1.91e-5$	0	$1.61e-6$	$1.06e-6$	$1.53e-5$
21.14	4957	$1.30e-3$	$1.89e-5$	$1.62e-5$	0	$1.33e-6$	$1.01e-6$	$1.39e-5$
22.41	4641	$1.10e-3$	$1.65e-5$	$1.36e-5$	0	$1.33e-6$	$7.43e-7$	$1.25e-5$
23.75	4171	$9.12e-4$	$1.45e-5$	$1.13e-5$	0	$1.08e-6$	$6.25e-7$	$1.11e-5$
25.15	3795	$7.81e-4$	$1.30e-5$	$9.77e-6$	0	$1.02e-6$	$5.26e-7$	$1.00e-5$
26.59	3332	$6.44e-4$	$1.15e-5$	$8.22e-6$	0	$8.90e-7$	$4.95e-7$	$8.73e-6$
28.09	3018	$5.62e-4$	$1.05e-5$	$7.32e-6$	0	$7.92e-7$	$4.32e-7$	$8.00e-6$
29.65	2702	$4.88e-4$	$9.65e-6$	$6.48e-6$	0	$7.60e-7$	$3.55e-7$	$7.27e-6$
31.26	2389	$4.15e-4$	$8.73e-6$	$5.61e-6$	0	$6.84e-7$	$2.72e-7$	$6.45e-6$
32.94	2059	$3.50e-4$	$7.93e-6$	$4.81e-6$	0	$6.20e-7$	$4.29e-7$	$5.66e-6$
34.67	1943	$3.17e-4$	$7.40e-6$	$4.44e-6$	0	$5.37e-7$	$3.18e-7$	$5.33e-6$
36.47	1698	$2.67e-4$	$6.66e-6$	$3.80e-6$	0	$4.95e-7$	$3.27e-7$	$4.66e-6$
38.68	1998	$2.26e-4$	$5.21e-6$	$3.26e-6$	0	$3.91e-7$	$1.88e-7$	$4.11e-6$
41.66	2103	$1.83e-4$	$4.12e-6$	$2.69e-6$	0	$3.01e-7$	$1.80e-7$	$3.50e-6$
45.16	1738	$1.44e-4$	$3.58e-6$	$2.18e-6$	0	$2.51e-7$	$1.25e-7$	$2.91e-6$
48.90	1509	$1.16e-4$	$3.09e-6$	$1.79e-6$	0	$2.28e-7$	$1.50e-7$	$2.45e-6$
52.89	1274	$9.25e-5$	$2.71e-6$	$1.46e-6$	0	$2.00e-7$	$1.51e-7$	$2.04e-6$
57.13	1095	$7.45e-5$	$2.37e-6$	$1.20e-6$	0	$1.99e-7$	$1.48e-7$	$1.72e-6$
61.65	943	$6.10e-5$	$2.09e-6$	$1.00e-6$	0	$1.62e-7$	$1.27e-7$	$1.46e-6$
66.47	824	$5.04e-5$	$1.85e-6$	$8.48e-7$	0	$1.47e-7$	$9.89e-8$	$1.26e-6$
71.60	713	$4.20e-5$	$1.66e-6$	$7.20e-7$	0	$1.46e-7$	$7.44e-8$	$1.09e-6$
77.10	579	$3.18e-5$	$1.40e-6$	$5.57e-7$	0	$1.12e-7$	$9.46e-8$	$8.52e-7$
82.95	542	$2.80e-5$	$1.28e-6$	$5.01e-7$	0	$1.21e-7$	$7.96e-8$	$7.76e-7$
89.19	482	$2.40e-5$	$1.16e-6$	$4.37e-7$	0	$1.04e-7$	$9.59e-8$	$6.87e-7$
96.18	438	$1.89e-5$	$9.54e-7$	$3.50e-7$	0	$8.40e-8$	$6.31e-8$	$5.57e-7$
107.28	607	$1.32e-5$	$5.81e-7$	$2.52e-7$	0	$7.38e-8$	$5.48e-8$	$3.97e-7$
123.31	479	$9.45e-6$	$4.63e-7$	$1.86e-7$	0	$5.92e-8$	$5.48e-8$	$2.83e-7$
141.47	361	$6.27e-6$	$3.59e-7$	$1.40e-7$	0	$4.80e-8$	$4.85e-8$	$1.88e-7$
162.13	314	$4.95e-6$	$3.08e-7$	$1.39e-7$	0	$5.20e-8$	$4.12e-8$	$1.49e-7$
189.05	257	$2.77e-6$	$1.97e-7$	$9.57e-8$	0	$3.44e-8$	$2.05e-8$	$8.31e-8$
231.43	268	$1.78e-6$	$1.28e-7$	$7.65e-8$	0	$2.60e-8$	$2.39e-8$	$5.33e-8$
301.66	204	$8.36e-7$	$7.30e-8$	$4.54e-8$	0	$1.63e-8$	$1.46e-8$	$2.51e-8$
418.33	99	$2.51e-7$	$4.12e-8$	$1.71e-8$	0	$1.66e-8$	$1.38e-8$	$7.53e-9$
591.61	17	$3.33e-8$	$2.50e-8$	$2.40e-9$	0	$1.99e-8$	$1.25e-8$	$9.99e-10$

Flux d'électrons en fonction de l'énergie avec ses incertitudes. Les incertitudes dues à la statistique, l'acceptance, l'efficacité de *trigger*, la statistique des échantillons purs, la confusion de charge et la migration. le flux et les incertitudes sont en $s^{-1}.m^{-2}.sr^{-1}.GeV^{-1}$ et l'énergie est en GeV.

E	N_{e^-}	Φ_{e^-}	σ_{stat}	σ_{acc}	σ_{trig}	$\sigma_{template}$	σ_{CC}	σ_{mig}
0.57	6924	1.58e+01	1.99e-1	2.11e-1	2.16	7.05e-2	2.86e-3	1.89
0.73	30449	1.62e+01	9.63e-2	2.15e-1	7.58e-1	2.40e-2	1.41e-3	1.95
0.90	75417	1.42e+01	5.29e-2	1.87e-1	3.93e-1	1.01e-2	1.08e-3	8.31e-1
1.10	132991	1.30e+01	3.61e-2	1.71e-1	2.48e-1	3.21e-3	7.62e-4	6.96e-1
1.32	210683	1.18e+01	2.58e-2	1.55e-1	1.54e-1	1.79e-3	6.26e-4	5.74e-1
1.57	302704	1.05e+01	1.92e-2	1.39e-1	9.90e-2	9.25e-4	6.22e-4	4.66e-1
1.83	394228	9.10	1.45e-2	1.20e-1	6.01e-2	5.25e-4	5.62e-4	3.67e-1
2.12	485047	7.68	1.10e-2	1.01e-1	3.14e-2	5.03e-4	4.60e-4	2.81e-1
2.43	522517	6.35	8.80e-3	8.37e-2	1.84e-2	3.41e-4	3.14e-4	2.10e-1
2.76	550660	5.16	6.95e-3	6.77e-2	1.12e-2	2.49e-4	1.72e-4	1.54e-1
3.11	570097	4.29	5.68e-3	5.61e-2	7.55e-3	1.61e-4	1.22e-4	1.15e-1
3.49	608033	3.40	4.36e-3	4.43e-2	4.24e-3	1.03e-4	1.06e-4	8.09e-2
3.90	581471	2.67	3.50e-3	3.47e-2	2.21e-3	1.16e-4	9.02e-5	5.61e-2
4.32	559893	2.12	2.84e-3	2.75e-2	1.93e-3	4.51e-5	7.91e-5	3.90e-2
4.76	548469	1.70	2.30e-3	2.20e-2	1.49e-3	9.44e-5	6.47e-5	2.71e-2
5.24	546787	1.33	1.80e-3	1.72e-2	1.25e-3	5.75e-5	4.01e-5	1.79e-2
5.74	501326	1.05	1.49e-3	1.35e-2	1.11e-3	4.72e-5	3.82e-5	1.17e-2
6.27	506507	8.33e-1	1.17e-3	1.07e-2	8.91e-4	3.73e-5	2.22e-5	8.33e-3
6.85	474087	6.51e-1	9.46e-4	8.33e-3	5.56e-4	3.77e-5	2.34e-5	6.51e-3
7.47	433363	5.10e-1	7.75e-4	6.51e-3	0	2.54e-5	2.09e-5	5.10e-3
8.14	400223	3.95e-1	6.25e-4	5.03e-3	0	2.05e-5	1.35e-5	3.95e-3
8.85	340174	3.07e-1	5.27e-4	3.90e-3	0	1.73e-5	1.28e-5	3.07e-3
9.57	298004	2.43e-1	4.46e-4	3.09e-3	0	1.55e-5	1.05e-5	2.43e-3
10.33	263544	1.91e-1	3.72e-4	2.41e-3	0	1.10e-5	8.14e-6	1.91e-3
11.13	230418	1.53e-1	3.18e-4	1.93e-3	0	7.01e-6	4.90e-6	1.53e-3
11.96	203915	1.21e-1	2.68e-4	1.53e-3	0	4.98e-6	3.80e-6	1.21e-3
12.82	178837	9.81e-2	2.32e-4	1.24e-3	0	4.83e-6	3.64e-6	9.81e-4
13.72	158110	7.87e-2	1.98e-4	9.89e-4	0	0	7.20e-6	7.87e-4
14.66	138985	6.37e-2	1.71e-4	8.00e-4	0	3.25e-6	2.44e-6	6.37e-4
15.64	123503	5.15e-2	1.47e-4	6.45e-4	0	8.29e-7	3.03e-6	5.15e-4
16.66	108381	4.20e-2	1.28e-4	5.26e-4	0	2.93e-6	1.79e-6	4.20e-4
17.71	96839	3.46e-2	1.11e-4	4.32e-4	0	2.56e-6	1.55e-6	3.46e-4
18.80	88557	2.84e-2	9.56e-5	3.55e-4	0	1.53e-6	1.48e-6	2.84e-4

E	N_{e^-}	Φ_{e^-}	σ_{stat}	σ_{acc}	σ_{trig}	σ_{template}	σ_{CC}	σ_{mig}
19.95	80960	$2.36e-2$	$8.30e-5$	$2.94e-4$	0	0	$1.94e-6$	$2.36e-4$
21.14	73546	$1.93e-2$	$7.13e-5$	$2.40e-4$	0	$1.03e-6$	$8.38e-7$	$2.07e-4$
22.41	67827	$1.61e-2$	$6.19e-5$	$2.00e-4$	0	$8.55e-7$	$9.08e-7$	$1.84e-4$
23.75	60930	$1.33e-2$	$5.38e-5$	$1.64e-4$	0	$7.61e-7$	$5.96e-7$	$1.61e-4$
25.15	53519	$1.10e-2$	$4.76e-5$	$1.38e-4$	0	$3.08e-7$	$8.72e-7$	$1.41e-4$
26.59	46775	$9.13e-3$	$4.22e-5$	$1.16e-4$	0	$5.62e-7$	$5.41e-7$	$1.24e-4$
28.09	40872	$7.59e-3$	$3.76e-5$	$9.88e-5$	0	0	$7.23e-7$	$1.08e-4$
29.65	35730	$6.44e-3$	$3.41e-5$	$8.55e-5$	0	$4.57e-7$	$3.81e-7$	$9.59e-5$
31.26	30748	$5.36e-3$	$3.06e-5$	$7.25e-5$	0	$3.93e-7$	$3.64e-7$	$8.34e-5$
32.94	26695	$4.53e-3$	$2.78e-5$	$6.24e-5$	0	$4.08e-7$	$4.83e-7$	$7.34e-5$
34.67	23483	$3.82e-3$	$2.50e-5$	$5.35e-5$	0	0	$4.32e-7$	$6.43e-5$
36.47	20395	$3.24e-3$	$2.27e-5$	$4.62e-5$	0	$3.31e-7$	$3.12e-7$	$5.66e-5$
38.68	24072	$2.72e-3$	$1.75e-5$	$3.92e-5$	0	$1.98e-7$	$2.24e-7$	$4.94e-5$
41.66	24474	$2.14e-3$	$1.37e-5$	$3.15e-5$	0	$1.96e-7$	$1.65e-7$	$4.09e-5$
45.16	19811	$1.63e-3$	$1.16e-5$	$2.47e-5$	0	$9.05e-8$	$1.58e-7$	$3.29e-5$
48.90	16336	$1.27e-3$	$9.97e-6$	$1.97e-5$	0	$1.19e-7$	$1.57e-7$	$2.69e-5$
52.89	13621	$9.87e-4$	$8.48e-6$	$1.55e-5$	0	$1.41e-7$	$1.40e-7$	$2.18e-5$
57.13	11194	$7.65e-4$	$7.25e-6$	$1.23e-5$	0	$1.53e-7$	$1.27e-7$	$1.76e-5$
61.65	9262	$6.03e-4$	$6.28e-6$	$9.92e-6$	0	$6.48e-8$	$1.40e-7$	$1.45e-5$
66.47	7598	$4.70e-4$	$5.42e-6$	$7.90e-6$	0	$6.74e-8$	$1.30e-7$	$1.17e-5$
71.60	6277	$3.67e-4$	$4.65e-6$	$6.29e-6$	0	$9.83e-8$	$9.31e-8$	$9.48e-6$
77.10	5481	$3.03e-4$	$4.11e-6$	$5.30e-6$	0	$8.07e-8$	$9.77e-8$	$8.11e-6$
82.95	4445	$2.35e-4$	$3.53e-6$	$4.19e-6$	0	$6.68e-8$	$9.69e-8$	$6.49e-6$
89.19	3751	$1.85e-4$	$3.04e-6$	$3.37e-6$	0	$7.77e-8$	$9.95e-8$	$5.29e-6$
96.18	3388	$1.45e-4$	$2.51e-6$	$2.69e-6$	0	$2.07e-7$	$7.20e-8$	$4.29e-6$
107.28	4788	$1.05e-4$	$1.53e-6$	$2.00e-6$	0	$1.34e-7$	$5.83e-8$	$3.14e-6$
123.31	3508	$6.95e-5$	$1.18e-6$	$1.37e-6$	0	$1.00e-7$	$5.92e-8$	$2.09e-6$
141.47	2446	$4.32e-5$	$8.82e-7$	$9.66e-7$	0	$7.50e-8$	$5.26e-8$	$1.30e-6$
162.13	1814	$2.86e-5$	$6.82e-7$	$8.03e-7$	0	$7.36e-8$	$4.69e-8$	$8.57e-7$
189.05	1598	$1.73e-5$	$4.45e-7$	$5.99e-7$	0	$1.01e-7$	$2.91e-8$	$5.20e-7$
231.43	1406	$9.33e-6$	$2.55e-7$	$4.02e-7$	0	$3.12e-8$	$2.72e-8$	$2.80e-7$
301.66	1017	$4.18e-6$	$1.37e-7$	$2.27e-7$	0	$2.99e-8$	$1.79e-8$	$1.25e-7$
418.33	541	$1.37e-6$	$6.60e-8$	$9.34e-8$	0	$3.03e-8$	$1.80e-8$	$4.12e-8$
591.61	180	$3.49e-7$	$4.13e-8$	$2.51e-8$	0	$4.06e-8$	$1.40e-8$	$1.05e-8$

BIBLIOGRAPHIE

- [1] V. Hess. Über beobachtungen der durchdringenden strahlung bei sieben freiballonfahrten. *Physikalische Zeitschrift*, 13 :1084–1091, 1912.
- [2] W. Kolhörster. Messungen der durchdringenden strahlung im freiballon in grösseren höhen. *Physikalische Zeitschrift*, 14 :1153–1156, 1913.
- [3] D. Skobelzyn. Über eine neue art sehr schneller β -strahlen. *Zeitschrift für Physik*, 54 :686–702, 1929.
- [4] H. Geiger and W. Müller. Das electronenzählrohr. *Physikalische Zeitschrift*, 29 :839–841, 1928.
- [5] H. Geiger and W. Müller. Technische bemerkungen zum electronenzählrohr. *Physikalische Zeitschrift*, 30 :489–493, 1929.
- [6] W. Bothe and W. Kolhörster. The nature of the high-altitude radiation. *Zeitschrift für Physik*, 30 :751–777, 1929.
- [7] H. Bethe and W. Heitler. On the stopping of fast particles and on the creation of positive electrons. *Proceedings of the Royal Society of London*, 146 :83–112, 1934.
- [8] H. J. Bhabha and W. Heitler. The passage of fast electrons and the theory of cosmic showers. *Proceedings of the Royal Society of London*, 159 :432–458, 1937.
- [9] P. Auger, P. Ehrenfest Jr., and R. Maze. Extensive air showers. *Reviews of Modern Physics*, 11 :288–291, 1939.
- [10] C. Anderson. The apparent existence of easily deflected positives. *Science*, 76 :238–239, 1932.
- [11] P. Dirac. The quantum theory of the electron. *Proceedings of the Royal Society of London*, A117 :610–624, 1928.
- [12] P. Dirac. The quantum theory of the electron ii. *Proceedings of the Royal Society of London*, A118 :351–361, 1928.
- [13] C. Anderson and S. Neddermeyer. Cloud chamber observations of cosmic rays at 4300 meters elevation and near sea-level. *Physical Review*, 50 :263–271, 1936.
- [14] H. Yukawa. On the interaction of elementary particles. i. *Proceedings of the Physical-Mathematical Society of Japan*, 17 :48–57, 1935.
- [15] G. Rochester and C. Bulter. Evidence for the existence of new unstable elementary particles. *Nature*, 160 :855–857, 1947.
- [16] C. Lattes, G. Occhialini, and C. Powell. Observations on the tracks of slow mesons in photographic emulsions. *Nature*, 160 :453–456, 1947.

- [17] M. Nagano and A. A. Watson. Observations and implications of the ultrahigh-energy cosmic rays. *Rev. Mod. Phys.*, 72(3) :689–732, July 2000.
- [18] A. R. Bell. The acceleration of cosmic rays in shock fronts. i. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 182 :147–156, 1978.
- [19] D. M. Katz-Stone, N. E. Kassim, T. Joseph W. Lazio, et al. Spatial Variations of the Synchrotron Spectrum within Tycho’s Supernova Remnant (3C 10) : A Spectral Tomography Analysis of Radio Observations at 20 and 90 Centimeter Wavelengths. *The Astrophysical Journal*, 529(1) :453–462, jan 2000.
- [20] F. Aharonian, A. G. Akhperjanian, A. R. Bazer-Bachi, et al. H.E.S.S. Observations of the Supernova Remnant RX J0852.0-4622 : Shell-Type Morphology and Spectrum of a Widely Extended Very High Energy Gamma-Ray Source. *The Astrophysical Journal*, 661(1) :236–249, may 2007.
- [21] Rainer Beck, Axel Brandenburg, David Moss, Anvar Shukurov, and Dmitry Sokoloff. GALACTIC MAGNETISM : Recent Developments and Perspectives. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 34(1) :155–206, sep 1996.
- [22] R. Beck, C. L. Carilli, M. A. Holdaway, and U. Klein. Multifrequency observations of the radio continuum emission from NGC 253. 1 : Magnetic fields and rotation measures in the bar and halo. *Astronomy and Astrophysics*, 292 :409–424, 1994.
- [23] J A Simpson. Elemental and Isotopic Composition of the Galactic Cosmic Rays. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 33(1) :323–382, dec 1983.
- [24] M.H. Israel, W.R. Binns, A.C. Cummings, et al. Isotopic composition of cosmic rays : Results from the cosmic ray isotope spectrometer on the ACE spacecraft. *Nuclear Physics A*, 758 :201–208, July 2005.
- [25] V. C. Rubin, J. Burtley, A. Kiasatpoor, et al. Kinematic studies of early-type stars. I. Photometric survey, space motions, and comparison with radio observations. *The Astronomical Journal*, 67 :491, oct 1962.
- [26] A. Bosma. 21-cm line studies of spiral galaxies. I - Observations of the galaxies NGC 5033, 3198, 5055, 2841, and 7331. II - The distribution and kinematics of neutral hydrogen in spiral galaxies of various morphological types. *The Astronomical Journal*, 86 :1791, dec 1981.
- [27] M. Longair. *High Energy Astrophysics*. Cambridge University Press, 2011.
- [28] J. P. Ostriker and P. J. E. Peebles. A Numerical Study of the Stability of Flattened Galaxies : or, can Cold Galaxies Survive? *The Astrophysical Journal*, 186 :467, dec 1973.
- [29] F. Schweizer, B. C. Whitmore, and V. C. Rubin. Colliding and merging galaxies. II - So galaxies with polar rings. *The Astronomical Journal*, 88 :909, jul 1983.
- [30] J. Bullock, M Kaplinghat, and L. Strigari. *Particle Dark Matter, chapitre 3 : Milky Way satellites*. Cambridge University Press, 2011.

- [31] F. Zwicky. Die rotverschiebung von extragalaktischen nebeln. *Helvetica Phys. Acta.*, 6 :110, 1933.
- [32] J. Binney and S. Tremaine. *Galactic Dynamics*. Princeton University Press, 2011.
- [33] H. V. Klapdor-Kleingrothaus and K. Zuber. *Particle Astrophysics*. Institute of Physics Publishing, 2011.
- [34] Vladimir Lukovic, Paolo Cabella, and Nicola Vittorio. Dark Matter in Cosmology. *International Journal of Modern Physics A, Volume 29, Issue 19, id. 1443001*, 29, nov 2014.
- [35] V. Belokurov, N. W. Evans, A. Moiseev, et al. The Cosmic Horseshoe : Discovery of an Einstein Ring around a Giant Luminous Red Galaxy. *The Astrophysical Journal, Volume 671, Issue 1, pp. L9-L12.*, 671 :L9–L12, jun 2007.
- [36] M. Markevitch, A. H. Gonzalez, D. Clowe, et al. Direct constraints on the dark matter self-interaction cross-section from the merging galaxy cluster 1E0657-56. *The Astrophysical Journal, Volume 606, Issue 2, pp. 819-824.*, 606 :819–824, sep 2003.
- [37] Douglas Clowe, Marusa Bradac, Anthony H. Gonzalez, et al. A direct empirical proof of the existence of dark matter. *The Astrophysical Journal, Volume 648, Issue 2, pp. L109-L113.*, 648 :L109–L113, aug 2006.
- [38] A. A. Penzias and R. W. Wilson. A Measurement of Excess Antenna Temperature at 4080 Mc/s. *The Astrophysical Journal*, 142 :419, jul 1965.
- [39] N. Jarosik, C. L. Bennett, J. Dunkley, et al. Seven-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Sky Maps, Systematic Errors, and Basic Results. *The Astrophysical Journal Supplement, Volume 192, Issue 2, article id. 14, 15 pp. (2011).*, 192, jan 2010.
- [40] G. F. Smoot, C. L. Bennett, A. Kogut, et al. Structure in the COBE differential microwave radiometer first-year maps. *The Astrophysical Journal*, 396 :L1, sep 1992.
- [41] Planck Planck Collaboration, P. A. R. Ade, N. Aghanim, et al. Planck 2013 results. XVI. Cosmological parameters. *Astronomy & Astrophysics, Volume 571, id.A16, 66 pp.*, 571, mar 2013.
- [42] P. Tisserand, L. Le Guillou, C. Afonso, et al. Limits on the Macho Content of the Galactic Halo from the EROS-2 Survey of the Magellanic Clouds. *Astronomy and Astrophysics*, 469 :387–404, jul 2006.
- [43] M. Milgrom. A modification of the Newtonian dynamics as a possible alternative to the hidden mass hypothesis. *The Astrophysical Journal*, 270 :365, jul 1983.
- [44] Alessandro Strumia and Francesco Vissani. Neutrino masses and mixings and... *eprint arXiv :hep-ph/0606054*, jun 2006.
- [45] The ALEPH Collaboration, The DELPHI Collaboration, The L3 Collaboration, et al. Precision electroweak measurements on the Z resonance. *Physics Reports*, 427(5) :257–454, 2006.

- [46] MacKenzie L. Warren, Grant J. Mathews, Matthew Meixner, Jun Hidaka, and To-shitaka Kajino. Impact of sterile neutrino dark matter on core-collapse supernovae. *eprint arXiv :1603.05503*, mar 2016.
- [47] Tim M.P. Tait. Dark matter candidates : Status and perspectives. In *34rd International Cosmic Rays Conference*, 2015.
- [48] R. D. Peccei and Helen R. Quinn. CP Conservation in the Presence of Pseudoparticles. *Physical Review Letters*, 38(25) :1440–1443, jun 1977.
- [49] G. Gelmini and P. Gondolo. *Particle Dark Matter, chapitre 7 : DM production mechanisms*. Cambridge University Press, 2010.
- [50] Thomas Schwetz-Mangold. Isapp 2011, mpik heidelberg "the dark side of the universe". In *Dark Matter phenomenology*, 2011.
- [51] A. Gaz and for the CMS Collaboration. SUSY searches at CMS. *eprint arXiv :1411.1886*, nov 2014.
- [52] Lucian-Stefan Ancu and for the ATLAS Collaboration. SUSY searches with the ATLAS detector. *eprint arXiv :1412.2784*, dec 2014.
- [53] V. CMS Collaboration, A. M. Sirunyan, A. Tumasyan, et al. Search for dark matter, extra dimensions, and unparticles in monojet events in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV. *The European Physical Journal C, Volume 75, article id.235, 25 pp.*, 75, aug 2014.
- [54] G. The ATLAS Collaboration, T. Abajyan, B. Abbott, et al. Search for dark matter candidates and large extra dimensions in events with a jet and missing transverse momentum with the ATLAS detector. *Journal of High Energy Physics, Volume 2013, article id.75, 4*, oct 2012.
- [55] The Fermi-LAT Collaboration. Fermi-LAT Observations of High-Energy Gamma-Ray Emission Toward the Galactic Center. *eprint arXiv :1511.02938*, nov 2015.
- [56] H. E. S. S. Collaboration, F. :, A. Abramowski, et al. Search for dark matter annihilation signatures in H.E.S.S. observations of Dwarf Spheroidal Galaxies. *Physical Review D, Volume 90, Issue 11, id.112012, 90(11)*, oct 2014.
- [57] Eric Charles, Miguel Sanchez-Conde, Brandon Anderson, et al. Sensitivity Projections for Dark Matter Searches with the Fermi Large Area Telescope. *Physics Reports, Volume 636, p. 1-46.*, 636 :1–46, may 2016.
- [58] F. Halzen and D. Hooper. *Particle Dark Matter, chapitre 25 : High-energy neutrinos from WIMP annihilations in the Sun*. Cambridge University Press, 2010.
- [59] Fabien Casse, Martin Lemoine, and Guy Pelletier. Transport of Cosmic Rays in Chaotic Magnetic Fields. *Physical Review D, vol. 65, Issue 2, id. 023002, 65(2)*, sep 2001.
- [60] Andrew W. Strong, Igor V. Moskalenko, S. W. et al. Barwick, et al. Propagation of CosmicRay Nucleons in the Galaxy. *The Astrophysical Journal, 509(1) :212–228*, dec 1998.

- [61] Giuseppe Di Bernardo, Carmelo Evoli, Daniele Gaggero, Dario Grasso, and Luca Maccione. Unified interpretation of cosmic-ray nuclei and antiproton recent measurements. *Astroparticle Physics, Volume 34, Issue 5, p. 274-283.*, 34 :274–283, sep 2009.
- [62] Roberto Alfredo Lineros Rodriguez. *Study of positrons from cosmic rays interactions and cold dark matter annihilations in the galactic environment*. PhD thesis, Universita Degli Studi Di Torino, 2008.
- [63] D. Maurin, F. Donato, R. Taillet, and P. Salati. Cosmic rays below $z=30$ in a diffusion model : new constraints on propagation parameters. *Astrophys.J.*, 555 :585–596, 2001.
- [64] F. Donato, Nicolao Fornengo, D. Maurin, and P. Salati. Antiprotons in cosmic rays from neutralino annihilation. *Phys.Rev.*, D69 :063501, 2004.
- [65] Julien Laval, David Maurin, and Antje Putze. Direct constraints on diffusion models from cosmic-ray positron data : Excluding the Minimal model for dark matter searches. *Physical Review D, Volume 90, Issue 8, id.081301*, 90(8), jul 2014.
- [66] Y. Genolini, A. Putze, P. Salati, and P. D. Serpico. Theoretical uncertainties in extracting cosmic-ray diffusion parameters : the boron-to-carbon ratio. *Astronomy & Astrophysics, Volume 580, id.A9, 11 pp.*, 580, apr 2015.
- [67] Julien Laval, Jonathan Pochon, Pierre Salati, and Richard Taillet. Clumpiness of Dark Matter and Positron Annihilation Signal : Computing the odds of the Galactic Lottery. *Astronomy and Astrophysics, Volume 462, Issue 3, February II 2007, pp.827-840*, 462 :827–840, mar 2006.
- [68] Edward A. Baltz and Joakim Edsjo. Positron Propagation and Fluxes from Neutralino Annihilation in the Halo. *Physical Review D (Particles, Fields, Gravitation, and Cosmology), Volume 59, Issue 2, 15 January 1999, id. 023511*, 59(2), aug 1998.
- [69] T. Delahaye, F. Donato, N. Fornengo, et al. Galactic secondary positron flux at the Earth. *Astronomy and Astrophysics, Volume 501, Issue 3, 2009, pp.821-833*, 501 :821–833, sep 2008.
- [70] Julio F. Navarro, Carlos S. Frenk, and Simon D. M. White. A Universal Density Profile from Hierarchical Clustering. *The Astrophysical Journal*, 490(2) :493–508, dec 1997.
- [71] Jo Bovy and Scott Tremaine. On the local dark matter density. *The Astrophysical Journal, Volume 756, Issue 1, article id. 89, 6 pp. (2012).*, 756, may 2012.
- [72] D. Grasso, S. Profumo, A. W. Strong, et al. On possible interpretations of the high energy electron-positron spectrum measured by the Fermi Large Area Telescope. *Astroparticle Physics, Volume 32, Issue 2, p. 140-151.*, 32 :140–151, may 2009.
- [73] M. Boudaud, S. Aupetit, S. Caroff, et al. A new look at the cosmic ray positron fraction. *Astronomy & Astrophysics*, 575 :A67, feb 2015.
- [74] Rolf Kappl. Charge-sign dependent solar modulation for everyone. *Journal of Physics : Conference Series, Volume 718, Issue 5, article id. 052020 (2016).*, 718(5), jan 2016.

- [75] J. J. Beatty, A. Bhattacharyya, C. Bower, et al. New Measurement of the Cosmic-Ray Positron Fraction from 5 to 15 GeV. *Physical Review Letters*, 93(24) :241102, dec 2004.
- [76] O. Adriani, G. C. Barbarino, G. A. Bazilevskaya, et al. Observation of an anomalous positron abundance in the cosmic radiation. *Nature*, Volume 458, Issue 7238, pp. 607–609 (2009)., 458 :607–609, oct 2008.
- [77] M. Aguilar, G. Alberti, B. Alpat, 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. *Physical Review Letters*, 110(14) :141102, apr 2013.
- [78] M. Ackermann, M. Ajello, A. Allafort, et al. Measurement of Separate Cosmic-Ray Electron and Positron Spectra with the Fermi Large Area Telescope. *Physical Review Letters*, 108(1) :011103, jan 2012.
- [79] Marco Cirelli, Mario Kadastik, Martti Raidal, and Alessandro Strumia. Model-independent implications of the e^+ , e^- , anti-proton cosmic ray spectra on properties of Dark Matter. *Nuclear Physics B*, Volume 813, Issue 1-2, p. 1–21., 813 :1–21, sep 2008.
- [80] Kevork N. Abazajian and J. Patrick Harding. Constraints on WIMP and Sommerfeld-Enhanced Dark Matter Annihilation from HESS Observations of the Galactic Center. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, Issue 01, id. 041 (2012)., 1, oct 2011.
- [81] Maxim Pospelov and Adam Ritz. Astrophysical Signatures of Secluded Dark Matter. *Physics Letters B*, Volume 671, Issue 3, p. 391–397., 671 :391–397, oct 2008.
- [82] J. Lavalle, Q. Yuan, D. Maurin, and X. J. Bi. Full calculation of clumpiness boost factors for antimatter cosmic rays in the light of Lambda-CDM N-body simulation results. *Astronomy and Astrophysics*, Volume 479, Issue 2, 2008, pp.427–452, 479 :427–452, sep 2007.
- [83] Dan Hooper, Pasquale Blasi, and Pasquale Dario Serpico. Pulsars as the Sources of High Energy Cosmic Ray Positrons. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, Issue 01, id. 025 (2009)., 1, oct 2008.
- [84] Maxim Yu. Khlopov, Sergei G. Rubin, and Alexander S. Sakharov. Antimatter regions in the baryon-dominated universe. In *XIVth rencontres de Blois, Matter-antimatter asymmetry*, 2002.
- [85] A. R. Bodmer. Collapsed nuclei. *Phys. Rev. D*, 4 :1601–1606, Sep 1971.
- [86] Thomas Kirn. The ams-02 {TRD} on the international space station. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 706(0) :43 – 47, 2013.
- [87] M. Heil, K. Andeen, A. Bachlechner, et al. Operations and alignment of the ams-02 transition radiation detector. In *33rd International Cosmic Rays Conference*, 2013.
- [88] A. Basili and al. The tof-acc flight electronics for the fast trigger and time of flight of the ams-02 cosmic ray spectrometer. *Nuclear Instruments and Methods in Physics*

- Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 707(0) :99 – 113, 2013.
- [89] K. Lübelmeyer and al. Upgrade of the alpha magnetic spectrometer (ams-02) for long term operation on the international space station (iss). *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 654(1) :639 – 648, 2011.
- [90] Ph. von Doetinchem, W. Karpinski, Th. Kirn, et al. The ams-02 anticoincidence counter. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, 197(1) :15 – 18, 2009.
- [91] M. Aguilar-Benitez and al. In-beam aerogel light yield characterization for the {AMS} {RICH} detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 614(2) :237 – 249, 2010.
- [92] F. Cadoux and al. The ams-02 electromagnetic calorimeter. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, 113(1–3) :159 – 165, 2002.
- [93] H. Gast, K. Andeen, A. Bachlechner, et al. Identification of cosmic-ray positrons with the transition radiation detector of the ams experiment on the international space station. In *33rd International Cosmic Rays Conference*, 2013.
- [94] G. Ambrosi, P. Azzrelo, R. Battiston, et al. Nuclear charge measurement with the ams-02 silicon tracker. In *33rd International Cosmic Rays Conference*, 2013.
- [95] G. Ambrosi, P. Azzrelo, R. Battiston, et al. Alignment of the ams-02 silicon tracker. In *33rd International Cosmic Rays Conference*, 2013.
- [96] G. Ambrosi, P. Azzrelo, R. Battiston, et al. Ams-02 track reconstruction and rigidity measurement. In *33rd International Cosmic Rays Conference*, 2013.
- [97] V. Bindi, E. Choumilov, A. Contin, et al. Calibration and performance of the ams-02 time of flight detector. In *33rd International Cosmic Rays Conference*, 2013.
- [98] Corinne Goy and Sylvie Rosier. The ams calorimeter performance studies with the 2007 test beam data. Technical report, LAPP, 2014.
- [99] Laurent Basara. *Performance of the electromagnetic calorimeter of the AMS-02 experiment on the International Space Station and measurement of the positron fraction in the 1.5 – 350 GeV energy range*. PhD thesis, Université de Grenoble, 2014.
- [100] Sami Caroff, Guy Coignet, Jie Feng, et al. Lepton/proton separation, positron fraction and lepton fluxes with the ecal based estimator ese. a description of the analysis tools. Technical report, LAPP and LIP, 2014.
- [101] Manuela Vecchi, Kaiyuan Wu, and Yuan-Hann Chang. A 3-dimensional electromagnetic shower characterization and its application to ams-02 pointing capability. In *33rd International Cosmic Rays Conference*, 2013.
- [102] L. Basara. Proton - electron discrimination with the ams-02 electromagnetic calorimeter. In *33rd International Cosmic Rays Conference*, 2013.

- [103] Störmer C. *The Polar Aurora*. Clarendon Press Oxford, 1955.
- [104] T.J. Sabaka, R.A. Langel, T.T. Baldwin, and J.A. Conrad. The geomagnetic field 1900-1995, including the large-scale field from magnetospheric sources, and the nasa candidate models for the 1995 revision of the igrf. *Journal of geomagnetism and geoelectricity*, 49 :157–206, 1997.
- [105] A. Hoecker, P. Speckmayer, J. Stelzer, et al. TMVA - Toolkit for Multivariate Data Analysis. *eprint arXiv :physics/0703039*, mar 2007.
- [106] F. James and M. Roos. Minuit - a system for function minimization and analysis of the parameter errors and correlations. *Computer Physics Communications*, 10(6) :343–367, dec 1975.
- [107] M. Aguilar, D. Aisa, A. Alvino, et al. Electron and Positron Fluxes in Primary Cosmic Rays Measured with the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station. *Physical Review Letters*, 113(12) :121102, sep 2014.
- [108] Craig Blocker. Cdf statistics committee recommendations : Uncertainties on efficiencies. Technical report, Brandeis University, 2004.
- [109] Manuel Guittièrre. Détermination de la migration en énergie des positons dans l’expérience ams-02. Technical report, LAPP, 2016.
- [110] O. Adriani, G. C. Barbarino, G. A. Bazilevskaya, et al. Cosmic-Ray Positron Energy Spectrum Measured by PAMELA. *Physical Review Letters*, 111(8) :081102, aug 2013.
- [111] O. PAMELA Collaboration, O. Adriani, G. C. Barbarino, et al. The cosmic-ray electron flux measured by the PAMELA experiment between 1 and 625 GeV. *Physical Review Letters*, vol. 106, Issue 20, id. 201101, 106(20), mar 2011.
- [112] S. W. HEAT Collaboration, S. W. Barwick, E. Schneider, et al. Measurements of the Cosmic-Ray Positron Fraction From 1 to 50 GeV. *The Astrophysical Journal*, Volume 482, Issue 2, pp. L191-L194., 482 :L191–L194, mar 1997.
- [113] M. A. DuVernois, S. W. Barwick, J. J. Beatty, et al. CosmicRay Electrons and Positrons from 1 to 100 GeV : Measurements with HEAT and Their Interpretation. *The Astrophysical Journal*, 559(1) :296–303, sep 2001.
- [114] M. The Fermi LAT Collaboration, M. Ackermann, M. Ajello, et al. Measurement of separate cosmic-ray electron and positron spectra with the Fermi Large Area Telescope. *Physical Review Letters*, vol. 108, Issue 1, id. 011103, 108(1), sep 2011.
- [115] L. Accardo, M. Aguilar, D. Aisa, 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. *Physical Review Letters*, 113(12) :121101, sep 2014.
- [116] A. Ghelfi, D. Maurin, A. Cheminet, et al. Neutron monitors and muon detectors for solar modulation studies : 2. ϕ time series. *eprint arXiv :1607.01976*, jul 2016.

- [117] O. Adriani, G.C. Barbarino, G.A. Bazilevskaya, et al. Time Dependence of the Electron and Positron Components of the Cosmic Radiation Measured by the PAMELA Experiment between July 2006 and December 2015. *Physical Review Letters*, 116(24) :241105, jun 2016.
- [118] Z. Weng, V. Vagelli, and AMS-02 Collaboration. AMS-02 Measurement of Cosmic Ray Positrons and Electrons. *International Conference on High Energy Physics*, 2014.
- [119] BESS Collaboration. Measurements of 0.2 to 20 GeV/n cosmic-ray proton and helium spectra from 1997 through 2002 with the BESS spectrometer. *Astroparticle Physics*, 28 :154–167, September 2007.
- [120] Tuneyoshi Kamae, Niklas Karlsson, Tsunefumi Mizuno, Toshinori Abe, and Tatsuaki Koi. Parameterization of Gamma, $e^+/-$ and Neutrino Spectra Produced by p-p Interaction in Astronomical Environment. *Astrophys.J.*, 647 :692–708, 2006.
- [121] T. Delahaye, R. Lineros, F. Donato, N. Fornengo, and P. Salati. Positrons from dark matter annihilation in the galactic halo : Theoretical uncertainties. *Physical Review D*, 77(6) :063527, mar 2008.
- [122] T. Delahaye, R. Lineros, F. Donato, et al. Galactic secondary positron flux at the earth. *Astronomy and Astrophysics*, 501 :821–833, July 2009.
- [123] G. Bélanger, F. Boudjema, A. Pukhov, and A. Semenov. micrOMEGAs_3 : A program for calculating dark matter observables. *Computer Physics Communications*, 185 :960–985, March 2014.
- [124] M. Cirelli, M. Kadastik, M. Raidal, and A. Strumia. Model-independent implications of the e, p cosmic ray spectra on properties of Dark Matter. *Nuclear Physics B*, 813 :1–21, May 2009.
- [125] F. Donato, D. Maurin, P. Brun, T. Delahaye, and P. Salati. Constraints on WIMP Dark Matter from the High Energy PAMELA p/p Data. *Physical Review Letters*, 102(7) :071301, February 2009.
- [126] D. Hooper, P. Blasi, and P. Dario Serpico. Pulsars as the sources of high energy cosmic ray positrons. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 1 :25, January 2009.
- [127] D. Malyshev, I. Cholis, and J. Gelfand. Pulsars versus dark matter interpretation of ATIC/PAMELA. *Physical Review D*, 80(6) :063005, September 2009.
- [128] T. Delahaye, J. Laval, R. Lineros, F. Donato, and N. Fornengo. Galactic electrons and positrons at the Earth : new estimate of the primary and secondary fluxes. *Astronomy & Astrophysics*, 524 :A51, December 2010.
- [129] T. Linden and S. Profumo. Probing the Pulsar Origin of the Anomalous Positron Fraction with AMS-02 and Atmospheric Cherenkov Telescopes. *The Astrophysical Journal*, 772 :18, July 2013.
- [130] M. Di Mauro, F. Donato, N. Fornengo, R. Lineros, and A. Vittino. Interpretation of AMS-02 electrons and positrons data. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 4 :6, April 2014.

- [131] Alejandro López, Christopher Savage, Douglas Spolyar, and Douglas Q. Adams. Fermi/LAT observations of dwarf galaxies highly constrain a dark matter interpretation of excess positrons seen in AMS-02, HEAT, and PAMELA. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2016(03) :033–033, mar 2016.
- [132] Gaëlle Giesen, Mathieu Boudaud, Yoann Genolini, et al. AMS-02 antiprotons, at last! Secondary astrophysical component and immediate implications for Dark Matter. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2015(09) :12, apr 2015.
- [133] T. Delahaye, J. Laval, R. Lineros, F. Donato, and N. Fornengo. Galactic electrons and positrons at the Earth : new estimate of the primary and secondary fluxes. *Astronomy & Astrophysics*, 524 :A51, nov 2010.
- [134] M Aguilar, D Aisa, B Alpat, et al. Precision Measurement of the Helium Flux in Primary Cosmic Rays of Rigidities 1.9GV to 3TV with the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station. *Physical review letters*, 115(21) :211101, nov 2015.
- [135] M. Aguilar, D. Aisa, B. Alpat, et al. Precision Measurement of the Proton Flux in Primary Cosmic Rays from Rigidity 1GV to 1.8 TV with the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station. *Physical Review Letters*, 114(17) :171103, apr 2015.
- [136] Y. S. Yoon, H. S. Ahn, P. S. Allison, et al. COSMIC-RAY PROTON AND HELIUM SPECTRA FROM THE FIRST CREAM FLIGHT. *The Astrophysical Journal*, 728(2) :122, feb 2011.
- [137] A. Ghelfi, F. Barao, L. Derome, and D. Maurin. Non-parametric determination of H and He interstellar fluxes from cosmic-ray data. *Astronomy & Astrophysics, Volume 591, id.A94, 10 pp.*, 591, nov 2015.
- [138] J. Laval, D. Maurin, and A. Putze. Direct constraints on diffusion models from cosmic-ray positron data : Excluding the minimal model for dark matter searches. *Physical Review D*, 90(8) :081301, October 2014.
- [139] T. Kamae, N. Karlsson, T. Mizuno, T. Abe, and T. Koi. Parameterization of γ , $e^{+/-}$, and Neutrino Spectra Produced by p-p Interaction in Astronomical Environments. *The Astrophysical Journal*, 647 :692–708, August 2006.
- [140] G. D. Badhwar, S. A. Stephens, and R. L. Golden. Analytic representation of the proton-proton and proton-nucleus cross-sections and its application to the sea-level spectrum and charge ratio of muons. *Physical Review D*, 15(3) :820–831, feb 1977.
- [141] I. V. Moskalenko, A. W. Strong, Stephens S. A. & Golden R. L. Badhwar, G. D., et al. Production and Propagation of CosmicRay Positrons and Electrons. *The Astrophysical Journal*, 493(2) :694–707, feb 1998.
- [142] Wouter Verkerke. Systematic uncertainties and profiling. In *School Of Statistics (SOS)*, 2014.
- [143] Włodek Bednarek. High energy γ -ray emission from compact galactic sources in the context of observations with the next generation Cherenkov Telescope Arrays. *Astroparticle Physics*, 43 :81–102, 2013.

- [144] Pier Simone Marrocchesi. CALET : a high energy astroparticle physics experiment on the ISS. *eprint arXiv :1512.08059*, dec 2015.
- [145] Chang Jin and Chang Jin. Dark Matter Particle ExplorerThe First Chinese Cosmic Ray and Hard γ -ray Detector in Space. *Chinese Journal of Space Science*, 34(5) :550–557.
- [146] E.S. Seo, T. Anderson, D. Angelaszek, et al. Cosmic Ray Energetics And Mass for the International Space Station (ISS-CREAM). *Advances in Space Research*, 53(10) :1451–1455, 2014.
- [147] R-Musenich, V Calvelli, S Farinon, et al. Space Radiation Superconducting Shields. *Journal of Physics : Conference Series*, 507(3) :032033, may 2014.
- [148] Justin Vandenbroucke, Peter Karn, Matthew Wood, Pierre Colin, and for the CTA Consortium. Prospects for Measuring the Positron Excess with the Cherenkov Telescope Array. *eprint arXiv :1509.02480*, sep 2015.