LAPP-T-2007-03

Laboratoire d'Annecy-le-vieux de Physique des Particules

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ DE SAVOIE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR EN SCIENCES,

Spécialité :

Physique des particules

par

Pierre Brun

Recherche indirecte et inclusive de matière noire avec le spectromètre spatial AMS02

Soutenue le 8 juin 2007

Devant un jury composé de :

Juan	Alcaraz	*Rapporteur*
Éric	Aubourg	
Yannis	Karyotakis	
Sylvie	Rosier-Lees	*Directrice de thèse*
Pierre	Salati	*Président du Jury*
Günter	Sigl	*Rapporteur*
Samuel C.C.	Ting	

LAPP-T-2007-03

Laboratoire d'Annecy-le-vieux de Physique des Particules

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ DE SAVOIE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR EN SCIENCES,

Spécialité :

Physique des particules

par

Pierre Brun

Recherche indirecte et inclusive de matière noire avec le spectromètre spatial AMS02

Soutenue le 8 juin 2007

Devant un jury composé de :

Juan	Alcaraz	*Rapporteur*
Éric	Aubourg	
Yannis	Karyotakis	
Sylvie	Rosier-Lees	*Directrice de thèse*
Pierre	Salati	*Président du Jury*
Günter	Sigl	*Rapporteur*
Samuel C.C.	Ting	

À mes parents,

À Anaïs,

À Monsieur Bubul,

Remerciements

Ces années de thèse ont été un réel plaisir pour moi, je pense que nous nous sommes beaucoup amusés dans le travail et à côté, je voudrais remercier toutes les personnes avec qui j'ai eu l'occasion de collaborer et sans qui le quotidien aurait été autrement moins rigolo. Je voudrais que ces remerciements ne soient pas interprétés comme des adieux mais au contraire comme l'expression d'une volonté de ma part de faire savoir que je suis très motivé pour poursuivre les belles collaborations qui ont été montées à l'occasion de cette thèse.

Je tiens donc à remercier les équipes de direction du LAPP qui m'ont accueilli pour mon stage de DEA et mes trois années de thèse, Jacques Colas, Marie-Noëlle Minard, Yannis Karyotakis et Jean-Pierre Lees.

Un grand merci à l'ensemble des membres du jury, qui m'ont fait l'honneur de prendre de leur temps pour évaluer mon travail. Je remercie donc chaleureusement Juan Alcaraz et Günter Sigl pour avoir accepté d'être mes rapporteurs, leurs questions m'ont souvent permis d'y voir plus clair dans mon obscur sujet d'étude, j'ai beaucoup apprécié leur approche simple et gentille. Je suis également très reconnaissant envers Yannis, Pierre, Éric et Professeur Ting, et sincèrement touché qu'ils fassent partie de ce jury.

Je veux remercier le groupe des physiciens d'AMS, tout d'abord Jean-Pierre Vialle et Corinne Goy, dont la disponibilité et l'expertise ont été très précieuses pour moi, ils ont toujours été supers. Merci également à mes prédécesseurs Loïc Girard et Jon Pochon qui m'ont vraiment beaucoup appris, ainsi qu'à Catherine Adloff. Enfin, une mention spéciale pour Guy Coignet, avec qui ce fut un réel plaisir de converser pendant des heures sur la route du CERN ou ailleurs, j'ai appris plus de mille choses à ses côtés, je lui ai fait relire une quantité indécente de lignes, ce qu'il a toujours accepté de faire avec une précision et une justesse que j'ai toujours trouvé extraordinaires. Merci Guy !

J'ai également eu le plaisir de côtoyer des personnes formidables que je souhaite remercier ici, en particulier Nadia Fouque, Jean Tassan, Richard Hermel, Franck Cadoux et Jean-Marc Dubois. Merci également à Jean Jacquemier qui m'a beaucoup aidé à mes débuts.

Je suis très reconnaissant envers toute l'équipe du service informatique du LAPP, merci en particulier Nicole Iribarnes qui m'a très souvent sauvé avec une efficacité redoutable.

Je veux remercier chaleureusement Fawzi Boudjema et Geneviève Bélanger pour la confiance qu'ils m'ont accordé, leurs conseils, encouragements et nos discussions. Travailler avec eux a toujours été très enrichissant, j'espère que cela pourra continuer longtemps ! Merci à eux, ainsi qu'à Sasha Pukhov qui m'a également beaucoup appris.

Je tiens également à remercier les personnes avec qui j'ai eu l'occasion d'enseigner, en particulier Jacques Allemand et Isabelle De Bonis. J'ai réellement aimé la façon dont elle aborde l'enseignement, nos longues réflexions sur le sujet ont toujours été très riches d'apprentissages pour moi.

Je souhaite adresser un grand merci à Nicole Berger pour sa bonne humeur et son aide. Merci également à Myriam Froger pour son aide constante.

Le travail présenté dans ce document est bien entendu le fruit de nombreuses discussions et confron-

tations de points de vue. J'ai eu la chance de croiser des chercheurs exceptionnels, qui m'ont énormément appris, je voudrais en remercier quelque-uns ici. Merci donc à Céline Boehm, Gilbert Moultaka, David Maurin, Jean Orloff, Emmanuel Nezri, merci également à Julien Lavalle pour les discussions endiablées et à Julien Lesgourgues pour sa disponibilité et son sens de la pédagogie. Je veux remercier Richard Taillet, qui m'a très souvent aidé et avec qui il est vraiment très agréable de travailler, j'espère de tout coeur que nous serons amenés à travailler de nouveau ensemble. Merci à Gianfranco Bertone, ce fut un réel plaisir de collaborer avec lui.

Je voudrais bien sûr remercier mes compères thésards et post-docs du LAPP, Florent Dubois, Romain Gouaty, merci à Victor Coco pour les grandes discussions, un jour peut-être nous comprendrons la physique, courage ! Merci à Valeria Granata d'illuminer notre couloir (et nos journées !) par sa bonne humeur. Je veux remercier avec la plus grande chaleur qui soit mon Grand Maître spirituel dont la folie nourrit mon âme et ma démence, être objectivement exceptionnel que j'ai eu le privilège de côtoyer pendant 3 ans, et il va me manquer : merci Daniel. Pour son soutien quotidien, ainsi que pour son aide dans la rédaction de cette thèse, je me dois de remercier Nébul Bubul. Merci également à mes amis de toujours, Philippe, Vincent 'Popo' et l'autre Vincent : tu le sais, cette thèse est un peu écrite pour toi. Un grand merci également à Céline et à mon frère et ma soeur François et Marion qui m'ont souvent aidé et toujours cru en moi : merci, je vous adore.

Il est très important pour moi de remercier ici mes professeures de lycée, qui par leur talent sont parvenues à m'intéresser à leur(s) science(s). Un très grand merci donc à Mesdames Bénabou et Feuillas, sans qui je n'aurais probablement jamais fait de physique. Je profite de cet élan pour remercier le plus grand et passionnant de mes professeurs, j'ai nommé Roger Brissot, dont j'ai eu l'honneur de suivre les cours à Grenoble.

Pour m'avoir continûment accompagné dans mes travaux, je dois remercier Mark, Eric, David, Angus, Peter, Jimi, B.B., Richie, John, Steve, Buddy, 'Big' Bill, Willie, John, et je crois encore en oublier ... let there be rock !

Bien entendu, j'ai gardé les meilleurs pour la fin ! Je veux remercier ceux qui sont pour moi un peu comme mon papa et ma maman de la physique, à savoir Pierre Salati et Sylvie Rosier-Lees, même si quelques lignes ne suffiront jamais à exprimer toute mon admiration et ma gratitude envers eux.

Merci Pierre, pour tous ces cours de physique passionnants, merci pour m'avoir fait –trop– confiance à maintes reprises, pour cette simplicité et cette honnêteté intellectuelle que j'admire tellement de la part d'un si grand physicien. Je n'y arriverai jamais mais je tenterai toujours de tendre vers cet idéal.

Sylvie, tu as été la directrice de thèse idéale, me laissant virevolter lorsque je le souhaitais et me cadrant parfaitement tout au long de ces trois années. Je garde un souvenir extraordinaire de la physique faite au milieu des éclats de rire, merci pour cette bonne humeur. Si la SuSy est là-haut, je suis persuadé que c'est en rigolant que nous la trouverons ! Merci pour ton accueil et tout ce que tu m'as appris, merci de m'avoir accordé ta confiance, merci pour tout.

Je n'oublie pas ceux sans qui je n'en serais pas là, un très grand merci à mes parents qui m'ont permis de faire toutes ces études passionnantes, je leur suis éternellement reconnaissant.

Enfin, le plus important de tous les remerciements à mes yeux, merci à Anaïs, je réalise la chance que j'ai d'avoir une telle merveilleuse fée à mes côtés, merci.

Introduction

La fin du XX$^{\text{ème}}$ siècle voit l'avènement de la cosmologie observationnelle de précision, dont les fondements sont posés en 1929 par E. Hubble et son observation de la récession des galaxies avec le télescope du Mont Wilson. Quelques années seulement après cette extraordinaire découverte, l'astronome Fritz Zwicky observe l'amas de galaxies de Coma en 1933 et remarque que son potentiel gravitationnel surestime sa masse visible d'un facteur 100. Ce fut la première indication de la possible existence de matière invisible dans les grandes structures de l'Univers. Quarante ans plus tard, cette problématique apparaît de nouveau avec les travaux de Vera Rubin et les premières mesures des courbes de rotation des galaxies spirales. Dans ce cas encore, le recours à l'introduction d'une forme de matière non-lumineuse s'est imposée.

Aujourd'hui, de nombreuses observables convergent pour indiquer qu'une grande partie de la masse de l'Univers est non seulement sombre (en ce qu'elle est non lumineuse), mais d'un type inconnu, dit non-baryonique. C'est ce problème, apparaissant dans la combinaison des observations de l'Univers sur des échelles de temps et d'espace très variées, que désigne le terme de "matière noire".

La physique des particules, cherchant à unifier sa description de la Nature et à palier les insuffisances du modèle actuel, est naturellement amenée à prédire l'existence de nouvelles particules à l'échelle du GeV au TeV. De manière très étonnante, certaines de ces nouvelles particules possèdent précisément les propriétés requises pour constituer la matière noire non-baryonique.

Ces nouvelles particules participeraient à la formation des grandes structures de l'Univers et constitueraient actuellement un halo sphérique autour de notre Galaxie. Une propriété importante de toute particule candidate pour constituer la matière noire implique qu'elles pourraient s'annihiler et conduire à une production non-standard de rayons cosmiques. De telles signatures sont recherchées en particulier dans les canaux d'antimatière (positons e^+, antiprotons $\bar{p}$, antideutérons $\bar{D}$) et en rayonnement γ.

Le détecteur AMS02 est un spectromètre spatial qui permettra de mesurer les flux de rayons cosmiques entre 1 GeV et quelques TeV. Il s'agit d'un véritable détecteur de physique des particules, avec différents sous-détecteurs permettant des mesures spécifiques et une forte redondance. Sa très grande capacité d'identification permettra de rechercher efficacement les effets qui pourraient permettre l'identification de la matière noire.

La philosophie de cette thèse est donc de présenter le point de vue de la physique des particules sur le problème de la matière noire dans l'Univers et de développer des stratégies observationnelles en vue de son identification. Cela procède de développements instrumentaux pour l'expérience AMS02 et de simulations du détecteur, ainsi que d'études phénoménologiques sur la matière noire. Le propos se segmente en trois grandes parties présentées dans la suite de cette introduction.

La première partie traite du "problème" de la matière noire dans sa globalité. Dans le premier chapitre, il s'agit en particulier de présenter les mesures conduisant à la détermination précise de la quantité de matière noire non-baryonique dans l'Univers. Les différentes sondes cosmologiques sont présentées, afin de montrer la nécessité du recours, à priori peu satisaisant, à un type de matière inconnu pour reproduire les observations.

Dans le second chapitre, le Modèle Standard de la physique des particules est introduit. Une attention spéciale est portée à montrer ses succès et son pouvoir de prédiction, mais aussi les insuffisances qui conduisent à penser qu'il ne s'agit pas de la théorie ultime. Un soin particulier est apporté à la présentation de ces insuffisances, afin de montrer ensuite que les modèles développés pour y palier n'ont pas de rapport

a priori avec la matière noire. Il sera pourtant montré que le Modèle Standard ne permet pas de rendre compte de la densité de matière dans l'Univers. Dès lors, il est intéressant de se pencher sur les scénarios de nouvelle physique, c'est précisément l'objet du chapitre 3.

Dans ce chapitre, nous verrons qu'une condition nécessaire à l'établissement d'une densité relique de nouvelles particules stables est qu'elles puissent s'annihiler par paires. Il est montré en particulier comment déterminer cette densité dans le cadre d'une extension du Modèle Standard. Deux classes d'entre elles sont présentées, avec l'introduction de supersymétrie d'une part et de dimensions supplémentaires d'espace-temps d'autre part. Les annihilations de ces nouvelles particules ont lieu dans l'Univers primordial, mais peuvent également reprendre dans les parties les plus denses des galaxies. Les particules produites constituent donc une source exotique de rayonnement cosmique. Cela nous amènera à introduire la recherche indirecte de matière noire, il s'agit de la recherche d'excès ou de distorsions des flux de rayons cosmiques dans le domaine du GeV au TeV.

Un pré-requis à cette recherche est bien entendu la compréhension des mécanismes standards de production des rayons cosmiques dans la galaxie et de leur propagation. L'objet du chapitre 4 est d'introduire cette problématique en montrant les fenêtres possibles pour un signal exotique.

La nécessité de mesurer précisément le rayonnement cosmique et sa composition ayant été soulignée dans les chapitres précédents, le chapitre 5 inaugure la seconde partie, traitant de l'expérience AMS02. Les défis expérimentaux à relever, avec les facteurs de réjection des bruits de fond réductibles à atteindre, ainsi que les solutions techniques proposées sont présentés.

Le chapitre 6 discute du développement et de la qualification d'un système de déclenchement pour l'astronomie γ, dont le fonctionnement s'appuie sur le calorimètre électromagnétique. Sa conception et sa campagne de qualification sont présentés en détails. En particulier, le calorimètre a bénéficié de tests faisceaux au CERN dont les résultats sont analysés du point de vue de l'électronique du système de déclenchement. Il est montré que les performances atteintes remplissent les spécifications requises par la physique.

Le calorimètre d'AMS02 fait également l'objet du chapitre 7, dans lequel la problématique de sa calibration en vol est abordée. Il s'agit d'un problème expérimental complexe, abordé ici du point de vue de la simulation Monte Carlo du détecteur. Il est envisagé d'utiliser des protons au minimum ionisant pour égaliser la réponse du calorimètre, et des électrons pour définir un étalonnage commun. Dans les deux cas, des simulations du passage des rayons cosmiques dans le détecteur sont utilisées pour déterminer les précisions obtenues et les taux d'événements attendus.

La troisième partie traite des signaux attendus en recherche indirecte de matière noire et de la sensibilité d'AMS02 pour les observer. Le chapitre 8 revient donc sur la détermination théorique de tous les signaux qui nous intéressent : γ, e^+, $\bar{p}$, $\bar{D}$.

Une partie du travail présenté dans ce manuscrit a consisté en le développement d'un outil de calcul automatique des flux exotiques, il est décrit dans le chapitre 9. Cette tâche est ambitieuse en ce qu'elle nécessite l'approche de tous les aspects de la physique liée à l'interprétation de la matière noire en terme de particules : nouvelle physique, processus standards, modélisation de la densité Galactique de matière noire et propagation des particules chargées. Les solutions proposées sont incluses dans un logiciel qui sera rendu public.

Le chapitre 10 traite du thème des facteurs d'amplification, qui sont attendus pour être la conséquence sur le flux exotique des sur-densités locales de matière noire. Une nouvelle méthode de détermination de ces facteurs est présentée et est mise en application dans le cas où les sur-densités sont créées lors de la formation de trous noirs de masse intermédiaire. La répartition de ces objets dans la Galaxie ainsi que leurs propriétés d'amplification du signal sont déterminées. Les facteurs d'amplifications sont ensuite calculés dans le cas des positons et des antiprotons.

Les méthodes et outils développés dans cette thèse sont ensuite appliqués dans le chapitre 11 à la détermination de la sensibilité d'AMS02 au signaux de matière noire. Les différentes sélections permettant de rejeter les bruits de fond pour les mesures des γ, e^+, $\bar{p}$, $\bar{D}$ sont revus. Enfin, la possibilité de combiner les canaux est envisagée afin de mieux remonter aux paramètres du modèle sous-jacent.

Table des matières

Remerciements ii

Introduction iv

Les Modèles Standards de la Physique Moderne et au delà : le Problème de la Matière Noire 1

1 Le Modèle Cosmologique Standard 2
- 1.1 Observations expérimentales en faveur du Big Bang chaud . . . 2
- 1.2 Les équations de la cosmologie . . . 3
  - 1.2.1 La relativité générale et la métrique adaptée à la cosmologie . . . 3
  - 1.2.2 L'équation de Friedmann-Lemaître . . . 4
- 1.3 Histoire thermique de notre Univers . . . 5
  - 1.3.1 Équilibres thermiques et ruptures de ces équilibres . . . 5
  - 1.3.2 Les grandes étapes de l'évolution de l'Univers . . . 5
- 1.4 Ajustement des paramètres cosmologiques et matière noire . . . 6
  - 1.4.1 Les différentes sondes cosmologiques . . . 6
    - Les amas de galaxies . . . 6
    - L'étude des supernovae de type Ia (SNIa) . . . 7
    - La nucléosynthèse primordiale . . . 7
    - Le fond diffus cosmologique . . . 7
    - La formation des structures . . . 8
  - 1.4.2 Mise en commun des données et succès du modèle ΛCDM . . . 9
- 1.5 Les limites du modèle standard du Big Bang . . . 10

2 Le Modèle Standard de la Physique des Particules 12
- 2.1 Les symétries de jauge du Modèle Standard . . . 12
  - 2.1.1 Une théorie de jauge "simple" : l'électrodynamique quantique . . . 12
  - 2.1.2 La chromodynamique quantique . . . 13
  - 2.1.3 Le modèle électrofaible de Glashow-Salam-Weinberg . . . 14
    - La Symétrie de jauge $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ . . . 14
    - Brisure spontanée de la symétrie électrofaible, mécanisme de Higgs . . . 15
- 2.2 Zoologie du Modèle Standard . . . 16
- 2.3 Succès et limites du Modèle Standard . . . 17
  - 2.3.1 Prédictions et mesures de précision . . . 17
  - 2.3.2 Insuffisances . . . 17

3 La Matière Noire et la Physique Au Delà des Modèles Standards **19**
3.1 Densité cosmologique thermique de particules reliques . . . 19
Estimation simple . . . 19
Introduction des co-annihilations . . . 20
3.2 Supersymétrie . . . 21
3.2.1 Arguments généraux en faveur de la supersymétrie . . . 21
3.2.2 Le Modèle Standard Supersymétrique Minimal et la matière noire LSP . . . 23
Présentation du modèle . . . 23
Brisure douce de la supersymétrie . . . 24
R-parité et matière noire . . . 24
3.2.3 Mécanismes de brisure de la supersymétrie . . . 25
Supergravité . . . 25
Brisure par anomalies . . . 25
3.3 Dimensions supplémentaires et matière noire de Kaluza-Klein . . . 27
Idée générale et classes de modèles . . . 27
États de Kaluza-Klein et matière noire . . . 28
3.4 Contraintes en collisionneurs, recherche directe et cosmologie . . . 29
3.5 Cadre de travail . . . 31
3.6 Matière noire à l'échelle Galactique et recherche indirecte . . . 31

4 Le Rayonnement Cosmique d'Origine Conventionnelle **35**
4.1 Introduction . . . 35
4.2 Spectre énergétique et composition . . . 35
4.3 Origine des rayons cosmiques du GeV à quelques TeV . . . 37
4.3.1 Sources primaires et mécanismes d'accélération dans la Voie Lactée . . . 37
4.3.2 Propagation des Particules Chargées . . . 38
L'environnement Galactique . . . 38
Diffusion et pertes d'énergie, paramètres de diffusion . . . 39
La modulation solaire . . . 41
4.4 L'excès dans le rayonnement cosmique . . . 41
4.4.1 L'excès de γ d'EGRET . . . 42
4.4.2 L'excès de positons . . . 43

Le Spectromètre Spatial AMS02 **45**

5 Le Spectromètre AMS02 **46**
5.1 Thèmes de physique abordés . . . 46
5.2 Bruits de fond, pouvoirs d'identification et performances . . . 47
5.3 Description des sous-détecteurs d'AMS02 . . . 48
5.3.1 L'ensemble aimant supraconducteur - trajectographe . . . 48
5.3.2 Les compteurs de temps de vol et compteurs véto . . . 49
5.3.3 Le détecteur à rayonnement de transition . . . 51
5.3.4 Le compteur Čerenkov . . . 51
5.3.5 Le calorimètre électromagnétique . . . 53
5.4 Autres sous-systèmes . . . 55
5.5 Mise en commun des informations . . . 55
Particules chargées . . . 55
Le cas particulier des γ . . . 56
5.6 Électronique embarquée et systèmes de déclenchement . . . 57

6 Le système de déclenchement γ du Calorimètre **59**
6.1 La chaîne de lecture des signaux du calorimètre . . . 59
L'électronique frontale . . . 59
Les cartes électroniques intermédiaires . . . 60
Les cartes des boîtiers électroniques du Ecal . . . 60
6.2 Algorithme du système de déclenchement . . . 61
6.3 Analyse du test faisceau de 2004 . . . 62
6.3.1 Conditions expérimentales . . . 62
Faisceau et détecteurs . . . 62
Les systèmes de déclenchement globaux . . . 63
Configuration du calorimètre . . . 64
Événements . . . 64
6.3.2 Analyse du transfert des données et signaux logiques . . . 65
Mesures des piédestaux et stabilité des conditions expérimentales . . . 65
Transfert des données . . . 69
6.3.3 Test du système de déclenchement γ . . . 71
Principe des mesures . . . 71
Réglages des premiers jours . . . 72
Mesure de l'efficacité . . . 73
Lot de données utile à l'étude des efficacités . . . 74
Résultats obtenus durant la période principale . . . 75
Largeur du saut d'efficacité . . . 77
Bruit sous le seuil et efficacité au dessus du seuil . . . 78
6.3.4 Analyse de la période de déclenchement indépendant . . . 79
Configuration particulière à cette partie des prises de données . . . 79
Analyse et résultats . . . 80
6.3.5 Conclusions pour l'analyse du test en faisceau . . . 81
6.4 Tests de production et de vide-thermique . . . 81
6.5 Test faisceau du modèle de vol . . . 82
6.6 Intégration et tests finals pour AMS02 . . . 83

7 Calibration en vol du calorimètre **85**
7.1 Nécessité d'une procédure de calibration en vol . . . 85
7.2 La simulation Monte Carlo d'AMS02 . . . 85
7.3 Égalisation de la réponse du calorimètre . . . 86
7.3.1 Inter-calibration avec des particules au minimum d'ionisation . . . 86
7.3.2 Mise en oeuvre de la procédure d'inter-calibration en vol . . . 87
Nombre de coups par cellule nécessaires . . . 87
Nombre de déclenchements de niveau 1 nécessaires . . . 90
Estimation du temps d'inter-calibration . . . 90
7.4 Etude de la calibration absolue avec des électrons cosmiques . . . 92
Utilisation de la redondance pour calibrer avec des électrons . . . 92
Flux d'électrons cosmiques dans la gamme d'énergie d'AMS02 . . . 92
Largeur des bins et normalisation des événements Monte Carlo . . . 93
7.4.1 Calibration statistique . . . 94
7.4.2 Suivi de calibration à la résolution nominale . . . 95
Importance des événements avec bremsstrahlung . . . 95
Sélections à énergies fixées . . . 96
Application au flux cosmique . . . 99
7.5 Conclusions . . . 101

Recherche de Signatures Indirectes de la Matière Noire Galactique et Potentiel d'AMS02 102

8 Dérivation des signaux attendus en recherche indirecte 103
8.1 Les annihilations des particules de matière noire . . . 103
Taux d'annihilation . . . 103
Positionnement vis-à-vis des expériences sur collisionneurs . . . 104
8.2 Le halo de matière noire et ses zones denses . . . 105
Le centre Galactique et les satellites de la Voie Lactée . . . 105
Les grumeaux de matière noire et autres sur-densités . . . 107
8.3 Considérations de physique des particules . . . 107
8.3.1 Contribution de nouvelle physique . . . 107
États finals possibles en supersymétrie . . . 108
Occurrences des états finals dans le cadre du MSSM . . . 108
Le cas des modèles de Kaluza-Klein . . . 111
8.3.2 Spectres de fragmentation . . . 113
Exemple : comparaison de spectres de fragmentation pour un neutralino et une LZP 115
8.4 Connexion aux observables . . . 117
8.4.1 Messagers neutres : photons et neutrinos . . . 117
Continuum . . . 117
Raies de photons mono-énergétiques . . . 118
8.4.2 Particules chargées . . . 118
Hadrons . . . 119
Positons . . . 119
Retour sur la comparaison LSP/LZP après connection aux flux mesurables . . . 120
8.5 Les mesures actuelles . . . 122
Mesures en γ : le centre Galactique et le fond extra-Galactique . . . 122
Antiprotons et positons . . . 122

9 Développement du code micrOMEGAs pour la recherche indirecte et inclusive de matière noire 124
9.1 Version originale de micrOMEGAs . . . 124
9.2 Objectifs du travail sur ce code . . . 125
9.2.1 Démarche adoptée . . . 125
9.2.2 Le code DarkSusy . . . 125
9.3 Détermination des sections efficaces . . . 126
9.4 Fonctions de fragmentation . . . 126
9.4.1 Génération des spectres . . . 126
La méthode utilisée . . . 127
Cas particulier des antideutérons : le modèle de coalescence . . . 127
9.4.2 La polarisation des bosons de jauge faibles et son effet sur les spectres de leptons . . . 128
9.4.3 Automatisation et optimisation du calcul des spectres . . . 129
9.4.4 Comparaison de nos résultats PYTHIA avec HERWIG et DarkSusy . . . 131
9.5 Génération du signal γ . . . 132
9.5.1 Intégrales sur les lignes de visée . . . 132
9.5.2 Les raies mono-cinétiques . . . 134
9.5.3 Illustrations . . . 135
9.6 Génération du signal de positons . . . 136
9.6.1 Résolution de l'équation de propagation . . . 136
9.6.2 Automatisation du calcul . . . 137
Résolution exacte . . . 137
Utilisation de matrices de diffusion . . . 137
Importance de la qualité de l'intégration sur l'énergie dans le cas des positons . . . 139

9.6.3 Illustrations de quelques applications possibles . . . 139
9.7 Génération des signaux en antiprotons et antideutérons . . . 142
9.7.1 Approximations permettant un calcul rapide . . . 142
9.7.2 Calcul du flux . . . 143
9.7.3 Illustrations : détermination de flux exotiques d'antiprotons $\bar{p}$ et $\bar{D}$ . . . 144
9.8 Exemples d'appels typiques du code . . . 144
9.9 Comparaisons avec DarkSusy . . . 145
9.10 Conclusions . . . 147

10 Facteurs d'amplification et trous noirs de masse intermédiaire 149
10.1 Les facteurs d'amplification et leur description . . . 149
10.2 Le cas des grumeaux de matière noire . . . 151
10.3 Trous noirs de masse intermédiaire . . . 153
Différentes catégories de trous noirs . . . 153
Formation des IMBHs et comportement de la matière noire dans leur environnement 154
10.4 Signaux attendus en gamma et neutrinos . . . 156
10.5 Résultats pour les positons . . . 157
10.6 Résultats pour les antiprotons . . . 159
10.7 Application avec des modèles réalistes de matière noire . . . 160
10.8 Conclusions et perspectives . . . 164

11 Sensibilité d'AMS02 en recherche inclusive 165
11.1 Sélection des événements . . . 165
11.1.1 Antiprotons . . . 165
Diminution du taux de confusion de charge . . . 166
Réjection du fond d'électrons . . . 167
Performances obtenues . . . 168
11.1.2 Positons . . . 170
Réjection des protons . . . 170
Réjection des électrons . . . 172
Performances obtenues . . . 172
11.1.3 Photons . . . 173
Le mode calorimétrique . . . 174
Le mode par conversion . . . 174
Exposition du détecteur . . . 175
Comparaison aux mesures d'EGRET . . . 176
11.1.4 Résumé pour les acceptances et les gammes en énergie . . . 177
11.2 Recherche d'excès d'antimatière sans information liée aux formes spectrales . . . 178
11.3 Approche inclusive pour la séparation LSP/LZP . . . 179
11.4 Vers l'identification de l'état final d'annihilation . . . 182
11.4.1 Objectifs de l'étude . . . 182
11.4.2 Hypothèses et cadre de l'étude . . . 182
11.4.3 Spectres obtenus . . . 183
11.4.4 États finals : tests d'hypothèses . . . 186
11.4.5 Conclusions et perspectives pour l'étude inclusive . . . 187
11.5 Remarques sur l'observabilité de l'effet de polarisation des bosons de jauge . . . 188
11.5.1 Rappels sur les spectres de fragmentation . . . 188
11.5.2 Effet après propagation et observation par AMS02 . . . 189
11.6 Spécificités de chaque observable et remarques qualitatives sur quelques scénarios possibles 190
11.7 Conclusions . . . 195

Conclusions 197

Bibliographie **199**

A Liste des acronymes utilisés dans le texte **211**

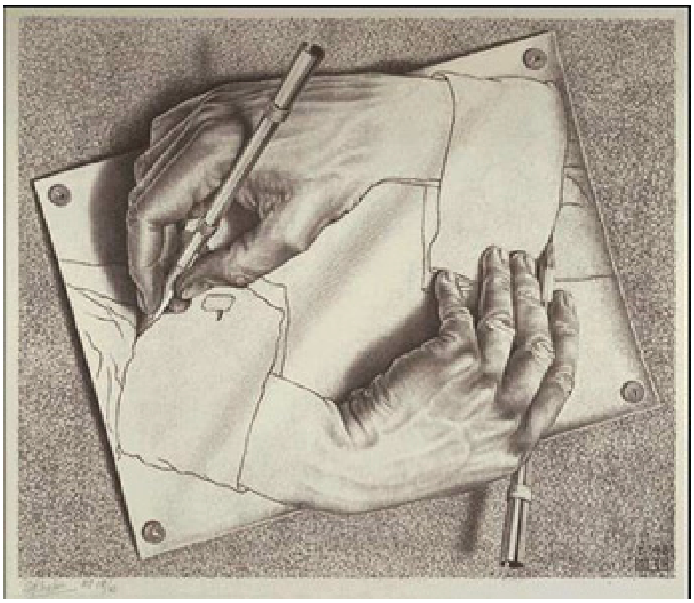
B Retour sur le caractère non baryonique de la matière noire **213**
B.1 Le spectre de puissance du CMB 213
B.2 Détermination des paramètres cosmologiques, confrontations aux modèles d'univers entièrement baryoniques 216
B.3 L'amas de galaxies 1E0657-56 218

C Figures complémentaires pour l'analyse du test en faisceau de 2004 **219**

D Détails supplémentaires sur le code micrOMEGAs **229**
D.1 Fonctions implémentées dans le code 229
D.2 Variables paramétrables par l'utilisateur 230
D.3 Détails sur la précision des matrices de diffusion pour les positons 231

Première partie

Les Modèles Standards de la Physique Moderne et au delà : le Problème de la Matière Noire



M.C. Escher, 1948

Chapitre 1

Le Modèle Cosmologique Standard

Ce chapitre introduit les fondements de la cosmologie observationnelle, qui sert de base à toutes les études menées dans cette thèse. Il est en effet montré que la compréhension de l'Univers observable ne peut se faire sans invoquer l'existence d'un type de matière inconnu nommée matière noire non-baryonique. La prospective pour l'identification de cette dernière faisant l'objet de cette thèse, un soucis particulier est apporté ici à la présentation des observations conduisant à un tel recours.

1.1 Observations expérimentales en faveur du Big Bang chaud

La cosmologie moderne est née peu après la théorie de la relativité générale énoncée par A. Einstein en 1915 [1]. L'idée qu'une dynamique puisse être associée à l'Univers date des travaux de A. Friedmann en 1922 et de l'Abbé Lemaître en 1927. Ils révèlent alors que les équations de la relativité générale n'admettent pas de solution statique. La première observation corroborant cette prédiction fut celle de la "fuite des galaxies" par E. Hubble en 1929 [2]. Pour différentes galaxies, il confronte le décalage Doppler de leurs émissions à leurs distances évaluées d'après une méthode de parallaxes. Il établit ainsi la *loi de Hubble*, qui exprime le fait que la vitesse de récession des galaxies est proportionnelle à la distance qui nous en sépare,

$$\vec{v} \;=\; H_0 \;\vec{r} \;. \tag{1.1}$$

La mesure actuelle de la constante de Hubble H_0 est paramétrisée par $100\,h$ km $\cdot$ s^{-1} $\cdot$ Mpc^{-1}, avec h le *paramètre de Hubble réduit*, nombre sans dimension de valeur 72 ± 8 [3].

Il est très important de noter que cette observation est valable pour une direction d'observation quelconque. En effet, l'application du *"Principe Cosmologique"* conduit à la conclusion selon laquelle nous vivons dans un Univers en expansion *homogène* (voir la figure 1.1). Ce principe est fondamental et constitue la base de la description moderne de l'Univers, comme nous le verrons dans la suite. Il stipule que l'Univers est globalement homogène et par conséquent que le point depuis lequel nous l'observons ne joue pas de rôle spécifique. En particulier, la loi de Hubble doit se vérifier en tout point, à supposer que l'on dispose d'un échantillon de galaxies suffisamment grand pour que les effets des vitesses particulières soient statistiquement négligeables.

Ces remarques permettent naturellement de conclure que l'Univers est en expansion homogène, et donc qu'il fut plus petit dans le passé. Sous l'hypothèse raisonnable selon laquelle la quantité d'énergie de l'Univers est restée constante, il semble également naturel que la pression et donc la température de l'Univers aient été bien plus élevées dans le passé, c'est la théorie du Big Bang chaud. En 1946, G. Gamow applique les lois de la physique nucléaire au calcul du taux de formation des noyaux dans l'Univers primordial [4] et prédit ainsi l'abondance relative des différents éléments légers. Suite à ce travail R.A. Alpher et R.C. Herman prédisent l'existence du fond diffus cosmologique (*Cosmic Microwave Background*, CMB dans la suite). En effet, ils sont les premiers à remarquer qu'il doit exister un moment dans l'histoire de l'Univers pour lequel les photons se découplent du plasma primordial du fait de l'expansion. L'effet de

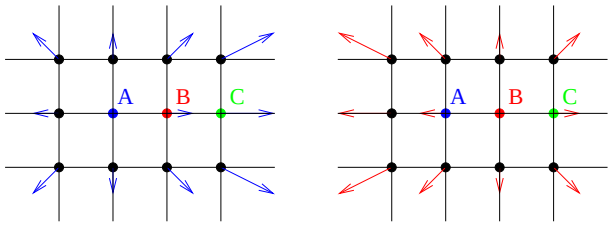


Fig. 1.1 – Expansion homogène d'une grille bidimensionnelle. La loi de Hubble est valable en tout point, en particulier aux en A et en B.

cette dernière est aussi de refroidir ces photons, et les auteurs avaient alors évalué leur température dans l'Univers actuel à environs 5 degrés Kelvin [5].

En 1964, A. Penzias et R. Wilson découvrent un bruit cosmique de photons, irréductible, dans le domaine micro-onde [6]. Ils observent ainsi pour la première fois le CMB prédit par la théorie du Big Bang chaud. En 1992, l'analyse des données du satellite COBE [7] montre que le fond diffus micro-onde présente un spectre de corps noir parfait de température 2.725 K. Cette mesure permet de confirmer définitivement l'hypothèse du Big Bang chaud. De plus, le CMB apparaît comme étant extrêmement homogène, les différentes mesures de ses anisotropies en température montrent qu'elles sont de l'ordre de $^{\Delta T}/_{T} \sim 10^{-5}$, ceci quelle que soit la direction du ciel observée.

Nous en arrivons donc aux piliers de la construction du modèle cosmologique actuel que sont la mesure des abondances relatives des noyaux légers, l'observation du fond diffus cosmologique et l'homogénéité de l'Univers à grande échelle. Dans la suite de ce chapitre, nous revenons sur ces différents aspects de la cosmologie observationnelle et sur les informations que l'on peut en tirer quant aux propriétés des différents constituants de notre Univers.

1.2 Les équations de la cosmologie

1.2.1 La relativité générale et la métrique adaptée à la cosmologie

La dynamique de l'Univers est régie par la seule force exerçant un effet sur des échelles cosmologiques : la gravitation. Celle-ci est décrite par la théorie de la relativité générale, dont l'expression se fait au travers de l'équation d'Einstein, qui relie la courbure de l'espace à son contenu en énergie :

$$R_{\mu\nu} \; - \; \frac{1}{2} \, R \, g_{\mu\nu} \; + \; \Lambda \, g_{\mu\nu} = \; 8\pi \, G_N \, T_{\mu\nu} \; . \tag{1.2}$$

$R_{\mu\nu}$ est le tenseur de Ricci et R sa contraction, $g_{\mu\nu}$ est la métrique et $T_{\mu\nu}$ est le tenseur énergie-impulsion. La constante $8\pi G_N$ vient de la limite newtonienne obtenue en champs faibles qui est donnée par l'équation de Poisson $\Delta\phi = 4\pi G_N \rho$. Λ est la constante cosmologique, elle peut être interprétée comme une constante fondamentale de la Nature (comme elle apparaît dans l'équation (1.2)), ou comme une composante supplémentaire du tenseur énergie impulsion dans le membre de droite ($T'_{\mu\nu} = -\Lambda g_{\mu\nu}/(8\pi G_N)$). Dans ce dernier cas, elle peut être assimilée à l'énergie du vide.

Dans la suite, la demarche suivie vise à appliquer cette équation à la cosmologie. La première étape consiste donc à choisir la métrique qui caractérisera la géométrie de l'Univers. La métrique la plus générale satisfaisant au principe cosmologique (selon lequel l'Univers est homogène et doit nous apparaître isotrope) est la métrique de Robertson-Walker. Celle-ci s'écrit

$$ds^2 \; = \; -dt^2 \; + \; a^2(t) \; \left[\; \frac{dr^2}{1 - kr^2} \; + \; r^2 (d\theta^2 \; + \; sin^2\theta d\varphi^2) \; \right] \; , \tag{1.3}$$

et permet de définir le système de coordonnées co-mobiles (r, θ, φ) qui suivent l'expansion de l'Univers. Le paramètre k correspond à la courbure spatiale et vaut 1, 0 ou -1 pour des espaces respectivement ouverts,

plats ou hyperboliques. L'hypothèse d'isotropie permet de définir un temps cosmique t et $a(t)$ est le facteur d'échelle qui rend compte de l'expansion. Les propriétés de symétrie impliquent également que le tenseur énergie-impulsion soit diagonal

$$T^{\mu}_{\ \nu} \ = \ diag\left(-\rho(t), p(t), p(t), p(t)\right) \ . \tag{1.4}$$

Par conséquent, le contenu de l'Univers peut être décrit comme un fluide parfait de densité $\rho(t)$ et de pression $p(t)$.

1.2.2 L'équation de Friedmann-Lemaître

Les solutions de l'équation d'Einstein (1.2) sont obtenues en y injectant la métrique (1.3) et en utilisant la conservation de l'énergie. Elles s'expriment par une équation différentielle liant le facteur d'échelle (donnant la dynamique) au contenu de l'Univers,

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 \ = \ \frac{8\pi G_N}{3} \ \left(\ \rho_m \ + \ \rho_r \ + \ \rho_\Lambda \ - \ \rho_k \ \right) \ . \tag{1.5}$$

Dans cette expression, ρ_m, ρ_r, ρ_k et ρ_Λ sont les densités d'énergie associées respectivement à la matière, au rayonnement, à la courbure et à la constante cosmologique (ou énergie du vide). La distinction entre ces différents constituants est faite en raison de leurs lois de dilution qui sont différentes. Le tableau 1.1 indique les équations d'état de chaque constituant, leur loi de dilution et l'évolution du facteur d'échelle en fonction du temps dans un Univers qu'il dominerait[1].

	Équation d'état	Loi de dilution	Évolution du facteur d'échelle
Rayonnement	$p = \frac{1}{3}\rho$	$\rho_r \propto a^{-4}$	$a(t) \propto t^{1/2}$
Matière	$p = 0$	$\rho_m \propto a^{-3}$	$a(t) \propto t^{2/3}$
Courbure ($k < 0$)		$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = -\frac{k}{a^2}$	$a(t) \propto t$
Constante cosmologique	$p = -\rho$	$\rho_\Lambda = cte = \frac{\Lambda}{8\pi G_N}$	$a(t) \propto e^{Ht}$

TAB. 1.1 – Résumé de l'influence des différents types de constituants sur la dynamique de l'Univers .

Dans la suite, les densités seront rapportées à la densité critique $\rho_c = {}^{3H^2}/_{8\pi G_N}$ qui correspond à un Univers plat. L'équation (1.5) devient alors

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 \ = \ H^2 \ (\Omega_m \ + \Omega_r \ + \ \Omega_\Lambda \ - \ \Omega_k) \quad \text{avec} \quad \left\{ \begin{array}{l} \Omega_m = \rho_m/\rho_c \\ \Omega_r = \rho_r/\rho_c \\ \Omega_\Lambda = \Lambda/(3H^2) \\ \Omega_k = k/(a^2H^2) \end{array} \right. , \tag{1.6}$$

et donc on a la relation

$$\Omega_k \ = \ \Omega_m \ + \ \Omega_r \ + \ \Omega_\Lambda \ - \ 1 \ \equiv \ \Omega_{tot} - 1 \ . \tag{1.7}$$

On peut alors remarquer que la connaissance de Ω_{tot} permet de déterminer la géométrie de l'Univers. L'objectif de l'étude de notre Univers est de combiner les mesures d'observables cosmologiques pour déterminer le jeu de paramètres qui en définit le contenu.

[1] Dans le modèle cosmologique standard, l'équation d'état de la constante cosmologique est celle indiquée ici. D'autre modèles sont envisageables.

Pour ce faire, il est nécessaire de détailler les différentes contributions apportées aux densités. Ainsi il est admis que la densité de rayonnement comprend les neutrinos et les photons $\Omega_r = \Omega_\nu + \Omega_\gamma$. De même la densité de matière est la somme des densités de matière baryonique[2] et non-baryonique. Il apparaît en effet dans la suite la nécessité d'introduire un type de matière non relativiste (dite *froide*) et non couplée aux photons. C'est précisément ce type de matière qui fait l'objet de cette thèse, elle est nommée matière noire froide (*Cold Dark Matter* en anglais). On a donc la relation

$$\Omega_m = \Omega_b + \Omega_{CDM}. \tag{1.8}$$

1.3 Histoire thermique de notre Univers

1.3.1 Équilibres thermiques et ruptures de ces équilibres

Dans l'Univers primordial, on peut définir une température, variant comme l'inverse du facteur d'échelle $T(t) \propto \frac{1}{a(t)}$. Ainsi, l'Univers se refroidit à mesure qu'il se dilate, les espèces en présence s'y diluent et les réactions en jeu évoluent. Partant d'un équilibre thermodynamique et faisant baisser la température, les réactions responsables de l'établissement de l'équilibre se ralentissent et finissent par s'arrêter. Cet instant pour lequel une espèce s'éloigne de l'équilibre thermique est son *découplage*[3]. Pendant la suite de l'histoire de l'Univers, sa densité co-mobile reste constante et son énergie diminue du fait de l'expansion. Si Γ est le taux d'interaction d'une espèce et H le taux d'expansion de l'Univers, on a de façon générale :

$$\Gamma > H \text{ : Espèce couplée }, \quad \Gamma \sim H \text{ : Gel }, \quad \Gamma < H \text{ : Espèce découplée } . \tag{1.9}$$

Dans le cas des neutrinos par exemple, on peut montrer que leur taux de collision avec les particules du bain thermique est proportionnelle à T^5, alors que la vitesse d'expansion est mesurée par le facteur de Hubble $H \propto T^2$. A haute température, le taux de collision est donc plus élevé que le taux d'expansion, permettant aux neutrinos de se thermaliser. Pourtant il diminue plus rapidement et il arrive un instant pour lequel l'expansion l'emporte. La probabilité d'interaction chute, les neutrinos sont alors découplés du reste du contenu de l'Univers. La transition se produit lorsque le taux de collision est égal au taux d'expansion, ce qui correspond à une température d'environ 1 MeV. Avec l'expansion, la longueur d'onde associée aux neutrinos diminue et il est attendu que l'Univers actuel soit baigné dans un fond de neutrinos fossiles de température $T_\nu \sim 1.95$ K.

Il en va de même pour les photons qui, contrairement aux neutrinos cosmologiques, sont détectables avec les instruments actuels. Dans le plasma primordial, les photons sont couplés aux électrons par diffusion Compton $e^- + \gamma \leftrightarrow e^- + \gamma$. Lorsque le temps moyen entre deux collisions devient plus grand que le temps caractéristique de l'expansion, les photons se découplent.

Dans la suite nous verrons que si une nouvelle particule stable est présente dans le bain primordial, celle-ci subira un autre type de gel. Nous reviendrons sur le découplage de ces hypothétiques particules dans le chapitre consacré aux modèles de matière noire.

1.3.2 Les grandes étapes de l'évolution de l'Univers

Nous détaillons ici quelques faits marquants de l'histoire de notre Univers. Seules les étapes accessibles aux mesures et permettant d'en contraindre le contenu seront décrites dans cette section. Le cadre théorique plus hypothétique incluant les extrapolations de cette chronologie sera explicité dans le chapitre 3.

$t \in [1; 100]$ s : La nucléosynthèse primordiale ($T \in [10^{11}; 10^9]$ K, $E \in [10; 0.1]$ MeV)
Nous supposons ici que les étapes précédentes ont conduit à la formation des nucléons. Pendant cette période, les premiers noyaux se forment, en commençant par les plus légers (^2H, ^3H). Ensuite, vers 10^9 K, se forment les éléments plus lourds, ^3He et ^4He jusqu'aux ^6Li et ^7Li. Tous les noyaux plus lourds seront

[2] *i.e.* qui se couple aux photons, voir la suite.
[3] Après son découplage du bain thermique, une espèce stable est dite gelée.

formés bien plus tard dans les étoiles ou par spallation du rayonnement cosmique. Les neutrinos se découplent pendant la nucléosynthèse.

$t \sim 10^3$ ans : L'égalité rayonnement-matière ($T \sim 65000\,\mathrm{K}$, $E \sim 1\,\mathrm{eV}$)
C'est la transition entre le règne du rayonnement, pendant lequel l'Univers s'étend en $a(t) \propto t^{1/2}$, et celui de la matière où $a(t) \propto t^{2/3}$. L'Univers a alors à peine plus de mille ans et commence à imprimer dans le CMB les informations qui y seront lues suite à sa détection aujourd'hui.

$t \sim 10^5$ ans : La recombinaison ($T \sim 3000\,\mathrm{K}$, $E \sim 0.4\,\mathrm{eV}$)
Jusqu'à cet instant, les photons réalisent la réaction de photoinonisation $e + p \leftrightarrow H + \gamma$ qui interdit à l'atome d'hydrogène de se former. Avec la rupture de l'équilibre thermique, qui se produit à une température d'environ 3700 K (soit $\sim 0.3\,\mathrm{eV}$[4]), les électrons peuvent se lier aux baryons pour former les premiers atomes neutres. Cet instant est la recombinaison, les photons acquièrent alors un libre parcours moyen plus grand que le rayon de Hubble. Ces photons sont donc émis depuis la surface de dernière diffusion, subissent un décalage vers le rouge du fait de l'expansion, et sont détectés à une température de 2.725 K. Nous verrons qu'ils transportent de très précieux renseignements sur l'Univers primordial.

$t \sim 10^9$ ans : La formation des grandes structures ($T \sim 15\,\mathrm{K}$, $E \sim 10^{-3}\,\mathrm{eV}$)
De petites surdensités sont présentes dans l'Univers depuis au moins la période de recombinaison. Celles-ci croissent ensuite sous l'effet de leur propre gravité, conduisant à augmenter les écarts entre les zones plus et moins denses. Il est envisagé que les structures se soient formées de façon hiérarchique par accrétion : d'abord les galaxies, puis les amas, puis les super-amas. Nous verrons dans la suite que la présence de matière noire froide est nécessaire pour expliquer la formation des structures.

$t \sim 10^{10}$ ans : Observation de l'Univers par l'homme ($T = 2.725\,\mathrm{K}$, $E \sim 10^{-4}\,\mathrm{eV}$)
L'Univers actuel est très inhomogène à petite échelle, les zones denses (galaxies et amas) sont regroupées et présentent une structure de filaments. Il est dans une phase d'accélération, probablement due à la pression négative de la constante cosmologique.

1.4 Ajustement des paramètres cosmologiques et matière noire

Dans cette partie sont présentées les méthodes utilisées pour mesurer les paramètres cosmologiques qui nous intéressent pour l'étude de la matière noire. Elles font appel à notre compréhension de l'Univers sur des échelles spatiales et temporelles très diverses. Ces paramètres sont entre autres

- la constante de Hubble H_0, qui correspond à la valeur actuelle du paramètre de Hubble H,
- les valeurs des densités des différents constituants : Ω_b, Ω_{CDM}, Ω_γ, Ω_ν, et Ω_Λ,
- le nombre d'espèces de neutrinos et leur masse totale : N_ν et $\sum m_\nu$.

Nous nous attachons ici aux méthodes permettant de déterminer en particulier la densité de matière noire pour tout l'Univers. Dans la suite il sera montré qu'il existe des indices en faveur de la présence de matière noire aux échelles *Galactiques*, et en particulier dans notre Galaxie, mais cette observation à elle seule ne peut en aucun cas être généralisée à tout l'Univers.

1.4.1 Les différentes sondes cosmologiques

Les amas de galaxies

L'étude des amas de galaxies permettent de donner une estimation de la densité de baryons. En effet, la plupart de ceux qui peuplent les amas sont chauds et rayonnent. La masse de gaz peut être estimée par des mesures du rayonnement X ou par l'effet que les baryons chauds ont sur le CMB (effet Sunyaev-Zel'dovich). Les autres baryons (froids) contribuent à hauteur d'environ 6%. Ω_b est alors obtenu en faisant le rapport de cette masse par la masse totale de l'amas. Cette dernière est estimée par la dispersion des

[4]Cette énergie est inférieure à l'énergie d'ionisation de l'atome H car les photons sont en large excès

vitesses des galaxies, le rayonnement X et l'effet de lentilles gravitationnelles [8] (voir la figure 1.2). Toutes les analyses de ce type conduisent à $\Omega_m \sim 0.2 - 0.3$ et $\Omega_b \sim 0.03$ à un facteur d'environ 2 près [9], [10].

L'étude des supernovae de type Ia (SNIa)

La compréhension actuelle de ces supernovae permet d'en connaître la luminosité absolue, ces objets très brillants peuvent alors être utilisés comme *chandelle standard*. On peut ainsi sonder l'évolution du facteur d'échelle sur de très grandes distances [12], [13]. Il apparaît que l'Univers est dans une phase d'expansion accélérée, et donc que la valeur de Ω_Λ est non nulle [12] :

$$\Omega_\Lambda \;=\; 0.73^{+0.09}_{-0.07} \;. \tag{1.10}$$

Cette valeur est obtenue avec une contrainte indépendante sur Ω_m, l'étude des SNIa permettant de contraindre essentiellement la valeur de $\Omega_m - \Omega_\Lambda$. Notons qu'historiquement, c'est l'étude des amas de galaxies qui a conduit F. Zwicky en 1933 à faire le premier constat selon lequel il doit exister de la matière sombre dans les amas, évoquant pour la première fois l'existence de matière noire [14].

La nucléosynthèse primordiale

Le modèle actuel de formation des noyaux dans l'Univers permet de prédire les abondances relatives des noyaux légers en fonction du rapport $\eta = {}^{n_b}/_{n_\gamma}$. La mesure des abondances conduit donc à la connaissance de η. La densité de photons étant bien mesurée, en particulier par les observations du CMB, cela donne accès à Ω_b (voir la figure 1.3). Les abondances sont mesurées dans des nuages de gaz interstellaires anciens (dont on pense qu'il reflète bien la densité primordiale) ou dans les planètes gazeuses. La contrainte la plus précise vient du rapport ${}^{D}/_{H}$. La mesure de ce rapport permet de déterminer $\Omega_b = 0.0098 \pm 0.0001$ [15]. Toutefois, des études basées sur des simulations Monte Carlo des taux de réactions indiquent une limite supérieure légèrement plus haute : $\Omega_b < 0.0157$ [16].

Les modèles de nucléosynthèse primordiale sont très précis et se basent sur des processus nucléaires bien connus, leurs implications sont donc très robustes. Si une nouvelle particule venait troubler la nucléosynthèse primordiale, il faudrait expliquer précisément comment sa présence n'en affecterait pas les prédictions. Cela est vrai en particulier dans certains modèle de matière noire qui prédisent l'existence de particules meta-stables qui pourraient se désintégrer pendant cette période et apporter une contribution hadronique supplémentaire. Ainsi une éventuelle interférence avec la nucléosynthèse peut parfois être considérée comme une défaillance du modèle de matière noire en question.

Le fond diffus cosmologique

L'observation du CMB nous apprend beaucoup sur notre Univers. Son homogénéité et le fait qu'il présente un parfait spectre de corps noir est déjà une information très importante, ses anisotropies le sont au moins autant. Notre Univers actuel étant très inhomogène, la présence d'anisotropies d'origine primordiale dans le CMB était pressentie. C'est COBE qui fut le premier à les observer, au niveau du μK (*i.e.* ${}^{\Delta T}/_{T} \sim 10^{-5}$) [7], aujourd'hui de nombreuses expériences dont le satellite WMAP [17] ont grandement amélioré ces mesures (voir la figure 1.4). Ce sont les vibrations de l'Univers sur lui même qui impriment ces perturbations de températures dans les photons du fond diffus. En fait, des oscillations sont produites par la balance entre la gravitation qui tend à creuser les puits de potentiel et la pression de radiation du rayonnement qui tend à lisser la densité. Les propriétés de ces vibrations sont très sensibles au contenu de l'Univers et il est possible d'ajuster les paramètres cosmologiques pour rendre compte des observations. Dans l'annexe B, quelques détails sont donnés sur la façon dont cet ajustement se fait, avec une attention particulière à la sensibilité de cette mesure au contenu en matière noire non-baryonique. Pour l'étude des anisotropies du CMB, on développe la carte des anisotropies en température en harmoniques sphériques et on calcule la variance C_ℓ des coefficients a_ℓ

$$\frac{\delta T}{T}(\theta,\varphi) \;=\; \sum_{\ell=2}^{+\infty} \sum_{m=-\ell}^{+\ell} |a_{\ell,m}|^2 \;,\; et \;\; c_\ell \;\equiv\; \left\langle |a_{\ell,m}|^2 \right\rangle \;=\; \frac{1}{2\ell+1} \sum_{m=-\ell}^{\ell} |a_{\ell,m}|^2 \;. \tag{1.11}$$

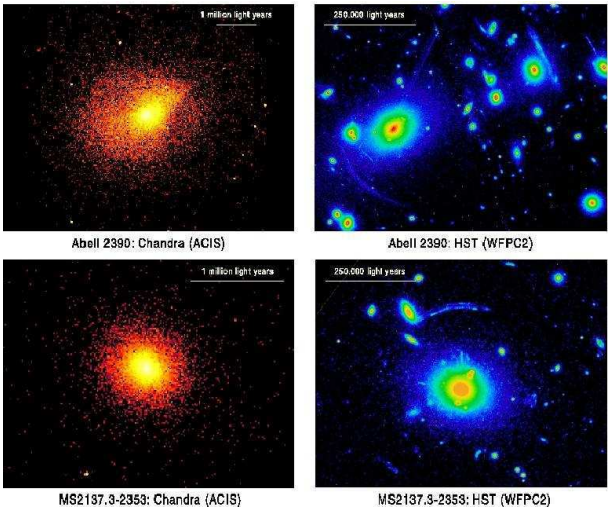


FIG. 1.2 – Images des amas Abell 2390 et MS2137.3-2353 en rayons X (par le satellite Chandra, à gauche) et en optique (par le télescope spatial Hubble, à droite), [11].

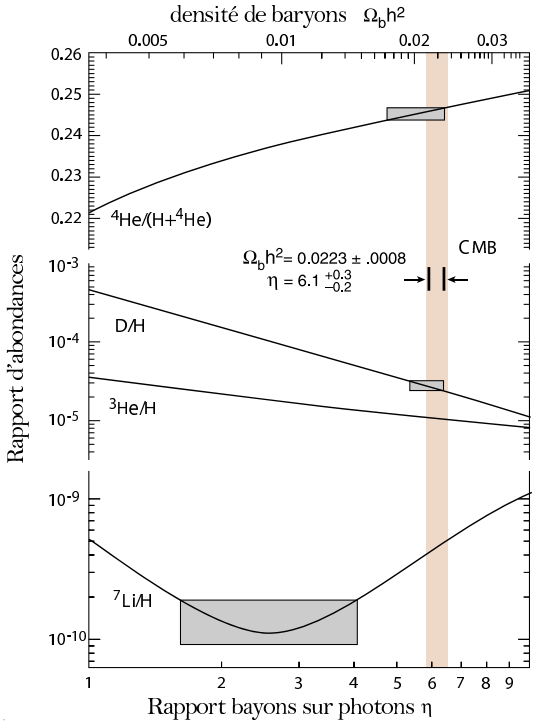


FIG. 1.3 – Prédictions des abondances des noyaux dans l'Univers en fonction du paramètre η ou Ω_b (échelle du haut). Les mesures d'abondance sont représentés par les rectangles grisés, et l'estimation de η par WMAP apparaît verticalement [17].

ℓ est directement relié à une échelle angulaire dans le ciel, et la donnée de C_ℓ en fonction de ℓ donne l'information sur la variance de la température lorsque l'on compare un grand nombre de fois les températures de deux points éloignés d'un angle correspondant au multipôle considéré (l'angle diminue quand ℓ augmente). En pratique, c'est la quantité $\ell(\ell+1)c_\ell/2\pi$ en fonction de ℓ qui est tracée. La figure 1.5 montre cette mesure par l'expérience WMAP [17].

On peut noter qu'il existe une échelle angulaire particulière, vers $\theta \sim 1^o$, pour laquelle les fluctuations sont très importantes, c'est le *pic acoustique*. En fait cela correspond au mode de vibration fondamental de l'Univers, et les autres pics dépendent en détail du contenu de l'Univers. L'étude détaillée des anisotropies du CMB permet de contraindre essentiellement la valeur de $\Omega_m + \Omega_\Lambda$ et fournit les mesures parmi les plus précises et robustes en cosmologie observationnelle.

La formation des structures

Les scénarios qui tentent d'expliquer comment les galaxies ont pu se former à partir des petites fluctuations que l'on peut observer dans le CMB sont sensibles au contenu en matière et énergie de l'Univers [8], [19]. Dans un Univers en expansion, les fluctuations de densité croissent proportionnellement au facteur d'échelle. En effet, la description de la croissance des perturbations en relativité générale peut être ramenée au problème classique régit par l'équation de Poisson $\Delta\phi = 4\pi G_N\, \delta\rho$. ϕ est le potentiel gravitationnel et on a $\Delta\phi \propto k^2/a^2$, d'où $\delta\rho \propto a^{-2}$ [20]. La croissance des perturbations se fait dans l'ère de la matière, donc $\rho \propto a^{-3}$, ce qui conduit à

$$\delta \;\equiv\; \delta\rho \,/\, \rho \;\propto\; a(t) \;. \tag{1.12}$$

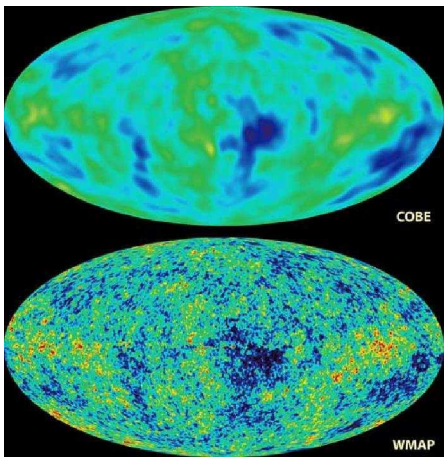


Fig. 1.4 – Comparaison des mesures des fluctuations de température du CMB entre COBE (en haut) et WMAP (en bas) [18].

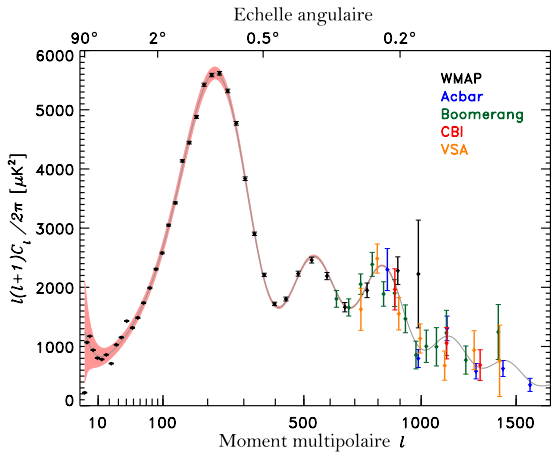


Fig. 1.5 – Spectre de puissance angulaire du CMB : compilation des mesures les plus récentes [17].

Les fluctuations dans la densité baryonique ne peuvent commencer à croître qu'après la recombinaison en raison du couplage fort entre les baryons et les photons qui règne auparavant. Nous avons vu que les perturbations de densité pour les baryons à cette époque étaient de l'ordre de $\delta_b \sim 10^{-5}$. Depuis lors, le facteur d'échelle a augmenté de 10^3. Ainsi, les fluctuations observées dans le fluide de baryons sur la surface de dernière diffusion n'ont pu conduire qu'à une valeur de l'ordre de 10^{-2} aujourd'hui. L'Univers actuel est très inhomogène et il est évident que la valeur $\delta \sim 1$ a été atteinte. Pour explique cet apparent paradoxe, on peut remarquer que si un type de matière non relativiste était présente au moment de l'égalité rayonnement-matière, alors ses fluctuations auraient pu commencer à croître avant la recombinaison. Ce type de matière doit également ne pas se coupler aux baryons, pour pouvoir fluctuer indépendamment. En résumé, l'Univers tel que le CMB nous le montre est trop homogène pour entraîner la formation des galaxies, il faut donc ajouter un ingrédient dont les fluctuations sont plus importantes sans que cela ne se voie dans le CMB. Il faut donc que cette matière froide soit non-baryonique.

L'observation des structures sur de très grandes échelles permet de mesurer la fonction de corrélation de la densité de galaxies [21],[22]. On a ainsi accès au spectre de fluctuations dans l'Univers observable. On y observe même l'écho du pic acoustique du CMB [23], c'est à dire qu'il existe une échelle particulière dans l'Univers telle que la position des galaxies y est plus corrélée (du fait de la fluctuation plus importante à l'échelle correspondant au pic acoustique). En confrontant les données aux modèles de croissance des perturbations, on peut ajuster les paramètres cosmologiques. Il est très intéressant de noter que les résultats obtenus par cette approche (indépendante des quatres citées précédemment) conduit aux mêmes ordres de grandeurs pour l'estimation des paramètres cosmologiques. Il est surtout important de noter que la matière noire non baryonique est indispensable à la formation des structures telle qu'on l'envisage aujourd'hui[5].

1.4.2 Mise en commun des données et succès du modèle ΛCDM

La compilation de tous ces résultats conduit au modèle d'Univers ΛCDM actuellement admis où dominent une constante cosmologique (ou énergie noire) et de la matière noire froide. C'est ce modèle qui sera considéré par défaut dans la suite. La mise en commun des données issues des différentes sondes citées dans ce chapitre conduit aux valeurs suivantes données dans le tableau 1.2. On a vu en particulier que les mesures des SNIa, des amas de galaxies et du CMB fournissent des contraintes selon des directions différentes dans le plan $(\Omega_m, \Omega_\Lambda)$, comme le montre la figure 1.6.

[5]Les théories avec modification de la gravité (MOND par exemple) fournissent une alternative intéressante. L'annexe B montre qu'elle est actuellement défavorisée par les mesures les plus récentes.

Le paradigme actuel est donc en faveur d'un Univers dominé par une constante cosmologique (ou de l'énergie noire) à environ 70% et de la matière noire non baryonique à un niveau de l'ordre de 30%. La matière baryonique dont les étoiles et ce qui nous constitue ne représente qu'une faible fraction du contenu en énergie de l'Univers. Quand des modèles de matière noire non baryonique seront développés dans la suite, ils pourront être contraints en calculant la densité co-mobile de matière noire qu'ils impliquent. Cette valeur est obtenue en multipliant la densité par h^2, ainsi sa prédiction n'est pas entachée de l'incertitude sur la mesure de la constante de Hubble. Dans la suite nous utiliserons les unités co-mobiles, utilisées pour exprimer la contrainte importante [25]

$$\boxed{0.115 \;<\; \Omega_{CDM}\, h^2 \;<\; 0.120} \quad . \tag{1.13}$$

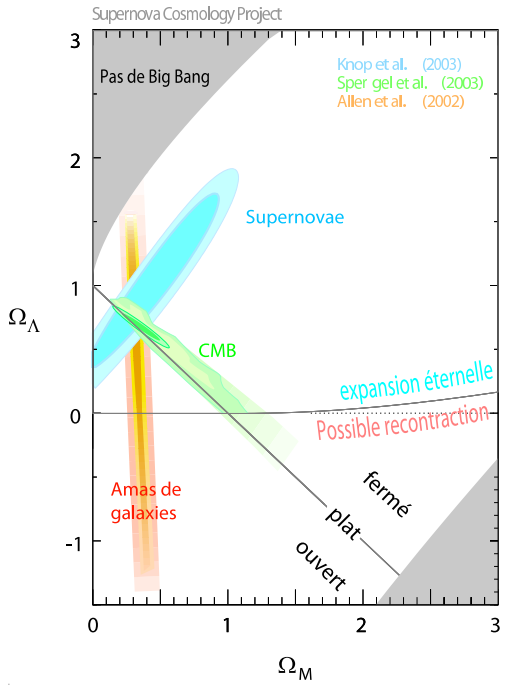


FIG. 1.6 – Contraintes de différentes sondes cosmologiques dans le plan $(\Omega_m, \Omega_\Lambda)$ [24].

Densité totale	Ω_{tot}	=	1.013 ± 0.018
Densité d'énergie noire	Ω_Λ	=	0.72 ± 0.04
Densité de matière	Ω_m	=	$0.238\ ^{+0.017}_{-0.013}$
Densité de baryons	Ω_b	=	$0.0418\ ^{+0.0012}_{-0.0017}$

TAB. 1.2 – Valeurs des paramètres cosmologiques (de [25], avec $h = 0.73$).

1.5 Les limites du modèle standard du Big Bang

Le modèle présenté ici compte des succès très importants comme l'explication du fond diffus cosmologique, l'expansion et l'abondance des éléments légers. Cependant quelques limites peuvent être identifiées :

- Il n'explique pas pourquoi l'Univers est si homogène. En effet, la taille de l'horizon causal au moment du découplage peut être calculée. Les observations du CMB montrent qu'il est homogène sur de bien plus grandes distances. Cela ne peut pas être un hasard et il faut expliquer comment l'Univers a pu se thermaliser sur des échelles plus grandes que l'horizon.
- Il n'explique pas l'origine des petites perturbations de densité observées dans le CMB.
- Il n'explique pas pourquoi l'Univers est plat. En fait dans ce cadre, un Univers plat résulterait d'un invraisemblable ajustement des conditions initiales. En effet, on peut réécrire l'equation de Friedmann comme

$$\Omega_{tot} - 1 = \frac{k}{a^2 H^2} \quad . \tag{1.14}$$

Ainsi a^2H^2 diverge à mesure que $t \to 0$ et pour observer un Univers âgé de 15 milliards d'années, il faut qu'au temps de Planck ($t \sim 10^{-43}$ s)[6], on ait $\Omega_{tot} - 1 \sim 10^{-60}$. Un tel ajustement dans les conditions initiales est suspect et invite à une explication plus élégante.

Notons que si nous disposions d'une raison de penser que l'Univers doit être plat[7] alors la vision que l'on en a serait complète. En effet, on peut vérifier à l'aide de toutes les mesures présentées ici que la somme des densités mesurées est bien égale à la densité totale, c'est la *concordance cosmique*.

En contraste avec ce constat enthousiaste, il faut remarquer que l'on ne sait rien de ce que sont la matière noire et l'énergie noire, donc de ce qui constitue notre Univers. Le problème qui motive le travail présenté ici est la compréhension de la nature de la matière noire (et de la valeur donnée en (1.13)) et les perspectives observationnelles avec le spectromètre spatial AMS02.

[6] La raison du choix de cette valeur sera évoquée au chapitre 2

[7] Ce qui est le cas dans le cadre des modèles d'inflation, évoqués dans la suite.

Chapitre 2

Le Modèle Standard de la Physique des Particules

Le Modèle Standard de la physique des particules s'appuie sur la théorie quantique des champs (TQC) et le concept d'interaction de jauge. En TQC, la construction d'un modèle revient à l'écriture d'un lagrangien qui, par application des principes variationnels usuels, conduit à la description des particules existantes et de leurs interactions. Les particules sont considérées comme étant des excitations de certains champs, sans masse, et possédant des charges et nombres quantiques se conservant. La masse des particules n'est alors pas intrinsèque mais est acquise de façon effective par interaction avec le champ de Higgs. Ce dernier découle de la brisure de la symétrie électrofaible qui est au centre de la description des interactions dans le cadre présenté ici. Tout processus peut être calculé et confronté aux mesures afin d'extraire la valeur de paramètres non prédits ou de chercher des déviations aux prédictions. Ce chapitre rappelle brièvement comment le Modèle Standard est construit, ses succès et ses limites. Nous verrons en particulier qu'il ne permet pas de rendre compte de la densité de matière dans l'Univers.

2.1 Les symétries de jauge du Modèle Standard

2.1.1 Une théorie de jauge "simple" : l'électrodynamique quantique

L'électrodynamique quantique (en anglais quantum electrodynamics, ou QED) est une description quantique et relativiste des interactions électromagnétiques [26]. Pour un champ de Dirac ψ de spin 1/2, le lagrangien libre est donné par[1]

$$\mathcal{L}_0 \;=\; \bar{\psi}\,(i\,\gamma^\mu\partial_\mu \;-\; m)\,\psi \;\;. \tag{2.1}$$

Ce lagrangien et l'équation du mouvement qui en découle (l'équation de Dirac) sont invariants sous une transformation de phase globale ($\psi' = e^{iQ}\psi$, avec Q un paramètre réel). L'interaction électromagnétique apparaît lorsque l'on impose que les équations du mouvement soient invariantes par un changement de phase *local*, dans ce cas Q est remplacé par $Q\,\theta(x)$. $\mathcal{L}_0$ n'est pas invariant sous cette transformation, et il est nécessaire de définir une dérivée covariante pour rétablir l'invariance du lagrangien,

$$D_\mu \;=\; \partial_\mu \;-\; i\,Q\,A_\mu \;\;. \tag{2.2}$$

Le champ A_μ apparaît donc pour satisfaire la symétrie que l'on souhaite imposer. La loi de transformation de ce champ lorsque $\psi \to e^{iQ\theta(x)}\psi$ est la suivante :

$$A_\mu(x) \;\;\to\;\; A_\mu(x) \;+\; \frac{1}{Q}\,\partial_\mu\,\theta(x) \;\;. \tag{2.3}$$

[1] dans le système d'unités tel que $\hbar = c = 1$

On reconnaît la loi de transformation de jauge du potentiel vecteur dans la théorie classique de Maxwell. En définissant $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$, on peut réécrire le lagrangien de QED sous sa forme invariante par la tranformation de jauge,

$$\mathcal{L}_{QED} = \bar{\psi}\,(i\,\gamma^\mu\partial_\mu - m)\,\psi + Q\,\bar{\psi}\,\gamma^\mu A_\mu\,\psi - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \quad . \tag{2.4}$$

On reconnaît $\mathcal{L}_0$ qui correspond au lagrangien libre, un terme qui mélange le champ de Dirac avec le potentiel vecteur, et le denier terme correspond aux équations du mouvement pour le champ A_μ, *i.e.* les équations de Maxwell.

L'invariance de jauge que l'on a imposée ici est l'invariance sous la symétrie du groupe $U(1)$. On note qu'en procédant de cette façon, on découvre que l'introduction de nouveaux champs est nécessaire. Dans ce cas, le champ est le photon, qui se couple à ψ proportionnellement à sa charge Q. Le champ photonique est sans masse, en effet un terme $\frac{1}{2}m^2A_\mu A^\mu$ est interdit car il ne serait pas invariant sous une transformation $U(1)$ locale. La propagation du photon est régie par l'équation $\partial^\nu\partial_\nu A^\mu = j^\mu$, où j^μ est le courant pris comme source. En se plaçant dans l'espace des phases, la solution de l'équation de propagation est triviale, $A^\mu = -j^\mu/k^2$, avec k la quadri-impulsion du photon. Ainsi l'interaction champ-courant $A^\mu j_\mu$ conduit à l'interaction entre deux particules chargées

$$-\,j_{(2)}{}^\mu \;\; \frac{1}{k^2} \;\; j_{(1)\,\mu} \quad . \tag{2.5}$$

Cet exemple simple permet d'illustrer l'utilisation de symétries non pas seulement pour décrire un système physique, mais comme une base de construction d'une théorie. S'agissant de la QED, le qualificatif de simple est cependant à nuancer. En effet, si la construction du modèle et les calculs des processus à l'ordre le plus bas sont aisés, les calculs précis des phénomènes QED aux ordres supérieurs ne sont pas triviaux. Ils font intervenir des calculs de boucles qui nécessitent une procédure de renormalisation.

Comme nous allons le voir, le Modèle Standard est construit à partir de symétries internes et de conditions de renormalisabilité. La construction d'un modèle par l'imposition d'une symétrie de jauge est un concept très puissant qui touche probablement à quelque chose de fondamental. Cette démarche motive les physiciens et physiciennes des particules depuis une cinquantaine d'années et n'a pas encore montré de défaillance.

2.1.2 La chromodynamique quantique

La stabilité des noyaux atomiques indique qu'une force très forte lie les nucléons, ne serait-ce que pour contrecarrer les répulsions électromagnétiques. La force nucléaire qui lie les nucléons est produite de façon effective par l'*interaction forte* qui confine les quarks dans les noyaux. Cette interaction concerne les particules possédant une charge de couleur (par définition ce sont les quarks) et est appelée la chromodynamique quantique (ou quantum chromodynamics, QCD). La QCD présente un couplage bien plus élevé que l'interaction électromagnétique présentée plus haut, et elle s'explique par l'invariance de jauge vis-à-vis du groupe $SU(3)$. Aucune particule libre portant une charge de couleur n'étant observée, la symétrie de jauge doit remplir certaines conditions pour n'autoriser que les singlets de couleur. Dans le cas de la QCD, huit champs de jauge sans masse sont nécessaires, ce sont les gluons. De plus le groupe $SU(3)$ étant non abélien, les vecteurs d'interaction (gluons) sont chargés.

Un résultat important de QCD est la liberté asymptotique, qui traduit le fait que les quarks ne sont libres que sur de très faibles distances ou à très haute énergie [27], [28]. La constante de couplage diminue en effet avec l'échelle d'énergie, en raison des particules non colorées qui apparaissent dans les boucles. Ainsi, les quarks n'existent pas à l'état libre, la Nature préférant créer de nouvelles particules plutôt que de laisser un quark s'éloigner d'un autre. Ceci est un résultat important pour la suite : un quark nu va s'hadroniser en se propageant, c'est à dire qu'il va s'habiller de nombreuses autres particules. Ainsi, à supposer que l'on laisse se propager un quark, des particules de tous types vont être produites spontanément.

2.1.3 Le modèle électrofaible de Glashow-Salam-Weinberg

La Symétrie de jauge $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$

Les échelles de temps typiques des désintégrations nucléaires β indiquent qu'il doit exister une interaction plus faible que l'interaction forte et que l'électromagnétisme. Pour expliquer le spectre en énergie des électrons issus de cette réaction, W. Pauli suggéra qu'il impliquait une particule non détectée alors et de masse faible ou nulle, le neutrino, qui fut découvert en 1956 par F. Reines et C. Cowan [29]. La même année, C.S. Wu a montré dans une expérience suggérée par T.D. Lee et C.N. Yang qu'aucun processus impliquant l'interaction faible ne respecte la symétrie de parité P [30], [31]. La violation de P s'explique par le fait qu'il n'existe pas de neutrino d'hélicité droite dans la Nature. Cela entraîne la suppression des processus pour lesquels un neutrino droit devrait être émis. La violation de cette symétrie se traduit par le fait que l'interaction faible a un couplage qui fait disparaître les parties droites des bispinneurs. Dans la suite, les indices L et R désigneront les particules d'hélicité respectivement gauches et droites. On peut montrer que le seul couplage possible est "vecteur-axial" et fait intervenir un terme en $1-\gamma^5$ sur le doublet (e_L^-, e_R^-), qui agit comme un projecteur gauche. Étant donné que l'on observe des transitions $\nu_L \leftrightarrow e_L$ (par courant chargé), on peut dire que vis-à-vis de l'interaction faible $\nu_{e,L}$ et e_L sont plus intimement liés que e_R et e_L. Ainsi la construction de la théorie électrofaible va trouver son fondement dans l'idée que l'interaction faible est liée à une transformation de jauge qui agit comme une rotation sur le doublet d'isospin faible $(\nu_{e,L}, e_L)$. Les parties droites ne sont pas concernées par les interactions faibles, on adopte alors les notations

$$\Psi_1(x) \;=\; \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L \;, \quad \Psi_2(x) \;=\; e_R \;. \tag{2.6}$$

Pour décrire les interactions faibles des quarks, il faut remplacer ν par u et e par d dans les expressions de (2.6). Une transformation locale $SU(2)_L$ de rotation du doublet gauche peut s'écrire $U = exp\left\{ i \frac{\sigma^a}{2} \alpha^a(x) \right\}$, où les σ^a sont les matrices de Pauli. Tout comme en QED, le fait d'imposer cette symétrie de jauge conduit à l'existence de bosons médiateurs de l'interaction, qui apparaissent dans la définition de la dérivée covariante. Dans le cas de $SU(2)_L$, 3 bosons $W_\mu^{1,2,3}$ sont nécessaires.

L'objectif étant d'unifier les interactions faibles et électromagnétiques, on ajoute un groupe de jauge $U(1)$ à la description précédente. Les transformations des parties gauches et droites sous ce groupe n'étant pas les mêmes, les charges faibles de e_L et e_R ne correspondent pas à leur charge électrique. On leur associe donc des charges différentes Y_1 et Y_2 que l'on nomme hypercharges et le boson correspondant au groupe de jauge $U(1)_Y$ est noté B_μ. Le groupe de jauge considéré est donc finalement $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, et conduit à la partie du lagrangien faisant intervenir Ψ_1

$$\Psi_1^\dagger \, i \, \gamma^\mu \left(\partial_\mu \, + \, i \, g \, W_\mu^a \, \frac{\sigma^a}{2} \, + \, i \, g' \, Y_1 \, B_\mu \right) \Psi_1 \;. \tag{2.7}$$

Ce lagrangien décrit les interactions électromagnétiques à condition de définir $Q = \frac{\sigma^3}{2} + Y$, σ^3 étant la matrice de Pauli diagonale (les couplages de QED conservant l'identité des particules). Les interactions par courant chargé font intervenir W_μ^1 et W_μ^2, et les courants neutres mélangent B_μ et W_μ^3. Le photon A_μ que nous observons tous les jours est issu d'une combinaison linéaire de ces champs, telle que

$$\begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix} \;=\; \begin{pmatrix} cos\theta_w & sin\theta_w \\ -sin\theta_w & cos\theta_w \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} \;, \tag{2.8}$$

où θ_w est l'angle de Weinberg. Cette splendide construction est toutefois entachée d'un problème, la symétrie de jauge imposée interdit les termes de masse pour les bosons de jauge comme cela était le cas en QED pour les photons. De même un terme de masse pour les quarks et leptons, qui fait intervenir de façon symétrique ψ_L et ψ_R, est interdit par la symétrie de jauge. Notre expérience quotidienne indique que cela est évidemment faux. Toutefois, la puissance de prédiction de la théorie GSW pousse à ne pas abandonner la symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, en faisant appel au mécanisme de Higgs pour en décrire la brisure spontanée [36].

Brisure spontanée de la symétrie électrofaible, mécanisme de Higgs

Il est possible d'expliquer l'origine de la masse des particules en introduisant un champ scalaire chargé sous $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, le *champ de Higgs* [37]. Le lagrangien associé est $\mathcal{L}(\varphi) = (D_\mu \varphi)^\dagger D^\mu \varphi - V(\varphi)$, avec D_μ la dérivée covariante du lagrangien électrofaible. Le potentiel scalaire est lié aux auto-interactions du champ φ, $V(\varphi) = -m^2 \varphi^\dagger \varphi + \lambda(\varphi^\dagger \varphi)^2$. À basse énergie, le potentiel présente des minima locaux qui n'ont pas la symétrie originale du lagrangien. Le doublet φ va donc préférer descendre le potentiel pour atteindre ces zones et acquérir une valeur dans le vide non nulle (on parle de *vev* pour *vacuum expectation value*),

$$\varphi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi + i\phi_3 \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{\sigma}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad avec \quad \sigma^2 = \frac{m}{\lambda} \equiv \langle \phi \rangle^2 \ . \tag{2.9}$$

Pour décrire le potentiel, on peut choisir arbitrairement la direction dans l'espace décrit par les composantes de ϕ. En choisissant de prendre la *vev* dans la direction de la partie réelle de la composante neutre de φ, le potentiel a la forme présentée dans la figure 2.1.

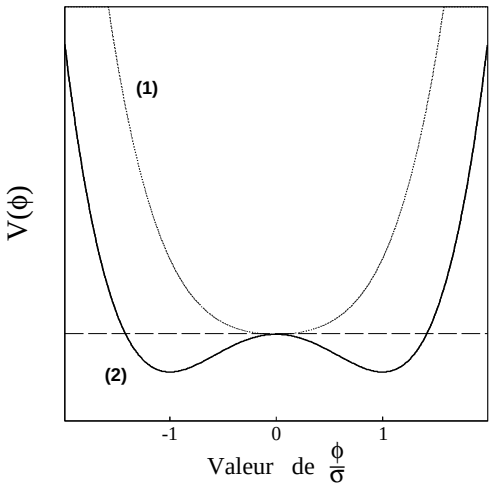


Fig. 2.1 – Le potentiel de Higgs, avant (1) et après (2) la brisure spontanée de $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$.

Ainsi, l'état de vide aux énergies inférieures ou égales à l'échelle électrofaible ne respecte pas la symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Le fait que le champ de Higgs ait une *vev* non nulle conduit à l'apparition de termes de masse pour les bosons de jauge W et Z^0 et l'hypercharge du doublet φ doit valoir 1 pour que le photon reste sans masse. L'interaction entre les fermions et le champ de Higgs se décrit par un couplage de Yukawa de la forme $-c_f \left(\bar{\Psi}_2(\varphi^\dagger \Psi_1) + (\bar{\Psi}_1 \varphi)\Psi_2\right)$. Après la brisure de symétrie, ce couplage prend la forme d'un terme de masse $m_f^2 = \frac{1}{2} c_f^2 \sigma^2$, les bosons de jauge et les leptons acquièrent ainsi une masse suite à la brisure spontanée de la symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Le degré de liberté le long de la direction plate correspond à un boson scalaire neutre, le boson de Higgs.

Le potentiel tel qu'il a été exprimé dans ce paragraphe est valable à l'ordre de Born. Les interactions du boson de Higgs avec les bosons de jauge, les fermions et lui-même vont modifier ce potentiel aux ordres supérieurs. Il est possible de calculer l'évolution de ce potentiel dans l'Univers primordial, cela est montré par exemple dans [38]. Alors que la température diminue, le potentiel peut passer continûment d'un état symétrique à un état asymétrique (*i.e.* de (1) à (2) dans la figure 2.1).

Notons qu'il reste à confirmer que le mécanisme de Higgs est la bonne description de la brisure de la symétrie électrofaible. Pour cela on doit d'abord le découvrir (il est attendu au Large Hadron Collider du CERN, LHC), puis mesurer son spin, ce qui ne peut pas se faire avec une machine hadronique. La confirmation finale du mécanisme de Higgs ne pourra donc se faire qu'auprès du futur collisionneur linéaire. Il sera alors peut être possible de mesurer les auto-couplages du boson de Higgs, ce qui permettrait de

reconstruire la forme du potentiel qu'il induit. Il faudra également monter que ses couplages aux fermions sont proportionnels à leurs masses.

2.2 Zoologie du Modèle Standard

Dans le Modèle Standard, les particules de matière sont des fermions de spin 1/2 et les médiateurs d'interaction sont des bosons de spin 1. Les fermions sont classés en trois familles de masse croissante[2] et comprennent les quarks et les leptons. Ces derniers sont regroupés en doublets d'isospin faible. Les quarks ont de plus la propriété de se mélanger pour interagir, le mélange étant décrit par la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) qui fait intervenir 3 angles et une phase. La phase présente dans la matrice CKM est à l'origine de la violation de la symétrie CP observée dans le système des kaons neutres [32] et des mésons B [33]. Les bosons de jauge sont les photons, les gluons, et les W^+, W^-, Z^0. Le tableau 2.1 résume le contenu en champs du Modèle Standard.

		$1^{ère}$ famille	2^{nde} famille	$3^{ème}$ famille
Fermions	leptons	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, e_R$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L, \mu_R$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L, \tau_R$
	quarks	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_{L,R}$	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_{L,R}$	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_{L,R}$

Bosons					
Interaction	électromagnétique	forte	faible	électrofaible
Groupe de jauge	$U(1)_Q$	$SU(3)_c$	$SU(2)_L$	$U(1)_Y \times SU(2)_L$
Boson vecteur	photon γ	8 gluons	$W^\pm$, Z^0	B, $W^{1,2,2}$
		+ boson de Higgs		

Tab. 2.1 – Le contenu en champs du Modèle Standard (à chaque fermion correspond un anti-fermion).

Pour être un bon candidat à la matière noire, une particule doit présenter quelques propriétés évidentes, elle doit en particulier être massive, stable, neutre et non colorée. En dehors des neutrinos, aucune particule du tableau 2.1 ne présente ces propriétés. Cette hypothèse est très séduisante mais il est montré que la matière noire n'est très vraisemblablement pas constituée de neutrinos. La raison principale en est que les neutrinos étant toujours relativistes, ils exercent une pression de radiation qui tend à lisser les inhomogénéités dans l'Univers primordial. Ainsi, si la matière noire était constituée de neutrinos, la croissance des perturbations évoquée dans le chapitre 1 n'aurait pas pu se faire. L'annexe B donne quelques détails sur la réfutation de cette hypothèse. Notons que la combinaison des mesures actuelles d'anisotropies du CMB et des propriétés des structures à grande échelle indique [34] la limite supérieure pour la densité de neutrinos relique à 95% de niveau de confiance de

$$\Omega_\nu h^2 \ < \ 0.0067 \ . \tag{2.10}$$

La contribution des neutrinos à la densité critique est donc très faible, en particulier, les chiffres de l'équation (1.13) sont loins d'être expliqués.

[2] Ceci reste à vérifier pour les neutrinos.

2.3 Succès et limites du Modèle Standard

2.3.1 Prédictions et mesures de précision

Parmi les succès rencontrés dans la construction du Modèle Standard, on trouve souvent la prédiction théorique de l'existence de particules avant leur découverte expérimentale. C'est par exemple le cas du quark c, qui a été introduit en 1970 par S. Glashow pour palier des contradictions dans la théorie [35]. Le charm a ensuite été mis en évidence en 1974 par les équipes de S. Ting [39] à Brookhaven et de B. Richter à SLAC [40]. De même, l'existence des bosons intermédiaires faibles, découverts au CERN en 1983 par C. Rubbia et S. van der Meer, était prédite par le modèle GSW. En particulier, le mécanisme de Higgs prévoit que la masse du bosons Z^0 doit être supérieure à celle des bosons W chargés en raison de la relation $m_W = m_Z \, sin\theta_w = vg/2$, ce qui a été vérifié.

Le collisionneur électrons-positons LEP du CERN a ensuite permis de vérifier les prédictions du Modèle Standard au delà de l'ordre de Born. La mesure précise des observables physiques permet en effet de contraindre les propriétés des particules virtuelles apparaissant dans les boucles. Les mesures de précision à la résonance du Z^0 ont permis de déterminer le nombre de familles de leptons (dont le neutrino a une masse plus faible que $m_Z/2$) en vertu de la prédiction sur la largeur du Z^0, $\Gamma_Z \simeq (2.5 + 0.16\,\Delta N_\nu)$ GeV où ΔN_ν est le nombre de familles additionnelles (en plus des 3 connues) contribuant au processus $Z^0 \to \nu\bar{\nu}$. Les mesures combinées des 4 expériences LEP [41] conduisent à

$$N_\nu \; = \; 2.9841 \; \pm \; 0.0083 \; . \tag{2.11}$$

Il a également été possible de mesurer indirectement la masse du quark top alors qu'il n'avait pas encore été découvert. Ceci a été rendu possible grâce à la grande précision du LEP et des détecteurs associés, sensibles alors aux particules impliquées dans les boucles. La prédiction la plus précise sur la masse du top basée sur les données LEP peut être trouvée dans [42], elle est à comparer à la première mesure directe par CDF [43] et à la plus récente, toujours obtenue auprès du Tevatron [44].

$$\begin{aligned} m_{top}^{LEP} &= 162 \; \pm \; 9 \; \text{GeV} \\ m_{top}^{CDF} &= 174 \; \pm \; 10 \, ^{+12}_{-13} \; \text{GeV} \\ m_{top}^{2006} &= 174 \; \pm \; 3.3 \; \text{GeV} \end{aligned} \tag{2.12}$$

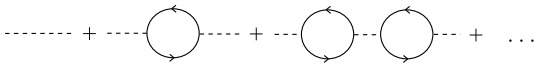
En résumé, aucune mesure à l'heure actuelle n'a mis le Modèle Standard en défaut. Il résiste jusqu'à présent à tous les test de précision et constitue un des modèles physiques le plus précis jamais construit.

2.3.2 Insuffisances

Le Modèle Standard est remarquable, il ne constitue cependant pas la description ultime de la Nature dont rêvent les physiciens et physiciennes. Il comporte un certain nombre (26 en tout) de paramètres non prédits (comme le nombre de famille, les masses des particules, etc). Ce nombre est donné ici en considérant les paramètres de mélange des neutrinos, qui relèvent de phénomènes que certains considèrent être déjà au delà du Modèle Standard. La description qu'il offre de la Nature n'est pas tout à fait unifiée, car seules les interactions faible et électromagnétique y trouvent une origine commune, et la gravitation n'est pas incluse.

Il a été montré dans le chapitre 1 que l'asymétrie baryonique de l'Univers actuel est grande, avec un rapport η de l'ordre de 10^{-9}. Les conditions pour établir une telle asymétrie ont été énoncées par A. Sakharov en 1967 [45] et sont des réactions hors équilibre, l'existence d'interactions violant le nombre baryonique et la violation de la symétrie CP. La première condition est envisageable en raison de l'expansion et la seconde est réalisée naturellement dans la plupart des scénarios de grande unification au delà du Modèle Standard. La violation de la symétrie CP est observée dans le système des kaons neutres et des mésons B mais l'ordre de grandeur associé est trop petit pour rendre compte de la valeur de η. Pour expliquer une si grande asymétrie, il est nécessaire d'introduire de nouvelles sources de violation de CP, le Modèle Standard n'est donc pas complet de ce point de vue.

De façon générale, la construction du Modèle Standard repose sur l'hypothèse que de nouvelles particules existent à une échelle d'environ 1 TeV. Ceci est illustré par le problème de la hiérarchie des échelles, détaillé dans la suite. Ce problème apparaît dans le cadre du Modèle Standard lorsque l'échelle électrofaible est comparée à l'échelle de Planck. Cette dernière est utilisée pour régulariser certaines intégrales divergentes dans des calculs de processus quand aucune autre échelle n'apparaît naturellement. On suppose alors que la coupure en énergie intervient lorsque les corrections quantiques à la gravitation deviennent du même ordre que celles des autres interactions, pour $E_{Pl} \sim 10^{18}$ GeV. L'exemple paradigmatique de cette situation est celui des corrections radiatives aux masses des particules. Dans le cas d'un boson scalaire comme le Higgs, un raisonnement similaire à celui qui a conduit à l'équation (2.5) peut être mené. La particule considérée ici étant massive, il faut modifier son équation de propagation en faisant le remplacement $\partial^\nu \partial_\nu \leftrightarrow \partial^\nu \partial_\nu - m_h^2$. Ainsi, l'interaction entre deux courants source du champ de Higgs ne sera plus associée au propagateur $1/k^2$ mais sera proportionnelle à $1/(k^2 - m_h^2)$. La masse du Higgs est donc physiquement observable comme étant le pôle de son propagateur. Or la prise en compte dans ce propagateur des corrections d'ordre supérieur induit un décalage du pôle δm_h^2. On peut illustrer cela par un exemple très simple, considérant la propagation d'un champ et un type de corrections radiatives



$$
\begin{aligned}
&\propto \quad \frac{1}{k^2-m^2} + \frac{1}{k^2-m^2}\,\xi\,\frac{1}{k^2-m^2} + \frac{1}{k^2-m^2}\,\xi\,\frac{1}{k^2-m^2}\,\xi\,\frac{1}{k^2-m^2} + \dots \\
&= \quad \frac{1}{k^2-m^2}\sum_{n=0}^{\infty}\left(\xi\frac{1}{k^2-m^2}\right)^n \\
&= \quad \frac{1}{k^2-m^2}\,\frac{1}{1-\xi\frac{1}{k^2-m^2}} \quad = \quad \frac{1}{k^2-m^2+\xi}\ .
\end{aligned}
\tag{2.13}
$$

Ici ξ est le nombre qui correspondrait à l'amplitude pour les particules intervenant dans les boucles. Il apparaît que le pôle du propagateur n'est plus m mais m' tel que $m' = m + \delta m$ avec $\delta m^2 = -\xi$. La prise en compte des corrections radiatives décale donc la valeur de la masse physique des particules. Bien entendu, cet exemple est naïf et la réalité est plus complexe, avec des topologies de diagrammes supplémentaires. Le décalage de masse ξ tel qu'il apparaît ici est une quantité divergente qui doit être régularisée. Sa valeur dépend de la borne supérieure Λ_{UV} des intégrales sur les impulsions des particules apparaissant dans les boucles. Par exemple, la correction au propagateur du Z^0 est en $\ln(\Lambda_{UV})$ et la divergence peut être ôtée lors de la procédure de renormalisation. C'est par ce biais que la masse du quark top a été contrainte au LEP avant sa production, la correction principale faisant apparaître m_{top}. Toutefois, en raison de son spin nul, la correction à la masse du boson de Higgs est différente et est proportionnelle à Λ_{UV}^2. Cette dépendance ne peut pas être absorbée lors de la procédure de renormalisation et impose que la coupure soit de l'ordre du TeV : $\Lambda_{UV} \sim$ TeV. Au delà, le boson de Higgs devient trop massif et l'échelle électrofaible observée autour de $m_W \sim 100\,\text{GeV}$ n'est plus soutenue par le modèle. L'échelle de 1 TeV de la coupure donne l'ordre de grandeur de l'énergie à laquelle de nouveaux phénomènes doivent apparaître pour justifier le Modèle Standard comme théorie effective à l'échelle électrofaible. *Le Modèle Standard tel qu'il a été présenté ici n'est donc pas cohérent sans l'apparition de nouvelle physique autour du TeV.*

Enfin, comme nous l'avons vu, le Modèle Standard ne propose pas de candidat à la matière noire. Ceci nous conduit à investiguer au delà, ce qui fait l'objet du chapitre suivant.

Chapitre 3

La Matière Noire et la Physique Au Delà des Modèles Standards

Ce chapitre est consacré aux modèles de physique des particules offrant un candidat à la matière noire. Il est montré comment la densité de matière noire dans l'Univers peut être calculée. Certains scénarios utiles pour la suite sont détaillés afin de bien comprendre comment se développera la phénoménologie dans les contextes, en particulier de la supersymétrie et des dimensions supplémentaires. Les contraintes actuelles sur ces modèles sont montrées, et le cadre de travail de toutes les analyses phénoménologiques de la suite de cette thèse est posé.

3.1 Densité cosmologique thermique de particules reliques

Estimation simple

Nous avons vu dans les chapitres précédent qu'une particule de matière noire doit être massive, stable, neutre et interagissant faiblement. Si une telle particule avait été présente dans l'Univers primordial, alors elle serait devenue non relativiste dans un régime où elle serait encore fortement couplée à son environnement. Dans ces conditions, son découplage est différent de celui des neutrinos qui a été évoqué dans le chapitre 1. Les WIMPs, que nous noterons génériquement χ, s'annihilent avec leur anti-particule pour donner des paires particules-antiparticules $\chi + \bar{\chi} \leftrightarrow \psi\,\bar{\psi}$. À mesure que l'Univers s'étend, les WIMPs ne trouvent plus de partenaires pour s'annihiler et subissent un gel chimique. La densité co-mobile de ces particules reste alors constante et elles peuplent l'Univers comme des reliques de cette période jusqu'à nos jours. On peut décrire l'évolution de la population de WIMPs avec l'équation de Boltzmann

$$\frac{dn_\chi}{dt} \; + \; 3\,H\,n_\chi = \; -\langle\sigma v\rangle\,(\,n_\chi^2 \; - \; (n_\chi^{eq})^2\,) \;\; . \tag{3.1}$$

H est le taux de Hubble, $\langle\sigma v\rangle$ est la section efficace totale d'annihilation moyennée thermiquement et n_χ^{eq} est la densité de WIMP à l'équilibre thermique. À haute température, il y a sensiblement autant de photons que de WIMPs ($n_\chi^{eq} \propto T^3$). L'Univers étant en expansion, le terme $3Hn_\chi$ devient ensuite dominant et le gel des WIMPs a lieu pendant la décroissance exponentielle de la densité co-mobile de WIMPs. La figure 3.1 montre l'évolution de cette densité, le gel des WIMPs (qui a lieu à $T \sim m_\chi/20$) et l'effet d'une variation de la section efficace d'annihilation. Sur cette figure la partie grisée représente qualitativement la forme des contraintes cosmologiques qui pourraient être appliquées. Il est possible d'exprimer approximativement la densité relique des particules de matière noire considérées en écrivant la condition de gel $n_\chi\langle\sigma v\rangle = H$, il vient alors

$$\Omega_\chi\,h^2 \;\simeq\; \frac{3\times10^{-27}\ \mathrm{cm}^3\cdot\mathrm{s}^{-1}}{\sigma v} \;\; . \tag{3.2}$$

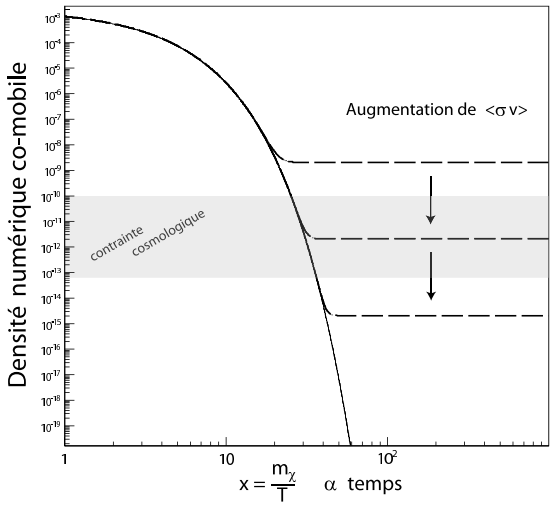


FIG. 3.1 – Évolutions possibles de la densité co-mobile de WIMPs. La courbe en trait plein correspond à l'équilibre thermique, les courbes en tiret correspondent aux abondances reliques.

Cette relation est indépendante de la masse de la particule χ à des corrections logarithmiques près. En introduisant une section efficace d'un ordre de grandeur typique des interactions faibles, il vient $\sigma\ v \sim\ 10^{-26}\mathrm{cm}^3 \cdot \mathrm{s}^{-1}$. On trouve alors $\Omega h^2 \sim 0.1$, qui correspond à l'ordre de grandeur de la densité de matière noire dans l'Univers. C'est là un résultat très important car *il n'y a aucune raison à priori que l'échelle électrofaible soit reliée à la densité de fermeture de l'Univers*. Cette relation fait pourtant le lien entre les deux et suggère que si une particule stable est associée à de la nouvelle physique à l'échelle électrofaible, elle *est* la matière noire.

Le calcul complet de la densité relique peut être trouvé dans [38], il permet une estimation précise de cette grandeur. Les références [46] et [47] apportent également de nombreux éclaircissements. Il est important de noter à présent que cette estimation repose sur l'hypothèse d'un découplage *thermique*. Il existe des scenarios dans lesquels une particule métastable se gèle dans l'Univers primordial et se désintègre ensuite lentement pour donner les particules de matière noire. Il faut alors modifier l'équation (3.1) de façon à rendre compte de cette production non thermique. Une autre subtilité peut apparaître en présence d'un champ scalaire dans l'Univers primordial, il est montré que la densité relique peut alors être significativement modifiée [48]. Une modification de cette grandeur peut également être induite par des annihilations résonantes avec d'autres particules, ce sont les co-annihilations.

Introduction des co-annihilations

S'il existe, en plus du WIMP considéré, de nouvelles particules dans le bain primordial, et que ces dernières ont une masse proche de m_χ, alors elles peuvent participer à la diminution de la densité de WIMP [49], [50]. Dans le cas de N particules X_i de masses m_i telles que $n = \sum n_i$, l'équation (3.1) doit être réécrite en

$$\frac{dn}{dt} + 3Hn = \sum_{i,j=1}^{N} \langle \sigma_{i,j}\, v_{i,j} \rangle (n_i n_j - n_i^{eq} n_j^{eq}) \quad \text{avec} \quad \left\{ \begin{array}{l} \sigma_{i,j} = \sum_X \sigma(X_i X_j \rightarrow X_{MS}) \\ v_{i,j} = \frac{\sqrt{(p_i p_j)^2 - m_i^2 m_j^2}}{E_i E_j} \end{array} \right. . \qquad (3.3)$$

Cette nouvelle équation de Boltzmann peut se formuler de la même manière que (3.1) en faisant apparaître une section efficace d'annihilation effective qui fait intervenir les n_i et n_j. L'introduction des co-annihilations dans le calcul de la densité relique est essentielle et elle indique la nécessité de ne pas se contenter de dériver les propriétés de la particule de matière noire considérée mais impose la connaissance

complète de toutes les particules du modèle de nouvelle physique. Pour faire une prédiction précise de l'abondance de matière noire dans l'Univers, il faut donc spécifier un modèle complet et être capable de calculer tous les processus qui peuvent intervenir.

3.2 Supersymétrie

3.2.1 Arguments généraux en faveur de la supersymétrie

La supersymétrie est née de la volonté d'unifier les descriptions des interactions et de la matière [51], [52]. Il est nécessaire pour cela d'étendre l'algèbre de Poincaré servant de canevas au Modèle Standard. Le théorème de Coleman-Mandula a dans un premier temps fait penser que cela était impossible, et qu'il s'agissait de l'algèbre la plus grande de l'espace-temps [53]. En réalité ses auteurs n'avaient considéré qu'un seul type d'opérateurs de symétrie, bosoniques, c'est à dire ne touchant pas au spin des particules. En introduisant des opérateurs fermioniques, on obtient des algèbres dites gradées qui permettent des transformations de supersymétrie, *i.e.* associant des bosons à des fermions et réciproquement. Schématiquement, si Q est un opérateur de supersymétrie, alors on a

$$Q\,|\,boson\,\rangle \;=\; |\,fermion\,\rangle \quad \text{et} \quad Q\,|\,fermion\,\rangle \;=\; |\,boson\,\rangle \;. \tag{3.4}$$

Les extensions du théorème de Coleman-Mandula[1] restreignent la structure du groupe et les opérateurs doivent satisfaire les relations

$$\{Q_\alpha; Q_\beta\} = \{\bar{Q}_\alpha; \bar{Q}_\beta\} = 0 \quad , \qquad \{Q_\alpha; \bar{Q}_\beta\} = 2\gamma^\mu_{\alpha\beta} P_\mu \quad , \qquad [Q_\alpha; \Lambda^{\mu\nu}] = \frac{1}{2}\sigma^{\mu\nu}_{\alpha\beta} Q^\beta \quad , \tag{3.5}$$

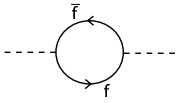
où $\Lambda^{\mu\nu}$ est une matrice du groupe de Poincaré, $\bar{Q}_\alpha \equiv \left(Q^\dagger\gamma_0\right)_\alpha$ et $\sigma_{\mu\nu} = \frac{i}{4}\left[\gamma_\mu;\gamma_\nu\right]$ [54]. La seconde relation est particulièrement intéressante car elle indique un lien entre une symétrie interne (qui agit sur le spin) et une symétrie d'espace temps, P_μ étant le générateur des translations. Il s'agit donc d'un indice ouvrant la voie à une description quantique de la gravitation. Nous verrons brièvement dans la suite que la supersymétrie comme théorie de jauge contient la gravitation. La supersymétrie est également indispensable en théorie des cordes : sans elle, l'espace a 26 dimensions, on ne peut pas construire de fermions chiraux et le vide est instable. Toutes les théories de cordes viables sont donc supersymétriques.

Les remarques précédentes laissent à penser qu'il y a peu de doutes sur le caractère supersymétrique de la Nature *à très haute énergie*, *i.e.* au moins à l'échelle des cordes. À l'échelle de Planck, la Nature doit être supersymétrique ne serait-ce qu'en raison des fluctuations quantiques de la métrique à cette énergie qui mettent en défaut la causalité. Aucune expérience ne permettrait alors d'y mesurer le spin des particules. La supersymétrie est donc inévitable dès que l'on souhaite généraliser le groupe de Poincaré, elle permet une description unifiée et très esthétique de la matière et des interactions et devient naturelle à l'échelle de Planck. Il est en revanche moins évident que la supersymétrie puisse apparaître à plus basse énergie. Avant d'aller plus en détail dans la "supersymétrisation" du Modèle Standard, voyons quelques arguments qui laissent penser que la supersymétrie pourrait surgir à une échelle proche de l'échelle électrofaible.

Tout d'abord, elle protège la masse du boson de Higgs vis-à-vis des corrections radiatives évoquées à la fin du chapitre 2, et fournit ainsi une solution au problème de la hiérarchie des échelles. En effet la contribution à la correction δm_s apportée à la masse d'une particule scalaire dépend du spin des particules impliquées dans les boucles.

Il est à noter que les signes des corrections en Λ^2 sont opposés selon que des fermions ou des bosons interviennent dans les boucles. En particulier, les divergences quadratiques si gênantes dans le Modèle Standard peuvent être éliminées *à tous les ordres* si à chaque degré de liberté fermionique sont associés deux degrés de liberté scalaires avec des couplages de Yukawa tels que $|\lambda_f|^2 = \lambda_s$. C'est ce que propose la version la plus simple de la supersymétrie en associant un boson complexe à chaque fermion de Weyl. Les équations du tableau 3.1 montrent finalement que la correction à la masse du Higgs reçoit une contribution de l'ordre de $m_s^2 - m_f^2$. L'échelle électrofaible est donc stabilisée uniquement si $|m_s^2 - m_f^2|$ est plus petit que ~ 1 TeV.

[1] dites de Haag-Lopuszanski-Sohnius

Correction fermionique	Correction scalaire
	
$\Delta m_h^2 = -\frac{\lvert\lambda_f\rvert^2}{16\pi^2}\left\{-2\,\Lambda_{UV}^2 + 6\,m_f^2\,\ln\left(\frac{\Lambda_{UV}}{m_f}\right) + \ldots\right\}$	$\Delta m_h^2 = -\frac{\lambda_s}{16\pi^2}\left\{\Lambda_{UV}^2 - 2\,m_s^2\,\ln\left(\frac{\Lambda_{UV}}{m_s}\right) + \ldots\right\}$

TAB. 3.1 – Corrections des boucles de fermions et de scalaires à la masse du Higgs.

L'opérateur de masse $-P^2$ commutant avec les opérateurs de supersymétrie, on devrait avoir $m_{\tilde{f}} = m_f$, (le symbole tildé $\tilde{f}$ désigne le partenaire supersymétrique de f). Aucune particule scalaire chargée (comme le serait le partenaire de l'électron) n'ayant été observée, la supersymétrie, si elle existe, doit être brisée aux échelles d'énergies sondées jusqu'à présent. La construction d'un modèle phénoménologique de supersymétrie réside principalement dans la description de sa brisure.

Contrairement au Modèle Standard, la supersymétrie permet d'unifier les couplages de jauge, et fournit ainsi une indication forte en faveur de la possibilité d'une théorie de grande unification (GUT). On peut calculer l'évolution des constantes de couplages $\alpha_{i=1,2,3}$ associées respectivement aux groupes de jauge $U(1)$, $SU(2)$ et $SU(3)$ en fonction de l'échelle d'énergie μ en formulant les équations du groupe de renormalisation (ou RGE pour *Renormalization Group Equations*),

$$\frac{\partial \alpha_i}{\partial log(\mu^2)} = -\frac{b_i}{4\pi}\alpha_i^2 + \mathcal{O}(\alpha_i^3) \quad . \tag{3.6}$$

Les coefficients b_i dépendent du contenu des boucles de particules virtuelles et donc du contenu en particules du modèle considéré. La figure 3.2 compare l'évolution des constantes de couplage en fonction de l'échelle en énergie, dans le Modèle Standard à gauche et avec l'ajout de supersymétrie à droite.

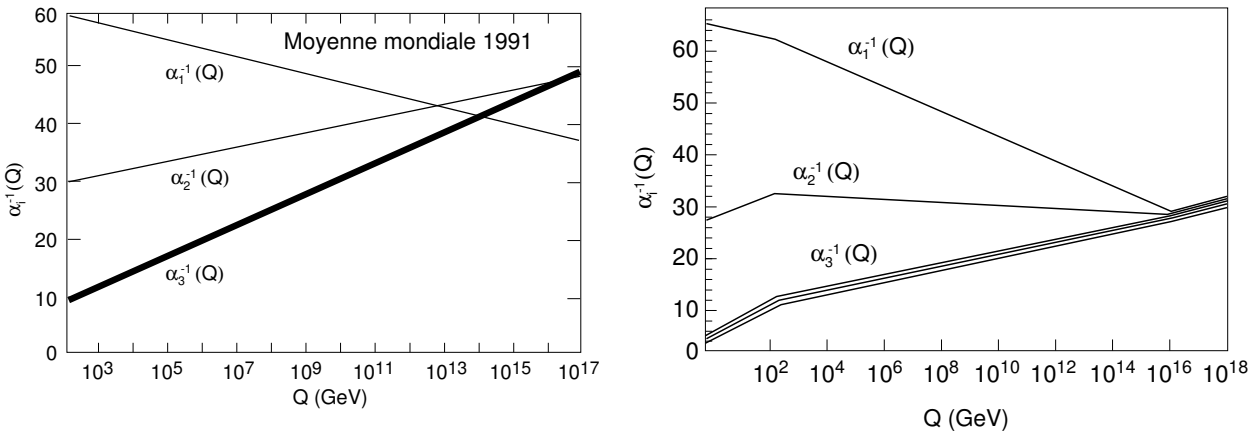


FIG. 3.2 – Mesure des constantes de couplage au LEP et extrapolation à haute énergie avec (à droite) et sans (à gauche) supersymétrie [34].

3.2.2 Le Modèle Standard Supersymétrique Minimal et la matière noire LSP

Présentation du modèle

Le Modèle Standard présenté dans le chapitre 2 est, comme cela a été montré, très performant. Il va donc servir de base pour la définition du Modèle Standard Supersymétrique Minimal (MSSM). Il est minimal en cela que le nombre de générateurs de supersymétrie est égal à 1. C'est d'ailleurs la seule possibilité pour obtenir une théorie de basse énergie contenant des fermions chiraux. Chaque champ du Modèle Standard se voit alors associer un partenaire dont le spin diffère d'une demi unité. Le tableau 3.2 résume le contenu en particules du MSSM. Le couple graviton/gravitino est mis à part car le graviton ne fait pas à proprement parler partie du Modèle Standard. Il joue cependant un rôle dans l'établissement des modèles et doit donc apparaître ici.

Particules et champs du Modèle Standard		Partenaires supersymétriques			
		États propres d'interaction		États propres de masse	
Symbole	Nom	Symbole	Nom	Symbole	Nom
$q = d, c, b, u, s, t$	quark	$\tilde{q}_L$, $\tilde{q}_R$	*s*quark	$\tilde{q}_1$, $\tilde{q}_2$	*s*quark
$l = e, \mu, \tau$	lepton	$\tilde{l}_L$, $\tilde{l}_R$	*s*lepton	$\tilde{l}_1$, $\tilde{l}_2$	*s*lepton
$\nu = \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$	neutrino	$\tilde{\nu}$	sneutrino	$\tilde{\nu}$	sneutrino
g	gluon	$\tilde{g}$	gluino	$\tilde{g}$	gluino
$W^\pm$	boson W	$\tilde{W}^\pm$	wino	$\tilde{\chi}^\pm_{1,2}$	chargino
H^-	boson de Higgs	$\tilde{H}^-_1$	higgsino		
H^+	boson de Higgs	$\tilde{H}^+_2$	higgsino		
B	champ B	$\tilde{B}$	bino	$\tilde{\chi}^0_{1,2,3,4}$	neutralino
W^3	champ W^3	$\tilde{W}^3$	wino		
H^0_1	boson de Higgs	$\tilde{H}^0_1$	higgsino		
H^0_2	boson de Higgs	$\tilde{H}^0_2$	higgsino		
H^0_3	boson de Higgs				
G	graviton	$\tilde{G}$	gravitino		

Tab. 3.2 – Particules du Modèle Standard et leurs partenaires dans le MSSM (adapté de [34]).

Dans le MSSM, le secteur du Higgs est plus complexe que dans le Modèle Standard, mais la brisure de la symétrie électrofaible se fonde sur les mêmes principes. Sans détailler les subtilités de la brisure de $SU(2) \otimes U(1)$, notons que deux doublets complexes H_u et H_d doivent être introduits au lieu de un dans le Modèle Standard. Cela permet de donner une masse aux particules du haut des doublets et du bas, et de compenser les anomalies de jauge. Un terme de couplage existe donc, on le note μ, il peut à priori prendre une valeur quelconque. Le lagrangien de la théorie contient alors le terme $\mu H_u H_d$. Les parties neutres des doublets acquièrent des *vev* qui n'ont pas de raison d'être les mêmes, on note alors $\mathrm{tg}\,\beta$ le rapport $\langle H^0_u \rangle / \langle H^0_d \rangle$. Le potentiel effectif fait apparaître plus de termes que dans le Modèle Standard et, après minimisation, cinq particules scalaires sont prédites (8 degrés de liberté moins 3 pour donner des masses aux $W^\pm$ et Z^0). Il doit alors exister deux Higgs pairs sous une transformation CP, h^0 et H^0, un CP-impair A^0 et deux Higgs chargés $H^\pm$. Le Higgs neutre le plus léger est très semblable à celui du Modèle Standard, la supersymétrie prévoit pour sa masse $m_{h^0} < |\cos 2\beta|\, m_Z$ à l'ordre de Born[2]. Un scalaire neutre de masse inférieure au Z^0 est exclu par les recherches directes à LEP. Comme nous l'avons vu, m_{h^0} est très sensible aux corrections radiatives et il faut tenir compte des boucles de top t et de *s*top $\tilde{t}$. On obtient alors que la masse de h^0 doit être plus petite qu'environ 130 GeV. Ceci est une prédiction importante du MSSM mais également une façon possible de réfuter la supersymétrie à basse énergie : si le LHC démontre que le Higgs le plus léger est plus massif, alors le MSSM sera en grande difficulté.

[2] Il est intéressant de noter que cette relation lie le secteur scalaire aux spins 1, ce qui à priori n'est pas trivial dans le MSSM.

Brisure douce de la supersymétrie

Comme cela a été dit précédemment, la supersymétrie doit être brisée à l'échelle électrofaible et en deçà. Le MSSM est un modèle purement phénoménologique et il ne propose pas de *mécanisme* pour cette brisure. Cependant il doit en rendre compte et des termes brisant explicitement la supersymétrie sont introduits pour la paramétriser. On peut alors introduire un lagrangien qui brise la supersymétrie sans introduire de divergences quadratiques, on parle de brisure douce (ou *soft*). Tous les modèles de brisure, comme ceux évoqués dans la suite, conduisent à la forme de lagrangien à basse énergie

$$\mathcal{L}_{soft} = -\frac{1}{2}\left(M_\lambda^a \lambda^a \lambda^a + c.c.\right) - m_{ij}^2 \phi_j^* \phi_i + \left(\frac{1}{2} b_{ij}\phi_i\phi_j + \frac{1}{6} a_{ijk}\phi_i\phi_j\phi_k + c.c.\right) \quad . \tag{3.7}$$

Ce lagrangien brise la supersymétrie car seuls les scalaires ϕ et les jauginos λ ont un terme de masse. Les paramètres $M_{1,2,3}$ sont les masses des jauginos, les m_{ij} sont les matrices de masse des scalaires (*s*quarks et *s*leptons), b_{ij} sont les couplages bilinéaires des bosons Higgs et les matrices a_{ijk} sont les couplages trilinéaires entre les scalaires (*s*fermions et Higgs). L'introduction de la brisure douce nécessite donc beaucoup de paramètres, 109 en tout. À ce point de la construction du modèle, le problème du nombre de paramètres libres du Modèle Standard est en fait aggravé et les modèles de brisure permettront de réduire de beaucoup le nombre de paramètres libres.

R-parité et matière noire

Afin d'expliquer la stabilité du proton malgré tous les nouveaux canaux de désintégration qui s'offrent à lui dans le cadre du MSSM, une nouvelle symétrie est introduite, la R-parité [55]. Ce nouveau nombre quantique vaut 1 pour les particules du Modèle Standard et -1 pour les particules supersymétriques, il peut s'exprimer comme $R \equiv (-1)^{3B+L+2s}$. Il est supposé que R se conserve, ce qui se traduit par une valeur faible des couplages λ_{VRp} induisant une violation de R-parité. Cela implique que le proton est stable, les particules supersymétriques seraient alors uniquement produites par paires dans les collisionneurs. La conséquence essentielle de la conservation de la R-parité est que *la particule supersymétrique la plus légère est stable*. La LSP n'est pas nécessairement neutre et lorsqu'elle l'est, elle constitue un excellent candidat à la matière noire. La situation la plus étudiée est celle pour laquelle le neutralino $\tilde{\chi}_1^0$ est la LSP [46], certains modèles considèrent également le gravitino en tant que LSP. Dans la suite nous serons intéressés par les couplages de la particule de matière noire, il nous faut donc étudier ici quelque-unes de ses propriétés génériques. Dans le MSSM, les jauginos faibles neutres et les higgsinos neutres possèdent les mêmes nombres quantiques et se mélangent donc pour donner quatre états propres de masse. Dans la base $(\tilde{B}, \tilde{W}_3, \tilde{H}_1^0, \tilde{H}_2^0)$, la matrice de masse des neutralinos $\tilde{\chi}_{1,2,3,4}^0$ est donnée par

$$\mathcal{M}_N = \begin{pmatrix} M_1 & 0 & -m_Z\cos\beta\sin\theta_W & m_Z\sin\beta\sin\theta_W \\ 0 & M_2 & m_Z\cos\beta\cos\theta_W & -m_Z\sin\beta\cos\theta_W \\ -m_Z\cos\beta\sin\theta_W & m_Z\cos\beta\cos\theta_W & 0 & -\mu \\ m_Z\sin\beta\sin\theta_W & -m_Z\sin\beta\cos\theta_W & -\mu & 0 \end{pmatrix} \quad , \tag{3.8}$$

où M_1 et M_2 sont les paramètres de brisure douce pour les bino et wino. La diagonalisation de $\mathcal{M}_N$ conduit à la matrice de mélange des neutralinos. On obtient alors (après une éventuelle re-numérotation) que le neutralino le plus léger est un mélange de jauginos

$$\tilde{\chi}_1^0 \;=\; N_{11}\tilde{B} + N_{12}\tilde{W}_3 + N_{13}\tilde{H}_1^0 + N_{14}\tilde{H}_2^0 \quad , \tag{3.9}$$

d'où l'on tire la fraction de bino $f_b = N_{11}^2$, la fraction de wino $f_w = N_{12}^2$ et la fraction de higgsino $f_h = N_{13}^2 + N_{14}^2$. Les $N_{1,i}$ déterminent les couplages de $\tilde{\chi}_1^0$ et donc régissent la phénoménologie associée. La masse du neutralino le plus léger est donnée approximativement par

$$m_{\tilde{\chi}_1^0} \simeq M_1 - \frac{m_Z^2}{\mu^2}\left(M_1 + \mu\, sin(2\beta)\right) sin^2(\theta_w) \quad . \tag{3.10}$$

3.2.3 Mécanismes de brisure de la supersymétrie

Le lagrangien de brisure douce contient un grand nombre de paramètres libres, qui peut être réduit en supposant un modèle plus fondamental. De nombreux modèles existent et se fondent sur des théories à haute énergie. Certains modèles de cordes peuvent par exemple expliquer l'origine de ces paramètres [57]. Détaillons deux mécanismes de brisure utilisés dans la suite de cette thèse. De façon générale l'association du MSSM à un mécanisme de brisure définira dans la suite un *modèle* supersymétrique. Les modèles de supersymétrie à basse énergie ne contraignent en général pas le secteur du Higgs. Deux paramètres permettent de décrire le secteur scalaire, ils sont communs aux modèles présentés ce-dessous, ce sont

- la valeur de $\boldsymbol{tg\ \beta}$,
- le signe de $\boldsymbol{\mu}$.

Supergravité

Jusqu'à présent la supersymétrie a été imposée comme une symétrie globale du lagrangien. En l'imposant comme symétrie *locale*, *i.e.* de jauge, la dérivée covariante nécessaire pour rétablir la symétrie contient un degré de liberté de spin 3/2. C'est le gravitino $\tilde{g}$, partenaire supersymétrique du graviton de spin 2. La supersymétrie contient donc bien une description de la gravitation. Inévitablement, le lagrangien ainsi construit contient des termes non renormalisables, il est cependant montré qu'ils ne jouent pas de rôle à basse énergie (à l'échelle électrofaible). Le gravitino acquiert une masse par le mécanisme de super-Higgs qui décrit la brisure spontanée de la supergravité. Le champ auxiliaire associé au multiplet $(\tilde{g}, g)$[3] est couplé à la matière à haute énergie (où la gravitation joue un rôle, à l'énergie de Planck) et ceci a l'effet de générer les termes de brisure douce. On peut montrer (voir [56]) que dans la version minimale de la supergravité (dite mSUGRA pour *minimal supergravity*), les couplages entre jauginos sont les mêmes, ainsi que les couplages entre les scalaires. Il est alors obtenu que le modèle minimal est entièrement définit par la donnée de 3 paramètres que sont

- la masse des jauginos $\boldsymbol{m_{1/2}}$, déduite de leurs couplage à la supergravité,
- de la même manière, la masse des *s*fermions $\boldsymbol{m_0}$,
- également la valeur du couplage trilinéaire universel $\boldsymbol{A_0}$.

Ces 5 paramètres ne sont universels qu'à l'échelle de la supergravité, *i.e.* à l'échelle de Planck. Les paramètres de basse énergie sont ensuite déduits par le biais des équations du groupe de renormalisation. De la même manière que pour les couplages de jauge (voir la figure 3.2), la dégénérescence des paramètres se lève à mesure que l'échelle d'énergie diminue. Dans le cadre mSUGRA, la LSP est bino, higgsino ou une superposition des deux selon la localisation dans l'espace des paramètres, comme le montre la figure 3.3 pour laquelle le contenu en champs de la LSP est calculé avec le logiciel `SuSpect` [58]. Dans la figure 3.3, il est montré que χ_1^0 est très souvent bino, sauf pour deux régions (une à basse énergie, l'autre à haute énergie), situées toutes deux sur la bissectrice.

Brisure par anomalies

Ce modèle, nommé AMSB (pour *Anomaly Mediated Supersymmetry Breaking*) est une alternative à mSUGRA en ce qu'il fournit une solution au problème des saveurs qui peuvent y apparaître. En effet, la physique des saveurs indique que les courants neutres induisant des changements de saveurs sont très rares, ce qui s'explique mieux dans le cadre d'une brisure AMSB que dans celui de mSUGRA. Le modèle mSUGRA peut également présenter une difficulté liée à ce que la masse du gravitino n'y est pas contrainte, ce qui peut poser un problème du point de vue cosmologique. Si sa masse est fixée à un ordre de grandeur identique à celles des *s*fermions et jauginos, alors son taux de désintégration lent (lié à ce qu'il ne se couple que par gravité) le conduit à se désintégrer typiquement pendant la nucléosynthèse primordiale. Nous avons vu dans le chapitre 1 que ceci n'est pas acceptable. Une solution consiste à remonter la masse du gravitino afin qu'il se désintègre plus rapidement voire qu'il ne soit pas produit thermiquement dans l'Univers primordial. Ceci n'est pas justifié physiquement dans mSUGRA. En revanche, la brisure AMSB

[3] Ces champs sont introduits pour que la supersymétrie reste correcte hors couche de masse, ils n'ont pas de termes cinétiques et ne sont pas observables.

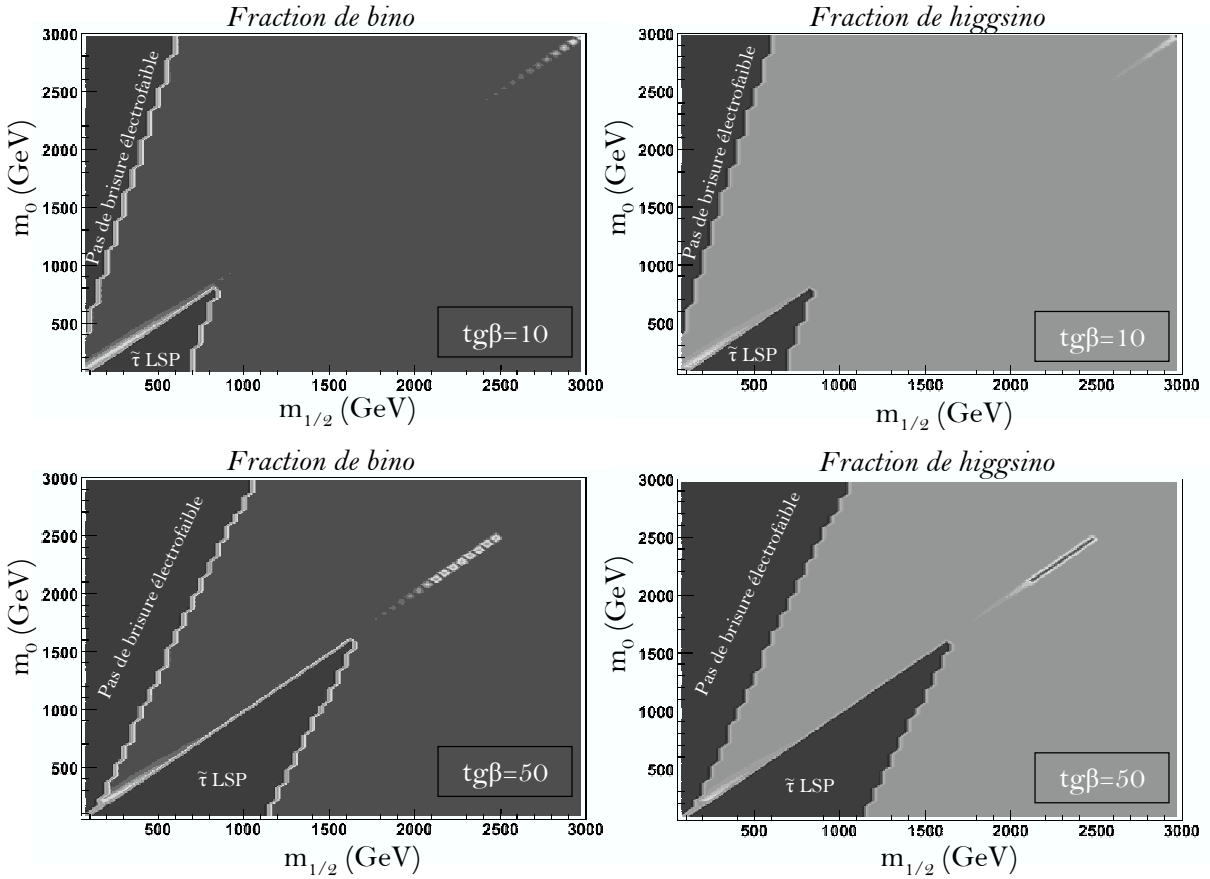


FIG. 3.3 – Contenu en champs de la LSP dans mSUGRA pour $\mu > 0$, $tg\beta = 10$ (en haut) et $tg\beta = 50$ (en bas), dans le plan $m_0 - m_{1/2}$.

permet d'introduire naturellement une masse de gravitino plus élevée, car les masses des jauginos en sont déduites à l'ordre d'une boucle, par

$$M_i \;=\; \frac{b_i\, g_i}{16\pi^2}\,\langle M\rangle \quad . \tag{3.11}$$

Les b_i sont les coefficients des équations du groupe de renormalisation pour le couplage de jauge g_i. $\langle M\rangle$ est la valeur moyenne dans le vide du champ auxiliaire du multiplet de supergravité donnant sa masse au gravitino, on a donc $\langle M\rangle \sim m_{3/2}$. Ceci conduit naturellement à des masse de gravitino élevées, de 10 TeV à 100 TeV. La construction du modèle AMSB est complexe [59], et il est montré qu'il est définit par 2 paramètres que sont

- la masse du gravitino $\boldsymbol{m_{3/2}}$,
- la masse des *s*fermions $\boldsymbol{m_0}$.

Dans le cadre du scénario de brisure AMSB, la LSP est quasiment toujours un wino pur.

De nombreuses autres possibilités de brisure peuvent être envisagée, il n'en sera pas question dans cette thèse. En particulier la brisure transmise par interactions de jauge est très séduisante [60]. Elle conduit à une LSP gravitino qui n'est pas attractif du point de vue de la recherche indirecte. Si la Nature est supersymétrique et que ce scénario est le bon, seuls les collisionneurs pourraient espérer le révéler [61].

3.3 Dimensions supplémentaires et matière noire de Kaluza-Klein

Idée générale et classes de modèles

L'idée que des dimensions d'espace-temps supplémentaires peuvent aider à unifier les phénomènes physiques remonte aux travaux de T. Kaluza en 1921 [62]. Il peut être envisagé que nous vivions dans un monde à 3+1 dimensions macroscopiques et qu'un certain nombre δ de dimensions apparaîtraient si nous pouvions sonder des distances suffisamment faibles. Si la gravitation était la seule force qui permettait de sonder ces dimensions supplémentaires, leur taille pourrait être aussi élevée que 1 mm, la gravitation n'ayant pas été testée sur des distances plus courtes. En théorie des cordes par exemple, la présence de petites dimensions compactes est nécessaire. De nombreuses études phénoménologiques existent pour étudier les conséquences de l'existence de ces dimensions supplémentaires, elles peuvent en fait aider à résoudre le problème de hiérarchie en réduisant l'énergie de Planck par "dilution" de la gravitation dans les dimensions supplémentaires. Nous verrons également qu'elles peuvent conduire à la prédiction d'excellents candidats pour la matière noire. De façon générale, on nomme l'espace à $D = 3 + 1 + \delta$ dimensions le *bulk* et les sous-espaces de dimensionnalité moindre des *branes*. La construction d'un modèle réside dans la définition de la taille R des dimensions supplémentaires (pouvant s'exprimer en GeV^{-1}) et de leur géométrie.

Les modèles dits ADD développés par Arkani-Hamed, Dimopoulos et Dvali, supposent de grandes dimensions supplémentaires compactifiées sur des anneaux, dans lesquelles seule la gravité se propage [63]. Dans ce cas, la métrique de l'espace ordinaire peut se factoriser, et on a $ds^2 = \eta_{\mu\nu}\, dx^\mu\, dx^\nu + h_{ij}(y)\, dy^i\, dy^j$ (avec h_{ij} la métrique de l'espace supplémentaire). On peut alors montrer que la masse de Planck de notre brane M_{Pl} peut être reliée à la masse de Planck D-dimensionnelle M_D par la relation

$$M_{Pl}^2 \;=\; V_\delta\, M_D^{2+\delta} \quad , \tag{3.12}$$

avec V_δ le volume de l'espace supplémentaire. On peut obtenir un ordre de grandeur des extensions spatiales R des dimensions supplémentaires en supposant que la compactification se fait sur des cercles de mêmes rayons, auquel cas $V_\delta = (2\pi R)^\delta$. Pour résoudre le problème de hiérarchie, on souhaite que $M_D \sim 1\,\mathrm{TeV}$, et avec $M_{Pl} = 10^{19}\,\mathrm{GeV}$ on a la relation

$$R = \frac{1}{2\pi M_D}\left(\frac{M_{Pl}}{M_D}\right)^{\frac{2}{\delta}} \quad \Rightarrow \quad R \simeq 10^{32/\delta - 3}\ \mathrm{GeV}^{-1} \quad . \tag{3.13}$$

On trouve alors les valeurs pour R montrées dans le tableau 3.3.

δ	1	2	3	4	5	6
R	2.10^6 km	0,1 mm	0,5 nm	1,5 pm	45 fm	4 fm

Tab. 3.3 – Ordres de grandeurs de la taille des dimensions supplémentaires dans un modèle ADD en fonction de leur nombre ($\delta = 1$ est exclu).

Une classe de modèles dits de Randall-Sundrum (RS) propose que les dimensions supplémentaires ne soient pas compactifiées et présentent une grande courbure, on parle de modèles à dimensions supplémentaires voilées (*warped* en anglais) [64]. Tous les champs du Modèle Standard se propagent dans le bulk à l'exception du Higgs qui doit rester sur la brane. Dans ce cadre la métrique ne peut pas être factorisée et un déplacement élémentaire s'écrit $ds^2 = a(y)\, \eta_{\mu\nu}\, dx^\mu\, dx^\nu + h_{ij}(y)\, dy^i\, dy^j$, où $a(y) = e^{-k|y|}$ est le facteur de voilage et k l'échelle de courbure. Dans ce scénario, la masse de Planck effective de notre monde se déduit de la valeur fondamentale M_D par

$$M_{Pl}^2 \;=\; \frac{M_D^3}{2k}\left(1 - e^{-2k\pi R}\right) \quad . \tag{3.14}$$

Pour que la théorie soit consistante il faut que l'échelle de courbure ne soit pas beaucoup plus faible que M_{Pl}, *i.e.* au maximum $k \sim 10^{18}$ GeV, ce qui conduit à $R \sim 10^{-33}$m. Cette valeur est du même ordre de grandeur que ce qui apparaît naturellement en théorie de cordes.

Un autre modèle utilisé dans la suite est celui des dimensions supplémentaires universelles (*Universal Extra Dimensions*, UED), pour lesquelles tous les champs peuvent se propager dans des dimensions supplémentaires plates de petite taille [65]. Il peut être montré que ce modèle est attractif à bien des points de vue, il permet une bonne gestion des anomalies, une description très esthétique de la brisure électrofaible, possède une symétrie discrète qui protège la stabilité du proton. Par conséquent, il propose un bon candidat à la matière noire.

États de Kaluza-Klein et matière noire

L'existence de dimensions supplémentaires permet aux champs de se propager le long de ces petites distances. Les champs peuvent alors trouver de nouveaux états propres de propagation qui, vus depuis la brane du Modèle Standard, paraissent comme de nouvelles particules plus massives. On peut illustrer cela par un exemple simple, dans un un cadre générique ADD avec $\delta = 1$. L'objectif n'est pas de donner des résultats précis et physiquement pertinents mais de montrer naïvement comment de nouveaux états massif apparaissent avec l'augmentation de la dimensionnalité de l'espace. Les coordonnées considérées sont notées $z = (x^\mu, y)$ et l'on suppose que la dimension y est compactifiée sur un cercle de rayon R. On a donc $0 \leq y \leq 2\pi R$. Pour une particule scalaire sans masse, l'équation de propagation et ses solutions sont données par

$$\left\{\Box_5 \equiv \partial_t^2 - \partial_{x_1}^2 - \partial_{x_2}^2 - \partial_{x_3}^2 - \partial_y^2 \right\} \phi = 0 \quad \Rightarrow \quad \phi = \sum_n \phi_n \text{ avec } \phi_n = e^{ip_\mu p^\mu} e^{i\frac{n}{R}y} \ . \tag{3.15}$$

On trouve alors les solutions dans les 4 dimensions habituelles, et n/R est la valeur propre de l'impulsion dans la cinquième dimension. On peut alors déduire la valeur de la masse des états $n \neq 0$ observés dans la brane du Modèle Standard, m étant la masse de la particule standard (pour $n = 0$)

$$p^\mu p_\mu - \frac{n^2}{R^2} = M_n^2 - \frac{n^2}{R^2} = m^2 \quad \Rightarrow \quad M_n^2 = m^2 + \frac{n^2}{R^2} \ . \tag{3.16}$$

Les nouvelles particules héritent de toutes les propriétés du partenaire dont elles sont issues : spin, nombres quantiques, etc. A l'ordre de Born, leur masses au carré sont plus élevées d'un facteur proportionnel au nombre d'enroulements le long de la dimension supplémentaire (voir la figure 3.4).

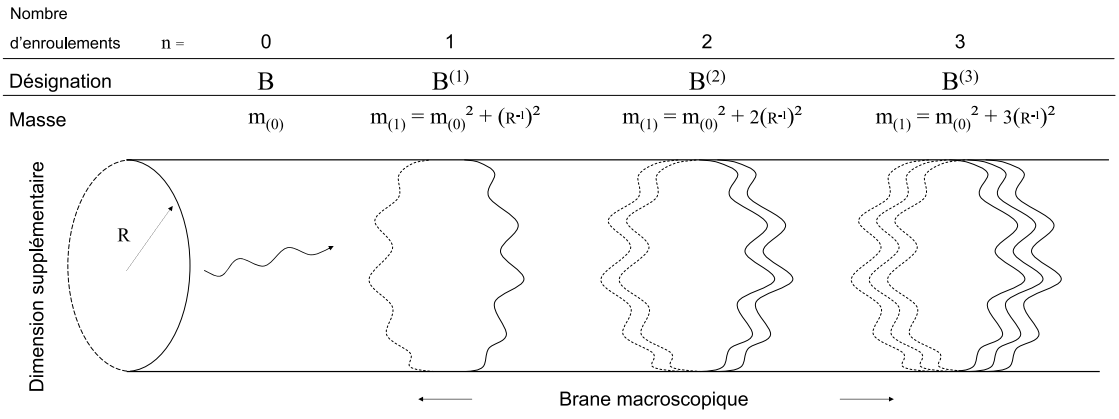


FIG. 3.4 – Représentation schématique des différents états de Kaluza-Klein.

Dans les modèles UED, les dimensions supplémentaires ne sont pas compactifiées mais en analogie avec l'exemple précédent, une symétrie discrète est associée à la parité du nombre d'enroulements, désignée par K-parité. Par conséquent, la particule de Kaluza-Klein la plus légère (LKP) est stable et pourrait constituer la matière noire [66]. Les excitations des photons et des neutrinos sont de bons candidats la LKP et ont la même masse au premier ordre. Les corrections radiatives étant de signe contraire, c'est en fait l'excitation du boson d'hypercharge B qui sera la LKP, on le note $B^{(1)}$.

Un modèle de type Randall-Sundrum sera également utilisé dans la suite, il est développé dans [68]. Dans son contextes les particules sont regroupées dans des multiplets du groupe de jauge $SO(10)$, permettant de réaliser la grande unification, on parle alors de *"warped GUT"*. Dans ce modèle, la stabilité du proton est assurée par une symétrie Z_3, la nouvelle particule la plus légère étant impaire sous cette symétrie est alors stable, on la nomme LZP. Ce candidat matière noire s'apparente à un neutrino droit de Dirac. Ce modèle prévoit l'existence d'un boson Z' associé au groupe $U(1)$ supplémentaire de $SO(10)$, et un paramètre important est la masse des bosons de Kaluza-Klein, noté M_{KK}, de l'ordre du TeV.

De nombreux autres modèles de matière noire existent et ne seront pas décrits ici, on peut en trouver une revue dans [34] et ses références. Des modèles supersymétriques non minimaux peuvent être évoqués, ils diffèrent du MSSM par exemple par l'ajout d'un singlet dans le secteur du Higgs (NMSSM, [69]) ou de nouvelles sources de violation de CP [70]. Les modèles de Little Higgs avec conservation de T-parité proposent également un candidat intéressant [71]. Les axions, associés à une éventuelle violation de CP dans l'interaction forte sont également d'excellents candidats [72]. La matière noire scalaire légère est également une possibilité [73]. Dans la suite seuls les deux approches présentées dans ce chapitre seront considérés, elles semblent à l'heure actuelle bien motivées théoriquement et l'expérience AMS dont il est question dans cette thèse y sera plus sensible.

3.4 Contraintes en collisionneurs, recherche directe et cosmologie

Les mesures auprès des collisionneurs fournissent des contraintes très précises sur les modèles de nouvelle physique et la particule de matière noire, en particulier grâce au parallélisme qui existe entre les couplages des particules du Modèle Standard et celle du MSSM. Ainsi, dans le cadre du MSSM, le LEP a permis d'exclure l'existence de nouvelles particules chargées moins massives qu'une valeur légèrement inférieure à l'énergie dans le centre de masse ($\sqrt{s} = 209$ GeV à LEP2). Les limites pour ces particules sont dans la gamme $87 - 103$ GeV selon la section efficace de production : $m_{\chi^\pm} > 103$ GeV, $m_{\tilde{e}} > 99$ GeV, $m_{\tilde{\mu}} > 96$ GeV, $m_{\tilde{\tau}} > 87$ GeV [74], [75], [76], elles peuvent contraindre indirectement la masse du neutralino le plus léger. En effet, la production de ces particules chargées était cinématiquement permise si leurs masses n'étaient pas trop supérieure à la moitié de $\sqrt{s}$, d'où l'ordre de grandeur des limites obtenues. En revanche les couplages $(Z^0\chi_0^1\chi_0^2)$ et $(Z^0\chi_0^1\chi_0^2)$ peuvent ressembler aux couplage à trois Z^0 interdit dans le Modèle Standard selon le contenu en champs des neutralinos, et leur production directe est supprimée. Ce n'est donc qu'à partir des contraintes sur les masses des nouvelles particules chargées que, moyennant des hypothèses d'universalité, qu'il est possible de contraindre la masse du neutralino le plus léger grâce aux équations du groupe de renormalisation. Par exemple, en supposant l'unification des masses des jauginos (comme dans mSUGRA), il vient une limite inférieure de pour m_{χ^1} : Si ces contraintes à l'échelle GUT sont relachées, *i.e.* dans le MSSM général, la LSP peut être bien moins massive [77].

$$\begin{aligned} m_{\chi^1} &\gtrsim 50 \text{ GeV} \quad \text{avec unification des masses des jauginos} \ , \\ m_{\chi^1} &\gtrsim 6 \text{ GeV} \quad \text{sans ces contraintes d'universalité} \ . \end{aligned} \tag{3.17}$$

De nombreuses mesures de précision permettent de contraindre les modèles de nouvelle physique et leur candidat à la matière noire. Ces observable sont listées dans [34], les plus importantes sont les limites sur les courants neutres avec changement de saveur, le rapport d'embranchement $b \to s\gamma$, la contribution au moment magnétique anormal du muon et les ajustements électrofaibles de précision. Ces derniers donnent par exemple une limite supérieure sur l'échelle des dimensions supplémentaires dans le cadre des théories UED [65] de

$$R_{UED}^{-1} \gtrsim 300 \text{ GeV} \ . \tag{3.18}$$

Pour un modèle donné, la densité relique thermique peut être calculée par la méthode décrite dans le premier paragraphe de ce chapitre. Le modèle en question est alors principalement contraint dans le cas où la densité ainsi calculée dépasse la densité mesurée (voir l'équation (1.13)). En effet, si un modèle conduit à une trop grande densité relique, il est difficile de trouver un mécanisme permettant de la réduire (si toutes

les co-annihilations pertinentes ont été prises en compte). Par contre si la densité calculée est trop petite, il est souvent possible de proposer des scénarios de production *non thermique*. C'est par exemple le cas dans les modèles de supersymétrie AMSB, qui conduisent à des densités reliques typiquement deux ordres de grandeur en deçà de la valeur mesurée. Il est montré que des désintégrations du gravitino après le gel des neutralinos peuvent permettre d'expliquer la densité de matière de l'Univers [78]. Un certain nombre de codes publics permettent de calculer la densité relique. Dans le MSSM, les logiciels `DarkSUSY` [79] et `micrOMEGAs` [80], [81] font ce calcul. Ce dernier a récemment été amélioré pour le faire dans un modèle générique quelconque [82]. La densité relique peut également être calculée dans le cadre des modèles de dimensions supplémentaires [83]. Dans tous les cas, le calcul de la densité relique permet de relier les observable cosmologiques aux échelles fondamentales de la nouvelle physique. La figure 3.5 illustre cela dans le cas du modèle supersymétrique mSUGRA (calculs avec `micromegas`), et les courbes de la figure 3.6 concernent des modèles avec dimensions supplémentaires : UED à gauche (5D et 6D) et Randall-Sundrum avec $SO(10)$ ($M_{KK} = 3$ TeV et 6 TeV) à droite.

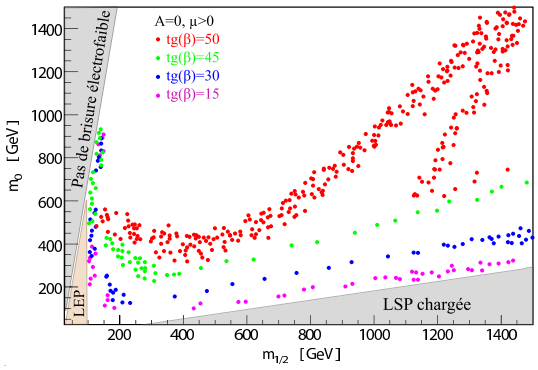


FIG. 3.5 – Contraintes cosmologiques sur le modèle mSUGRA [84].

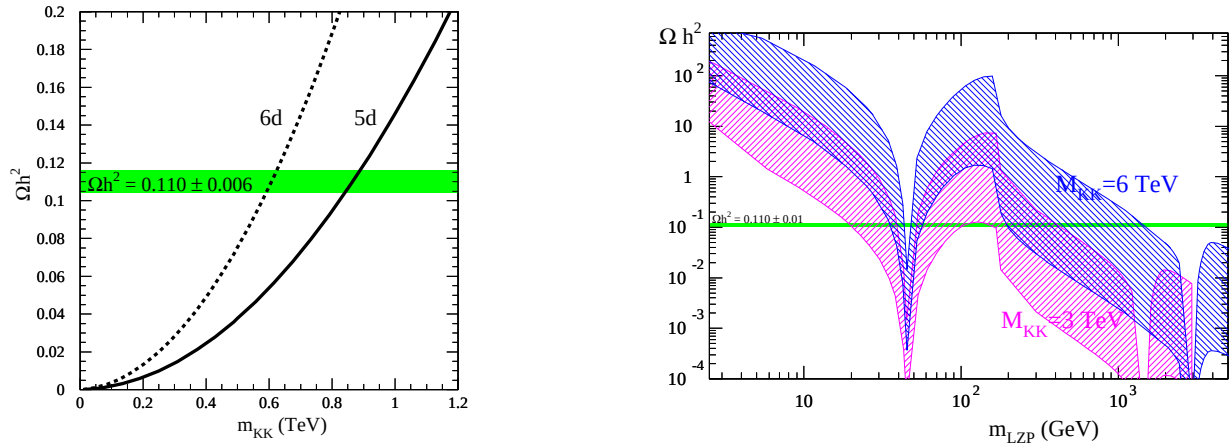


FIG. 3.6 – Contraintes cosmologiques sur les modèles à dimensions supplémentaires : UED à gauche [83] et Randall-Sundrum $SO(10)$ à droite [68].

Les modèles de matière noire sont également contraints par la recherche directe de WIMPs. Ces expériences visent à mesurer le recul nucléaire que provoquerait une collision entre un WIMP et un noyau du milieu détecteur. Les références [34] et [46] présentent des revues très complètes de la phénoménologie de la recherche directe de matière noire. Le taux d'événement dépend de la section efficace de collision élastique $\sigma_{\chi-noyau}$, de la densité locale de neutralinos et des facteurs de forme nucléaires. La difficulté vient de la

réjection des bruits de fond et en particulier des reculs induits par neutrons. Les stratégies expérimentales actuelles tendent à combiner au moins deux différentes observables (scintillation, chaleur ou ionisation) dans le même détecteur. Les expériences les plus performantes aujourd'hui sont EDELWEISS[4], qui utilise la chaleur et l'ionisation dans des détecteurs au Ge [85], les détecteurs bolométriques CDMS [86] et CRESST [87] et DAMA qui utilise la scintillation de NaI [88]. Une signature claire du signal serait une modulation annuelle attendue en raison de notre déplacement par rapport au nuage de WIMPs dans la galaxie. L'expérience DAMA affirme avoir observé cette modulation et obtient des résultats contredits par les autres observations, il s'agirait vraisemblablement d'une modulation du bruit de neutron dans le laboratoire du Gran Sasso. Malgré l'extraordinaire sensibilité de ces détecteurs, les expériences de détection directe n'ont donc pas encore découvert de WIMPs. Elles ont toutefois permis d'affirmer qu'en raison de son fort couplage au boson Z^0 dans le cadre du MSSM, *le sneutrino $\tilde{\nu}$ LSP est exclu comme candidat à la matière noire* [89].

3.5 Cadre de travail

Dans ce paragraphe seront présentés les ingrédients nécessaires à la compréhension des principes de la recherche indirecte de matière noire. Le cadre de travail général suppose une séquence d'étapes dans l'évolution de l'Univers qui permet de compléter le tableau présenté dans le chapitre 1 au prix de l'ajout de physique plus spéculative. Les grandes étapes en question sont

- une période d'inflation suivie d'un réchauffement (ou *reheating*),
- les annihilation des particules de matière noire puis leur découplage du bain thermique,
- la formation des structures dans les puits de potentiels créés par la matière noire,
- la reprise des processus d'annihilation au centre des structures denses.

L'hypothèse de l'inflation permet de palier les insuffisances du modèle standard du Big Bang évoqués dans le chapitre 1 [90], [91]. Elle repose sur l'introduction d'une période d'expansion accélérée entre le temps de Planck et la période de brisure de la symétrie électrofaible. L'expansion accélérée est alors expliquée par la domination d'un champ scalaire qui peut être par exemple le sneutrino dans le cadre du MSSM dans un groupe de grande unification SU(5), ou un autre champ non encore découvert[5]. Cette période relie causalement toutes les régions du ciel et l'homogénéité du CMB est ainsi expliquée. De plus, elle induit une grande dilution de la courbure et prédit un Univers plat ce qui, dans le cadre de la théorie classique, n'est pas expliqué. Enfin, les fluctuations quantiques du champ scalaire expliquent l'origine des anisotropies dans l'Univers. Ces premières sont en effet dilatées lors de l'inflation et présentes ensuite à toutes les échelles. Le champ scalaire d'inflation se désintègre à la fin de celle-ci, produisant alors toutes les particules cinématiquement autorisées du modèle de physique considéré. *Cette période se nomme le reheating et constitue l'état initial de la physique des particules de l'Univers primordial.* La brisure de la symétrie de grande unification, puis la brisure électrofaible viennent ensuite, et l'établissement de l'asymétrie baryonique (leptogénèse puis baryogénèse) se serait produite entre la fin de l'inflation et cet instant.

3.6 Matière noire à l'échelle Galactique et recherche indirecte

Les deux étapes que sont le découplage des WIMPs et la formation des structures ont déjà été abordées précédemment, il reste à faire le lien avec l'Univers actuel. La modélisation de la formation des structures est complexe et fait intervenir la relativité générale dans un régime non linéaire. Il n'est pas possible à l'heure actuelle de relier un modèle cosmologique à la densité de matière noire présente dans notre environnement Galactique local. Il existe cependant des arguments forts en faveur de la présence de matière noire dans les galaxies. En effet, elle influence les vitesses des étoiles, qui peuvent être mesurées par le décalage Doppler de la raie à 21 cm de l'Hydrogène. Les courbes de rotation observées sont typiquement plates, comme le montre la figure 3.7, ce qui indique la présence de masse sur des distances plus grandes que la taille du

[4] qui est rentrée dans sa seconde phase récemment.

[5] La confrontation des échelles d'énergies mises en jeu indique que ce n'est pas le boson de Higgs

disque lumineux. Cet effet a été observé pour la première fois par V. Rubin dans les années 70 [92] et concerne à présent toutes les galaxies spirales. Sur la figure 3.7 sont montrées les vitesses de rotations des différents composants. La contribution "halo" correspond à une masse que l'on doit ajouter pour expliquer la platitude de la courbe. Pour une distribution de masse $M(r)$, la vitesse de rotation se déduit de la mécanique Newtonienne

$$v(r) \;=\; \sqrt{\frac{G_N\, M(r)}{r}} \quad \text{où} \quad M(r) \;=\; 4\pi \int \rho(r)\, r^2\, dr \;\;, \tag{3.19}$$

où $\rho(r)$ est le profil de masse. Ce dernier devrait diminuer comme $1/\sqrt{r}$ au delà du disque lumineux (dont le rayon est ~ 20 kpc). Le fait que $v(r)$ est quasiment constant implique l'existence d'un halo massif avec $M(r) \propto r$ et donc un profil en $\rho \propto 1/r^2$, ce jusqu'à un rayon d'environ 200 kpc, pour une masse totale de l'ordre de 10^{12} $M_\odot$. Cette masse n'est pas visible et est souvent appelée masse sombre. Il n'existe pas d'indication sur sa nature, ni sur son éventuel caractère non baryonique. Il a été envisagé par exemple que la matière sombre puisse être constituée d'objets compacts baryoniques (comme de petites lunes), ce qui a été exclu par les expériences EROS et MACHO. Ces collaborations ont recherché des objets compacts sombres par effet de lentille gravitationnelle et ont montré que trop peu de candidats avaient été observés pour rendre compte de la masse de la Voie Lactée [93]. Il n'est pas non plus impossible qu'une importante partie de la masse sombre se trouve sous forme d'Hydrogène moléculaire froid. Cependant, étant donné l'immense proportion de matière noire dans l'Univers et à l'échelle des amas de galaxies, il semble raisonnable d'étudier l'hypothèse selon laquelle masse sombre et matière noire auraient une explication commune. L'étude des vitesses des étoiles dans le voisinage du système solaire permet d'estimer la densité locale de matière noire. Cela est illustré dans la figure 3.8, l'estimation dépend du modèle de halo de matière noire considéré et de la distance supposée nous séparant du centre Galactique $r_\odot$.

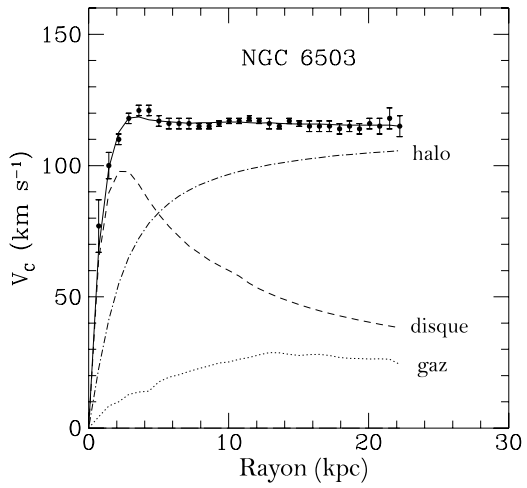


FIG. 3.7 – Courbe de rotation de la galaxie NGC 6503 [94].

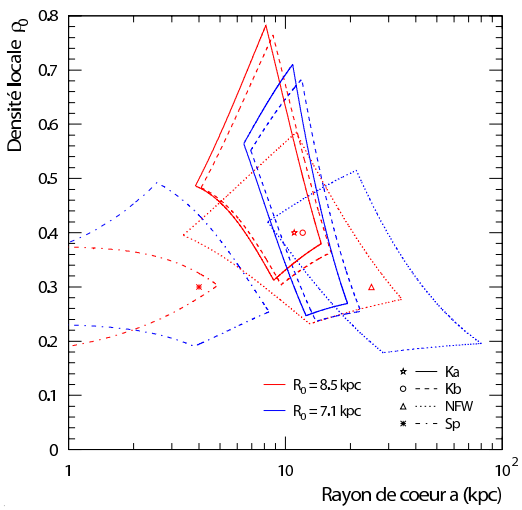


FIG. 3.8 – Estimations de la densité locale de matière noire [95].

De façon plus générale, des indices de la présence de matière noire à des échelles galactiques et sub-galactiques viennent des études suivantes :

- La modulation de l'effet de lentilles gravitationnelles autour des galaxies elliptiques, qui montre l'existence de sous-structures d'échelles $\sim 10^6$ $M_\odot$.
- L'effet de lentille faible des galaxies distantes par les structures d'avant plan.
- La dispersion de vitesse des galaxies sphéroïdes naines, dont les rapport masse sur luminosité tendent à montrer que la densité de masse y est plus élevée que localement.
- La dispersion de vitesse des satellites de galaxies spirales de la même manière.

L'étude de la dynamique des étoiles dans notre propre Galaxie laisse une dégénérescence dans les paramètres permettant de décrire le profil radial de son halo de matière noire. Celui-ci peut être paramétrisé par la relation

$$\rho(r) = \rho_\odot \left[\frac{r_\odot}{r}\right]^\gamma \left[\frac{1+(r_\odot/a)^\alpha}{1+(r/a)^\alpha}\right]^{\frac{\beta-\gamma}{\alpha}} \quad , \tag{3.20}$$

où $\rho_\odot$ est la densité locale, a le rayon de coeur et α,β,γ des paramètres pouvant être déduits des simulations numériques à N corps de formation des halos. Celles-ci tendent à montrer qu'il existerait un profil de halo *universel*, de même forme quelque soit la masse et l'époque [96]. Les paramétrisations les plus utilisées sont les halos sphériques isothermes [95], de Navarro, Frenk et White (NFW) [96], de Kravtsov [97], et de Moore [98], dont les paramètres sont donnés dans la table 3.4.

	α	β	γ	a (kpc)
Isotherme	2	2	0	4
NFW	1	3	1	20
Kravtsov	2	3	0.4	10
Moore	1.5	3	1.5	28

Tab. 3.4 – Valeurs des paramètres de halo pour quatre types de profils.

Ces paramétrisations diffèrent en particulier dans la description de la densité au centre Galactique, sur laquelle nous reviendrons dans le chapitre consacré à la phénoménologie. Dans la figure 3.9 sont représentés les trois profils de halos les plus utilisés dans la suite, soit isotherme, NFW et Moore.

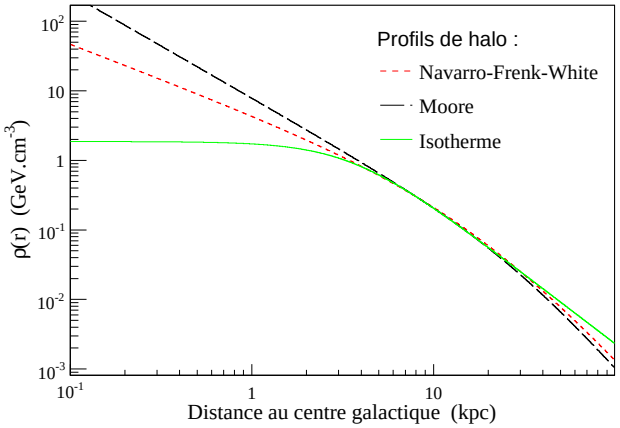


Fig. 3.9 – Profils de densité de matière noire pour trois des jeux de paramètres présentés dans le tableau 3.4, pour $r_\odot = 8$ kpc.

Notons que des modèles considérant une modification de la loi de gravitation permettent de rendre compte des observations aux échelles Galactiques. Ces théories proposent en général une extension des équations d'Einstein qui induit un changement dans la loi de Newton pour des régimes d'accélération particuliers [99]. Ces théories, dites MOND (pour *MOdified Newtonian Dynamics*) prédisent un Univers entièrement baryonique, sans nécessité d'introduire de nouvelles particules hypothétiques. Bien que très attirants conceptuellement, ces modèles sont aujourd'hui défavorisés par l'études des anisotropies du CMB [100] sur de petites échelles angulaires ou les observations de l'amas de galaxies 1E0657-56 [101]. Des détails concernant le caractère non baryonique de la matière noire sont donnés dans l'annexe B, ces arguments en particulier y sont revus.

La recherche indirecte de matière noire consiste à profiter du fait que nous vivons probablement dans un halo de WIMPs. Ainsi, les annihilations qui ont eu lieu dans l'Univers primordial seraient toujours à l'oeuvre

avec un taux $\propto \rho^2_{CDM}$. Dans le cadre de la conservation de la symétrie discrète associée à la stabilité du proton, chaque annihilation produit une paire particule-antiparticule du Modèle Standard dont l'énergie est de l'ordre de m_χ. Cela constitue une source non conventionnelle de rayonnement cosmique. Tout l'enjeu de la recherche indirecte consiste donc à séparer cette composante exotique du signal conventionnel. Les rayons cosmiques Galactiques étant en grande majorité constitués de particules de matière, la recherche se fera préférentiellement dans les canaux d'antimatière, la proportion de signal exotique étant alors plus grande. Les états finals (qui ne correspondent pas nécessairement aux canaux d'annihilations) sur lesquels nous porteront plus d'attention seront donc les positons e^+, les antiprotons $\bar{\mathrm{p}}$, les antideutérons $\bar{D}$ et les photons γ. La recherche indirecte de matière noire se fait également dans le canal neutrino, des annihilations de particules de matière noire pourraient alors avoir lieu an centre de structures comme le Soleil. La nouvelle génération de télescopes à neutrinos (ANTARES [102], ICECUBE [103], km3 [104]) observera peut-être un excès dans ces directions. Ce canal d'observation est le seul auquel AMS02 n'est pas sensible. Les détails de la prédiction des signaux dans tous les canaux feront l'objet de la partie III. La description du signal conventionnel dans la gamme d'énergie pour laquelle l'expérience AMS sera sensible fait l'objet du chapitre 4.

Chapitre 4

Le Rayonnement Cosmique d'Origine Conventionnelle

Les rayons cosmiques Galactiques standards constituent une bruit de fond irréductible pour la recherche indirecte de matière noire. Dans ce chapitre, leurs mécanismes de production ainsi que leur propagation dans la Voie Lactée sont introduits. Les incertitudes théoriques sur la détermination des flux standards sont explicitées dans le cadres des modèles de propagation semi-analytiques.

4.1 Introduction

Le rayonnement cosmique a joué un rôle essentiel dans l'histoire des sciences, en particulier avant que les particules ne soient produites dans les accélérateurs. C'est l'étude des rayons cosmiques qui a permis de découvrir le positon en 1933 (C. Anderson), mais également les pions, le muon, les kaons, et les particules étranges Λ, Ξ et Σ. La physique des particules s'est ensuite tournée vers les accélérateurs afin de produire *in situ* les particules en contrôlant le maximum de paramètres. En cherchant à détecter la matière noire de façon indirecte, la physique des particules pointe à nouveaux vers des sources naturelles de particules de haute énergie. Le signal recherché sera noyé dans le rayonnement d'origine astrophysique, c'est pourquoi ce chapitre se consacre aux rayons cosmiques conventionnels.

4.2 Spectre énergétique et composition

Le spectre en énergie des rayons cosmiques s'étend sur près de 13 décades en énergie, ils sont détectés entre 0.1 GeV et environ 10^{11} GeV, et la dépendance en énergie est approximativement en loi de puissance $\frac{d\phi}{dE} \propto E^{-\gamma}$ avec $\gamma = 2.7$ (voir la figure 7.3). Certaines caractéristiques sont à noter, comme les changements de pente entre vers 10^{15} eV et 10^{19} eV désignés respectivement comme le genou et la cheville.

La gamme en énergie à laquelle l'expérience AMS02 sera sensible est grisée sur la figure 4.1, entre 1 GeV et quelques TeV. C'est ce domaine d'énergie qui nous intéressera désormais. La majorité des hadrons sont alors des protons (~ 90 %) et des particules α (~ 10 %), il y a également des antiprotons au niveau de 10^{-5} (non représentés sur la figure 4.1). Des noyaux plus lourds sont également présents, jusqu'au Curium à $Z = 96$. Les leptons sont minoritaires (moins de 1 % du total), et sont constitués d'environ 90% d'électrons et de 10% de positons. Cette proportion varie en fonction de l'énergie, c'est là un point clé de la recherche indirecte de matière noire, une observable des plus sensible étant le rapport $e^+/(e^+ + e^-)$.

La figure 4.1 montre également les flux de rayons γ. Ceux ci n'étant pas défléchis lors de leur transport, leur détection n'est pas du tout isotrope et on peut en observer les sources, ponctuelles ou étendues. Dans la figure 4.1 ne sont donc montrés que les flux de rayons γ diffus Galactiques (dans le disque, en

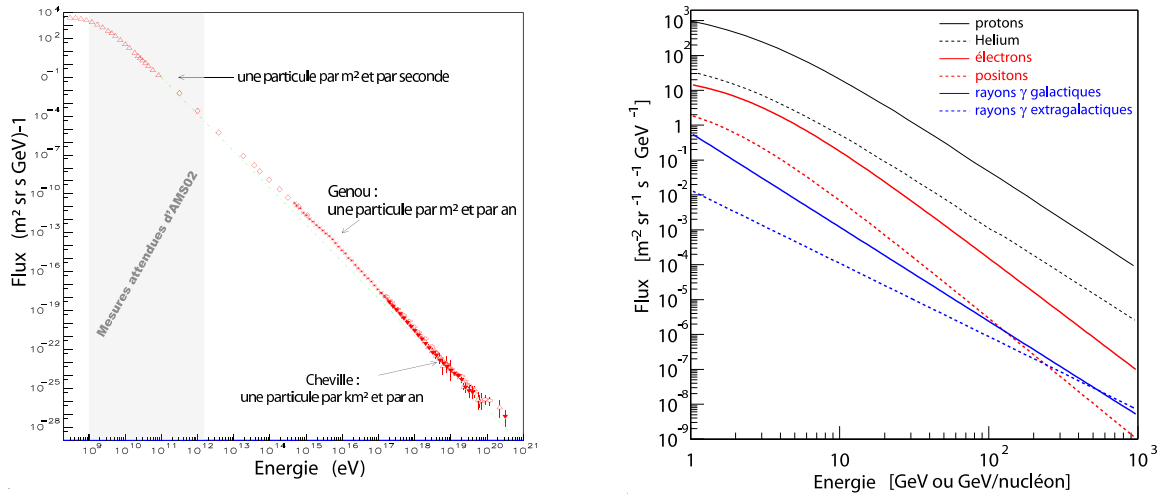


FIG. 4.1 – Flux de rayons cosmiques au dessus du GeV (à gauche) et composition dans la zone de sensibilité de l'expérience AMS (à droite).

trait bleu plein) et extra-Galactiques (de part et d'autre du disque, en pointillés bleus). Il faut noter que la propagation des γ sur de longues distances est toutefois atténuée par l'interaction des photons sur la lumière des étoiles et le fond diffus infra-rouge. Dans cette thèse ce point importe peu dans la mesure où nous nous intéressons aux sources relativement proches (dans le halo de matière noire).

Les principales expériences ayant contribué à ces mesures sont portées par des ballons (BESS [105], [106] et CAPRICE [107] pour les noyaux, HEAT [108] pour les positons) ou se situent dans l'espace (AMS01 [109]). Les résultats de l'expérience PAMELA [110] lancée en juin 2006 sont très attendus pour gagner en précision, ainsi que ceux de l'expérience AMS02 dont il est question ici. AMS02 permettra en effet d'améliorer les mesures de PAMELA d'un facteur de 10 à 100 en précision, et d'étendre les gammes énergétiques et la charge des noyaux observés. En raison des contraintes pratiques, les satellites et ballons ont une acceptance géométrique relativement restreinte. Le flux étant $\propto E^{-2.7}$, le taux de comptage devient faible à haute énergie. Les mesures au delà du TeV se font donc soit à l'aide de ballons de longue durée de vol, soit par l'observation depuis le sol des cascades engendrées par les interactions des rayons cosmiques avec les constituants de l'atmosphère.

Dans le cas des γ, les expériences embarquées sont très complémentaires de celles au sol. Dans l'espace, le satellite EGRET [111], en fonctionnement de 1991 à 2001, a permis de très nombreuses observations du ciel dans le domaine γ. Dans un futur proche, le satellite GLAST [112], [113] permettra une importante amélioration de ces mesures, avec une sensibilité plus grande et de meilleures résolutions énergétique et angulaire. Nous verrons dans le chapitre suivant que le développement d'un système de déclenchement spécifique permettra à AMS02 d'être très compétitif pour la mesure des photons également. Dans le domaine d'énergie qui nous occupe, les observations depuis le sol se font principalement avec les télescopes Čerenkov (ou ACT pour *Atmospheric Čerenkov Telescope*). Ces derniers utilisent l'atmosphère comme calorimètre, à travers le fait que les particules chargées contenues dans les gerbes électromagnétiques induites par les photons de haute énergie émettent du rayonnement Čerenkov. L'observation en coïncidence de cette lumière dans différents télescopes dédiés permet une réjection efficace des hadrons et une sensibilité très grande. Le réseau de télescopes H.E.S.S. situé en Namibie est à l'heure actuelle le plus performant [114], mais il n'est pas le seul, MAGIC[115] et VERITAS [116] dans l'hémisphère nord présentent également des performances intéressantes. De façon générale, les satellites se distinguent par une meilleure résolution en énergie et une plus grande ouverture angulaire. Les ACT au contraire ont de meilleures sensibilités et résolutions angulaires, tout en étant encore limités par des seuils relativement élevés, de l'ordre de la centaine de GeV.

4.3 Origine des rayons cosmiques du GeV à quelques TeV

Dans ce chapitre, nous mettons l'emphase sur la description phénoménologique des rayons cosmiques qui nous intéressent dans la suite, p, $\bar{\mathrm{p}}$, $e^{\pm}$, γ, D et $\bar{\mathrm{D}}$ [117]. Dans le cadre de la physique conventionnelle et de façon générale, les rayons cosmiques sont de deux types :

- les *primaires*, pour lesquels il existe des sources, c'est le cas des protons et de 90 % des électrons,
- les *secondaires*, qui sont créés lors de l'interaction des rayons cosmiques primaires sur le milieu interstellaire. Dans le cadre de la physique conventionnelle, c'est le cas pour une faible fraction des protons, pour les antiprotons, les photons, 10 % des électrons, les positons ainsi que les deutérons et antideutérons.

La mise en évidence d'une composante *primaire* en $\bar{\mathrm{p}}$, $\bar{\mathrm{D}}$, e^+ pourrait être le signe de nouvelle physique, d'annihilations de matière noire en particulier. Les canaux d'antimatière seront privilégiés pour la recherche indirecte, c'est pourquoi une attention particulière leur sera dévolue dans la suite. Comme nous le verrons, il est attendu que la production exotique de rayons cosmique soit symétrique du point de vue matière/antimatière. Le signal recherché étant rare, le fond conventionnel est bien plus faible dans le cas de l'antimatière ($\bar{p}/p \sim 10^{-5}$ et $e^+/(e^+ + e^-) \sim 0.1$), il serait donc plus facile de séparer une composante primaire dans ce cas.

4.3.1 Sources primaires et mécanismes d'accélération dans la Voie Lactée

La première source de rayons cosmiques est le soleil, au sein duquel les particules peuvent être accélérées jusqu'à quelques GeV. À cette énergie et au-delà, la grande majorité des rayons cosmiques conventionnels primaires sont produits lors des explosions de Supernovae. Celles-ci produisent des ondes de choc, qui peuvent accélérer les particules chargées confinées par les champs magnétiques par le mécanisme de Fermi [118]. Les particules entrent en contact avec l'onde de choc et gagnent de l'énergie proportionnellement à la vitesse du choc. Ce mécanisme produit naturellement un spectre en loi de puissance

$$\Phi_{source} \propto E^{-2} \ . \tag{4.1}$$

L'indice est ensuite modifié par la propagation des rayons cosmiques dans la Voie Lactée. En effet, la diffusion se faisant plus rapidement pour des particules de haute énergie, le spectre au niveau de la Terre est plus mou, avec un indice d'environ 2.7.

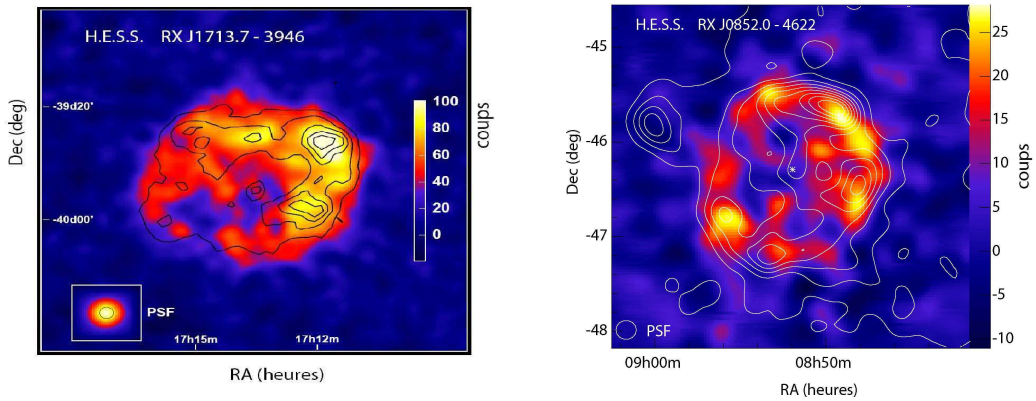


Fig. 4.2 – Images obtenues par le réseau de télescopes H.E.S.S. des restes de supernovae RXJ1713 [119] et RXJ0852 [120].

Bien que cela ait été pressenti depuis longtemps, ce n'est que récemment que les premières preuves que des rayons cosmiques sont accélérés dans les ondes de choc ont été apportées. C'est l'expérience H.E.S.S. qui a permis cela, en observant des restes de supernovae en coquille, objets qui n'avaient jusqu'alors jamais

été résolus dans le domaine de l'astronomie gamma (de la centaine de GeV au TeV). La figure 4.2 montre les images obtenues par le réseau de télescopes H.E.S.S. de deux restes de supernovae en coquille [119], [120]. Sur ces images, les contours correspondent à la morphologie du rayonnement X obtenu avec des instruments distincts. La concordance des contours en X et en rayons γ au TeV prouve que des particules sont accélérées dans ces objets jusqu'à plusieurs dizaines de TeV. C'est en effet jusqu'à de telles énergies que le spectre de photons γ a été mesuré par H.E.S.S.. Des expériences de plus large acceptance sont nécessaires pour pousser les mesures plus loin, cela pourrait se faire par exemple en augmentant le nombre de télescopes, ou en utilisant un réseau de détecteur au sol. Il est attendu que le spectre de tels objets puisse s'étendre jusqu'au genou, aux alentours de 1000 TeV. Le mécanisme précis d'accélération n'est toutefois pas encore établit, il pourrait s'agir d'un mécanisme*leptonique* (accélération d'électrons qui perdent de l'énergie par effet Compton inverse et rayonnement synchrotron) ou *hadronique* (accélération de protons suivie d'interactions créant en particulier des π^0 se désintégrant en deux photons).

4.3.2 Propagation des Particules Chargées

Dans cette partie nous décrivons le transport des particules chargées dans notre Galaxie. Il est important de noter que dans la gamme d'énergie qui nous intéresse (*i.e.* de 1 GeV à environ 1 TeV) et jusqu'au genou, les rayons cosmiques sont d'origine Galactique et pour la plupart restent *confinés* dans la Galaxie et son halo décrit dans la suite.

L'environnement Galactique

L'observation de galaxies similaires à la Voie Lactée dans le domaine radio invite à penser qu'il existe un **halo diffusif** plus épais que le disque lumineux. La figure 4.3 montre une comparaison des images de la galaxie NGC 4631 dans le domaine radio et optique. L'existence d'une émission radio au delà de l'extension visible montre qu'il doit exister des champs magnétiques sur une épaisseur de l'ordre de la moitié du rayon du disque [121]. Sans ces champs, il n'est pas possible d'expliquer cette émission, due à la radiation synchrotron des électrons. Bien qu'il soit plus difficile de prouver l'existence d'un halo radio dans notre propre Galaxie, il semble inévitable que les rayons cosmiques chargés explorent des régions plus vastes que le disque contenant les étoiles (épais d'environ 500 pc). Il est important de noter que *le halo diffusif dont il est question ici n'a aucun rapport avec le halo de matière noire, approximativement sphérique, dont il a été et sera encore question.*

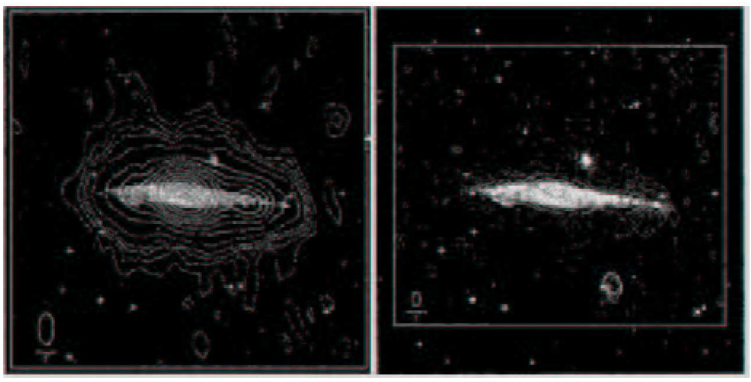


FIG. 4.3 – Images radio (à gauche) et optique (à droite) de la galaxie NGC4631 [121].

Il existe également des indications montrant qu'il doit exister un **vent convectif** partant du disque et dirigé de part et d'autre [122]. Il est observé dans d'autres galaxies comme du gaz s'échappant du disque, probablement lié à des explosions de supernovae dans le passé. Le vent galactique induit une cassure dans le spectre radio à 1 GHz, qui ne peut pas être reproduit autrement [123]. Si la question de l'existence du

vent convectif n'est plus discutée, sa forme et sa valeur restent des paramètres peu contraints dans les modèles.

La **matière interstellaire** est confinée dans le disque et est constituée en majorité d'Hydrogène atomique et moléculaire et d'Hélium. 1.5 % de la masse du milieu interstellaire est constituée d'éléments plus lourds. Une description détaillée de ce milieu est présentée dans [124].

Les **champs magnétiques** ont un rôle particulier, leur composante régulière est responsable du confinement des rayons cosmiques dans le halo diffusif et leurs fluctuations impliquent que les rayons cosmiques chargés diffusent lors de leur propagation. À grande échelle, la direction du champ magnétique suit celle des bras spiraux. Les hétérogénéités du champ sont du même ordre de grandeur et très difficiles à mesurer, leurs valeurs se situent dans une gamma allant de 1 à 10 μG [125].

Notre Soleil est situé dans une zone de densité de gaz plus faible que la moyenne (la *bulle locale*), en rotation à une vitesse d'environ 220 $\mathrm{km} \cdot \mathrm{s}^{-1}$ à une distance de l'ordre de 8 kpc du centre de la Galaxie.

Diffusion et pertes d'énergie, paramètres de diffusion

Lors de leur voyage dans la Voie Lactée, les rayons cosmiques évoluent dans le milieu décrit précédemment et schématisé dans la figure 4.4. Leur propagation procède de deux types de phénomènes :

- la diffusion sur les inhomogénéités du champ magnétique, celle ci ne dépend pas du type de particule mais uniquement de la rigidité, définie comme $\mathcal{R} = p/|Z|$ (ou p est l'impulsion du rayon cosmique et Z sa charge).
- les interactions avec le champ électromagnétique ou le milieu interstellaire. Elles dépendent du type de particule considérée et induisent les pertes d'énergie, la disparition dans le disque, et éventuellement une ré-accélération.

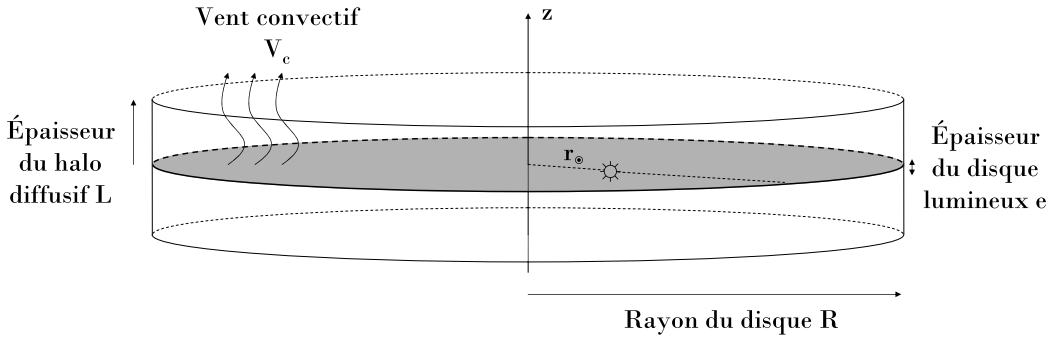


Fig. 4.4 – Schéma du halo diffusif de la Voie Lactée.

Les modèles de propagation font donc intervenir des paramètres liés à ces deux aspects. Pour la prédiction des flux de rayons cosmiques conventionnels, la première approche consiste à résoudre les équations de propagation de façon entièrement numérique. L'avantage de cette méthode est qu'elle permet la prédiction de tous les flux de façon cohérente et l'introduction de données observationnelles quantitatives (cartes de densité de gaz, mesures des champs magnétiques, etc). Le code public permettant de faire ces calculs est `GalProp` [126], [127], qui inclut tous ces avantages. Quelques inconvénients sont malgré tout à souligner, en particulier, le temps de calcul nécessaire est très élevé et les estimations des incertitudes théoriques sur les prédictions de flux sont difficiles à évaluer dans ce contexte. Une autre approche sera utilisée pour les calculs de flux, basée sur des modèles semi-analytiques pour les équations de propagation.

L'approche semi-analytique consiste en l'écriture des équations de propagation en décrivant le parcours des rayons cosmiques comme une diffusion dans une boite [128]. Cela se fait en paramétrisant le coefficient de diffusion (dépendant de la rigidité) et les pertes d'énergies. Les sections efficaces nucléaires, ainsi que tous les temps de demi-vie des noyaux sont utilisés pour la prédiction du flux d'une espèce [129]. Dans le cas des électrons et des positons, les pertes d'énergie jouent un rôle important et sont modélisées à partir des phénomènes connus (effet Compton, Bremsstrahlung) [130]. Les paramètres libres du modèle

sont les dimensions du halo (en particulier la demi-hauteur L), la valeur du coefficient de diffusion et sa dépendance vis à vis de la rigidité, la valeur et la forme du vent convectif V_c, ou encore la vitesse des centres diffusifs (*i.e.* des inhomogénéités du champ magnétique) V_a.

Les mesures actuelles de différents flux permettent déjà de contraindre les paramètres du modèle de propagation. C'est en particulier le cas des mesures des rapports secondaires sur primaires. Les noyaux primaires sont toujours les plus stables, il s'agit de l'Hydrogène, du Carbone, de l'Oxygène et du Fer en majorité. Ainsi les noyaux observés dont la masse est comprise entre celles de O et de Fe sont les secondaires du Fer. L'étude du rapport *sub–*Fe/Fe donne donc des indications sur les processus à l'oeuvre dans la Galaxie. Le rapport B/C (le bore B étant le secondaire du carbone C) donne des résultats plus contraignants car les sections efficaces nucléaires sont mieux connues et les flux sont mieux mesurés. Illustrons cela avec l'ajustement du coefficient de diffusion. Celui-ci s'écrit

$$K(E) \;=\; K_0\,\beta \;\times\; \mathcal{R}^{\delta} \quad , \tag{4.2}$$

avec K_0 et δ des constantes à déterminer, β le facteur de Lorenz et $\mathcal{R}$ la rigidité. En confrontant les prédictions de B/C aux mesures, il est possible de contraindre tous les paramètres de diffusion [131]. La figure 4.5 montre l'ajustement d'un jeu de paramètres à différentes mesures de B/C, et 4.6 montre les contraintes sur K_0/L et δ que l'on peut en tirer[1].

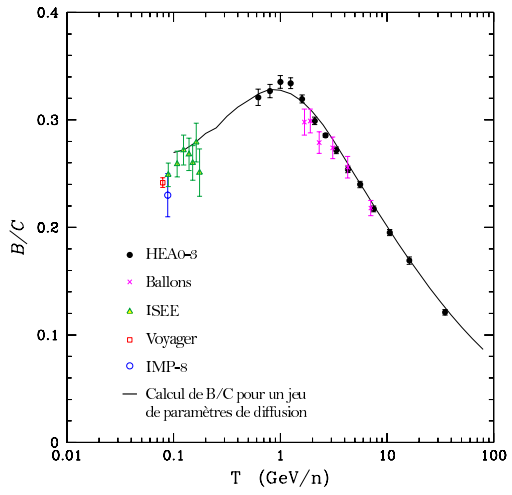


FIG. 4.5 – Mesures du rapport B/C et ajustement d'un jeu de paramètres (adapté de [131]).

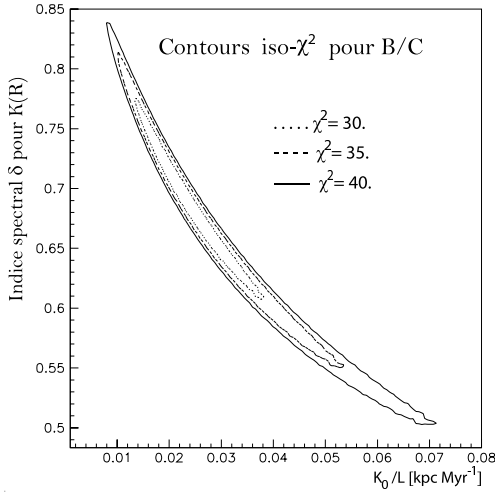


FIG. 4.6 – Contrainte sur δ et K_0/L à partir de l'ajustement de B/C [131].

D'autres mesures permettent de contraindre le modèle de diffusion de façon différente. La mesure des espèces stables conduisent à des estimations des valeurs moyennes des paramètres, les particules et noyaux en question ayant eu le temps de sonder une très grande partie de la zone diffusive. La mesure de flux d'espèces instables permet au contraire de sonder des zones plus locales. Le rapport des isotopes stables sur instables permet alors d'estimer le temps de confinement, c'est le cas par exemple du rapport des isotopes $^{10}Be/^{9}Be$. Le noyau de ^{10}Be est instable et se désintègre en ^{9}Be lors de sa propagation. La mesure de ce rapport isotopique permet donc de mesurer le temps de confinement des rayons cosmiques dans la Galaxie, et donc de contraindre les paramètres de diffusion. Ceci est permis en raison du temps de demi-vie du noyau de ^{10}Be, $T_{1/2} = 1.5 \times 10^6$ années, qui est du même ordre de grandeur que le temps de confinement des rayons cosmiques dans la Voie Lactée. Cette mesure est particulièrement intéressante pour l'étude des électrons et positons, pour qui le temps de propagation est un paramètre critique. En effet, ceux ci subissent des pertes d'énergie bien plus violentes que les noyaux (l'intensité du rayonnement de freinage étant en $1/m^2$) et nous viennent donc de régions plus proches. La comparaison des volumes sondés par les différentes particules recherchées sera abordée avec plus de détails dans la partie III.

[1] Dans la figure 4.5, les mesures sont issues de [133], [134], [135], [136], [137].

En l'absence de mesures plus précises du rayonnement cosmique et de sa composition fine, les paramètres de diffusion présentent de nombreuses dégénérescences. La caractéristique importante de ces dernières est qu'elles entraînent une incertitude sur la prédiction des flux de rayons cosmiques conventionnels. Le tableau 4.1 montre trois jeux de paramètres conduisant à des valeurs correspondant à des prédictions maximale, minimale et à la prédiction moyenne pour les flux. Dans la suite, le jeu de paramètres moyen sera le plus souvent utilisé.

Jeux de paramètres	K_0 $(\mathrm{kpc}^2 \cdot \mathrm{Mannée}^{-1})$	δ	L (kpc)	V_c $(\mathrm{km} \cdot \mathrm{s}^{-1})$	V_a $(\mathrm{km} \cdot \mathrm{s}^{-1})$
Minimal	0.0765	0.46	15	5	117.6
Moyen	0.0112	0.7	3	10	52.9
Maximal	0.0016	0.85	1	13.5	22.4

Tab. 4.1 – Définition des jeux de paramètres de diffusion conduisant à un flux minimal, maximal et moyen.

Il est important de noter que l'incertitude théorique sur la prédiction des flux standards est relativement faible en raison de la localisation *dans le disque* des sources standards. Nous verrons dans la partie III que pour des sources exotiques produisant des rayons cosmiques primaires en dehors du disque (*e.g.* des annihilations de matière noire), l'incertitude sur la prédiction du flux est plus grande.

Les dégénerescences ne pourront être levées qu'avec des mesures très précises des flux de tous les noyaux et de leurs rapports isotopiques. Notons que l'expérience CREAM [132] va mesurer la composition du rayonnement cosmique à haute énergie (près du genou) avec un ballon à longue durée de vol. La diffusion à haute énergie dépend moins des conditions aux limites et ces mesures permettront de déterminer le paramètre δ. Pour tous les autres paramètres, les mesures à relativement basse énergie, *i.e.* entre 1 et 10 GeV sont indispensables. Nous verrons dans le chapitre suivant que l'expérience AMS02 permettra de grandes avancées dans ce domaine.

La modulation solaire

La proximité du Soleil implique que les flux de particules chargées mesurés en haut de l'atmosphère Φ_{HA} ne sont pas les mêmes que dans le milieu interstellaire Φ_{IS}. Le vent solaire induit en effet un changement d'énergie des rayons cosmiques sous quelques GeV. Pour un noyau de masse A et de charge Z, l'énergie en haute atmosphère E_{HA} est reliée à l'énergie qu'aurait le rayon cosmique en l'absence du Soleil E_{IS} par

$$\frac{E_{HA}}{A} = \frac{E_{IS}}{A} - \frac{|Z|\phi}{A} \ , \tag{4.3}$$

selon l'approximation du champ de force présentée dans [138]. Le paramètre ϕ ainsi définit a la dimension d'un potentiel électrique et dépend du niveau d'activité solaire, dont le cycle est de 11 ans. Il est souvent fait référence au paramètre équivalent $\Phi = \phi|Z|/A \simeq \phi/2$. Le flux est alors simplement donné par

$$\frac{\Phi_{HA}(E_{HA})}{\Phi_{IS}(E_{IS})} = \left(\frac{p_{HA}}{p_{IS}}\right)^2 \ , \tag{4.4}$$

où p représente l'impulsion des particules. Les modèles de propagation procèdent en considérant des valeurs moyennes pour le milieu interstellaire et prédisent donc Φ_{IS}. Le paramètre de modulation Φ est purement phénoménologique, il est de l'ordre de la centaine de MV et dépend du niveau d'activité solaire.

4.4 L'excès dans le rayonnement cosmique

La recherche indirecte de matière noire a vocation à observer des excès dans le rayonnement cosmique, dont il pourrait être montré qu'ils ont pour origine une source primaire exotique, *i.e.* des annihilations de particules de matière noire dans le halo. Avant d'avancer dans la discussion, il semble donc nécessaire de revoir le statut de ce que l'on nomme "un excès". Il est évident qu'un excès ne peut être défini que

par rapport à un fond, que nous nommerons dans la suite "signal standard" ou "fond standard"[2]. Dans les expériences de physique des particules auprès de collisionneurs, les fonds standards sont calculés avec des simulations Monte-Carlo qui tirent avantage de la grande précision du Modèle Standard décrit précédemment. La démarche suivie pour la recherche de matière noire est la même. Cependant, alors que le Modèle Standard permet d'estimer les incertitudes théoriques sur les prédictions qu'il fournit, il n'en va pas toujours de même en astrophysique. En effet, il n'est pas rare que l'incertitude sur les prédictions astrophysiques soient dans la puissance de dix plutôt que sur la valeur prédite elle même. La notion d'excès est donc à manier avec plus de précaution que cela est fait dans les autres domaines de la physique des particules. Pour cela, nous allons exploiter les capacités d'AMS02 en mettant l'emphase sur la possibilité d'étudier plusieurs canaux simultanément et de profiter de la très bonne résolution en énergie pour insister d'avantage sur les caractéristiques spectrales des signaux que sur leur normalisation, dont la prédiction est plus incertaine.

Dans la gamme d'énergie qui nous occupe, des excès ont été observés dans trois canaux : en antiprotons autour de la centaine de MeV, en rayons γ et en positons au-delà du GeV. Il est actuellement considéré que le premier s'explique avec de la physique standard [139] ; nous discutons plus en détail les deux autres, dont l'interprétation est toujours plus ou moins controversée.

4.4.1 L'excès de γ d'EGRET

Il est établi que l'expérience EGRET a observé un excès de γ par rapport au signal standard attendu au niveau du GeV [140]. Même si peu de spécialistes du domaine sont encore convaincus que l'excès est lié à de la nouvelle physique, son interprétation permet d'illustrer les problématiques qui sont en jeu dans l'interprétation des excès et comment les calculs de fonds standards peuvent être contrôlés. Cet "excès" est considéré relativement au modèle de Galaxie `GalProp` de Strong et Moskalenko [**?**]. L'excès se présente autour du GeV, comme cela peut être vu dans la figure 4.7. Les différentes composantes d'un signal γ d'origine astrophysique sont montrées : Bremsstrahlung, effet Compton inverse et contribution hadronique (désintégration en deux photons des π^0).

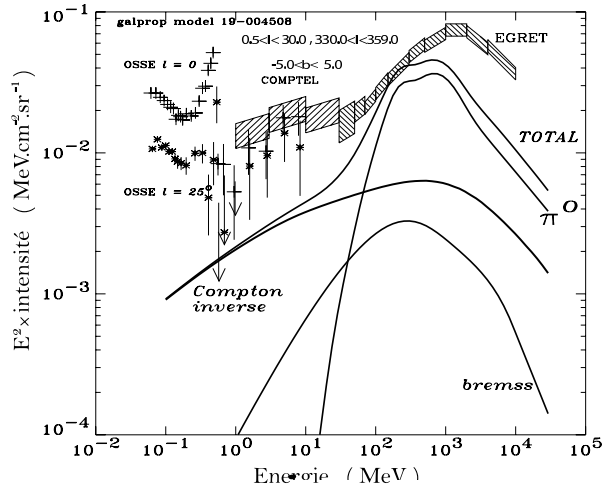


FIG. 4.7 – L'excès de γ d'EGRET en direction du centre Galactique [141]. Les différentes composantes du signal sont montrées.

Diverses explications de cet excès peuvent être proposées ; attardons nous sur deux d'entre elles. La première consiste à considérer que les sources sont plus dures que cela avait été supposé auparavant : en ajustant les spectres de protons et d'électrons, il est possible de gommer l'excès par des processus

[2]La dénomination de bruit de fond sera réservée aux particules pouvant imiter le signal recherché dans notre détecteur, il se réfère donc plutôt à une erreur d'identification.

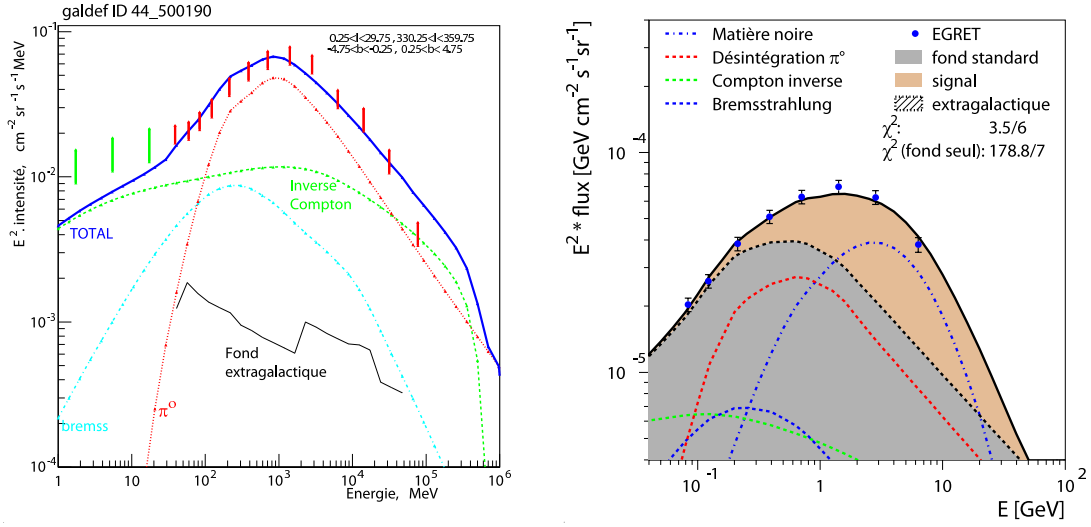


Fig. 4.8 – Deux interprétations possibles de l'excès d'EGRET : par des processus standards (à gauche, [142]) et par des annihilations de matière noire (à droite, [143]).

standards [142], cela est montré dans la figure 4.8. Le modèle de rayonnement cosmique ainsi optimisé est contraint en particulier par les mesures des rapports de flux secondaires/primaires.

Une autre explication proposée est l'ajustement d'un signal d'annihilation de matière noire, dans la figure 4.8 [143]. Il a été montré que le premier modèle proposé implique un flux d'antiprotons au niveau de la terre qui est bien au delà des mesures actuelles [144]. Afin de maintenir l'interprétation en termes de matière noire, les auteurs de [143] ont proposé que les antiprotons pourraient subir une propagation non isotrope [145]. Ce modèle de propagation se caractérise par des prédictions particulières pour les rapports B/C et $^{10}Be/^{9}Be$, qui semblent être défavorisés par les mesures actuelles. Bien que l'explication de l'excès d'EGRET par des annihilations de matière noire semble trop finement ajustée pour être plausible, cet exemple illustre parfaitement la nécessité d'accumuler le plus de données dans tous les canaux. En particulier, *la détermination du fond standard en γ requiert une compréhension de l'ensemble des données en rayons cosmiques chargés.* Cela implique donc que l'interprétation des données du futur satellite GLAST, ou des observations de γ par AMS02 devra se faire en parallèle d'une étude très poussée des flux de rayons cosmiques chargés. C'est donc en contrôlant parfaitement toutes les observables liées au rayonnement cosmique que la détermination du signal standard peut se faire, préalable nécessaire à a définition d'un excès. Cela illustre l'importance des mesures que fournira AMS02.

4.4.2 L'excès de positons

Un autre excès revêt une grande importance dans la recherche de matière noire, celui observé en positons au dessus de quelques GeV. Dans ce cas, c'est souvent la fraction de positons $e^+/(e^+ + e^-)$ qui est considérée car, l'équation (4.3) ne dépendant par du signe de la charge, sa prédiction est indépendante de la modulation solaire. Là encore, le signal standard est calculé avec `GalProp` et est présenté en trait continu sur la figure 4.9 [146]. Cette forme de signal standard pour la fraction de positons est prédite en raison des indices spectraux différents attendus pour les électrons et les positons d'origines conventionnelles. Un excès a été observé par trois détecteurs au dessus de 8 GeV, HEAT-$e^{\pm}$ [147], HEAT-$\bar{p}$ [148], et AMS01 avec deux analyses indépendantes [149], [150]. La figure 4.9 montre une compilation de ces données. Cet excès est porteur d'espoir pour la recherche indirecte de matière noire car aucune explication astrophysique n'a été proposée à ce jour. Il n'est cependant pas exclu que la présence d'un nuage moléculaire proche, conduisant à une production locale de positons puisse le reproduire : une étude précise de cette hypothèse est nécessaire. Quoi qu'il en soit, les positons perdent rapidement leur énergie en se propageant et l'excès de positons est donc certainement lié à un phénomène local (de l'ordre du kpc). Il est possible de le

reproduire dans le cadre de certains modèles de matière noire, la figure 4.9 illustre cela en montrant la contribution des annihilations de neutralinos dans le cadre d'un modèle supersymétrique AMSB. Le signal conventionnel attendu y est présenté en trait plein, et la somme de ce fond standard et du signal de matière noire est tracée en tirets. Dans ce modèle la masse du neutralino est $m_\chi = 197.6$ GeV et la section efficace d'annihilation est $\langle \sigma v \rangle = 1.93 \times 10^{-24}$ cm$^3 \cdot$ s^{-1}. Les détails de calcul conduisant à la forme du signal montré dans la figure 4.9 seront précisés dans la partie III.

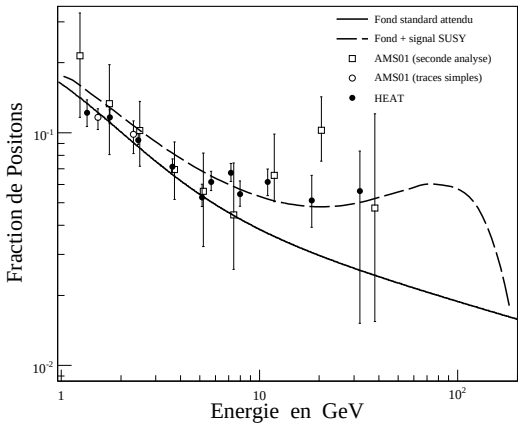
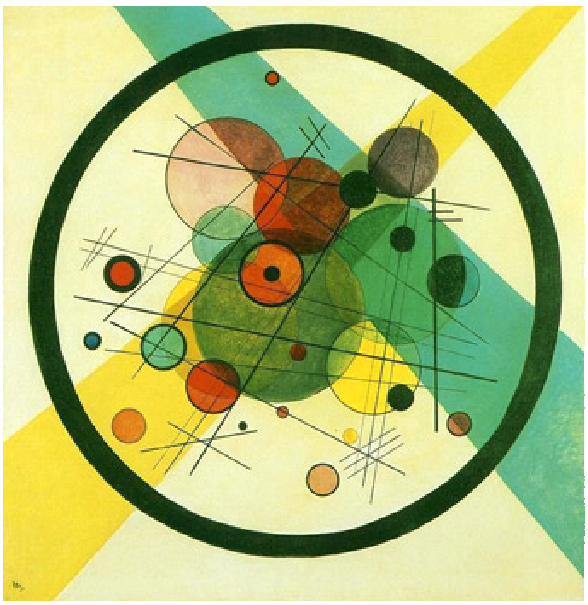


FIG. 4.9 – Compilation des mesures de la faction de positons, confrontée au signal conventionnel et à la somme du signal conventionnel et d'une contribution de la matière noire.

Quelle que soit la nature du phénomène à l'origine de cet effet, le spectromètre spatial AMS02 permettra une amélioration très importante de ces mesures. La partie suivante est consacrée aux études instrumentales et logicielles autour du détecteur qui ont été conduites dans cette thèse. La recherche indirecte est abordée de nouveau dans les parties III et IV.

Deuxième partie

Le Spectromètre Spatial AMS02



W. Kandinsky, 1923

Chapitre 5

Le Spectromètre AMS02

L'expérience AMS02 est conçue pour mesurer précisément les flux de rayons cosmiques et leurs spectres entre le GeV et quelques TeV. Elle sera mise en place sur la Station Spatiale Internationale (ISS) et vise à identifier les particules et les noyaux, en séparant les différents isotopes. Ce chapitre fait le point sur les techniques expérimentales mises en oeuvre. Dans la suite, des analyses concernant le développement et la caractérisation du calorimètre électromagnétique sont présentées, ce sous-détecteur est donc décrit avec plus de détails.

5.1 Thèmes de physique abordés

Dans les chapitres précédents, nous avons montré que la gamme d'énergie comprise entre 1 GeV et 1 TeV est attendue pour être le théâtre de manifestations possibles de nouvelle physique. En dehors de la recherche indirecte de matière noire, qui fait l'objet de cette thèse, les mesures du rayonnement cosmique fournies par AMS02 permettront l'étude des thèmes suivants :

Les modèles de production et de propagation des rayons cosmiques : Nous l'avons vu dans le chapitre 4, la mesure précise des flux de tous les rayons cosmiques en les identifiant jusqu'à $Z = 26$ et en séparant les différents isotopes jusqu'à des masses de $A = 27$ permettra de contraindre sévèrement les modèles de propagation et d'en cerner les paramètres. En plus des flux, les observables importantes seront les mesures des rapports secondaires sur primaires (sub-Fe/Fe, B/C ou encore $^{10}Be/^{9}Be$).

La recherche d'antimatière primordiale : Les modèles standards en physique des particules et en cosmologie s'accordent à l'idée d'un Univers à forte asymétrie baryonique au prix de l'ajout de nouvelles sources de violation de CP et d'interactions ne conservant pas le nombre baryonique. Bien qu'il semble plus vraisemblable que l'Univers soit asymétrique et qu'il ne contienne plus d'antimatière en grande quantité, certains modèles alternatifs pourraient conduire à un Univers symétrique. La grande acceptance de l'expérience AMS02 permettra de rechercher la présence de noyaux d'anti-Hélium. Ces derniers ne sont pas produits par spallation des rayons cosmiques primaires et seraient donc d'origine primordiale. Si un $\bar{He}$ était détecté, cette observation serait en contradiction avec le modèle cosmologique actuel et constituerait une véritable révolution. En effet, elle attesterait de la présence d'antimatière au moins pendant la nucléosynthèse, quelques minutes après le Big-Bang. Une découverte encore plus surprenante dont serait capable AMS02 est la détection d'un noyau d'anti-Carbone. La nucléosynthèse primordiale n'ayant pas duré assez longtemps pour former des noyaux plus lourds que le Lithium, les seules usines à Carbone sont les étoiles et éventuellement les explosions associées à leurs fins de vies. Un anti-Carbone prouverait qu'il existe des anti-étoiles et donc probablement des régions d'antimatière de grande taille dans l'Univers.

L'astronomie gamma de haute énergie : Deux méthodes d'identification des photons, décrites dans la suite, seront mises en oeuvre avec AMS02. Elles permettront d'étudier nombre d'objets astrophysiques (pulsars, noyaux actifs de galaxies, etc), ainsi que tous les thèmes associés au domaine de l'astronomie γ. Les performances du détecteur en terme de sensibilité et de résolution angulaire seront légèrement inférieures à celles du satellite GLAST. Toutefois, la résolution en énergie sera meilleure, et AMS02 couvrira une

gamme énergétique allant jusqu'au TeV contre 300 GeV pour GLAST.

La recherche d'objets exotiques : La mesure simultanée de la charge et de la masse des particules traversant le détecteur pourrait permettre de découvrir de nouvelles formes de matière. En particulier, la QCD peut prévoir l'existence de noyaux stables dont la proportion de quarks s est grande, ce sont les étrangelets (ou *strangelets*). AMS02 aura la capacité de les découvrir s'ils existent. C'est également le cas pour tout autre noyau exotique pouvant être produits dans l'Univers.

5.2 Bruits de fond, pouvoirs d'identification et performances

Comme le montre la figure 4.1, la grande majorité du rayonnement cosmique est constituée de protons. S'il était situé dans le vide, la réponse du détecteur AMS02 au passage d'une particule serait sans équivoque. La situation réelle est bien différente car notre spectromètre sera plongé dans un bain très inhomogène de rayonnement. Une condition nécessaire à l'observation d'une particule est d'être identifiée non pas seulement de façon absolue, mais relativement aux signaux, parfois en plus grand nombre, produits par les autres types de particules. Par exemple, l'acceptance des électrons n'est pas la même que celle des positons. Cet apparent paradoxe se comprend par le fait que AMS02 sera traversé par beaucoup plus de particules de charge positive (les protons) et que, la détermination du signe de la charge étant très fiable, il est plus facile d'identifier un électron en raison de sa charge négative. Le tableau 5.1 donne quelques ordres de grandeur du pouvoir d'identification à atteindre en raison du rapport signal sur bruit principal. Ces chiffres ne sont rien de plus que des ordres de grandeur car ce rapport, ainsi que les performances d'identification des sous-détecteurs dépendent de l'énergie de la particule incidente[1].

	He	e^-	e^+	γ	$\bar{\text{p}}$	$\bar{\text{He}}$
Bruit de fond principal	p	p	p	p	p et e^-	He
Rapport de flux	10^{-1}	10^{-2}	10^{-3}	10^{-5} à 10^{-7}	10^{-5} et 10^{-3}	?
Réjection à atteindre	10^3	10^4	10^5	10^9	10^7 et 10^5	10^{10}

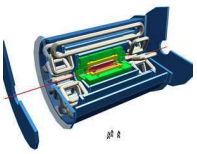
Tab. 5.1 – Exemples de pouvoir de réjection requis.

En plus des bruits de fond principaux mentionnés ci-dessus, l'identification des particules doit se faire vis-à-vis des bruits secondaires, *i.e.* de toutes les autres particules. Seules des mesures complémentaires et redondantes autorisent une telle performance. C'est alors un véritable détecteur de physique des particules qui doit être utilisé. Les techniques mises en oeuvre sont issues directement de ce domaine. AMS02 comprend ainsi un aimant supra-conducteur, un détecteur à rayonnement de transition, un système de mesure du temps de vol, un trajectographe, un compteur Čerenkov et un calorimètre électromagnétique.

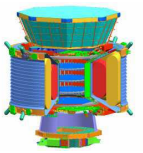
Les contraintes liées à ce que AMS02 est un instrument spatial apportent de nombreuses difficultés. Sa taille est limitée, le détecteur occupe un volume équivalent à un cube de trois mètres de côté environ. Le décollage impose un poids qui doit être contrôlé de près (7 tonnes en incluant le support) et une résistance aux vibrations de tous ses sous-systèmes. De même, la consommation électrique de l'ensemble de l'appareillage est contrainte par la capacité qu'aura l'ISS à fournir de la puissance. AMS02 dans sa totalité ne consommera que moins de 2.5 kW, cette puissance étant fournie par les panneaux solaires de la station. De plus, une orbite étant bouclée en 90 minutes, les instruments à bord seront soumis à de brusques variations de température pouvant aller de -30^0 à +40^0. Tous les systèmes présentés dans la suite sont testés pour résister aux vibrations du décollage, et voient leur électronique qualifiée pour fonctionner dans l'espace (radiation, vide et température et compatibilité électromagnétique). En vue de fixer quelques ordres de grandeurs, le tableau 5.2 compare les caractéristiques d'AMS02 à un détecteur destiné au LHC.

Afin de montrer la faisabilité d'un projet de spectromètre spatial, la collaboration AMS a fait voler un détecteur à bord de la navette Discovery en 1998. AMS01 était un spectromètre comprenant un aimant permanent, un trajectographe au Si, un compteur de temps de vol et un compteur Čerenkov à seuil.

[1] Dans le cas de $\bar{He}$, la valeur du taux de réjection à atteindre est fixée par les objectifs de physique de la mission.



ATLAS		AMS02
27 m × 44 m	Dimensions	3 m × 3 m
7000 t	Poids	7 t
> 1 MW	Consommation	< 2 kW
$\sim 10^8$	Nombre de canaux	$\sim 3.10^5$
25 ns (40 Mhz)	Cadence de l'acquisition	1 ms (1 kHz)



TAB. 5.2 – Comparaison des caractéristiques d'un détecteur de physique des particules pour le LHC et pour l'espace.

AMS01 constituait un test technologique pour AMS02. Comprenant moins de sous-détecteurs, il a volé 10 jours et son aimant n'était pas supraconducteur. Par conséquent, ses capacités d'identification étaient limitées, ainsi que la statistique obtenue. Cependant, la mission fut une réussite, et permit de valider le principe de ces mesures. De nombreux résultats de physique sont ressortis, avec la mesure précise des flux de protons [151], d'électrons [153], de positons [153], d'Hélium [154] et une limite sur le flux d'anti-Hélium [155] jusqu'à quelques GeV.

5.3 Description des sous-détecteurs d'AMS02

Le coeur du détecteur AMS02 est un trajectographe à Silicium, baigné dans un champ magnétique dipolaire produit par un aimant supraconducteur. Les plans de Silicium permettent de suivre à quelques microns près la trajectoire des particules déviées par le champ magnétique. Les autres appareils installés autour de ce coeur sont principalement destinés à améliorer l'identification des particules. AMS02 comprend un détecteur à rayonnement de transition (TRD pour *Transition Radiation Detector*), un dispositif de mesure du temps de vol (le TOF, pour *Time Of Flight*), un compteur Čerenkov à imagerie annulaire (le RICH, *Ring Imaging CHerenkov counter*), un calorimètre électromagnétique (ECAL pour *Electromagnetic CALorimeter*), ainsi que des compteurs véto à anti-coïncidences (ACC pour *Anti Coincidence Counters*). Ces différents appareils sont identifiés dans la figure 5.1 qui représente AMS02 dans son ensemble.

Dans la suite de cette partie sont décrits les différents sous-détecteurs apparaissant sur la figure 5.1. Quelques détails sont donnés sur leur conception, leur fonctionnement et leurs performances sont décrites.

5.3.1 L'ensemble aimant supraconducteur - trajectographe

Le dispositif central du spectromètre AMS02 est constitué du trajectographe à Silicium, entouré des compteurs à anti-coïncidence et de l'aimant supraconducteur. Ce dernier est approximativement cylindrique, il mesure 1.13 m de diamètre intérieur et 83 cm de hauteur (à gauche sur la figure 5.2). Les bobines sont disposées de façon à générer un champ dipolaire dans la direction x dont la puissance est de $BL^2 = 0.86\ \mathrm{T} \cdot \mathrm{m}^2$ [156]. Afin d'obtenir un champ d'une telle intensité, en limitant le poids et la puissance nécessaire, le choix d'une technologie supraconductrice s'est imposé. L'inconvénient principal est qu'il implique d'utiliser un système cryogénique complexe, les bobines devant être maintenues à 1.8 K. Le système de refroidissement procède par évaporation d'Hélium superfluide, ce qui limite la durée de la mission. Il est attendu qu'en 3 ans environ les 2500 litres d'Hélium se soient évaporés. Afin d'éviter les interactions avec le champ magnétique terrestre, ainsi que pour permettre le bon fonctionnement des autres sous-détecteurs, l'aimant a été conçu pour produire un champ quasiment nul en dehors de la zone du trajectographe.

À l'intérieur de l'aimant est installé le trajectographe [157]. Celui-ci est constitué de lames de Silicium (également appelées échelles) agencées pour former des plans approximativement circulaires (à droite sur la figure 5.2). Les lames sont doubles, permettant ainsi une lecture en x et en y dans chaque plan. Huit de ces plans constituent le trajectographe, le premier et le dernier étant simples alors que les six autres sont doubles (*i.e.* constitués de deux lames double-faces). Le passage d'une particule chargée dans une

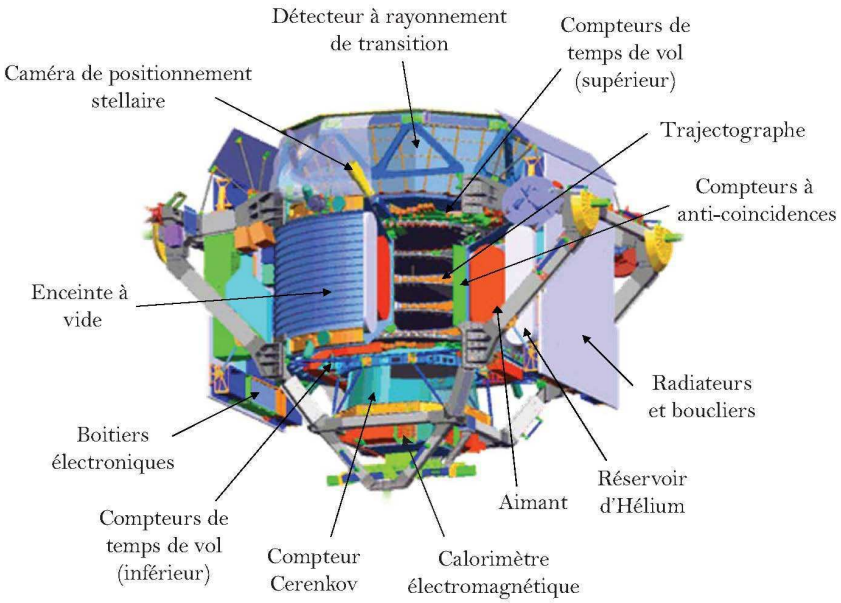


Fig. 5.1 – Le détecteur AMS02 et ses sous-systèmes.

échelle provoque l'apparition de paires électron-trou dans le milieu semi-conducteur, qui sont séparés par l'application d'une différence de potentiel de 60 V entre les deux surfaces, espacées de 300 microns. Les huit plans permettent donc d'obtenir huit jeux de trois coordonnées et d'indiquer la trajectoire possible de la particule. La mesure principale du trajectographe est celle du rayon de courbure de la trajectoire, qui permet de déterminer la rigidité de la particule. Soit r_c le rayon de courbure, la rigidité s'exprime comme

$$\mathcal{R} \;=\; r_c \times \|\vec{B}\| \quad \text{avec} \quad \mathcal{R} \;=\; \frac{p}{|Z|} \;. \tag{5.1}$$

La résolution spatiale n'est pas la même dans la direction de courbure (*i.e.* perpendiculaire au champ, y) que dans la direction orthogonale x. La résolution sur y est de 10 μm alors que la résolution sur x est de 30 μm. En orbite, l'alignement des plans du trajectographe sera monitoré par 10 faisceaux LASER afin d'en connaître les positions à tout moment [158]. La précision obtenue alors sur la mesure de la rigidité est de l'ordre de quelques pourcent. Par exemple pour des protons d'énergie cinétique $T = 1$ GeV, la rigidité est déterminée à 2%, et pour $T = 1$ TeV à environ 10%, comme le montre la figure 5.3. La détermination des points de passage n'est pas la seule mesure que permet le trajectographe. En effet, l'amplitude des signaux collectés sur les électrodes des échelles est proportionnelle à $|Z|^2$. Il fournit donc également une information sur la valeur de la charge.

En résumé, la partie centrale d'AMS02 permet de mesurer la rigidité des particules chargées avec une précision de l'ordre de quelques pourcent, de déterminer le signe de la charge (séparation matière-antimatière), et de mesurer la charge absolue.

5.3.2 Les compteurs de temps de vol et compteurs véto

De part et d'autre du coeur d'AMS02 sont placés des plans de scintillateurs destinés à la mesure du temps de vol des particules dans le détecteur [159]. Cette mesure permet de mesurer la vitesse β de la particule et donc de participer à son identification à basse énergie (en dessous de quelques GeV). C'est surtout le signe de la vitesse qui revêt une importance particulière. En effet, il permet de rejeter les particules arrivant du dessous d'AMS02, évitant ainsi la confusion entre un noyau d'anti-Carbone qui révolutionnerait notre vision de l'Univers et un innocent noyau de Carbone traversant le détecteur de

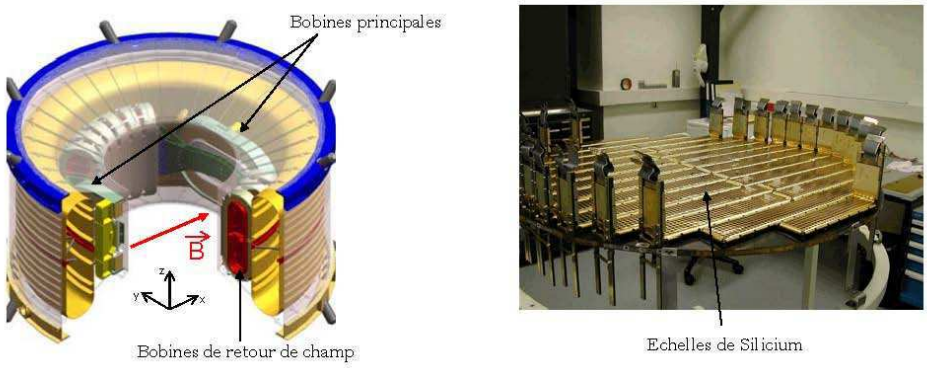


FIG. 5.2 – L'aimant supraconducteur d'AMS02 (à gauche) et un plan du trajectographe (à droite).

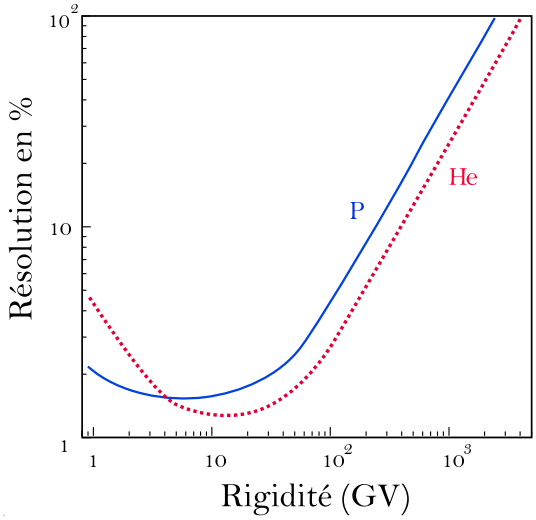


FIG. 5.3 – Résolution du trajectographe pour la mesure de la rigidité.

bas en haut. Les compteurs de temps de vol sont donc, comme nous le verrons dans la suite, les acteurs principaux du déclenchement de l'acquisition des données avec les compteurs véto.

Le système est constitué de deux plans supérieurs et deux plans inférieurs. Ils sont orientés de façon perpendiculaire afin de fournir deux coordonnées orthogonales pour chaque plan. Le paramètre clé définissant ce sous-détecteur est la résolution sur le temps mesuré entre les signaux supérieurs et inférieurs. Cette résolution est d'environ 140 ps, alors que des particules relativistes parcourent les 1.3 m qui séparent les deux paires de plans en quelques nanosecondes.

En plus de constituer une information pour le déclenchement et de participer à l'identification, les scintillateurs produisent une quantité de lumière proportionnelle au carré de la charge. Le TOF fournit donc une information supplémentaire indépendante sur $|Z|$.

Le trajectographe est entouré d'un cylindre constitué de bandes verticales de 10 cm de largeur en matériau scintillant. Des photomultiplicateurs à leurs extrémités permettent de rendre compte du passage d'une particule chargée venant du côté, ou d'une interaction dans une zone morte du détecteur. Cette information n'est pas utile à l'identification mais est utilisée dans la procédure de déclenchement de l'acquisition des données pour rejeter les particules arrivant de côté et donc ne traversant pas AMS02 dans son acceptance. Ainsi, ces détecteurs sont parfois nommés scintillateurs véto, car leur action consiste à inhiber le spectromètre quand ils sont touchés.

5.3.3 Le détecteur à rayonnement de transition

Ce sous-système d'AMS02 est destiné à la séparation e/p (*i.e.* à l'identification des électrons et positons) et tire profit du mécanisme de rayonnement des particules chargées à l'interface de deux milieux de constantes diélectriques différentes. Ce rayonnement est émis dans le domaine X avec une énergie proportionnelle au facteur de Lorenz γ de la particule considérée. Le détecteur observe les photons de transition pour un facteur de Lorenz $\gamma > 10^3$. Les protons atteignent ce seuil à partir de 300 GeV, alors que les électrons sont déjà ultra-relativistes à 1 GeV. Le TRD est formé de 20 couches empilées sur une épaisseur de 60 cm. Chacune d'entre elles est constituée de modules comprenant un radiateur plan et des tubes permettant de détecter le rayonnement (voir la figure 5.4. Celui-ci se produit dans les radiateurs de chaque module comprenant 200 couches de 10 μm de polypropylène et assurant autant de transitions possibles. En moyenne 2 photons X sont émis par radiateur traversé. Ils sont détectés par des tubes remplis d'un mélange Xe/CO_2 à (80%/20%) comprenant un fil central mis au potentiel de 1600 V. Le pouvoir de réjection obtenu est meilleur que les spécifications originales, il est de l'ordre de 10^3 jusqu'à 300 GeV avec une efficacité pour les électrons de 90% (figure 5.4 à droite, adaptée de [160]).

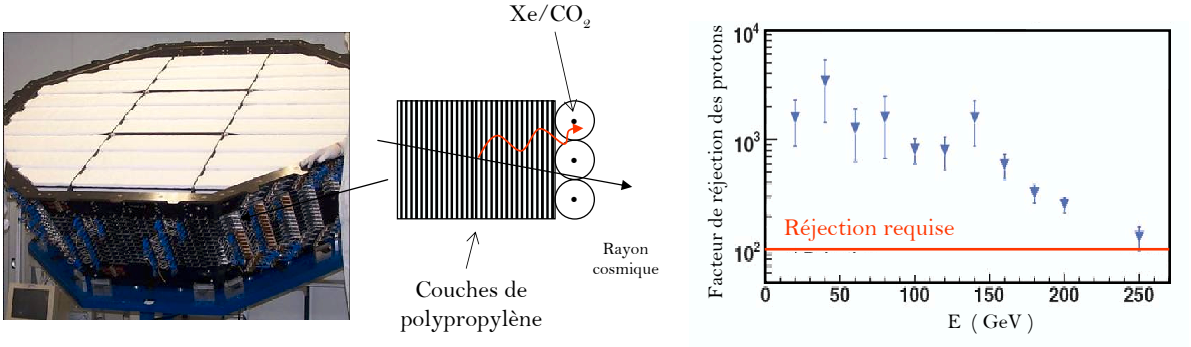


Fig. 5.4 – Le détecteur à rayonnement de transition d'AMS02 et sa capacité de séparation e/p mesurée en faisceau test.

Le TRD constitue donc un élément clé de la séparation e/p. De plus, les 4 premières et 4 dernières couches sont orientées selon l'axe y, alors que les 12 autres sont orientées selon x. Ainsi, la réponse du TRD permet d'ajouter des points à la trajectoire d'une particule chargée.

5.3.4 Le compteur Čerenkov

Le sous-détecteur décrit dans cette partie tire profit de l'effet Čerenkov : une particule chargée traversant un milieu à une vitesse supérieure à celle de la lumière dans ce milieu émet un rayonnement contenu dans un cône dont le demi angle au sommet θ satisfait $\cos\theta = 1/n\beta$. Dans cette expression, n est l'indice du milieu et β la vitesse de la particule chargée. Un radiateur est placé en haut du RICH, juste en dessous du second plan du TOF. Deux milieux d'indices différents servent à produire l'effet Čerenkov, une partie centrale de NaF (n=1.33) avec un seuil de 1 GeV, et une périphérie d'aérogel de Silice (n=1.05) avec un seuil en énergie de 3 GeV [161] pour les protons. La partie centrale permet d'atteindre des énergies plus faibles, ce qui est particulièrement important par exemple pour la mesure précise du rapport B/C (voir figure 4.5). Les photons Čerenkov sont détectés par un plan de photomultiplicateurs. Afin de ne pas placer trop de matière en amont du calorimètre, ce plan est laissé vide au centre, juste au-dessus du Ecal. Pour ne pas perdre en acceptance malgré cela, un réflecteur conique entoure le dispositif et dévie les photons sur le plan de détection, sans quoi ils seraient perdus. La figure 5.5 montre les trois parties

du RICH : le radiateur, le réflecteur conique et le plan de photomultiplicateurs. Au milieu de cette figure est schématisée l'émission du rayonnement Čerenkov par une particule chargée et sa réflexion vers le plan de photomultiplicateurs. À droite de la figure 5.5 sont représentés des anneaux reconstruits lors d'un test faisceau [162]. Les cercles ont mêmes rayons car l'énergie est fixée (158 GeV par nucléon ici), et on voit que plus la charge des ions est élevée, plus le nombre de photons Čerenkov est grand.

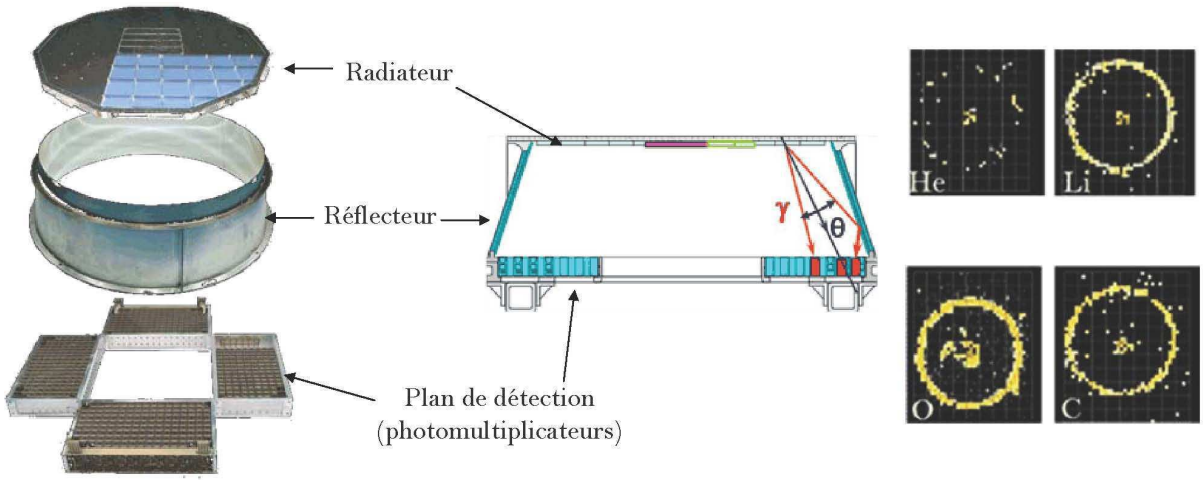


FIG. 5.5 – Constitution et fonctionnement du compteur Čerenkov d'AMS02.

La précision obtenue sur la détermination de β est de 0.1% pour $|Z| = 1$. Le nombre de photons permet d'identifier la valeur absolue de la charge jusqu'à $Z = 26$ (Fer), et la combinaison avec la mesure de l'impulsion dans le trajectographe permet de séparer les isotopes jusqu'à des masses de $A = 25$ à 10 GeV par nucléon. La figure 5.6 montre la séparation des noyaux obtenus avec des faisceaux d'ions lors d'un test au CERN d'un prototype du RICH.

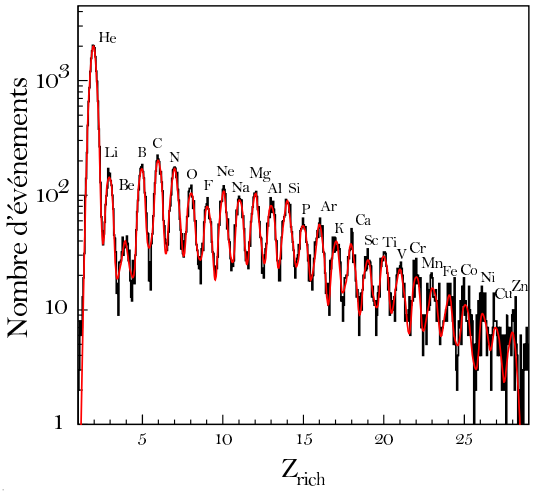


FIG. 5.6 – Séparation des charges obtenue en test faisceau (adapté de [163]).

Le compteur Čerenkov joue donc un rôle essentiel dans l'identification des particules et plus particulièrement des noyaux. Comme cela a été montré dans le chapitre 4, cela conditionne l'étude des modèles de propagation de rayons cosmiques, pour lesquelles le RICH est absolument indispensable.

5.3.5 Le calorimètre électromagnétique

L'objectif du calorimètre électromagnétique est de participer à la séparation e/p et à la mesure de l'énergie. Le calorimètre permet une réjection de l'ordre de 10^3, les ordres de grandeurs restant pour atteindre les chiffres du tableau 5.1 sont atteints grâce au TRD. Ceci est permis en raison de la différence de comportement des hadrons et des particules électromagnétiques dans la matière dense. Les seconds produisent des gerbes électromagnétiques, plus compactes que les gerbes hadroniques des premiers. La figure 5.7 montre une comparaison entre une gerbe électromagnétique à droite et une gerbe hadronique à gauche.

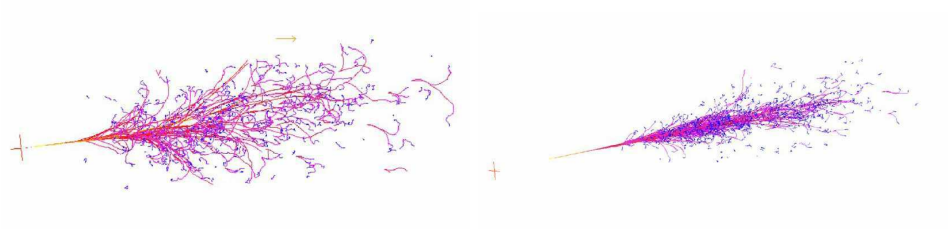


Fig. 5.7 – Comparaison des comportements hadroniques (à gauche) et électromagnétique (à droite) des particules dans la matière dense.

Le Ecal est le dernier système à être traversé par un rayon cosmique se présentant dans l'acceptance d'AMS02. Tous les détecteurs situés en amont du calorimètre ont été optimisé pour présenter le moins de matière possible. Ainsi une particule n'aura parcouru que 0.4 longueurs de radiations (X_0) avant de l'atteindre. Le Ecal est conçu pour présenter 16.5 X_0, ce qui permet en plus des capacités d'identification, de fournir une mesure très précise de l'énergie des particules électromagnétiques ($e^{\pm}$ et γ) du GeV au TeV. Nous verrons dans la suite que le Ecal possède son propre système de déclenchement et permet ainsi d'augmenter significativement la sensibilité d'AMS02 aux photons.

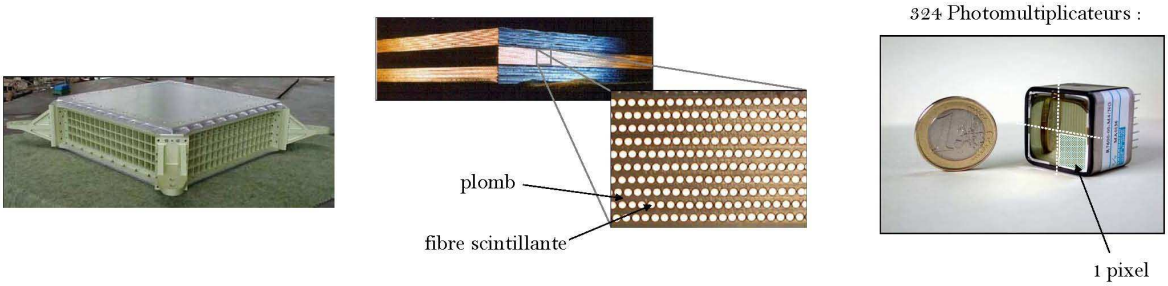


Fig. 5.8 – Constitution du calorimètre électromagnétique, de gauche à droite : la structure non instrumentée dans son ensemble, 3 super-couches et le détail des fibres scintillantes, un des 324 photomultiplicateurs.

Le calorimètre est inspirée de celui de l'expérience KLOE [164], c'est un assemblage de plomb et de fines fibres scintillantes, dont la lumière est lue par 324 photomultiplicateurs [165], il est représenté à gauche dans la figure 5.8. Le plomb, très dense, permet de déclencher les cascades électromagnétiques, alors que les fibres scintillantes servent à détecter les particules constituant la gerbe. La surface active est de 648×648 mm^2, et il est constitué de 9 super-couches dont les fibres sont orientées successivement en x et en y (3 d'entre elles sont représentées dans la figure 5.8). Chaque super-couche est épaisse de 18.5 mm et est elle-même constituée de fibres, intercalées avec 11 feuilles de plomb de 1.68 mm d'épaisseur. Aux extrémités des fibres sont placés des photomultiplicateurs comprenant 4 anodes [166]. La taille des

photomultiplicateurs (2.4 cm × 2.4 cm) a été choisie pour être compatible avec le rayon de Molière[2] et la longueur de radiation. Chaque anode recueille la lumière des fibres sur un carré d'environ 9 mm de côté. Ainsi la gerbe électromagnétique est imagée en 3 dimensions, avec des pixels d'une surface de l'ordre de 8 mm^2. La conception du Ecal permet donc de reconstruire précisément le profil de perte d'énergie des particules. En faisant une image en 3 dimensions de la gerbe, il est possible d'identifier les comportements hadroniques des gerbes électromagnétiques avec un grand niveau de confiance [167], [168].

Le calorimètre présentant 16.5 X_0 [170], les gerbes électromagnétiques n'y seront pas entièrement contenues. L'échantillonnage fin du profil de gerbe permet d'effectuer un ajustement et d'en tirer le paramètre correspondant à l'énergie. La figure 5.9 montre deux exemples de profils longitudinaux à 3 GeV et à 180 GeV, obtenus lors du test faisceau du calorimètre au CERN/SPS en 2002 [170]. La fonction ajustée est

$$\frac{dE}{dz} = E_0\, b\, \frac{(bz)^{a-1}e^{-bz}}{\Gamma(a)} \quad , \tag{5.2}$$

où a et b sont des réels et E_0 est l'énergie incidente recherchée [44]. Le dimensionnement du Ecal est calculé pour qu'une gerbe au TeV présente son maximum de développement dans le détecteur. À 1 TeV, le maximum de la gerbe se situe à 13 X_0, il est donc compris dans le calorimètre d'AMS02. L'ajustement du profil longitudinal permet donc de remonter à l'énergie, le point important étant de pouvoir observer la descente après le maximum (voir figure 5.9.

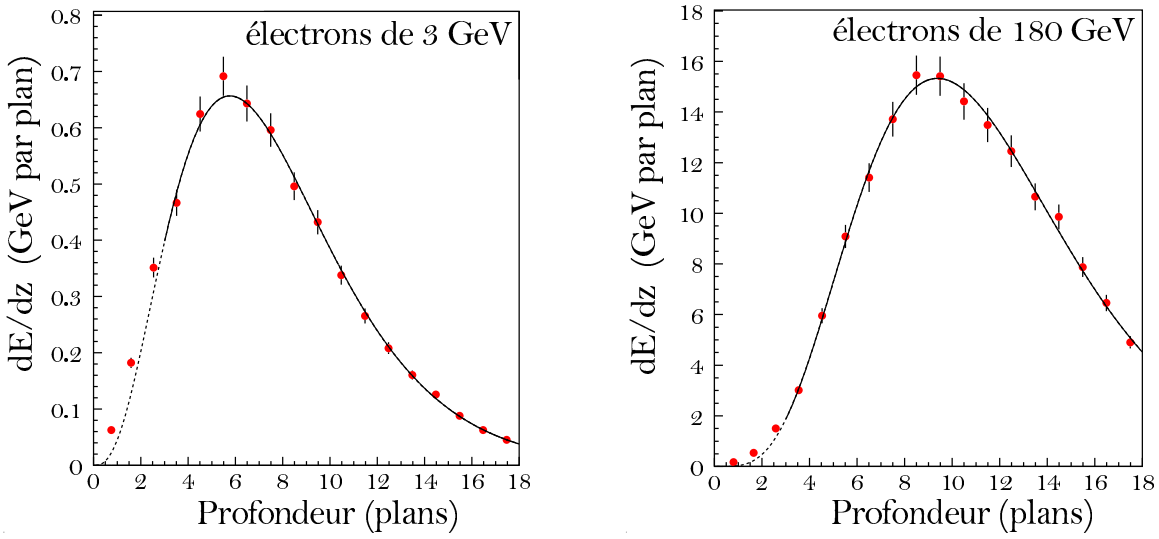


FIG. 5.9 – Profils longitudinaux de perte d'énergie dans le Ecal pour des électrons de 3 et 180 GeV [170].

Il faut noter qu'à 180 GeV, la gerbe électromagnétique n'est pas totalement contenue dans le Ecal. Les pertes longitudinales augmentent avec l'énergie car la gerbe est plus grande et se développe plus tard. L'ajustement permet toutefois une très bonne estimation de l'énergie totale incidente. La résolution énergétique, mesurée en test faisceau [170], est donnée par l'expression

$$\frac{\sigma_E}{E} = 2.3\% \oplus \frac{10.16\%}{\sqrt{E}} \quad . \tag{5.3}$$

Le calorimètre est également doté d'un système de mesure de température (capteurs DALLAS) et de résistances chauffantes. Le calorimètre va en effet subir de grands changements de température, et il a été montré que les piédestaux des photomultiplicateurs en dépendent [171]. Il est donc important de mesurer la température, et d'essayer de la stabiliser. Malgré cela, et la présence d'un système de déclenchement

[2]Le rayon de Molière donne la mesure du développement latéral des cascades électromagnétiques.

indépendant, le Ecal ne consomme que 100 W. Nous reviendrons sur les considérations de température dans le chapitre suivant.

Du point de vue mécanique, le calorimètre doit peser moins de 638 kg, pouvoir supporter des accélérations de 13 g et avoir un premier mode de résonance à une fréquence supérieure à 50 Hz. Pour satisfaire ces contraintes, un modèle prototype (dit d'ingénierie) du Ecal a été construit et intensivement testé. Celui-ci a permis de valider la conception et les méthodes de fabrication du modèle de vol. Ce dernier a été épargné des test les plus rudes, il n'a par exemple pas subit de vibrations aussi intenses que le modèle d'ingénierie.

En résumé, le calorimètre électromagnétique d'AMS02 permet de séparer les électrons et positons des hadrons avec un facteur d'au moins 10^3, et de mesurer l'énergie des particules électromagnétiques avec une précision de l'ordre du pourcent. Enfin, nous verrons dans la suite qu'il est utilisé également comme un système de déclenchement à lui seul, ce qui permet d'améliorer la sensibilité aux photons. La description du fonctionnement des photomultiplicateurs ainsi que de l'électronique de lecture du calorimètre est réservée au chapitre suivant, consacré à la validation de la chaîne d'électronique du Ecal.

5.4 Autres sous-systèmes

Les sous-détecteurs décrits ci-dessus constituent la chaîne de mesure indispensable à une bonne identification des particules sur toute la gamme d'énergie d'AMS02. D'autres systèmes sont présents, comme par exemple la caméra de positionnement stellaire. Ce n'est pas un détecteur à proprement parler, elle permet de se positionner dans le ciel, ce qui est particulièrement important pour l'astronomie γ. Il s'agit d'une caméra CCD qui observe les étoiles les plus brillantes et compare l'image obtenue à une carte de référence. Cela permet de situer le système de référence du détecteur avec une précision de 3 secondes d'arc [172]. Ainsi l'incertitude sur la direction de provenance d'un rayon γ est entièrement dominée par la résolution angulaire des instruments les observant (trajectographe et Ecal)[3]. Toujours dans le domaine de l'astronomie γ, certains phénomènes astrophysiques sont très variables dans le temps (sursauts γ, pulsars, supernovae), et il est important de bien connaître le temps absolu afin de pouvoir comparer les données avec d'autres expériences, dans d'autres domaines énergétiques. AMS02 dispose pour cela d'une horloge GPS, offrant une précision meilleure que la micro-seconde sur le temps absolu [173].

5.5 Mise en commun des informations

Particules chargées

Les paragraphes précédents montrent comment les mesures sont conduites par les différents sous-systèmes. L'analyse des données procédera par combinaison de ces différentes informations, en exploitant au mieux la redondance proposée. Quelques exemples d'extraction des paramètres physiques sont

- la détermination de la charge : nombre de photons dans l'anneau du RICH, perte d'énergie par ionisation dans les plans du TOF et du trajectographe,
- la mesure de la masse : rayon de courbure dans le trajectographe (donne la rigidité), associée à la charge et à la vitesse,
- l'obtention de la vitesse : mesure du rayon de l'anneau du RICH et du temps de vol entre les plans du TOF,
- la mesure de l'énergie : dans le calorimètre ($e^{\pm}$ et γ) ou avec le trajectographe après identification.

La figure 5.10 permet d'illustrer visuellement cette redondance, les formes des signaux pour quelques particules sont montrés, pour une énergie incidente de 300 GeV.

[3] Les performances de ces instruments pour l'observation des γ sont détaillées dans la suite

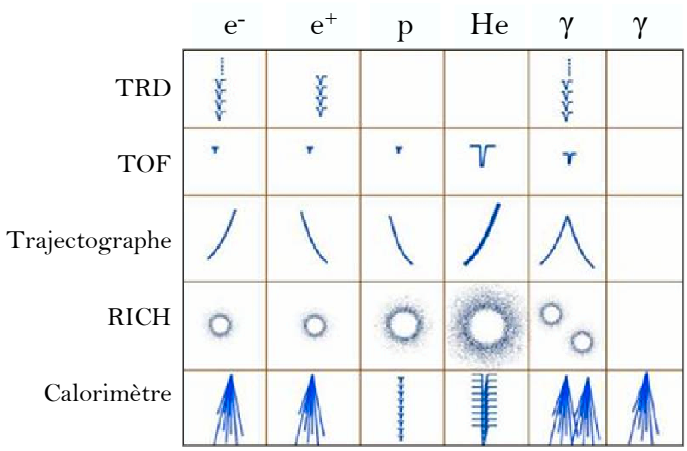


FIG. 5.10 – Formes des signaux dans AMS02 pour quelques particules à 300 GeV.

Le cas particulier des γ

L'astronomie γ avec AMS02 peut se faire de deux façons complémentaires. Dans 20% des cas, le photon se convertit dans le TRD en une paire e^+/e^-, dont les deux traces sont mesurées dans le trajectographe. L'énergie et la provenance du photon sont reconstruites à partir des informations du trajectographe. Ces événements sont observés par la procédure standard de déclenchement de l'acquisition des données au passage des particules chargées. Un système de déclenchement indépendant a été développé afin de permettre d'acquérir les données des photons non convertis. L'étude de ce système a fait l'objet d'une partie de cette thèse, il sera décrit dans le paragraphe suivant, ainsi que les mesures permettant d'en caractériser les performances. Les photons non convertis ne fournissent un signal que dans le calorimètre, c'est donc lui qui est utilisé pour les signaux de déclenchement. Ce sont également ses performances qui déterminent la sensibilité atteinte dans ce mode de détection, ainsi que les résolutions (angulaire et énergétique). La figure 5.11 schématise les deux modes de détection des photons de haute énergie dans AMS02.

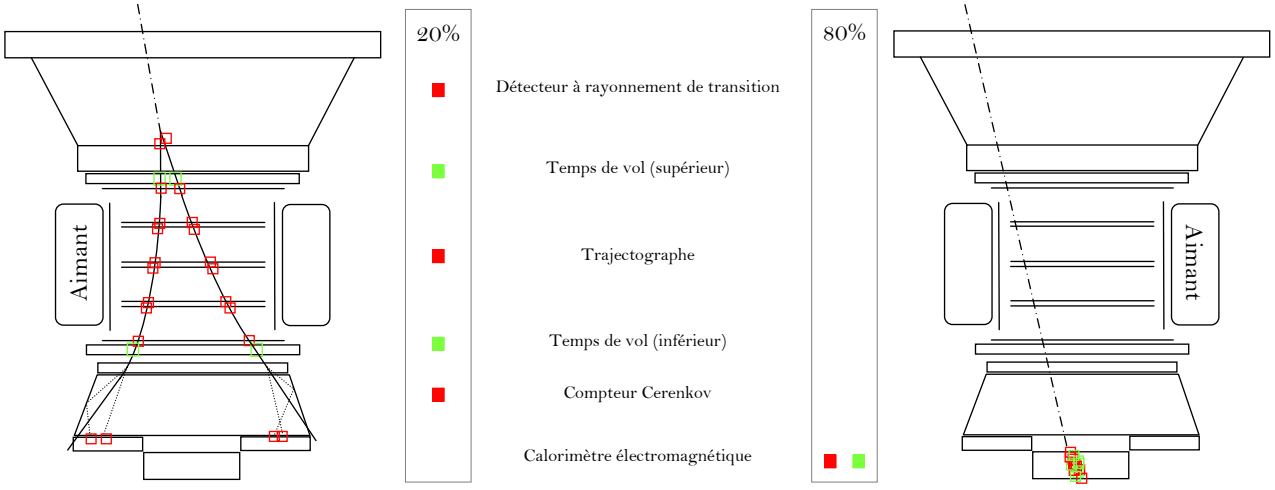


FIG. 5.11 – Les deux modes d'observation des γ avec AMS02 (les carrés verts représentent les signaux de déclenchement, les carrés rouges les signaux de mesure).

Les performances obtenues dans les deux modes sont résumées dans le tableau 5.3 [170], [264], et comparées aux performances du futur détecteur spatial GLAST [112].

	AMS02 : mode conversion $e^{\pm}$	AMS02 : mode calorimétrique	GLAST
Gamme de sensibilité	1 à 300 GeV	2 à 1000 GeV	0.02 à 300 GeV
Résolution énergétique	10%	3%	10%
Résolution angulaire à 10 GeV	0.09°	2.5°	0.07°
Résolution angulaire à 100 GeV	0.02°	1.2°	0.03°
Sensibilité relative	$1/10$	$1/15$	1
Localisation de la source	3'	3'	0.5' à 5'
Champ de vue	1.6 sr	0.5 sr	2.4 sr

Tab. 5.3 – Performances des deux modes de détection des γ avec AMS02 et comparaison à GLAST.

5.6 Électronique embarquée et systèmes de déclenchement

Tous les systèmes électroniques d'AMS02 sont qualifiés pour fonctionner dans l'espace et supporter les vibrations du décollage. Tous les composants sont donc sélectionnés pour leur résistance aux radiations, et les circuits imprimés sont enrobés d'un matériau les protégeant des vibrations et les isolant thermiquement *(coating)*. En tout plus de 3×10^5 canaux de données sont gérés par l'électronique embarquée, dont les deux tiers pour le trajectographe. Le taux de déclenchement est de 2 kHz au maximum, ce qui conduirait à un taux de transfert de données d'environ 7 $\mathrm{Gb \cdot s^{-1}}$ sans réduction. La station spatiale dispose de transferts à 100 $\mathrm{Mb \cdot s^{-1}}$, dont 2 $\mathrm{Mb \cdot s^{-1}}$ sont alloués à l'expérience AMS02. Les données sont donc réduites en ligne afin d'en diminuer le flux. Les données seront transmises à la Terre via le réseau de satellites TDRS de la NASA (*Tracking and Data Relay Satellites*), constitué de 4 orbiteurs dont les trajectoires permettent à la station de communiquer à tout moment avec le sol [175]. Une mémoire de 400 Gb est toutefois prévue afin de sauvegarder temporairement les données d'AMS02 en cas de perte de la connexion avec la Terre.

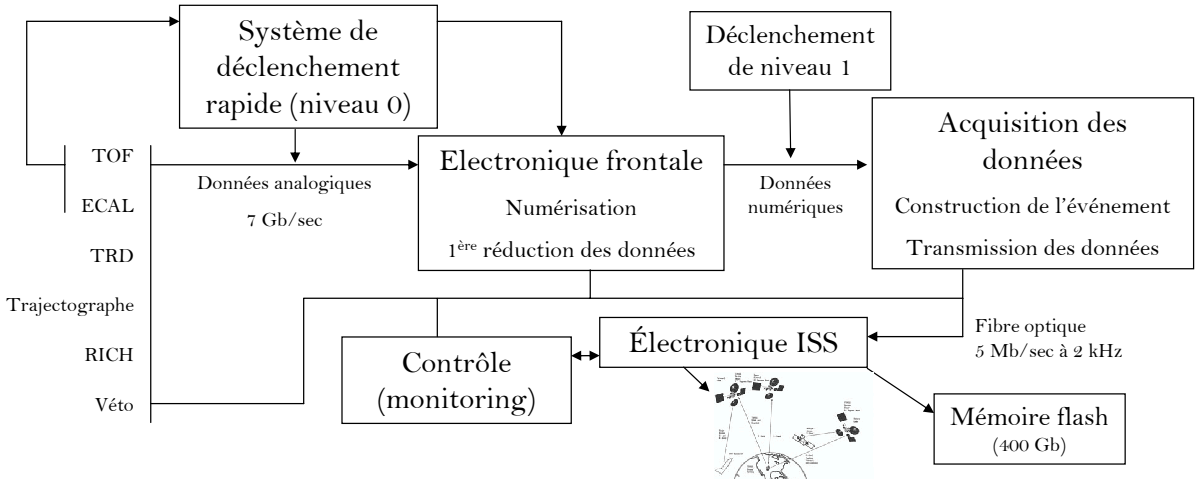


Fig. 5.12 – Schéma de l'électronique d'AMS02 et principe du déclenchement de l'acquisition (voir le texte).

La chaîne de lecture se caractérise par différents niveaux de déclenchement, selon la topologie de l'événement dans le détecteur :

- **Niveau 0** : déclenchement rapide. Il peut être engendré par le TOF si un de ses plans est touché, un signal est alors produit dans une fenêtre de 100 ns [176]. Le calorimètre fournit également un signal de déclenchement de niveau 0 quand un minimum d'énergie est déposé dans certaines super-couches[4]. Dans ce cas un signal positif est alors envoyé dans une fenêtre de 200 ns [177].
- **Niveau 1** : Ce niveau est plus évolué et est tributaire d'un signal positif au niveau 0. Le niveau 1 se déclenche si 3 plans du TOF sur 4 ont été touchés et qu'aucun signal n'est mesuré dans les compteurs véto. Le niveau 1 donne sa réponse en l'espace de 1 μs. En cas de déclenchement de niveau 0 induit par le calorimètre, le niveau 1 est satisfait si la particule ne vient pas de côté. Ceci est déterminé à partir de la reconstruction de la direction de la gerbe, le signal de niveau 1 fournit par le Ecal est délivré en 0.8 μs. Enfin, si les deux sous-systèmes délivrent un signal de niveau 0 en même temps, les réponses des compteurs véto ne sont pas prises en compte. Dans ce cas on considère qu'un événement de type électromagnétique a été observé dans le Ecal. Or, des gerbes de haute énergie peuvent engendrer des particules rétro-diffusées qui interagissent avec les compteurs à anti-coïncidences. Il est alors nécessaire de ne pas tenir compte des vétos pour conserver ce type d'événements. Lorsque le niveau 1 est déclenché, il envoie un signal de blocage (le *busy*) en amont de l'électronique frontale pour spécifier que le système est en train de gérer l'acquisition d'un événement.

Le système d'acquisition des données reçoit donc un réponse positive dans un intervalle de temps de l'ordre de la microseconde après le passage d'une particule. Ce temps est inférieur au temps moyen séparant deux rayons cosmiques dans l'acceptance d'AMS02, qui est de l'ordre de 0.5 ms. La probabilité d'empilement est donc faible pour le détecteur sur la station.

En résumé, lorsqu'un des systèmes de déclenchement (TOF ou Ecal) reçoit un signal de niveau 0, tous les détecteurs voient leurs données analogiques intégrées par leur électronique frontale. Pendant ce temps, le signal de niveau 1 s'est construit et le *busy* est envoyé à tous les sous-détecteurs. Si le signal de niveau 1 est positif, les données sont numérisées puis envoyées aux cartes d'acquisition qui contiennent les algorithmes de sélection finale de l'événement. Il est ensuite envoyé au système de communication de l'ISS. Le signal de *busy* est alors annulé et tous les signaux sont remis à zéro. L'ensemble de ces opérations se déroule en un temps inférieur au temps moyen séparant deux rayons cosmiques.

Dans le chapitre suivant, ces étapes seront revues dans le cas particulier du Ecal, nous reverrons en particulier le rôle de l'électronique frontale et le minutage des opérations. Le système de déclenchement indépendant du calorimètre pour les γ non convertis y est étudié.

[4] Plus de précisions seront données dans le chapitre suivant.

Chapitre 6

Le système de déclenchement γ du Calorimètre

Dans ce chapitre, l'électronique de lecture du calorimètre est abordée avec plus de détail. Il est montré comment s'est conduite la campagne de qualification du Ecal, avec une emphase particulière sur le système de déclenchement indépendant. Le système a en particulier subit un test faisceau, dont l'analyse a dû être conduite en vue de la qualification de l'électronique avant sa production en série. Les performances du niveau 0 (analogique) sont mesurées et permettent de valider le système.

6.1 La chaîne de lecture des signaux du calorimètre

La lumière des fibres scintillantes est recueillie par des photomultiplicateurs à 4 anodes. L'objectif est d'observer des signaux correspondant à une perte totale d'énergie allant du minimum ionisant au TeV. Dans le premier cas, le dépôt local d'énergie, *i.e.* dans une cellule, est d'une dizaine de MeV, alors que pour une particule électromagnétique au TeV, les simulations Monte Carlo indiquent qu'une cellule reçoit au plus 80 GeV. Il y a donc un rapport 10^4 entre les échelles extrêmes des signaux que l'on souhaite mesurer. Le minimum d'ionisation devant être observé au-dessus du bruit instrumental (dans une mesure qui sera explicitée par la suite), la gamme dynamique de l'électronique doit s'étendre sur un peu moins de 5 ordres de grandeurs (60.000 exactement). Dans la suite sont décrits l'électronique frontale, qui est directement installée au dos des photomultiplicateurs, la carte intermédiaire (ou EIB pour *Ecal Intermediate Board*), et les autres cartes. Ces dispositifs sont placés près du Ecal, d'autres cartes permettant la jonction aux systèmes apparaissant dans la figure 5.12 seront décrits. Cette chaîne et ses composantes décrites dans la suite apparaissent sur la figure 6.1.

L'électronique frontale

Le signal de sortie d'un photomultiplicateur est une impulsion de courant de quelques nanosecondes. L'électronique frontale (ou EFE pour *Electronique Frontale du Ecal*) est positionnée directement au dos des photomultiplicateurs (circuit imprimé en photo à gauche dans la figure 6.1), a été développée au LAPP, elle permet d'intégrer cette impulsion. Pour une anode, le pic de tension indique la valeur du courant intégré (à une valeur de capacité près), c'est-à-dire la charge proportionnelle à l'énergie déposée localement. L'électronique frontale reçoit les signaux analogiques des 4 anodes et de la dynode. Elle traite ces signaux en les mettant en forme et en les numérisant avec deux gains d'amplification différents. En fait, les voies de sortie à bas gains sont atténuées d'un facteur 30 environ par rapport aux sorties haut gains[1]. Le maximum du signal analogique est délivré dans une fenêtre en temps de 2 à 3 μs, après quoi un signal

[1] Une mesure de ce gain est présentée dans la suite.

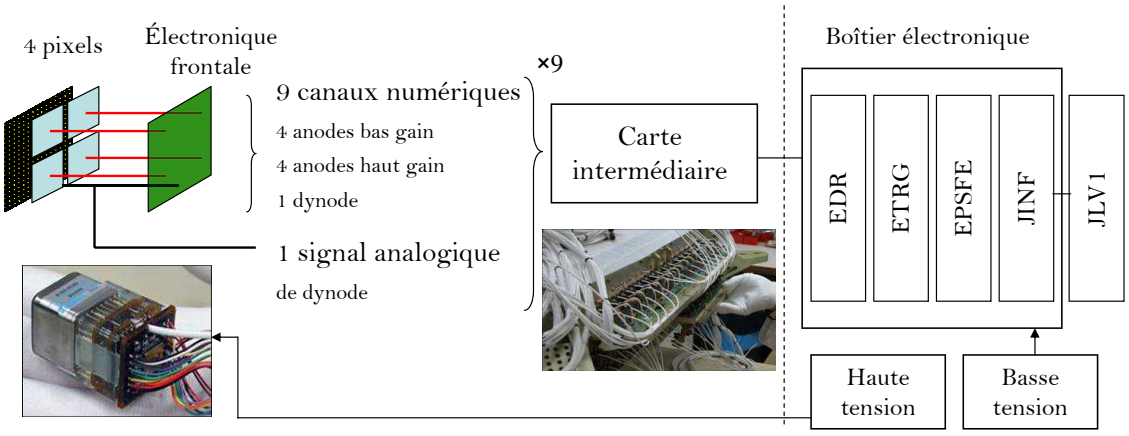


FIG. 6.1 – Schéma de la chaîne électronique du Ecal (les cartes électroniques sont décrites dans le texte).

de retenue est renvoyé à la carte EFE. Ce temps permet à l'électronique frontale d'intégrer et de mettre en forme le signal. Les signaux de toutes les voies sont alors envoyés sur le convertisseur analogique-numérique (ADC pour *Analog-Digital Converter*) et une remise à zéro est effectuée. Ces opérations se font en 70 à 80 μs, après quoi les EFE sont de nouveau prêts à recevoir des signaux analogiques. L'électronique frontale a nécessité la réalisation de 3 prototypes entre 2000 et 2001, elle a été testée et validée en test faisceau en juillet 2002 [170]. De plus, une dérivation à la sortie de la mise en forme du signal de dynode permet d'en récupérer la partie analogique, qui est utilisée pour générer le signal de déclenchement du Ecal. Ce signal est pris avant numérisation pour pouvoir être délivré plus rapidement, dans une fenêtre de 200 à 300 ns.

Les cartes électroniques intermédiaires

36 cartes EIB sont placées sur les flans du calorimètre, une d'entre elles est montrée dans la figure 6.2. Chacune d'entre elles est connectée à 9 photomultiplicateurs, leur fournit les signaux de basse tension et en reçoit l'ensemble de leurs données numériques. Certaines des cartes EIB (24 sur 36) contiennent également l'électronique de traitement des signaux analogiques de déclenchement γ. Elles correspondent aux photomultiplicateurs des super-couches 2 à 7, la première et la dernière n'étant pas utilisées dans l'algorithme de déclenchement autonome du Ecal (l'énergie déposée y est plus faible). Pour les cartes équipées, le signal rapide de dynode est tout d'abord amplifié d'un facteur 10 puis comparé à un seuil, une bascule délivrant alors un signal binaire (voir le paragraphe 6.2). Le seuil est appliqué depuis un convertisseur numérique-analogique placé sur la carte. Nous verrons dans la suite les ordres de grandeurs associés à ces signaux. Différents seuils ont été testés, cela fait l'objet d'une étude présentée dans la suite.

Les cartes des boîtiers électroniques du Ecal

Le Ecal est associé à deux chassis contenant des cartes électroniques, chacun comprenant 6 cartes EDR, 2 ETRG, 3 EPSFE et 1 JINF (voir la figure 6.1). Les cartes EDR (pour *Ecal Data Reduction*) sont connectées à 3 EIB et permettent la réduction des données. Elles ont pour rôle d'envoyer les signaux de contrôle des basses tensions, et de recevoir leurs données. La réduction consiste principalement en une soustraction des piédestaux et une suppression des zéros. Les cartes ETRG (*Ecal TRiGger*) reçoivent les informations des cartes EIB comprenant la partie analogique du système de déclenchement γ. Elles contiennent la partie numérique du système de déclenchement et appliquent un algorithme décrit dans la suite. Les données des ETRG et des EDR sont envoyées sur la carte JINF (*Intermediate Node for Front-end*), qui est la carte maîtresse du chassis, délivrant les signaux de commande et renvoyant les données. Elle qui constitue une mémoire tampon pour les données du Ecal, avant leur acquisition par le système global décrit dans la figure 5.12. Les cartes EPSFE (*Ecal Power Supply for Front End*) fournissent la basse tension

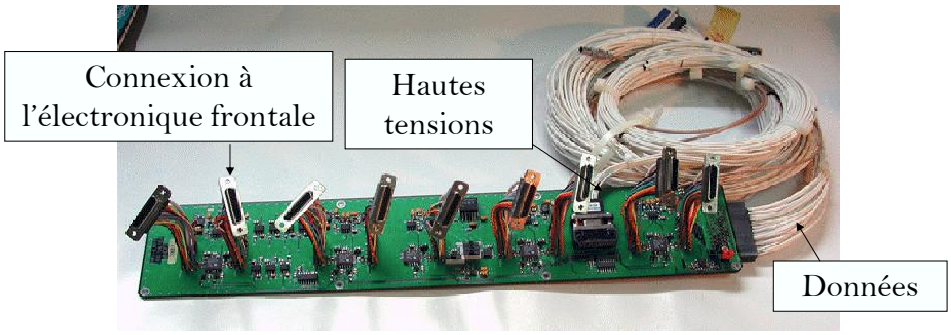


Fig. 6.2 – Photographie d'une carte EIB.

nécessaire au fonctionnement de l'électronique frontale, et les signaux de contrôle. Enfin, les cartes JLV1 ont pour rôle de combiner les informations de déclenchement de niveau 0. Les cartes gérant la combinaison des signaux de niveau 0 entre les directions x et y étant situées dans des boîtiers diagonalement opposés autour du Ecal, la gestion du déclenchement doit se faire par ailleurs. L'algorithme de déclenchement de niveau 0 utilise donc une combinaison des informations selon x et y[2], la carte JLV1 permet d'effectuer cette opération. La figure 6.3 résume les différentes connexions entre toutes ces cartes électroniques.

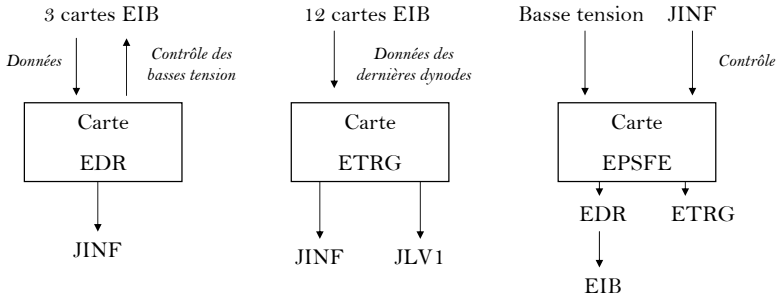


Fig. 6.3 – Schéma des communications entre les cartes électroniques dédiées au Ecal.

6.2 Algorithme du système de déclenchement

Pour augmenter à la fois la sensibilité de détection aux γ et au électrons/positons de haute énergie[3], une étude sur un système de déclenchement autonome pour le Ecal a été entreprise au LAPP [178]. L'algorithme finalement retenu est présenté dans [179], nous le décrivons brièvement dans ce paragraphe.

Les caractéristiques principales requises pour le système de déclenchement sont une efficacité proche de 100% au dessus du seuil (de l'ordre de 1 à 2 GeV), un temps de réponse de 200 ns pour le déclenchement de niveau 0, et moins de 1 μs pour le niveau 1. Afin de ne pas pénaliser le déclenchement au passage des particules chargées, le taux de déclenchement autonome ne doit pas dépasser 10 kHz pour le niveau 0 et 100 Hz pour le niveau 1 (on rappelle que le taux attendu pour les particules chargées est de 2 kHz pour le niveau 1). Enfin, le système doit être stable vis-à-vis des conditions de température et de vide, la

[2]Cet algorithme est décrit dans la suite.

[3]Il est fait référence ici aux particules pouvant être rétro-diffusées, entraînant une réjection de l'événement par les compteurs véto.

consommation doit être faible (moins de 15 W) et le poids doit être inférieur à 2 kg pour les cartes et les câbles.

L'algorithme de déclenchement se fonde sur la reconstruction de la direction de la gerbe électromagnétique. La granularité correspond à un photomultiplicateur (donc 4 pixels). Ce choix permet d'obtenir un dépôt d'énergie suffisant dans une cellule élémentaire, réduit le nombre de canaux (donc le poids des câbles et la consommation), tout en étant suffisamment fin pour autoriser une bonne reconstruction de la direction de la gerbe. De plus, cela permet d'utiliser le signal de la dernière dynode (il y en a une par photomultiplicateur) pour signer un dépôt local d'énergie. Pour que cette configuration fonctionne, il faut qu'une cellule élémentaire du système de déclenchement ait un seuil en énergie d'environ 100 MeV. Le test sous faisceau de 2002 a montré qu'un tel seuil était envisageable avec l'utilisation des signaux de dynodes à condition de l'amplifier d'un facteur 10 [170].

En moins de 200 ns, les cartes EIB ont lu les signaux des dynodes et les positions des photomultiplicateurs touchés dans les plans 2 à 7 sont connues et interprétées. Cette partie du système de déclenchement est analogique, elle a été développée et testée au LAPP. Elle concerne donc le déclenchement de niveau 0, c'est celui-ci dont il sera question dans la suite. Les seuils appliqués ne seront pas les mêmes dans les 6 super-couches, ils suivront le profil longitudinal de perte d'énergie. Les seuils seront donc plus élevés dans les plans 4 et 5 que dans les plans 2, 3 et 6, 7.

Les valeurs des seuils ne sont pas encore fixées, elles résulteront d'un compromis entre un taux de déclenchement qui ne soit pas trop élevé, et une gamme en énergie dont la borne inférieure n'est pas trop haute. Les seuils pourront être modifiés durant le vol, *via* les cartes JINF. Enfin, le signal de déclenchement rapide est fourni si une condition logique concernant les plans touchés est remplie. Cette dernière demande à ce que deux plans au moins soient touchés dans chaque direction x et y, un plan étant considéré comme touché si au moins un signal de dynode dépasse le seuil.

Le temps de réponse du niveau 0 inclut 50 ns pour la réponse du comparateur qui confronte le signal de dynode au seuil, 70 ns pour vérifier la condition logique, 20 ns pour que la carte JLV1 combine ces informations, et un total d'environ 40 ns pour le transit des signaux dans les câbles. La seconde étape du déclenchement est numérique et est gérée par les cartes ETRG. Celles-ci reconstruisent la direction de la gerbe afin de rejeter celles dont l'extrapolation n'est pas contenue dans l'acceptance d'AMS02. Elles procèdent en calculant les centres de gravité des signaux dans chaque plan. Le taux de déclenchement nominal d'AMS02 est d'environ 2 kHz, et le système de déclenchement γ ajoute de 20 à 100 Hz selon le niveau des seuils.

Dans la suite nous traitons de la partie analogique du système de déclenchement γ autonome du calorimètre, gérée par les cartes EIB. Une revue plus complète de ce système peut être trouvée dans [180].

6.3 Analyse du test faisceau de 2004

L'analyse qui suit concerne les données collectées entre le 16 septembre et le 7 octobre 2004 au CERN sur le modèle d'ingénierie du calorimètre. Ce test faisceau a impliqué des équipes travaillant sur le trajectographe et le calorimètre. Il visait en partie à combiner la mesure de l'énergie dans le Ecal et la détermination de la trajectoire des particules chargées avec des échelles de Silicium placées dans un champ magnétique, ainsi qu'à valider les cartes EIB. D'avantage de détails concernant l'analyse présentée ici peuvent être trouvés dans [181]. La partie numérique du système de déclenchement (EDR et ETRG) n'étant pas disponible au moment du test, c'est une version béta de l'EDR (appelée BDR) qui a été transformée pour permettre la lecture des données de déclenchement et de l'électronique frontale.

6.3.1 Conditions expérimentales

Faisceau et détecteurs

Le test faisceau dont les données sont analysées ici a eu lieu sur le *Proton Synchrotron* (PS) du CERN, avec des électrons, pions et muons à 3 énergies (3, 5 et 7 GeV). Ce test faisceau s'est déroulé dans le hall Est sur la ligne T7. La figure 6.4 montre la composition du faisceau en fonction de l'énergie.

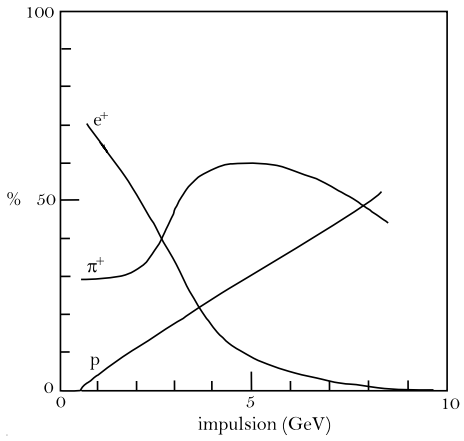


Fig. 6.4 – Composition du faisceau

La zone de test est schématisée sur la figure 6.5, elle comprend le Ecal, 2 télescopes au Silicium, un aimant, 3 plans de scintillateurs (S_i) et 2 compteurs Čerenkov (dont un en dehors de la zone). Les deux détecteurs Čerenkov étaient placés avant l'aimant et servaient, avec les plans de scintillateurs, à déclencher l'acquisition des données. L'algorithme de déclenchement est détaillé dans la suite. Les plans du trajectographe étaient plongés dans le champ magnétique, et le calorimètre était en dehors, à la fin de la chaîne de mesure. Une échelle de Silicium supplémentaire était utilisée pour déterminer la position du faisceau juste à l'entrée du Ecal. Il y avait également la possibilité de placer une plaque de Tungstène avant l'aimant afin d'augmenter la probabilité de rayonnement de freinage. Seul les groupes impliqués dans l'analyse des données du trajectographe se sont intéressés à ce paramètre.

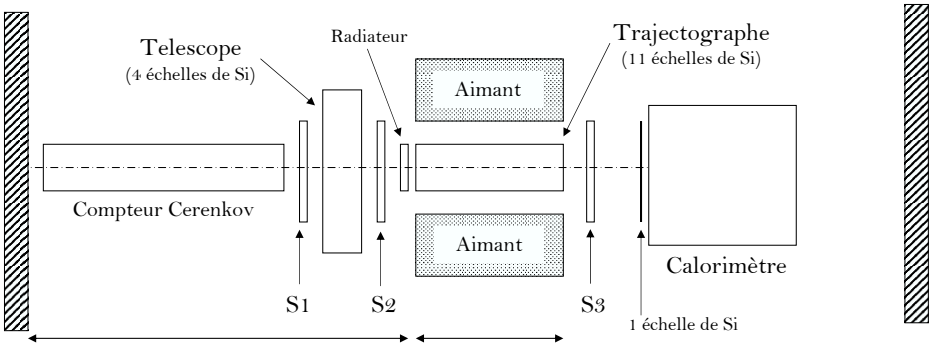


Fig. 6.5 – Représentation schématique de la zone de test et des appareils présents.

Les systèmes de déclenchement globaux

Les systèmes décrits ici sont spécifiques à ce test faisceau. Un système de déclenchement principal permettait de lancer l'acquisition du calorimètre et du trajectographe en même temps, jouant ainsi un rôle similaire au déclenchement sur les particules chargées par le TOF dans AMS02. Le signal de déclenchement était fournit lorsque les 3 scintillateurs produisaient des signaux coïncidents. Les informations provenant des 2 compteurs Čerenkov permettaient alors de distinguer les électrons et muons des pions. La logique était la suivante :

– Faisceau = $S_1.S_2.S_3$

et, selon le type de particule désiré :

– Signal de déclenchement $= Faisceau.\check{C}$
ou
– Signal de déclenchement $= Faisceau$

Pour les études combinées, il était important que le trajectographe et le calorimètre aient un numéro d'événement commun. Le numéro d'événement était donc donné par le système d'acquisition global [182]. Cette configuration de déclenchement est celle qui a été suivie la majorité du temps. D'autres configurations ont été testées afin d'étudier le système de déclenchement autonome du calorimètre. Celles-ci sont présentées dans le dernier paragraphe de ce chapitre.

Configuration du calorimètre

Le calorimètre était équipé de 2 cartes EIB et donc 18 photomultiplicateurs avaient été installés (9 par carte). Pour obtenir une meilleure image de la gerbe électromagnétique, le calorimètre était placé en position horizontale, le point d'entrée du faisceau se situant alors sur un de ses flans (voir figure 6.6). Dans cette position, 80% de la gerbe se trouvait dans une zone instrumentée. La figure 6.6 montre également la convention de numérotation des photomultiplicateurs, placés sur les faces A et C. Les photomultiplicateurs de deux faces en vis-à-vis sont décalés d'un pixel, si bien que le premier photomultiplicateur à recevoir un signal est sur la face C, qui porte par conséquent les numéros impairs.

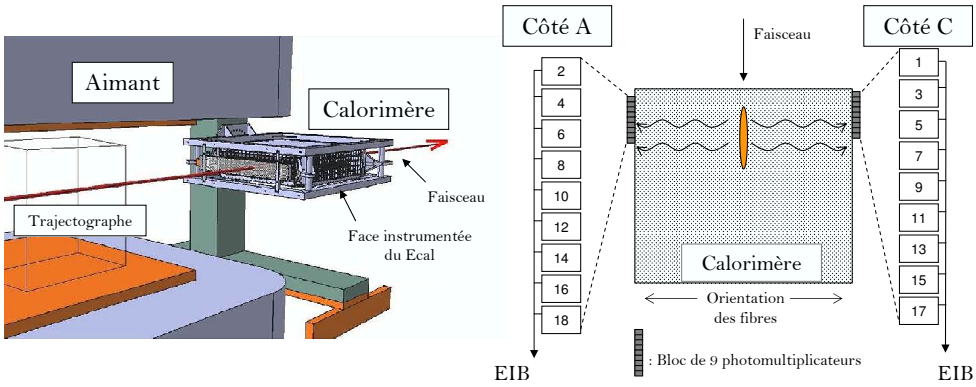


FIG. 6.6 – Positions relatives du calorimètre et des plans de Silicium (à gauche, [183]) et numérotation des photomultiplicateurs (à droite).

Événements

Une grande quantité de données a été enregistrée, avec 1.7×10^7 événements divisés en près de 700 échantillons (ou *runs*). Le tableau 6.1 indique le nombre d'événements par type de particule. La figure 6.7 montre la répartition en énergie de ces événements.

Type de particules étiquetées	électrons	pions	électrons + pions	muons
Nombre d'événements	1.6×10^7	4.2×10^5	3.7×10^5	1.4×10^4

TAB. 6.1 – Nombre d'événements par type de particules détectées.

D'autres paramètres pourraient permettre de classer les runs, comme par exemple la présence de la plaque de Tungstène ou le statut de l'aimant (allumé/éteint). Nous n'en ferons pas mention dans la suite dans la mesure où ces paramètres ne sont utilisés que pour la comparaison des données du trajectographe et du calorimètre. Ces paramètres n'ont aucune incidence sur l'analyse qui suit.

Du point de vue de la qualification du calorimètre, deux objectifs ont motivé ce test :

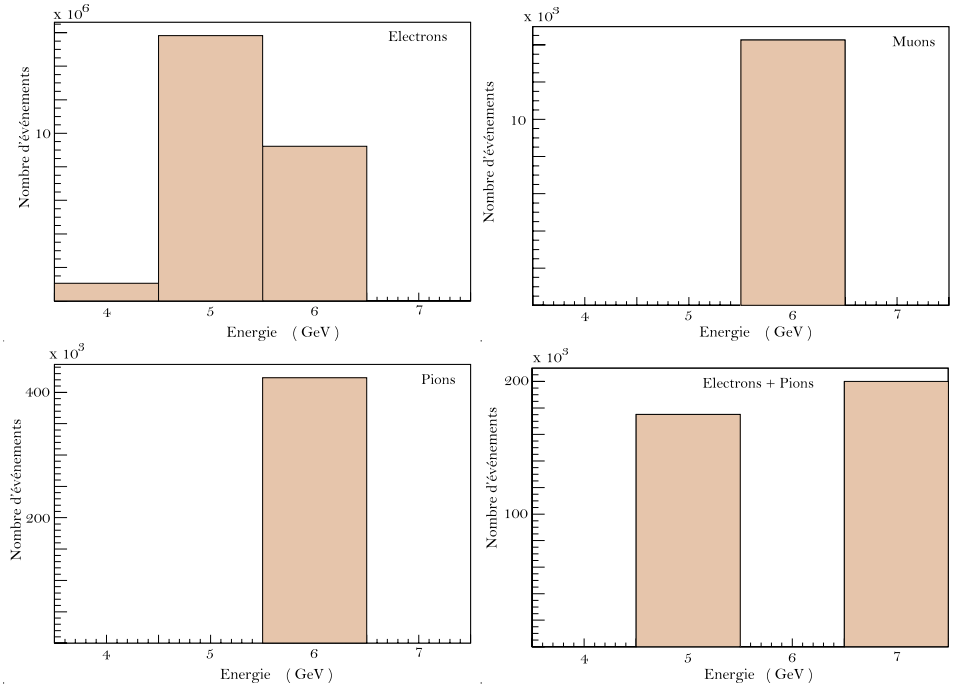


Fig. 6.7 – Énergie du faisceau pour chaque type de particule.

– valider la partie bus, *i.e.* tout ce qui concerne le transfert des données et des signaux logiques,
– tester et valider la partie analogique du système de déclenchement sur les γ.

Dans ce contexte, l'analyse présentée dans ce chapitre est divisée en deux parties. Le première présente les études concernant le bus, avec la mesure des piédestaux et de la stabilité de l'électronique. Il sera montré que le système d'acquisition des données à travers les cartes EIB fonctionne parfaitement.

6.3.2 Analyse du transfert des données et signaux logiques

Mesures des piédestaux et stabilité des conditions expérimentales

Durant toute la durée du test, peu de problèmes sont venus perturber la prise de données. Le signal d'un des photomultiplicateur n'a pas pu être exploité en raison d'un dysfonctionnement de la carte EIB correspondante (il a été vérifié que l'électronique frontale produisait les bons signaux). Cependant, s'agissant du photomultiplicateur C9, cela n'a pas été un handicap pour l'analyse. En effet le C9 est le plus éloigné du point d'entrée du faisceau et collecte donc peu de signal (il se situe à environ 17 X_0). Un souci plus important est apparu du côté A, ayant nécessité le changement de la carte EIB. Cet épisode sera détaillé dans la suite.

Pendant le test au CERN, les piédestaux étaient régulièrement mesurés. Cette démarche permet d'une part d'avoir une bonne calibration et d'autre part de suivre l'évolution des conditions de prise de données. A titre d'exemple, la figure 6.8 montre la distribution du signal reçu par une anode de C2 pendant une période typique de mesure de piédestaux. Les runs dédiés au piédestaux enregistraient 1000 événements, à une cadence supérieure à la luminosité du faisceau.

Sur la figure 6.8, l'histogramme de gauche montre que quelques événements ont été enregistré bien au dessus du piédestal (qui est ici d'environ 65 mV). Le faisceau n'étant pas arrêté lors de ces runs, il s'agit très vraisemblablement de signaux dus au passage de particules pendant la mesure des piédestaux. L'histogramme de droite est le même qu'à gauche mais représenté autour du pic principal, on voit clairement la résolution correspondant à la largeur d'un canal d'ADC. Dans la suite, lorsqu'il sera fait mention de la valeur d'un piédestal, on se référera à la valeur moyenne d'une fonction gaussienne ajustée sur cette

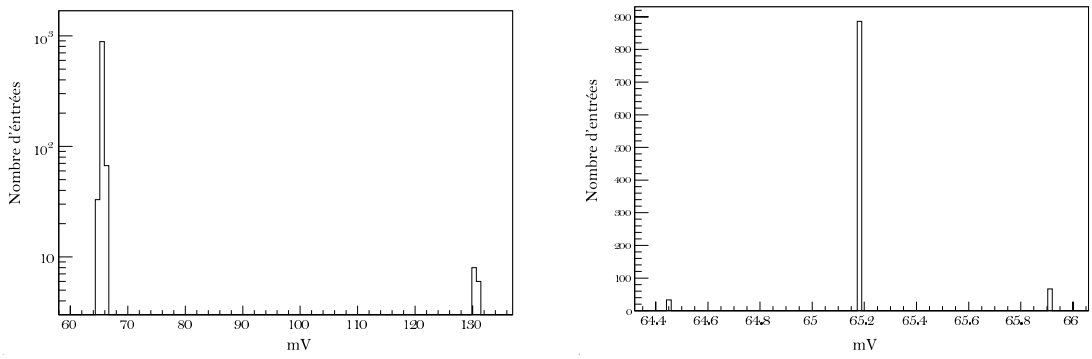


FIG. 6.8 – Distribution du signal d'une anode du photomultiplicateur C2 lors d'un run piédestal.

distribution après avoir retiré les valeurs minoritaires éloignées du pic principal. Il est important de noter que la largeur d'un canal d'ADC est de 0.73 mV et que les déviations standards issues des ajustements sont toujours inférieures à cette valeur.

Les piédestaux ont été mesurés à chaque fois d'un run de physique se terminait. Lors de l'analyse de données qui a suivi, ces mesures ont permis de soustraire aux données brutes des valeurs de piédestaux à jour. Dans la configuration finale d'AMS02, cette soustraction se fait systématiquement dans la chaîne de lecture du calorimètre, elle a été faite "à la main" dans cette analyse. L'ajustement évoqué ci-dessus est effectué pour chaque canal de tous les photomultiplicateurs à chaque run. On peut alors suivre l'évolution de tous les piédestaux comme la figure 6.9 l'illustre pour 2 d'entre eux. Sur cette figure, la partie gauche montre l'évolution des piédestaux en fonction du temps et la partie droite montre la distribution pour toute la durée du test. Ces mesures ont été faites systématiquement et sont résumées dans les tableaux de 6.2, qui incluent la totalité des données de piédestaux du faisceau test.

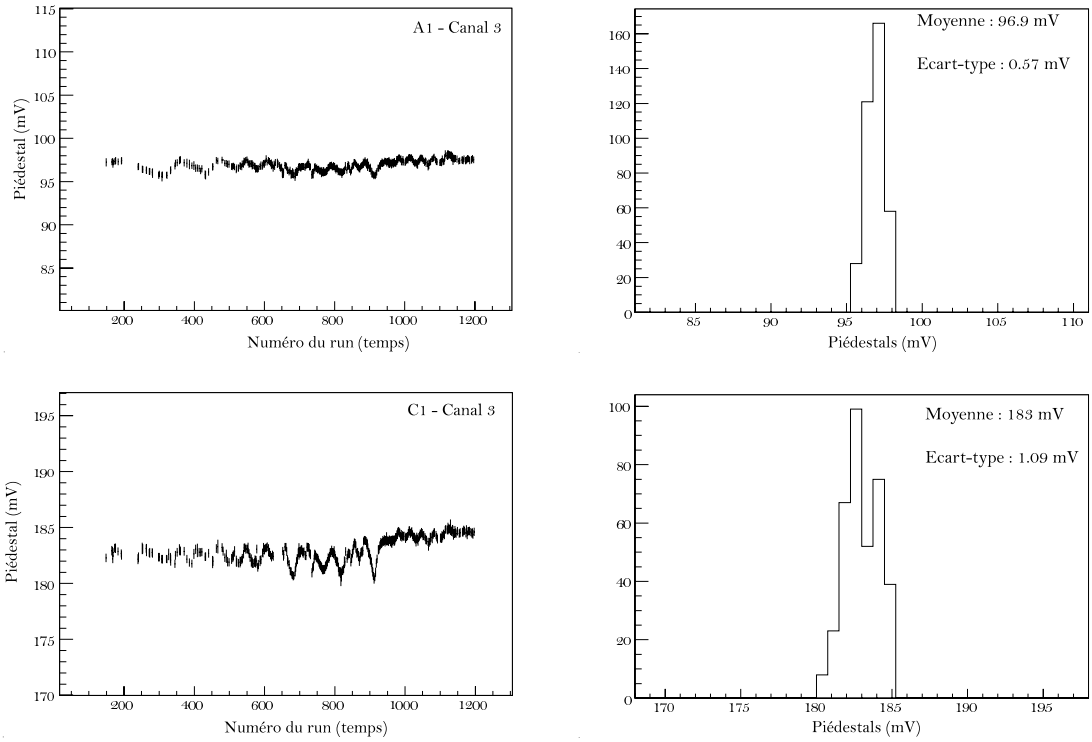


Fig. 6.9 – Evolution typique des piédestaux de 2 canaux bas gain des photomultiplicateurs A1 et C1.

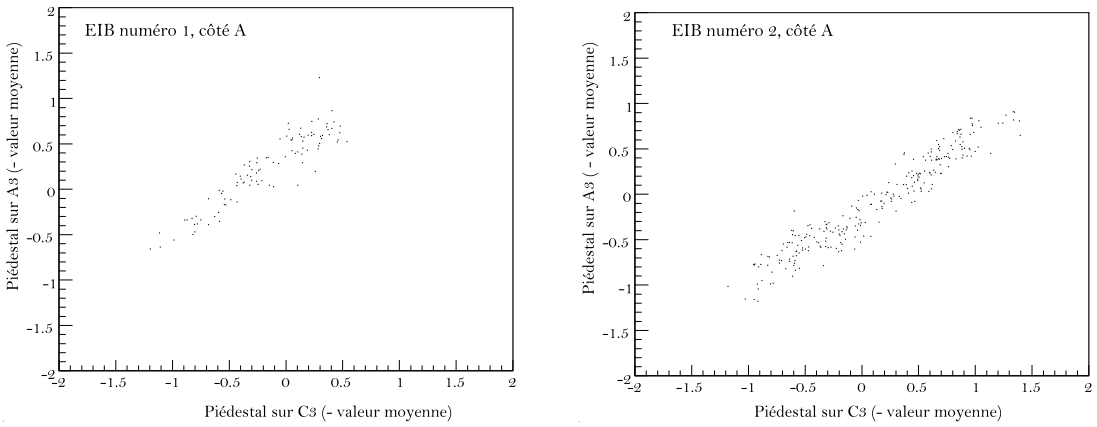


Fig. 6.10 – Corrélations des fluctuations des piédestaux d'un côté à l'autre du Ecal (voir le texte).

PM A→ ↓ Canaux		1	2	3	4	5	6	7	8	9
1	Moyenne	131.1	233.3	164.6	72.5	83.6	189.6	134.4	146.7	67.8
	Écart-type	0.46	0.90	0.79	5.62	0.75	0.67	1.10	0.78	0.67
2	Moyenne	103.7	63.42	194.7	160.4	124.5	103.3	115.8	53.32	69.5
	Écart-type	0.70	0.75	0.80	67.1	0.66	0.84	1.02	1.15	0.33
3	Moyenne	96.9	166.4	149.3	89.4	124.1	121..9	119.8	127.8	133.2
	Écart-type	0.57	0.80	0.71	5.31	0.69	0.74	1.02	0.84	0.32
4	Moyenne	171.4	218.5	130.6	73.06	145.4	114.4	115.7	127.2	117.4
	Écart-type	0.52	0.90	0.74	5.48	0.80	0.49	1.13	0.67	0.39
5	Moyenne	147.9	203.4	174.1	157.8	114	96.7	144.3	184.2	38.4
	Écart-type	0.74	0.91	1.12	68	0.53	0.61	1.08	0.55	0.54
6	Moyenne	174.4	118.6	58.71	260.7	125.6	228.7	164.4	163.8	141.7
	Écart-type	0.69	0.87	0.76	79.2	125.6	228.7	164.4	163.8	0.50
7	Moyenne	134.1	160.2	177.4	124.1	138.5	181.1	220.9	87.4	164.2
	Écart-type	0.58	0.74	0.66	5.25	0.50	0.54	1.10	0.91	0.38
8	Moyenne	136	97.9	178.5	171	130.3	205.2	174.7	172.4	92.18
	Écart-type	0.21	1.01	0.68	70.98	0.70	0.62	1.05	0.73	0.41
9	Moyenne	451.8	328.1	470.8	483.8	459.1	424.9	507.3	393.8	395.8
	Écart-type	3.34	32.6	9.68	8.97	5.9	2.89	7.9	0.46	10.26
9	Moyenne	326.8	274.6	332.9	359.3	343	314.4	361.9	325.7	412.6
EIB 1	Écart-type	0.35	0.42	0.24	19.02	0.25	0.34	0.36	0.47	0.62
9	Moyenne	332.1	348	332.9	355.35	333.3	309.5	374.7	288.1	389.4
EIB 2	Écart-type	0.48	0.36	0.26	0.24	0.48	0.06	0.19	0.44	0.25

PM C→ ↓ Canaux		1	2	3	4	5	6	7	8	9
1	Moyenne	140.1	65.52	101.3	76.77	159.2	92.0	205.6	143.4	-
	Écart-type	0.96	1.05	0.48	0.74	0.50	0.76	0.57	0.93	-
2	Moyenne	169.6	95.15	98.54	121.9	51	95.71	40.85	192	-
	Écart-type	0.87	0.80	0.75	0.60	0.67	0.50	1.01	0.58	-
3	Moyenne	183	91.13	180	131.7	90.0	150.1	131	188.5	-
	Écart-type	1.09	0.95	0.63	0.73	0.81	0.87	0.80	0.81	-
4	Moyenne	154.1	97.34	128.5	82.76	136.1	115.8	179.6	95.26	-
	Écart-type	1.02	0.79	0.45	0.82	0.99	0.72	0.43	0.63	-
5	Moyenne	172.4	82.14	232.7	112.6	56.22	107	176.2	92.7	-
	Écart-type	0.99	0.92	0.42	0.94	0.74	0.78	0.74	0.98	-
6	Moyenne	150.5	166.7	149.8	120.4	206.1	87.94	89.97	141.8	-
	Écart-type	1.09	0.74	0.58	0.62	0.65	0.86	0.78	0.84	-
7	Moyenne	121.9	230.6	77.47	126.9	157.8	157.3	98.57	82.54	-
	Écart-type	0.67	0.54	0.79	0.65	0.47	0.63	0.86	0.90	-
8	Moyenne	120.8	129.7	189	267.2	126.1	115.2	98.41	159.3	-
	Écart-type	0.78	0.88	0.71	0.66	0.60	0.79	1.04	0.96	-
9	Moyenne	573.5	585.9	584.3	604.7	598.9	615.4	574.4	599.8	-
	Écart-type	0.55	0.40	0.43	0.49	0.39	0.31	0.21	0.40	-

TAB. 6.2 – Valeurs moyennes et variance des distributions de piédestaux pour tous les canaux durant le test faisceau.

Les tableaux 6.2 indiquent que les photomultiplicateurs du côté C ont des piédestaux extrêmement stables, avec une déviation standard totale de souvent moins d'un canal d'ADC (*i.e.* 0.73 mV) et n'excédant jamais 1 mV. Du point de vue de la stabilité, la situation du côté A est identique à quelques exceptions près. Parmi elles, nous trouvons les fluctuations du piédestal de A4 ou la variabilité des dynodes de ce côté. Ces problèmes n'apparaissent plus après le changement de la carte EIB de ce flan. La figure C.1 en annexe C montre clairement le gain en stabilité à partir du changement de la carte. Afin d'illustrer cela, les valeurs des piédestaux de dynode sont écrits séparément pour la première et la seconde EIB dans le tableaux 6.2 qui concerne le côté A.

Les valeurs de piédestaux ont été systématiquement comparées aux mesures faites auparavant en banc de test au LAPP. Il apparaît que les valeurs sont bien corrélées mais globalement décalées [191]. Le décalage est lié à ce qu'un amplificateur est connecté à la dynode et lors du test faisceau, les deux côtés n'étaient pas équipés du même type d'amplificateur. Cette analyse comporte donc une comparaison du comportement des deux côtés de ce point de vue. Il est à noter que les deux types de composants ont reçu leur qualification pour le spatial avant le faisceau test. À ce niveau de l'analyse, on peut d'ores et déjà remarquer que l'amplificateur du type de celui qui équipe le côté C semble plus indiqué. En effet, les piédestaux présentent des fluctuations équivalentes des deux côtés, mais la première EIB du côté A a dû être remplacée, ce qui peut être une indication de manque de fiabilité. C'est l'analyse des données de déclenchement qui permettra de trancher définitivement sur le choix du composant, nous verrons que ce choix sera conforté.

La figure 6.10 permet d'affirmer que les fluctuations des piédestaux ne sont pas intrinsèques à l'électronique du Ecal mais liées aux conditions environnantes. En effet on voit que les fluctuations sont corrélées entre les deux côtés du calorimètre. Les seuls facteurs communs aux deux côtés étaient l'alimentation basse tension et la température de la pièce. Les variations de ces facteurs sont donc très vraisemblablement responsables des fluctuations observées. De telles fluctuations dans les piédestaux ont été mesurées en banc de test vide-thermique au LAPP [171], où il a été établi que les piédestaux peuvent fluctuer sur environ 0.3% par degré.

Transfert des données

La figure 6.11 illustre le fait que les gerbes électromagnétique sont bien vues par le calorimètre, et donc que le transfert des données se fait correctement. Elle montre, pour chaque photomultiplicateur, le signal de dynode lors d'un run d'électrons de 7 GeV. Le signal de dynode correspond à la somme des signaux d'anodes, l'observer est donc le moyen le plus simple et rapide de s'assurer du bon fonctionnement du transfert des données. Dans cette configuration, le détecteur présente environ 35 longueurs de radiation, si bien que la gerbe électromagnétique se développe dans le premier quart du Ecal. On peut vérifier que les signaux les plus forts sont en effet portés par C2, A2 et C3.

La figure 6.11 montre que les données sont transmises correctement depuis les photomultiplicateurs à travers l'EIB jusqu'au système d'acquisition. Lors du test faisceau de 2002, une non-linéarité entre les canaux à haut et bas gains avait été observée [170], [167], il était donc important de vérifier ce point ici. La figure 6.12 montre deux canaux correspondant au même pixel : l'amplification est bien linéaire, avec un gain de 33.28 dans ce cas.

Dans la suite, nous supposons que tous les photomultiplicateurs ont le même gain. Nous le prenons égal à 33.3, d'après les mesures faites sur bancs de test au LAPP [171].

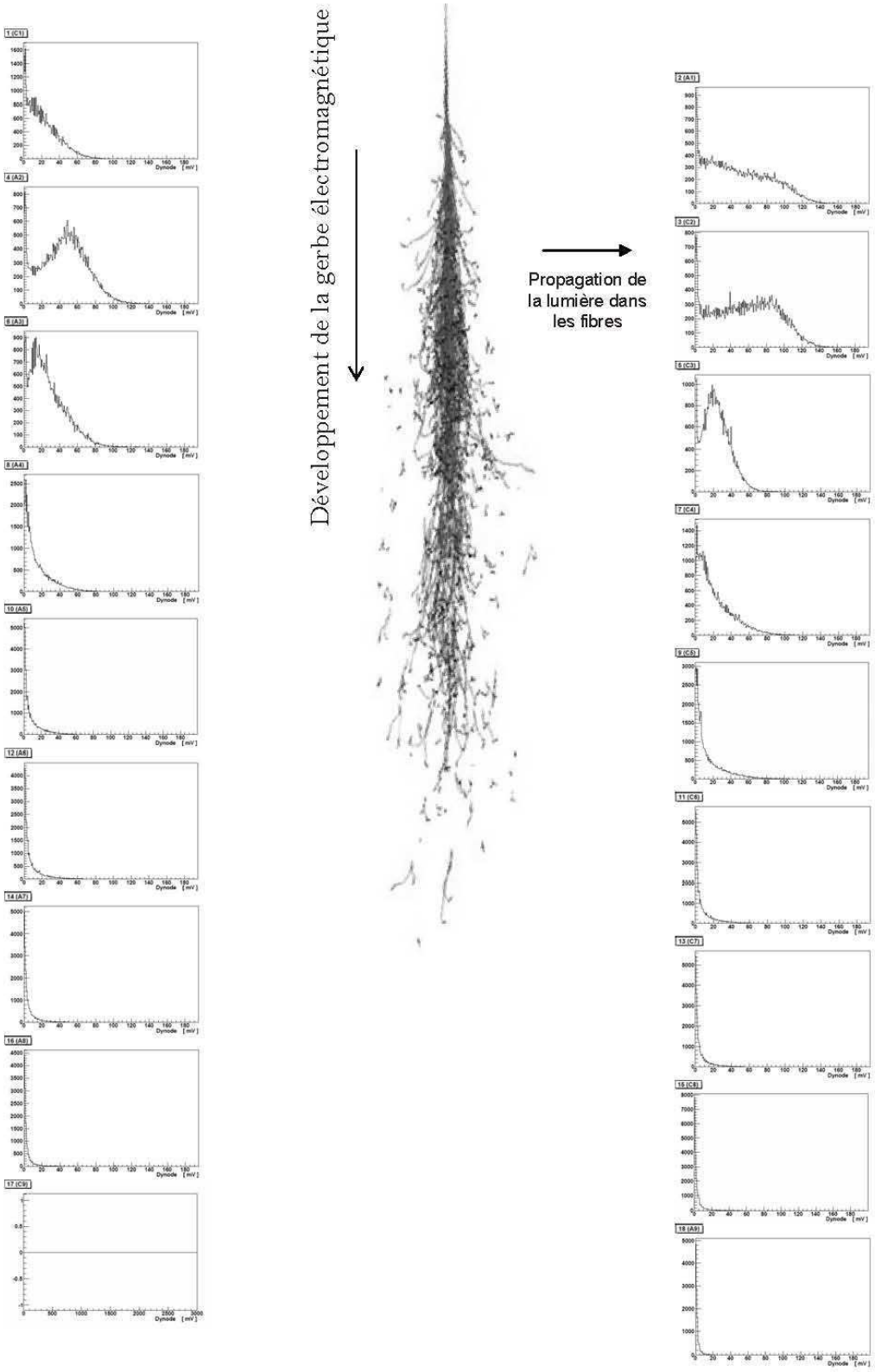


FIG. 6.11 – Évolution des signaux de dynodes le long du parcours des particules pour des électrons de 7 GeV.

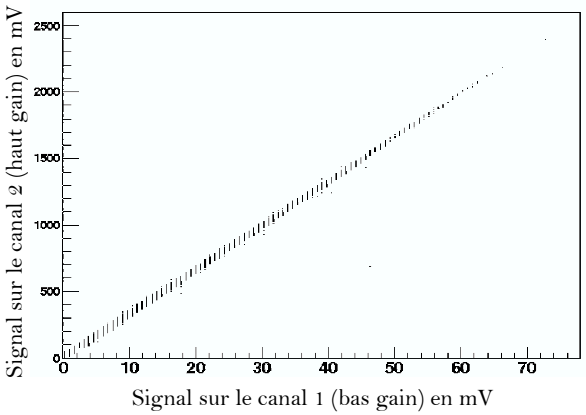


Fig. 6.12 – Linéarité entre deux canaux de gains différents associés au même pixel.

6.3.3 Test du système de déclenchement γ

Principe des mesures

Le traitement appliqué au signal rapide de dynode est schématisé dans la figure 6.13. Il est d'abord amplifié ($\times 10$), puis comparé à un seuil. Une bascule délivre alors un signal binaire à la carte EIB, qui constitue une cellule élémentaire du système de déclenchement γ. Comme dans la configuration finale, le seuil pouvait être appliqué depuis un convertisseur numérique-analogique. Diverses valeurs de seuil ont été testés, il a été appliqué dans une fenêtre allant de 10 mV à 500 mV. Comme cela a déjà été mentionné, ce sont les seuils relativement bas qui sont intéressants pour AMS02. Il faut que l'acquisition des données soit déclenchée au passage d'un photon de 1 GeV, ce qui correspond à un dépôt local de l'ordre de 100 MeV. L'abaissement du seuil est toutefois limité car plus il est bas, plus la consommation est élevée (en raison du plus grand taux de déclenchement) et plus l'électronique sera bruyante. Dans la pratique, le seuil idéal devrait se situer entre 15 mV et 30 mV. Dans la configuration initiale, la bascule était remise à 0 après 300 ns. Cette valeur a ensuite été modifiée, comme nous le verrons dans la suite.

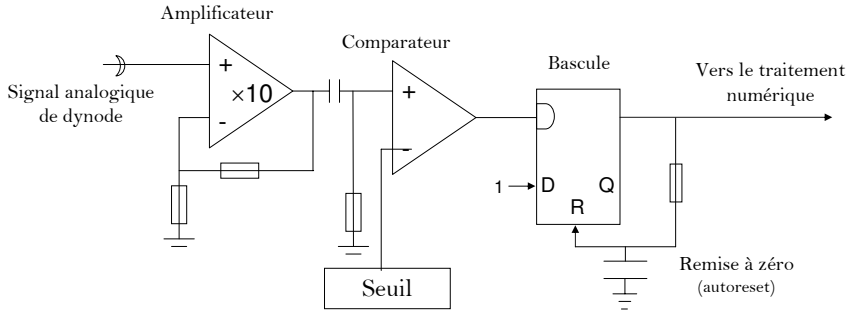


Fig. 6.13 – Le traitement du signal analogique de dynode (sur la carte EIB).

Pour étudier le système de déclenchement, il était nécessaire que l'acquisition soit commandée par un système indépendant, afin d'en enregistrer la réponse qu'elle soit positive ou négative. Le signal analogique de dynode étant dédié au système de déclenchement à tester, nous avons utilisé les signaux numérisés en sortie de l'électronique frontale pour l'estimer. Pour ce faire on peut alors utiliser soit le signal de dynode, soit la somme des signaux des anodes. La figure 6.14 schématise comment la mesure simultanée des cartes

EFE et des signaux de déclenchement se faisait.

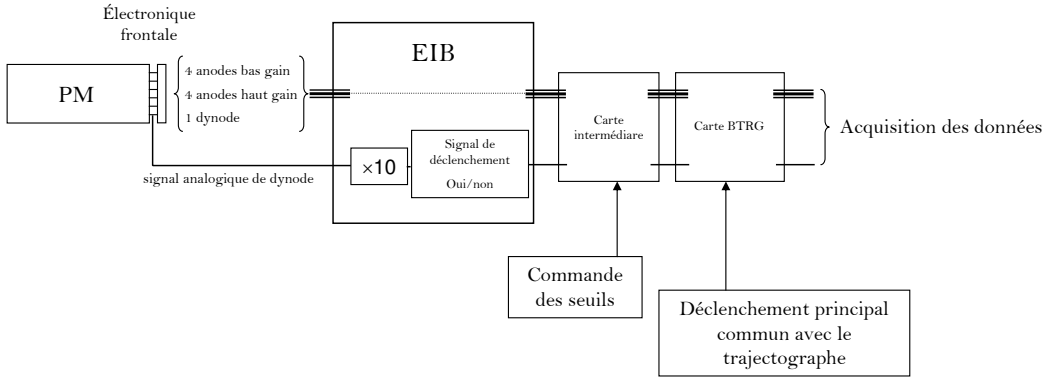


FIG. 6.14 – Illustration des flux de données parallèles des EFE et des données de déclenchement

Réglages des premiers jours

Les premières vérifications du bon fonctionnement de l'acquisition ont été effectuées dès les premières prises de données. Lors de ces analyses, il a été observé un manque d'efficacité pour les signaux très forts. L'efficacité au dessus du seuil est mesurée par le rapport des événements pour lesquels le signal de déclenchement est à 1 sur l'ensemble des événements au dessus du seuil appliqué. Pour les premières mesures, l'efficacité au dessus du seuil était de 20% seulement et tombait jusqu'à 0% à 200 mV pour des signaux très supérieurs au seuil. La figure 6.15 illustre cette situation, la superposition des signaux de dynode pour les événements ayant déclenché (en vert) et l'ensemble des événements (en gris) y est représentée.

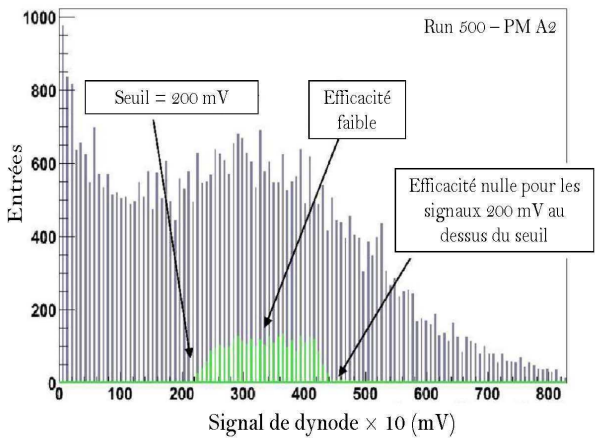


FIG. 6.15 – Exemple d'un lot de données problématique

La raison de cette inefficacité résidait dans le temps de remise à zéro de la bascule. En effet, celle-ci ce ré-initialise automatiquement après un délai fixé. Par ailleurs, l'acquisition du Ecal se faisait sur l'ordre

du système de déclenchement principal (d'après les signaux des scintillateurs et des compteurs Čerenkov). L'ordre de celui-ci arrivait en 400 ns environ, soit un temps du même ordre de grandeur que le réglage initial de la remise à zéro de la bascule (300 ns). Ainsi, les signaux faibles, pour lesquels le temps de réponse de la bascule est plus long, avaient plus de chance que les signaux fort de ne pas être effacés avant l'acquisition. Le schéma de la figure 6.16 illustre cela, on y voit que les signaux fort (donc rapides) sont effacés, contrairement aux signaux plus faibles.

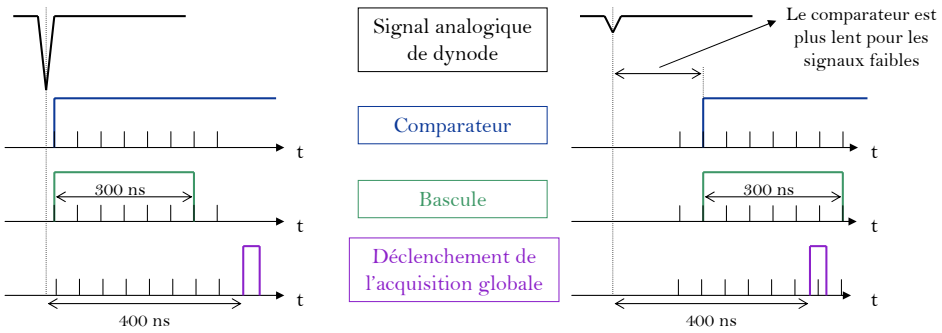


Fig. 6.16 – Évolutions temporelles des différents signaux

Après avoir identifié la raison du dysfonctionnement, le temps de remise à zéro de la bascule a été réglé à 1 μs, en conséquence de quoi le nombre de photomultiplicateurs présentant un signal de déclenchement à 1 est remonté à une valeur normale, il est passé d'une moyenne de 1.1 par run à plus de 4. Après le réglage, les courbes d'efficacité des photomultiplicateurs similaires à celle de la figure 6.15 on pris l'aspect plus satisfaisant de celles la figure 6.17. Les données du lot numéro 650 présentaient un seuil appliqué de 100 mV, et le numéro 700 était à 200 mV. Le signal de dynode est ici multiplié par 10 pour reproduire l'effet de l'amplificateur.

La figure 6.17 montre clairement que le système de déclenchement remplit bien ses fonctions, avec une efficacité qui passe de 0 à 100 % de part et d'autre du seuil appliqué. La suite de ce chapitre est consacrée à l'étude quantitative de l'efficacité de la partie analogique du système de déclenchement. Il est important de noter enfin que le problème décrit dans ce paragraphe est inhérent au système d'acquisition utilisé pour ce test faisceau et qu'il n'en sera pas question à bord d'AMS02.

Mesure de l'efficacité

L'efficacité du système de déclenchement au niveau d'un photomultiplicateur individuel peut être déterminée en divisant l'histogramme vert de la figure 6.17 par le gris. On obtient alors un histogramme du type de ceux représentés sur la figure 6.18. Ces courbes donnent accès à différents paramètres qui permettront de caractériser le système de déclenchement :

- Le seuil effectif, *i.e.* la valeur pour laquelle la courbe d'efficacité augmente,
- Le taux de "faux" événements, *i.e.* le nombre d'événements à 1 sous le seuil divisé par le nombre total d'événements sous le seuil pour une mesure du bruit,
- La largeur de la montée : sur combien de canaux d'ADC[4] l'efficacité atteint sa valeur maximale,
- Le taux d'événements manqués au dessus du seuil effectif.

Pour plus de précision dans la détermination des grandeurs spécifiées ci-dessus, les signaux d'anode A_i sont utilisés pour estimer ce que doit être le signal analogique de dynode D. Ceux-ci sont reliés par les

[4]Cela correspond au canal élémentaire en sortie du convertisseur analogique-numérique, c'est la plus petite différence de potentiel qui puisse être mesurée.

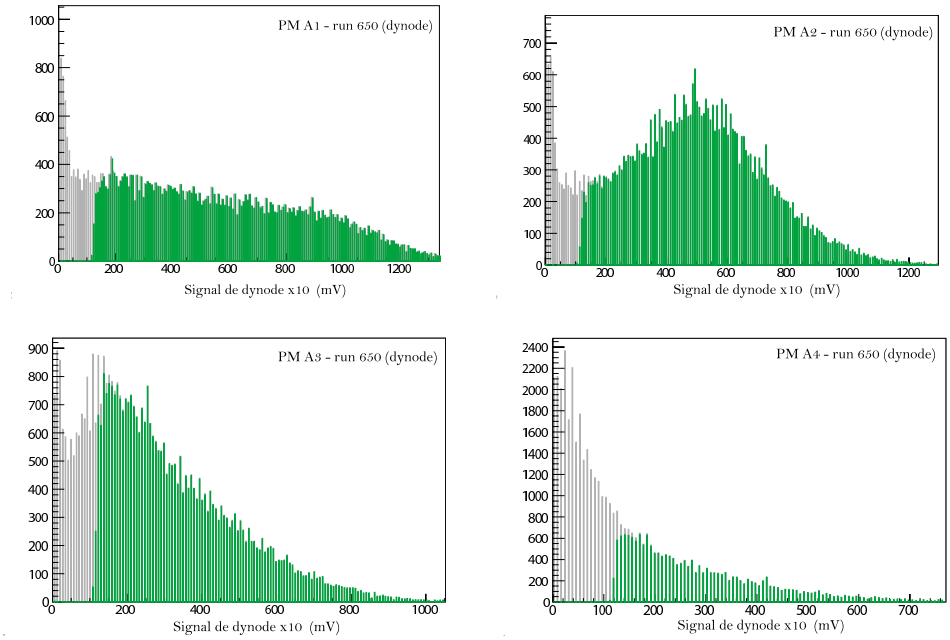


FIG. 6.17 – Courbes similaires à la figure 6.15 après le réglage de la remise à zéro

expressions

$$D = \sum_i A_i^{bas\ gain} = \sum_i \frac{A_i^{haut\ gain}}{33.3} \quad . \tag{6.1}$$

Le gain de 33.3 est une valeur moyenne prise égale pour toutes les anodes. Finalement, en raison de l'amplification d'un facteur 10, le signal analogique rapide de dynode sera évalué à partir des données issues de l'électronique frontale (des EFE) par l'expression suivante :

$$D_{EFE} = \sum_i \frac{A_i^{haut\ gain}}{33.3} \times 10 = \sum_i \frac{A_i^{haut\ gain}}{3.3} \quad . \tag{6.2}$$

Ce point est essentiel à l'analyse car les canaux d'ADC sont les mêmes pour les anodes et les dynodes. Cela signifie que cette estimation est 10 fois plus précise que celle basée simplement sur le signal numérique de dynode. La figure 6.18 illustrent l'amélioration de précision permise par cette méthode. Dans la figure 6.18, les courbes du haut sont obtenues pour un seuil appliqué de 100 mV, celle du bas pour un seuil de 25 mV. Il apparaît clairement que l'utilisation des anodes pour estimer le signal de déclenchement analogique est indispensable en particulier pour les seuils faibles.

Lot de données utile à l'étude des efficacités

Dans la configuration finale d'AMS02, le système de déclenchement γ se basera sur le développement longitudinal de la gerbe électromagnétique. Ainsi, différents seuils seront appliqués aux différentes couches du calorimètre. Nous avons donc testé lors de ce test faisceau une grande gamma de seuils. Les données peuvent être divisées en 4 catégories, correspondant à différentes configurations :

- Le début des prises de données : cette période étant dédiée à la mise en route et aux réglages, seuls 2 seuils différents ont été appliqués. Les résultats montrés précédemment incluent cette période, mais ces événements ne sont pas pris en compte pour l'étude des seuils.
- La période principale : Plus de 1.7×10^7 événements ont été enregistrés, avec des seuils appliqués qui ont été réglés entre 10 mV et 500 mV.

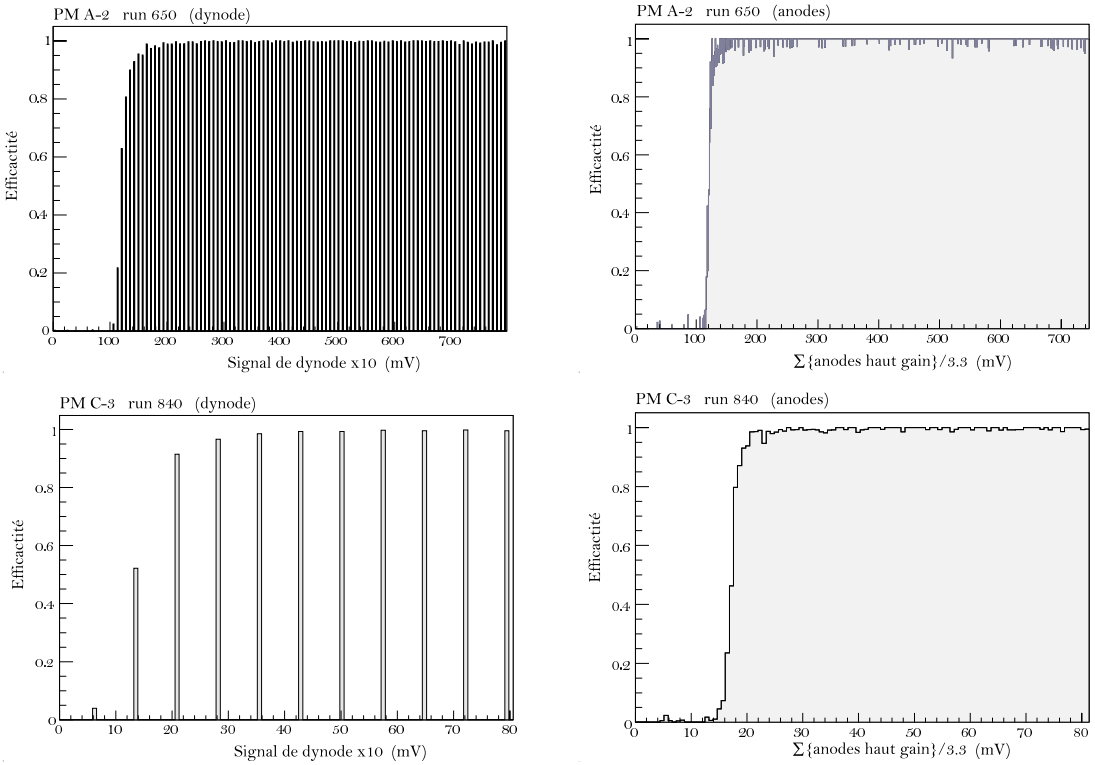


Fig. 6.18 – Illustration du gain en précision obtenue en évaluant le signal de déclenchement avec les anodes

- Une courte période pendant laquelle l'acquisition du Ecal était commandée par son propre système de déclenchement, indépendamment du système principal. Le calorimètre était alors placé en position verticale.
- Le dernier jour du test, le système de déclenchement a été utilisé pour déclencher à la fois le Ecal et le trajectographe.

Les événements qui vont nous intéresser dans la suite sont principalement issus d'un faisceau d'électrons ou d'un mélange électron+pions. Quoi qu'il en soit, le type de particule importe peu ici, et tous les événements sont conservés afin de garder un maximum de données. Les deux dernière périodes font l'objet d'une partie dans la suite de ce chapitre, nous étudions dans le paragraphe suivant les événements collectés pendant la période principale.

Résultats obtenus durant la période principale

Au cours de cette période, les données ont été échantillonnées en lots de 5 10^4 événements pour la plupart. Ce découpage est nécessaire à l'étude des seuils effectifs car il permet d'obtenir des courbes d'efficacité pour chaque lot et de suivre l'évolution des résultats. Dans un premier temps, un travail de nettoyage des données a été effectué, certains runs contiennent en effet des données de mauvaise qualité. Pour la plupart, ils correspondent à des périodes d'instabilités du faisceau ou à des arrêts de l'acquisition pour permettre un accès à la zone de test. Les lots éliminés représentent toutefois une très faible fraction des événements. Rappelons ici que le photomultiplicateur C9 ne pouvait être lu depuis le début du test et les résultats de celui-ci ne seront pas pris en compte. En règle générale, les meilleurs résultats proviennent des photomultiplicateurs situés vers le maximum du développement de la gerbe électromagnétique, c'est à dire C3-C4 et A2-A3. Les bonnes performances mesurées sont liées à ce qu'ils recevaient des signaux plus fort, le derniers photomultiplicateurs étaient en effet placés après environ 35 longueurs de radiation. Chaque lot de données fournit donc 18 figures similaires aux courbes de la figure 6.18 (une par photomultiplicateur).

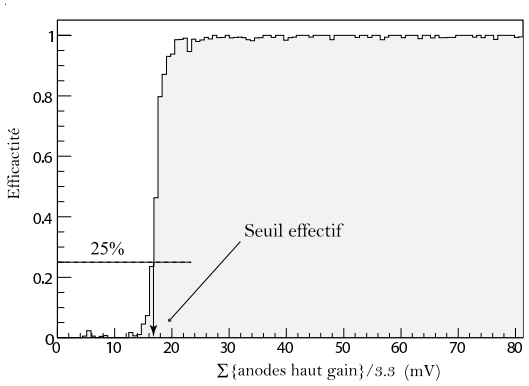


FIG. 6.19 – Méthode de détermination des seuils effectifs.

Pour chaque lot de données et chaque photomultiplicateur, le seuil effectif est calculé à partir de la définition suivante : c'est la valeur de la somme des signaux d'anodes issus des EFE pour laquelle l'efficacité passe au dessus de 25%, comme cela est montré sur la figure 6.19. La figure 6.20 montre l'évolution de 2 seuils effectifs (30 mV et 100 mV) en fonction du temps. Sur ces figures sont représentés les seuils effectifs en fonction du numéro du lot (*i.e.* du temps). Il apparaît que ces valeurs sont stables : elles varient sur environ 1 mV pour toute la durée du test faisceau.

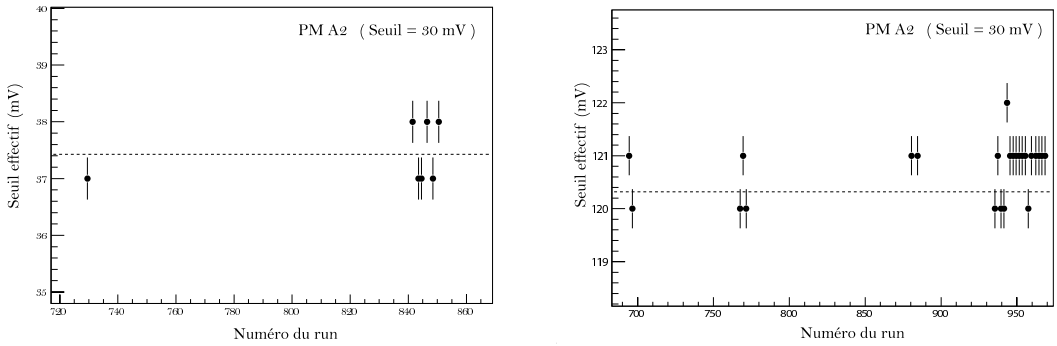


FIG. 6.20 – Évolution temporelle de 2 seuils effectifs du photomultiplicateur A2.

Sur les tracés de la figure 6.20, les traits hachurés représentent la valeur moyenne et les barres d'erreur correspondent à la largeur d'un canal d'ADC. Ces barres d'erreur *ne sont pas* une indication de la largeur de la montée, grandeur qui est discutée dans la partie suivante. Pour chaque lot de données avec le même seuil appliqué, on calcule le seuil effectif moyen et la dispersion autour de cette moyenne. On peut alors tracer la valeur du seuil effectif en fonction du seuil appliqué depuis le DAC (*i.e.* le convertisseur analogique-numérique qui permet de commander les seuils sur les cartes EIB). Sur la figure 6.21 est représenté un tel tracé, obtenu ici pour le photomultiplicateur C4. Les barres d'erreur (correspondant cette fois à la dispersion des valeurs mesurées d'un lot à l'autre), sont plus petites que les points.

La figure 6.21 présente également le résultat d'un ajustement linéaire sur ces points. Un ajustement de ce type a été effectué de façon systématique pour tous les photomultiplicateurs et tous les lots de données de la période principale. Certains résultats représentatifs sont présentés dans l'annexe C et la totalité d'entres eux se trouvent dans [191]. On peut également présenter les distributions des écarts relatifs des seuils. La figure 6.22 montre, pour le PM C4, une telle distribution.

Ici encore, une des distributions se trouve dans l'annexe C (figure C.4), les autres sont dans [191]. Il est

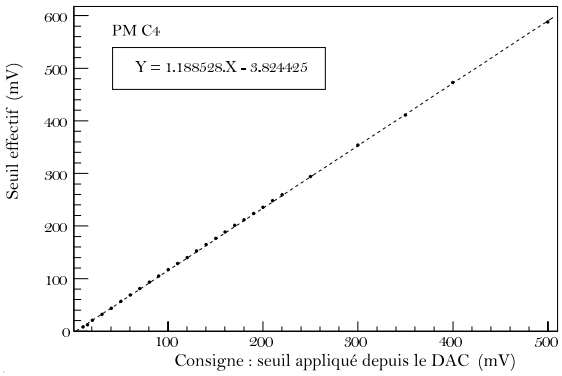


Fig. 6.21 – Seuil effectif pour le photomultiplicateur C4, en fonction du seuil appliqué.

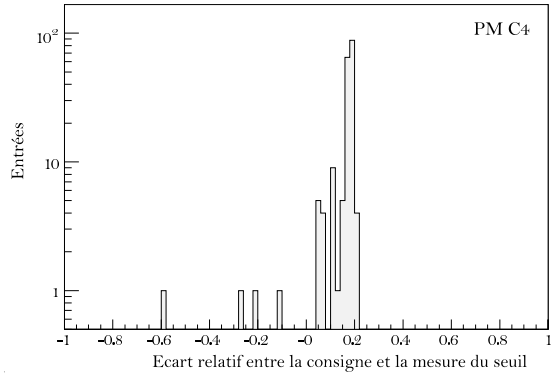


Fig. 6.22 – Distribution de l'écart relatif entre le seuil appliqué et la consigne pour C4.

important de noter que ces tracés sont en échelles logarithmiques et donc que la dispersion est très faible. Les tableaux de 6.3 résument ces résultats, ils donnent les valeurs des écart relatifs entre les seuils mesurés et appliqués, ainsi que leurs dispersions, pour tous les photomultiplicateurs durant la période principale. Un résultat très important ici est la très faible dispersion des écarts relatifs, et le fait qu'ils soient très proches d'un photomultiplicateur à l'autre. En résumé, il apparaît un décalage de +20% entre les seuils effectifs et les consignes, et ce de façon linéaire et homogène. Ce dernier point permet d'envisager une calibration des seuils.

Côté A	Écart relatif à la consigne	
	moyenne	Écart-type
1	0.23	0.012
2	0.22	0.017
3	0.20	0.069
4	0.22	0.027
5	0.16	0.040
6	0.24	0.020
7	0.19	0.036
8	0.15	0.098
9	0.12	0.123

Côté C	Écart relatif à la consigne	
	moyenne	Écart-type
1	0.23	0.019
2	0.21	0.024
3	0.17	0.023
4	0.16	0.080
5	0.17	0.020
6	0.16	0.015
7	0.28	0.038
8	0.17	0.047
9	-	-

Tab. 6.3 – Écarts relatifs entre les seuils appliqués et les seuils effectifs pour la période principale.

Largeur du saut d'efficacité

La largeur du saut d'efficacité est en fait le nombre de canaux d'ADC nécessaires à l'obtention d'une efficacité de l'ordre de 100% à partir d'une valeur fixée (voir la figure 6.23). Les résultats présentés dans cette partie correspondent au nombre de canaux d'ADC nécessaires pour passer de 20% à 80% d'efficacité.

De la même manière que dans le cas de la détermination des seuils effectifs, une étude systématique a été menée sur tous les lots de données. Pour chaque photomultiplicateur et chaque run, la largeur de montée est calculée et remplit un histogramme. Une fonction gaussienne est ajustée à ce dernier, les résultats de cette analyse sont présentés dans les tableaux de 6.4. Il apparaît que la largeur de la montée varie peu d'un photomultiplicateur à l'autre (figure C.6 en annexe C), ce qui est important car cela reflète une réponse homogène.

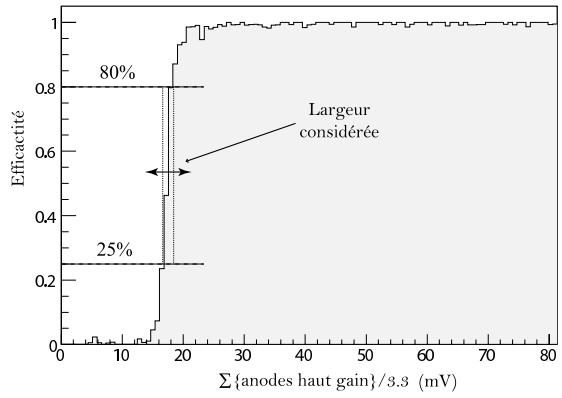


FIG. 6.23 – Méthode de détermination de la largeur de la montée

Côté A	Moyenne (ADC)	Écart-type
1	3.84	1.12
2	3.62	1.15
3	3.81	1.30
4	3.59	1.23
5	3.15	1.11
6	3.42	1.14
7	3.32	1.43
8	3.45	3.79
9	4.20	4.81

Côté C	Moyenne (ADC)	Écart-type
1	3.37	1.03
2	4.02	1.30
3	3.74	1.51
4	3.73	1.07
5	3.82	1.28
6	3.15	1.16
7	3.75	1.69
8	2.97	1.43
9	-	-

TAB. 6.4 – Nombres moyens de canaux d'ADC nécessaire pour passer de 25% à 80% d'efficacité.

Bruit sous le seuil et efficacité au dessus du seuil

Une caractéristique importante du système de déclenchement est son niveau de bruit. Il doit être vérifié qu'un faible nombre d'événements sont conservés sous le seuil appliqué. Pour obtenir la probabilité qu'un événement sous le seuil soit conservé, on fait le rapport du nombre d'événements à 1 sous le seuil sur le nombre total d'événements. Le tableau 6.5 présente les résultats de cette étude.

Lorsque le seuil appliqué est augmenté, le niveau de bruit diminue et atteint une valeur d'au maximun 1 ‰ pour la plupart des photomultiplicateurs. Il semble qu'un seuil de 15 mV (correspondant à un signal d'entrée de 1.5 mV) conduise à un niveau de bruit trop élevé. Par contre les résultats pour 20 mV sont très bons, avec un taux de faux événements toujours inférieur à 1 ‰ et jamais supérieur à 2 ‰ (à l'exception d'un photomultiplicateur du côté A). La figure C.8 de l'annexe C présente la dépendance du niveau de bruit mesuré vis-à-vis du seuil appliqué. Pour ces figures, la valeur moyenne est calculée pour chaque lot de données présentant le même seuil et les barres d'erreur correspondent à l'écart quadratique moyen des distributions. Comme cela était attendu, on observe que le niveau de bruit diminue lorsque le seuil appliqué augmente. La figure 6.24 illustre cela dans le cas des photomultiplicateurs A5 et C4. Dans les tracés de cette figure, il apparaît en ordonnées le niveau de bruit, c'est à dire la probabilité mesurée pour que le système déclenche l'acquisition pour un signal sous la consigne de seuil.

Pour le calcul du taux d'événements manqués au dessus du seuil, on effectue le rapport des événements retenus par le système de déclenchement sur la totalité des événements, pour tous les signaux dont le signal est supérieur à deux fois le seuil appliqué. On obtient alors la probabilité pour un bon événement d'être rejeté. Le tableau 6.6 présente les résultats de cette partie de l'analyse. Les photomultiplicateurs

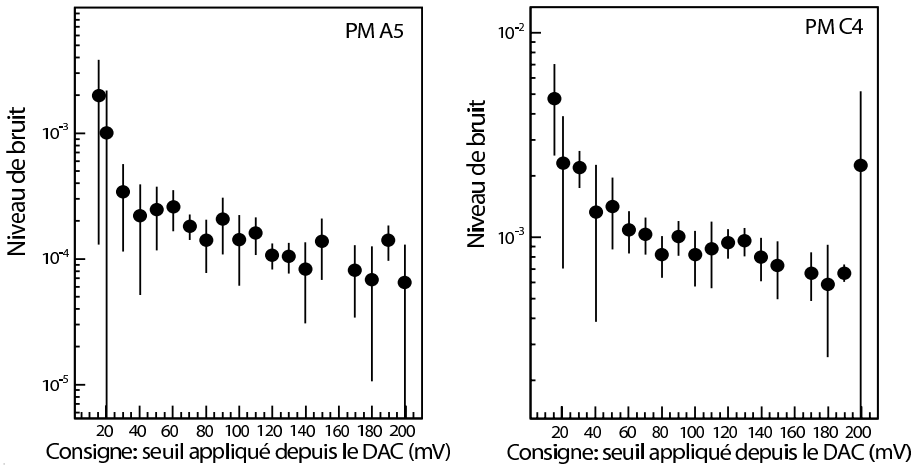


Fig. 6.24 – Niveau de bruit mesuré pour deux photomultiplicateurs.

situés loin du point d'entrée dans le Ecal reçoivent moins de signal, pour cette raison l'efficacité au dessus du seuil sera déterminée avec les 5 premiers photomultiplicateurs de chaque côté. C'est très probablement pour cette raison statistique que les chiffres deviennent moins bons pour les photomultiplicateurs dont les numéros sont plus grands.

	Côté A (%)	Côté C (%)
1	0.057	0.065
2	0.075	0.120
3	0.330	0.010
4	0.050	0.110
5	0.032	0.088
6	0.026	0.068
7	0.026	0.063
8	0.019	0.060
9	0.021	-

Tab. 6.5 – Taux moyen de faux événements sous le seuil pour tous les PM et tous les seuils (%).

	Côté A (%)	Côté C (%)
1	99.48	99.74
2	99.68	99.72
3	99.58	99.69
4	99.45	99.66
5	99.37	99.42

Tab. 6.6 – Éfficacité au dessus du seuil (en%, voir le texte pour la définition utilisée).

6.3.4 Analyse de la période de déclenchement indépendant

Configuration particulière à cette partie des prises de données

Les résultats satisfaisants présentés ci-dessus ont conduit à improviser un test du système de déclenchement dans des conditions plus réalistes, en provoquant l'acquisition du Ecal avec son propre système. Pendant les 2 derniers jours de prise de données, le Ecal était positionné verticalement, comme le montre la photo de la figure 6.25. Seuls deux photomultiplicateurs de part et d'autre étaient susceptibles de recevoir du signal. Selon la position exacte du point d'impact du faisceau, qui a légèrement varié alors, les photomultiplicateurs touchés étaient A6, A7, C7 et C8.

Cette configuration de prise de données n'avait pas été prévue initialement, et une boite "ou" a été utilisée pour combiner les sorties des photomultiplicateurs A6 et C7 (voir la figure 6.26). La hauteur du faisceau a alors été ajustée pour que ces deux derniers photomultiplicateurs reçoivent la majeure partie du signal.

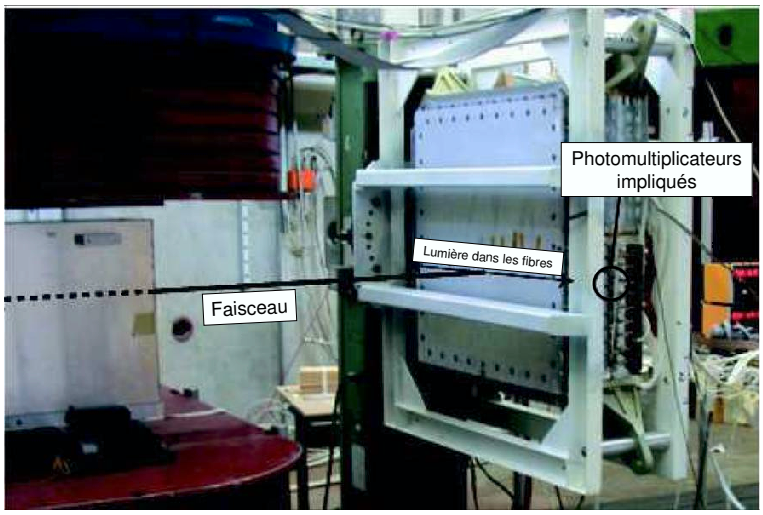


FIG. 6.25 – Le calorimètre électromagnétique en position verticale.

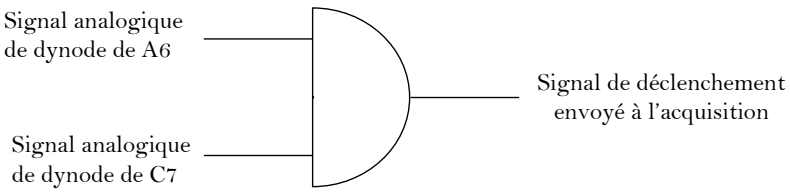


FIG. 6.26 – Logique du système de déclenchement pour les prises de données avec le Ecal vertical.

Cette période de déclenchement indépendant est divisée en deux parties, tout d'abord seule l'acquisition du Ecal était commandée par son propre système de déclenchement, puis il a été utilisé pour le déclenchement de tous les appareils, y compris les échelles du trajectographe.

Analyse et résultats

Lors de la première partie de prise de données, le trajectographe était déclenché indépendamment et le système de déclenchement principal fournissait toujours le numéro d'événement. Ceci nous a permis de nous assurer que les bons événements étaient enregistrés. De plus, comme la remise à zéro du système du Ecal était plus rapide que celle du système principal, le Ecal a enregistré plus d'événements que le trajectographe pendant cette période. En comptant le taux d'événements dont le numéro se répète, il apparaît que le système du Ecal a enregistré 3.5 fois plus d'événements que le système de déclenchement principal. Il faut ajouter que ces événements supplémentaires ne sont pas du bruit et correspondent réellement à des particules traversant le Ecal, ce qui valide donc le système. Jusqu'à présent, l'analyse de l'efficacité était rendue possible par l'enregistrement parallèle des données des EFE et du signal de déclenchement. Ceci nécessitait l'utilisation du système principal indépendant. Ce n'est plus le cas dans cette partie de l'analyse

et en vue de faire le même type d'études que dans les parties précédentes, on peut étudier l'efficacité d'un des deux photomultiplicateurs en fonctionnement en utilisant l'autre comme signal de déclenchement extérieur. Par exemple pour étudier l'efficacité de A6, on sélectionne les données pour lesquelles C7 a répondu "1" et l'on reproduit les analyses décrites précédemment pour ce lot. Tous les résultats de cette période sont résumés dans le tableau de la figure 6.7 (la colonne seuil effectif donne le décalage relatif par rapport à la consigne). La figure C.10 de l'annexe C présente également l'ensemble des résultats obtenus.

PM	Consigne de seuil (mV)	Bruit	Éfficacité (%)	Seuil effectif (%)	largeur (ADC)
A6	50	$< 3.8\ 10^{-4}$	99.37	16	1
	100	$3.9\ 10^{-5}$	99.69	18	2
	150	$9.3\ 10^{-5}$	99.38	20.6	2
	200	$< 8\ 10^{-5}$	99.02	21.5	1
C7	50	$< 1.7\ 10^{-3}$	99.01	22	2
	100	$< 1.1\ 10^{-3}$	99.86	22	2
	150	$< 1.7\ 10^{-3}$	99.54	26	2
	200	$< 1.3\ 10^{-3}$	99.57	22.5	2

Tab. 6.7 – Performances mesurées avec le Ecal vertical.

Ces chiffres indiquent que le système a fonctionné de façon indépendante avec le même niveau de performance que lors de la période principale. Pour cette partie, trop peu d'événements ont été enregistrés pour mesurer le bruit, c'est pourquoi il apparaît seulement une limite supérieure. On peut remarquer que l'efficacité est parfois assez faible (99.01%). C'est en fait probablement lié au manque de statistique au dessus du seuil et à la statistique poissonnienne que cela implique. La figure C.10 en annexe C montre que le nombre d'événements impliqués est faible. Les tracés figurant en annexe indiquent également que le point d'impact du faisceau était plus proche de A6 que de C7.

6.3.5 Conclusions pour l'analyse du test en faisceau

L'analyse des données de ce test en faisceau permet de démontrer que la carte intermédiaire EIB présente des performances tout à fait conformes aux spécifications. La chaîne électronique est donc validée, elle gère parfaitement les signaux logiques et le transfert des données. Les performances de la partie analogique du système de déclenchement γ sont en accord avec les attentes : bonne efficacité, précision des seuils effectifs et niveau de bruit faible. Les deux types d'amplificateurs ont passé les qualifications pour le spatial et c'est celui qui équipait le côté C qui a été retenu à l'issue de ce test pour équiper l'EIB du modèle de vol d'AMS02. Les raisons de ce choix ont été illustrées dans les parties précédentes et tiennent à la fiabilité et aux meilleures performances globales du côté C.

6.4 Tests de production et de vide-thermique

La production des cartes EIB s'est faite en deux étapes après la validation par le test faisceau au CERN en 2004. En premier lieu, les modèles de qualification (QM) ont été produits : 4 au total, deux "triggers" et deux "non trigger", pour chaque type l'une étant miroir de l'autre. Les tests se sont déroulés au CSIST à Taiwan. Il a fallu transporter le banc test au CSIST, et appliquer les tests fonctionnels pour la partie traitant les données numériques (signaux logiques, gains, piédestaux) et la partie du déclenchement (gain, bruit et efficacité). Entre la version du modèle d'ingénierie et la version QM, l'agencement de la carte avait été modifié et le signal d'horloge était déformé pouvant causer des problèmes de synchronisation. En dehors de ce point à améliorer, les cartes remplissaient toutes les spécifications. Elles ont alors subi des tests d'acceptance : en température (cycles de 8 heures entre -80°C et 100°C, pendant 40 heures après avoir été enrobées –procédure de *coating*–) et vibration dans les trois directions. Des tests de fonctionnalité finissaient

la séquence, validant la chaîne de production, les techniques de soudures et le *coating*. La figure 6.27 montre une photo du four dans lequel les cartes étaient placées pour ces tests en vide thermique au LAPP. La production a été lancée et 40 cartes du modèle de vol (FM) ont pu être testées en juillet 2006 au CSIST en appliquant la même séquence de test que pour les QM, à l'exception des vibration. Les tests en vide thermique entre -20°C et +50°C ont été faits au LAPP, pour chaque carte et ont permis de montrer qu'elles fonctionnaient toute entre -10°C et +50°C avec les mêmes comportements observés sur la variation des piédestaux que lors des tests de l'électronique frontale, avec le premier prototype de l'EIB. Pour des températures inférieures à -10°C, nous perdions les données, cela pourrait être du à un dysfonctionnement du banc test (problème de synchronisation). Le rendement était de 100%. Sitôt testées, les cartes ont été intégrées sur le modèle de vol du calorimètre pour être prêt début octobre pour le test faisceau 2006.

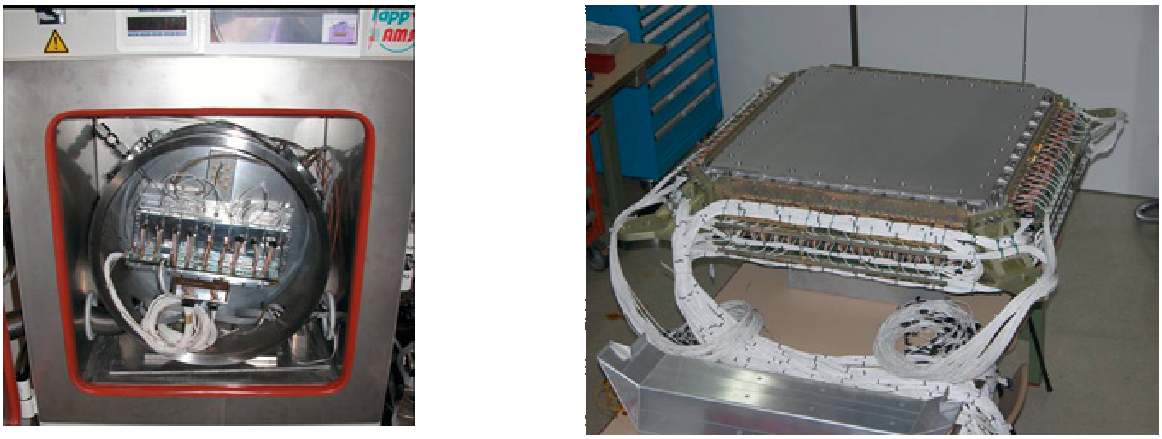


FIG. 6.27 – Enceinte de vide thermique (à gauche) et modèle de vol du calorimètre instrumenté (à droite).

6.5 Test faisceau du modèle de vol

En octobre 2006, le modèle de vol du calorimètre a passé un test faisceau de deux semaines au CERN-SPS. L'instrumentation du Ecal était complète et le système d'acquisition final d'AMS02 était utilisé. Une table X-Y permettait de déplacer le calorimètre en translation et en rotation par rapport au faisceau. Ce dernier était constitué principalement de protons et d'électrons entre 5 GeV et 250 GeV.

Les analyses n'étant pas totalement terminées à l'heure où ce manuscrit est écrit, les résultats présentés ici sont préliminaires. Quelques unes d'entre elles sont toutefois suffisamment avancées pour permettre d'en présenter des résultats. L'ensemble de ceux-ci sont présentés dans [187].

La mesure de l'énergie est étudiée avec les données impliquant des faisceaux d'électrons. La figure 6.28 montre les distribution de signal pour des électrons de 6 GeV et de 10 GeV. Les valeurs obtenues pour des ajustements gaussiens sont indiquées dans les figures. Elles correspondent à une résolution énergétique de 5.4% et 4.6% pour 6 et 10 GeV respectivement. Cela correspond à la résolution en énergie qui est attendue pour le calorimètre.

La linéarité vis-à-vis de l'énergie incidente a également été étudiée, la figure 6.29 illustre cela. Dans cette figure, l'énergie totale déposée dans le calorimètre est tracée en fonction de l'énergie du faisceau. Pour ce qui est de l'énergie mesurée, il s'agit de la somme de tous les signaux des cellules du Ecal, corrigée d'un facteur d'égalisation. En utilisant la méthode de correction de fuite longitudinale , la mesure est linéaire jusqu'à 250 GeV. Cette correction est présentée dans [170] et utilise la fraction d'énergie déposée dans le dernier plan.

Le système de déclenchement autonome du calorimètre a également été testé lors de ce test faisceau. Les variations du seuil pour le niveau 0 du déclenchement ont été testées de la même façon que ce qui est

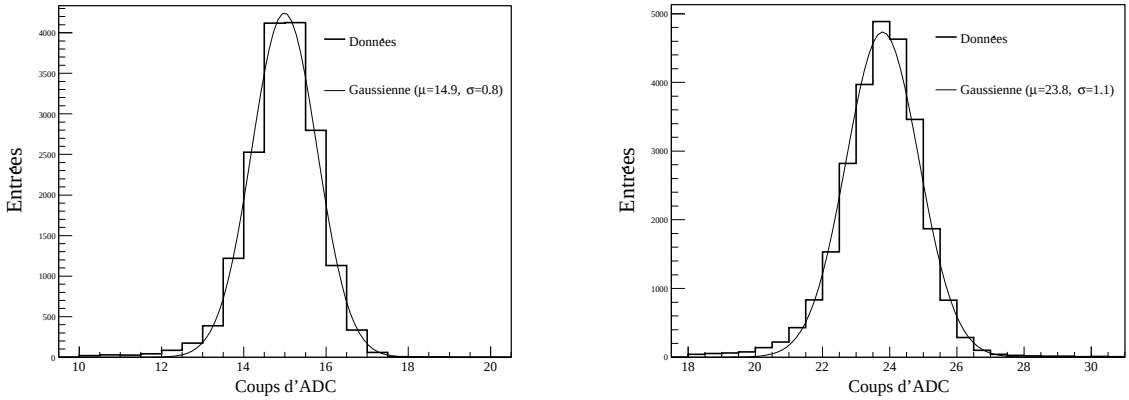


Fig. 6.28 – Mesure de l'énergie à 6 GeV et 10 GeV [187].

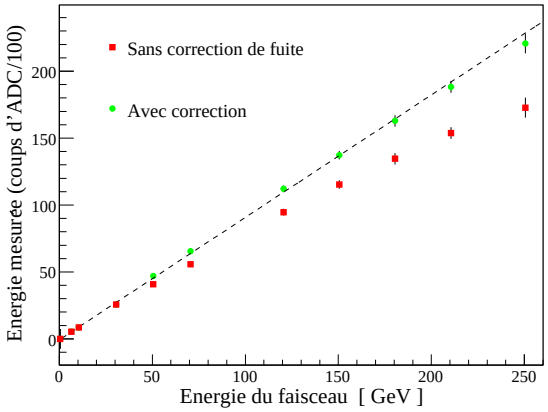


Fig. 6.29 – Énergie mesurée dans le calorimètre en fonction de l'énergie du faisceau [187].

décrit dans ce chapitre. La figure 6.30, issue de [187], montre les efficacités de déclenchement avec différents seuils pour deux photomultiplicateurs.

D'autres analyse sont conduites avec les données collectées en octobre 2006. En particulier, la procédure d'inter-calibration du calorimètre a nécessité un travail important. Pour ce faire, il est nécessaire d'observer des protons au minimum ionisant et d'obtenir un ajustement de la réponse de chaque cellule du calorimètre. Le chapitre suivant traite précisément de la problématique de l'inter-calibration, dans le cas où l'instrument est en orbite. Quelques résultats du test faisceau 2006 concernant ce sujet seront donc présentés dans le chapitre suivant.

6.6 Intégration et tests finals pour AMS02

L'intégration de l'ensemble des sous-détecteur et de la structure qui le supporte débutera à l'automne 2007. Cette opération doit être menée en salle blanche avec un maximum de précautions, elle aura lieu au CERN et devrait se dérouler sur une échelle de temps d'environ un an.

À l'issue de cette procédure, le détecteur sera complet et pourra subir un test faisceau combiné au CERN. Il sera ensuite transporté dans à l'Agence Spatiale Européenne en Hollande pour passer des tests

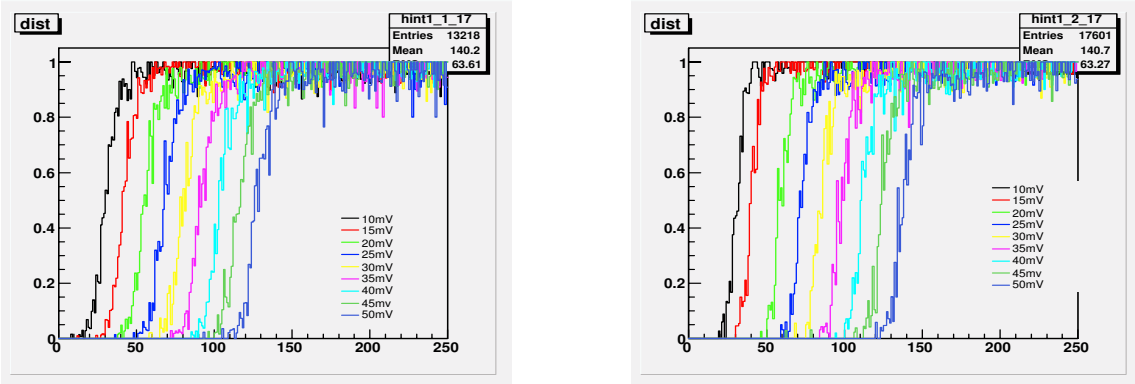


FIG. 6.30 – Mesure des seuils de déclenchement pour le niveau 0 [187].

globaux de vide thermique dans une enceinte suffisamment grande pour que l'ensemble d'AMS02 et de sa structure puisse être accueillie. Ces tests passés, le détecteur sera alors transporté en Floride et entreposé à Kennedy Space Center en attente d'une navette.

Chapitre 7

Calibration en vol du calorimètre

Des simulations Monte Carlo de rayons cosmiques observés par AMS02 sont utilisées dans ce chapitre pour étudier la faisabilité d'une calibration en vol du calorimètre électromagnétique. Une étude de l'inter-calibration avec des protons au minimum d'ionisation est menée, permettant d'estimer le temps nécessaire à l'égalisation de la réponse du calorimètre. Pour la détermination d'un étalonnage de la mesure de l'énergie, la possibilité de tirer profit de la redondance des mesures dans le détecteur pour effectuer une calibration absolue est envisagée. Cette étude de la calibration absolue porte sur la réponse des électrons cosmiques dans l'ensemble du spectromètre, et en particulier sur la recherche de critères de sélection des traces.Les sélections sont appliquées aux flux mesurés par AMS01 et les temps minimaux nécessaires aux différentes étapes de la calibration sont estimés.

7.1 Nécessité d'une procédure de calibration en vol

Avant d'être installé sur l'ISS, AMS02 aura passé nombre de tests et le calorimètre sera passé sous faisceau et aura été calibré. Il est pourtant important de définir une stratégie de calibration *in situ*. Le détecteur doit rester 3 ans sur l'ISS avec l'aimant supraconducteur en fonction et pendant cette période de prise de données, de nombreux facteurs peuvent conduire à un défaut d'étalonnage du calorimètre électromagnétique. Ceci est vrai bien que l'électronique et les propriétés mécaniques aient été testées au sol, comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent. Par exemple, les variations de température peuvent changer les gains et les piédestaux des photomultiplicateurs, et ainsi affecter le comportement de l'électronique [171]. De plus, les matériaux du Ecal, comme les fibres scintillantes et les photomultiplicateurs, verront leurs performances diminuer en raison du vieillissement et de l'irradiation constante. Dans ce chapitre, différents aspects de la calibration en vol avec des rayons cosmiques sont abordés. Dans un premier temps, la problématique de l'inter-calibration avec des protons au minimum d'ionisation est abordée. Enfin, nous étudions la possibilité d'une procédure de calibration absolue avec des électrons en tirant profit de la redondance offerte par AMS02.

Un étalonnage du Ecal procède donc de deux étapes : l'égalisation des réponses des différents canaux à un même signal (l'inter-calibration), et la définition d'une normalisation commune (la calibration absolue). Les deux aspects sont abordés dans ce chapitre. Des études sur ces sujets ont déjà été abordées dans [188], l'analyse présentée ici est faite avec une simulation plus récente du détecteur et des résultats plus quantitatifs sont obtenus, en particulier en ce qui concerne la calibration absolue.

7.2 La simulation Monte Carlo d'AMS02

Afin de mener toutes les études de sensibilité, la géométrie et la constitution d'AMS02 sont simulées avec le logiciel GEANT. Les performances des sous-détecteurs sont ajustées grâce aux données de test

faisceau, et la simulation inclut la reconstruction des événements par l'ensemble de l'appareil. Différentes simulations décrites dans la suite peuvent être conduites, les fichiers de données obtenus sont ensuite stockés sur bandes sous forme de fichiers ROOT. Les données dont il sera question dans ce chapitre sont enregistrées au CC-IN2P3 à Lyon, il s'agit soit de fichiers officiels de la collaboration AMS, soit de productions personnelles plus spécifiques. Les simulations peuvent être de différents types, avec des énergies fixées ou des spectres continus, différentes zones de génération et différents niveaux d'écriture dans le fichier de sortie. Les particules peuvent être générées sur les surfaces intérieures d'un cube de 3.9 m de côté entourant AMS02 (type *NONE*), ou seulement sur la surface supérieure (type *PL1*). Il est nécessaire de signaler que le choix d'un type de génération ne biaise pas le calcul des acceptances, comme cela est montré dans [167]. Dans la suite, les fichiers utilisés correspondront à une génération sur le plan supérieur, avec une écriture de l'événement au niveau 1 du déclenchement de l'acquisition.

7.3 Égalisation de la réponse du calorimètre

7.3.1 Inter-calibration avec des particules au minimum d'ionisation

La grande majorité des particules qui traverseront naturellement AMS02 est constituée de protons et, dans une moindre mesure (un facteur 10), d'Hélium. Lorsqu'une telle particule traverse le Ecal, elle a une probabilité d'environ 50% de se comporter comme une particule au minimum ionisant (ou MIP pour *Minimum Ionizing Particle*). Dans ce cas, le signal déposé dans le calorimètre consiste en une trace homogène de quelques coups d'ADC au-dessus de zéro. Pour une particule donnée, le signal d'un MIP est censé être le même dans toutes les cellules du Ecal. La procédure d'inter-calibration consiste donc à enregistrer des données de MIP de façon à ce que chaque cellule du calorimètre soit touchée. Cela étant fait, un jeu de constantes de calibration est à disposition, ils correspondent à la correction à appliquer aux canaux de lecture pour obtenir un détecteur homogène.

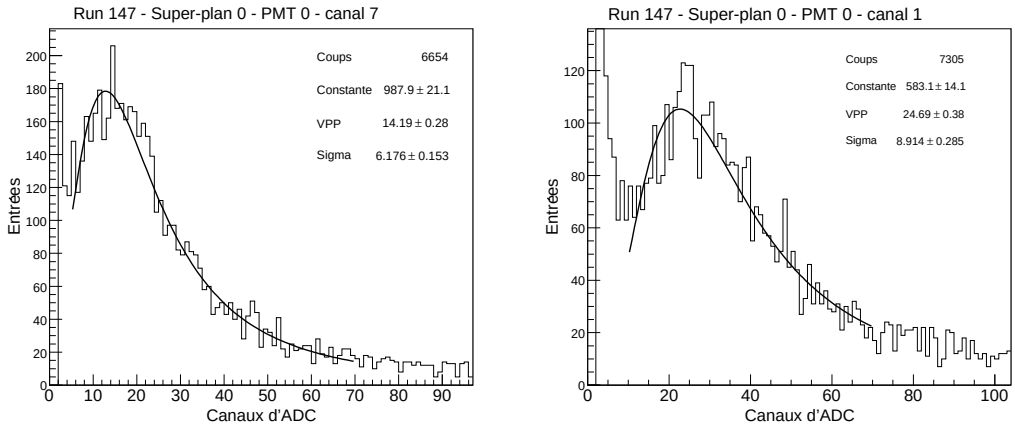


FIG. 7.1 – Les signaux de MIP pour deux canaux, avant l'inter-calibration (données test faisceau 2006, avec des électrons en incidence normale).

À titre d'exemple, la figure 7.1 montre les distributions des signaux haut gain de deux photomultiplicateurs, obtenus lors du test faisceau du Ecal en 2006 au CERN-SPS. Bien que les valeurs des hautes tensions aient été réglées afin d'obtenir la réponse la plus homogène possible[1], les tracés de la figure 7.1 montrent que cela n'est pas exactement le cas. En effet, pour un des canaux le signal du MIP est centré à 17.7 coups d'ADC alors qu'il est à 24.7 pour l'autre. Ces valeurs sont issues de l'ajustement d'une courbe de Landau à la distribution du signal et correspondent à la valeur la plus probable (VPP). La figure 7.2 présente la distribution de la valeur du MIP obtenue lors de ce test faisceau [187]. Elle montre que la

[1] Les hautes tensions sont réglées pour obtenir des gains d'amplification de 2×10^5.

dispersion des valeurs de MIP est importante et illustre la nécessité d'une égalisation des réponses des différentes cellules.

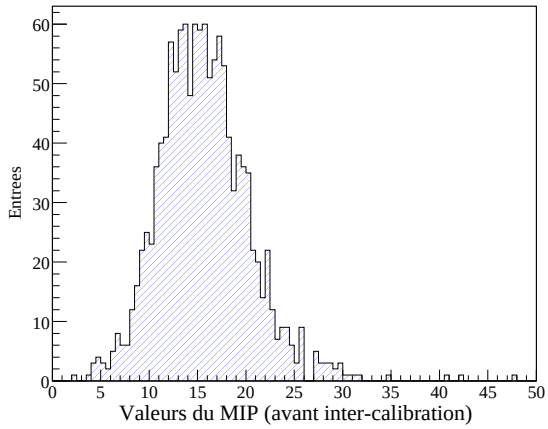


Fig. 7.2 – Dispersion de la valeur du MIP avant inter-calibration obtenue lors du test faisceau de 2006 [187].

L'homogénéisation de la réponse du calorimètre consiste donc à régler les hautes tensions (et donc les gains des photomultiplicateurs) pour obtenir le même nombre de canaux d'ADC correspondant au MIP. Ceci peut être fait pour les quatre pixels de chaque photomultiplicateurs, l'égalisation entre les pixels se fait ensuite lors de l'analyse des données.

7.3.2 Mise en oeuvre de la procédure d'inter-calibration en vol

Nombre de coups par cellule nécessaires

Dans cette partie nous tentons de déterminer le nombre minimal d'événements issus du déclenchement de niveau 1 nécessaire à inter-calibrer le calorimètre. Pour ce faire, il faut au préalable déterminer le nombre de protons permettant de calculer le niveau du MIP dans une cellule. Celle-ci est définie comme étant la surface de lecture élémentaire du calorimètre, *i.e.* une anode. La figure 7.3 montre comment sont agencées les cellules du calorimètre.

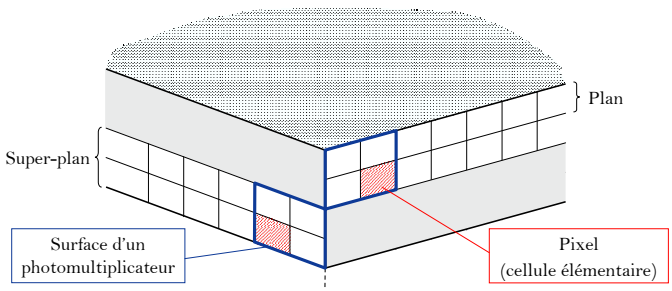


Fig. 7.3 – Agencement des cellules élémentaires du calorimètre.

Afin d'obtenir des courbes similaires à celles de la figure 7.1, il apparaît qu'une coupure en rigidité est nécessaire pour nettoyer le signal. En effet, les protons de haute énergie déposeront bien le même signal de MIP, mais les dépôts de plus grande énergie vont entraîner une queue de distribution plus importante pour les courbes de la figure 7.1. Ainsi, l'ajustement permettant de déterminer le niveau du minimum ionisant sera plus délicat. Dans la suite nous nous cantonnerons donc à l'intervalle en rigidité de 0.8 à

3 GeV, telle qu'elle sera mesurée par le trajectographe. La figure 7.4 illustre cela, il apparaît sur la courbe de gauche que le signal est trop contaminé par les protons de haute énergie pour permettre l'ajustement de la fonction donnant le niveau du MIP. La courbe de droite est tracée en tenant compte de la coupure en rigidité, elle comprend donc moins d'événements mais permet l'ajustement nécessaire.

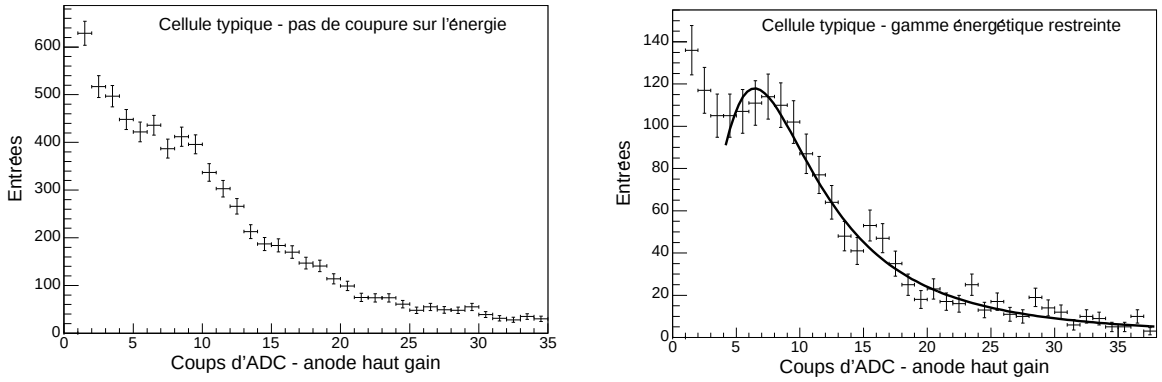


FIG. 7.4 – Intérêt de la coupure sur la rigidité pour la procédure d'inter-calibration.

Afin de déterminer le nombre de coups nécessaires pour permettre un bon ajustement, des simulations de protons à travers le calorimètre sont utilisées. Des cellules sont choisies au hasard et les signaux à hauts gains de l'anode correspondante sont tracés. Ceci est fait pour différentes statistiques de 100, 200, 300 et 400 événements et les résultats sont montrés dans la figure 7.5.

À la vue des résultats présentés dans la figure 7.5, il est conclu que 400 événements par cellule seront requis pour permettre un bon ajustement. C'est ce nombre qui sera utilisé dans la suite pour les estimations des taux de déclenchement et donc au temps nécessaire à l'inter-calibration.

Remarquons que cette sélection conduit à conserver un grand nombre d'événements par cellule, y compris de bruits (*i.e.* de protons n'ayant pas interagit en MIP). Ainsi, chaque cellule reçoit des signaux de protons à différents angles ce qui peut conduire àdes niveaux de MIP intrinsèquement différents. En effet, il est possible d'imaginer par exemple qu'un proton avec un angle ait une trace plus longue dans la cellule. Fournissant ainsi plus d'ionisation dans les fibres, il conduirait à un niveau de MIP plus élevé.

La figure7.6 montre deux ajustements du signal correspondant au MIP dans deux cellules conduisant à des valeurs extrêmes. La première est située au centre du calorimètre sur le premier plan, et la seconde se trouve dans le dernier plan et dans un coin du détecteur. Les ajustements donnent $N_{MIP} = 9.00 \pm 0.33$ pour la première et $N_{MIP} = 9.48 \pm 0.49$ pour la seconde. La sélection utilisée dans cette section permet donc d'obtenir une réponse du calorimètre homogène à 5%.

Les données du test faisceau d'octobre 2006 ne permettent pas d'obtenir une égalisation aussi précise en raison de l'incertitude associée à la mesure des piédestaux. Avec une nouvelle procédure de suivi des piédestaux, il est envisageable d'obtenir une égalisation plus précise. Ce point sera testé en juillet 2007 avec un nouveau test faisceau pour le calorimètre.

Afin de définir une procédure d'inter-calibration en vol qui soit plus précise, il est envisageable de considérer une sélection plus restrictive des protons. Il est par exemple possible de demander que les cellules adjacentes à une cellule touchée ne contienne aucun coup. Ainsi, les événements retenus comprendront moins de bruit. Une telle procédure demanderait plus de déclenchements de niveau 1, ce fait pouvant être compensé par un nombre plus faible de coups par cellule nécessaires à l'ajustement du MIP.

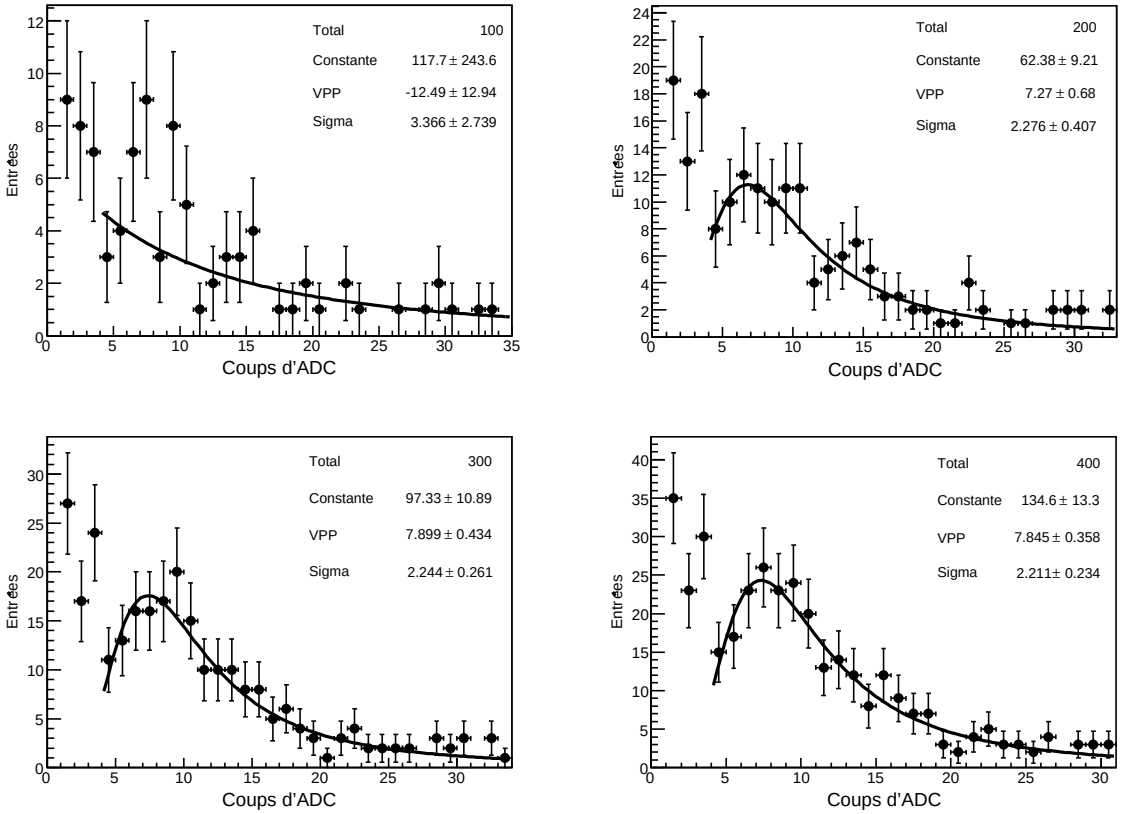


Fig. 7.5 – Qualité de l'ajustement du MIP en fonction du nombre de coups dans la cellule.

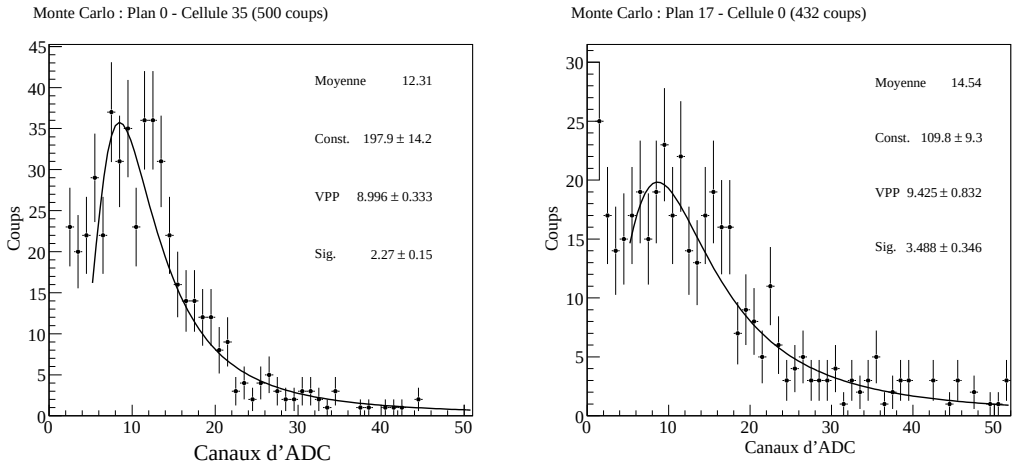


Fig. 7.6 – Ajustement du niveau du MIP dans deux cellules conduisant à des valeurs extrêmes.

Nombre de déclenchements de niveau 1 nécessaires

Dans le logiciel de reconstruction de l'événement, une cellule comme celles hachurées en rouge de la figure 7.3 est repérée par un plan et un numéro. Les numéros de plans vont de 1 à 18, et les cellules au sein d'un même plan sont numérotées de 1 à 72. L'inter-calibration concerne donc 1296 cellules, soit les quatre pixels de chacun des 324 photomultiplicateurs. Ainsi, si c est le numéro d'une cellule dans un plan désigné par p, alors on peut définir un numéro de cellule global

$$i_{cell} \;=\; 72 \times p + c \;\;, \tag{7.1}$$

celle-ci concerne alors le photomultiplicateur dont le numéro est donné par

$$i_{pm} \;=\; \frac{c + c\,\%\,2}{2} + 36 \times \left(\frac{p + p\,\%\,2}{2} - 1 \right) \;\;, \tag{7.2}$$

où $a\%b$ représente le reste de la division euclidienne de a par b.

Les fichiers de protons de la production officielle sont utilisés pour calculer le nombre d'événements nécessaires pour toucher chaque cellule au moins 400 fois. En tout 4×10^6 protons de type PL1 sont simulés, et les événements de niveau 1 sont écrits dans les fichiers utilisés pour cette analyse. Lors de la lecture des événements, 1296 itérateurs suivent l'évolution du nombre de coups dans chaque cellule. Lorsque toutes les cellules sont touchées 400 fois, le nombre d'événements utilisés est enregistré et tous les itérateurs sont ré-initialisés.

La figure 7.7 montre le nombre d'événements de niveau 1 nécessaires à l'obtention de 400 coups par cellule, pour différentes itérations. Les 10^7 événements Monte Carlo considérés correspondent ici à 16 expériences successive. Il apparaît que 6.55×10^5 événements sont nécessaires en moyenne, et que ce nombre fluctue entre $5. \times 10^5$ et 8×10^5.

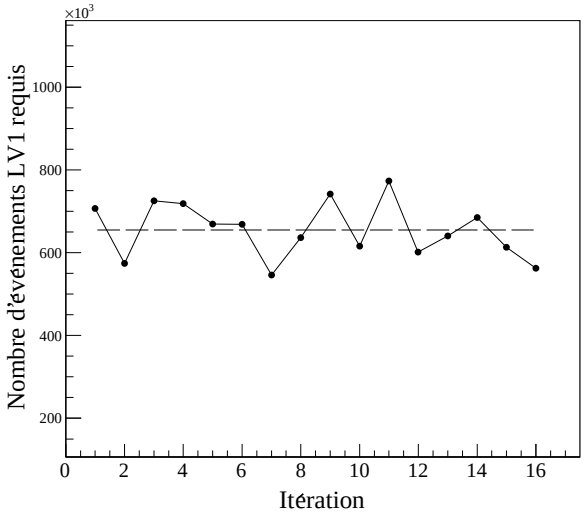


FIG. 7.7 – Nombre de déclenchements de niveau 1 nécessaires à l'obtention de 400 événements dans chacune des 1296 cellules du calorimètre, obtenus pour différentes itérations.

Estimation du temps d'inter-calibration

Le temps nécessaire à l'inter-calibration par la méthode décrite dans ce paragraphe dépend du nombre d'événements de niveau 1 calculé ci-dessus et du taux de déclenchement attendu. Pour estimer ce dernier, des simulations complètes de l'orbite d'AMS02 à bord de l'ISS ont été effectuées dans [192]. Le taux de

déclenchement dépend de l'orbite elle-même, il est donc calculé pour une année à partir des prédictions la concernant. Il faut également tenir compte de la modulation solaire, son amplitude dépend du niveau d'activité du Soleil, dont le cycle est de 11 ans. Pour les estimations présentées ici, deux valeurs extrêmes de la coupure géomagnétique sont considérées, pour $\theta_M = 1.15$ et $\theta_M = 0.8$, les valeurs les plus basses de cet angle diminuant le taux de déclenchement en raison d'une coupure plus haute. Le cycle utile est également considéré en fonction de la topologie de l'orbite. Il correspond au temps pendant lequel le détecteur peut fonctionner, *i.e.* en dehors de ses temps morts et de l'anomalie sud-Atlantique, pour laquelle les données ne sont pas prises en considération en raison du trop grand taux de déclenchement[2]. Le tableau 7.1 présente les valeurs du temps de calibration, avec les taux de déclenchement attendus pour les années 2008 et 2009. Dans ce cas, la valeur moyenne du temps d'inter-calibration est déterminée avec la valeur moyenne du nombre d'événements de niveau 1 requis calculé dans le paragraphe précédent. L'écart-type de la distribution du nombre d'événements permet d'estimer les variations possibles de ce temps. Ainsi, les signes $\pm$ du tableau 7.1 ne désignent pas l'incertitude sur la détermination du temps de calibration mais ses possibles fluctuations.

Année	θ_M	Taux de déclenchement (Hz)	Cycle utile (%)	Temps d'inter-calibration (minutes)
2008	1.15	1840	85	7.12 $\pm$ 0.69
	0.8	1160	90	10.66 $\pm$ 1.04
2009	1.15	2440	76	6 $\pm$ 0.5
	0.8	1350	89	9.27 $\pm$ 0.9

Tab. 7.1 – Résultats obtenus pour le temps d'inter-calibration.

À l'issue de cette étude, il apparaît donc que le temps de calibration ne devrait jamais excéder 11 minutes environ. En moyenne, le temps nécessaire à ce que chaque cellule du calorimètre soit touchée 400 fois est de 8.3 minutes. Ce temps dépend du choix que nous avons fait de considérer 400 événements par cellule, et de la sélection effectuée, conduisant à une égalisation de l'ordre de 5%. Nous avons vu qu'une autre sélection pourrait permettre une égalisation plus précise, le temps d'inter-calibration serait alors à ré-évaluer.

En pratique, l'inter-calibration pourra être menée sur plusieurs échelles de temps, en particulier elle pourra être effectuée en parallèle sur un temps dix fois plus long, de manière à obtenir des courbes similaires à celles de la figure 7.1, qui contiennent plus de 5000 événements. Suite à cette procédure, un jeu de 1296 coefficients de calibration est obtenu. Pour un photomultiplicateur donné, la haute tension sera réglée à partir de la moyenne des 4 coefficients correspondant à ses cellules, en vue d'obtenir un signal de MIP donné. En effet, la valeur de haute tension fournie à un photomultiplicateur définit le gain de celui-ci et donc le niveau du signal du MIP. Les formules (7.1) et (7.2) permettent d'obtenir le numéro du photomultiplicateur correspondant à une cellule. La procédure se termine ensuite par l'inter-calibration entre les cellules d'un même photomultiplicateur. Cette opération ne peut se faire que hors ligne, lors de l'analyse des données.

Une fois la procédure d'inter-calibration effectuée, le calorimètre est assimilable à un bloc homogène, conduisant à une mesure de l'énergie indépendante de la position du passage de la particule. Il reste à définir une constante de normalisation globale, sa détermination relève de la calibration absolue, décrite dans la suite de ce chapitre.

[2]Cette zone présente un flux de proton anormalement élevé en raison de distorsions dans les lignes du champ géomagnétique.

7.4 Etude de la calibration absolue avec des électrons cosmiques

Utilisation de la redondance pour calibrer avec des électrons

Cette seconde étape de la calibration suppose que la première a été complétée, le détecteur est donc considéré comme étant un bloc homogène. L'idée développée est d'utiliser la redondance des informations dans AMS02 pour effectuer *deux fois, indépendamment*, une mesure de l'énergie. Le premier est l'identification d'un électron, très efficace dans la gamme d'énergie qui va nous intéresser ici. En effet, entre 1 GeV et quelques dizaines de GeV, la réjection des protons est de l'ordre de 10^6 [167]. Ceci se fait en combinant les informations du TOF, du TRD, du trajectographe, et du Ecal. Une fois l'électron identifié, la mesure de la rigidité dans le trajectographe donne accès à l'énergie. En supposant une précision parfaite pour le Ecal et le trajectographe, la relation $E/p = -1$ devrait toujours être vraie pour des électrons, E étant l'énergie mesurée dans le Ecal, et p la rigidité mesurée par le trajectographe. Dans la suite il est montré que cette méthode peut être difficile à mettre en oeuvre, principalement en raison du rayonnement de freinage des électrons dans le champ magnétique. Ce phénomène conduit naturellement à un désaccord entre les valeurs absolues de E et de p. À supposer que l'on puisse s'affranchir du rayonnement de freinage en ne sélectionnant que les événements "propres" de ce point de vue, la résolution en rigidité nominale du trajectographe sera utilisée. Cette résolution étant meilleure que celle du Ecal pour l'énergie, elle serait alors utilisée comme référence pour étalonner le calorimètre. Dans la suite, deux méthodes complémentaires de calibration absolue sont étudiées.

Dans toute la suite, le travail présenté vise à obtenir $E/p \to -1$. Dans la gamme d'énergie pour laquelle le flux est important, *i.e.* en dessous de 10 GeV, la résolution énergétique du Ecal est de l'ordre de 5 à 7%. L'objectif annoncé est donc d'obtenir $\sigma(E/p) \sim 5\% \times E/p$. Nous avons vu dans le chapitre 5 que les performances du trajectographe permettent, lorsqu'une trace est de bonne qualité, d'obtenir la rigidité avec une résolution de l'ordre de 2%. Les mesures de l'impulsion dans le trajectographe et de l'énergie dans le calorimètre étant indépendantes, les erreurs seront sommées quadratiquement. Ainsi, l'obtention d'une distribution de E/p présentant une variance de l'ordre de 5% permettra d'étalonner la mesure de l'énergie avec une précision similaire.

La première méthode repose sur l'hypothèse selon laquelle si un nombre suffisant d'électrons est utilisé, le rapport E/p sera *en moyenne* proche de 1. Dans ce cas, une certaine fraction d'événements conduirait à $E/p \neq -1$, mais statistiquement, un pic devrait être obtenu. Quelle que soit la position de ce pic à l'issue de cette procédure, elle devrait en fait pointer la valeur -1. La calibration absolue consiste à multiplier l'énergie mesurée par un coefficient de calibration qui replacerait le pic à la bonne valeur. Pour étudier la faisabilité de cette démarche, une sélection basique sera appliquée aux données afin de garder le maximum de statistique. La seconde méthode consiste en la recherche de coupures permettant de conserver les événements à $E/p \sim -1$, à la résolution du calorimètre près. Une calibration événement par événement serait alors possible, contrairement à la première méthode, purement statistique.

Flux d'électrons cosmiques dans la gamme d'énergie d'AMS02

Dans les expériences auprès de collisionneurs, la calibration en énergie peut se faire par reconstruction de la masse invariante d'une particule connue, dont on sait qu'elle est produite dans les collisions. Ces particules peuvent être par exemple des particules J/ψ, ou la résonance du boson Z^0. Cette procédure typique ne peut pas être suivie dans l'espace en raison de l'absence de machine produisant des particules dont l'énergie ou l'identité seraient connues. Par conséquent, une fois le spectromètre installé sur l'ISS, le rayonnement cosmique fournira le seul signal qui puisse être utilisé pour une calibration *in situ*. Nous envisageons donc ici d'utiliser les électrons cosmiques pour la calibration absolue du Ecal. Nous considérerons que le flux d'électrons disponible est celui ayant été mesuré par le détecteur AMS01 pendant son vol de 10 jours à bord de la navette Discovery. Ce flux a été mesuré de deux façons, relatives à la méthode de réjection des protons. La première analyse concerne les événements à une seule trace [109], et la seconde concerne des événements à trois traces, pour lesquels les électrons ont émis un photon, qui s'est ensuite converti dans le détecteur.

La figure 7.8 montre ces données, ainsi que le résultat d'un ajustement obtenu dans [146] à partir

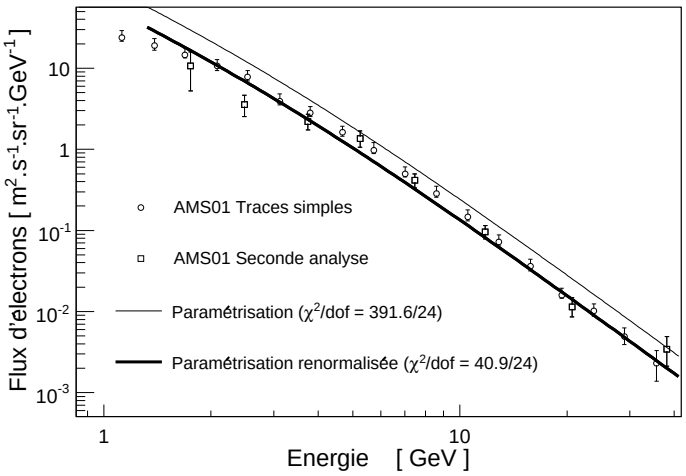


Fig. 7.8 – Mesures du flux d'électrons par AMS-01 et sa paramétrisation.

de `GalProp`. Cette paramétrisation a été re-normalisée pour mieux rendre compte des mesures, elle sera utilisée dans la suite pour l'estimation des taux d'événements. Celle-ci s'exprime :

$$\phi(E) \;=\; \frac{0.091\ E^{-1.1}}{1 + 11\ E^{0.9} + 3.2\ E^{2.15}}\ \ \mathrm{GeV}^{-1}\cdot\mathrm{cm}^{-2}\cdot\mathrm{s}^{-1}\cdot\mathrm{sr}^{-1}\ \ . \tag{7.3}$$

Pour cette étude de faisabilité, c'est le flux *moyen* d'électrons mesuré par AMS01 qui sera utilisé comme référence. Dans cette optique, nous ne tiendrons pas compte de la modulation solaire, ni de l'anomalie sud-Atlantique. Ceci est d'autant plus correct que nous nous concentrerons sur les énergies supérieures à 3 GeV, ceci en raison de l'analyse, qui s'est cantonnée aux événements comprenant une seule gerbe électromagnétique reconstruite dans le Ecal. En dessous de 3 GeV, le rayonnement de freinage produit des gerbes séparées de celles des électrons. Cela implique donc que les taux d'événements présentés ici sont des estimations conservatives, l'ajout d'événements de plus basse énergie pourrait augmenter la statistique. De même, il n'est nul besoin de considérer l'effet de la coupure géomagnétique, la fraction de temps d'observation avec une coupure supérieure à 3 GeV étant négligeable [149].

Largeur des bins et normalisation des événements Monte Carlo

Dans la suite, des simulations Monte Carlo sont utilisées pour prédire le taux d'événement utile à la calibration depuis une sélection donnée. Dans ce paragraphe, quelques détails sont donnés concernant la façon dont les acceptances sont calculées, et comment les histogrammes sont normalisés. Soit $\mathcal{A}_{gen}$ l'angle solide de génération des électrons, alors l'acceptance du détecteur est définie par la relation

$$\mathcal{A}_s = \epsilon\ \mathcal{A}_{gen}\ \ , \tag{7.4}$$

où ϵ désigne le rapport des événements sélectionnés sur la totalité d'entre eux, ce rapport dépend de l'énergie.

Lorsque des flux réalistes continus seront considérés, les données Monte Carlo utilisées seront du type *PL1*. Dans ce cas l'acceptance de génération vaut $\mathcal{A}_{gen} = \pi S = 48.7\ \mathrm{m}^2.\mathrm{sr}$. De plus, le nombre d'entrées suit une loi de puissance en fonction de l'énergie qui n'est pas celle du flux réel, et le véritable taux différentiel d'événements sélectionnés doit tenir compte de l'équation (7.3), *i.e.* pour un temps d'observation Δt

$$\frac{dN_s}{dE}(E) \;=\; \mathcal{A}_s(E)\ \phi(E)\ \Delta t\ \ . \tag{7.5}$$

Le nombre d'événements attendus dans la sélection considérée est alors

$$N_s \;=\; \Delta t \;\times\; \int \mathcal{A}_s(E)\;\phi(E)\;dE \;\;. \tag{7.6}$$

Dans l'analyse développée ici, la quantité importante est le rapport $^{E}/_{p}$. Il est donc essentiel de considérer pour cette grandeur une largeur de bin ayant un sens physique. La largeur de bin $\delta(^{E}/_{p})$ est donc estimée à partir des meilleures résolutions attendues en E et p,

$$\delta\left(\frac{E}{p}\right) = \frac{p}{E}\left(\frac{\delta E}{E} + \frac{\delta p}{p}\right) \;\;. \tag{7.7}$$

La résolution énergétique nominale mesurée [170] du Ecal étant donnée par

$$\frac{\sigma_E}{E} = 2.3\% \oplus \frac{10.16\%}{\sqrt{E}} \;\;, \tag{7.8}$$

les valeurs $\delta E \simeq 2\%$ et $\delta p \simeq 1\%$ seront utilisées. Cela conduit à $\delta(^{E}/_{p}) = 3.10^{-2}$, valeur qui sera utilisée dans la suite comme la plus petite largeur de bin possible.

Deux types de simulations Monte Carlo seront utilisées, avec des énergies fixées pour l'étude des coupures de sélection ou avec des énergies continues pour le calcul des taux d'événements. Bien que le flux réel d'électrons se répartisse approximativement selon la loi de puissance $E^{-2.3}$, les simulations officielles ne présentent pas le même indice spectral. Ceci est fait pour obtenir plus d'événements à haute énergie et économiser du temps de calcul. Par conséquent, lorsque des flux continus seront considérés, les événements seront affectés d'un poids statistique

$$w \;=\; \frac{\phi(E)}{E^{-\Gamma_{MC}}} \;\;. \tag{7.9}$$

$\phi(E)$ est le flux réel donné par l'équation (7.3), et on a $\Gamma_{MC} = 1$.

7.4.1 Calibration statistique

La première méthode détaillée ici consiste à effectuer des sélections très lâches afin de garder un maximum d'événements. Il est alors attendu qu'un pic soit obtenu dans la distribution du rapport $^{E}/_{p}$, correspondant à sa valeur la plus probable. Les seules sélections sont donc les suivantes :

- Un électron identifié,
- Une et une seule trace dans le trajectographe,
- Une et une seule gerbe électromagnétique dans le Ecal.

Les données Monte Carlo concernent ici des électrons dans la gamme d'énergie de 1 à 50 GeV. Les sélections effectuées étant très lâches, il est nécessaire de contrôler la contamination par les protons. Pour ce faire, les sélections présentées ci-dessus ont également été appliquées à des fichiers de protons dans une gamme de 0.5 GeV à 10 GeV. Au-delà, le taux de déclenchement devient suffisamment faible pour ne pas avoir à s'inquiéter de l'effet des protons.

Cette sélection a été appliquée à des flux d'électrons cosmiques pour différents temps d'observation. Un ajustement gaussien à la distribution de $^{E}/_{p}$ est ensuite effectué pour permettre le calcul du coefficient de calibration. La largeur de cette distribution devrait être comparable à la résolution nominale du calorimètre, *i.e.* de quelques pourcents. Par conséquent lorsque trop peu d'événements sont présents dans chaque bin, leur largeur est dégradée de façon à obtenir au moins 100 événements dans le bin le plus fort. La largeur de la gaussienne obtenue dépend donc du nombre total d'événements collectés.

La figure 7.9 montre la comparaison des distributions obtenues pour 1 et 15 minutes de prise de données. Dans ces figures, les électrons apparaissent en rouge et les protons en vert. Le fond de proton étant relativement plat, il n'influence que très peu l'ajustement du pic du rapport $^{E}/_{p}$. En fait, les protons peuplent des zones de rapport $^{E}/_{p}$ comprises entre 0 et $+1$, la zone comprise dans les 20% autour de $^{E}/_{p} = -1$ ne peut être atteinte qu'avec une erreur sur le signe de la charge. Il n'y a donc aucune raison que les protons produisent un pic dans cette zone, ce qui se vérifie dans la figure 7.9.

Il apparaît que 15 minutes est le temps minimum nécessaire à l'obtention d'une statistique suffisante, et qu'un temps d'observation plus grand n'améliore pas l'ajustement, qui est alors limité par la qualité de la sélection. Le tableau 7.2 donne les résultats des ajustements de la figure 7.9, obtenus pour 1 et 15 minutes.

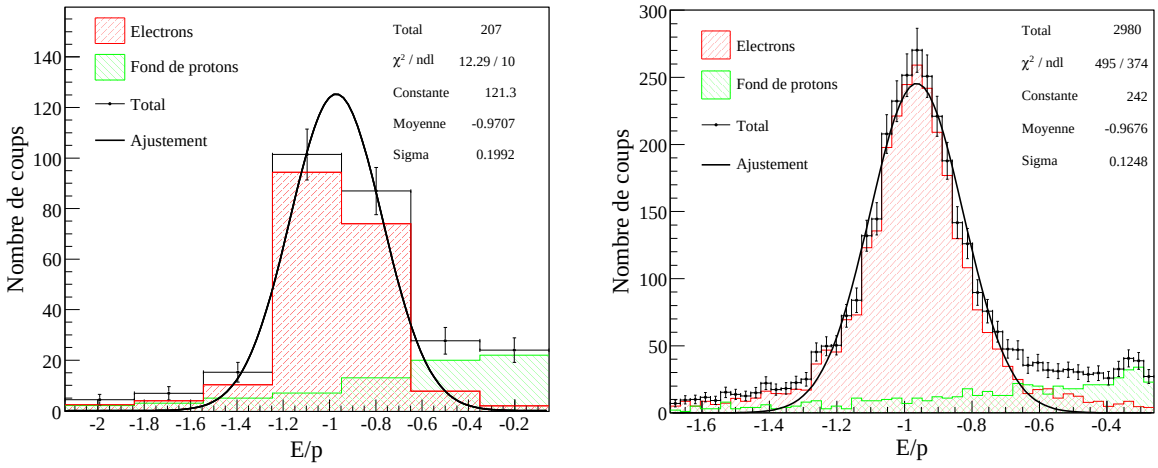


Fig. 7.9 – Distributions du rapport E/p pour la sélection 1 et pour différents temps de prise de données.

Temps d'observation	1 minute	15 minutes
Nombre d'événements	213	3195
$\sigma(E/p)$ obtenu	20%	12.5 %
Exemple : erreur à 5 GeV	1 GeV	0.7 GeV

Tab. 7.2 – Résultats des ajustements à E/p pour différents temps de prise de données.

En conclusion, l'approche statistique permet d'obtenir une calibration grossière ($\sim 15\%$) mais rapide. En effet, 15 minutes suffisent, ce qui correspond à une fraction suffisamment faible de la durée d'une orbite de l'ISS. Cette procédure peut être répétée tous les quarts d'heure, et la collection de données ainsi obtenue devrait permettre de calibrer le Ecal à sa résolution nominale. Il est également intéressant d'étudier une sélection plus restrictive, il faut alors chercher les coupures qui conduisent à la meilleure probabilité d'obtenir E/p proche de 1. Ce travail est présenté dans le paragraphe suivant. Dans la suite, la sélection statistique développée dans cette section pourra être utilisée pour restreindre la gamme de l'ajustement de la distribution de E/p obtenue.

7.4.2 Suivi de calibration à la résolution nominale

Importance des événements avec bremsstrahlung

Lorsque les électrons pénètrent dans la partie du détecteur où règne le champ magnétique, les électrons subissent des changements des trajectoires qui sont éventuellement associés à une radiation de photons. Ces événements avec bremsstrahlung sont particulièrement important ici car ils conduisent à un mauvais rapport E/p. En fait, les photons rayonnés emportent une partie de l'énergie des électrons, ce qui impose de faire la correspondance entre la trace de l'électron et la gerbe électromagnétique associée. Bien entendu, le trajectographe ne fournit aucune information sur la quantité d'énergie emportée par le photon. Une estimation de la proportion d'événements avec rayonnement de freinage est montrée dans le tableau 7.3.

Les chiffres présentés ici sont issus de simulations Monte Carlo à énergies fixées, utilisées dans les paragraphes suivants. Pour leur estimation, on définit les nombres

Énergie à la génération (GeV)	1	3	5	10	15	20	30	40	50
Événements avec bremsstrahlung (%)	80	68	66	65	65	65	66	64	64

TAB. 7.3 – Estimation de la proportion d'événements avec rayonnement de freinage en fonction de l'énergie de l'électron incident.

- N_{hors} : le nombre d'événements dont le rapport E/p se trouve en dehors d'une gaussienne centrée sur -1 et dont la largeur correspond aux résolutions nominales des sous-détecteurs,
- N_{total} : le nombre total d'événements.

Les rapports de ces nombres pour chaque énergie conduit aux proportions montrées dans le tableau 7.3. Concernant l'émission du photon dans le trajectographe, de nombreuses configurations sont possibles. Quatre d'entre elles sont listées ci-dessous et sont schématisées dans la figure 7.10

- Le photon est émis avant le premier plan du trajectographe et n'atteint pas le Ecal. Si l'électron frappe le Ecal sans rayonner de nouveau, cela conduit à une bonne valeur de E/p.
- Le photon est émis avant le premier plan du trajectographe et frappe le Ecal, tout comme l'électron. Dans ce cas, une bonne valeur de E/p ne peut être obtenue que si les deux gerbes peuvent être séparées. La figure 7.11 montre un tel événement.
- Le photon est émis avant le premier plan du trajectographe et atteint le Ecal, contrairement à l'électron. Dans cette situation, une mauvaise valeur de E/p est obtenue.
- Le photon est émis au milieu du trajectographe. Dans ce cas il est impossible de faire une correspondance entre E et p. En fait l'interprétation de la mesure de la rigidité est délicate car il s'agit en réalité de la superposition de deux mesures de rigidité différentes (avant et après l'emission du photon).

Deux de ces configurations sont illustrées dans la figure 7.11. Dans cette dernière sont représentés les événements issus de la simulation Monte Carlo d'AMS02 avec un outil de visualisation des événements. Dans le cas présenté à gauche, seul le photon rayonné atteint le calorimètre, et à droite les deux gerbes sont clairement séparables (ce cas reste cependant assez rare).

Dans les exemples de la figure 7.11, il est évidemment très difficile de déterminer si les photons sont émis avant le premier plan du trajectographe ou après. Des coupures de sélection ont donc été recherchées pour rejeter un maximum d'événements impliquant le rayonnement de freinage. Un fait important est que le trajectographe a une résolution spatial bien meilleure que celle du calorimètre (une dizaine de μm contre la taille d'un pixel ~ 1 cm). Ainsi une déviation de 1 cm sera très facile à mesurer dans le trajectographe, alors qu'il sera impossible de séparer avec le Ecal deux gerbes électromagnétiques séparées de cette distance. Afin d'illustrer les difficultés que cela peut entraîner, la figure 7.12 montre les déviations moyennes dans AMS02 pour des électrons de différentes énergies. *Il apparaît clairement que pour des énergies supérieures à 15 GeV, le calorimètre ne permettra pas de séparer les gerbes des électrons de celles des photons.* Ceci est également une conséquence du fait qu'à ces énergies, le rayonnement des photons se fait avec un angle très petit dans le référentiel du détecteur. Remarquons toutefois que si la correspondance entre les mesures du trajectographe et celles du Ecal n'est pas toujours bonne, la totalité de l'énergie incidente est la plupart du temps contenue dans le Ecal. Les difficultés soulignées dans cette analyse ne concernent que cette correspondance et n'influencent en rien les qualités de mesures du détecteur AMS02. En fait, le trajectographe ne sera jamais utilisé pour la mesure de l'énergie des leptons, qui se fait uniquement avec le calorimètre.

Sélections à énergies fixées

La démarche suivie pour la détermination de la sélection a consisté en l'étude de simulations à énergies fixées. Pour permettre cela, 9 simulations Monte Carlo spécifiques ont été conduites, chacune impliquant 10^5 électrons au énergies : 1, 3, 5, 10, 15, 20, 30, 40, 50 GeV. Les électrons ont été générés verticalement au dessus d'AMS02 sur un carré de $50\,\text{cm} \times 50\,\text{cm}$. Dans tous les cas les sélections visaient à obtenir $E/p \to -1$. Elle ont conduit à l'établissement des coupures listées ci-dessous.

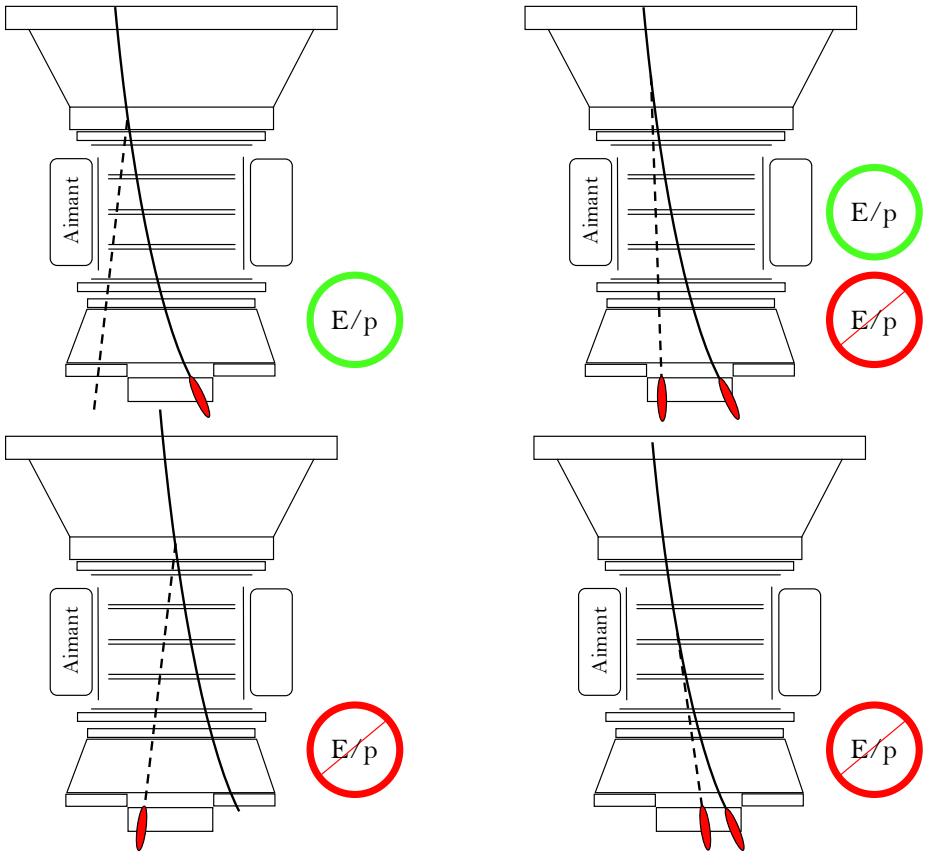


Fig. 7.10 – Illustrations de quatres configurations possibles pour le Bremsstrahlung dans AMS02.

- Au moins une trace reconstruite dans le trajectographe et une seule gerbe dans le calorimètre.
- Les différentes valeurs de la rigidité associée aux traces reconstruites par le programme de reconstruction doivent être en accord à 5% près. En fait, pour une seule et même trace physique, le programme de reconstruction propose différentes valeurs de rigidité. Imposer qu'elles soient compatibles est un critère de qualité de la trace.
- L'extrapolation de la trace dans le Ecal doit correspondre au point de départ de la gerbe électromagnétique dans la limite de la résolution spatiale du calorimètre. Pour cela il a été supposé que les électrons ont des trajectoires rectilignes à la sortie du trajectographe. Pour le calcul des paramètre de la droite, les coups dans les trois derniers plans du trajectographe sont utilisés.
- La particule doit entrer dans le Ecal à plus de 2 cm de ses bords. Ceci permet de s'affranchir de l'effet de perte latérale. Le calorimètre est supposé avoir été inter-calibré au préalable, cette coupure n'a donc aucune incidence sur la calibration absolue.
- Les 8 plans du trajectographe doivent être touchés. Ceci permet d'éliminer les événements pour lesquels l'électron est dévié de façon à ce qu'il quitte le trajectographe. Si cette déviation était accompagnée d'un photon qui atteint le Ecal, cela entraînerait une mauvaise valeur de $^{E}/_{p}$.
- Les rigidités mesurées dans les deux demi-trajectographes doivent s'accorder à 5%. En effet, l'émission d'un photon est censée modifier la courbure de la trajectoire des électrons. La correspondance entre les deux demi-rigidités permet d'éliminer les événements pour lesquels l'électron perd de façon évidente de l'énergie au milieu du trajectographe.
- L'erreur relative sur la détermination de la rigidité doit être en-dessous d'une certaine valeur. De la même manière que pour la coupure précédente, il est attendu que le programme d'ajustement

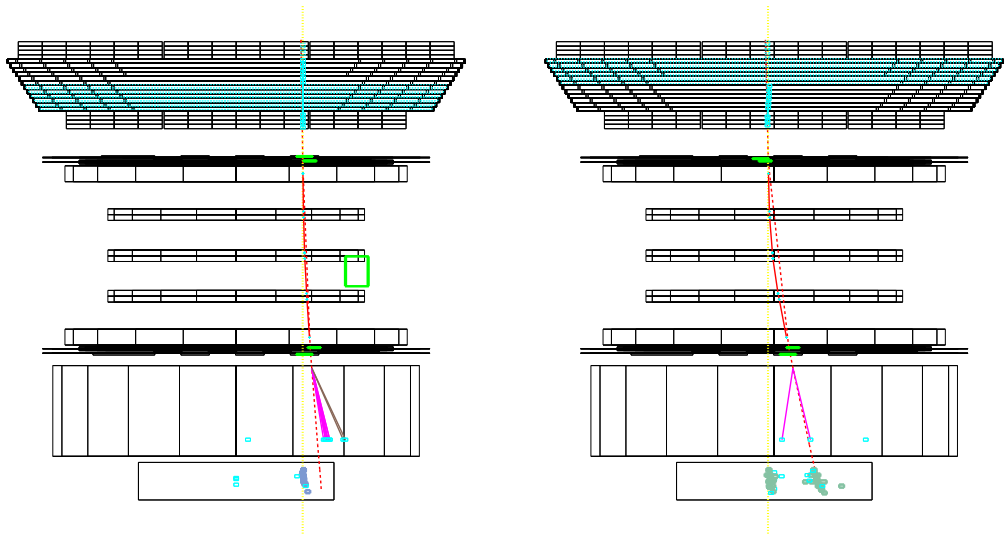


FIG. 7.11 – Deux exemples d'événements avec rayonnement de freinage.

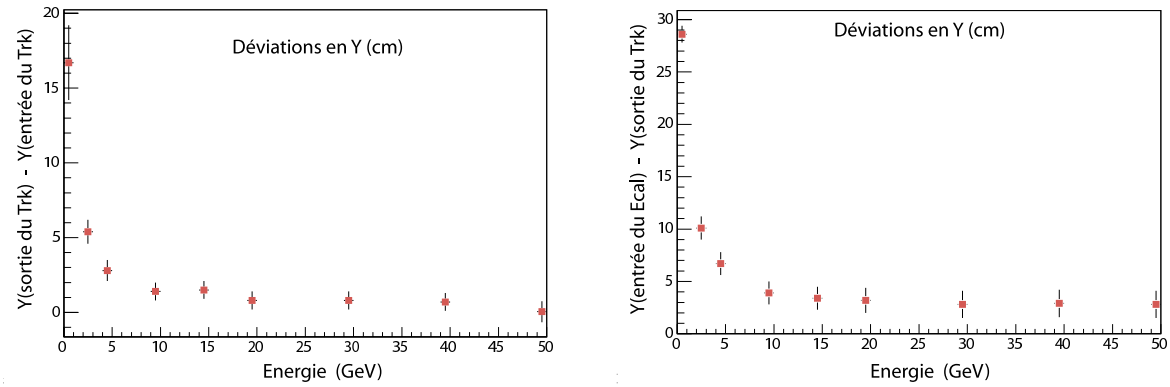


FIG. 7.12 – Déviation globale des électrons dans AMS-02.

de la trace fournisse une erreur plus grande dans le cas où le rayonnement de freinage a lieu. C'est effectivement le cas, lorsque l'algorithme de reconstruction donne une erreur relative plus grande, alors le rapport E/p est détérioré. En fait, la valeur pour laquelle E/p se dégrade correspond à la valeur pour laquelle la distribution des erreurs relatives n'est plus gaussienne. Cela est illustré par les figure 7.13 et 7.14. La valeur de cette erreur relative dépend de l'énergie, ce qui rend cette coupure délicate. Pour chaque lot de données à énergie fixée, le valeur pour laquelle la distribution d'erreur n'est plus gaussienne est calculée et reportée dans le tableau 7.4.

Énergie à la génération (GeV)	1	3	5	10	15	20	30	40	50
Valeur de la coupure $\times 10^3$	8.74	3.73	2.69	1.85	1.56	1.38	1.21	1.15	1.07

TAB. 7.4 – Valeur de la coupure sur l'erreur relative en fonction de l'énergie des électrons.

Un ajustement analytique de ces valeurs est utilisé pour l'application de cette coupure au cas d'un spectre continu.

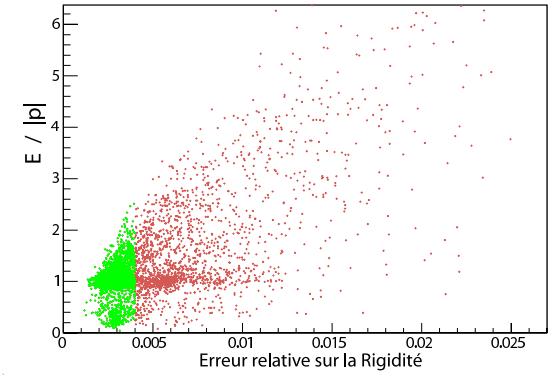


Fig. 7.13 – Rapport E/p en fonction de l'erreur relative sur l'ajustement de la rigidité à 3 GeV.

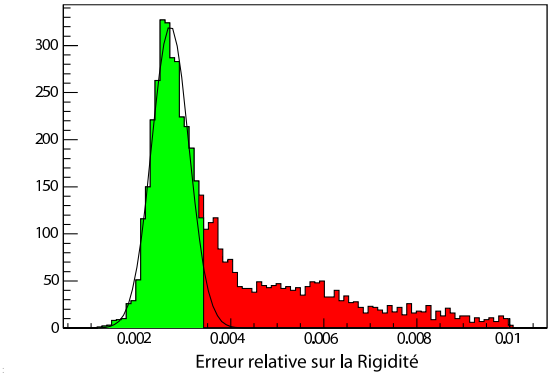


Fig. 7.14 – Distribution des erreurs relatives sur la rigidité pour des électrons de 3 GeV.

Les résultats de ces sélections sur les fichiers d'énergies fixées sont résumés dans le tableau 7.5. Pour chaque énergie, le tableau présente les résultats des ajustements aux distributions de E/p obtenues (valeur moyenne et variance). La valeur du χ^2 par degré de liberté, ainsi que les l'efficacités de la sélection par rapport aux événements avec une trace et une gerbe sont également reportées. Les chiffres écrits en gras sont considérés comme n'étant pas acceptables. Les deux dernières lignes montrent la comparaison des compilations des résultats obtenus sous 15 GeV et au-dessus. Il apparaît que les résultats sont meilleurs à basse énergie, en raison de la possibilité de séparer les gerbes des électrons de celles des photons dans le calorimètre.

Les chiffres du tableau 7.5 montrent qu'entre 3 GeV et 15 GeV, les ajustements conduisent à des précisions de l'ordre de 5% sur la détermination du rapport E/p, et donc sur le coefficient de calibration du calorimètre. Ceci est comparable à la résolution du calorimètre pour ces énergies, $\sigma_E/E(3\,GeV) = 6\%$. Dans le paragraphe suivant, cette sélection est appliquée à un flux d'électrons réaliste, afin d'en déduire le taux de comptage attendu.

Application au flux cosmique

La même procédure que dans le paragraphe 7.4.1 est mise en oeuvre pour la sélection décrite ci-dessus. La figure 7.15 présente le résultat obtenu en terme de E/p pour une heure d'observation. Afin d'estimer la précision obtenue sur la constante de calibration, une fonction gaussienne est ajustée à la distribution de E/p. Pour effectuer cet ajustement, il est supposé que le calorimètre est déjà calibré à 15%. Ceci est rendu

Énergie (GeV)	Moyenne	$\sigma_{E/P}$	χ^2/d.l.	Efficacité (%)
1	0,99	0,07	0,87	**23**
3	1,02	0,06	2,30	45
5	1,03	0,05	2,89	50
10	1,03	0,06	3,48	48
15	1,04	0,06	**3,68**	40
20	1,04	0,05	**3,53**	43
30	1,04	0,05	**3,60**	40
40	**1,2**	**0,19**	**3,77**	41
50	**1,15**	**0.44**	2,30	**23**
[3;15[	1,03	0,06	2,32	66
≥15	1,04	0,06	4,79	38

TAB. 7.5 – Résultats des études à énergies fixées pour les électrons.

possible grâce à la procédure de calibration statistique décrite précédemment.

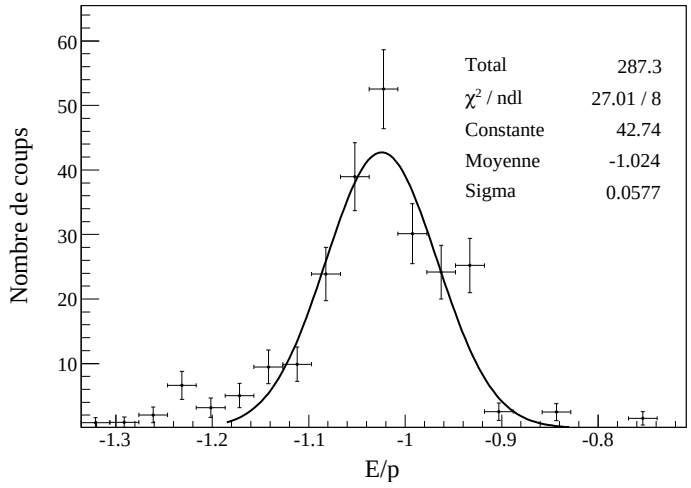


FIG. 7.15 – Distribution obtenue pour E/p en une journée d'observation avec la seconde sélection.

En une journée, 287 électrons sont retenus dans cette sélection et 48 d'entre eux donnent un rapport E/p différant de -1 à plus de 20%. L'application de cette sélection au flux de protons indique que 39 d'entre eux sont sélectionnés et conduisent tous à un $E/p > 0.2$. La contamination des protons est donc négligeable pour cette mesure.

Il apparaît que la précision sur le rapport E/p est de 5.8% avec cette méthode. Notons que la précision en énergie du calorimètre à 5 GeV, donc au milieu de la gamme énergétique considérée ici, est de 6.5% (formule (7.8)).

Statistiquement, ces chiffres correspondent à l'obtention d'une douzaine d'électrons par heure en moyenne. Ces derniers présentent chacun une probabilité de 0.9 de présenter un valeur de E/p proche de -1 à mieux que 5%.

La sélection présentée dans cette section permet donc d'obtenir $\sigma(E/p)$ avec une résolution de l'ordre des performances nominales du calorimètre (mesurées en faisceau test) dans cette gamme d'énergie. Cette procédure doit être conduite avec un lot minimal correspondant à une journée de prise de données.

7.5 Conclusions

Les simulations présentées dans ce chapitre permettent de confirmer la faisabilité de la calibration en vol du calorimètre d'AMS02 avec le rayonnement cosmique.

En particulier, nous avons montré que l'homogénéisation pouvait se faire dans un intervalle de temps de l'ordre de 10 minutes en moyenne avec des protons au minimum d'ionisation. Une sélection peu restrictive a été utilisée pour le remplissage des cellules et une égalisation à 5% de la réponse du calorimètre est obtenue.

La calibration absolue peut se faire quasiment en ligne avec la première sélection proposée. Elle permet en effet d'obtenir un étalonnage de la mesure de l'énergie avec une précision de 15% en prenant des lots de données correspondant à 15 minutes d'acquisition. La seconde étape procéderait hors ligne, avec les données collectées en une journée. Ce suivi de calibration à la résolution nominale du calorimètre est rendue possible par une sélection plus stricte des événements. Les critères de qualité de la trace développés ici permettent donc de rejeter les événements avec rayonnement de freinage qui faussent l'étalonnage. Cette dernière méthode pourrait être améliorée avec la prise en considération des événements à deux gerbes, qui permettrait d'augmenter la statistique à condition de bien associer la trace chargée avec une des deux gerbes électromagnétiques.

Troisième partie

Recherche de Signatures Indirectes de la Matière Noire Galactique et Potentiel d'AMS02

R. Magritte, 1964

Chapitre 8

Dérivation des signaux attendus en recherche indirecte

Dans ce chapitre les expressions mathématiques des différents signaux observables par AMS02 sont dérivées à partir de considérations évoquées précédemment. Cette détermination fait appel à la physique du Modèle Standard, les calculs de nouvelle physique et la modélisation des aspects astrophysiques, halo de matière noire et propagation des rayons cosmiques. Les processus fondamentaux ainsi que les signatures spécifiques des candidats matière noire sont présentés dans le cadres de la supersymétrie et des modèles de Kaluza-Klein.

8.1 Les annihilations des particules de matière noire

Taux d'annihilation

Comme nous l'avons vu au chapitre 3, le processus d'annihilation d'une nouvelle particule dans l'Univers primordial joue un rôle essentiel dans l'établissement de sa densité co-mobile. Il a été montré alors que des sections efficaces d'annihilation de l'ordre de celles des processus électrofaibles conduisent naturellement à la densité de matière noire actuellement mesurée. Entre autres arguments, cette apparente coïncidence numérique avait conduit à relier la densité de matière noire à la recherche de nouvelle physique à l'échelle électrofaible. Après le gel des particules de matière noire, les annihilations deviennent extrêmement rares car leur densité par unité de volume co-mobile devient très faible. Longtemps après cette période, la formation des structures et les puits de potentiels gravitationnels associés permettent aux particules de matière noire d'atteindre, à nouveau, de grandes densités. Les annihilations reprennent alors dans toutes les zones de l'Univers où règne une densité de WIMPs suffisamment grande. Par unité de volume et de temps, le nombre d'annihilations se compte alors comme le nombre de paires de particules qui peuvent être formées, soit

$$\frac{n(n-1)}{2} \quad \text{pour une population de particules identiques} \tag{8.1}$$

ou

$$\frac{n(n-1)}{4} \quad \text{pour un mélange de deux types de particules.} \tag{8.2}$$

Les deux cas mentionnés ici se retrouveront dans la phénoménologie discutée dans la suite. Dans le cadre de la supersymétrie, les neutralinos sont des particules de Majorana, les particules et anti-particules sont identiques, si bien que l'équation (8.1) devra être utilisée. Dans le cas de la matière noire de Kaluza-Klein, les particules considérées sont parfois représentées par des spinneurs de Dirac et c'est l'équation (8.2) qui sera considérée. Nous considérerons dans la suite des lieux où la matière noire est très concentrée, de façon

à ce que les processus d'annihilation soient probables. Dans ces conditions, le taux d'annihilation Γ au point $\vec{x}$ sera exprimé comme

$$\Gamma\left(\vec{x}\right) \;=\; \frac{\langle\sigma v\rangle}{m^2}\;\frac{\rho^2(\vec{x})}{2\delta_{stat}}\;\;, \tag{8.3}$$

où $\rho(\vec{x})$ est la densité de matière noire en $\vec{x}$, δ_{stat} le facteur combinatoire évoqué précédemment, m est la masse du WIMP considéré, et $\langle\sigma v\rangle$ la section efficace d'annihilation. Calculée dans le halo de la Voie Lactée, cette dernière prendra une valeur différente de celle intervenant dans l'équation de Boltzmann (3.1). La raison en est que l'impulsion moyenne des particules dans le halo est plus faible que dans le bain thermique primordial. À la température du halo, les particules se déplacent à des vitesses de l'ordre de 300 km.s^{-1}, la section efficace d'annihilation est donc estimée pour des particules quasiment au repos.

Positionnement vis-à-vis des expériences sur collisionneurs

La cinématique particulière évoquée ci-dessus est la principale différence avec les expériences de physique des particules conduites auprès de collisionneurs de particules. En effet, les collisions dans le halo Galactique se font au repos et l'état initial considéré pour la phénoménologie de la recherche indirecte correspond en fait à l'état final dans une collision de particules. La figure 8.1 illustre cette comparaison en montrant la cascade de désintégrations qui mène à la production d'un neutralino après une collision quark/anti-quark et les processus dont il est question dans cette thèse. Dans cette figure, les particules recherchées sont encadrées en rouge.

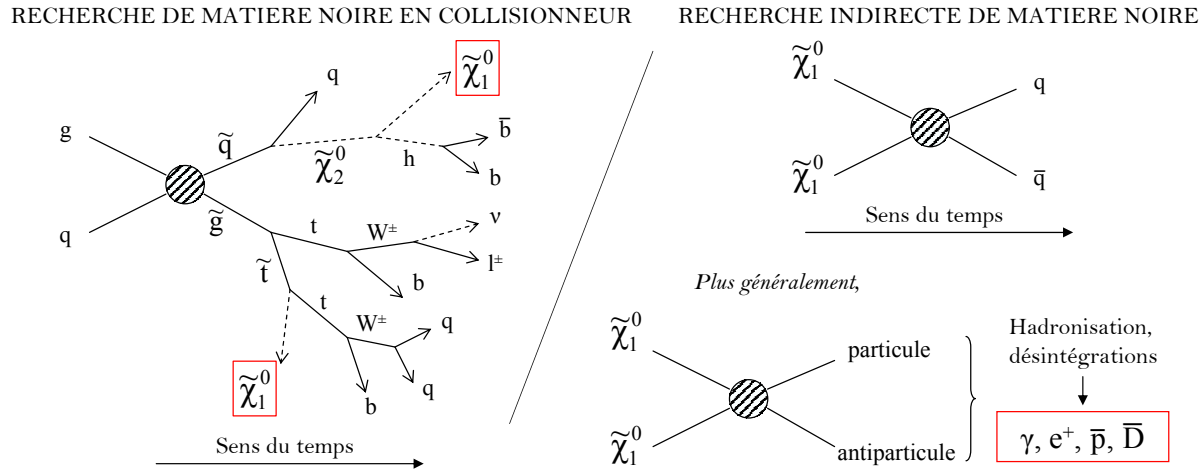


FIG. 8.1 – Exemples schématiques de processus considérés auprès d'un collisionneur hadronique (à gauche) et en recherche indirecte de matière noire (à droite).

L'approche par les astroparticules tire donc profit de processus qui, s'ils étaient inversés, seraient invisibles sur collisionneurs. Les particules de matière noire y apparaîtront en effet sous forme d'énergie manquante. Il faut par conséquent considérer que ces deux approchent constituent deux axes de recherche complémentaires. Les résultats du LHC permettront d'aider à la recherche indirecte de la matière noire, avec la découverte probable de nouvelles particules et les mesures de leurs masses et couplages. Du point de vue de la recherche de la supersymétrie par exemple, le LHC couvre une plus grande zone de l'espace des paramètres. Les quelques exceptions que l'on peut rencontrer sont reliés à une échelle de supersymétrie trop haute, ou à une dégénérescence de masse entre la LSP et la particule de masse immédiatement supérieure (NLSP pour *Next-to-Lightest Supersymmetric Particle*). Dans la suite, nous verrons des cas pour lesquels la recherche indirecte pourrait être fructueuse alors que le LHC serait aveugle, dans le cas de la brisure de supersymétrie AMSB par exemple. L'avantage de la recherche indirecte dans ce cas est lié à ce qu'une dégénérescence en masse entre la LSP et la NLSP permet d'avoir de grandes sections efficaces. Ce point est

défavorable aux recherches en collisionneurs car cette différence de masse doit être grande pour obtenir un signal fort. De plus, en recherche indirecte, il n'y a pas fondamentalement de limite supérieure à l'échelle de nouvelle physique observable du fait de la propagation des particules chargées, qui a tendance à ramener le signal dans la gamme de sensibilité d'AMS02. Au LHC au contraire, la production de nouvelles particules est conditionnée par des considérations cinématiques, il faut que l'énergie de la machine permette de les produire.

8.2 Le halo de matière noire et ses zones denses

Le halo de matière noire dans lequel la Voie Lactée est plongée est décrit par la densité sphérique donnée par l'expression (3.20) du chapitre 3. Comme nous l'avons vu, cette paramétrisation est motivée par la conduite de simulations numériques à N-corps, de l'observation du mouvement des étoiles dans la Galaxie, et de l'observation indirecte des halos d'autres galaxies. Les simulations numériques de formation des structures ne sont pas assez précises pour rendre compte de la distribution de matière noire sur des échelles plus petites que le kpc pour un halo de la taille de celui de la Galaxie.

Le centre Galactique et les satellites de la Voie Lactée

D'une simulation à l'autre, les différences les plus significatives concernent la prédiction de la loi de puissance décrivant la densité de matière noire au centre Galactique. Les chiffres du tableau 3.4 le montrent, avec une pente logarithmique dans la région centrale qui varie entre 0 (profil de halo isotherme) et 1.5 (profil de Moore *et al.*).

Des études ont été menées dans [193], [194], [195] sur l'influence des paramètres des simulations à N-corps, elles tendent à nuancer la possibilité qu'une loi de puissance suffise à décrire la variation de densité au centre des halos. La pente logarithmique du profil de matière noire s'aplatirait continûment à mesure que l'on s'approche du centre, conduisant à un indice dans les régions les plus centrales qui varierait entre 1 et 1.5, *i.e.* entre les profils NFW et Moore *et al.*. Il est également montré que les simulations actuelles ne permettent pas d'obtenir une bonne résolution sur les profils pour des rayons inférieurs à $a/10$, où a est le paramètre d'échelle du halo. Il est donc important de garder à l'esprit que les prédictions faites en utilisant les profils de halo décrits par (3.20) seront probablement légèrement surestimées et doivent être utilisées avec précaution.

Dans le cas du centre Galactique, il existe néanmoins des mécanismes possibles d'augmentation de la densité, liés en particulier à la présence probable d'un trou noir super-massif. Ceci se déduit du mouvement d'étoiles à forte vitesse particulière dans la région centrale, qui indique la présence d'un objet de masse $M_{CG} \simeq 2.6 \times 10^6 \mathrm{M}_\odot$ [196]. Les modèles actuels ne permettent pas d'expliquer la formation d'un trou noir si massif sans une graine massive qui soit présente auparavant. Nous reviendrons sur ce point dans le chapitre consacré aux trous noirs de masse intermédiaire. Le trou noir supermassif peut se former par accrétion à partir de ces graines, entraînant alors une augmentation de la densité de matière noire au centre de la Voie Lactée. La description de la formation d'un pic de densité par accrétion adiabatique sur le trou noir central est décrite dans [197]. Considérant un profil de densité initial au centre $\rho_i \propto r^{-\gamma}$ avec $\gamma \neq 0$, les auteurs de [197] montrent que le processus d'accrétion conduit à une densité finale

$$\rho_f \propto r^{-\gamma_f} \quad \text{avec} \quad \gamma_f = \frac{9-2\gamma}{4-\gamma} \ . \tag{8.4}$$

Ce modèle de croissance suppose que le trou noir s'est formé exactement au centre du halo de matière noire et il peut être affiné. En particulier, si le trou noir se forme à partir d'une graine de faible masse, alors sa chute spiralante vers le centre pourrait durer un temps plus grand que l'âge de la Galaxie. À l'inverse, si la graine est massive, la rétroaction de la chute du trou noir conduit à une densité moins piquée. Ceci est montré dans [198], la figure 8.2 en est adaptée. Elle montre la modification d'un profil NFW liée à une formation excentrée du trou noir servant de graine par rapport au halo. Pour une masse de graine 100 fois inférieure au trou noir actuel, le scénario de [198] n'est pas distinguable du cas de l'accrétion adiabatique discuté précédemment.

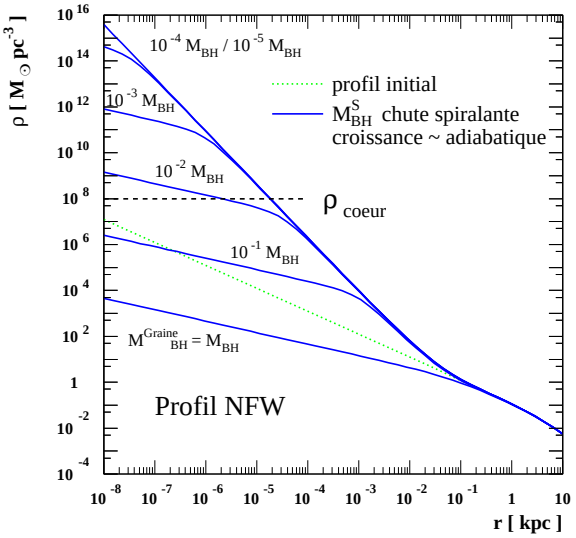


FIG. 8.2 – Modification du profil NFW en fonction de la masse de la graine excentrée (M_{BH}^{Graine} en fonction de la masse finale M_{BH}).

Quel que soit le modèle considéré, la densité au centre ne diverge pas en raison des annihilations de matière noire, qui se produiront d'autant plus que la densité augmente. Ainsi, une densité limite est atteinte, elle dépend de la section efficace d'annihilation, de la masse de la particule de matière noire et de l'âge τ de la structure considérée. Cette densité limite peut s'écrire

$$\rho_{max} = \frac{m}{\sigma v \tau} \ , \tag{8.5}$$

où $\tau \simeq 10^{10}$ années dans le cas du centre Galactique. L'expression (8.5) sera utilisée dans la suite à différentes reprises, à chaque fois que la densité de matière noire dans une structure peut croître sans autre limitation.

Le pic central pourrait avoir été détruit par les forces de marées lors d'éventuelles fusions avec d'autres objets, comme cela est prévu par la formation hiérarchique des structures [199]. L'existence du bulbe Galactique, du trou noir central et du disque fin résultent probablement d'une fusion ayant eu lieu il y a 12 milliard d'années [200]. Il est cependant montré dans [201] qu'une fusion antérieure aurait probablement détruit le bulbe et qu'il est raisonnable de penser que la Galaxie n'a pas subit de fusion majeure depuis. Il reste possible qu'une diminution du pic de densité de matière noire au centre Galactique ait eu lieu en raison de la diffusion des WIMPs par les nombreuses étoiles qui s'y trouvent et la capture dans le trou noir central [202].

En conclusion le centre Galactique est une source prometteuse pour la recherche indirecte de matière noire, mais plus qu'incertaine, la prédiction du taux d'annihilation y reste une inconnue. Ses prédictions s'étalent en effet sur plusieurs ordres de grandeurs.

Le centre Galactique n'est pas le seul endroit où il est très attendu que la densité de matière noire soit grande. C'est le cas par exemple pour le centre des amas globulaires [203], [204] et les galaxies naines. Ces dernière sont en fait des satellites de la Voie Lactée et pourraient constituer des sources très intéressantes pour les γ. En effet, les annihilations de particules de matière noire dans d'autres galaxies proches (M31, M87) conduisent à un flux très faible en raison de leur distance (voir [205] pour M87 et [206] pour M31), bien que l'on observe tout le halo. Les galaxies naines sont beaucoup plus proches et présentent un rapport masse sur luminosité important, ce qui indique qu'elles doivent contenir une grande proportion de matière

noire. Les observations de Draco depuis l'hémisphère nord, de Canis Major et de la naine du Sagittaire depuis l'hémisphère sud par les ACT sont très attendues pour cela [207], [208].

Les grumeaux de matière noire et autres sur-densités

Les sources considérées dans le paragraphe précédent sont particulières en ce que l'on connaît leurs positions. Il est donc possible de pointer des télescopes γ sur ces sources et de les observer individuellement. En plus de ces sources attendues, il est possible que des zones de haute densité existent dans notre halo, sans que nous ayons connaissance de leur existence.

En particulier, les simulations numériques de formation des structures indiquent que la matière noire pourrait être grumeleuse sur de petites échelles [209]. Ces structures seraient gravitationnellement liées et il est attendu que leur densité numérique suive la densité de matière noire dans le halo. Les simulations prévoient qu'elles soient des modèles réduits du halo Galactique, mais leur nombre, masse et profil de densité interne restent peu contraints. Ces grumeaux (ou *clumps*) revêtent une importance particulière en recherche indirecte car ils peuvent avoir pour effet d'amplifier le signal. En effet, le flux faisant intervenir le carré de la densité, deux distributions de matière noire de même valeur moyenne mais dont les densités présenteraient des *variances* différentes conduiraient à des flux différents. Naïvement, on peut considérer que plus la répartition de matière noire est hétérogène à valeur moyenne constante, plus le flux sera élevé. Ainsi, le flux calculé à partir d'un halo lisse comme celui décrit par le profil (3.20), dans une région donnée, sera amplifié d'un facteur B par l'effet des hétérogénéités, à mesure de

$$B \propto \frac{\langle \rho^2 \rangle}{\langle \rho \rangle^2} \ . \tag{8.6}$$

Il s'agit ici d'une prédiction naïve du facteur d'amplification. Un calcul rigoureux de B est conduit dans le chapitre 10, cet argument sera donc revu de façon critique. Il sera montré en particulier que sa valeur dépend de l'énergie et que sa prédiction est affectée d'une variance cosmique, liée à notre méconnaissance de la position et de la nature des grumeaux. De nombreuses études portant sur ce facteur et ses implications phénoménologiques on été menées, nous reviendrons sur ce point dans le chapitre 10.

Les grumeaux dont il est question ici sont des sous-structures qui se forment uniquement à partir de la matière noire elle-même. On peut envisager d'autres formes de sous-structures, induites par des objets compacts, comme c'est le cas pour le centre Galactique. Nous verrons dans le chapitre 10 que des facteurs d'amplification importants peuvent être induits par la présence de trous noirs de masse intermédiaire [210] conduisant à un pic de densité. Les propriétés dynamiques du fluide de matière noire dans la Galaxie pourraient également entraîner la formation de caustiques, zones de grande densité dans lesquelles la matière noire pourrait s'annihiler avec un taux élevé [211].

8.3 Considérations de physique des particules

Le modèle de nouvelle physique apparaît dans l'expression (8.3) à travers la section efficace $\langle \sigma v \rangle$, la masse m de la particule de matière noire et le facteur δ_{stat} lié à sa nature. Pour faire une prédiction de flux exotique, il est également nécessaire de connecter le taux d'annihilation, qui compte le nombre de réactions par unité de volume et de temps, aux particules observées. Dans le cas de la recherche indirecte de matière noire avec AMS02, les particules finales considérées sont le photons γ, positons e^+, antiprotons $\bar{\mathrm{p}}$ et antideutérons $\bar{\mathrm{D}}$. Il est également intéressant de considérer la production de neutrinos. Cependant, AMS02 n'étant pas sensible aux neutrinos, ils seront peu mentionnés dans la suite.

8.3.1 Contribution de nouvelle physique

Nous avons vu dans le chapitre 3 comment la masse de la LSP est déterminée dans le MSSM, et le principe de la détermination des masses des candidats matière noire dans quelques modèles à dimensions supplémentaires a été présenté. La section efficace d'annihilation résulte de la superposition de tous les diagrammes faisant apparaître tous les états finals possibles. Dans tous les cas, les annihilations peuvent

se faire en produisant les particules du Modèle Standard listées dans le tableau 8.1. Ces états finals sont autorisés par principe, mais certains peuvent être cinématiquement supprimés (par exemple sous le seuil de production), ou non permis pour des raisons de symétrie ou autre (comme Zh^0 dans le MSSM [212]).

$$\chi\ \chi\ \rightarrow \left| \begin{array}{ll} - & f\bar{f}, \text{ où } f \text{ est un fermion du Modèle Standard :} \\ & b,\ c,\ t,\ d\ ,\ s,\ b,\ \tau,\ \mu,\ e,\ \nu_\tau,\ \nu_\mu,\ \nu_e \\ - & B\bar{B}, \text{ où } B \text{ est un boson du Modèle Standard :} \\ & W,\ Z,\ h^0,\gamma,\ g \\ - & Z\gamma,\ Zh^0 \end{array} \right.$$

TAB. 8.1 – États finals comprenant uniquement des particules du Modèle Standard.

Ces canaux d'annihilation ne faisant intervenir que des particules du Modèle Standard, ils sont potentiellement communs à tous les modèles de matière noire que nous considérerons. Nous verrons des cas particuliers pour lesquels des états finals additionnels sont possibles (faisant intervenir de nouvelles particules).

Le cas des états finals $\gamma\gamma$, $Z\gamma$, $h^0\gamma$ et gg (paire de gluons) est particulier car ils ne sont pas autorisés à l'ordre de l'arbre. Ceci est lié à ce que la particule de matière noire ne se couple pas aux photons (elle est neutre et les photons ne portent pas de charge faible). Rappelons que c'est là un fait essentiel, dont les raisons du point de vue cosmologique ont été précisées dans le chapitre 1. Les diagrammes intervenant pour ces processus sont très nombreux et font nécessairement intervenir une boucle contenant des particules chargées.

États finals possibles en supersymétrie

Dans le cadre du MSSM, les diagrammes contribuant aux annihilations en $f\bar{f}$, ZZ et en W^+W^- sont présentés dans les figures 8.3 et 8.4. Concernant les processus intervenant à une boucle, un très grand nombre de diagrammes peuvent intervenir. Trois diagrammes contribuant à l'amplitude en $\gamma\gamma$ dans le MSSM sont montrés à titre d'exemple dans la figure 8.5, et une liste plus complète peut être trouvée dans [34]. Dans le cadre du MSSM, seuls $\gamma\gamma$ et $Z\gamma$ sont permis, ils présentent le grand intérêt de donner des photons d'énergie fixée. Ces processus étant à une boucle, ils contribuent faiblement à la section efficace totale. Nous verrons dans la suite qu'il est parfois envisageable de les observer.

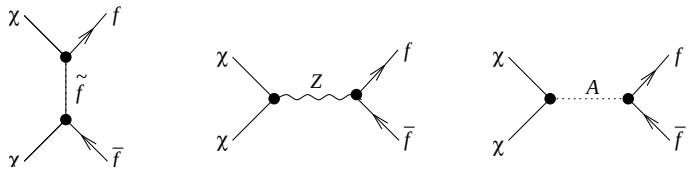


FIG. 8.3 – Diagrammes contribuant à l'annihilation de neutralinos en $f\bar{f}$ dans le MSSM.

D'autres états finals sont possibles dans le MSSM, en raison de la présence dans le spectre de bosons de Higgs supplémentaires dont les masses peuvent être inférieures à celle du neutralino le plus léger. Ces états finals sont : ZH^0, ZA^0, A^0A^0, H^0H^0, h^0H^0, h^0A^0, H^0A^0, $W^\pm H^\mp$, H^+H^-.

Occurrences des états finals dans le cadre du MSSM

Dans le MSSM, il y a donc 29 états finals distincts possibles, en comptant les processus à l'ordre d'une boucle. Pour déterminer les contributions relatives de tous ces états finals à la section efficace totale, il est donc nécessaire de calculer les diagrammes correspondants. C'est principalement le contenu en champs du neutralino le plus léger qui dictera la phénoménologie dans ce cas. Il est donné par l'expression (3.9) et détermine tous les couplages du neutralino. Les probabilités des états finals dépendent du détail des paramètres de brisure douce et des paramètres du secteur scalaire. Dans le tableau 8.2, quelques grandes

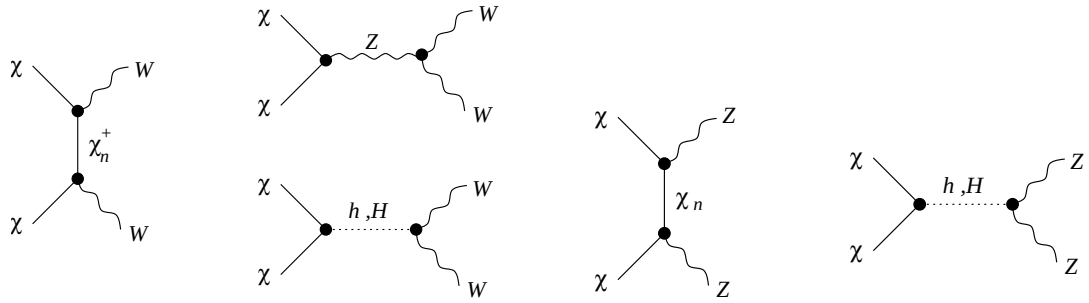


Fig. 8.4 – Diagrammes contribuant à l'annihilation de neutralinos en W^+W^- et ZZ dans le MSSM.

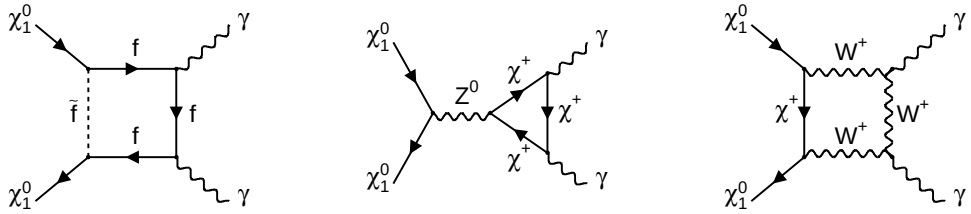


Fig. 8.5 – Trois des nombreux diagrammes contribuant à l'amplitude de $\chi\chi \to \gamma\gamma$.

lignes de la prédiction des états finals dans le MSSM sont données, avec les termes importants dans le calcul des amplitudes. Les expressions complètes des amplitudes sont données dans l'annexes B de [34].

État final	Processus	Amplitude $\mathcal{A} \propto$
$f\bar{f}$	Échange de $\tilde{f}$ dans la voie t	$\frac{m_\chi m_f}{m_{\tilde{f}}^2}$
	Échange de Higgs (h, H, A^0) dans la voie s	$\frac{tg\beta m_f}{m_W} N_1 N_3$ pour un fermion *up* $\frac{m_f}{tg\beta m_W} N_1 N_3$ pour un fermion *down*
	Échange d'un Z^0 dans la voie s	$\frac{m_f m_\chi}{m_Z^2} N_3^2$
W^+W^-	Échange d'un chargino dans la voie t	$\left(1 + \left(m_{\chi_i^+}/m_\chi\right)^2 - m_W/m_\chi\right)^{-1}$
Z^0Z^0	Échange d'un neutralino dans la voie t	$\left(1 + \left(m_{\chi_i^0}/m_\chi\right)^2 - m_Z/m_\chi\right)^{-1}$

Tab. 8.2 – Termes dominants dans les amplitudes de quelques graphes des figures 8.3 et 8.4.

Des caractéristiques remarquables du MSSM quant aux états finals dans l'annihilation peuvent être déduites des expressions du tableau 8.2. Dans ce tableau, les N_i définissent le contenu en champs du neutralino le plus léger, tel qu'ils sont définis dans (3.9). Pour la production de $f\bar{f}$, les amplitudes sont proportionnelles à m_f. Dans le cas de l'échange de Higgs, ceci est directement dû aux couplages de Yukawa. Dans le cas de l'échange de Z ou de *s*fermions, la raison est liée à la nature de Majorana du neutralino et à ce que seule l'onde S contribue à l'annihilation quand $v \to 0$ donc dans le halo [213]. Dans l'Univers primordial, l'onde P n'est pas supprimée et d'autres états finals contribuent. Pour cette raison, la production de fermions légers (électrons et muons) sera négligeable dans le MSSM. De plus, lorsque $tg\beta$

est grand, les états finals *up* domineront sur les *down*. Dans ce cas, la production de $b\bar{b}$ peut être favorisée par rapport à $t\bar{t}$.

Dans le modèle mSUGRA, le neutralino est un mélange bino-higgsino, les états finals attendus pour dominer sont donc $b\bar{b}$, $t\bar{t}$, $\tau^+\tau^-$. Lorsque la composante higgsino est importante, la production de bosons de jauge faibles peut également l'être. La figure 8.6 montre les probabilités de ces quatre états finals dans un plan (m_0, $m_{1/2}$), pour $tg\beta$ et A_0 fixés. Ces résultats sont obtenus avec les derniers développements du code `micrOMEGAs` [84], décrits dans le chapitre suivant. Pour chaque valeur des paramètres mSUGRA, ces cartes peuvent être superposées à celles donnant la densité relique (figure 3.5), afin de tirer des contraintes cosmologiques sur les états finals d'annihilation.

Dans la figure 8.6, il apparaît que c'est la production de $b\bar{b}$ qui domine dans la plupart des cas. La production de top, τ ou W peut devenir importante dans certaines régions de l'espace des paramètres. Pour illustrer cela, quelques points on été choisis, et les proportions des états finals sont représentés. Dans les quatre cas, la masse du neutralino le plus léger, obtenu avec `SusSpect` est également donnée. Notons que ces points sont donnés à titre d'illustration, ils ne satisfont pas en général les contraintes de densité relique.

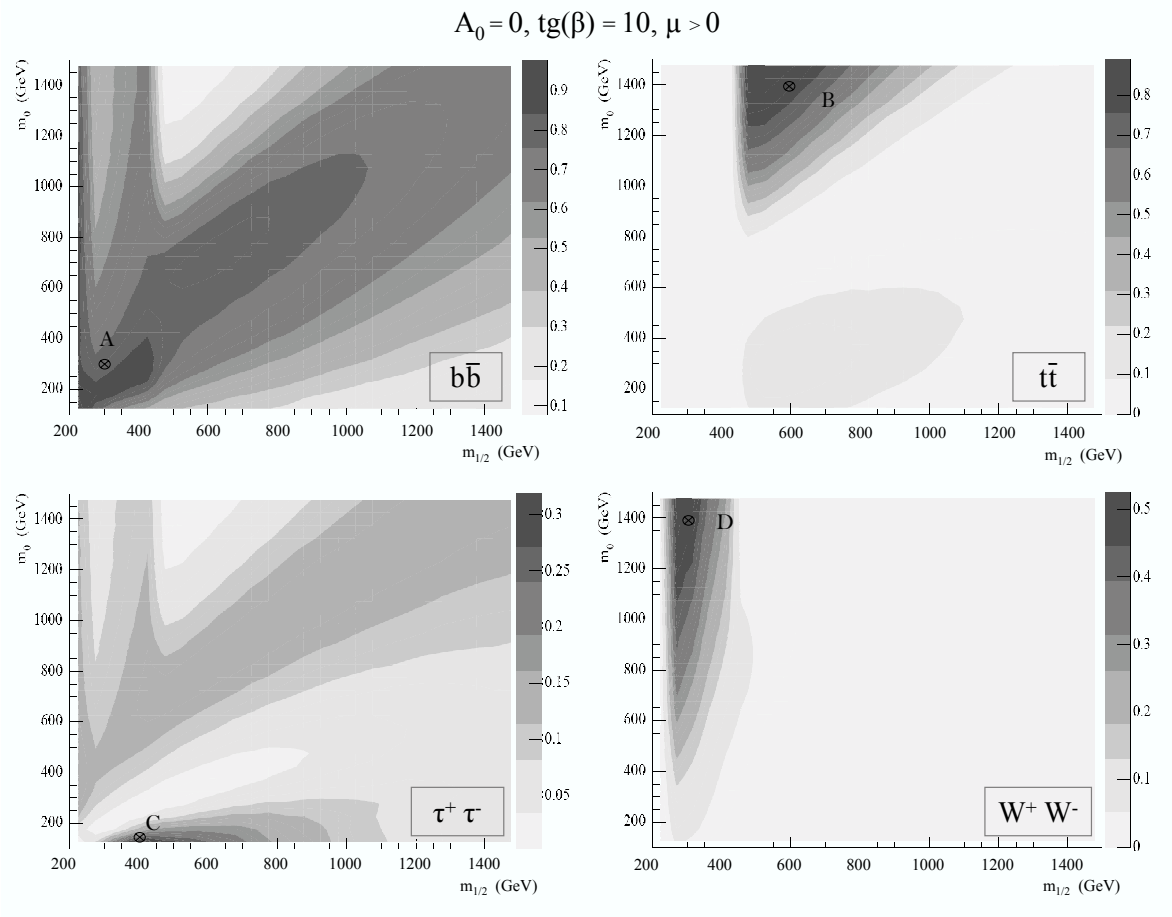


FIG. 8.6 – Probabilité d'occurrence de quatre états finals possibles dans mSUGRA (de gauche à droite et de haut en bas : $b\bar{b}$, $t\bar{t}$, $\tau^+\tau^-$, W^+W^-).

Dans le scénario de brisure AMSB, la LSP est wino, d'où $N_1 = N_2 \simeq 0$, et elle est quasiment dégénérée en masse avec le neutralino 2 χ_2^0 et le chargino 1 χ_1^+. Ainsi, la production de fermions est supprimée et les canaux W^+W^- et Z^0Z^0 peuvent être largement dominants. Nous verrons dans la suite que ce canal est très intéressant, en particulier parce qu'il induit une production efficace de positons de haute énergie. Nous

	m_0	$m_{1/2}$	m_χ
A	300	300	119
B	1400	600	253
C	150	400	161
D	1400	300	123

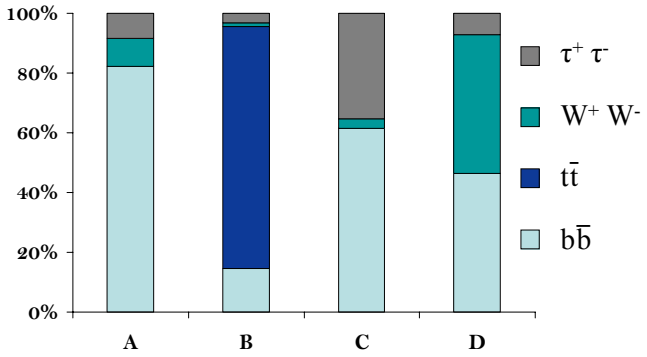


Fig. 8.7 – Détails des paramètres et occurences d'états finals pour les points indiqués dans la figure **??**.

verrons dans la suite que les annihilations de neutralinos au repos dans le halo conduisent nécessairement à la production de bosons W et Z portant une polarisation *transverse*.

Le cas des modèles de Kaluza-Klein

Les états finals apparaissant dans les annihilations des particules de Kaluza-Klein dépendent de la classe de modèle considérée. Dans la suite nous allons nous intéresser aux dimensions supplémentaires universelles (UED, dont le candidat matière noire est la LKP), et aux dimensions supplémentaires voilées (*warped*, dont le candidat est la LZP).

Dans les modèles UED, nous avons vu que la particule de matière noire est le premier état excité du boson de jauge faible $B^{(1)}$. L'annihilation en bosons de jauge est supprimée à l'arbre et les états finals possibles sont $f\bar{f}$ et bosons de Higgs. Les diagrammes correspondant à ces processus sont représentés dans les figures 8.8 et 8.9. Ces figures sont issues de [83], cette référence contient les détails du calcul des sections efficaces. Dans ce modèle, le rapport d'embranchement pour un fermion f ne dépend que des hypercharges de ses projections chirales (Y_R et Y_L) et du nombre de couleurs sous lequel il peut intervenir ($N_c = 1$ pour un lepton et $N_c = 3$ pour un quark). La section efficace de l'annihilation en fermions peut s'écrire

$$\sigma(B^{(1)}B^{(1)} \to f\bar{f}) \;=\; \frac{N_c\, g_1^4\, (Y_L^4 + Y_R^4)\, (10(2m^2+s)\; Arctanh(\beta) - 7s\beta)}{72\pi s^2\beta^2} \quad \text{avec} \quad \beta = \sqrt{1-\frac{4m^2}{s}}\;, \tag{8.7}$$

où g_1 est le couplage associé au groupe de jauge U(1). L'annihilation en paire de bosons scalaires est également possible et conduit à des désintégrations en h, W ou Z. Notons que dans ce cas, les bosons W et Z seront polarisés *longitudinalement*, contrairement au cas de la supersymétrie.

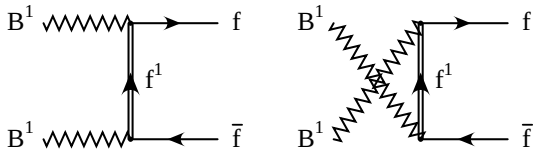


Fig. 8.8 – Diagrammes contribuant à l'annihilation d'une particule de Kaluza-Klein LKP en fermions [83].

Pour une LKP de 1 TeV, la section efficace d'annihilation est de l'ordre de 1.5×10^{-26} cm^2.s^{-1}, et l'annihilation se fait pour 59% en leptons chargés, 35% en paires de quarks, 4% en neutrinos et 2% en Higgs. Alors que dans le MSSM l'amplitude est en général proportionnelle à la masse du fermion produit, ici seule l'hypercharge intervient. Par conséquent, de larges fractions de l'annihilation peuvent produire directement des positons, ce qui est particulièrement intéressant pour la recherche indirecte. Ici, jusqu'à

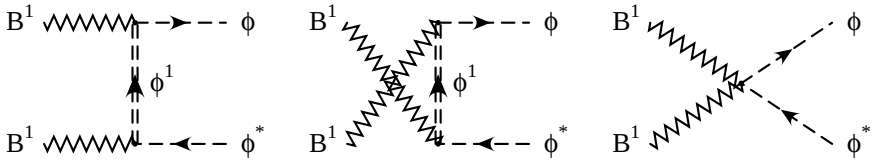


FIG. 8.9 – Diagrammes contribuant à l'annihilation d'une particule de Kaluza-Klein LKP en Higgs [83].

20% de la section efficace totale peut conduire à une paire e^+e^- de haute énergie (la masse invariante de la paire est égale à $2\,m_{B^{(1)}}$).

Le cas des modèles à dimensions supplémentaires voilées ne permet pas d'exprimer les sections efficaces aussi simplement. La particule de matière noire s'apparente alors à un neutrino droit ν_R et se dénomme LZP. Le tableau 8.3 résume les différents processus d'annihilation d'une LZP [68]. Elle peut se faire par échange d'un boson Z^0, Z' ou h dans la voie s, ou par échange d'un boson X_s par la voie t. Le boson Z' est associé à un groupe $U(1)$ supplémentaire présent dans $SO(10)$ et X_s est un boson associé au groupe de jauge de grande unification (ici $SO(10)$). Dans le cas d'un WIMP de faible masse ($\lesssim 100$ GeV), l'échange de Z^0 domine et les fractions finales suivent approximativement ses modes de désintégration, soit ∼74% en paires de quarks, ∼17% en paires de neutrinos et ∼3% pour chaque lepton chargé. La figure 8.10 montre les différentes occurrences des états finals en fonction de la masse de la LZP, pour des masses des bosons de jauge KK de $M_{KK} = 4$ TeV et $M_{KK} = 10$ TeV [214].

	Particule échangée	État finals
Voie s	Z^0	fermions du Modèle Standard
	Z'	$t\bar{t}$, W^+W^-, Z^0h
	h	$t\bar{t}$, W^+W^-, Z^0Z^0
Voie t	X_s	$t_R\bar{t}_R$

TAB. 8.3 – Modes d'annihilation de la LZP.

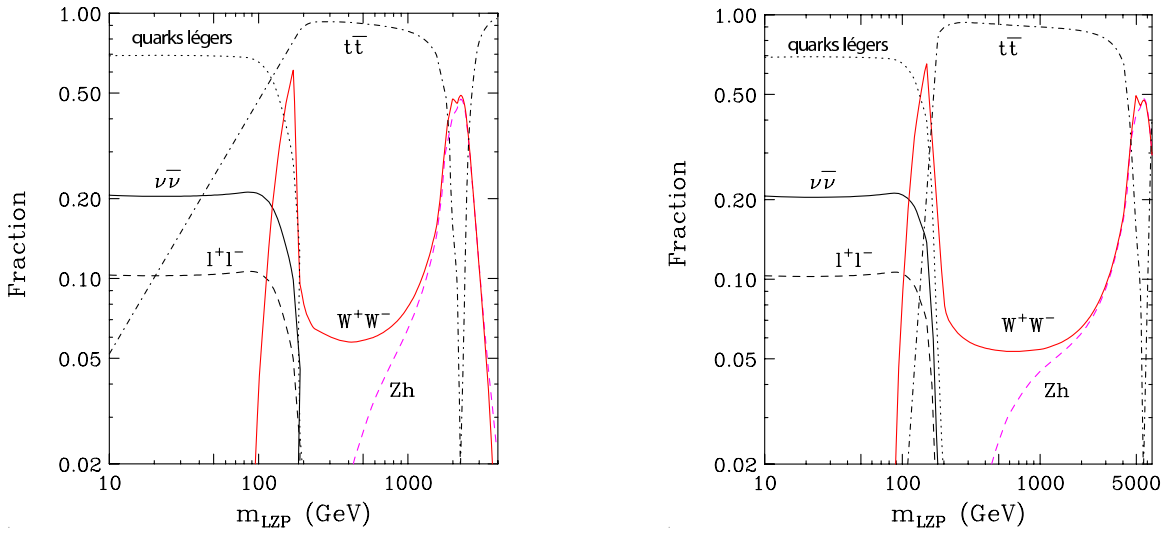


FIG. 8.10 – Probabilité des états finals dans l'annihilation d'une LZP en fonction de sa masse, pour $M_{KK} = 4$ TeV à gauche et $M_{KK} = 10$ TeV à droite [214].

La reconstruction des états finals du processus d'annihilation permettrait donc, si elle était possible, de contraindre le modèle sous-jacent. La mise en évidence d'une proportion importante de positons "purs" (*i.e.* issus directement de l'annihilation) serait par exemple une indication en faveur de dimensions supplémentaires universelles, alors qu'une domination de quarks lourds pourrait indiquer une phénoménologie de type mSUGRA. Si l'état final s'avérait être dominé par des bosons de jauge faibles, alors seule leur polarisation pourrait différencier la LSP wino issue d'un modèle de type AMSB d'une LZP dans une expérience de recherche indirecte. Bien entendu, les autres expériences (en particulier au LHC) permettront probablement d'obtenir d'importantes informations complémentaires.

8.3.2 Spectres de fragmentation

En général, les particules produites dans l'annihilation sont instables et ne conduisent aux particules observables qu'après différentes transformations. Dans le cas de la production d'une paire de quarks par exemple, ceux-ci vont s'hadroniser en produisant d'autres particules du Modèle Standard, qui finissent par se désintégrer et donner des particules stables. Ces dernières peuvent être des photons, qui proviennent de la désintégration des pions neutres produits dans le processus d'hadronisation $\pi^0 \to \gamma\gamma$, des électrons, positons, protons, antiprotons, deutérons, antideutérons et neutrinos. Chaque état final produit un spectre continu de particules stables, dont la gamme en énergie s'étend de 0 à m, m étant la masse de la particule de matière noire et donc l'énergie maximale qu'il est possible de transmettre à une particule dans l'état final. Du point de vue du rayonnement cosmique exotique, le spectre source est donc décrit par la somme des fonctions de fragmentation des différents états finals intervenant. Considérant la particule observée k, le spectre source est donné par

$$\frac{dN_k}{dE} = \sum_i \omega_i \left(\frac{dN_k}{dE}\right)_i \quad , \quad \text{avec} \quad k = \left\{\gamma, e^+, \bar{p}, \bar{D}\right\} \quad . \tag{8.8}$$

Les facteurs $\left({}^{dN_k}/_{dE}\right)_i$ décrivent les spectres différentiels des particules de type k obtenus pour l'état final i, dont la probabilité associée est ω_i[1]. Ils ne peuvent pas être exprimés analytiquement, car ils font en général intervenir de la QCD dans un régime non perturbatif. La prédiction de ces facteurs est donc soumise à l'utilisation de codes de simulations Monte Carlo comprenant une description empirique des processus d'hadronisation. Il peut s'agir de `PYTHIA` [215] ou `HERWIG` [216] par exemple. D'avantage de détails à propos des spectres de fragmentation seront donnés dans le chapitre suivant, dédié aux calculs automatiques de flux avec le code `micrOMEGAs`.

La figure 8.11 montre des spectres de fragmentation pour les particules γ, e^+, $\bar{\text{p}}$ et $\bar{\text{D}}$ à partir des différents état finals $b\bar{b}$, $t\bar{t}$, $\tau^+\tau^-$ et W^+W^-. Ces spectres sont obtenus avec le code décrit dans le chapitre 9. Dans la figure 8.11, la masse de la particule de matière noire (notée génériquement χ) est prise égale à 200 GeV. Ainsi, les canaux W^+W^- et $t\bar{t}$ sont ouverts, ce qui n'est pas toujours le cas.

Dans le cas des photons, les spectres issus des paires de W et de quarks lourds sont assez similaires et ne pourraient pas être distingués. En revanche, la production de paires $\tau^+\tau^-$ dans l'annihilation des particules de matière noire conduit à un spectre de γ plus particulier, avec moins de photons de basse énergie, et des photons durs.

Les spectres de positons sont porteurs de plus d'information sur l'état final d'annihilation dont ils sont issus, chaque état final conduisant à une distribution énergétique différente. Comme pour les γ, les paires $\tau^+\tau^-$ conduisent à un spectre plus plat et dur. Les $t\bar{t}$ se différencient par une bosse, que l'on peut attribuer aux processu $t \to W \to \ell\nu$ qui peut produire un lepton ℓ dur. Notons que les différences observées dans les spectres *à la source* présentés ici seront nuancées par les effets de la propagation, impliquant des pertes d'énergie importantes pour les positons, ce point est revu en détails dans la suite.

Le cas de la production de positons par le canal W^+W^- est particulier car la forme du spectre dépend de la polarisation des bosons W. Le spectre correspondant au processus $\chi\chi \to WW \to n \times e^+$ présenté dans la figure 8.11 a été calculé à partir de W polarisés longitudinalement (comme ils le seraient s'ils étaient produits par les annihilations d'une LZP). Un travail concernant la polarisation des W et son incidence sur

[1] Les facteurs ω_i sont déterminés par le modèle de nouvelle physique.

le spectre de positons a été effectué durant cette thèse et nous verrons dans le chapitre suivant comment les résultats sont inclus dans le code `micrOMEGAs`.

Les spectres d'antiprotons sont également relativement similaires, à l'exception des productions *via* un W ou un Z qui conduisent à moins d'antiprotons de basse énergie. Là encore, la differentiation sera difficile, en raison du flux de $\bar{\mathrm{p}}$ secondaires (le fond standard), qui est maximal à basse énergie, autour de $T_{\bar{\mathrm{p}}} = 1$ GeV[2]. Remarquons que le canal $\tau^+\tau^-$ ne produit pas d'antiproton, c'est pourquoi ce processus n'apparaît pas dans ce cas.

La production d'antideutérons est déduite du spectre d'antiprotons par le modèle de coalescence décrit dans le chapitre suivant. Les spectres de $\bar{\mathrm{p}}$ et $\bar{\mathrm{D}}$ étant tracés en fonction de l'énergie de la particule, ils sont non nuls au dessus de leurs masses respectives, soit 0.9 GeV pour les antiprotons et environ le double pour les antideutérons. La particularité des spectres de $\bar{\mathrm{D}}$ est qu'ils ont une très forte pente logarithmique, seuls les $\bar{\mathrm{D}}$ de basse énergie sont donc susceptibles d'être observables. Ces résultats ont été comparés à des études concernant la production de deutérons au LEP par la collaboration ALEPH et sont compatibles [217].

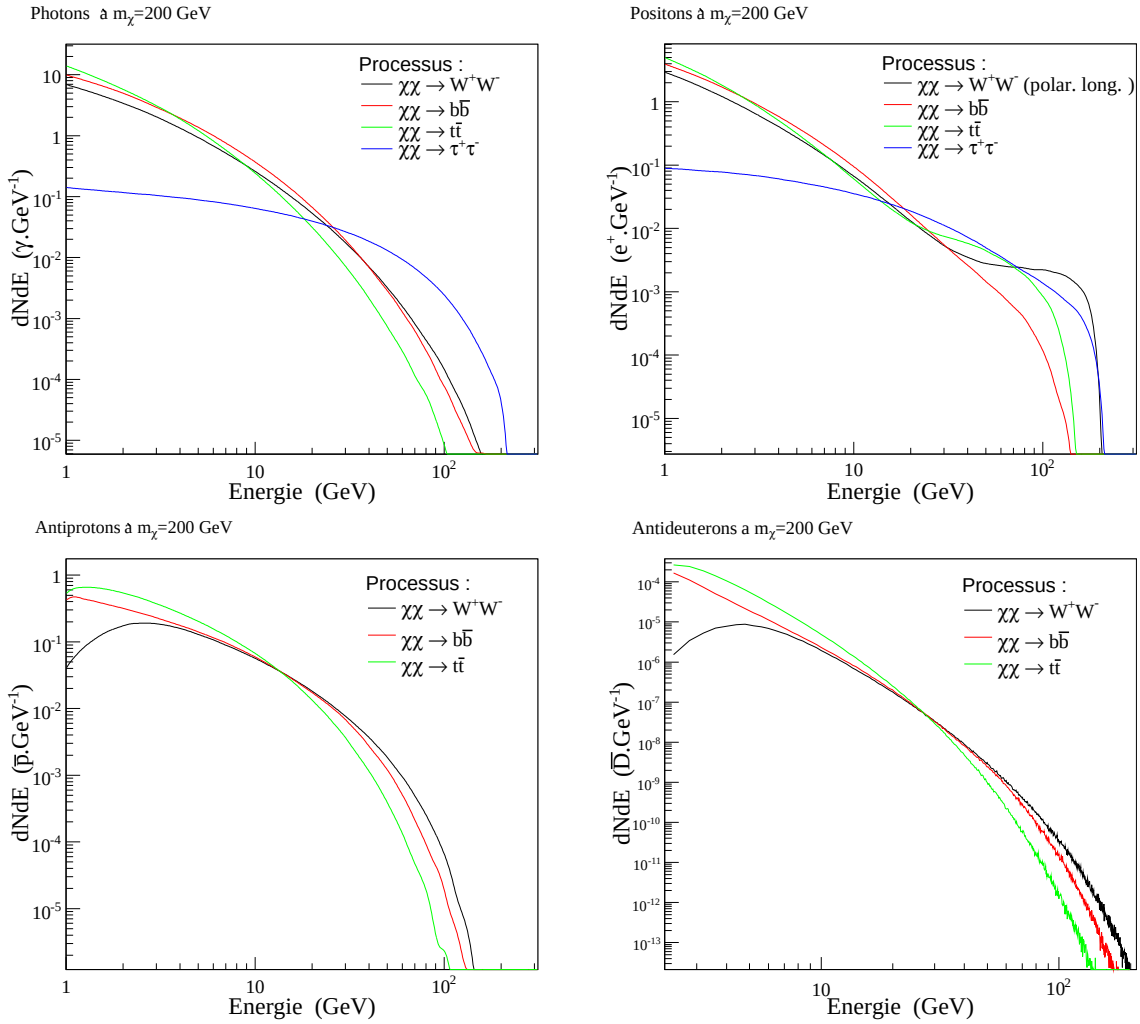


FIG. 8.11 – Spectres de fragmentation en γ, e^+, $\bar{\mathrm{p}}$ et $\bar{\mathrm{D}}$ pour différents états finals et un WIMP de 200 GeV.

Les spectres de fragmentation varient relativement peu avec l'échelle d'énergie. La figure 8.12 illustre cela en superposant les spectres de production d'antiprotons et de photons pour différentes énergies. Afin

[2] $T_{\bar{\mathrm{p}}}$ dénote l'énergie cinétique de l'antiproton.

de comparer ces spectres, ils sont tracés en fonction de la variable réduite $x = E/m_\chi$ et montrent les valeurs de dN/dx.

Deux exceptions sont à noter, la première étant la production de particules massives à une énergie proche du seuil de production d'un état final. Dans la figure 8.12 à gauche, la courbe verte illustre cela dans le cas des $\bar{p}$, leur production juste au-dessus de la masse du top conduit à une suppression des $\bar{p}$ les plus énergétiques. Nous verrons dans la suite qu'en raison des différentes polarisations possibles des bosons de jauge faible, les spectres de leptons qui en sont issus ne sont également pas invariants d'échelle.

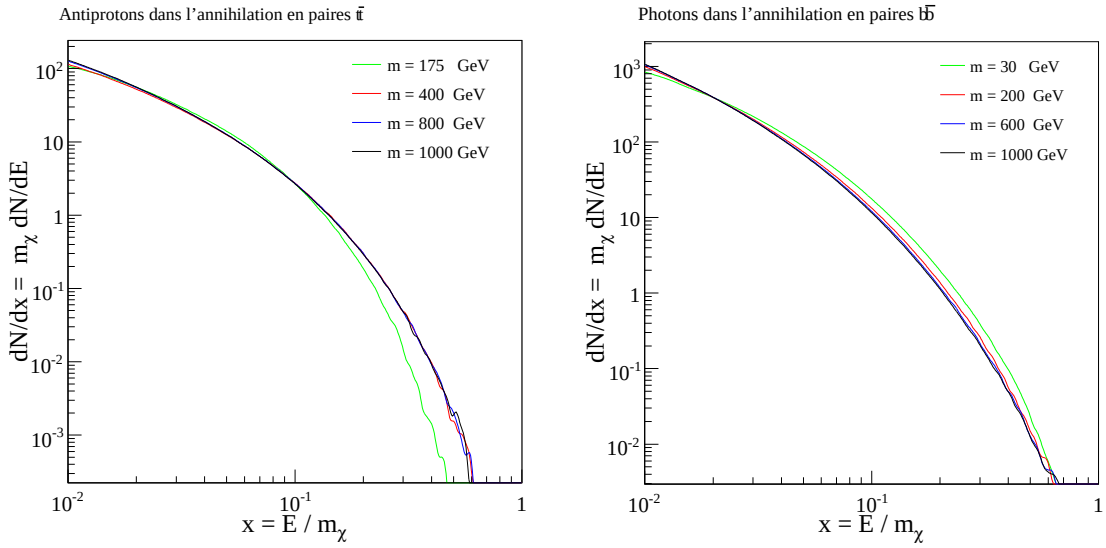


Fig. 8.12 – Illustrations de l'invariance d'échelle des spectres de fragmentation.

Exemple : comparaison de spectres de fragmentation pour un neutralino et une LZP

Afin d'illustrer comment deux modèles de nouvelle physique peuvent conduire à des spectres différents, deux exemples sont choisis pour confronter les spectres de fragmentation (donc *à la source*). Un cas particulier de candidat en supersymétrie est donc comparé ici à un candidat de type Kaluza-Klein.

Le candidat supersymétrique est considéré dans le cadre d'un modèle mSUGRA, c'est un neutralino de 151 GeV. Les paramètres mSUGRA spécifiés à l'échelle GUT sont dans ce cas $m_0 = 113$ GeV, $m_{1/2} = 375$ GeV, $A_0 = 0$, $tg\,\beta = 20$ et $\mu > 0$. La particule de Kaluza-Klein utilisée est une LZP de 50 GeV, issue d'un modèle de dimension supplémentaires voilées avec unification dans $SO(10)$. Les différentes probabilités d'états finals dans les deux cas sont présentés dans le tableau 8.4.

	Neutralino LSP		LZP	
États finals	$b\bar{b}$	58%		
	$\tau^+\tau^-$	39%	$q\bar{q}$	74%
	e^+e^-	0.3%	$\nu\bar{\nu}$	17%
	$\gamma\gamma$	1%	$\ell^+\ell^-$	2.88% (×3)
	γZ^0	0.4%		

Tab. 8.4 – Caractéristiques des candidats matière noire utilisés dans cet exemple.

Les résultats présentés ici sont obtenus en tirant bénéfice de la version de `micrOMEGAs`, développée spécifiquement pour cette thèse. Le développement de ce code est décrit dans le chapitre suivant. Dans le cas du neutralino, l'intégralité des calculs sont faits dans `micrOMEGAs`, alors que pour la LZP, les sections efficaces sont tirées de [68] et passées ensuite à `micrOMEGAs`.

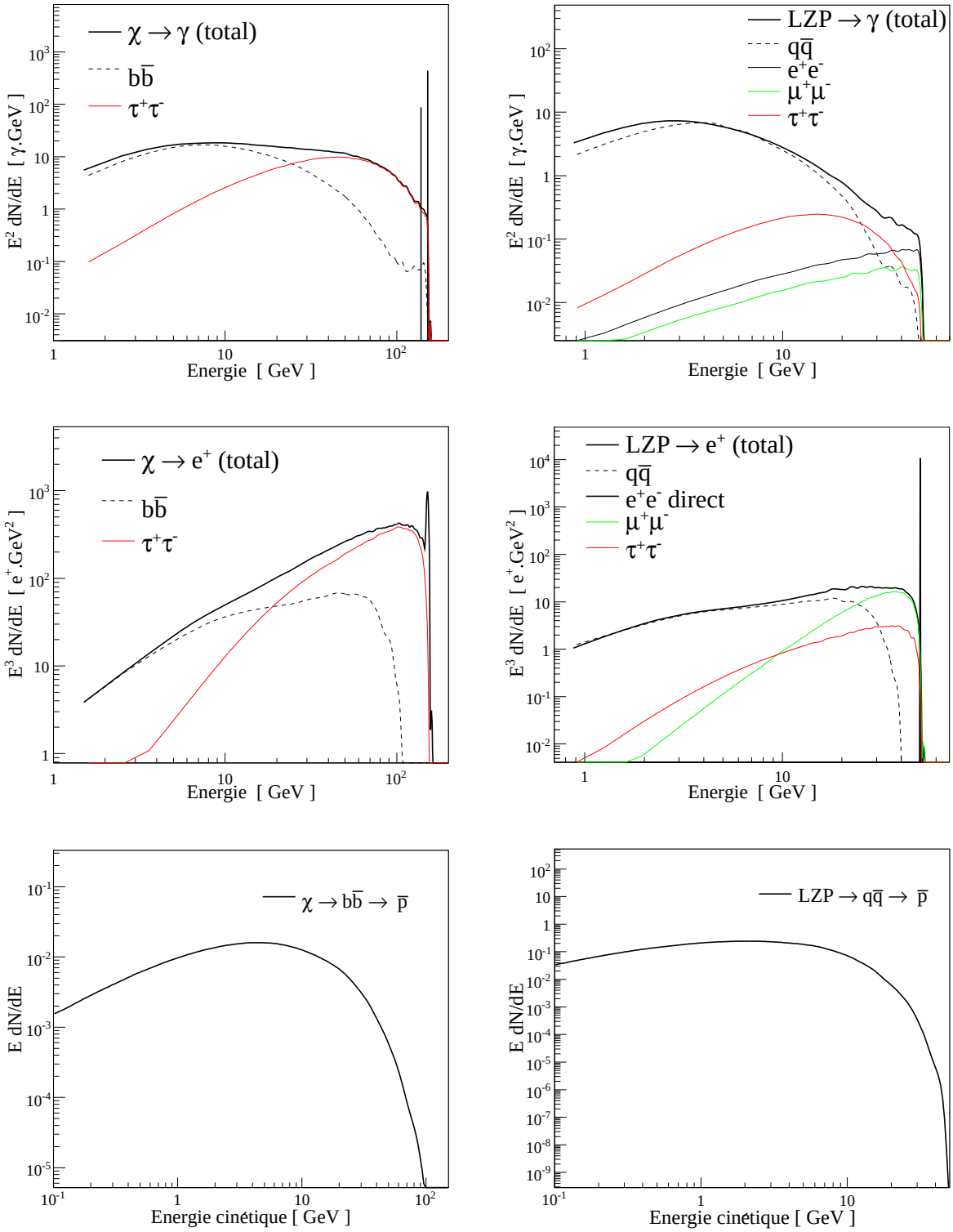


FIG. 8.13 – Comparaison des spectres sources en γ, e^+ et $\bar{p}$ (de haut en bas) entre une LSP (à gauche) et une LZP (à droite).

Les spectres obtenus dans les deux cas sont présentés dans la figure 8.13, certaines différences apparaissent clairement. Pour plus de lisibilité, les spectres de photons sont multipliés[3] par E^2, les spectres de positons par E^3 et d'antiprotons par E. La LSP produit des photons plus durs en raison de la plus grande proportion de τ. Les deux raies mono-cinétiques sont également une caractéristique très intéressante du jeu de paramètres choisi ici. Notons ce sont en réalité des pics de Dirac, si bien que les hauteurs représentées dans la figure 8.13 ne sont pas physiques en ce qu'elles dépendent de la largeur des bins. Contrairement aux cas des particules chargées, ces spectres sont directement observables car, dans cette gamme d'énergie, la propagation des photons dans la Galaxie ne déforme pas les spectres. Les effets à prendre en considération sont la résolution en énergie du détecteur et le taux d'annihilation dans la direction d'observation, discuté dans le paragraphe suivant.

Pour les positons comme pour les γ, la grande proportion de leptons τ dans l'annihilation de la LSP conduit à un spectre en énergie plus dur pour les positons. Par contre, la proportion de production directe de positons est dix fois plus élevée dans le cas de la LZP, ce qui conduit à la raie visible dans la figure 8.13.

La production de $\bar{\mathrm{p}}$ est très similaire, la normalisation ne diffère que par l'occurrence plus élevée de quarks dans l'état final d'annihilation de la LZP.

8.4 Connexion aux observables

Jusqu'à présent, nous avons discuté des taux de particules produites *à la source*, c'est-à-dire dans la zone où les WIMPs sont concentrés et peuvent s'annihiler. Étant donnée cette production localisée, la prédiction des flux de particules issues des processus d'annihilation et de physique standard qui s'en suivent ne se fait pas de la même façon selon que la particule recherchée est neutre ou chargée. En effet, les particules neutres (γ, ν) se propagent en ligne droite et le flux exotique observé depuis un détecteur sera la somme de toutes les sources présentes sur la ligne de visée. Au contraire, les particules chargées diffusent sur les hétérogénéités des champs magnétique Galactiques et proviennent d'un volume plus ou moins grand autour de la Terre selon leur espèce. Ainsi, le flux exotique de particules chargées sera la solution d'une équation de diffusion qui tiendra compte de toutes les sources potentiellement présentes dans une sphère dont le rayon est de l'ordre du libre parcours moyen des particules recherchées.

8.4.1 Messagers neutres : photons et neutrinos

Continuum

Pour la prédiction du flux de photons ou de neutrinos observé dans une direction donnée, il faut calculer l'intégrale du taux de production de ces particules le long de la ligne de visée. De fait, une ligne de visée est une entité abstraite et dans la réalité il faut également intégrer sur toutes les lignes de visée à l'intérieur d'un angle solide d'observation $\Delta\Omega$. Le flux exotique, exprimé en particules $\cdot\,\mathrm{GeV}^{-1}\cdot\mathrm{cm}^{-2}\cdot\mathrm{s}^{-1}\cdot\mathrm{sr}^{-1}$, peut s'écrire

$$\Phi_{\gamma,\nu}(E) \;=\; \frac{dN_{\gamma,\nu}}{dE\,dS\,dt\,d\Omega} \;=\; \frac{1}{4\pi}\,\frac{\langle\sigma v\rangle}{m^2}\,\left\{\frac{dN}{dE}(E)\right\}_{\gamma,\nu}\,\langle J\rangle_{\Delta\Omega}\;\;, \tag{8.9}$$

où le flux différentiel est donné par (8.8) et $\langle J\rangle_{\Delta\Omega}$ est la moyenne du taux de réaction sur les lignes de visée contenues dans $\Delta\Omega$. Cette grandeur est donnée par

$$\langle J\rangle_{\Delta\Omega} \;=\; \frac{1}{\Delta\Omega}\int d\Omega \int \frac{1}{2\delta_{stat}}\rho^2(\vec{x}_l)\;dl\;\;, \tag{8.10}$$

où dl est un élément différentiel courant le long d'une ligne de visée. Le calcul rigoureux de ces intégrales est présenté dans le chapitre suivant. Il est important de noter que la donnée de $\Delta\Omega$ est de première importance pour les prédictions de flux. Ainsi, pour confronter les résultats expérimentaux aux prédictions

[3] Ceci est simplement justifié par le fait que les annihilations produisent naturellement des spectres approximativement en loi de puissance $E^{-\gamma}$ avec γ variant selon le type de particule considéré.

d'un modèle, il est indispensable de connaître la valeur de l'angle solide dans lequel le signal mesuré a été intégré.

La formulation présentée ici est adaptée à l'étude de sources ponctuelles. Il est également possible d'observer une région du ciel en dehors du plan Galactique, ne comprenant pas de source, on estime alors le signal diffus extra-Galactique. Le signal γ extra-Galactique est probablement dû à une population de sources lointaines non résolues (blazars). Une contribution supplémentaire peut venir des annihilations de matière noire dans les parties peu denses du halo Galactique et de toutes les annihilations possibles le long de la ligne de visée sur des échelles de distances et de temps cosmologiques. Ces annihilations sont liées à la formation des structures et à la concentration de matière noire associée. Cette contribution peut s'exprimer comme

$$\Phi_\gamma^{Xgal}(E) \;=\; \frac{c}{4\pi H_0}\,\frac{\langle\sigma v\rangle}{2\delta_{stat}}\,\frac{\Omega_\chi^2\rho_{crit}^2}{m^2}\int dz \frac{(1+z)^3}{\sqrt{(1+z)^3\Omega_m+\Omega_\Lambda}}\frac{dN_\gamma(E')}{dE'}\,f(z)\,e^{-\tau(z,E_\gamma)}\;\;, \tag{8.11}$$

où z est le décalage vers le rouge, $E' = (1+z)E$, ρ_{crit} est la densité critique et $f(z)$ une fonction permettant d'évaluer l'intensité à partir d'un scénario de formation des structures [218]. Le facteur $e^{-\tau}$ permet de rendre compte de l'effet de l'absorbtion des photons, liée à la création de paires sur le fond de lumière diffuse, dans le visible ou l'infra-rouge. La prédiction du flux lié aux annihilations cosmologiques dépend donc du modèle d'Univers considéré. L'étude des anisotropies du fond γ extra-Galactique sera également un outil très utile pour signer la contribution des annihilations de matière noire [219].

Dans la suite nous nous consacrerons plus exclusivement au signal γ. En addition au fait que les neutrinos ne seront pas observés par AMS02, la prédiction des flux intéressants implique la connaissance de la section efficace d'interaction WIMP-noyau, se rapprochant ainsi plutôt de la phénoménologie associée à la recherche directe. En effet, les cibles privilégiées des expériences de neutrinos de haute énergie sont le centre du soleil ou de la terre, dont les sur-densités de matière noire se calculent en estimant le taux de capture des WIMPs en leurs centres, ce qui fait intervenir les interactions mentionnées.

Raies de photons mono-énergétiques

Comme cela a déjà été montré, un signal possible correspond à des raies γ mono-énergétiques. Bien que peu probable (car intervenant à l'ordre de la boucle), l'observation d'un tel signal serait une indication forte en faveur d'une origine d'annihilation de matière noire. En effet, aucun processus astrophysique ne permettrait d'expliquer un tel phénomène. Selon le spin de la particule de matière noire, deux ou trois processus peuvent conduire à des raies mono-cinétiques : $\chi\chi \to \gamma\gamma,\ \gamma Z^0$ pour un spin $1/2$ et $\chi\chi \to \gamma\gamma,\ \gamma Z^0,\ \gamma h^0$ pour un spin entier. Dans ces deux cas, les lignes seraient probablement trop proches pour être séparées par AMS02 ou GLAST. Les processus évoqués ici conduisent à des raies mono-énergétiques aux énergies

$$E_{\gamma\gamma} = m\chi \;\text{ et }\; E_{\gamma Z,\gamma h} = m_\chi\left(1-\frac{m_{Z,h}^2}{4m_\chi^2}\right)\;\;, \tag{8.12}$$

selon les états finals considérés.

Il est théoriquement possible de différencier un modèle supersymétrique d'un modèle de type Kaluza-Klein en observant ces raies et en différenciant l'observation de deux raies de l'observation de trois raies. Cependant, leur rapport d'embranchement sont souvent extrêmement faibles. En fait, même la résolution exceptionnelle d'AMS02 sur l'énergie des photons serait insuffisante pour différencier les deux cas.

8.4.2 Particules chargées

Lorsqu'une particule chargée est produite dans la chaîne issue de l'annihilation de deux particules de matière noire dans le halo, elle diffuse dans le milieu décrit dans le chapitre 4. Elle se comporte alors comme un rayon cosmique ordinaire, à la seule différence qu'elle n'a pas été nécessairement produite dans le disque de la Galaxie. Dans l'approximation d'un régime stationnaire, et en considérant que le coefficient

de diffusion ne dépend pas de la position, et en notant $\psi = dn/dE$ la densité spatiale et énergétique du messager considéré, l'équation générale peut être formulée

$$\partial_z(V_c\psi) - K\Delta\psi + \partial_E\left\{b(E)\psi - K_{réac}(E)\partial_E\psi\right\} = \mathcal{Q}(\vec{x}, E) \ . \tag{8.13}$$

De gauche à droite les termes de cette équation tiennent compte du vent convectif, de la diffusion dans l'espace, des variations d'énergie (diffusion dans l'espace des phases) avec les pertes ($b(E)$) et un terme de ré-accélération. Ce dernier s'explique par la présence de centres diffusifs qui se déplacent à la vitesse d'Alfvén V_a. Il peut être relié au coefficient de diffusion spatial par

$$K_{réac} \ = \ \frac{2}{9}\, V_a^2\, \frac{E^2\beta^2}{K(E)} \ . \tag{8.14}$$

À droite de l'expression (8.13) se trouve le terme source. Certains paramètres de cette équation ont été décrits dans le chapitre 4, c'est le cas de la vitesse du vent convectif V_c et du coefficient de diffusion, qui ne dépend que de la rigidité (donc pas du type de particule) et dont l'expression est donnée par la formule (4.2).

L'équation (8.13) est très générale et peut se simplifier en considérant les cas particuliers des antiprotons et des positons, certains termes devenant dominants. Les conditions aux limites et les valeurs possibles des paramètres ont déjà été discutées dans le chapitre 4.

Hadrons

La discussion qui suit s'applique aux antiprotons et peut être aisément adaptée aux antideutérons en ne modifiant que les sections efficaces nucléaires, tous les autres termes se comportant de la même manière. Les pertes d'énergie et la ré-accélération diffusive seront confinées dans le disque Galactique. Les collisions ayant lieu dans le milieu interstellaire concernent les noyaux H ou He. Les collisions élastiques peuvent être négligées et seules les annihilations sont à considérer, toujours uniquement dans le disque fin. Cela conduit à un terme source négatif de la forme $-(\sigma^{ann}_{\bar{p}H}\ v_{\bar{p}}\ n_H + \sigma^{ann}_{\bar{p}He}\ v_{\bar{p}}\ n_{He})$. Il est également possible que les antiprotons subissent des collisions inélastiques non-annihilantes sur les protons du milieu interstellaire avec suffisamment d'énergie pour exciter une résonance Δ. Ce mécanisme induit une redistribution de l'énergie vers des valeurs plus faibles et tend à aplatir leur spectre. Les méthodes de résolution de l'équation (8.13) pour les hadrons seront évoquées dans le chapitre suivant.

Positons

Le cas des positons est différent en ce que les pertes d'énergie sont largement dominantes dans l'équation (8.13) par rapport aux annihilations et interactions dans le disque. Tous les termes correspondants peuvent donc être éliminés et l'équation de propagation pour les positons devient

$$K(E)\ \Delta\psi + \partial_E\left\{b_{e^+}(E)\psi\right\} + \mathcal{Q}(\vec{x}, E) \ = \ 0 \ . \tag{8.15}$$

Les pertes énergétiques sont liées au rayonnement synchrotron dans les champs magnétiques Galactiques et à l'effet Compton inverse sur la lumière stellaire ou les photons du CMB. Le terme de perte d'énergie est estimé dans [130] et peut s'exprimer comme

$$b_{e^+}(E) \ = \ \left(\frac{E}{E_0}\right)^2 \frac{1}{\tau_E} \ , \tag{8.16}$$

où E_0 est une énergie de référence que nous prendrons égale à 1 GeV et $\tau_E = 10^{16}$ s est le temps typique de perte d'énergie. Nous verrons dans le chapitre suivant comment cette équation peut être ramenée à une équation de la chaleur et les méthodes numériques pour sa résolution.

Retour sur la comparaison LSP/LZP après connection aux flux mesurables

Nous reprenons ici la comparaison précédemment utilisée pour illustrer les différences entre les spectres sources et les flux observés. Ici encore, tous les résultats sont obtenus grâce au code `micrOMEGAs` décrit dans le chapitre suivant.

Concernant la normalisation des flux, il est attendu que le neutralino conduise à des taux plus bas que la LZP, en raison de la section efficace plus faible et de la masse plus élevée. Dans les deux cas, les sections efficaces d'annihilation sont données dans le tableau 8.5. Notons que les deux candidats conduisent à une densité relique compatible avec les ajustements cosmologiques présentés dans le chapitre 1.

	Neutralino LSP	LZP
$\langle\sigma v\rangle$ =	7×10^{-28} cm$^2\cdot$s^{-1}	2×10^{-26} cm$^2\cdot$s^{-1}

TAB. 8.5 – Sections efficaces d'annihilation pour les exemples présentés dans ce paragraphe.

Les flux étant proportionnels à $\sigma v/m^2$ (formule (8.3)), le signal de la LSP, pour un halo donné (le terme ρ^2 dans (8.3)), est attendu pour être environ 256 fois plus faible que celui de la LZP. Les courbes de la figure 8.14 présentent les flux de γ, e^+ et $\bar{\text{p}}$ dans les deux cas et illustre cela.

Pour toutes les déterminations de flux présentées dans cette section, le halo de matière noire est pris du type NFW (voir la paramétrisation (3.20) et les coefficients dans le tableau 3.4 du chapitre 3). Pour le calcul des flux de photons, la source considérée est le centre Galactique. Le signal est sommé à l'intérieur d'un cône d'ouverture $\Delta\Omega = 10^{-3}$ sr, ce qui correspond approximativement à la résolution angulaire d'AMS02.

Les spectres énergétiques des photons sont identiques aux spectres à la source car leur propagation se fait sans pertes énergétiques. La normalisation et l'effet de résolution énergétique changent les flux par rapport aux courbes de la figure 8.13.

Dans le cas des particules chargées, les paramètres de diffusion utilisés sont ceux conduisant au flux moyen, présentés dans le tableau 4.1 du chapitre 4. Les spectres d'antiprotons ne sont pas différents en dehors de leurs normalisation et de l'échelle d'énergie sur laquelle ils se développent.

Comme cela a été vu dans le paragraphe traitant des spectres de fragmentation et à l'instar des photons, les positons obtenus dans les deux cas présentent des différences marquées. Dans le cas supersymétrique, les positons les plus durs sont obtenus *via* le canal $\tau^+\tau^-$. La probabilité relativement importante associée à la production directe d'une paire e^+e^- dans le cas de la LZP ($\sim$3%) conduit à la courbe présentée en trait noir fin dans la figure 8.13. La forte proportion de positons de haute énergie est une signature importante d'une phénoménologie de type Kaluza-Klein.

Les flux présentés ici ne sont pas comparés au fond standard issus de processus astrophysiques et de spallation des rayons cosmiques primaires dans le milieu interstellaire. Ces spectres correspondent à ce que verrait une expérience dont la durée d'observation est infinie. En réalité, il faut tenir compte de l'acceptance du détecteur, du temps d'observation et du niveau de signal standard attendu. Ce travail est présenté dans le chapitre 11 dans le cas du détecteur AMS02. Cela conduira à la détermination des barres d'erreur qui s'appliqueraient à la mesure de la superposition des flux montrés dans la figure 8.13 et du fond standard, et de la capacité d'AMS02 à tester les hypothèses "signal standard" et "signal standard + signal".

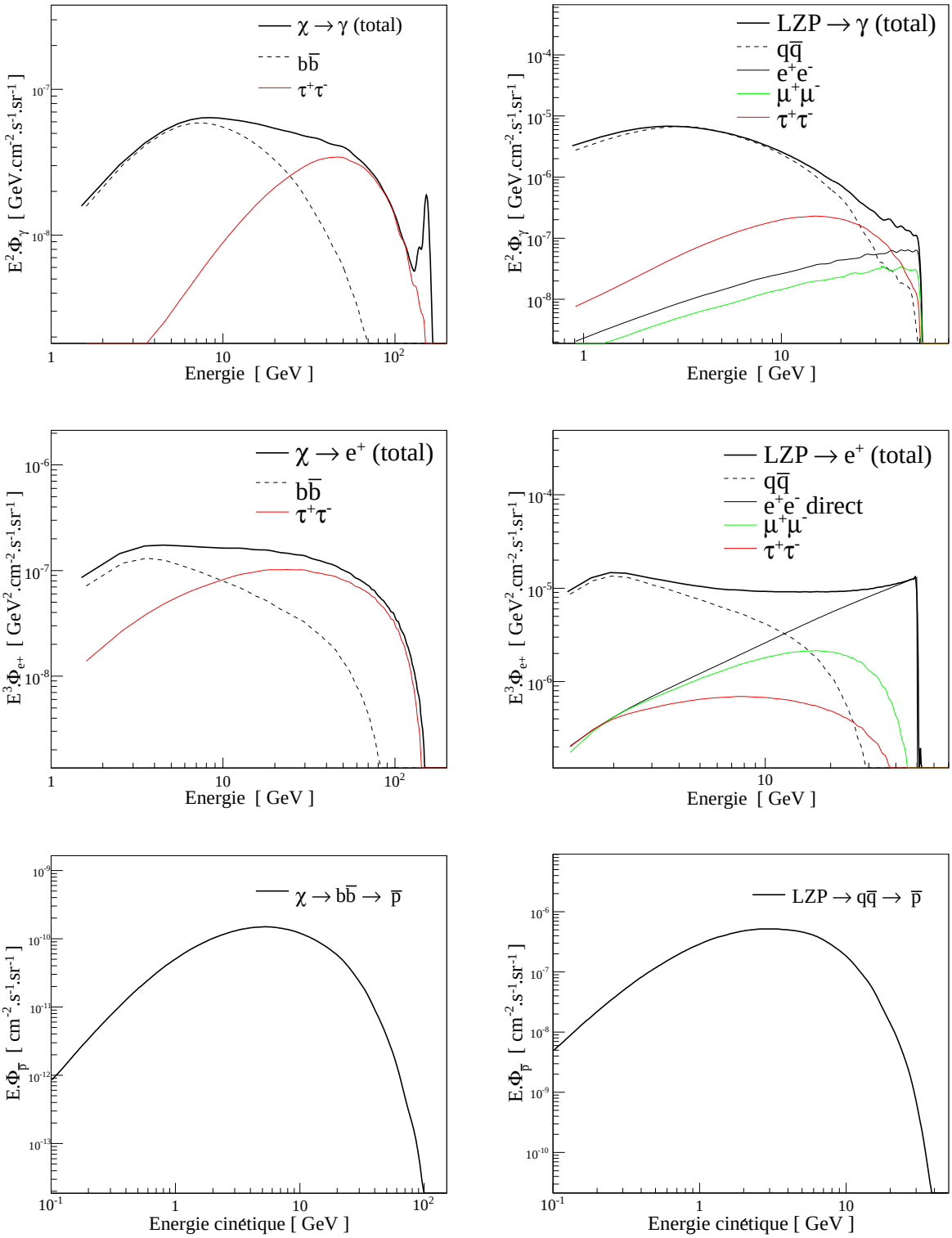


Fig. 8.14 – Comparaison des flux de γ, e^+ et $\bar{p}$ (de haut en bas) entre une LSP (à gauche) et une LZP (à droite).

8.5 Les mesures actuelles

Actuellement, aucun excès n'a été observé permettant d'affirmer de façon indiscutable que la matière noire a été découverte. Cependant les estimations présentées dans ce chapitre ont permis de contraindre les modèles de matière noire. Dans ce paragraphe nous passons en revue les différentes mesures existantes pour les observations évoquées précédemment. Ces mesures constitueront éventuellement des contraintes applicables aux modèles de matière noire dans la suite.

Mesures en γ : le centre Galactique et le fond extra-Galactique

En plus des mesures présentées dans la figure (4.7) du chapitre 4 et présentant peut-être un excès, le satellite EGRET a mesuré le fond diffus extra-Galactique présenté dans la figure 8.15 [220]. Il faut noter que la mesure de ce signal dépend des capacités du détecteur en terme de résolution angulaire. En effet, les expériences de γ à grand champ de nouvelle génération comme GLAST et AMS02 vont résoudre un plus grand nombre de sources et diminuer la valeur mesurée. Le flux de photons extra-Galactiques présenté ici doit donc être considéré comme une limite supérieure.

La figure 8.15 présente également les données d'observation du centre Galactique par HESS. Il a été montré que le signal s'étend à trop haute énergie pour qu'il puisse provenir d'annihilations de matière noire. Des tentatives de reproduction du spectre ont été menées (par exemple dans [221], [222]) mais elles restent peu convaincantes. En effet, il faut alors proposer un modèle conduisant naturellement à un WIMP d'une masse de l'ordre de 10 TeV, ce qui conduit à des choix peu naturels. Le spectre est probablement produit par des processus astrophysiques, comme une accélération dans les champs magnétiques intenses induits par la présence du trou noir central (voir par exemple [224]). La courbe de droite dans la figure 8.15 est adaptée de [223], elle superpose aux données le mélange d'un signal astrophysique et du signal d'un neutralino de 500 GeV.

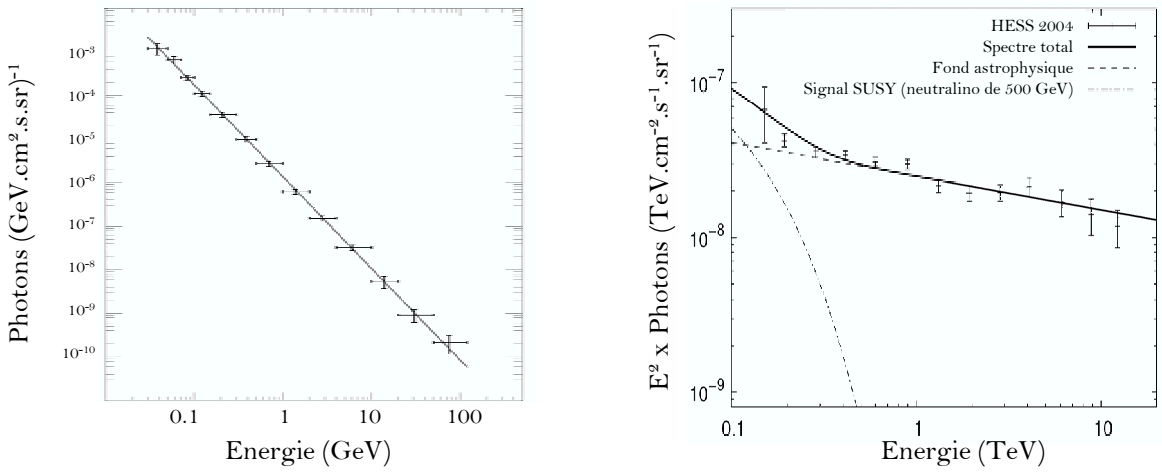


FIG. 8.15 – Mesures de flux γ : extra-Galactique (EGRET,à gauche) et centre Galactique (HESS, à droite).

Dans le cas des γ, un signal complémentaire pourrait consister en une émission synchrotron des éventuels électrons et positons produits dans le processus d'annihilation [225]. L'intensité du signal dépend du champ magnétique au centre de la galaxie et du taux d'annihilation.

Antiprotons et positons

Les mesures de flux d'antiprotons et de positons peuvent permettre de contraindre les modèles de matière noire, du moins ceux qui produiraient un flux trop important. La partie gauche de la figure 8.16 présente les points de mesure pour le flux d'antiprotons des expériences BESS [105], [106], AMS01 [109]

et CAPRICE [107]. Comme nous l'avons vu ces antiprotons sont probablement d'origine standard, il est en effet possible de reproduire ces flux en faisant la prédiction du flux d'antiprotons secondaires, issus des spallations dans le milieu interstellaire. Dans la figure de gauche, la prédiction pour ce signal standard, issue de [227], est présentée dans la bande jaune. L'incertitude théorique sur le niveau du flux est dû aux dégénérescences dans les paramètres de propagation dont il a été question précédemment. Il est important de remarquer que cette prédiction du signal *standard* s'étale dans une bande relativement étroite (ceci est lié à la localisation dans le disque Galactique des spallations, et donc des sources de rayons cosmiques secondaires). Lorsqu'il s'agira de prédire le signal exotique lié aux annihilations de matière noire, nous verrons que cette incertitude théorique est plus grande, en raison de ce que les annihilations de matière noire ont lieu dans tout le halo diffusif, entraînant un niveau de dégénérescence plus élevé.

Le flux de positons au-dessus du GeV a été mesuré par la collaboration HEAT [147],[148] et l'instrument AMS01. Ce prototype du détecteur AMS02 ne possédait pas de TRD ni de calorimètre électromagnétique, ce qui rend délicate l'identification des positons dans le fond de protons. La première analyse s'est donc restreinte à l'intervalle en énergie de 1 GeV à environ 3 GeV, l'identification des positons n'étant plus efficace pour des énergies supérieures [149]. Une seconde analyse a été menée en utilisant une sélection très restrictive à 3 traces [150]. Il est alors considéré que le positon incident émet un photon dans le champ magnétique, qui se convertit ensuite en une paire e^+/e^-. Bien que cette topologie soit relativement rare pour les positons, elle est supprimée pour les protons, qui ont une probabilité plus faible d'émettre du rayonnement de freinage (dans un rapport $\sim 1/2000^2$). Cette méthode présente donc une efficacité limitée mais permet une réjection très performante du fond de protons. La partie droite de la figure 8.16 présente ces points de mesure ainsi qu'une paramétrisation du fond attendu, estimé avec le logiciel `GalProp` dans [146]. La pente différente pour le fond attendu et les points de données est à l'origine de l'excès de positons présenté dans la figure 4.9.

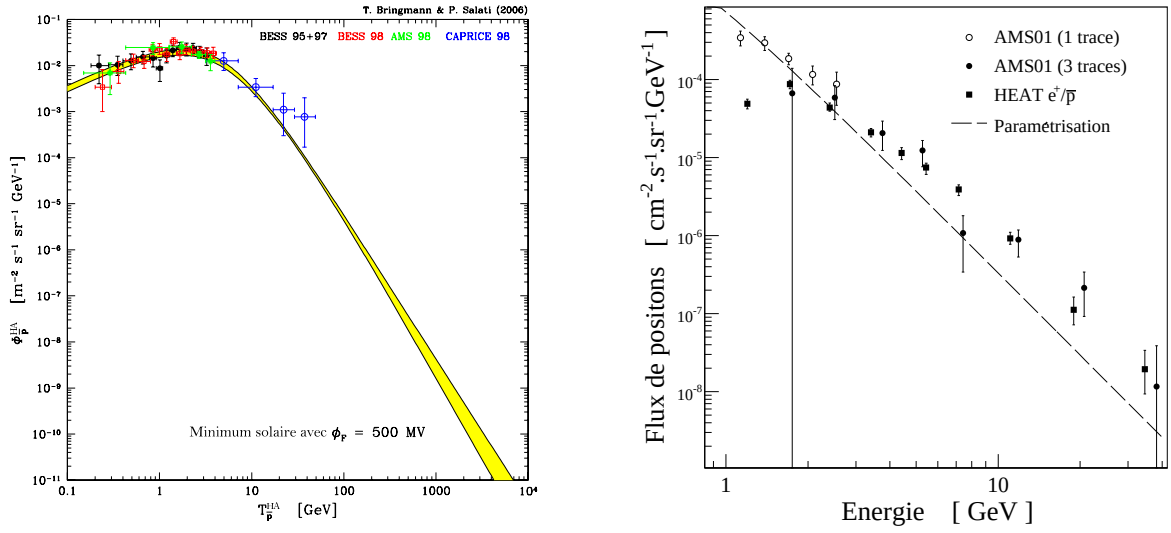


Fig. 8.16 – Mesures de flux d'antiparticules : antiprotons à gauche et positons à droite.

Chapitre 9

Développement du code micrOMEGAs pour la recherche indirecte et inclusive de matière noire

Le code public `micrOMEGAs` *a pour premier objectif le calcul de la densité relique dans le cadre de modèles de nouvelle physique. Dans ce chapitre sont décrits les développements ajoutés à ce logiciel permettant le calcul automatique de tous les signaux exotiques mesurables par AMS02. Les méthodes mises en oeuvre sont présentées, elles sont souvent l'aboutissement de compromis entre la précision désirée et un temps de calcul raisonnable. Les références [84] et de [228] à [236] en décrivent les étapes de son évolution. Des exemples d'application du code sont donnés, de façon à montrer l'influence des différents paramètres.*

9.1 Version originale de micrOMEGAs

Le logiciel `micrOMEGAs` a pour première vocation le calcul de la densité relique. Dans les premières versions du code, ce calcul se faisait dans le cadre du MSSM [80], [81] et il est maintenant possible d'y inclure tout modèle de nouvelle physique proposant un candidat à la matière noire [82]. Cette dernière version n'étant pas disponible au moment où ce travail a débuté, c'est la première version, décrite dans ce paragraphe, qui a servi de base pour ce travail. Toutes les fonctions présentées dans la suite ont été pensées pour permettre une généralisation aisée à la nouvelle version. Le nouveau code se veut modulaire et indépendant de la version de `micrOMEGAs`.

`micrOMEGAs` est un logiciel public écrit en langage `C` et en fortran, et s'appuie sur le code de génération automatique des éléments de matrice `CalcHEP`[237]. Étant donné un jeu de paramètres à l'échelle électrofaible, cet outil est utilisé pour calculer la section efficace d'annihilation du neutralino. Si le spectre de masse considéré requiert l'introduction de co-annihilations, les amplitudes des processus sont générées de façon automatique et incluses dans le calcul de la densité relique (selon l'équation (3.3) du chapitre 3). L'introduction systématique des co-annihilations pertinentes a fait de ce logiciel la référence pour le calcul de la densité relique dans le MSSM. En effet, plus de 3000 canaux de co-annihilation peuvent intervenir et il est indispensable que les éléments de matrice soient générés de façon dynamique. De plus, une interface avec les codes de résolution des équations du groupe de renormalisation (RGE pour *Renormalization Group Equations*) est installée, ce qui permet de travailler dans différents scénarios de brisure de supersymétrie en ne spécifiant que les paramètres à l'échelle GUT. Par défaut c'est le logiciel `SuSpect` [58] qui sera utilisé dans la suite. La figure 9.1 schématise le fonctionnement de `micrOMEGAs` dans sa version originale.

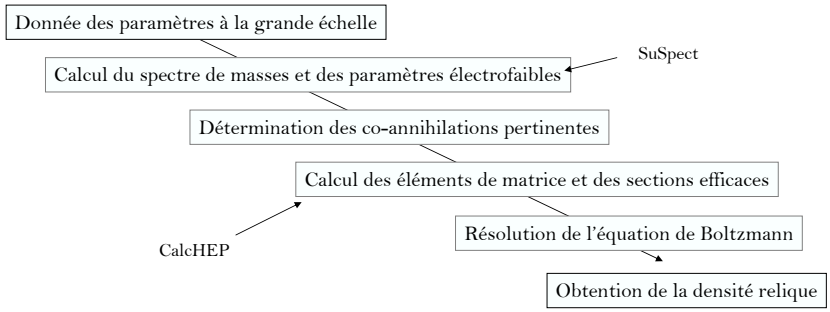


Fig. 9.1 – Description schématique du fonctionnement de la version originale de micrOMEGAs.

9.2 Objectifs du travail sur ce code

9.2.1 Démarche adoptée

Nous avons vu dans les chapitres précédents que la détermination des signaux repose sur deux classes de considérations :

- Les contributions de physique des particules : résolution des RGE, calcul de la section efficace d'annihilation et des rapport d'embranchements, détermination des fonctions de fragmentation,
- Les contributions astrophysiques : modélisation du profil de halo pour les taux d'annihilation locaux, propagation des particules chargées.

Pour ce qui concerne les contributions de physique des particules (RGE et sections efficaces), le caractère automatique du code permet de les obtenir simplement. Pour le calcul des fonctions de fragmentation, une interface avec le logiciel `PYTHIA` [215] a été créée, elle est décrite dans la suite. Le halo, ainsi que de la propagation des particules chargées devaient être modélisés, la démarche suivie est décrite dans ce chapitre. Une fois toutes les implémentations réalisées, la structure du code est décrite par le schéma de la figure 9.2.

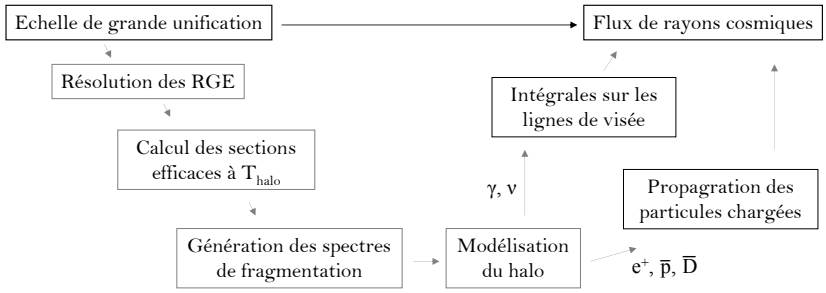


Fig. 9.2 – Architecture du développement de micrOMEGAs pour la recherche indirecte.

Le code dont les développements sont décrits dans ce chapitre étant destiné à devenir un outil public, une attention constante a été portée sur la simplicité d'utilisation, la modularité des fonctions et l'optimisation des temps de calcul. Au delà du calcul des signaux, la majorité du travail présenté ici a porté sur ce souci d'obtenir un outil utilisable par une personne ne l'ayant pas développé.

9.2.2 Le code DarkSusy

Un logiciel public de génération des signaux de matière noire existe sur le marché, il s'agit de `DarkSusy` [79]. Ce code permet de prédire les flux exotiques de particules issues de l'annihilation des neutralinos et fonc-

tionne exclusivement dans le cadre de la supersymétrie. Il calcule également la densité relique et les sections efficaces utiles dans la recherche directe de matière noire. La dernière version de `DarkSusy` inclut les co-annihilations, mais elle reste limitée par exemple par l'absence d'une interface avec un code de résolution des RGE[1]. Le code présenté ici est donc complémentaire à `DarkSusy` en ce qu'il calcule les mêmes signaux. L'intérêt de cette démarche réside donc principalement dans la génération des signaux de façon indépendante, ce qui peut permettre de nuancer le caractère indiscutable des prédictions de signaux. Nous verrons également que certains effets pris en compte dans notre code ne sont pas inclus dans `DarkSusy`.

Il peut être reproché à ce dernier de ne pas être assez modulaire, il n'est par exemple pas possible de faire une étude dans un cadre différent du MSSM, à moins de très bien en connaître les détails. Dans la version présentée de `micrOMEGAs`, il est possible de mettre à la main des sections efficaces et les occurrences des états finals pour permettre le calcul des flux. En ce qui concerne les modèles de propagation des rayons cosmiques, plusieurs modèles sont implémentés dans `DarkSusy`, mais il reste très délicat de modifier chaque paramètre un par un. Nous verrons dans la suite que cela est facile dans le code présenté ici. Lorsqu'il sera ajoutée à la version 2 de `micrOMEGAs`, il permettra un calcul inédit de tous les signaux indirects dans un modèle quelconque de nouvelle physique.

Par ailleurs, `DarkSusy` est le seul logiciel public permettant d'effectuer les calculs des signaux indirects en supersymétrie, il est donc extrêmement utile de construire un code offrant de produire les mêmes grandeurs. La confrontation des résultats permet d'estimer les erreurs théoriques liées à certains choix de méthodes, ce qui est très difficile à faire à l'intérieur d'un même code.

9.3 Détermination des sections efficaces

Le calcul des sections efficaces fait appel aux librairies générées avec `CalcHEP`. La différence avec l'appel des sections efficaces lors du calcul de la densité relique réside dans ce qu'elles sont ici calculées à la température du halo, *i.e.* quasiment au repos. Toutes les sections efficaces sont calculées avec une impulsion dans le centre de masse de

$$p_{CM} = \frac{m_\chi (v_0/c)}{\sqrt{1-(v_0/c)^2}} \ , \tag{9.1}$$

où $v_0 = c/10$ est la vitesse des WIMPs dans le halo. Les états finals sont numérotés et les sections efficaces partielles sont accessibles en passant le numéro de l'état final en paramètre. L'utilisation du paramètre 0 conduit la fonction à renvoyer la section efficace totale, calculée en sommant toutes les sections efficaces partielles. Tous les numéros des états finals dans le MSSM sont donnés dans l'annexe D. Cette partie a été adaptée de la version originale du code, mais fait appel à des fonctionnalités déjà existantes. Seules les sections efficaces à l'ordre d'une boucle ont fait l'objet d'un travail spécifique, nous y revenons dans la section 9.5.

9.4 Fonctions de fragmentation

9.4.1 Génération des spectres

Contrairement aux calculs des sections efficaces, les fonctions de fragmentation ne sont pas incluses dans la version d'origine. Il a été décidé d'utiliser le code `PYTHIA` pour générer les spectres, une interface a donc été créée de la façon décrite dans cette section. La version 6.321 de `PYTHIA` a été utilisée, elle est programmée en fortran et s'appuie sur le modèle de Lund [238]. Il n'est en effet pas possible de traiter directement l'hadronisation des quarks en raison du caractère non perturbatif de la QCD. Dans ce modèle, les champs QCD entre les quarks sont assimilés à des cordelettes, dont les extrémités correspondent à un quark et un anti-quark. L'hadronisation est alors décrite par la fragmentation de ces cordes, donnant naissance aux hadrons. Tous les aspects indépendants de la QCD non perturbative sont quant à eux traités explicitement.

[1] Il existe cependant une version non officielle comprenant une interface DarkSusy/SuSpect, utilisée dans la suite.

La méthode utilisée

L'enjeu ici est de décrire le plus précisément possible tous les processus qui suivent la création dans le vide d'une paire de particules issue de l'annihilation de deux WIMPs. Afin de permettre aux particules créées de rayonner des photons et des gluons, la démarche adoptée consiste à désintégrer une particule dans `PYTHIA` dont les caractéristiques ont été astucieusement choisies. Dans les liste de particules du code `PYTHIA`, nombre d'entre elles ne servent qu'à des études spécifiques de nouvelle physique auprès des collisionneurs. Nous avons donc choisi une particule scalaire S[2], dont les caractéristiques ont été modifiées de la façon suivante :

- sa masse est fixée à deux fois celle du neutralino : $m_S = 2\, m_\chi$,
- tous ses canaux de désintégration sont fixés à 0,
- le rapport d'embranchement produisant la paire de particules qui nous intéresse est fixé à 1.

Cette particule est ensuite désintégrée au repos, comme cela est schématisé dans la figure 9.3. Toutes les particules sont laissées à leur évolution et les neutrinos, photons, positons, électrons, antiprotons et antineutrons sont recensés et triés par énergie. Les neutralinos s'annihilant quasiment au repos, l'effet du boost de Lorenz sur le spectre en énergie est négligé.

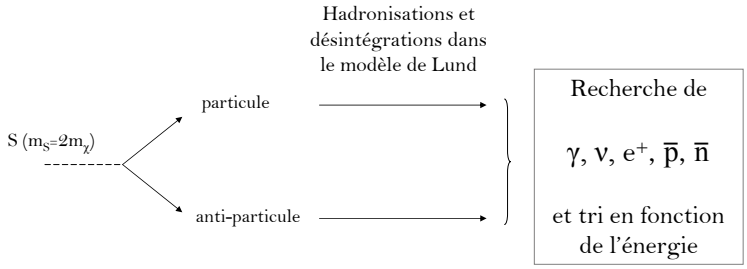


Fig. 9.3 – Principe de la génération des spectres de fragmentation dans PYTHIA.

Diverses précautions sont prises avant de produire des spectres de cette manière. Le logiciel `PYTHIA` étant fait pour simuler des processus aux seins de collisionneurs, certaines particules sont considérées comme stables. C'est le cas des kaons $K^\pm$ et K_{long}, des pions $\pi^\pm$ et des muons. Les propriétés par défaut de ces particules ont donc été modifiées pour leur permettre de se désintégrer. Après cet ajustement, les particules stables dans `PYTHIA` sont les photons, électrons, protons, neutrons et leurs anti-particules. La désintégration des neutrons n'est pas prise en compte par défaut. Au dessus du GeV, la transition $n \to p$ se fait avec une perte d'énergie cinétique négligeable. Les antineutrons sont donc directement ajoutés aux spectres d'antiprotons. Il est également important de noter qu'aux énergies qui nous intéressent, le parcours des muons et des neutrons avant de se désintégrer est négligeable devant les distances mises en jeu. Une attention particulière est également attachée à ne pas compter les électrons et positons plusieurs fois, ceux-ci pouvant rayonner un photon et apparaître plus d'une fois dans la liste des particules d'un événement.

Lors de nos premiers pas dans `PYTHIA`, une erreur a constitué en la génération des deux particules indépendamment. Les résultats obtenus alors n'étaient pas corrects, en particulier en raison de ce que les particules étaient créées sur leur couche de masse et n'avait plus la possibilité d'émettre un rayonnement prompt (de photons ou de gluons par exemple). Au contraire, la méthode utilisée ici permet à la particule d'émettre un rayonnement d'énergie arbitrairement faible (dans la mesure de la coupure basse imposée dans les paramètres de `PYTHIA`).

Cas particulier des antideutérons : le modèle de coalescence

Il n'existe pas d'antideutéron dans `PYTHIA`, si bien que la prédiction de leur spectre source dépend de celui obtenu pour les antiprotons. Le spectre des $\bar{\text{D}}$ est donc déduit de celui des $\bar{\text{p}}$ par le modèle de

[2]Il s'agit en réalité d'un boson de Higgs neutre supplémentaire.

coalescence. Dans ce cadre, il est considéré qu'un antideutéron se formera si un antiproton et un antineutron se trouvent ensemble dans une sphère de l'espace des phase de rayon p_0. Cette impulsion est un paramètre nommé rayon de coalescence et vaut entre 50 et 80 MeV [239], [240]. Il est montré que dans ce cadre, le spectre d'antideutérons est relié au spectre source de protons par

$$\frac{dN_{\bar{D}}}{dE} = \frac{4}{3}\frac{p_0^3}{k_{\bar{D}}}\frac{m_{\bar{D}}}{m_{\bar{n}}m_{\bar{p}}}\sum_i \omega_i \left\{\frac{dN_{\bar{p}}}{dE_{\bar{p}}}\left(\frac{E_{\bar{D}}}{2}\right)\right\}^2 \tag{9.2}$$

Dans le code, le rayon de coalescence est pris à 79 MeV par défaut et peut être modifié par l'utilisateur.

9.4.2 La polarisation des bosons de jauge faibles et son effet sur les spectres de leptons

La nature de la particule de matière noire se manifeste dans sa phénoménologie à travers ses couplages aux particules du Modèle Standard. Le spin et le caractère Majorana de la particule de matière noire influent également sur le nombre de canaux autorisés pour la production de photons mono-cinétiques à l'ordre d'une boucle. Avec cet effet, la polarisation des bosons de jauge éventuellement produits dans l'état final est le seul moyen qu'il y ait, en recherche indirecte, d'accéder directement à l'information sur le spin de la particule de matière noire. Les effets discutés dans cette partie sont présentés dans [241].

Les annihilations des neutralinos dans le halo se font au repos, si bien que le moment angulaire L est nul. En vertu du principe d'exclusion de Pauli, les spins des deux neutralinos doivent être antiparallèles au moment de l'annihilation. Le moment total de la paire de neutralino s'annihilant au repos dans le halo est donc $J = L + S = 0$, avec $CP = -1$. Les bosons de jauge ayant un spin $S = 1$, ils doivent être produits avec un moment angulaire $L = 1$ pour vérifier $J = 0$. Pour satisfaire cette condition, les bosons produits dans l'annihilation de neutralinos au repos présentent une polarisation *transverse*. Cela serait différent pour des particules de Dirac, comme le sont les candidats LZP par exemple.

Les bosons de jauge se désintègrent en paires de quarks et en paires de leptons $\ell^\pm\nu$ pour les $W^\pm$ et $\ell\bar{\ell}$ pour les Z^0, dans les proportions indiquées dans la table 9.1.

W^+		Z^0	
$e^+\nu_e$	10.68 %	e^+e^-	3.363 %
$\mu^+\nu_\mu$	10.72 %	$\mu^+\mu^-$	3.366 %
$\tau^+\nu_\tau$	10.57 %	$\tau^+\tau^-$	3.370 %
hadrons	67.96 %	neutrinos	20.00 %
		hadrons	69.91 %

TAB. 9.1 – Canaux de désintégration des bosons de jauge faibles et rapports d'embranchement correspondants [44].

Les spectres de leptons sont donc issus d'une part de la fragmentation des quarks, et d'autre part de la désintégration directe. L'ensemble des désintégrations hadroniques conduit à un spectre de positons et de neutrinos continu, du même type de ceux présentés précédemment (voir la figure 8.11).

Les leptons provenant de la désintégration directe revêtent un intérêt particulier ici car leur spectre en énergie dépend de la polarisation du boson de jauge dont ils sont issus. En l'absence de polarisation, le spectre énergétique des leptons est plat et se restreint à une bande d'énergie limitée. Cela est lié à ce que les leptons sont mono-cinétiques dans le référentiel du boson, l'effet du boost de Lorenz transforme la raie correspondante en un spectre plat donné par l'expression

$$\frac{dN_\ell}{dx} = \frac{B_i}{\beta} \quad \text{dans la gamme} \quad \frac{1-\beta}{2} < x < \frac{1+\beta}{2} \ , \tag{9.3}$$

où B_i est un des rapports d'embranchement donné dans le tableau 9.1, et β la vélocité du boson de jauge.

La polarisation du boson de jauge induisant ces leptons intervient dans la distribution angulaire de ces derniers. En l'absence de polarisation, cette distribution est plate, reflétant des probabilités équivalentes

pour tous les angles. Lorsque les bosons sont polarisés, la distribution angulaire dans le centre de masse de la désintégration prend la forme $(1+\epsilon \cos\theta^*)$ avec θ^* l'angle d'emission du lepton dans le centre de masse de la collision. Le coefficient ϵ prend la valeur $+1$ pour des boson polarisés transversalement et -1 pour des bosons polarisés longitudinalement. Ces distributions angulaires sont représentées dans la figure 9.4.

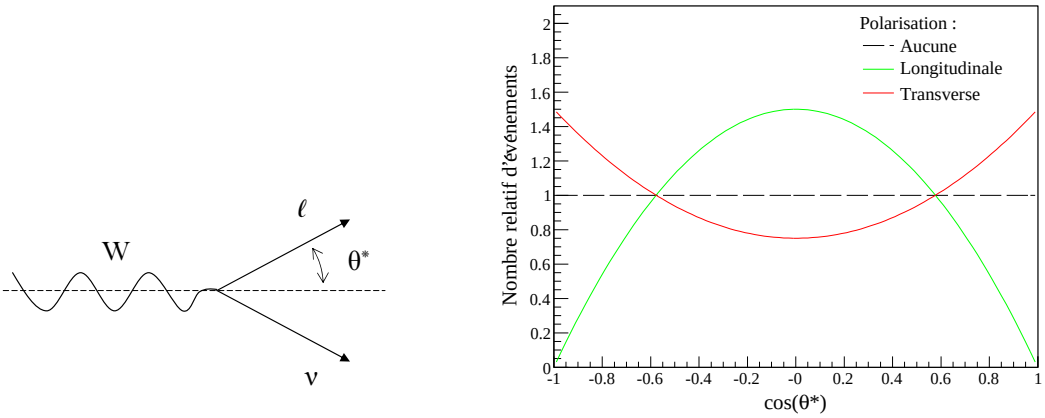


Fig. 9.4 – Distributions angulaires attendues pour des leptons issus de désintégrations prompte de bosons de jauge, en fonction de la polarisation de ce dernier.

Il apparaît donc que dans le cas de la collision de particules de Majorana, comme le sont les neutralinos supersymétriques, la polarisation transverse des bosons produits entraînera un excès de leptons produits dans la même direction que l'impulsion des bosons.

Dans le cas des neutrinos, les spectres seront observables tels quels. Les positons recherchés par AMS02 seront issus des désintégrations en $q\bar{q}$, de celles des τ et des μ, eux mêmes produits selon la distribution avec $\epsilon = +1$, et d'autre part des désintégrations directes. Ces dernières pourront toutefois présenter un spectre très légèrement différents de celui des neutrinos en raison de la possibilité qu'ils ont de perdre à nouveau de l'énergie par rayonnement de photons. À basse énergie, les processus dominants sont les hadronisations de quarks et la polarisation n'aura aucun effet. C'est au contraire à la fin des spectres en énergie, vers la limite cinématique $E \to m_\chi$, que les désintégrations leptoniques des bosons de jauge dominent et que les effets de la polarisation peuvent être importants. La figure 9.5 montre l'effet de la polarisation de l'état final sur la fin des spectres de neutrinos et de positons qui en découlent pour des particules de 200 GeV. L'observabilité de cet effet par AMS02 est discuté dans le chapitre 11.

9.4.3 Automatisation et optimisation du calcul des spectres

Dans l'appel des fonctions calculant les spectres de fragmentation, l'utilisateur a deux possibilités. La première consiste en l'utilisation de l'interface mise en place. Dans ce cas, toutes les grandeurs pertinentes sont accessibles et paramétrables dans un code en langage `C` par l'intermédiaire de fonctions pré-définies. Par exemple, il est possible de choisir le nombre d'événements simulés, la largeur des bins en énergie utilisés pour le stockage des données. L'utilisateur peut également décider de produire des états finals génériques indépendamment du modèle de supersymétrie, ou laisser l'ordinateur gérer automatiquement les occurences des états finals, auquel cas toutes les sections efficaces utiles seront calculées. Pour cela, une interface a été crée entre les codes en fortran et en `C`. Celui-ci comprend un appel des fonctions dans le code en `C` et des "dictionnaires" qui traduisent toutes les variables d'un langage à l'autre.

Une fois le calcul d'un spectre de fragmentation terminé, les données sont écrites dans des fichiers temporaires. Ceux-ci sont des fichiers ASCII comportant une entête décrivant les données, et les données elles-mêmes. Cette méthode permet d'accéder aux données, une fois calculées, sans consommation supplémentaire de mémoire vive. De façon générale, les particules sont désignées par leur code GEANT

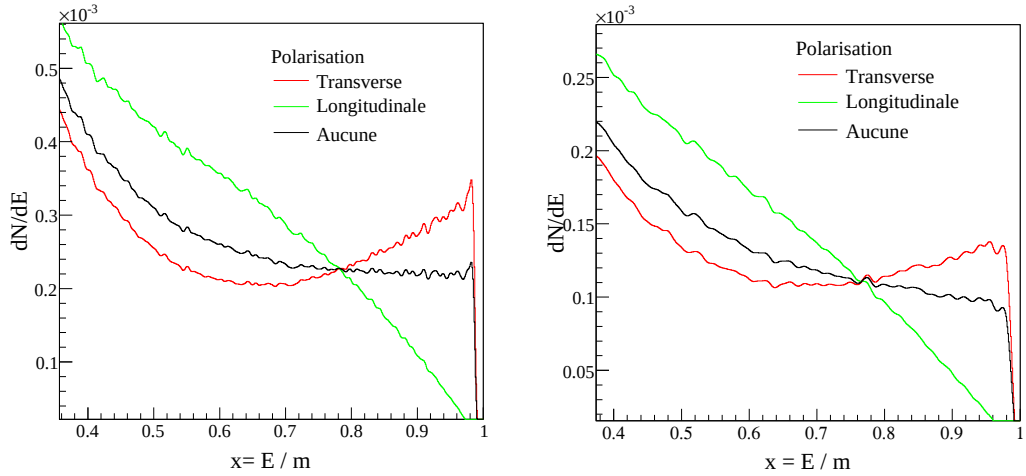


FIG. 9.5 – Effet de la polarisation sur les spectres de neutrinos (à gauche) et de positons (à droite).

donnés dans le tableau 9.2. Les spectres sont calculables dans tous les états finals à l'exception de ceux faisant intervenir des particules supersymétriques (en particulier des bosons de Higgs supplémentaires). Ce point n'est cependant pas très handicapant, les sections efficaces correspondantes étant négligeables dans le MSSM.

γ	e^+	$\bar{p}$	$\bar{n}$
22	-11	-2212	-2122

TAB. 9.2 – Codes GEANT d'identification des particules.

Pour un calcul de la fragmentation d'un état final `n`, les spectres seront enregistrés dans trois fichiers nommés `temp_FSn_22.dat` pour les γ, `temp_FSn_-11.dat` pour les positons et `temp_FSn_-2212.dat` pour les antiprotons. Ceux-ci se présentent de la façon suivante

- particule considérée, code de l'état final, nombre d'événements, nombre de bins, largeur des bins, masse du WIMP
- nombre de particules dans le bin 1
- nombre de particules dans le bin 2
- ...

Par exemple, pour des photons produits dans la fragmentation de paires $b\bar{b}$ après 100.000 événements enregistrés sur des bins de 10 GeV et une énergie dans le centre de masse de 1 TeV,

- $part = 22$, $FS = 6$, $N_{ev} = 10^5$, $N_{bins} = 51$, $\delta E = 10$ GeV, $m_\chi = 500$ GeV
- nombre de particules dans le bin 1
- nombre de particules dans le bin 2
- ...

Le mode de fonctionnement décrit ici est intéressant car il permet de contrôler tous les paramètres et de faire une production adaptée à des besoins spécifiques. Cependant, il est très gourmand en temps de calcul et n'est pas du tout adapté à un calcul rapide des flux. Pour ce faire, une base de données a été créée, permettant d'obtenir tous les spectres de fragmentation en un temps très court.

Les tables de données sont des fichiers ASCII qui ont été créés pour chaque état final et chaque particule considérée. Les calculs de ces spectres pré-produits ont impliqué 2×10^6 événements, enregistrés sur 1000 bins. 40 énergies ont été considérées, allant de 25 GeV à 5 TeV dans le centre de masse (donc des WIMPs de 12.5 GeV à 2.5 TeV). Deux types de tables sont proposées à l'utilisateur, avec l'énergie enregistrée par

bins linéaires ou logarithmiques.

Il existe un fichier par énergie. Celui-ci comporte une entête indiquant le type de fichier, l'énergie dans le centre de masse, les masses de certaines particules du Modèle Standard et divers paramètres de `PYTHIA`. Les données se trouvent à la suite, de la façon suivante :

- code de l'état final, code de la particule, valeur moyenne de la distribution, écart type, nombre moyen de particules produites dans l'annihilation
- N_{bin} nombres constituant les données

Si ce mode rapide est activé, les données présentes dans ces tables sont interpolées lors de l'appel du calcul du spectre de fragmentation. Des fichiers temporaires similaires à ceux présentés précédemment sont alors créés. L'énergie des tables ne correspondant pas exactement à deux fois la masse du neutralino, chaque valeur du spectre correspond à une interpolation de Lagrange des tables dont les énergies encadrent la valeur utilisée, comme cela est schématisé dans la figure 9.6. Il a été vérifié qu'une interpolation entre deux table était suffisante.

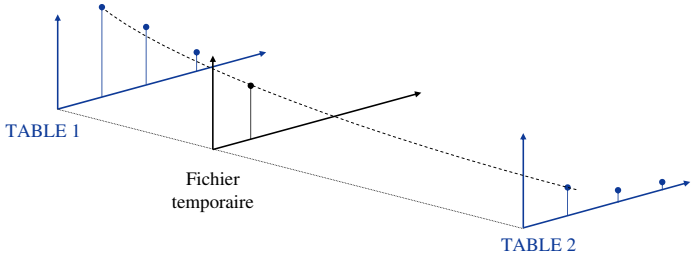


Fig. 9.6 – Vue schématique de l'interpolation des tables.

Dans le cas où le mode rapide de calcul des spectres de fragmentation est activé, les production mono-énergétiques sont gérées à part, les particules sont ajoutées aux spectres finals après l'interpolation des données pré-calculées.

Les résultats obtenus sont montrés dans la figure 8.11 du chapitre 8. Ceux-ci ont été calculés avec la méthode rapide.

Le nombre d'événements étant fixé à 2×10^6, la plus faible occurrence d'une particule dans le spectre vaut 5×10^{-7}. Pour $dN/dE \sim 10^{-5}$, les spectres pré-produits sont affectés d'une certaine variance liée à l'incertitude statistique sur le spectre de fragmentation. L'effet de la statistique est illustré par la figure 9.7. Dans cette figure sont comparés les spectres pré-produits et des calculs spécifiques comprenant de petits nombres d'événements (10^3 et 5×10^4) dans le cas de γ dans le canal $b\bar{b}$. Il apparaît que le spectre se lisse si le nombre d'événements augmente.

La statistique utilisée dans le calcul du spectre est donc une limitation à la prédiction précise des spectres, en particulier à haute énergie.

9.4.4 Comparaison de nos résultats PYTHIA avec HERWIG et DarkSusy

À chaque étape de la production des spectres, les résultats ont été comparés à ceux obtenus par les logiciel `DarkSusy` et `HERWIG`. Les auteurs de `DarkSusy` ayant utilisé `PYTHIA`, il est attendu que les résultats soient similaires. En revanche, le code `HERWIG` fait appel à une modélisation différente des processus d'hadronisation et il n'est à priori pas garanti que les spectres produits de cette façon soient exactement semblables.

Dans l'utilisation de `HERWIG`, la procédure suivie est différente de celle qui a été montré précédemment. Cela tient à ce qu'il n'est pas possible de créer une particule et de la laisser se désintégrer. Les spectres ont donc été produits à partir de simulations de collisions e^+e^- à différentes énergies. Les radiations de l'état initial ont été interdites, il a été vérifié que toutes les désintégrations pertinentes se faisaient et les sections

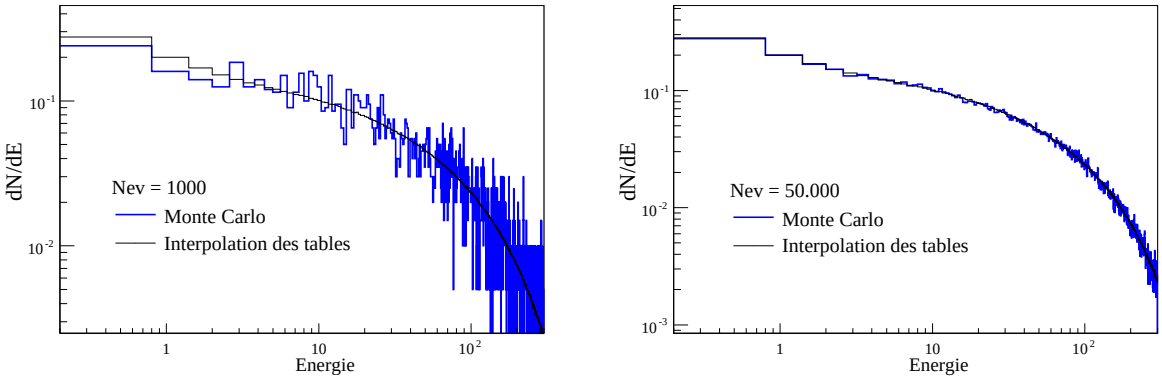


FIG. 9.7 – Effet de la statistique sur les spectres.

efficaces ont été modifiées pour n'autoriser qu'un seul processus. Comme précédemment, les particules sont ensuite triées selon leurs types et leurs énergies, afin d'obtenir les spectres de fragmentation.

Les seules différences observées concernent les positons dans les canaux pour lesquels la polarisation de l'état final joue un rôle important. Dans tous les autres cas, les spectres obtenus sont identiques. Dans la figure 9.8, les trois premiers cadres montrent les spectres de γ, $\bar{\text{p}}$, et e^+ dans l'annihilation de paires $b\bar{b}$ à 500 GeV. Il apparaît que les trois codes utilisés donnent des résultats identiques. Ces vérifications ont été faites pour tous les canaux d'annihilation et toutes les énergies pertinentes. Dans un soucis de légèreté, les figures correspondantes ne sont pas montrées ici.

La quatrième série de courbes de la figure 9.8 illustre l'effet de polarisation des bosons W sur le spectre de positons. Il s'agit du grossissement de la fin des spectres de fragmentation en positons de paires de W. Dans cette figure les points bleus sont obtenus avec `DarkSusy` et illustrent le fait que la polarisation n'y est pas incluse. Les courbes en traits pleins vert, noir et rouge sont obtenus avec `micrOMEGAs`, ils correspondent à des polarisations respectivement longitudinale, nulle et transverse. Le trait horizontal en tirets est obtenu à partir de l'expression 9.3. Comme cela est illustré ici, il correspond au spectre de leptons attendus lorsque la polarisation est nulle. Enfin, la courbe bleue est obtenue avec `HERWIG` et semble ne pas être en accord avec les autres résultats. Des études plus précises du fonctionnement de `HERWIG` sont nécessaires pour déterminer la justesse des résultats présentés ici.

Les résultats de cette section permettront d'identifier l'origine d'éventuelles différences dans les prédictions de spectres. En particulier il est attendu que des différences apparaissent dans le cas d'une annihilation en paires de bosons de jauge pour les flux de positons (et de neutrinos). Dans tous les autres cas, les différences qui pourraient être observées entre les prédictions de `DarkSusy` et celles du code présenté dans ce chapitre ne pourront être reliées aux spectres de fragmentation. Nous savons donc qu'elles auront une origine différente.

9.5 Génération du signal γ

9.5.1 Intégrales sur les lignes de visée

Sur des distances de l'ordre de la taille de la Galaxie, les photons se propagent en ligne droite et ne perdent pas d'énergie. Ainsi, les spectres observés seront identiques à ceux à la source présentés dans le paragraphe précédent.

La normalisation de ce spectre n'est quant à elle pas triviale. En effet, pour des photons observés dans une direction donnée du ciel, le signal de matière noire rend compte de toutes les annihilations possibles sur cette ligne de visée. En réalité, une expérience observant des γ intègre les signaux de toutes les lignes de visées à l'intérieur d'un angle solide $\Delta\Omega$. Pour calculer le taux d'annihilation conduisant au signal, il faut

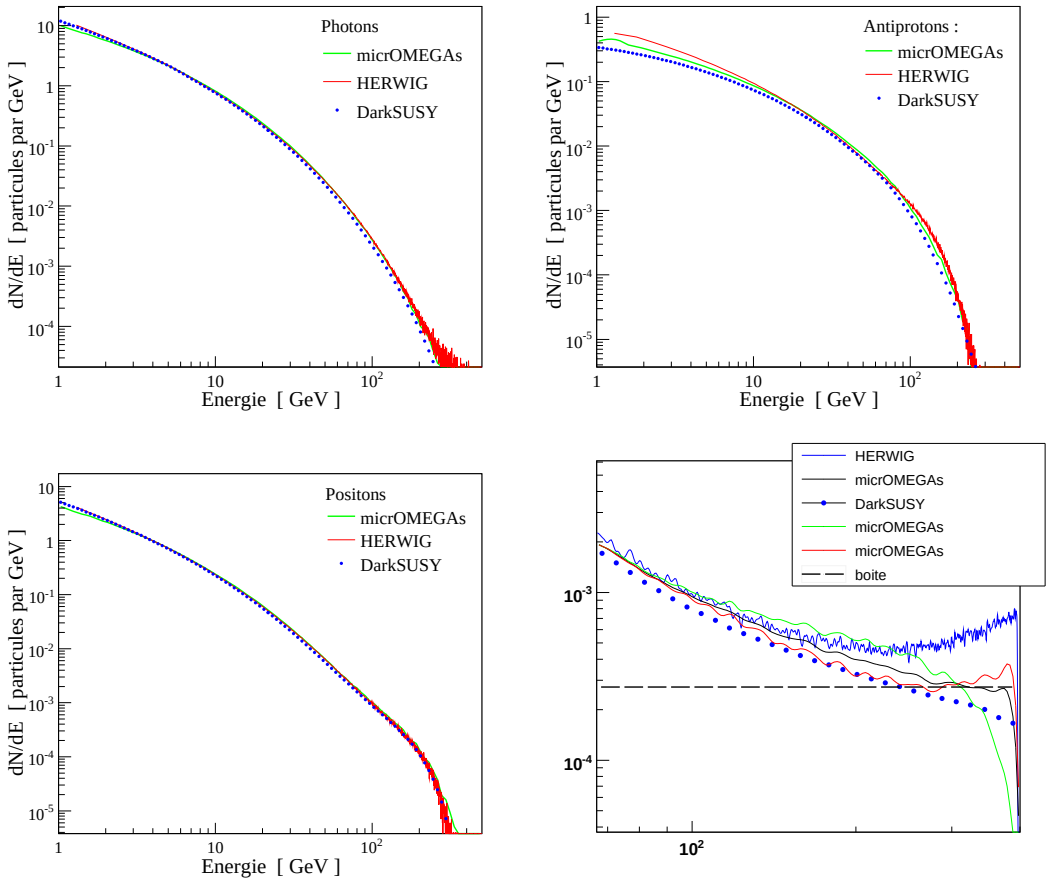


FIG. 9.8 – Comparaisons des spectres de fragmentations obtenus avec les résultats de `DarkSusy` et de `HERWIG`.

donc tenir compte du type d'observation, à travers la donnée de cet angle solide. Dans le cas d'AMS02, il vaut $\Delta\Omega = 10^{-3}$ sr.

Pour une recherche de signaux d'annihilation au centre Galactique, il faut donc calculer d'une part, l'intégrale de la densité au carré le long d'une ligne de visée faisant un angle β par rapport au centre Galactique et, d'autre part, l'intégrale de toutes ces valeurs à l'intérieur d'un angle solide donné. La figure 9.9 montre la variation de la densité de matière noire le long de trois lignes de visée faisant différents angles avec le centre Galactique.

Le facteur correspondant à la normalisation pour une ligne de visée est souvent nommé J dans la littérature. La moyenne de J sur l'angle solide considéré permet alors de normaliser le signal en γ, celle-ci s'exprime par l'expression (8.10) donnée dans le chapitre 8. Plus précisément, pour une observation dans un cône de demi-ouverture θ et dont la génératrice fait un angle ψ avec le centre Galactique,

$$\langle J \rangle = \frac{1}{\{2\pi(1 - cos(\theta)) \equiv \Delta\Omega\}} 2\pi \int_0^{\theta} \left(sin(\beta) \int_0^{\infty} \rho_{\chi}^2(l_{\alpha}) dl_{\alpha} \right) d\beta \quad \text{avec} \quad \alpha = \beta + \psi \ . \tag{9.4}$$

Le halo de matière noire est modélisé par la formule (3.20) et les paramétrisations standards implémentées dans le code sont accessibles par un simple appel. L'intégrale écrite ici implique la nécessité d'une régularisation pour les profils de halo dont l'indice de la loi de puissance au centre est supérieur à $\gamma = 3/2$. Dans ce cas, la section efficace d'annihilation et la masse du neutralino sont lues et la densité au centre est maintenue à la valeur donnée par l'expression (8.5). Dans la suite, nous verrons qu'à l'instant de ce

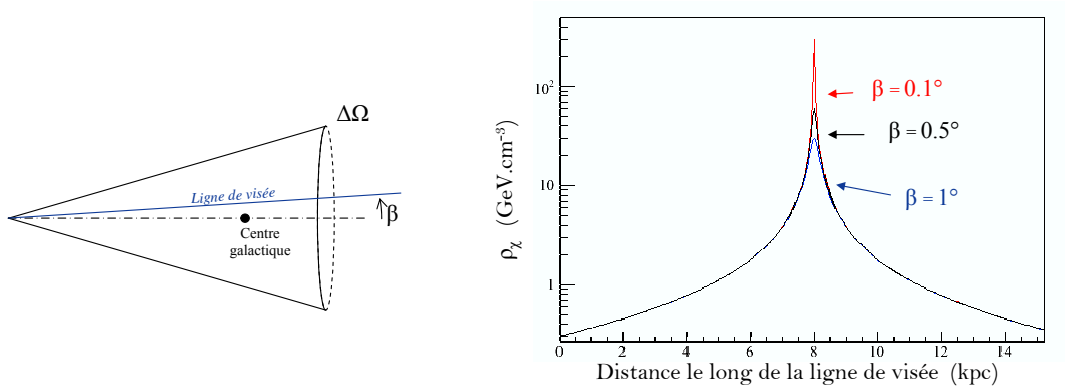


FIG. 9.9 – Densité de matière noire le long de lignes de visées en direction du centre Galactique.

calcul, ces grandeurs ont nécessairement été calculées au préalable. Le centre Galactique est pris âgé de 12 milliards d'années, cette grandeur est un paramètre modifiable. Il est intéressant de noter que si une moyenne sur l'angle solide n'était pas effectuée, l'intégrale serait divergente même pour des profils moins piqués. Ceci se comprend par une simple analyse dimensionnelle, faire la moyenne de J revenant à calculer une intégrale volumique, $\rho^2 d^3x$ est une intégrande divergente pour $\rho \propto 1/x^\gamma$, pour γ allant de 0 à 3/2. Ce dernier cas correspond à d^3x/x^3, il conduit à une divergence.

Dans le code, les intégrales le long des lignes de visée vont de 0 à 500 kpc. Pour les calculer, une routine d'intégration par une méthode de Simpson d'ordre 8, pré-existante dans `micrOMEGAs`, est utilisée [242]. Cette routine sert habituellement à intégrer les distributions très piquées autour des résonances dans le calcul des sections efficaces. Elle est donc particulièrement indiquée dans le cas présent, en ce qu'elle est adaptée aux fonctions piquées et le temps de calcul associé est optimisé.

Le tableau 9.3 montre les valeurs de $\langle J \rangle$ obtenues dans le code, celles-ci sont comparables à ce qui est calculé dans la littérature (*e.g.* [34], [245]).

	Type de halo	$\Delta\Omega = 10^{-3} sr$	$\Delta\Omega = 10^{-5} sr$
$\langle J \rangle$	Isotherme	$2.621\ 10^1$	$2.624\ 10^1$
	NFW	$1.291\ 10^3$	$1.346\ 10^4$
	Moore	$1.947\ 10^5$	$1.562\ 10^7$

TAB. 9.3 – Résultats numériques pour $\langle J \rangle$ dans le cas de différents profils de halo.

Le flux de photons à l'énergie E est obtenu par multiplication de ce facteur $\langle J \rangle$ par les termes de physique des particules permettant d'obtenir le flux

$$\phi_\gamma(E) \;=\; \langle J \rangle \;\times\; \frac{1}{4\pi}\,\frac{\sigma v}{m_\chi^2}\,\frac{dN_\gamma}{dE}(E)\,\rho_\odot^2\,r_\odot \quad . \tag{9.5}$$

Dans le cas de lignes mono-énergétiques de photons, seuls les bins correspondants à l'énergie des photons sont remplis. Le terme dN/dE est alors remplacé par $N_\gamma \times \delta E$, tenant compte du nombre de photons par annihilation (un ou deux selon le canal) et de la largeur des bins en énergie.

9.5.2 Les raies mono-cinétiques

Une nouveauté du code présenté ici par rapport aux versions antérieures de `micrOMEGAs` est la possibilité de calculer les sections efficaces de processus à l'ordre d'une boucle, comme ceux conduisant aux raies mono-cinétiques induites par les processus $\chi\chi \to \gamma\gamma$ et $\chi\chi \to \gamma Z^0$.

Le code utilisé pour cela a été développé par les auteurs de [243] et constitue un banc d'essai pour l'automatisation complète du calcul de tous les processus à l'ordre d'une boucle dans le cadre du MSSM. Le cas des raies γ est un premier pas, bien que seulement deux états finals soient considérés, il s'agit de calculer les diagrammes les plus pertinents parmi plus de 3000 pouvant intervenir.

À la suite de la publication de [243], certaines fonctionnalités du code ont été modifiées pour permettre ce calcul automatique dans le cadre de la recherche indirecte. En particulier, la méthode développée ne permettait pas, dans sa version initiale, de calculer les sections efficaces correspondantes de façon stable lorsque la vitesse relative des neutralinos devenaient faible (comme c'est le cas dans le halo de matière noire).

Ces modifications ayant été conduites, la détermination des sections efficaces $\sigma_{\gamma\gamma}$ et $\sigma_{\gamma Z}$ a pu se faire sans risque d'instabilités numériques dans la version de développement présentée ici. Dans le cas de la détermination de $\sigma_{\gamma Z}$, des différences ont été observées avec les résultats de `DarkSusy`. Il s'est avéré que les auteurs de ce dernier avaient omis d'inclure des diagrammes dans le calcul.

S'il comprend des lignes, le flux différentiel de photons évoqué précédemment n'est pas physique car la hauteur des raies dépend de la largeur de bins considérée. Une procédure de convolution du spectre avec la résolution énergétique d'un détecteur a donc été mise en place. Pour cela, des variables permettent de définir la résolution en énergie désirée, a et b telles que

$$\frac{\sigma_E}{E} = a + \frac{b}{\sqrt{E}} \ . \tag{9.6}$$

S'il le souhaite, l'utilisateur peut donc ré-estimer le flux en tenant compte de cela. La fonction correspondante lit le contenu de chaque bin et tire aléatoirement dans une gaussienne dont la largeur est σ_E de manière à remplir un nouvel histogramme. La méthode de génération des nombres aléatoires selon des lois de Gauss se fait par la méthode de Box-Muller [242].

9.5.3 Illustrations

La figure 9.10 illustre l'utilisation du code pour la prédiction des flux de γ. Pour le calcul de ce flux, un jeu de paramètres mSUGRA est utilisé, avec $m_0 = 113$ GeV, $m_{1/2} = 375$ GeV, $tg\beta = 20$, $A_0 = 0$ et $\mu > 0$. La masse du neutralino est de 151 GeV. Le code permet de se restreindre à un état final, c'est ainsi que sont tracées les principales contributions (70% $b\bar{b}$ et 30% $\tau^+\tau^-$ dans ce cas), en tirets. Dans les deux cas, l'angle solide est pris égal à $\Delta\Omega = 10^{-3}$ sr.

Le flux issu de l'interpolation des tables apparaît en bleu, et le signal après convolution aux résolutions des détecteurs est tracé en noir. Afin d'illustrer l'importance d'une bonne résolution en énergie, deux courbes sont tracées, l'une avec la résolution d'AMS02 et l'autre avec la résolution d'un télescope Čerenkov (*i.e.* 15% environ).

S'agissant d'un modèle supersymétrique, les deux raies correspondent au canaux $\gamma\gamma$ et γZ^0. Il est intéressant de noter qu'un ACT dont la résolution énergétique est de 15% aurait grand mal à résoudre une telle raie mono-énergétique. Pour le jeu de paramètres présenté ici, le rapport d'embranchement en $\gamma\gamma$ est de quelques pourcents, il existe des modèles pour lesquels cette valeur est plus grande qui seraient observables par un ACT.

Il faut cependant remarquer que ces spectres constituent le signal, qu'il faut ajouter au fond astrophysique non présenté ici. Avec une section efficace $\sigma v = 7 \times 10^{-28}$ cm$^3 \cdot$ s^{-1}, ce jeu de paramètres conduirait à un flux probablement trop faible pour en être séparé. De plus, les courbes montrent l'équivalent de mesures qui seraient obtenues pour un temps d'observation infini. En réalité, les données sont segmentées et la sensibilité des expériences détermine la taille des barres d'erreur affectées aux données. Sur ce point, un télescope ACT comme HESS est plus performant qu'AMS02. La supériorité d'AMS02 dans la recherche de raies γ n'est donc pas aussi grande que la figure 9.10 pourrait le suggérer.

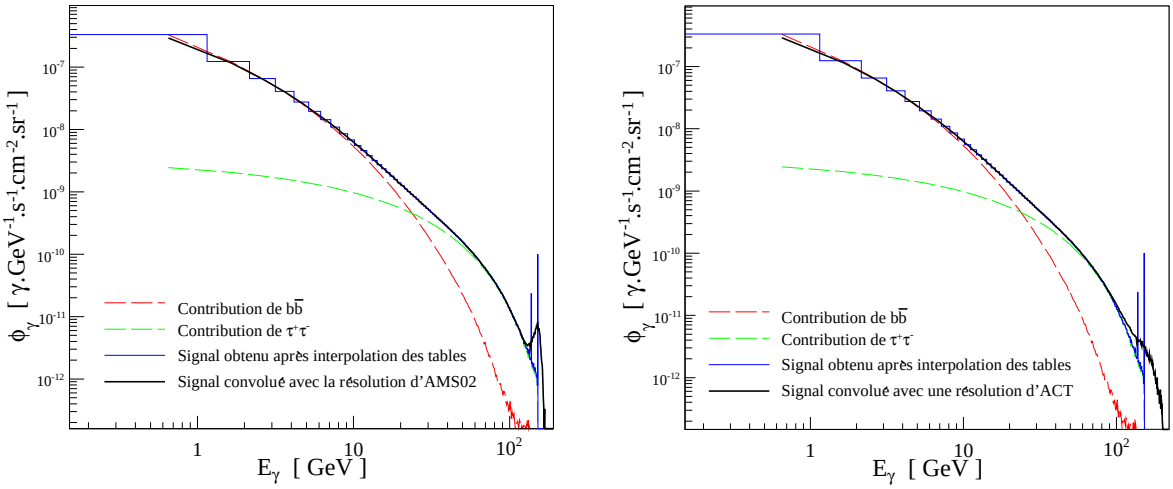


FIG. 9.10 – Flux γ exotique en provenance du centre Galactique dans un modèle supersymétrique, contribution des différents canaux et convolution au résolutions en énergie d'AMS02 (à gauche) et d'un télescope Čerenkov (à droite).

9.6 Génération du signal de positons

9.6.1 Résolution de l'équation de propagation

Comme nous l'avons vu précédemment, les positons diffusent dans la Galaxie entre leur point de création et leur détection. Le flux de positons ψ obéit à l'équation (8.15) du chapitre 8, où le terme source a déjà été discuté, il vaut

$$\mathcal{Q}(E,\vec{x}) \;=\; \rho_\chi^2(\vec{x})\,\frac{\langle\sigma v\rangle}{m_\chi^2}\,\frac{dN_{e^+}}{dE}(E) \;\;. \tag{9.7}$$

Cette équation peut se résoudre simplement grâce au changement de variable proposé dans [146] :

$$\tilde{\psi} \;=\; E^2\,\psi(E) \qquad \text{et} \qquad \tilde{t} \;=\; \tau_E\,\frac{E^{\delta-1}}{1-\delta} \;\;. \tag{9.8}$$

En tenant compte de la relation $K = K_0 \times E^\delta$ (équation (4.2)), une équation de la chaleur est obtenue :

$$\frac{\partial\tilde{\psi}}{\partial\tilde{t}} = K_0\Delta\tilde{\psi} + q \;\;. \tag{9.9}$$

La dépendance en pseudo-temps $\tilde{t}$ permet alors de rendre compte des pertes énergétiques.

Cette équation doit être résolue avec les conditions aux limites présentées dans le chapitre 4. La zone de diffusion considérée est donc un disque infini dans les directions X et Y du plan Galactique et s'étendant d'une hauteur L de part et d'autre (comme cela est montré dans la figure 4.4).

La résolution de l'équation (9.9) est détaillée dans la référence [244]. Elle se fait à travers la détermination de la fonction de Green de l'équation de propagation. Ce calcul procède de deux façons différentes selon que les pertes d'énergie considérées sont grandes ou non. La première méthode utilise une analogie avec l'équation de Schödinger pour une particule dans un puits de potentiel et la seconde consiste en l'utilisation de la méthode des images électriques. La fonction de Green obtenue permet de décrire la propagation entre deux points (de la source en $\vec{x_s}$ à nous en $\vec{x_\odot}$) ainsi que le passage d'une énergie E_s à l'énergie E.

Le flux s'exprime alors en faisant l'intégrale de la fonction de Green sur toutes les zones susceptibles de se comporter comme des sources de positons. L'intégrale spatiale porte donc sur la totalité du halo diffusif. Il est montré dans l'annexe B de la référence [246] que les particules chargées produites en dehors du halo diffusif ne contribuent au flux au niveau de la Terre que de façon négligeable. Le flux de positons est donc donné par l'expression

$$\psi(E) \;=\; \frac{1}{8\pi\,\delta_{stat}}\; v_{e^+}\; \frac{\langle\sigma v\rangle}{m_\chi^2}\; \int_E^{m_\chi} \frac{dN_{e^+}}{dE}\; \left[\; \int_{halo\ diff.} \mathcal{G}((E,\vec{x_\odot}) \leftarrow (E_s,\vec{x_s}))\; \rho^2(\vec{x_s})\; d^3\vec{x_s}\; \right]\; dE_s \quad . \tag{9.10}$$

9.6.2 Automatisation du calcul

Résolution exacte

Le calcul de la fonction de Green par les méthodes développées par les auteurs de [244] sont incluses dans le code. Par rapport à la version originale, seules les méthodes d'intégration numériques ont été modifiées, de façon à utiliser les routines d'intégration par la méthode de Simpson d'ordre 8 déjà évoquée précédemment.

L'utilisateur peut donc résoudre les équations de propagation de façon complète en commandant le calcul de l'expression (9.10). Dans ce cas, une routine détermine le régime de pertes d'énergies et choisi la méthode de calcul de la fonction de Green la plus adaptée.

Cette première méthode est très intéressante car elle permet de modifier à souhait tous les paramètres de propagation et elle est très précise. Un inconvénient est qu'elle nécessite plusieurs seconde de temps de calcul sur un ordinateur ordinaire, ce qui n'est pas adapté au calcul rapides nécessaires par exemple pour les balayages de l'espace des paramètres. Pour cette raison, une seconde méthode a été développée. Légèrement moins précise mais beaucoup plus rapide, cette dernière fait appel à des matrices de diffusions et est décrite dans la suite.

Utilisation de matrices de diffusion

Comme pour le calcul des spectres de fragmentation, une base de données a été créé afin de gagner en temps de calcul. La méthode développée repose sur le fait que dans l'expression (9.10), la partie entre crochets ne dépend que du type de halo et des énergies à la source E_s et à la détection E. Pour un profil de halo donné, il est donc possible de tabuler les valeurs de l'intégrale de la fonction de Green. Il s'agit donc en fait d'écrire une matrice donnant les valeurs de l'intégrale sur le halo de la fonction de Green pour un couple (E_s, E). Une matrice de diffusion contient donc, à la ligne i et la colonne j, le nombre $I_{i,j}$ tel que

$$I_{i,j} = \int_{halo} \boldsymbol{\mathcal{G}}(E_i, \vec{x_\odot}, E_{s,j}, \vec{x_s}) \left(\frac{\rho_\chi(\vec{x_s})}{\rho_\odot}\right)^2 d^3\vec{x_s} \times \Delta E_{s,j} \quad . \tag{9.11}$$

L'élément différentiel d'énergie est déjà inclus de façon à simplifier le calcul de l'intégrale. Par défaut les énergies E_i et $\Delta E_{s,j}$ sont calculées avec des pas logarithmiques.

Le calcul du flux de positons à une énergie E procède d'une intégrale sur l'énergie entre E et m_χ. Comme cela est illustré dans la figure 9.11, la détermination de cette intégrale sur E consiste en une somme des coefficients $I_{i,j}$ sur une portion de ligne.

Comme cela est montré dans la figure 9.11, le calcul du flux à une certaine énergie E_i se fait donc par une somme sur k des $I_{i,k}$, pour des indices correspondant à un passage de E_i à m_χ. Le code calcule cette somme sur les deux colonnes les plus proches de l'énergie recherchée et conduit une interpolation de Lagrange entre les deux nombres obtenus.

Le calcul *via* une matrice sera d'autant plus précis qu'elle comporte un grand nombre de lignes et de colonnes. En contrepartie, elle occupera une taille plus importante sur la mémoire du disque. Différentes tailles de matrices ont donc été testées et les résultats obtenus ont été comparés aux calculs exacts correspondants. Nous considérons que la plage énergétique pour la mesure des positons est comprise entre 1 GeV et 300 GeV, et que les masses naturelles pour la particule de matière noire en supersymétrie et en

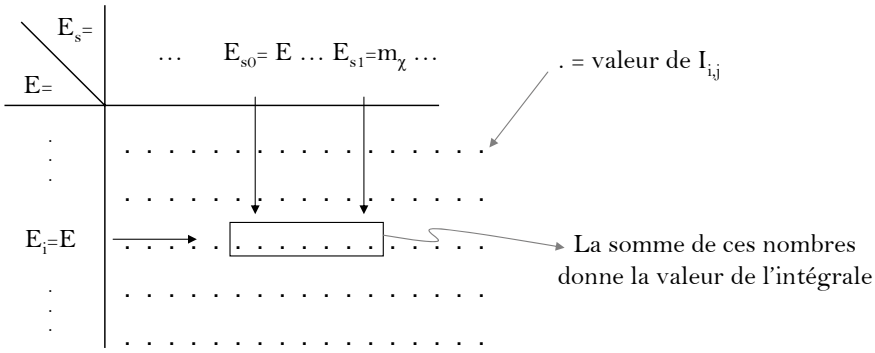


FIG. 9.11 – Illustration du calcul du flux de positons à une énergie E par la méthode de la matrice de diffusion.

dimensions supplémentaires sont comprises entre quelques GeV et 1 TeV. Pour cette raison, le choix des intervals en énergie a conduit à considérer

$$E \in [0.9, 300] \text{ GeV} \quad \text{et} \quad E_s \in [0.9, 1000] \text{ GeV} \ . \tag{9.12}$$

Les tailles testées ont été des tableaux de 200×500, 500×500, 1000×1000 (dont les tailles des fichiers correspondent respectivement à 700 Ko, 1.5 Mo et 7 Mo).

Les résultats de ces tests sont consignés dans le tableau D.1 de l'annexe D. Dans celui-ci, le neutralino est pris à 500 GeV et seule apparaît la valeur de l'intégrale de la fonction de Green, *i.e.* sans les facteurs de physique des particules ni la pondération par les facteurs issus des spectres de fragmentation. Il apparaît que pour la matrice de plus petite taille, l'erreur relative maximale par rapport au calcul exact est de l'ordre de 4%. Pour les matrices plus grandes, l'erreur passe au % puis au ‰.

La figure 9.12 montre une comparaison entre les flux obtenus avec la méthode de résolution exacte et la matrice de diffusion. Dans la partie de gauche de cette figure, une annihilation en $b\bar{b}$ à 100% est considérée et en $\tau^+\tau^-$ à droite. Il apparaît que la méthode est très précise, non seulement pour la détermination de la normalisation du flux, mais également pour la forme des spectres.

Ces matrices sont écrites dans des fichiers comportant une entête décrivant le type de halo considéré et les paramètres de propagation utilisés pour le calculs de ses coefficients. Par défaut, trois matrices 500×500 sont fournies, pour des halos de NFW, Moore et isotherme.

Une interface a été créée entre l'utilisateur et le code de propagation pour permettre de créer une matrice de diffusion d'un type quelconque. L'intérêt de cela réside dans la possibilité de conduire ces calculs une fois pour toutes, et de les enregistrer sous forme d'une matrice de diffusion.

Lors de l'appel du calcul du flux de positons par la méthode des matrices, un algorithme sélectionne le fichier correspondant aux conditions courantes : halo, paramètres de diffusion, etc. Si aucune telle matrice n'existe, celle qui s'en rapproche le plus est utilisée et un message d'avertissement suggère de produire une matrice de diffusion sur mesure, ou de conduire le calcul exact. Cette dernière possibilité est plus indiquée pour un calcul ponctuel.

Un intérêt de cette méthode réside dans la possibilité de créer une matrice à partir d'un autre code de propagation. En effet, il suffit d'écrire un fichier dans le même format pour inclure de façon très simple la propagation des positons par une méthode indépendante. Une variable dans l'entête du fichier permet de contrôler la provenance du calcul de la fonction de Green.

La méthode utilisant les matrices de diffusion permet donc d'obtenir un résultat rapide bien adapté à un outil comme `micrOMEGAs`. Elle permet d'obtenir des résultats rapides, mais n'autorise pas de jouer sur les paramètres de diffusion, ou de considérer un halo qui ne soit pas inclus par défaut.

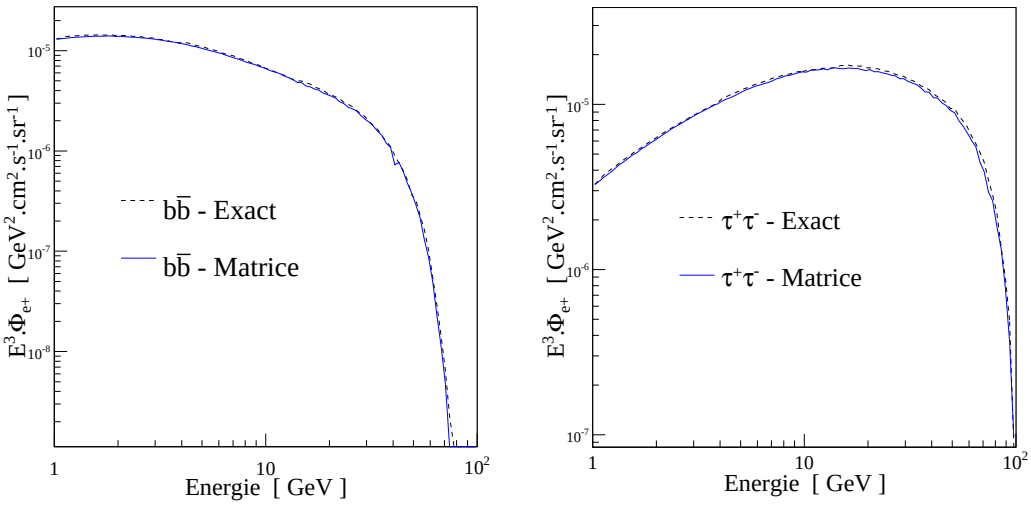


Fig. 9.12 – Comparaison entre le calcul exact et l'utilisation d'un matrice pour une annihilation en $b\bar{b}$ à gauche et en $\tau^+\tau^-$ à droite.

Importance de la qualité de l'intégration sur l'énergie dans le cas des positons

Une attention particulière doit être portée à l'intégration sur l'énergie. Une méthode numérique trop peu précise conduit en effet à une sous estimation du flux de positons à basse énergie. Cela est illustré dans la figure 9.13, qui compare la fraction de positons obtenue avec différentes méthodes d'intégration. La fraction est obtenue d'après le flux calculé dans le code et une paramétrisation des flux d'électrons et de positons secondaires présentée dans [146], incluses dans `micrOMEGAs`.

Pour les trois courbes présentées dans la fin de cette section, le neutralino est pris avec une masse de 100 GeV, une annihilation en paire $b\bar{b}$ est considérée. La section efficace d'annihilation est ici relativement faible et ces flux ne seraient probablement pas observables, ils sont présentés dans un but pédagogiques.

Dans la figure 9.13, il apparaît que la méthode de Simpson d'ordre 3 peut être insuffisante, même avec un nombre d'itérations important (100 pas pour la courbe verte et 500 pas pour la courbe rouge). Cette figure montre également l'équivalence des deux méthodes de résolution (courbes noires), ainsi que le bon fonctionnement du calcul rapide par l'intermédiaire de la matrice de diffusion (courbe bleue). L'effet de la discrétisation de l'intégrale sur l'énergie dans cette méthode se traduit par la forme plus irrégulière de la fraction de positons.

9.6.3 Illustrations de quelques applications possibles

La propriété la plus remarquable concernant la propagation des positons est qu'ils subissent une diffusion dépendante de l'énergie. Leur propagation étant associée à des pertes énergétiques, ils proviennent d'autant plus loin qu'ils ont perdu beaucoup d'énergie. Des résultats quantitatifs vis-à-vis des libres parcours moyens des positons sont présentés dans le chapitre suivant, ils indiquent que la distance typique sur laquelle un positon se propage est de l'ordre de quelque kpc seulement. Ainsi, les spectres en énergie des positons vont être significativement déformés par la propagation (comme la confrontation des courbes de 8.13 et 8.13 nous l'a déjà indiqué). Afin en se donner une idée de l'importance des pertes énergétiques pour les positons, un cas simple mais non physique est présenté dans la suite. Dans cet exemple, une source de positons est considérée tout d'abord au niveau de la terre, puis est éloignée progressivement par pas de 500 pc. Le spectre source considéré ici est celui de la LZP qui a déjà servi d'exemple précédemment, les résultats sont montrés dans la figure 9.14.

Dans toute cette partie nous nous concentrerons sur l'influence des paramètres de diffusion et du halo,

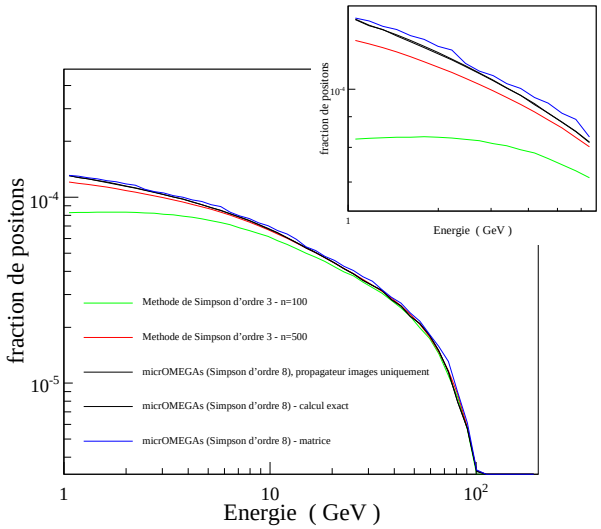


FIG. 9.13 – Influence de la qualité de l'intégration sur l'énergie, comparaison avec le calcul exact et l'utilisation de la matrice de diffusion.

l'effet de la modulation solaire n'est pas inclus, les flux obtenus sont dits *interstellaires*.

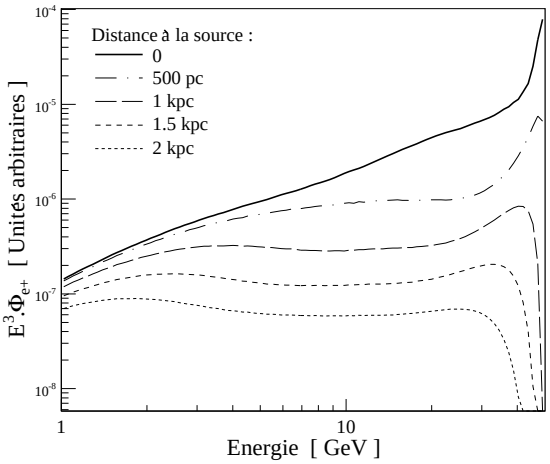


FIG. 9.14 – Variations du flux de positons issus d'une source ponctuelle en fonction de son éloignement.

Les courbes de la figure 9.14 ont été qualifiées de *non physiques* car une seule source ponctuelle a été considérée, le cas réel constitue une intégrale sur le profil de halo de cette grandeur.

Ce caractère dépendant de l'énergie de la diffusion des positons permet ainsi de comprendre l'influence du choix d'un profil de halo de matière noire. Prenons trois exemples pour lesquels la densité locale est la même : les halos isotherme, NFW et de Moore qui ont déjà été discutés. Comme le montre la figure 3.9 du chapitre 3, ces profils de halos se distinguent principalement par l'amplitude du pic au centre Galactique. Ce dernier se situant à 8 kpc, seuls les positons ayant perdu beaucoup d'énergie peuvent en provenir. Cela apparaît dans la figure 9.15, les flux obtenus sont similaires à haute énergie et plus le pic de densité est augmente (respectivement isotherme, NFW et Moore), plus le flux à basse énergie est important. Pour cette figure comme pour les suivantes, c'est désormais la LSP dont les caractéristiques sont listées dans

le tableau 8.4 qui sera considérée. Ce candidat présentant une section efficace d'annihilation relativement faible, il conduit a un flux d'un niveau trop bas pour être *a priori* détectable, il est donc présenté dans un but exclusivement pédagogique[3].

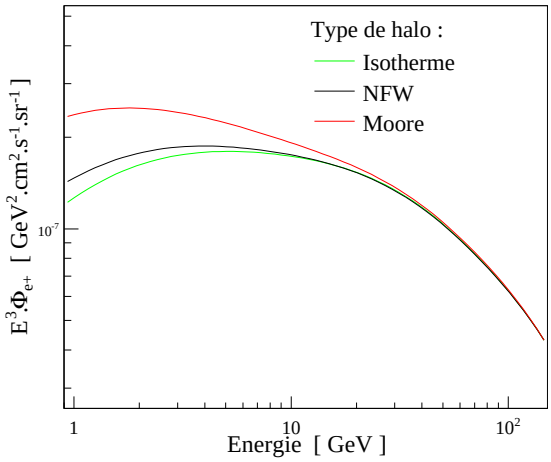


Fig. 9.15 – Influence du choix du profil de densité de matière noire sur le flux de positons.

Ayant observé les effets de la modification du profil de densité de matière noire dans la Galaxie, nous pouvons jouer sur les paramètres de diffusion. Parmi eux, la hauteur du halo diffusif, représenté par la "boite" de la figure 4.4 du chapitre 4, et le taux de perte d'énergie τ_E influencent le flux final. L'effet de la variation de ces paramètres est montré dans la figure 9.16. La hauteur de la zone diffusive influence la propagation des positons dans toutes les directions et indique l'ordre de grandeur de la distance qu'un positon peut parcourir. Ainsi pour une zone très haute, la diffusion est limitée par les pertes énergétiques, comme il en est fait mention ci-dessus, alors que pour une zone moins haute, la fuite des positons en dehors de la boite de diffusion supprime le flux. Là encore, les positons concernés sont ceux qui ont un libre parcours moyen de l'ordre de grandeur de cette hauteur et le flux de positons de haute énergie, produits localement, n'est pas influencé.

Les pertes d'énergie en revanche peuvent influencer la normalisation de tout le spectre, comme cela est montré dans le cadre droit de la figure 9.16. Si le taux de perte d'énergie est diminué, le niveau du flux de positon augmente car les sphères de sensibilité sont plus grandes et une plus grande proportion du halo de matière noire peut contribuer au signal.

Dans le chapitre 4, nous avons vu que de nombreux jeux de paramètres de diffusion pouvaient conduire au même flux, tout en vérifiant les contraintes liées aux mesures de tous les flux de rayons cosmiques chargés. L'étude menée dans [131] a permis de définir trois jeux de paramètres de diffusion conduisant à des flux extrêmes et moyens. Ces trois jeux de paramètres, présentés dans le tableau 4.1, sont utilisés ici pour estimer les flux de positons extrémaux, présentés dans la figure 9.17. Pour ces calculs, le profil de halo est du type NFW et le terme de pertes d'énergie est pris égal à sa valeur par défaut.

[3] Notons toutefois que les résultats du chapitre suivant sur les facteurs d'amplification indiquent que cela n'est pas hors d'atteinte expérimentalement.

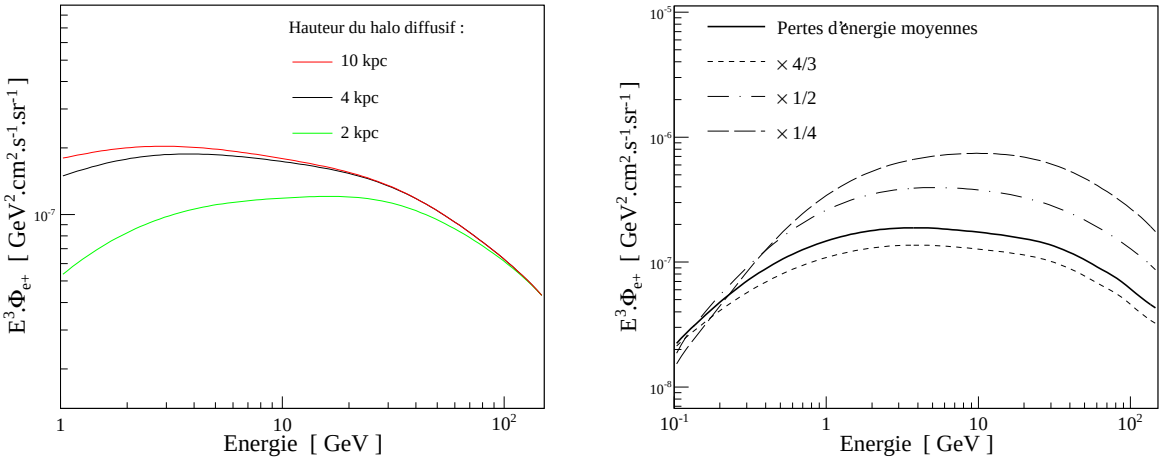


FIG. 9.16 – Influences de la modification de la hauteur de la zone diffusive et du taux de perte d'énergie sur le flux de positons.

9.7 Génération des signaux en antiprotons et antideutérons

9.7.1 Approximations permettant un calcul rapide

L'implémentation de la propagation des antiprotons et antideutérons[4] dans `micrOMEGAs` se fonde sur un outil public présenté dans [247] et [248]. Les auteurs de ce travail proposent une méthode de calcul permettant une détermination rapide et relativement précise du flux exotique, dans le cadre d'un modèle à vent convectif V_c constant. Leur méthode et son implémentation dans le code sont présentées ici.

L'objet principal de cette étude est de quantifier l'erreur commise sur la détermination des flux exotiques quand différentes approximations sont considérées. Partant de l'équation 8.14 du chapitre précédent, la discussion la plus importante concerne le fait de négliger les redistributions d'énergie, représentées par les termes $b(E)$ et $K_{réac}(E)$.

De façon générale, les pertes d'énergie (de même qu'une contribution tertiaire) tendent à regonfler le flux d'antiprotons à basse énergie. Les redistributions d'énergie n'ont d'effet qu'en deçà de 1 à 2 GeV seulement et pour des énergies plus grandes, aucune influence des pertes énergétiques n'est attendue. La discussion des erreurs qui suit concerne donc essentiellement la détermination du flux à basse énergie. L'erreur commise en négligeant les pertes d'énergie est en fait totalement gommée par une modification de la valeur du paramètre V_c dans la gamme de son incertitude.

De façon générale, lorsque les valeurs des paramètres de diffusion sont ajustées aux données des secondaires/primaires, de petites valeurs de la hauteur L de la zone diffusive sont associées à de grandes valeurs pour les paramètres de redistribution d'énergie et inversement. L'effet du vent convectif est toujours plus pertinent à basse énergie (l'effet est complètement négligeable au-delà de quelques GeV) et tend à augmenter le flux lorsque V_c diminue. L'effet des pertes d'énergie étant le même, le fait de les négliger conduit à un résultat malgré tout satisfaisant. La prise en compte de la modulation solaire est également importante, car aux faibles énergies discutées ici, les $\bar{p}$ n'atteignent pas la Terre. La plus petite énergie interstellaire pouvant atteindre la Terre avec une faible activité solaire correspond à quelques centaines de MeV. Au-delà de cette valeur, l'approximation des pertes d'énergie négligeables donne un résultat toujours relativement proche du calcul avec redistributions.

La conclusion de cette étude est donc que l'approximation consistant à négliger les pertes d'énergie permet une détermination suffisamment précise des flux exotiques de $\bar{p}$, du moins dans l'état actuel de nos

[4] Dans la suite nous parlerons uniquement d'antiprotons, les résultats sont transposables aux antideutérons de façon triviale.

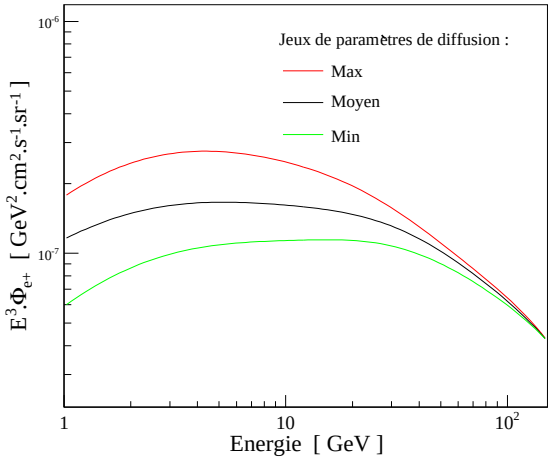


Fig. 9.17 – Flux de positons obtenus pour les jeux de paramètres conduisant aux flux extrémaux et moyen.

mesures des paramètres de diffusion. Cette approximation n'est pas valable pour la détermination des flux secondaires standards. Cela est lié à ce que les espèces exotiques ne sont pas créées exclusivement dans le disque de matière, lieu où les collisions et les redistributions d'énergies prennent place. Par conséquent, ils croisent le disque moins souvent en moyenne et sont moins sujets aux pertes énergétiques.

9.7.2 Calcul du flux

Dans le cadre des approximations évoquées ci-dessus, les auteurs de [247] et [248] proposent la méthode de calcul présentée dans ce paragraphe.

Cette solution utilise le propagateur de l'équation de diffusion 8.14 privée des termes de redistribution énergétique. Le propagateur est par définition la solution de l'équation de propagation dans laquelle le terme source est remplacé par une impulsion de Dirac localisée en un point. La solution pour le flux s'exprime ensuite par l'intégrale du propagateur sur toute la zone susceptible de contenir des sources (*i.e.* le halo diffusif),

$$\psi \;=\; \int_{\rm halo} \mathcal{G}\; q(\vec{x})\; d^3\vec{x} \;\;, \tag{9.13}$$

avec q le terme source, et $\mathcal{G}$ le propagateur. Celui-ci s'exprime, dans le cas d'une zone diffusive de hauteur L, avec des fonctions de Bessel de seconde espèce K_0,

$$\mathcal{G}(r,z) \;=\; \frac{\exp(-k_v z)}{2\pi K L} \times \sum_{n=0}^{\infty} c_n^{-1} K_0(r\sqrt{k_n^2+k_v^2}) \sin k_n L \sin k_n (L-z) \;\;. \tag{9.14}$$

les coefficients k_n sont définis par

$$2k_v \cos k_n L \;=\; -k_d \sin k_n L \;\;, \tag{9.15}$$

avec

$$c_n \;=\; 1 - \frac{\sin k_n L \cos k_n L}{k_n L} \;\;. \tag{9.16}$$

Le coefficient k_v dépend de la valeur du vent convectif et du coefficient de diffusion à travers $k_v = V_c/(2K)$. Le paramètre k_d permet de rendre compte de la destruction des $\bar{\rm p}$ dans le disque, il s'exprime par $k_d = 2h\Gamma_{tot}/K + 2k_v$, où Γ_{tot} est le taux de destruction total et h l'épaisseur du disque fin contenant la matière baryonique de notre Galaxie.

Les fonctions permettant de calculer les flux d'antiprotons ont été rendues publiques et sont accessibles par le web. Le code a été ajouté à `micrOMEGAs`, et certaines des fonctions ont été modifiées pour permettre une interface. Par exemple, le code public n'inclue pas les spectres de fragmentation et a dû être modifié. Ainsi interfacés, les codes permettent une détermination rapide et précise des flux de $\bar{\mathrm{p}}$ et de $\bar{\mathrm{D}}$. Des exemples de ce qu'il est possible de calculer avec `micrOMEGAs` sont présentés dans le paragraphe suivant.

9.7.3 Illustrations : détermination de flux exotiques d'antiprotons $\bar{\mathrm{p}}$ et $\bar{\mathrm{D}}$

L'exemple du neutralino de 151 GeV déjà utilisé précédemment comme exemple est considéré dans cette partie pour calculer les flux d'antiprotons et d'antideutérons. L'annihilation se fait dans un mélange $b\bar{b}/\tau^+\tau^-$ dans une proportion 60/40. Les τ ne produisant pas d'antiproton, seuls 60% de la section efficace est donc utile à la production de $\bar{\mathrm{p}}$ et de $\bar{\mathrm{D}}$.

Tous les paramètres de diffusion peuvent être modifiés uns par uns comme cela a été montré précédemment dans le cas des positons. Là encore nous sélectionnons les trois jeux de paramètres conduisant aux flux maximal, minimal et moyen. Les résultats sont montrés dans la figure 9.18 à gauche dans le cas des positons et à droite pour les antideutérons.

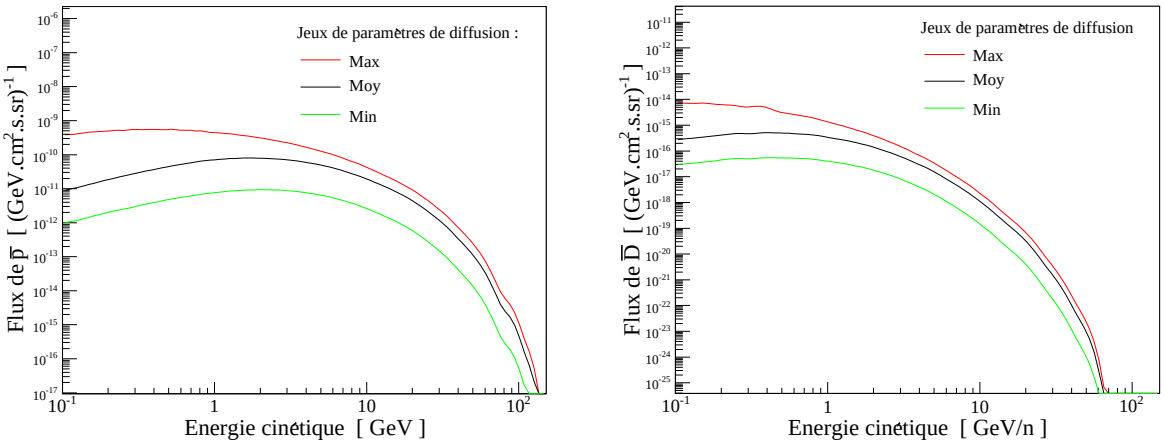


FIG. 9.18 – Flux de $\bar{\mathrm{p}}$ et de $\bar{\mathrm{D}}$ obtenus avec `micrOMEGAs`.

9.8 Exemples d'appels typiques du code

Nous donnons ici des exemples simples d'appels de fonctions qui permettent de commander les calculs qui ont été décrits dans ce chapitre. Toutes les parties nécessaires à la compilation du code sont retirées et ne restent que les appels.

Le cas considéré pour l'exemple est celui du calcul des flux à 1 GeV des différents signaux, dans le cadre d'un jeu de paramètres mSUGRA. Il est tout d'abord nécessaire de définir les paramètres mSUGRA et de commander la résolution des RGE :

```
m0=113; m12=375; tb=20; a0=0; mu=1;
suspectSUGRA(tb,m12,m12,m12,a0,a0,a0,mu,m0,..,m0);
CalcDep(1);
```

Il est alors possible de calculer la densité relique et d'afficher certains paramètres qui ont été automatiquement calculés, comme la masse du neutralino, la section efficace d'annihilation, la densité maximale au centre des structures, par :

```
cout<< darkOmega(&Xf,0,1e-6);
   cout<< findValW("MNE1");
  cout<< IndParam("Sigmav");
  cout<< IndParam("Rhomax");
```

Passons au calcul des signaux indirects, il faut préciser le profil de halo considéré, par exemple Moore :

```
SetMooreHalo();
```

Les variables globales sont alors ajustées pour que ce profil soit défini par défaut, toute fonction nécessitant le calcul de la densité utilisera les paramètres *Moore* du tableau 3.4. Calculons le facteur astrophysique $\langle J \rangle$ en direction du centre Galactique (*i.e.* pour `Psi=0` et `DeltaOmega=1e-3`) :

```
J=Jmean(Psi,DeltaOmega);
```

À la suite de cette commande, l'intégrale (9.4) est calculée, sa valeur est stockée dans `J`. Il faut ensuite spécifier que nous voulons calculer des flux de photons en considérant tous les états finals pertinents (`final=0`) :

```
RunCalc("Gamma",final);
```

Les tables de données `PYTHIA` correspondant à la bonne masse sont alors recherchées puis interpolées. Ces données sont stockées dans des fichiers temporaires. Il est alors possible de convoluer ces données avec la résolution en énergie de notre détecteur, qui serait précédemment définie, en appelant `Smear("Gamma");`. Dans tous les cas, le flux de photons en $(\mathrm{cm}^2.\mathrm{s.sr.GeV})^{-1}$ à l'énergie `E` est alors obtenu par la commande :

```
cout<< J*GammaFlux(E);
```

Par défaut tous les états finals sont considérés, l'ajout d'un paramètre entraîne le calcul d'un flux partiel correspondant à un état final donné. Les commandes suivantes permettent d'obtenir les flux de e^+, $\bar{\mathrm{p}}$ et $\bar{\mathrm{D}}$. Le code débute toujours par une lecture des données des spectres de fragmentation, puis calcule les flux en $(\mathrm{cm}^2 \cdot \mathrm{s} \cdot \mathrm{sr} \cdot \mathrm{GeV})^{-1}$ au niveau de la Terre. Dans le cas des positons, la matrice de diffusion correspondant au halo de Moore est automatiquement considérée et l'intégration sur l'énergie se fait sur cette base. Pour les canaux hadroniques, les équations de propagation sont directement résolues par les méthodes décrites précédemment. Il est inutile de demander la création de tables de fragmentation pour les $\bar{\mathrm{D}}$ car ce sont celles des $\bar{\mathrm{p}}$ qui sont utilisées.

```
RunCalc("Positrons",final);
   RunCalc("Pbar",final);
     cout<< PosiFlux(E);
     cout<< PbarFlux(E);
     cout<< DbarFlux(E);
        ClearTemp();
```

La dernière ligne de commande est optionnelle, elle permet de vider le dossier contenant les fichiers temporaires. L'omettre permet de ne pas écrire les commandes `RunCalc("")` à l'appel suivant, mais le gain en temps de calcul est négligeable.

Seules certaines fonctions proposées par le code sont illustrées dans ce paragraphe. Les fonctions accessibles et tous les paramètres sont listés dans l'annexe D.

9.9 Comparaisons avec DarkSusy

La confrontation des résultats obtenus avec `micrOMEGAs` à ceux de `DarkSusy` permet d'illustrer les effets des différents modèles utilisés. C'est également un moyen de tester la modularité du code présenté dans ce chapitre. Il apparaît en effet qu'il y est beaucoup plus simple de varier tous les paramètres que dans `DarkSusy`.

Afin de s'affranchir d'éventuelles différences liées aux méthodes de résolution des équations du groupe de renormalisation, les comparaisons se font avec des paramètres définis à l'échelle électrofaible. Ainsi les jeux de paramètres proposés dans la macro de démonstration de `DarkSusy` sont utilisés. La section efficace d'annihilation et les occurrences des différents états finals sont écrits à l'écran pour être ensuite spécifiés à `micrOMEGAs`. Nous avons vu précédemment que la conception de ce dernier permet de calculer des signaux sans passer par un modèle mais simplement en spécifiant les états finals et les sections efficaces correspondantes, ce qui n'est pas possible dans `DarkSusy`.

Les flux présentés dans cette section sont issus de WIMPs de 92 GeV s'annihilant à 90% en W^+W^- et 10% en $b\bar{b}$ à un taux de 1.42×10^{-26} cm$^3 \cdot$ s^{-1}. Le profil de halo considéré correspond à un halo isotherme avec un rayon de coeur de 3.5 kpc. Dans la mesure du possible, les paramètres de propagation ont été réglés dans `micrOMEGAs` pour correspondre à ceux de `DarkSusy`. Les résultats de ces comparaisons sont présentés dans la figure 9.19 pour les quatre canaux intéressants pour AMS02 et les différences sont discutées dans la suite. Dans tous les cas, le calcul issu de `DarkSusy` est représenté en tirets et le résultat de `micrOMEGAs` est tracé en trait plein.

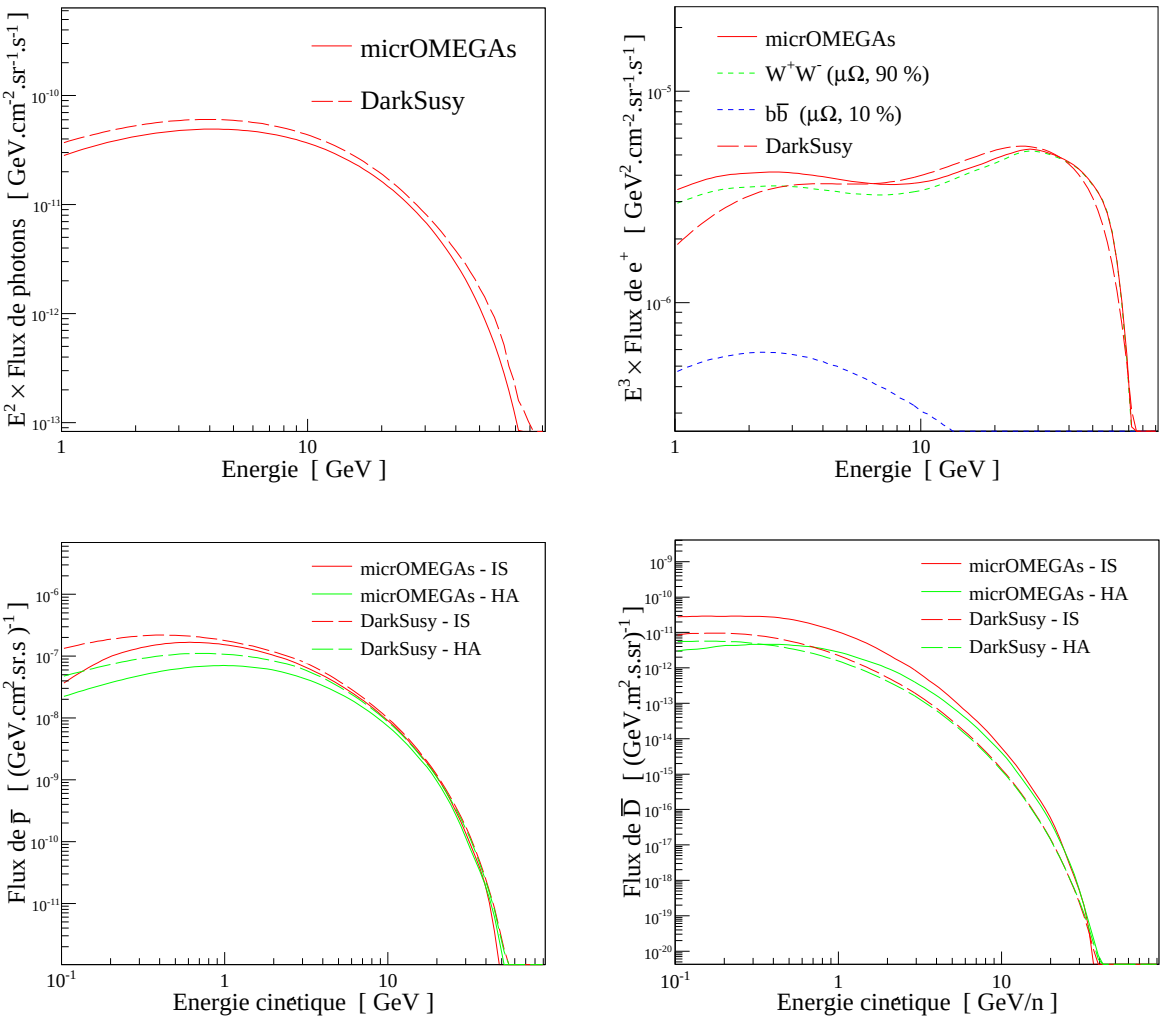


FIG. 9.19 – Comparaison des calculs de flux de γ, e^+, $\bar{p}$, et $\bar{D}$ entre `micrOMEGAs` et `DarkSusy`(voir le texte).

Le signal en photons présente les mêmes caractéristiques spectrales avec les deux codes. Dans les deux cas il a été calculé en direction du centre Galactique avec un angle solide d'observation de $\Delta\Omega = 10^{-3}$. La propagation des photons n'altérant pas les spectres en énergie, ce constat est simplement lié au fait déjà mentionné que les fonctions de fragmentation en γ sont identiques dans `micrOMEGAs` et `DarkSusy`. La différence de normalisation est de l'ordre de quelques % et est liée à l'intégrale J :

$$\langle J \rangle_{\rm DarkSusy} \; = \; 30.1 \quad \text{alors que} \quad \langle J \rangle_{\mu\Omega} \; = \; 26.2 \; . \tag{9.17}$$

La différence est certainement liée à des méthodes numériques différentes. Étant donnée la grande incertitude sur le profil de matière noire au centre du halo, il n'est pas nécessaire d'enquêter plus longuement sur l'origine de cette différence.

Les signaux en positons sont présentés dans le cadre en haut à droite. En plus des signaux proposés par les deux codes, les courbes en tirets verts et bleus représente les contributions des différents états finals, calculés tous les deux avec `micrOMEGAs` (cela n'est pas possible dans `DarkSusy`). Les deux signaux sont relativement similaires, deux différences apparaissent toutefois à haute énergie, et sous 3 GeV. Le comportement différent à haute énergie est très vraisemblablement lié à ce que `DarkSusy` n'inclut pas la polarisation des bosons W produits dans l'état final à 90% ici. La différence en-deçà de 3 GeV est due à l'utilisation par les auteurs de `DarkSusy` d'une coupure dans la dépendance du coefficient du diffusion avec la rigidité, de sorte que

$$K(\epsilon) \; = \; K_0 \times (3^\delta + \epsilon^\delta) \quad \text{avec} \quad \epsilon = E/(1\ \text{GeV}) \; . \tag{9.18}$$

Cette paramétrisation du coefficient de diffusion, proposée dans [146] est introduite pour reproduire les effets de la ré-accélération diffusive. Cette coupure a donc pour effet de diminuer le flux sous 3 GeV.

Dans le cas des hadrons, $\bar{\rm p}$ et $\bar{\rm D}$, les résultats sont présentés dans les cadres du bas de la figure 9.19. À titre d'exemple, les flux sont tracés avec ou sans modulation solaire. Les courbes rouges correspondent aux flux interstellaires (IS) et les courbes vertes aux flux en haute atmosphère (HA), c'est à dire modulés par l'effet du soleil. Dans le cas des antiprotons, les différences sont surtout présentes à basse énergie. Elles peuvent être liées à tous les effets mentionnés dans la section 9.7, en particulier pour différentes valeurs du vent convectif, ou la prise en compte des redistributions énergétiques. Les différences en $\bar{\rm D}$ sont dues aux mêmes effets en ce qui concerne la forme du spectre. La normalisation diffère en raison du rayon de coalescence, pris à 58 MeV dans `DarkSusy` et à 79 MeV dans `micrOMEGAs` (cette valeur s'appuie sur des travaux plus récents [240]).

Les résultats obtenus sont donc du même ordre de grandeur et les différences entre les réponses des deux codes sont comprises. Remarquons toutefois que si les résultats dans ce cas précis sont similaires, les architectures des code permettant de les obtenir sont tout à fait différentes. En particulier, nous avons vu que `micrOMEGAs` offre une modularité bien plus grande. De plus il permet de travailler dans différents modèles supersymétriques contraints à l'échelle GUT, ce que ne permet pas `DarkSusy`. En revanche, `DarkSusy` a l'avantage de proposer les signaux en neutrinos et la détermination des taux d'événements pour la recherche directe.

9.10 Conclusions

Actuellement, la version publique de `micrOMEGAs` permet de calculer la densité relique de matière noire dans un modèle de nouvelle physique, et offre une interface agréable permettant de calculer tous les processus à l'arbre.

La version de développement présentée dans ce chapitre va encore plus loin en ce qu'elle permet le calcul de tous les signaux en recherche indirecte. Une fois rendu public, il proposera une alternative au code `DarkSusy`. De part sa conception, il devrait être plus aisé à manipuler par un utilisateur non spécialiste. Cette version de `micrOMEGAs` propose en effet une architecture modulaire permettant de contrôler toutes les étapes de la génération du signal, et donne directement accès à tous les paramètres. La propagation des particules chargées peut ainsi être entièrement paramétrée par l'utilisateur. Celui-ci a le choix entre une utilisation rapide avec des données pré-calculées et un contrôle fin de tous les paramètres.

La conception modulaire de ce code permettra à l'avenir d'être aisément adaptée à la version 2 de `micrOMEGAs`. Cela autorisera pour la première fois à conduire des calculs automatiques de flux dans un modèle quelconque de nouvelle physique proposant un candidat à la matière noire[5]. Il n'existe en effet pas de code à l'heure actuelle permettant le calcul automatique des flux dans des modèles supersymétriques au delà du MSSM ni dans des modèles à dimensions supplémentaires.

Les développements ultérieurs concernent flux de neutrinos et les calculs de détection directe. Il est également envisagé de proposer un calcul automatique du signal standard dans le cadre des mêmes modèles que ceux qui ont été utilisés ici pour la détermination des signaux exotiques. Pour mettre en évidence d'éventuels excès dans les données futures, il est en effet indispensable de permettre de calculer à la fois le signal et le fond dans le même cadre théorique.

[5]Le candidat devra être du type de ceux proposés ici : associé à l'imparité sous une symétrie discrète. Il ne sera pas possible, par exemple, de travailler avec un candidat axionique.

Chapitre 10

Facteurs d'amplification et trous noirs de masse intermédiaire

Les facteurs d'amplification déjà évoqués dans les chapitres précédents sont présentés avec un formalisme qui a été en partie développé pendant cette thèse. Des résultats importants quant à leur nature sont présentés et les approches traditionnelles sont revues de façon critique, en particulier l'indépendance vis-à-vis l'énergie et leur caractère prévisible. De façon générale, les facteurs d'amplification sont liés aux sous-structures de matière noire entraînant des sur-densités. Le cas particulier de l'amplification des signaux d'antimatière dans le cas où la matière noire se condense autour de trous noirs de masse intermédiaire est étudié en détails. Un scénario particulier de formation de ces trous noirs est considéré pour dériver leurs caractéristiques possibles dans la Voie Lactée. Les résultats obtenus sont utilisés pour calculer les facteurs d'amplification pour les positons et les antiprotons. De fortes amplifications sont prédites ($\sim \mathcal{O}(10^4)$) et les prédictions sont confrontées aux mesures actuelles.

10.1 Les facteurs d'amplification et leur description

Cela a été vu dès le chapitre 3, la plupart des modèles de matière noire conduisent à des flux trop faibles pour être observables. En particulier, si l'on veut expliquer l'excès de positons par une composante primaire liée à des annihilations de matière noire dans le halo, alors il est souvent nécessaire de multiplier le signal par un certain facteur (voir la figure 4.9). Il est souvent justifié par le fait que des grumeaux de matière noire sont prédits par les simulations de formation des structures et que l'effet de leur présence serait d'amplifier le signal d'annihilation. Comme cela a été évoqué dans le chapitre 8, le taux d'annihilation étant proportionnel au carré de la densité, la présence d'inhomogénéités à petite échelle conduit à de plus grands flux pour une même valeur de la densité moyenne. Dans la littérature, les facteurs d'amplification ne sont pas déterminés quantitativement et sont pris indépendants de l'énergie. Il est montré dans [244] que cette dernière supposition est en général fausse et qu'un calcul des facteurs d'amplification et de leur probabilité d'être effectifs est possible. La démarche présentée ci-dessous suit celle des auteurs de [244].

Afin de simplifier la discussion, nous allons considérer une source de positons mono-cinétiques d'énergie E_0. La généralisation à un spectre continu sera présentée dans la suite et constitue simplement en une intégration sur dN. Le cas des antiprotons sera également présenté, il est toutefois plus simple dans la mesure où il est possible d'en négliger les pertes d'énergie. Comme cela a déjà été montré, le flux de positons est donné par

$$\phi(E)\,dE \;=\; d\mathcal{S} \int_{halo} \mathcal{G}\left((E,\vec{x}_\odot) \leftarrow (E_0,\vec{x})\right) \;\left(\frac{\rho_\chi}{\rho_0}\right)^2 (\vec{x}) \;\; d^3\vec{x} \;\;, \tag{10.1}$$

$$\text{avec} \quad d\mathcal{S} \;=\; \frac{1}{8\pi\delta_{stat}} \,\langle\sigma v\rangle\, \frac{\rho_0^2}{m_\chi^2}\, dN_{e^+}(E) \;\;. \tag{10.2}$$

Ici la fonction de Green $\mathcal{G}$ décrit la propagation de positons d'énergie E_0 au point $\vec{x}$ jusqu'à notre position en $\vec{x_\odot}$ à l'énergie E. Le paramètre ρ_0 est une densité de référence, qui apparaît ici artificiellement pour simplifier la discussion dans la suite. Lorsqu'il sera question de facteurs d'amplification, la valeur de ce paramètre disparaîtra naturellement des expressions. L'intégrale spatiale porte sur tout le halo de matière noire *i.e.* partout où des annihilations ont lieu. Nous pouvons décomposer la densité de matière noire en deux contributions, une lisse et décrite par un profil de halo (NFW dans la suite) et des sur-densités locales, de façon à ce que

$$\rho_\chi \;=\; \rho_\ell \;+\; \delta\rho \;\; . \tag{10.3}$$

Le flux total reçu dans notre détecteur sera la somme du flux provenant du halo lisse et du flux produit dans N grumeaux. La fonction $\delta\rho$ est donc nulle partout où il n'y a pas de sur-densité et décrit la structure interne des grumeaux. En indiçant ces derniers par $i = 1 \ldots N$, le flux total peut s'exprimer par

$$\Phi(E) \;=\; \phi_\ell + \left(\phi_{\delta\rho} \equiv \sum_i \varphi_i \right) \;\; . \tag{10.4}$$

Le flux φ_i est produit dans la i$^{\text{ème}}$ sur-densité. Celle-ci étant de très petite taille par rapport au halo de la Voie Lactée, il peut être considéré que la fonction de Green $\mathcal{G}$ est constante sur son volume et écrire

$$\varphi_i = \mathcal{S} \times \mathcal{G}(\vec{x_i}) \times \xi_i \;\; , \tag{10.5}$$

où ξ_i est le volume d'annihilation équivalent défini par

$$\xi_i \;=\; \int_{\text{i}^{\text{ème}}\,\text{sur}-\text{dentité}} \left(\frac{\delta\rho(\vec{x})}{\rho_0} \right)^2 d^3\vec{x} \;\; . \tag{10.6}$$

Avec cette définition, il apparaît que la sur-densité i produit autant de rayons cosmiques primaires qu'un volume ξ_i de densité homogène ρ_0. Le facteur d'amplification *local* peut être défini à partir du volume d'annihilation et de la masse M_i de la sur-densité par

$$B_i \;=\; \rho_0 \, \frac{\xi_i}{M_i} \;\; . \tag{10.7}$$

Il est important de noter que ce facteur d'amplification *n'est pas* le nombre par lequel le flux exotique sera multiplié. Ce dernier, désigné par facteur d'amplification *effectif* et noté B_{eff}, dépendra bien sûr de ξ_i (B_i de façon équivalente), mais aussi du nombre N de sous-structures et de leurs localisations. Ce dernier point est essentiel car il implique que la propagation des particules dans la Galaxie va jouer un rôle prépondérant dans la détermination de B_{eff}. En particulier, il faut s'attendre à ce que le facteur d'amplification dépende du type de particule considéré à travers les spécificités de leur propagation. De même, si la propagation des espèces dépend de l'énergie, comme c'est clairement le cas pour les positons, le facteur d'amplification effectif sera aussi fonction de l'énergie. Ces faits ont toujours été évoqués (par exemple dand [249]), mais ils n'ont jamais été traités rigoureusement avant le travail des auteurs de [244].

En raison de notre méconnaissance concernant la localisation, le nombre et la structure des sur-densités, il est nécessaire d'utiliser des modèles pour leur formation. Ceux-ci conduisent à l'établissement de lois de probabilité, donnant par exemple leurs positions dans la Voie Lactée. Le flux exotique est donc une *variable aléatoire* dont la réalisation conduit à une valeur possible du facteur d'amplification, dont la probabilité associée est calculable dans le cadre du modèle considéré. Le flux exotique moyen $\langle \phi_{\delta\rho} \rangle$ peut donc être prédit, ainsi que sa variance $\sigma_{\delta\rho}$. Dans les cas rencontrés dans la suite, la sur-densité est très importante, si bien que $\rho^2 \simeq \rho_\ell^2 + \delta\rho^2$. Dans ce cas le facteur d'amplification moyen obtenu est donné par l'expression

$$\langle B_{\text{eff}} \rangle \;=\; 1 \;+\; \frac{\langle \phi_{\delta\rho} \rangle}{\phi_\ell} \;=\; 1 \;+\; N \frac{\langle \xi \rangle \langle \mathcal{G} \rangle}{\mathcal{I}} \;\; . \tag{10.8}$$

La valeur moyenne de $\mathcal{G}$ est reliée à la distribution spatiale des sur-densités et le facteur $\mathcal{I}$ est la normalisation prenant en compte les annihilations dans le halo lisse

$$\mathcal{I} \;=\; \int_{halo} \mathcal{G}(\vec{x}) \left(\frac{\rho_\ell(\vec{x})}{\rho_0} \right)^2 d^3\vec{x} \;\; . \tag{10.9}$$

Les valeurs moyennes $\langle \mathcal{G} \rangle$ et $\langle \xi \rangle$ sont obtenues avec les expressions suivantes pour $n = 1$,

$$\langle G^n \rangle = \int_{\text{DM halo}} \{G(\vec{x})\}^n \; p(\vec{x}) \, d^3\vec{x} \;\; , \tag{10.10}$$

où $p(\vec{x})$ est la densité de probabilité de présence d'une sur-densité au point $\vec{x}$, et

$$\langle \xi^n \rangle = \int_0^{+\infty} \xi^n \, q(\xi) \, d\xi \;\; , \tag{10.11}$$

où $q(\xi)$ est la densité de probabilité pour le volume d'annihilation.

$$\frac{\sigma_B}{B_{\text{eff}}} = \frac{\sigma_{\delta\rho}/\phi_\ell}{1 + \langle \phi_{\delta\rho} \rangle / \phi_\ell} \simeq \frac{\sigma_{\delta\rho}}{\langle \phi_{\delta\rho} \rangle} \;\; , \tag{10.12}$$

où la variance $\sigma_{\delta\rho}$ du flux issu des sur-densités est donné par

$$\frac{\sigma^2_{\delta\rho}}{\langle \phi_{\delta\rho} \rangle^2} = \frac{1}{\langle N \rangle} \left(\frac{\sigma^2_\xi}{\langle \xi \rangle^2} + \frac{\sigma^2_G}{\langle G \rangle^2} + \frac{\sigma^2_\xi \sigma^2_G}{\langle \xi \rangle^2 \langle G \rangle^2} \right) + \frac{\sigma^2_N}{\langle N_{\text{BH}} \rangle^2} \;\; , \tag{10.13}$$

où σ_ξ, σ_G and σ_N représentent les variances des distributions correspondantes.

Il faut remarquer que les termes relevant du taux d'annihilation (σv, m, dN/dE) n'apparaissent plus en raison du rapport de flux, seules les distributions de matière noire et les descriptions de la propagation des particules chargées interviennent. Ceci est valable s'il est supposé que ξ est indépendant du modèle microscopique de matière noire, ce qui est supposé dans la partie suivante pour le cas des grumeaux. Dans le cas des trous noirs de masse intermédiaire, qui suit, cette hypothèse sera relâchée. La démarche générale pour la détermination quantitative des facteurs d'amplification procède donc de différentes étapes :

- La conduite de simulations cosmologiques de formation des structures, selon un modèle particulier. À l'issue de celles-ci, le nombre attendu de sous-structures est connu, ainsi que leur distribution spatiale et leur structure interne définissant le facteur ξ.
- L'utilisation des résultats comme densités de probabilité. Cela permet de déterminer la valeur moyenne de B_{eff} et sa variance, afin de calculer les probabilités pour les facteurs d'amplification d'être effectifs dans la Voie Lactée.
- La conduite de simulations Monte-Carlo. Elles permettent d'appuyer les résultats analytiques dans les cas simples et de déterminer les lois de probabilité pour le flux lorsqu'elles ne sont pas dérivables analytiquement.

10.2 Le cas des grumeaux de matière noire

Dans cette section, nous reprenons l'étude présentée dans [244] à des fins pédagogiques. Seule l'amplification du signal de positons est considérée, dans le cas de grumeaux de matière noire. Ceux-ci sont prédits en grand nombre dans la conduite des simulations de formation des structures, comme cela a déjà été évoqué précédemment. Le modèle de grumeaux considéré est inspiré des simulations présentées dans [209], desquelles ressort que la distribution de masse dans un halo est dominée par les petites structures. Les grumeaux peuvent être modélisés par de petits halos dont le profil exact importe peu car ils seront caractérisés par un volume d'annihilation donné. Pour simplifier la discussion, le nombre de grumeaux sera fixé par la fraction de la masse du halo qu'ils enferment, ils seront supposés être tous identiques (mêmes masses et mêmes facteurs d'amplification locaux) et une injection de positons de 100 GeV est considérée.

Le facteur d'amplification moyen ainsi obtenu est représenté dans la figure 10.1 par la courbe noire, dans le cas d'un halo NFW pour la Voie Lactée, pour 20% de masse sous forme de grumeaux et en prenant $B_i = 100$. La figure 10.1 présente également, pour différentes masses de grumeaux, les contours à 1σ pour les variations de B_{eff} attendues d'une réalisation de la Galaxie à une autre. Le caractère aléatoire de la répartition des grumeaux entraîne en effet une variance cosmique sur la prédiction de B_{eff}. La situation est la même que pour la prédiction des anisotropies du CMB sur de grandes échelles, qui est incertaine car

nous n'avons accès qu'à un seul Univers. Ici nous peuplons une réalisation unique de notre Galaxie et il se peut que la configuration réelle des sous-structures ne reflète pas la moyenne de ce qu'elle devrait être si elle était reproduite un grand nombre de fois.

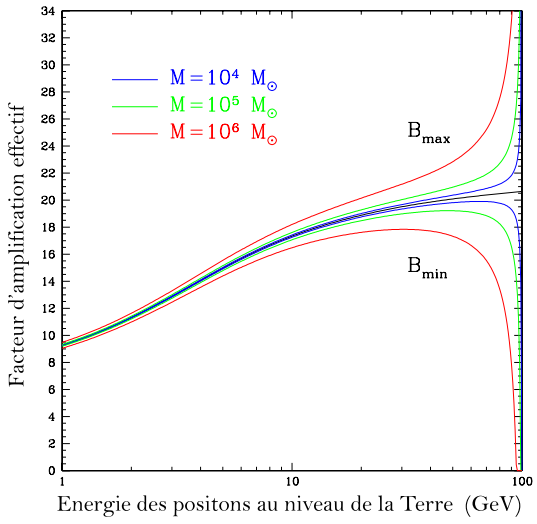


FIG. 10.1 – Facteur d'amplification et variance obtenue dans le cas de grumeaux de matière noire (adapté de [244]).

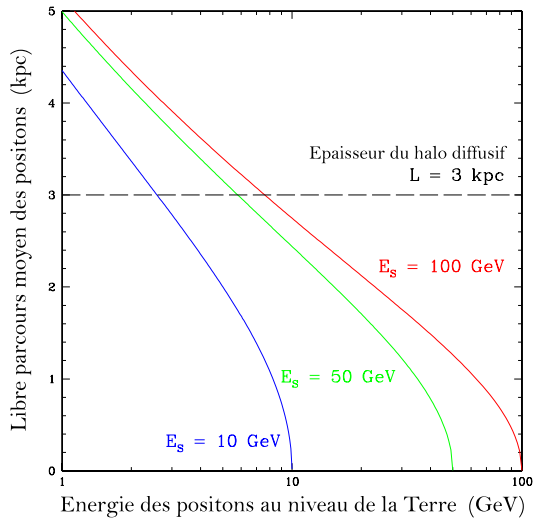


FIG. 10.2 – Libre parcours moyen d'un positon dans la voie lactée, en fonction de son énergie à la source, et à la détection (adapté de [244]).

La dépendance en énergie et la forme de la courbe de variance se comprennent en considérant le caractère dépendant de l'énergie de la diffusion des positons. Étant donné qu'ils perdent rapidement de l'énergie au cours de leur transport, ils peuvent être détectés d'autant plus loin de leur point d'émission qu'ils ont perdu beaucoup d'énergie. Ce propos est illustré par la figure 10.2, qui montre le libre parcours moyen pour des positons émis à différentes énergies (10, 50, 100 GeV) pour des énergies de détection de 1 à 100 GeV. Il est montré que pour une énergie d'injection donnée, plus le positon est observé à basse énergie, plus il vient de loin. La distance typique sur laquelle un positon émis à l'énergie E_s et détecté à

l'énergie E se déplace est donnée par

$$\lambda_D \;=\; \sqrt{4K_0\left\{(E/1\,\mathrm{GeV})^{\delta-1}-(E_s/1\,\mathrm{GeV})^{\delta-1}\right\}/(\delta-1)}\;, \tag{10.14}$$

avec K_0 et δ les paramètres du coefficient de diffusion. Ainsi, pour une injection à 1 TeV et des paramètres de diffusion moyens, le parcours d'un positon se fait sur une distance de l'ordre de

$$\lambda_D \;\simeq\; 6.5\,\mathrm{kpc}\times\sqrt{(E/1\,\mathrm{GeV})^{-0.3}-0.12}\;, \tag{10.15}$$

qui s'échelonne entre 0.1 kpc pour une détection à 990 GeV et 6.1 kpc à 1 GeV.

En détectant un positon au niveau de la terre, le volume auquel nous sommes sensibles est donc d'autant plus grand que son énergie est faible. Ainsi, pour des positons émis à 100 et détectés à 1 GeV, les positons proviennent d'une sphère de rayon λ_D de l'ordre de la hauteur du halo diffusif (figure 10.2). Les positons de basse énergies proviennent donc de zones éventuellement plus proches du centre Galactique où le flux "lisse" est plus grand. Le facteur d'amplification étant défini *par rapport* à ce dernier, il sera donc plus faible dans ce cas.

Pour des positons détectés à plus haute énergie, l'amplification sera plus grande car le flux provenant du halo lisse (paramétrisé par le facteur $\mathcal{I}$) est plus faible. La diffusion dépendante de l'énergie des positons et le pic de densité du centre Galactique expliquent donc que le facteur d'amplification moyen augmente avec l'énergie, comme cela peut se voir dans la figure 10.1.

Cette caractéristique particulière du transport des positons dans la Galaxie permet également de comprendre le comportement de la variance de B_{eff} en fonction de l'énergie de détection. À basse énergie, le nombre de sur-densités présentes dans la sphère de sensibilité est relativement stable d'une réalisation de notre Voie Lactée à l'autre car son volume est grand.

Le contraire se produit pour des énergies proches de l'énergie source. Dans ce cas notre détecteur est sensible à une production plus locale (dans la mesure présentée dans la figure 10.2), ce qui implique que la variation du nombre de grumeaux pouvant contribuer à l'amplification varie plus pour différentes réalisations de la Voie Lactée. Il est montré dans [244] que le comportement statistique des facteurs d'amplification à haute énergie peut être bien reproduit par un modèle très simple. Dans celui-ci, le volume de la sphère de sensibilité est fixé par l'énergie, et le flux maximal observé est attribué si une sous-structure se trouve à l'intérieur et aucun flux exotique sinon. Dans cet exemple, la fraction de masse contenue dans les sur-densités est constante. Ainsi, des grumeaux de masse plus élevée sont en moins grand nombre, et la variance associée au facteur d'amplification dans ce cas est plus grande. Ceci est illustré par les courbes colorées dans la figure 10.1. La discussion présentée ici est relative uniquement aux positons. Nous verrons dans la suite que le cas des antiprotons est bien différent en raison des spécificités de leur propagation dans la Voie Lactée.

Dans la suite, nous nous concentrons sur l'étude de l'amplification des signaux d'antimatière par des sur-densités spécifiques que sont des nuages de neutralinos très denses qui peuvent se former autour d'une catégorie particulière de trous noirs. Nous décrivons ce type de trous noirs et le mécanisme de formation des sur-densités avant d'appliquer les méthodes présentées ci-dessus pour évaluer les facteurs d'amplification dans ce cadre. La discussion présentée dans la suite suit plus ou moins précisément la démarche de la référence [250].

10.3 Trous noirs de masse intermédiaire

Différentes catégories de trous noirs

Les trous noirs peuvent être classés en trois grandes catégories, en fonction de leur masse [251] :

- $M_\bullet \lesssim 10^2 \mathrm{M}_\odot$: les trous noirs stellaires. Ce sont les reliques des étoiles massives et leur existence est avérée de façon robuste [252].
- $M_\bullet \gtrsim 10^6\ \mathrm{M}_\odot$: les trous noirs super-massifs. Ils sont présents au centre des galaxies et il existe des preuves solides de leur existence [254]. Il sont observés à des décalages vers le rouge correspondant à un Univers âgé de un milliard d'années. Leur mécanisme de formation est encore incompris, seules

des graines massives présentes antérieurement pourraient expliquer comment de telles masses sont atteintes aussi rapidement.
- $10^2 \lesssim M_\bullet/\mathrm{M}_\odot \lesssim 10^6$: trous noirs de masse intermédiaire (IMBHs pour *Intermediate Mass Black Holes*). Cette catégorie est plus spéculative, les IMBHs apparaissent pourtant dès lors que la formation des trous noirs super-massifs tente d'être expliquée. Ces IMBHs peuvent se former avant ces derniers par des mécanismes décrits dans la suite, servant ainsi de graine.

Formation des IMBHs et comportement de la matière noire dans leur environnement

Deux scénarios seront envisagés pour la formation des trous noirs de masse intermédiaire [210], nous verrons que seul l'un d'entre eux conduit à une phénoménologie intéressante. Dans les deux cas, la densité de matière noire évolue de la façon décrite dans le chapitre 8, avec un changement de la loi de puissance au centre donné par l'expression (8.4).

Dans le premier scénario (A), les IMBHs sont des reliques des premières étoiles et ont une masse caractéristique de 10^2 $\mathrm{M}_\odot$. Ces objets peuvent s'être formés dans de rares régions de densité plus élevée que la moyenne. Ils ne se forment donc pas exactement au centre des halos de matière noire, nous prenons donc un profil de densité plat comme condition initiale de la croissance adiabatique du pic de densité. Dans le second scénario (B) au contraire, les trous noirs se forment exactement au centre et ils résultent de l'effondrement du gaz froid dans les halos très jeunes [255]. Dans ce cas, le profil de densité initial est décrit par un profil NFW.

Les pics de densité présents autour des IMBHs sont relativement fragiles et peuvent être détruits par l'effet des forces de marée lors de la coalescence de ces trous noirs. Un taux de coalescence important est en effet attendu, générant par ailleurs des ondes gravitationnelles de basse fréquence, qui constituent le signal le plus attendu dans les expériences spatiales. Il est donc important de suivre l'évolution de ces trous noirs, en étant particulièrement attentif aux fusions. Dans la suite, seuls les trous noirs n'ayant pas subi de coalescence sont retenus dans l'analyse. Dans le scénario A, les IMBHs ayant leur pic de densité intact sont attendus en nombre de l'ordre de 10^3 dans la Voie Lactée, alors que le scénario B prévoit environ 100 survivants. Dans ce dernier cas, notons que sur la centaine d'objets présent dans le halo de matière noire, seuls environ 60 d'entre eux peuplent la zone diffusive de la Voie Lactée et sont donc susceptibles de contribuer au flux exotiques d'antimatière[1].

Des simulations de la formation de ces objets et de leurs coalescences sont menées dans [210], les résultats sont utilisés ici comme point de départ des calculs des facteurs d'amplification. Comme nous l'avons vu, la conduite de simulations de formation de structures est nécessairement la première étape. La figure 10.3 montre la probabilité de présence volumique pour les IMBHs dans la Galaxie pour les deux scénarios. Cette grandeur est définie comme la probabilité de trouver un IMBH dans une coquille de rayon compris entre r et $r + dr$.

Cette grandeur est donc exprimée en kpc^{-3}, et la courbe est normalisée de façon à ce que

$$\int_0^\infty 4\pi r^2 p(r) \;=\; N \;\;, \tag{10.16}$$

où N est le nombre de trous noirs.

Sur cette figure, les points noirs sont les données issues des simulations de formation des IMBHs, la courbe rouge est la paramétrisation utilisée dans la suite et les points vert représentent, pour comparaison, un profil NFW de même normalisation. Dans le scénario B (celui qui nous intéressera en particulier), il est remarquable qu'aucun IMBH non fusionné ne soit présent près du centre Galactique. Ceci est dû à ce que la densité de trous noirs y est plus importante et que les coalescences y sont inévitables. Ces objets ayant perdu leur pic de densité au centre, ils ne nous intéressent plus du point de vue de la recherche indirecte. *Dans la suite, nous utiliserons l'abus de language consistant à désigner par le terme IMBH un pic de densité présent autour d'un trou noir n'ayant pas subit de fusion.*

Quel que soit le signal de matière noire considéré, le volume d'annihilation ξ donne la mesure du taux d'annihilation dans l'environnement du trou noir. Ce volume est donné par l'expression (10.6). Le

[1] Ce point déjà évoqué dans le chapitre 9 est démontré dans [246]

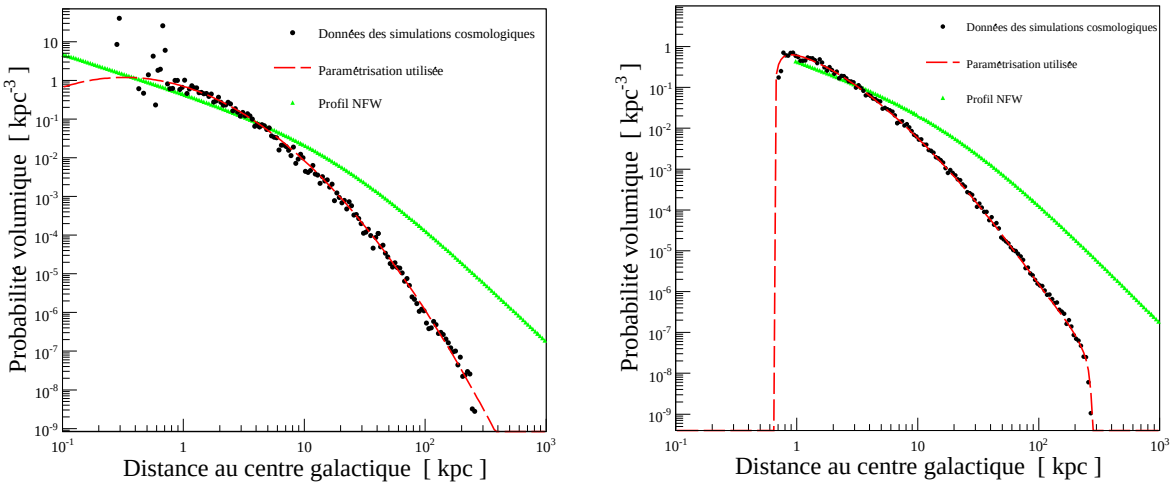


Fig. 10.3 – Distributions radiales des IMBHs non fusionnés dans les scénarios A (à gauche) et B (à droite).

profil de densité de matière noire autour d'un IMBH est représenté dans la figure 10.4. À mesure que l'on s'approche du centre, la densité de matière noire augmente selon une loi de puissance d'indice 3/2 pour le scénario A et 7/3 pour le scénario B. La densité au centre est régulée par les annihilations, conduisant à un plateau dont la hauteur dépend de la section efficace, de la masse du WIMP et de l'âge de l'objet selon l'expression (8.5). Pour une structure âgée de 10 milliards d'années, la hauteur du plateau est donnée par

$$\rho_{max} = 8.752 \times 10^{15} \times \left(\frac{m_\chi}{\mathrm{GeV}}\right) \times \left(\frac{\sigma v}{10^{-26}\mathrm{cm}^3.\mathrm{s}^{-1}}\right)^{-1} \mathrm{M}_\odot.\mathrm{kpc}^{-3} \quad , \tag{10.17}$$

de sorte que plus la section efficace d'annihilation est faible, plus le plateau sera élevé.

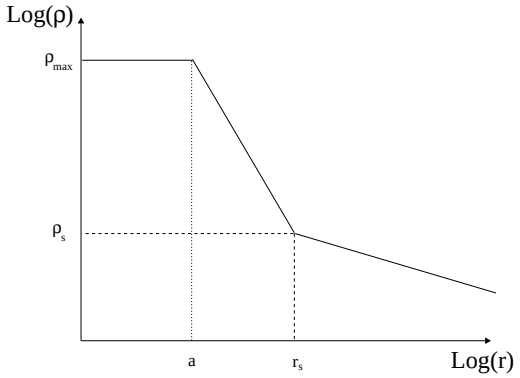


Fig. 10.4 – Schéma du profil d'un pic de densité autour d'un IMBH et notations adoptées.

Les intégrales (10.6) conduisent aux expressions suivantes pour les volumes équivalents d'annihilation

$$\text{pour le scénario A,} \quad \xi = \frac{4}{3}\,\pi\, R_s^3 \left(\frac{\rho_s}{\rho_0}\right)^2 (1 + 2\ln\eta) \quad , \tag{10.18}$$

$$\text{pour le scénario B,} \quad \xi = \frac{12}{5}\,\pi\,R_s^3\,\left(\frac{\rho_s}{\rho_0}\right)^2\,\left(\frac{14}{9}\,\eta^{5/7}\,-\,1\right)\ , \tag{10.19}$$

avec $\eta = \rho_{max}/\rho_s$.

Les valeurs moyennes pour le rayon du pic R_s et la densité au niveau du pic ρ_s conduisent à une valeur de ξ environ 10^6 fois plus élevée dans le cas B. Donc $\xi_B >> \xi_A$ et dans le cas du calcul des signaux d'antimatière, seul le scénario B sera considéré. Dans ce cas, il est très intéressant de noter que la dépendance du flux dans les paramètres du modèle sera différente du cas habituel, qui reste vrai pour ϕ_ℓ

$$\phi_\ell \,\propto\, \langle\sigma v\rangle\, m_\chi^{-2} \quad\rightarrow\quad \phi_{\delta\rho} \,\propto\, \langle\sigma v\rangle^{2/7}\, m_\chi^{-9/7}\ . \tag{10.20}$$

Cette dépendance est discutée avec plus de détails dans la partie 10.7, où l'effet du spectre de fragmentation dN/dE sera ajouté.

La conduite des simulations de formation des IMBH donne accès aux prédictions de leurs positions, mais également aux propriétés individuelles de ces derniers. Ainsi chaque nuage de WIMPs autour d'un trou noir est caractérisé par des valeurs spécifiques des paramètres R_s et ρ_s, alors que ρ_{max} est déterminé par le modèle de physique des particules considéré. Les caractéristiques des pics déduites des simulations de formation peuvent donc servir à dériver les densités de probabilité pour les volumes d'annihilations équivalents de ces sous-structures particulières. En fixant la masse de la particule de matière noire à 1 TeV et la section efficace d'annihilation à 3×10^{-26} cm$^3 \cdot$ s^{-1}, la courbe de la figure 10.5 est obtenue[2]. La distribution des volumes d'annihilation indique de très grandes valeurs, avec une moyenne de $\langle\xi\rangle \sim 3.3 \times 10^6$ kpc^3, et une queue s'étendant jusqu'à plus de $\xi \sim 3.5 \times 10^7$ kpc^3.

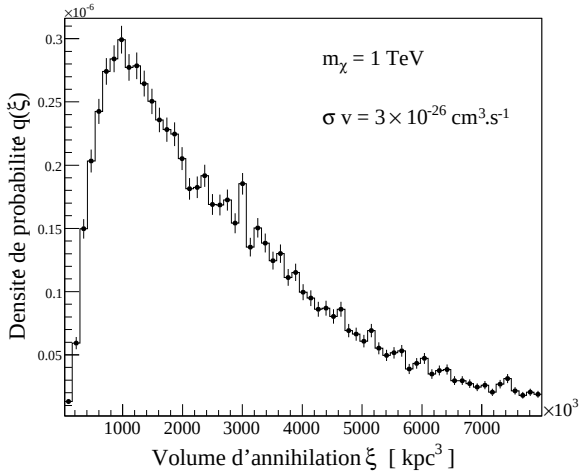


FIG. 10.5 – Densité de probabilité pour ξ dans le scénario B.

10.4 Signaux attendus en gamma et neutrinos

Les signatures des pics de densité autour des IMBHs ont d'abord été étudiées en γ et ν, respectivement dans les références [210] et [256]. Les spécificités du signal en γ sont très intéressantes pour AMS02. En effet, de nombreuses sources de spectres identiques apparaîtraient alors dans le domaine du GeV en dehors du plan Galactique et sans contrepartie dans les autres longueurs d'onde. Ces sources constitueraient, si elles étaient découvertes, une indication forte en faveur de signaux de matière noire agrégée autour d'objets compacts. La figure 10.6 montre le nombre de sources qui pourraient être résolues en fonction de

[2]Cette valeur est préférée par la densité relique, voir l'équation (3.2).

la sensibilité des expériences γ, dans le scénario B et dans deux cadres de physique des particules (m=100 GeV et $\sigma v = 3\times10^{-26}$ cm$^3 \cdot$ s^{-1} en rouge et m=1 TeV et $\sigma v = 10^{-29}$ cm$^3 \cdot$ s^{-1} en jaune). Bien qu'il s'agisse probablement d'une coïncidence, il est remarquable que le nombre d'objets qui auraient été résolus par EGRET correspondent à l'ordre de grandeur de ses sources non identifiées. La sensibilité d'AMS02 se situe à $\phi \sim 5 \times 10^{-9}$ cm$^{-2} \cdot$ s^{-1} [257], si bien que notre détecteur pourrait résoudre entre 40 et 100 IMBHs. La contribution des annihilations autour des IMBHs au fond diffus extra-Galactique pourrait également être observée [258]. Les perspectives en neutrino sont étudiées dans [256], il apparaît que les détecteurs situés dans l'hémisphère nord sont mieux placés en raison de ce qu'ils sont sensibles au signaux en périphérie du centre Galactique, où la densité d'IMBHs est malgré tout la plus grande (*c.f.* la figure 10.3).

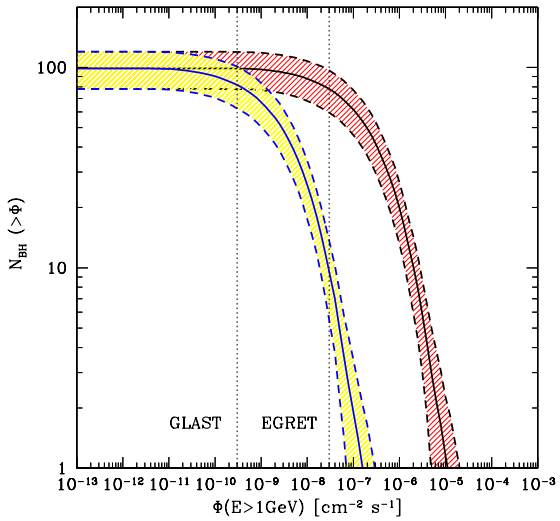


Fig. 10.6 – Nombre de sources observables en γ, selon la sensibilité dans le scénario B.

10.5 Résultats pour les positons

Cette section se restreint à l'étude des facteurs d'amplification pour une ligne de positons à 1 TeV, avec une section efficace d'annihilation de 3×10^{-26} cm$^3 \cdot$ s^{-1}. Des résultats pour $m_\chi = 100$ GeV sont présentés dans [259], et des modèles complets sont utilisés dans la suite.

Pour tous les résultats présentés dans la suite de ce chapitre, le jeu de paramètre de diffusion conduisant aux flux moyens sont utilisés. Ces paramètres sont $K_0 = 0.0112$ kpc^2 Gyr^{-1}, $L = 4$ kpc, $V_c = 12$ km $\cdot$ s^{-1} and $\delta = 0.7$.

La démarche adoptée consiste à déterminer les facteurs d'amplification de façon analytique quand cela est possible et de conduire des simulations Monte-Carlo dans tous les cas. Les propriétés des trous noirs sont alors déterminées de façon aléatoire suivant les distributions de probabilité déduites des simulations de formation des IMBHs. Les facteurs d'amplification sont ensuite déterminés de la façon décrite dans le premier paragraphe de ce chapitre. Les différences avec les résultats présentés dans le cas des grumeaux de matière noire réside dans le fait que le nombre de trous noirs n'est pas constant d'une réalisation à l'autre, et que les propriétés intrinsèques des sur-densités dépendent du type de candidat matière noire. Il est également important de noter que les IMBHs ne sont pas distribhués comme ρ_ℓ, mais selon une loi indépendante.

Dans la génération Monte Carlo, le nombre d'IMBHs est tout d'abord déterminé dans une gaussienne centrée sur 97.8 et de largeur 20, obtenue avec les simulations de formation. Ceci étant fait, les IMBHs

sont générés uns par uns et une valeur de ξ_i et une position leur sont assignées, suivant les fonctions de probabilité présentées ci-dessus. Les facteurs d'amplification obtenus de façon analytique et avec des simulations impliquant 10^6 réalisations de notre Voie Lactée sont présentés dans la figure 10.7.

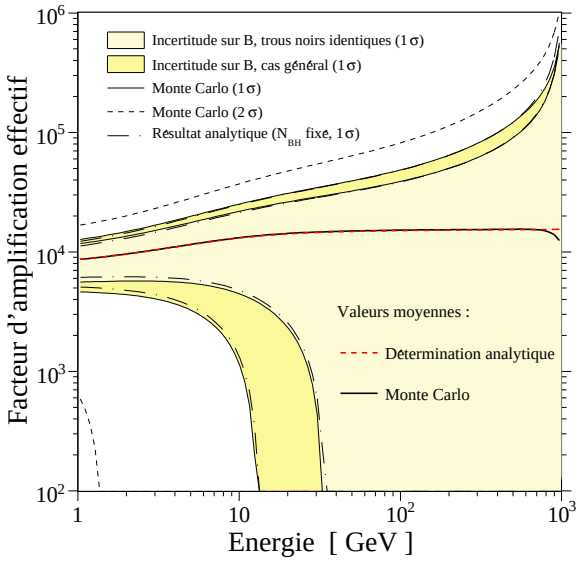


FIG. 10.7 – Facteur d'amplification pour les positons en présence d'IMBHs.

Dans cette figure, la courbe noire représente la valeur moyenne du facteur d'amplification obtenue par Monte Carlo, elle se superpose à la courbe pointillée rouge dérivée analytiquement. Comme cela a été précédemment expliqué, $B_{\rm eff}$ dépend de l'énergie et est plus grand à haute énergie. Les contours représentent la variance des distributions de $B_{\rm eff}$ obtenues dans différents cas. La courbe la plus claire correspond au cas où les trous noirs ont tous le même volume d'annihilation, alors que la courbe plus foncée représente le cas le plus réaliste, pour lequel $\xi_i \neq \xi_j$. Dans chaque cas, les courbes en point-tiret sont déduites des prédictions analytiques pour la variance. Celles-ci n'incluent pas de variation du nombre d'objet d'une réalisation à l'autre, elles indiquent donc une variance légèrement inférieure. Les contours sont cependant relativement proches, ce qui indique que l'influence de la variation de N_{BH} sur la variance finale est relativement faible.

Il apparaît également clairement sur la figure 10.7 que le facteur d'amplification suit des lois statistiques différentes selon que l'on se place à haute ou basse énergie. La figure 10.8 illustre cela en présentant les distributions des facteurs d'amplification obtenues pour 1 GeV et 300 GeV. La courbe de gauche représente la distribution de $B_{\rm eff}$ à 1 GeV, en ordonnée apparaît le nombre d'entrées par réalisation et par bins de $\delta B = 300$. L'histogramme rouge est obtenu en fixant les propriétés des trous noirs dans la simulation Monte Carlo. Si le nombre d'objet était grand, la statistique obtenue serait gaussienne. Ainsi la courbe en tirets est une gaussienne dont la moyenne et la variance ont été déterminées analytiquement. Nous avons vérifié cela avec des simulations Monte Carlo pour lesquelles le paramètre N_{BH} a été artificiellement augmenté d'un facteur 10, et le régime gaussien est effectivement obtenu.

La courbe de droite dans la figure 10.8 représente la distribution du facteur d'amplification obtenu à 300 GeV avec des bins de $\delta B = 10^4$. Ici encore, l'histogramme rouge est obtenu pour des IMBHs identiques et doit être comparé à la dérivation analytique présentée en tirets. Cette dernière se limite ici à une seule convolution de la fonction de Green dans l'expression (10.10), *i.e.* à un seul IMBH contribuant au flux dans la sphère de sensibilité. Ainsi, les événements supplémentaires de l'histogramme rouge rendent compte des rares cas pour lesquels deux objets sont présents dans la sphère de sensibilité et contribuent à l'amplification du signal. Lorsque le cas général est considéré, le fait que les IMBHs soient différents les uns des autres gomme cette spécificité de la distribution de $B_{\rm eff}$. Ce cas est représenté par l'histogramme

noir en trait plein, qui présente une queue s'étendant très haut. Ceci est lié à la distribution de ξ de la figure 10.5, qui présente une longue queue.

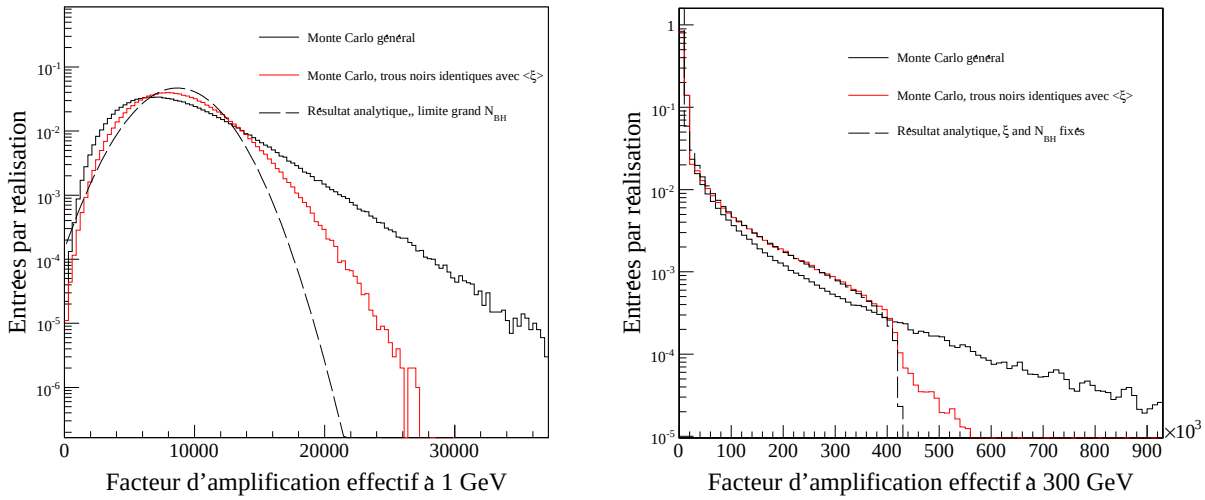


Fig. 10.8 – Distributions statistiques des facteurs d'amplification pour les positons à 1 GeV et à 300 GeV.

10.6 Résultats pour les antiprotons

Un propagateur du type de celui présenté dans le chapitre 9 est utilisé dans ce paragraphe pour déterminer les facteurs d'amplification dans le canal $\bar{p}$. Comme cela a déjà été évoqué précédemment, la principale différence avec les positons est qu'ils perdent beaucoup moins d'énergie lors de leur propagation.

Dans l'approximation où la diffusion se fait à énergie constante, alors la densité d'IMBHs contribuant au flux est la même pour toutes les énergies de détection. Cette approximation étant relativement correcte, il est attendu que le facteur d'amplification soit quasiment constant. Deux effets peuvent dépendre de l'énergie, ce sont les spallations au niveau du disque de matière et le balayage des particules par le vent convectif. Dans les deux cas, ces effets sont plus importants à basse énergie. En effet, les antiprotons de haute énergie ($\gtrsim$ 10 GeV) ne sont pas affectés par le vent convectif et traversent le disque de matière avec une probabilité d'interaction moindre.

De la même manière que pour les positons, des simulations Monte Carlo sont conduites pour estimer les facteurs d'amplification et leurs variances, dans différentes configurations de propagation. Dans tous les cas, le jeu de paramètre de diffusion moyen est utilisé.

Comme cela était pressenti, le facteur d'amplification pour les $\bar{p}$ et sa variance ne dépendent pas de l'énergie dans le cas où le vents convectif et les spallations sont négligées. Cela est illustré par la courbe pleine et la bande d'incertitude la plus claire dans la figure 10.9.

Lorsque le vent convectif est considéré, la propagation devient dépendante de l'énergie. Dans ce cas, le facteur d'amplification et son incertitude varient avec l'énergie. Le coefficient de diffusion K étant une fonction croissante de l'énergie, la propagation est dominée par la diffusion à haute énergie. En revanche, le vent Galactique a un effet à basse énergie. Étant dirigé vers l'extérieur du disque, il a tendance à empêcher les antiprotons d'atteindre la Terre. Par conséquent, le parcours moyen des antiprotons est diminué à basse énergie et le nombre de source pouvant contribuer à l'amplification également.

Les incertitudes sur les facteurs d'amplification dépendent également du jeu de paramètres de diffusion considéré. Si par exemple la hauteur L de la zone de diffusion est augmentée, alors les antiprotons diffusent plus et un plus grand nombre de sous-structures contribue à l'amplification.

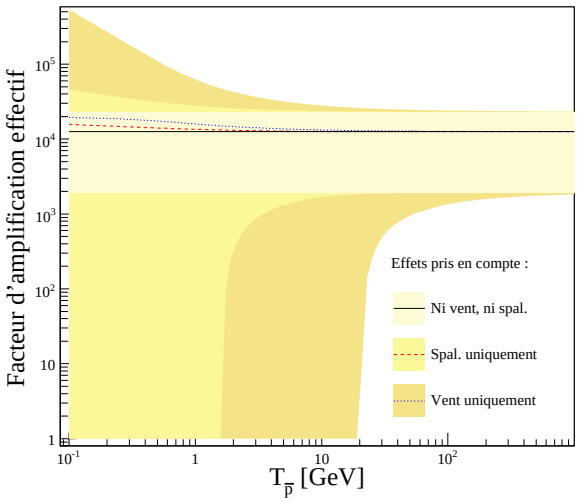


FIG. 10.9 – Facteur d'amplification pour les antiprotons en présence d'IMBHs.

10.7 Application avec des modèles réalistes de matière noire

Les sections précédentes ont concerné des cas génériques par soucis de pédagogie. Montrons à présent comment ces discussions peuvent s'appliquer à des cas de modèles de matière noire spécifiques. La différence la plus sensible dans le cas des positons est qu'il est alors nécessaire d'intégrer sur l'énergie source. En effet, les annihilations des particules de matière noire considérées ici ne donnent pas simplement la ligne positronique considérée précédemment, mais un spectre comme ceux présentés dans les chapitres antérieurs. Dans le cas des antiprotons, si les pertes d'énergie sont négligées, alors une simple pondération des résultats précédents suffit, nul besoin d'integration.

Les modèles considérés sont voulus représentatifs des meilleurs candidats matière noire actuels, nous considérons deux modèles de supersymétrie et deux modèles de dimensions supplémentaires. Dans le premier cas, deux candidats mSUGRA sont sélectionnés, ils remplissent les contraintes de physique des particules et de densité relique. Nous choisissons un candidat bino de 140 GeV et un higgsino de 108 GeV. Les équations du groupe de renormalisation sont résolues avec le logiciel `SuSpect` à partir des paramètres du tableau 10.1. Dans ce cas, les sections efficaces et les spectres de fragmentation ont été calculés avec le logiciel `micrOMEGAs` décrit dans le chapitre 9.

Candidat	m_0 (GeV)	$m_{1/2}$ (GeV)	$tg\beta$	μ	A_0 (GeV)	m_{top} (GeV)
bino	181	350	53	> 0	0	174
higgsino	1532	300	15	> 0	0	171

TAB. 10.1 – Paramètres utilisés pour la spécification des points mSUGRA considérés.

Les deux modèles à dimensions supplémentaires considérés ici sont de deux familles distinctes. Le premier est le modèle à dimensions supplémentaires voilées avec une unification dans $SO(10)$ présenté dans [68]. Dans ce cas la masse des bosons de Kaluza-Klein est prise à 6 TeV et la masse de la LZP est fixée à 50 GeV. Pour le second, nous considérons des dimensions supplémentaires universelles [83], avec $R^{-1} = 1$ TeV, ce qui fixe la masse de la LKP à la même valeur.

Les sections efficaces et les rapports d'embranchement pour les quatre modèles considérés sont présentés dans le tableau 10.2. Les valeurs de ρ_{max} et de $\langle\xi\rangle$ sont également données dans chaque cas. Notons que pour la LZP, le facteur δ_{stat} apparaissant dans l'expression du flux (voir l'équation (10.2)) vaut 2. En effet,

la LZP est une particule de Dirac, contrairement au neutralino qui est de Majorana et à la LKP qui est un boson. Dans tous les cas autres que pour la LZP, $\delta_{stat} = 1$.

	$\tilde{B}$	$\tilde{H}$	LZP	LKP
m	140 GeV	108 GeV	50 GeV	1 TeV
σv ($\times 10^{-26}$ cm$^3 \cdot$ s^{-1})	0.26	1.9	2.04	1.7
État finals	$b\bar{b}$ 91% $\tau^+\tau^-$ 9%	W^+W^- 90% Z^0Z^0 10%	$q\bar{q}$ 74% $\nu\bar{\nu}$ 17% $\ell^+\ell^-$ 2.88% ($\times 3$)	$q\bar{q}_{up}$ 11% $\times 3$) $q\bar{q}_{down}$ 1% ($\times 3$) $\nu\bar{\nu}$ 4% $\ell^+\ell^-$ 20% ($\times 3$)
ρ_m ($\times 10^{17}$ M$_\odot \cdot$ kpc^{-3})	47.1	4.97	2.43	51.4
$\langle \xi \rangle$ ($\times 10^5$ kpc^3)	46.5	9.94	5.96	52.7

Tab. 10.2 – Caractéristiques des modèles de matière noire considérés dans cette section.

Pour les positons, les flux exotiques dans les quatre cas présentés ici sont montrés dans la figure 10.10. Sur les courbes de cette figure ont également été tracés les mesures du flux de positons par les expériences AMS01 [149], [150] et HEAT [147], [148]. Pour tous les tracés, le flux non amplifié est représenté en tirets, et le flux en présence d'IMBHs en trait plein. La plage d'incertitude grisée (jaune) correspond aux contours à $\sigma/2$. Dans les quatre modèles considérés, le flux de positons à 10 GeV se situe dans une gamme comprise entre $\sim 6 \times 10^{-6}$ et $\sim 3 \times 10^{-5}$ cm$^{-2} \cdot$ s$^{-1} \cdot$ GeV$^{-1} \cdot$ sr^{-1}.

Les flux exotiques générés par les IMBHs ne dépendent que faiblement de la section efficace en vertu de l'expression 10.20. Il est intéressant de noter que les résultats obtenus ne sont également que très peu dépendants de la masse de la particule de matière noire. En effet, le spectre d'injection adoucit la dépendance attendu en $m_\chi^{-9/7}$ et tous les modèles conduisent finalement à des flux comparables.

Le cas de la particule LKP se distingue en ce que la variance associée au flux exotique qu'elle induit est plus faible. Cela est du à ce que les positons produits dans ce cas ont un spectre en énergie s'étendant jusqu'au TeV avec une contribution importante à haute énergie (production directe de paires $e^\pm$). Ainsi, la sphère de sensibilité en dessous de 10 GeV est plus volumineuse et la prédiction y est moins à la variance cosmique. Dans tous les cas, la variance du flux attendu augmente à haute énergie, comme cela a été déjà évoqué précédemment.

Le cas des antiprotons est présenté dans la figure 10.11 et conduit à des conclusions similaires. Comme cela est exposé dans [227], le cas le plus prometteur pour l'observation d'un excès en $\bar{\text{p}}$ est probablement celui de la LKP de 1 TeV. C'est en effet le seul scénario conduisant à un excès observable pas AMS02 au dessus de quelques dizaines de GeV.

Dans tous les cas présentés ici, les points de données sont à moins de 1 σ de la valeur moyenne, si bien qu'il n'est pas possible d'exclure ces modèles. Le cas le plus proche de celui présenté dans la section dédiée aux positons est celui de la LKP. C'est dans ce cas que la variance à basse énergie est la plus faible. De plus, en raison de la masse très élevée du WIMP, le flux est relativement faible par rapport aux autres modèles. Dans les quatre cas présentés, le flux exotique non-amplifié est toujours en dessous des points de mesure. Lorsque les IMBHs sont considérés, les flux de $\bar{\text{p}}$ se situent dans une gamme allant de $\sim 3 \times 10^{-2}$ et $\sim 4 \times 10^{-1}$ m$^{-2} \cdot$ s$^{-1} \cdot$ GeV$^{-1} \cdot$ sr^{-1}.

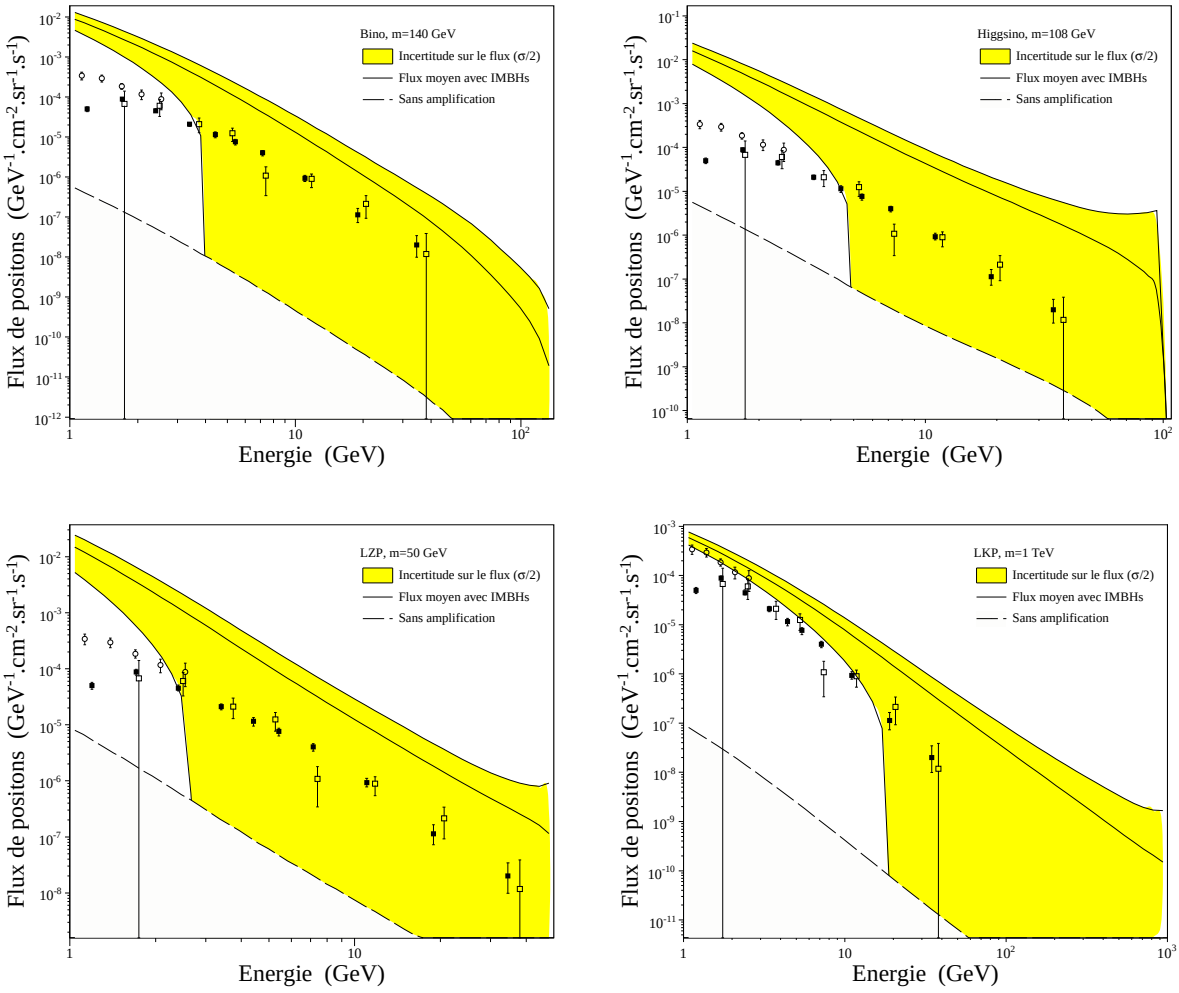


FIG. 10.10 – Flux exotiques de positons dans quatre modèles de physique des particules (en haut : en supersymétrie, en bas : en dimensions supplémentaires) et comparaison aux mesures actuelles.

Par rapport au cas des positons, les mêmes conclusions peuvent être tirées pour les antiprotons. En particulier nous observons le même jeu d'effets se combinant de façon subtile pour conduire à des flux d'ordres de grandeurs comparables d'un modèle à l'autre. Dans ce cas pourtant l'effet de l'état final sur l a forme du spectre d'annihilation est moins important que dans le cas des positons. Les deux tracés du haut de la figure10.11 illustrent bien ces considérations avec des prédictions très similaires malgré une section efficace variant d'un facteur 7 de l'un à l'autre. Dans le cas des antiprotons, la prédiction sur le flux primaire sous ~ 20 GeV est entachée d'une grande incertitude, comme cela a été expliqué précédemment.

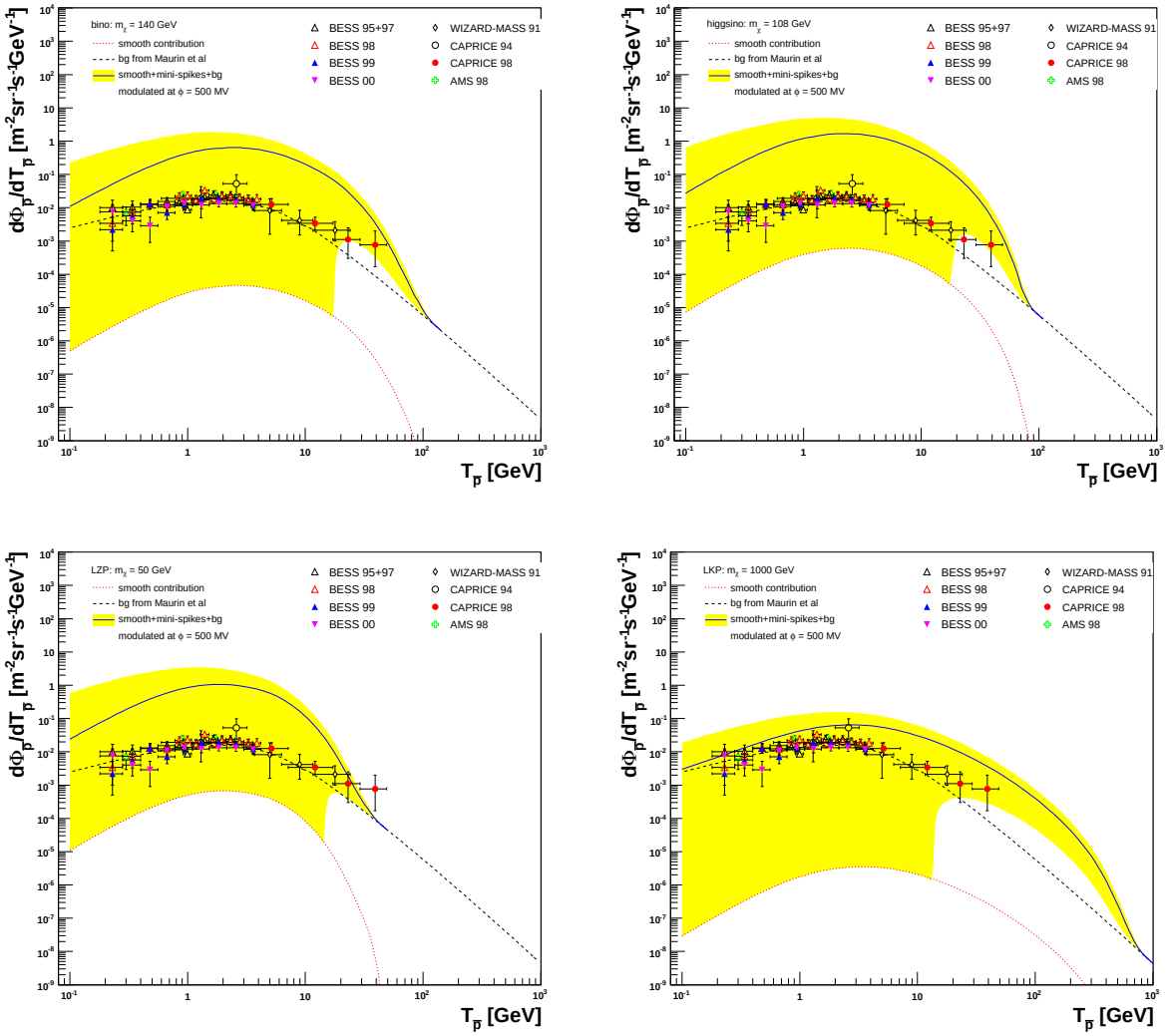


Fig. 10.11 – Flux exotiques de $\bar{p}$ dans les quatre modèles de nouvelle physique considérés dans ce chapitre (en haut : en supersymétrie, en bas : en dimensions supplémentaires) et comparaison aux mesures actuelles.

Un autre effet important apparaît dans cette étude et n'a jamais été mentionné précédemment, il s'agit de la distorsion astrophysique des signaux indirects. En effet, en raison des spécificités de la propagation des positons, en particulier la diffusion dépendant de l'énergie, une coupure artificielle peut apparaître dans le spectre exotique. Cela est particulièrement intéressant car les coupures dans les spectres ou les ruptures de pentes sont recherchées car elles peuvent être l'effet de la coupure à la source du flux exotique à la masse de la particule de matière noire. La modulation peut se produire ici si les objets contribuant à l'amplification du signal ne sont pas très proche de la Terre. Dans ce cas, la mesure des positons à basse énergie est sensible aux objets situés relativement loin (quelques kpc) et à mesure que l'on détecte les positons à des énergies proches de leur énergie d'injection maximale, la sphère de sensibilité diminue de volume. Ainsi, il est possible qu'en deçà d'un certain rayon, plus aucun objet ne contribue à l'amplification. Cela se traduirait par une coupure artificielle dans le spectre exotique de positons.

Ainsi, si une coupure était observée dans le spectre de positons à l'énergie E_c, l'explication la plus naturelle serait de supposer qu'un signal de matière noire a été découvert pour un WIMP de masse $m_\chi \sim E_c$. L'existence de sous-structures brillantes indique la possibilité d'une interprétation plus complexe.

En particulier, si un excès était également observé en antiproton *au-delà* de E_c, nous pourrions conclure que nous vivons dans une réalisation particulière de la Voie Lactée pour laquelle les sous-structures sont particulièrement éloignées de la Terre. L'énergie de la coupure serait alors d'autant plus faible que la sous-structure dominante serait éloignée. Les $\bar{\mathrm{p}}$ diffusant sur de plus grandes distances, l'amplification dans ce canal serait malgré tout effective.

Seule une mesure simultanée des deux canaux permettrait peut-être de différencier le cas d'une distorsion astrophysique d'une réelle coupure correspondant à la masse de la particule de matière noire. Cela illustre le fait que la combinaison de plusieurs canaux d'observation permet d'obtenir des informations sur la distribution spatiale de la matière noire. Cee comportement opposé des amplifications en positons et en antiprotons est un argument important en faveur d'une recherche *inclusive* de matière noire. chapitre suivant étudie précisément cette possibilité de combiner les canaux avec les mesures d'AMS02.

10.8 Conclusions et perspectives

Dans ce chapitre nous avons considéré un scénario particulier de formation de sous-structures de matière noire autour de trous noirs de masse intermédiaire. Les propriétés de ces objets dans la Galaxie ont été dérivées et utilisées pour le calcul des facteurs d'amplification en e^+ et $\bar{\mathrm{p}}$ et des incertitudes associées à leurs prédictions.

Il est montré que les résultats sont très peu dépendants du modèle pour la particule de matière noire. Ceci est lié à ce qu'une diminution de la section efficace d'annihilation conduit à de plus grandes densités au centre des structures et donc de plus grands taux de réaction. Les grandes valeurs obtenues pour les facteurs d'amplification, de l'ordre de 10^4 pour m_χ=1 TeV, sont très intéressantes pour les estimations de sensibilité d'AMS02.

De plus, la méthode utilisée permet de calculer précisément les lois de probabilité pour le flux à une énergie donnée. Il est donc possible d'estimer précisément les incertitudes sur la prédiction des facteurs d'amplification. Il est ainsi montré qu'une modulation astrophysique du signal de matière noire peut être attendu dans le cas où le flux issu des sous-structures domine le signal exotique. Il est intéressant de noter que les effets seraient opposés en $\bar{\mathrm{p}}$ et en e^+. Si ces coupures sont détectées, elles permettraient peut-être d'estimer la distance à la sous-structure la plus proche. *C'est là une illustration de l'intérêt de la combinaison des différentes observables pour la recherche indirecte de matière noire.*

Les résultats obtenus ont été appliqués à des modèles de matière noire réaliste. Il apparaît qu'aucun des modèles utilisés ne peut être contraint dans ce scénario. Il est important à présent de poursuivre ces études pour dériver des contraintes précises sur les modèles. Ce sera également l'occasion de mesurer la robustesse de l'hypothèse de l'existence des pics de matière noire autour d'IMBHs et de matière noire de type particules.

À l'avenir, la méthode présentée ici pourra également être implémentée dans le code `micrOMEGAs`. Cela permettrait un calcul automatique des facteurs d'amplification qui n'existe pas sur le marché à l'heure actuelle. Il suffirait en effet de spécifier les volumes d'annihilation et les répartition spatiales pour permettre une prédiction des facteurs d'amplification et de leurs variances.

Chapitre 11

Sensibilité d'AMS02 en recherche inclusive

Dans ce chapitre sont tout d'abord présentées les différentes combinaisons de sélections permettant l'identification des antiprotons, positons et photons dans le fond environnant. Les acceptances et les niveaux de bruits attendus sont donc estimés pour tous ces canaux de recherche indirecte. La possibilité de combiner les canaux observés par AMS02 est ensuite développée, et la reconstruction de l'état final d'annihilation est envisagé grâce à une approche inclusive. Les spécificités des différentes observables sont alors détaillées.

11.1 Sélection des événements

Dans cette section, différents critères de sélection permettant l'observation des antiprotons, positons et photons sont présentées. Dans tous les cas, il s'agit de rejeter un maximum de protons, bruit de fond réductible principal, et d'électrons. Comme cela a été montré dans le chapitre 5, les réponses des différents sous-détecteurs d'AMS02 sont combinées en tenant compte des interactions spécifiques de chaque particules. Les sélections sont également développées en vue d'obtenir une efficacité maximale dans le canal souhaité.

Chaque cas sera illustré par la comparaison des mesures existantes aux projections d'AMS02 pour 3 ans de prise de données. Pour ces illustrations, seul le signal standard sera pris en considération. L'ajout de signaux exotiques se fera dans la section suivante.

11.1.1 Antiprotons

Les coupures de sélection pour l'observation des antiprotons ont été estimées dans [260]. Le bruit principal pour la recherche de $\bar{\mathrm{p}}$ est lié aux protons, qui peuvent interagir dans le trajectographe. Dans ce cas de figure, il est possible que les algorithmes d'ajustement des traces indiquent un mauvais signe pour la charge, en raison de la cassure provoquée par l'interaction. Les $\bar{\mathrm{p}}$ et les protons étant dans un rapport de 10^{-4} à 10^{-5}, la sélection doit conserver moins de un proton pour 10^6 à 10^7 antiprotons pour une contamination de 1%. La seconde possibilité conduisant à une erreur d'identification est liée aux électrons, dont le flux est de 10^2 à 10^3 plus élevé, nécessitant une réjection de 10^4 à 10^5. Il s'agit donc dans ce cas d'une erreur de détermination de la masse de la particule incidente. Enfin, une source de confusion provient des interactions possibles dans la masse morte d'AMS02, qui peut produire des particules secondaires chargées négativement. Si la masse de ces dernières est mal déterminée, elles peuvent feindre un $\bar{\mathrm{p}}$.

La pré-sélection des événements impose qu'un ajustement de la valeur de la rigidité soit fait, qu'une mesure de la vitesse soit obtenue (afin de vérifier que la particule provient du haut d'AMS02), que la valeur absolue de la charge soit mesurée et qu'une trace dans le TRD soit associée.

Diminution du taux de confusion de charge

Alors que la valeur absolue de la charge d'une particule traversant AMS02 est mesurée de façon redondante, la détermination de son signe se fonde uniquement sur les mesures des positions des impacts dans le trajectographe. La réduction de la confusion de charge doit donc se faire uniquement sur des critères de qualité des traces.

Par conséquent, certains des critères utilisés ici sont relativement similaires à ceux présentés dans le chapitre 7, visant à éliminer les événements de Bremsstrahlung dans l'observation des électrons. Afin de quantifier les résultats concernant la qualité de l'identification de la charge, les protons (donc les événements de bruit) sont classés en deux catégories *bons* et *négatifs*, selon que la mesure de leur charge correspond à ce qui est attendu par la résolution du trajectographe ou avec confusion de charge.

Le nombre d'impacts dans le trajectographe est imposé supérieur à 5. Cela permet un meilleur ajustement car plus de points sont disponibles et sur une extension spatiale éventuellement plus grande.

Les rigidités mesurées dans les deux moitiés du trajectographe sont également utilisées. En effet, une interaction dans le trajectographe est associée à un brusque changement de direction. Dans ce cas de figure, les demi-rigidités peuvent être incompatibles. Ces considérations permettent de rejeter des protons de type *négatifs*, en imposant que le rapport $\mathcal{R}_{haut}/\mathcal{R}_{bas}$ soit proche de 1. Les valeurs précises des bornes des intervalles conservés dépendent de l'énergie et sont explicitées dans [260]. La coupure sur ce rapport est efficace principalement entre 25 GeV et 250 GeV, permettant de rejeter de 85% à 88% de protons *négatifs*. La figure 11.1 montre les distributions de ce rapport pour des protons dans deux intervalles, de 25 à 80 GeV et de 80 à 250 GeV (les valeurs des coupures sont indiquées par les flèches).

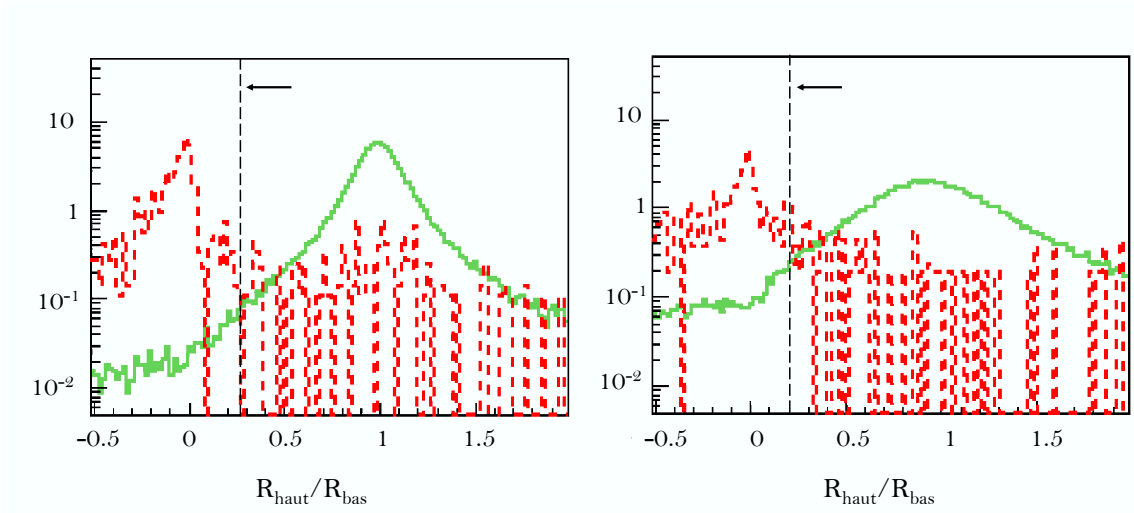


FIG. 11.1 – Distributions du rapport $\mathcal{R}_{haut}/\mathcal{R}_{bas}$ pour des protons *bons* (vert plein) et *négatifs* (pointillé rouges) dans deux intervalles d'énergie : 25-80 GeV à gauche et 80-250 GeV à droite [260].

Comme cela a déjà été évoqué dans le chapitre 7, plusieurs traces reconstruites sont associées à une même trace physique. La proportion de confusion de charge dans les événements à plus de 2 traces reconstruites étant plus grande, ne sont conservés que les événements présentant un maximum de deux traces reconstruites. Il apparaît de plus que les protons *négatifs* conduisent à une importante proportion d'événements pour lesquels les valeurs des rigidités associées à une même trace sont différentes. Il est donc imposé que ces différentes valeurs soient en accord à 15% près[1], cela conduit à rejeter 61.7% des protons *négatifs*.

La qualité de l'ajustement de la trace permet également de rejeter 36% des protons *négatifs*, par une condition sur le χ^2 de l'ajustement. La coupure sur cette variable est présentée dans la figure 11.2 à gauche.

[1] Une coupure similaire pour les électrons a été proposée au chapitre 7.

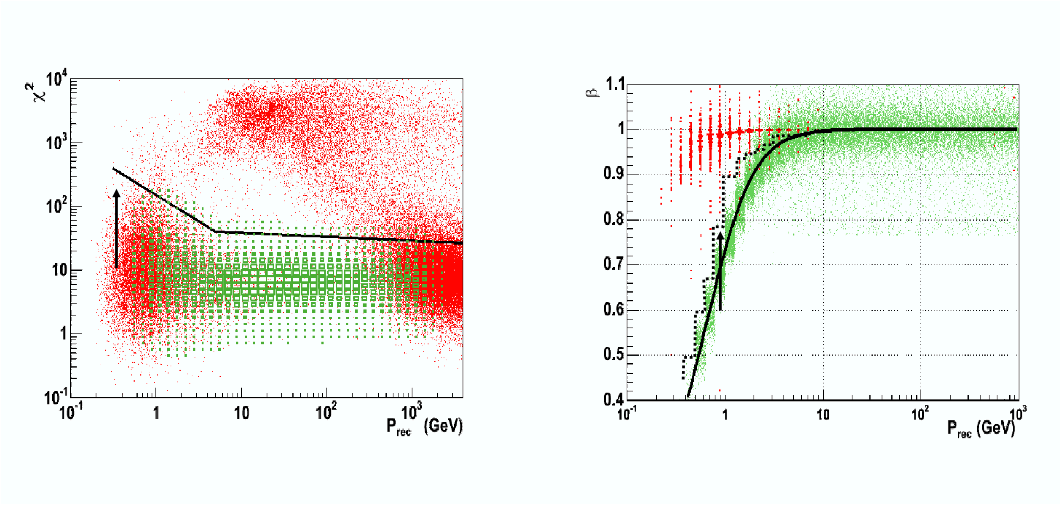


Fig. 11.2 – À gauche : distributions du χ^2 des ajustements en fonction de l'impulsion reconstruite pour des protons *bons* (en vert) et *négatifs* (en rouges). À droite : distribution du β [260].

Il est également possible de s'affranchir partiellement des événements pour lesquels un proton a interagi de façon inélastique sur un plan du trajectographe ou a proximité en comptant le nombre d'impacts non compris dans la trace finalement retenue. Les événements présentant plus de 9 de ces impacts sont rejetés.

Finalement, l'ensemble des coupures décrites ici permet de rejeter tous les protons *négatifs* entre 10 GeV et 300 GeV et une tès grande partie au delà. La distribution en rigidité des événements résiduels s'étend de 200 MeV à 10 GeV avec un pic à 1 GeV [260]. Une réduction de ce fond résiduel peut être obtenue en mesurant β. AMS02 mesure à la fois l'impulsion et la vitesse des particule à partir de la mesure du trajectographe d'une part et de la combinaison entre le temps de vol et la longueur de la trajectoire d'autre part. Ainsi, en considérant la masse du proton, il est possible de déduire la valeur de β et de la comparer à la valeur attendue théoriquement. Les particules dont la trace est mal reconstruite conduisent à une valeur de β trop élevée et peuvent être rejetées. La partie droite de la figure 11.2 montre que les protons *bons* suivent la prédiction théorique, alors que les *négatifs* ont $\beta \sim 1$. Cette méthode n'est efficace que sous 4 GeV.

Notons que cette dernière coupure de sélection permet également de rejeter 99.9% des électrons entre 0.1 GeV et 2 GeV et environ 49% à 4 GeV.

Réjection du fond d'électrons

Les électrons peuvent être observés comme des antiprotons dans l'hypothèse où leur masse est mal identifiée. La coupure mentionnée ci-dessus permet une bonne réjection des électrons jusqu'à quelques GeV. Au-delà de 3 à 4 GeV, d'autres méthodes sont nécessaires.

Comme cela a été expliqué dans le chapitre 5, le TRD permet de participer efficacement à la séparation e/p. L'énergie moyenne déposée dans les tubes du TRD est tracée dans la figure 11.3 (à gauche) en fonction de l'impulsion pour des électrons (en bleu) et pour des antiprotons (en rouge). La rejection obtenue alors est de l'ordre de 10^{-3}.

Le calorimètre électromagnétique est également utilisé, en particulier à travers le rapport E/p. La partie droite de la figure 11.3 montre, en fonction de la rigidité, les valeurs de ce rapport pour les antiprotons (en rouge) et les électrons ayant survécu aux coupures du TRD (en bleu). Contrairement aux positons, traités dans la suite, une étude plus fine du signal dans le Ecal n'est pas nécessaire ici.

Pour parfaire la réjection des électrons, une coupure sur le β mesuré dans le RICH est également imposée. Le RICH étant plus précis que le TOF pour la détermination de β, la gamme énergétique pour cette coupure est plus importante que celle évoquée dans la partie précédente. En effet, imposer

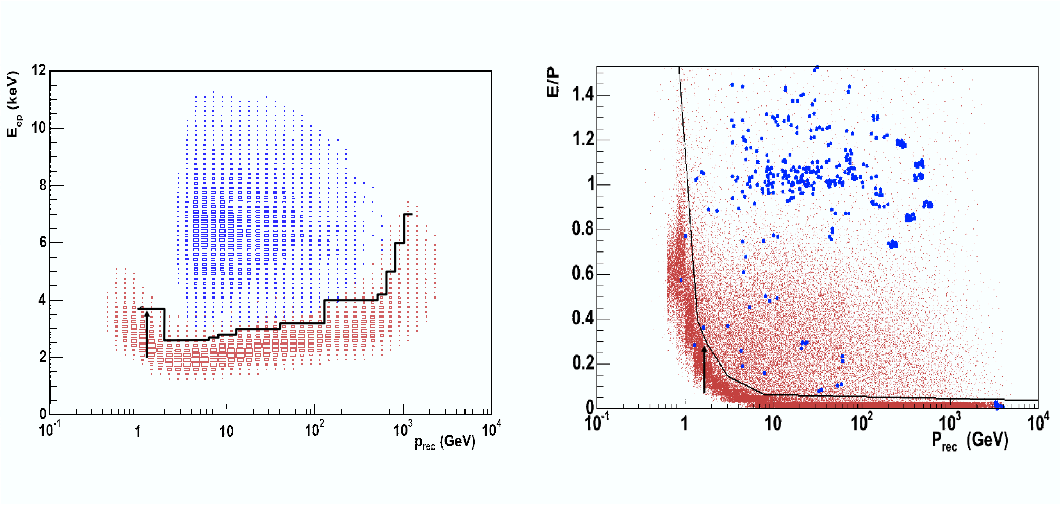


FIG. 11.3 – À gauche : sélection sur la valeur de l'énergie moyenne déposée dans le TRD. À droite : coupure sur le rapport E/p [260].

$\beta_{RICH} < 0.997$ jusqu'à 10 GeV permet de rejeter 80% d'électrons.

Performances obtenues

La combinaison des coupures décrites dans cette section conduit aux acceptances présentées dans la figure 11.4. L'acceptance moyenne pour les antiprotons est de l'ordre de 2×10^2 cm$^2 \cdot$ sr entre 600 MeV et 2 TeV. L'efficacité de la sélection est de 5% en moyenne dans cette gamme d'énergie. Les courbes présentées dans la figure 11.4 correspondent à des valeurs moyennes des acceptances obtenues dans [260] dans certaines gammes d'énergie. En réalité, les courbes obtenues sont moins lisses.

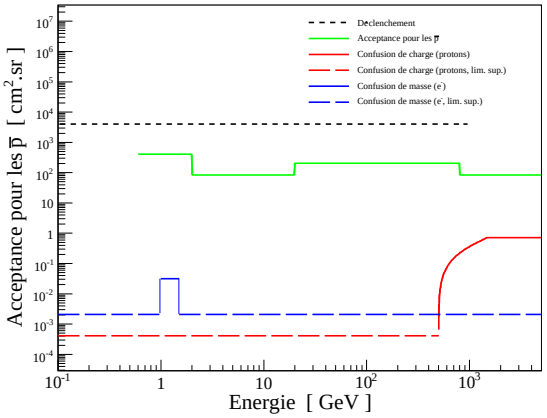


FIG. 11.4 – Acceptances d'AMS02 pour les $\bar{p}$ et les bruits de fond réductibles associés.

Les acceptances pour les fonds considérés sont dans la gamme requise : 4×10^{-4} cm$^2 \cdot$ sr jusqu'à 500 GeV pour les protons avec confusion de charge et 2×10^{-3} cm$^2 \cdot$ sr pour les électrons mal identifiés. Ces chiffres sont compatibles avec les performances nécessaires à l'observation des $\bar{p}$.

Remarquons que le taux d'électrons mal identifiés est très faible et au-delà des besoins définis au début de cette section. Ces très bons résultats sont obtenus grâce au coupures permises par le calorimètre. En

revanche, un effet négatif de cette coupure est de réduire considérablement l'acceptance globale. Ceci est lié à la faible acceptance du Ecal relativement aux autres sous-détecteurs d'AMS02. En effet, seuls 14% des protons et antiprotons, et 6% des électrons finissent leur course dans le calorimètre. Ainsi, deux sélections différentes sont proposées dans [260] pour l'observation des $\bar{p}$ selon qu'un signal dans le calorimètre est requis ou non. Dans ce second cas, l'acceptance est d'un niveau environ 10 fois supérieure, avec une efficacité de sélection de l'ordre de 50%. Le désavantage de ce cas de figure est de laisser le taux de pollution du signal d'antiprotons par des électrons à un niveau variant de 1% à 10%. Dans les études qui suivent, nous avons choisi d'utiliser la méthode comprenant le calorimètre, en dépit de sa plus faible efficacité. En réalité, les résultats présentés pourront être améliorés en incluant les événements issus de la seconde sélection. Les performances d'AMS02 décrites dans ce chapitre seront donc probablement sous-estimées pour cette raison.

La figure 11.5 montre les performances atteintes par AMS02 et la sélection considérée dans cette section pour la mesure du flux de $\bar{p}$. Pour les mesures présentées ici, seul le signal conventionnel est considéré, et le cycle utile d'AMS02 est pris à 90% pour 3 ans. Les points de mesure représentent la somme des antiprotons observés et des différents bruits de fond résiduels. Il apparaît que les protons dont la charge est mal identifiée ne permettent pas de faire une mesure précise du spectre d'antiprotons au-delà de 500 GeV.

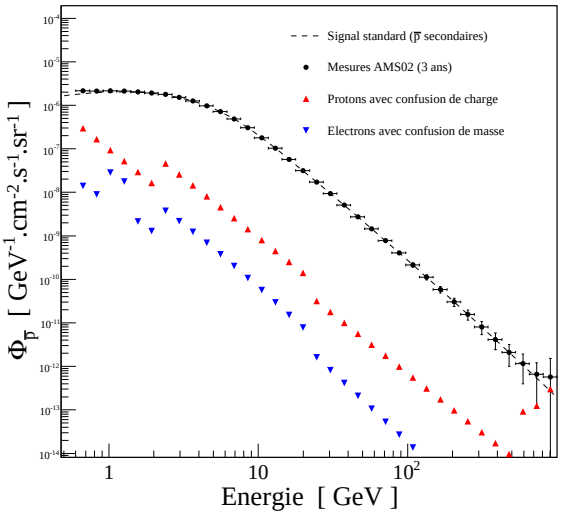


Fig. 11.5 – Mesure du flux de $\bar{p}$ conventionnels par AMS02, en tenant compte des fond (protons et électrons).

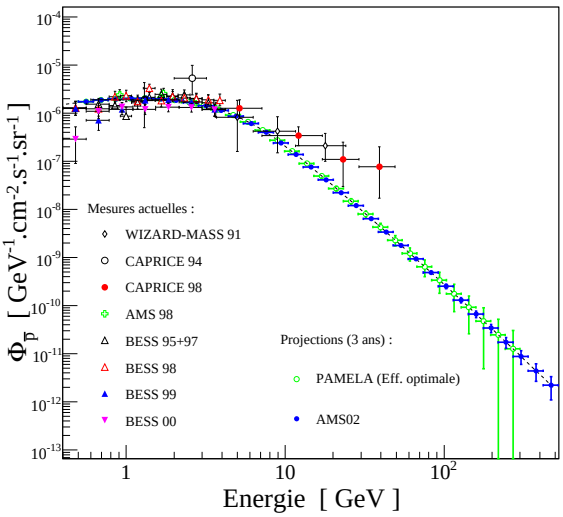


Fig. 11.6 – Comparaison des mesures attendues d'AMS02 pour les $\bar{p}$ avec les mesures actuelles et futures.

Les performances d'AMS02 en terme de précision sur le flux mesuré sont comparées aux précédentes expériences et aux mesures attendues de PAMELA dans la figure 11.6. Pour cette dernière, le temps mort est pris à 25% [261] et les performances conduisant aux barres d'erreur de la figure 11.6 sont probablement sur-estimées. En effet, l'acceptance géométrique a été diminuée d'un facteur 50% pour rendre compte de l'effet de la sélection des événements. Ce chiffre correspond à l'efficacité de sélection d'AMS02 lorsque le Ecal n'est pas inclus dans les coupures de sélection. Nous avons vu que la sélection finalement retenue présente une efficacité 10 fois plus faible, *il est donc très vraisemblable que les barres d'erreurs de PAMELA soient en réalité plus grandes*. La figure 11.6 donne toutefois une idée du gain en précision autorisé par AMS02.

11.1.2 Positons

L'observation des positons repose sur une bonne identification de ces derniers, liée en particulier à la réjection du taux de protons. Les mesures d'AMS01 et leurs extrapolations à partir des modèles de propagation du rayonnement cosmique indiquent qu'ils apparaissent dans une proportion allant de $1/10^3$ à $1/10^4$ selon l'énergie. Les sélections doivent donc être développées en vue d'atteindre un facteur de réjection des protons de l'ordre de 10^5 à 10^6. Les électrons avec confusion de charge constituent le bruit de fond secondaire, ils nécessitent d'être rejetés dans une proportion allant de 10^3 à 10^4.

Les sélections présentées ici ont été établies dans [167], elles reposent à la fois sur les réponses des sous-détecteurs spécifiques et sur la combinaison des différentes observables offertes par AMS02.

La pré-sélection des événements suppose qu'au moins 1 GeV soit déposé dans le calorimètre, qu'au moins une trace soit reconstruite dans de le trajectographe avec une rigidité positive et au moins une trace reconstruite dans le TRD.

Réjection des protons

Une première coupure de sélection peut être appliquée sur la réponse des compteurs de temps de vol. Il s'agit d'imposer que la mesure de la vitesse entre les plans supérieurs et les plan inférieurs soit compatible avec le β d'un positon. Comme nous l'avons déjà vu dans le cas des antiprotons, cette coupure est effective surtout en-deçà de quelque GeV et permet une réjection d'un facteur 3 à 6.

Il est attendu que les protons déposent dans le calorimètre moins d'énergie qu'ils n'en ont en réalité. En effet, une moitié d'entre eux fournissent un signal de minimum ionisant et les autres entament une gerbe hadronique dont les pertes longitudinales sont très importantes. Les protons doivent donc présenter un rapport E/p situé entre 0 et 1 alors que les positons se situent autour de $E/p \sim 1$. Ces faits ont déjà été évoqués dans le chapitre 7, traitant de la calibration du calorimètre. Les événements sélectionnés pour être des candidats positons doivent donc présenter un rapport E/p dans la gamme 0.9–10. La figure 11.7 montre, à gauche, les distributions de E/p pour des protons de 128 GeV et des positons de 64 GeV, ainsi que la position de la coupure. Le choix de ces énergies est lié à ce que, en moyenne, les protons déposent la moitié de leur énergie. La partie droite de la figure 11.7 montre l'évolution des acceptances liées à cette sélection en fonction de l'énergie. Il apparaît que la réjection des protons est de l'ordre de 10^2.

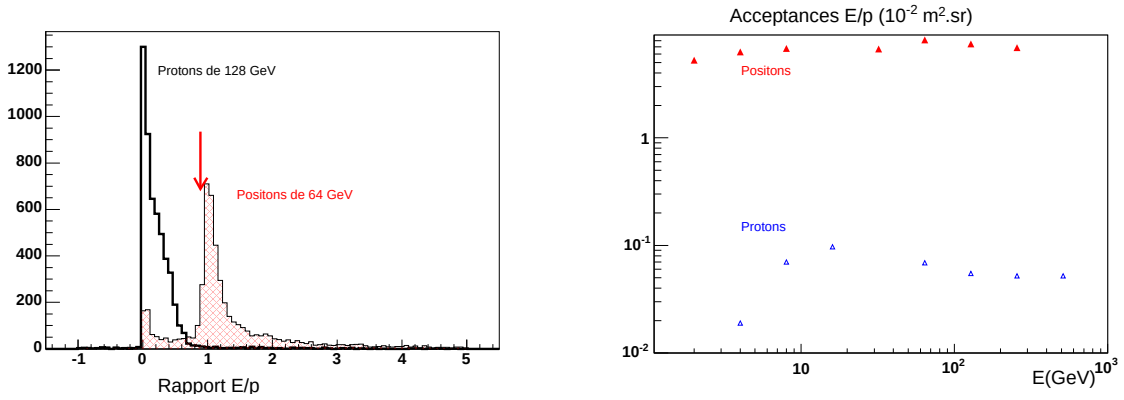


FIG. 11.7 – Distributions de E/p pour des protons de 128 GeV et des positons de 64 GeV (à gauche) et effet de la coupure sur les acceptances aux positons et aux protons [167].

Le détecteur à rayonnement de transition (TRD) est spécifiquement dédié à la séparation des $e^{\pm}$ par rapport aux protons. Une méthode de maximum de vraisemblance fondée sur les énergies mesurées par les tubes est implémentée dans le logiciel de reconstruction d'AMS02 [262]. Cela permet de rejeter très efficacement les protons jusqu'à 300 GeV environ, comme cela est montré dans la figure 11.8.

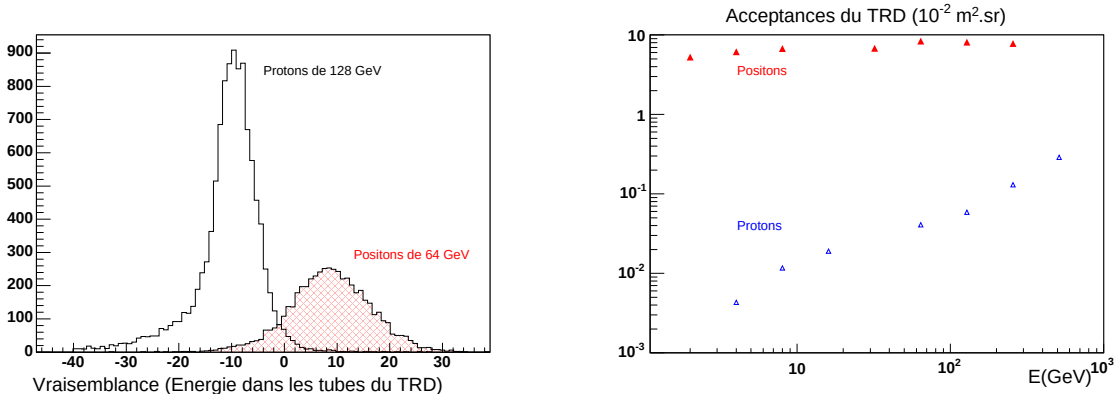


Fig. 11.8 – Distributions de vraisemblance pour des protons et des positons (à gauche) et effet de la coupure sur les acceptances aux positons et aux protons (à droite) [167].

Les ultimes coupures de sélections pour l'observation des positons sont basées sur les variables du calorimètre. Celles-ci sont combinées dans [167] à l'aide d'un réseau de neurones afin d'en déduire les meilleures performances. Les coupures tendent toujours à favoriser les comportements électromagnétiques (gerbe fine, dépôt d'énergie peu étendu latéralement, maximum du dépôt au milieu du calorimètre), et leurs valeurs dépendent de l'énergie. Les variables utilisées dont les valeurs des coupures sont croissantes avec l'énergie sont : la fraction d'énergie autour de l'axe de la gerbe, la fraction d'énergie dans les 3 ou 5 premières super-couches, la position du maximum de la gerbe et sa collimation. Les variables dont les coupures sont décroissantes par rapport à l'énergie sont : l'énergie moyenne par pixel du Ecal, la fraction d'énergie dans les 3 ou 5 dernières super-couches, la variance des cellules touchées et l'ellipsité de la gerbe dans le plan perpendiculaire à sa progression. L'évolution des valeurs des coupures n'est pas triviale et est décrite dans [167].

Les acceptances pour différentes énergies obtenues avec les coupures sur les variables du Ecal sont présentées dans la figure 11.9 pour des positons et des protons. Le gain en réjection est de l'ordre de 10^2 au dessus de 10 GeV.

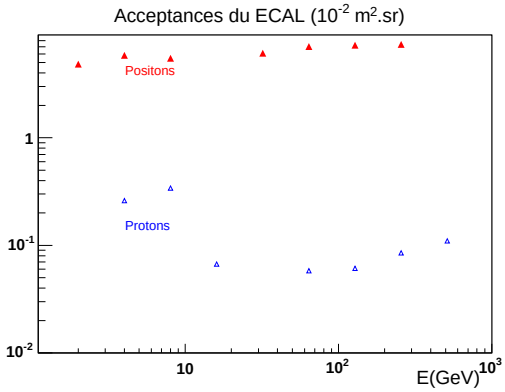


Fig. 11.9 – Effet des coupures sur les variables du Ecal sur les acceptances aux positons et aux protons [167].

Réjection des électrons

Contrairement au cas des antiprotons, les interactions d'électrons dans le trajectographe ne produisent pas de cascades contenant beaucoup de particules. Ainsi, les coupures proposées dans la section consacrée aux $\bar{p}$ concernant l'activité dans le trajectographe ne sont pas utiles ici. Dans la sélection proposée dans [167], seul le signe de la charge reconstruite est prise en considération. La réjection est de l'ordre de 5×10^{-3} entre 1 et 300 GeV.

Performances obtenues

Les coupures présentées dans cette section permettent l'identification des positons avec une acceptance de 4.5×10^2 cm$^2 \cdot$ sr dans une gamme d'énergie de 1 GeV à 300 GeV. Par rapport à la pré-sélection, l'efficacité est de 40% dans cette gamme. Les acceptances pour les bruits de fond réductibles (protons et électrons) permettent de faire une mesure qui est contaminée par les fonds au niveau du poucent à ~ 100 GeV. Les capacités de réjection diminuent avec l'énergie, ce qui impose un limite supérieure de l'ordre de 300 GeV pour cette mesure. Cette croissance du fond est liée principalement à l'efficacité du TRD qui diminue et au taux de confusion de charge qui augmente. Les acceptances pour les positons et les fonds associés sont présentées dans la figure 11.10.

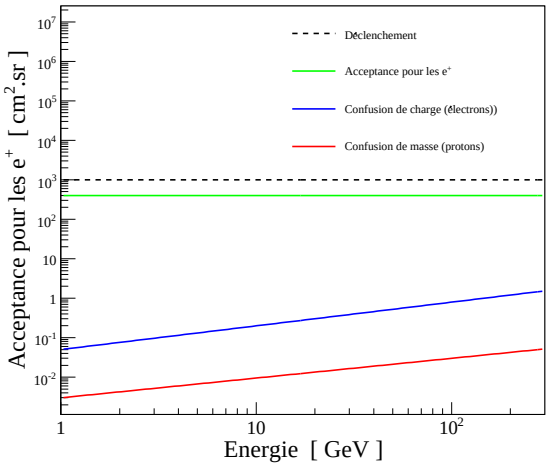


FIG. 11.10 – Acceptances d'AMS02 pour les positons et les bruits de fond réductibles associés.

La figure 11.11 montre les performances attendues pour AMS02 avec la sélection présentée ici. Pour ce faire, seul le signal conventionnel est considéré, le niveau de pollution par les bruits de fond réductibles est également présenté dans cette figure.

La comparaison des mesures attendues d'AMS02 avec les mesures de flux de positons existantes fait l'objet de la figure 11.12. Comme pour les $\bar{p}$ précédemment, seul le signal conventionnel est inclus et le cycle utile pour AMS02 est pris à 90%. Concernant les prédictions pour PAMELA, la même efficacité de sélection que pour les positons dans AMS02 est considérée. De façon encore plus importante que dans le cas des positons, les performances de PAMELA sont probablement sur-estimées. En effet, cet instrument possède un calorimètre mais pas de détecteur à rayonnement de transition. L'ordre de grandeur de la réjection des protons avec un calorimètre est 10^3 et sans l'appui du TRD, il sera très difficile d'identifier les positons. La séparation e/p est aidée en revanche par un détecteur de neutrons situé au-dessous du détecteur. En l'absence de chiffres permettant d'évaluer précisément ses performances, ces résultats sur-estimés sont présentés ici afin de fixer quelques ordres de grandeur. Quoi qu'il en soit, PAMELA pourra peut être confirmer l'excès de positons autour de 10 GeV, mais ses capacités d'identification limitées ne permettront certainement pas d'obtenir un spectre exploitable pour l'identification du processus d'annihilation

dominant.

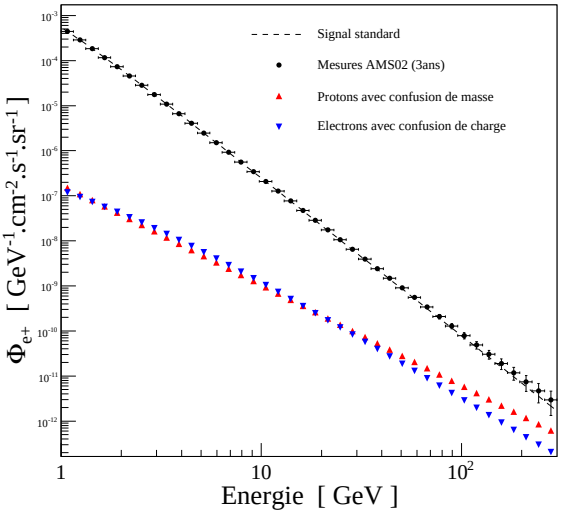


Fig. 11.11 – Mesure du flux de positons conventionnels par AMS02, en tenant compte des fond (protons et électrons).

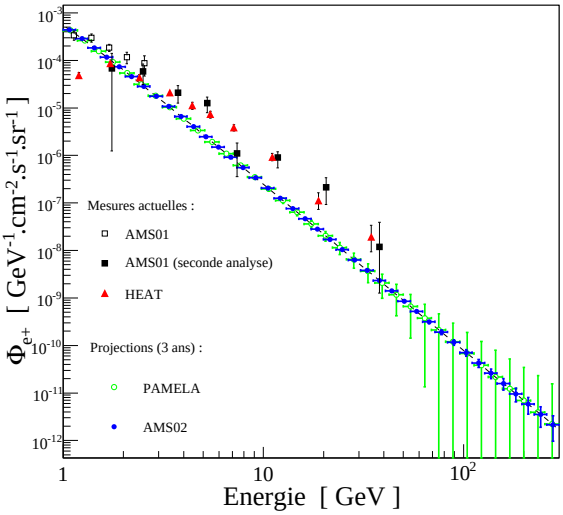


Fig. 11.12 – Comparaison des mesures attendues d'AMS02 pour les positons aux mesures actuelles et futures.

11.1.3 Photons

Tout comme pour les antiprotons et les positons, les protons représentent le bruit de fond principal pour l'observation des photons. L'observation des γ avec AMS02 a cela de particulier que deux méthodes de détection très différentes peuvent être appliquées. En effet, dans 20% des cas, les photons se convertissent en une paire $e^{\pm}$ observée dans le trajectographe. Dans les autres cas, les photons peuvent atteindre le calorimètre. L'acquisition est alors déclenchée par le système dont la qualification est présentée dans le chapitre 6 de cette thèse. Les acceptances géométriques et champs de vue des instrument impliqués (le trajectographe et le calorimètre) étant très différents, il s'agit de méthodes de détection totalement indépendantes, dont chacune présente ses propres avantages.

Une autre spécificité du signal γ est qu'il se présente éventuellement sous forme de sources ponctuelles. Alors que les signaux en particules chargées sont isotropes, le signal γ ne l'est pas du tout et le niveau de signal recherché dépend de la direction pointée dans le ciel. Par exemple la mesure du niveau de rayonnement γ diffus n'est pas le même selon qu'il est Galactique ou extra-Galactique. Dans le premier cas, celui-ci est observé à basse latitude $|b| < 20$ alors que dans le seconde cas, l'observation se fait en dehors du plan Galactique (*i.e.* $|b| > 20$)[2].

S'agissant de sources ponctuelles, le fond peut être estimé en définissant une zone autour de la source et en soustrayant le signal correspondant. Les performances de cette méthode pour AMS02 sont établies dans [170] et dépendent de la luminosité de chaque source. Une manière plus générale de définir les performances à atteindre pour AMS02 en terme d'identification de photons est donc de s'intéresser à l'observation de l'émission diffuse. Le niveau du fond diffus extra-Galactique étant environ 50 fois plus faible que l'émission Galactique à basse énergie, il s'agit d'un défi plus difficile à relever.

[2]Ces flux sont présentés au chapitre 4, dans la figure 4.1.

Le mode calorimétrique

Le premier mode de détection considéré utilise le système de déclenchement faisant l'objet du chapitre 6. Seul le calorimètre est utilisé dans ce cas et les variables discriminantes le concerneront exclusivement. Les critères de sélection pour l'observation des photons avec le calorimètre sont optimisées dans [170], il s'agit essentiellement de rejeter les protons.

Nous avons vu dans le chapitre 6 que le niveau 1 du déclenchement dans le mode calorimètre se fonde sur la direction de la gerbe. Ainsi, les protons arrivant de côté ne déclenchent pas l'acquisition des données. Dans le cas des événements enregistrés, il est donc garanti que la particule provient d'une zone sensible d'AMS02, *i.e.* d'un cône d'ouverture 20° au-dessus du Ecal.

Les critères de sélection concernent donc le caractère électromagnétique des traces dans le calorimètre. Les fractions d'énergie contenues dans des cylindres de 2 cm et 5 cm autour de l'axe de la gerbe permet de rejeter des événements de type hadroniques (voir la figure 11.13). Il est donc imposé que ces fractions soient supérieures à 67% et 96% respectivement. Il en va de même pour le rapport de l'énergie transverse sur l'énergie longitudinale, définies par rapport à l'axe reconstruit de la gerbe. La qualité de l'ajustement du profil longitudinal de perte d'énergie est également une variable discriminante, comme cela est montré dans la figure 11.13. Comme dans le cas des positons présenté ci-dessus, la position du maximum et la fraction d'énergie déposée dans les deniers plans sont également utilisées pour signer un comportement électromagnétique. Une sélection des événements tenant compte de la direction de la gerbe est également appliquée, avec l'ajustement de la direction de la gerbe et la valeur de la position extrapolée à l'altitude du TRD.

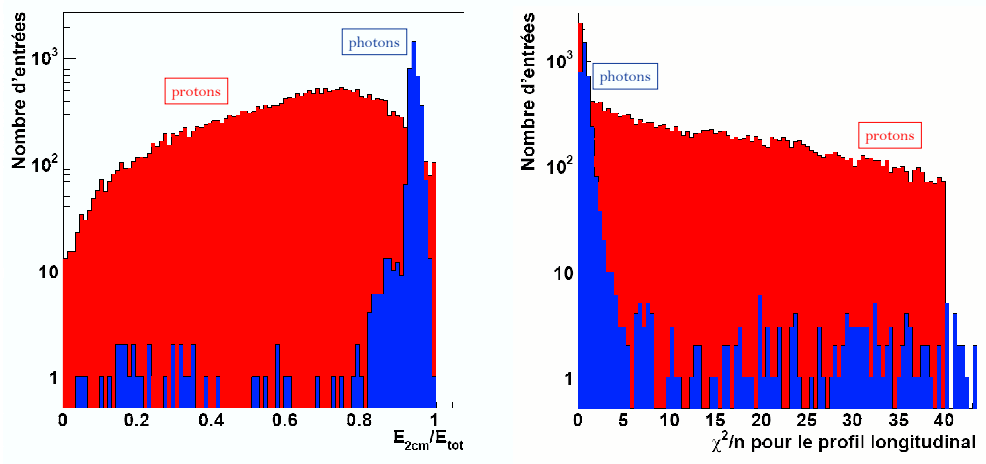


FIG. 11.13 – Variables discriminantes pour la séparation protons/photons : fraction d'énergie dans 2cm autour de l'axe de la gerbe (à gauche) et χ^2 de l'ajustement longitudinal (à droite) [170].

La réjection obtenue est de l'ordre de 10^7 à 10^8 selon la gamme d'énergie. Cette valeur est suffisante pour observer des sources ponctuelles, en pratiquant une soustraction du fond par une méthode on/off. L'acceptance obtenue est de l'ordre de 100 $m^2 \cdot sr$, comme cela est montré dans la figure 11.14. La sélection développée dans [170] permet de mesurer le fond γ diffus Galactique avec une pollution de protons de l'ordre de 1%au-delà de 3 GeV et le fond diffus extra-Galactique au-delà de 10 GeV, comme cela est illustré par la figure 11.14. Les flux de photons diffus sont issus des extrapolations des données du satellite EGRET, présentées dans [265] (Galactique) et [220] (extra-Galactique).

Le mode par conversion

Les coupures de sélection dans le cas de la recherche d'événements γ avec conversion sont très semblables à celles qui ont été présentées pour les antiprotons et pour les positons. En effet, il s'agit essentiellement de sélectionner des événements présentant deux traces chargées de signes opposés. Le déclenchement se

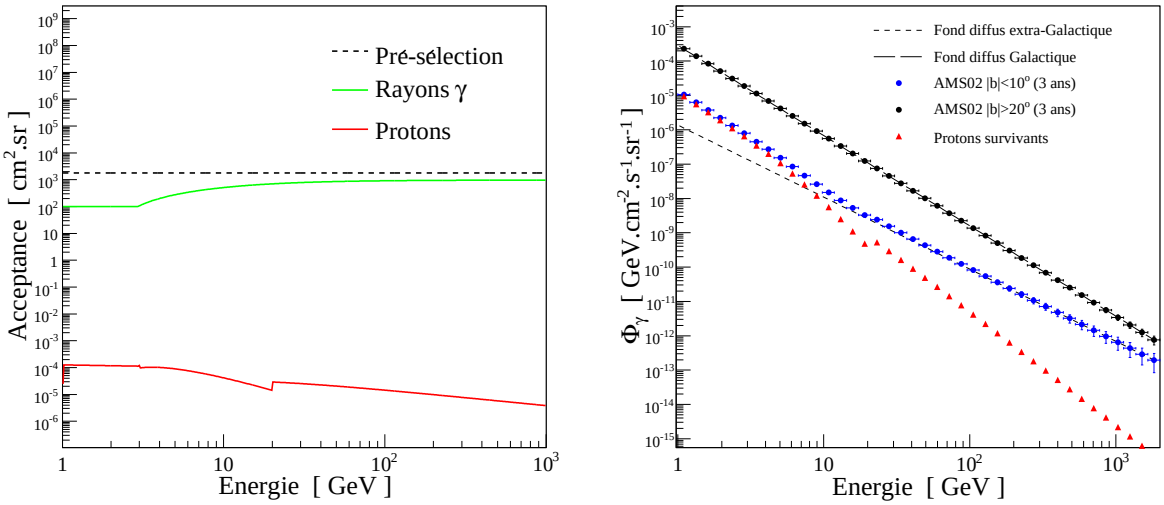


Fig. 11.14 – Acceptance de la sélection des γ avec le Ecal et mesure des signaux diffus Galactique et extra-Galactique dans ce mode.

fait par une quasi-coincidence dans les plans du temps de vol. Les coupures de sélection sont proposées dans [263] et [264]. La présélection considérée suppose qu'un vertex soit reconstruit avec une altitude positive et que le β d'au moins une des deux traces soit compatible avec 1.

L'enjeu est de rejeter les événements présentant vraisemblablement des comportements hadroniques. Ces événements peuvent en effet produire des particules secondaires, donc des traces chargées pouvant être interprétées à tort comme un photon converti. La réjection de l'important fond de protons passe par une coupure sur la masse invariante des deux traces, comme cela est montré dans la partie gauche de la figure 11.15. L'activité dans les compteurs d'anti-coincidences est limitée à un amas, de même que l'activité dans le trajectographe (50 amas), comme cela est le cas pour les $\bar{p}$ présentés précédemment. Cette détection d'activité anormale (liée à des interactions hadroniques) motive également une coupure sur le signal dans les compteurs de temps de vol. De plus, il doit être vérifié que le photon se convertit dans le TRD. Pour cela, l'activité dans le haut du TRD doit être nulle. Ainsi, une coupure impose que la première couche du TRD présentant de l'activité soit située à la fin de celui-ci. La coupure pour des traces verticales est présentée dans la figure 11.15 à droite, elle est plus stricte lorsqu'il s'agit de traces inclinées.

Les sélections exposées dans [264] conduisent aux performances montrées dans la figure 11.16. La réjection des protons est de l'ordre de 10^5 et est de 10^4 pour les électrons. La partie droite de la figure 11.16 montre l'acceptance en fonction de l'énergie pour deux jeux de coupures. Dans le premier cas, il est envisagé que les photons proviennent d'une source ponctuelle et les coupures sont plus lâches que dans le second cas, pour lequel la méthode on/off n'est pas appliquée. Dans ce cas l'efficacité de la sélection est de l'ordre de 40%.

Exposition du détecteur

AMS02 est solidaire de la station spatiale et il est impossible de pointer l'instrument sur une source. En revanche, la caméra de positionnement stellaire permettra à tout instant de déterminer précisément la zone pointée dans le ciel. Il est donc nécessaire de construire des cartes d'exposition du détecteur. En raison des deux modes complémentaires de détection des photons de haute énergie dans AMS02, deux cartes doivent être considérées. En effet, le mode par conversion couvre une plus grande partie du ciel que le mode direct (Ecal). Les cartes d'exposition pour les deux modes sont présentées dans la figure 11.17.

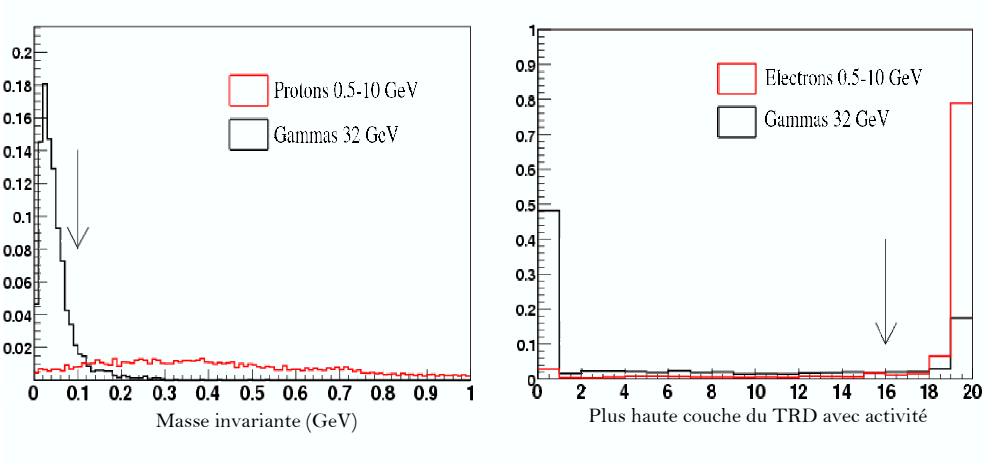


FIG. 11.15 – Coupures de sélections pour le mode conversion : masse invariante des traces à gauche et activité dans le TRD à droite [264].

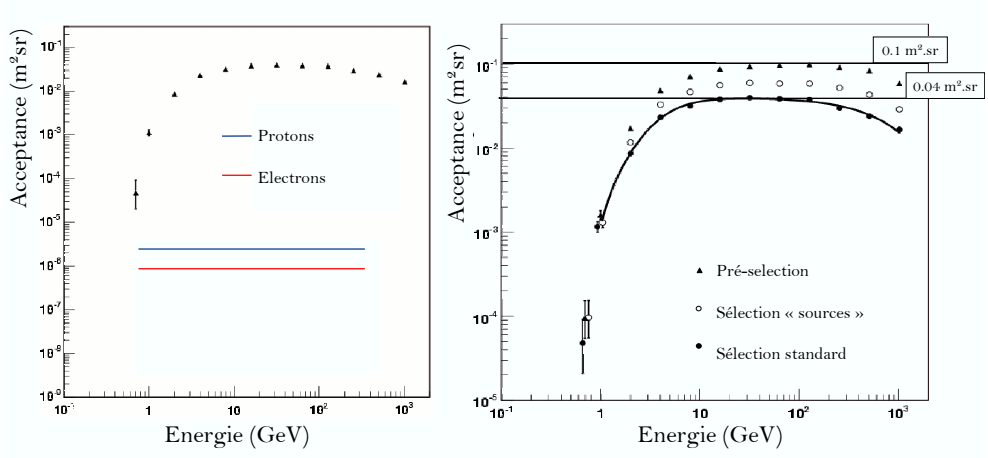


FIG. 11.16 – Acceptances pour la sélection des photons convertis [264].

Comparaison aux mesures d'EGRET

Les sélections présentées dans cette section sont utilisées pour comparer les mesures futures d'AMS02 aux données d'EGRET, afin d'en apprécier le gain en précision. Comme dans les cas précédents, seul le signal standard est considéré. La comparaison est menée dans le cas de la mesure du fond diffus extra-Galactique. Ce signal étant relativement faible, il s'agit de la mesure la plus difficile pour les modes γ d'AMS02. Les acceptances du mode Ecal et du mode par conversion sont ajoutées ici.

Le résultat de la comparaison est présenté dans la figure 11.18. Les mesures d'AMS02 se font au-delà de 10 GeV en raisons de la réjection des protons qui est insuffisante en-deçà. La réjection des protons s'améliorant à haute énergie, la mesure du fond diffus extra-Galactique par AMS02 pourra s'étendre jusqu'au domaine du TeV. C'est là un résultat très important car *aucun autre instrument ne permettra de faire cette mesure*. En particulier, le satellite GLAST sera limité à 300 GeV par sa masse de détection (8.5 X_0), et les télescopes Čerenkov au sol ont une ouverture angulaire limitée qui ne permettra pas de mesurer le fond diffus en dehors du plan Galactique.

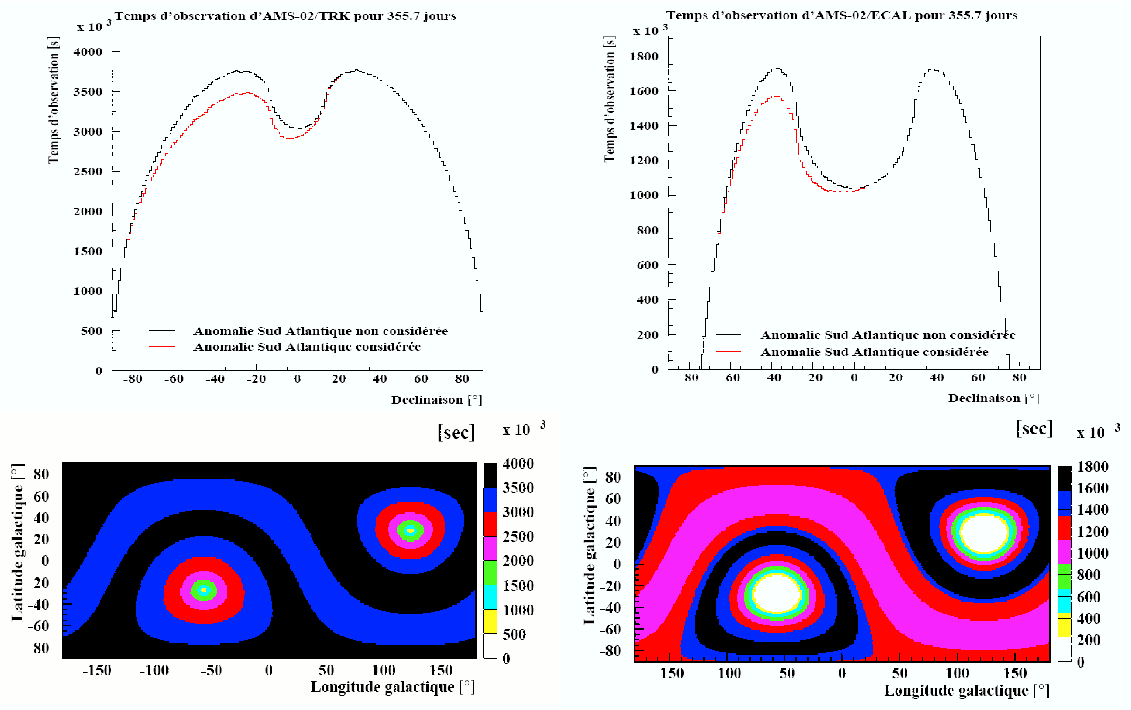


Fig. 11.17 – Cartes d'observation du ciel en γ par AMS02 pour le mode conversion à gauche et direct à droite [170].

11.1.4 Résumé pour les acceptances et les gammes en énergie

Les sélections présentées dans le début de ce chapitre montrent qu'AMS02 permettra un gain considérable en précision, en particulier sur les canaux de matière noire. De plus, l'ensemble des mesures des spectres de rayons cosmiques chargés conduiront à déterminer de façon plus précise les paramètres de propagation. Ainsi, l'erreur théorique sur la prédiction des signaux standards sera diminuée et il sera plus facile d'identifier un excès.

L'ensemble des coupures de sélection visant à l'identification des antiprotons, positons et photons conduit aux performances résumées dans le tableau 11.1. Dans celui-ci les valeurs moyennes des acceptances et des taux de réjection des protons (bruit réductible dominant) sont présentées, ainsi que la gamme d'énergie pour lesquelles AMS02 sera sensible (*i.e.* avec une pollution de l'ordre du % pour les particules chargées). Le cas des photons est particulier, les deux méthodes sont présentées. Dans la suite, les véritables valeurs des acceptances et taux de réjection, comprenant leur dépendance avec l'énergie seront utilisées. Dans le cas des photons, les signaux observés par les deux modes de détection seront ajoutés.

Type de particule recherchée	$\bar{p}$	e^+	γ (Ecal)	γ (conversion)
Gamme de sensibilité (GeV)	0.8 à 500	1 à 300	1 à $\sim$ 2000 (Gal.) 10 à $\sim$ 2000 (x-Gal.)	1 à 1000
Acceptance moyenne ($cm^2 \cdot sr$)	200	450	500	400
Facteur de réjection (p^+, 10 GeV)	5×10^5	5×10^3	10^7	10^5
Efficacité	5 %	40%	$\sim$ 50% $\times$ 80%	40%×20%

Tab. 11.1 – Résumé des performances d'AMS02 pour la recherche indirecte avec les sélections présentées dans ce chapitre.

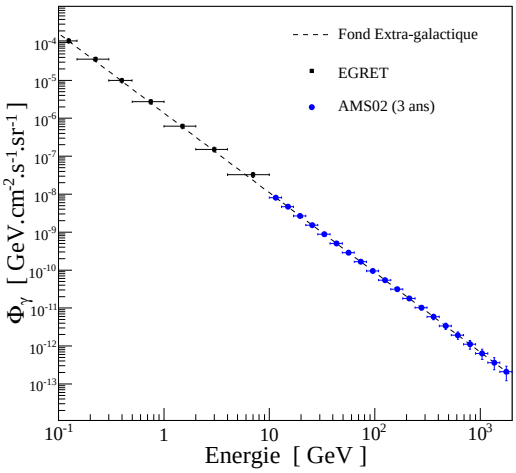


FIG. 11.18 – Comparaison des performances attendues d'AMS02 aux mesures d'EGRET pour le fond diffus extra-Galactique.

11.2 Recherche d'excès d'antimatière sans information liée aux formes spectrales

Les performances atteintes par AMS02 en terme d'identification des particules d'antimatière permettent de définir les valeurs minimales des flux exotiques pour qu'ils soient observables à 5σ au-dessus du signal standard attendu. Pour cela, les prédictions moyennes des modèles de propagation sont considérées à 10 GeV. Le choix de cette énergie tient à ce que les mesures d'AMS02 ne sont pas contaminées par les signaux standards, et les incertitudes sur les prédictions de ceux-ci sont plus fiables. Les valeurs de ces flux sont consignées dans le tableau 11.2. Les photons apparaissent vis-à-vis de la séparation au fond diffus extra-Galactique. La prédiction du flux minimal dépendant de la position de la source observée, ce chiffre est moins général que pour les signaux chargés. La détermination de la sensibilité d'AMS02 aux signaux exotiques dans le cas de l'observation du centre Galactique est présentée dans [266].

	Antiprotons	Positons	photons
$\Phi_{\mathrm{min},\,5\sigma}(10\ \mathrm{GeV})$ en $(\mathrm{cm}^2 \cdot \mathrm{s} \cdot \mathrm{sr} \cdot \mathrm{GeV})^{-1}$	1.94×10^{-7}	1.72×10^{-7}	1.1×10^{-8}

TAB. 11.2 – Valeurs minimales des flux à 10 GeV pour une observation d'excès à 5σ par AMS02.

Il est alors possible de faire des prédictions sur les facteurs d'amplification nécessaires à l'observation d'un excès dans un modèle donné. Dans le cadre du MSSM avec une brisure mSUGRA, la figure 11.19 présente les résultats d'un balayage dans l'espace des paramètres. Les prédictions sur le signal standard étant entachées d'une certaine incertitude, il est d'avantage intéressant de comparer les variations du facteur d'amplification dans ce plan plutôt que leurs valeurs absolues.

Le code décrit dans le chapitre 9 est utilisé ici pour effectuer le balayage. Les résultats sont montrés dans la figure 11.19. Les calculs sont effectués à titre d'exemple pour $A_0 = 0$, tgβ=10 et μ>0, tout comme pour la figure 8.6 du chapitre 8, qui présente les occurrences d'états finals. Pour chaque point du plan m_0-$m_{1/2}$, les flux exotiques sont calculés à l'aide de la version de développement de `micrOMEGAs`, et la valeur du facteur d'amplification nécessaire pour atteindre un flux visible par AMS02 tel que cela a été défini ici est reportée dans la figure.

Il apparaît que globalement, le facteur d'amplification nécessaire à l'observation des flux exotiques augmente lorsque les valeurs de m_0 et $m_{1/2}$ augmentent. Cela est lié à la diminution de la section efficace,

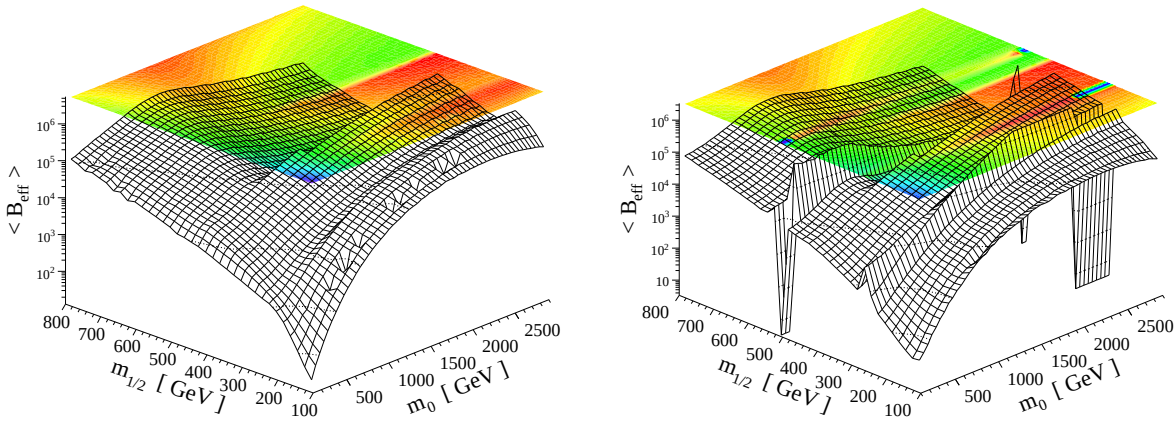


Fig. 11.19 – Variation du facteur d'amplification conduisant à des flux de positons (à gauche) et d'antiprotons (à droite) visibles à 5σ par AMS02 dans un plan m_0-$m_{1/2}$.

mais aussi à l'augmentation de la masse du neutralino. Notons que les points singuliers en $\bar{\text{p}}$ représentent des zones ou le flux est nul (donc $\langle B_{\text{eff}} \rangle$ infini).

Dans la figure 11.20, les limites d'observabilité des flux sont données dans le même plan, dans le cas de grumeaux de Moore (pointillés bleus) et de pics de densité autour de trous noirs de masse intermédiaire. Il est intéressant de constater que les variations du facteur d'amplification sont relativement similaires mais présentent quelques zones très complémentaires. Les différences sont principalement liées aux taux de leptons dans l'état final, qui ne produisent pas d'antiprotons.

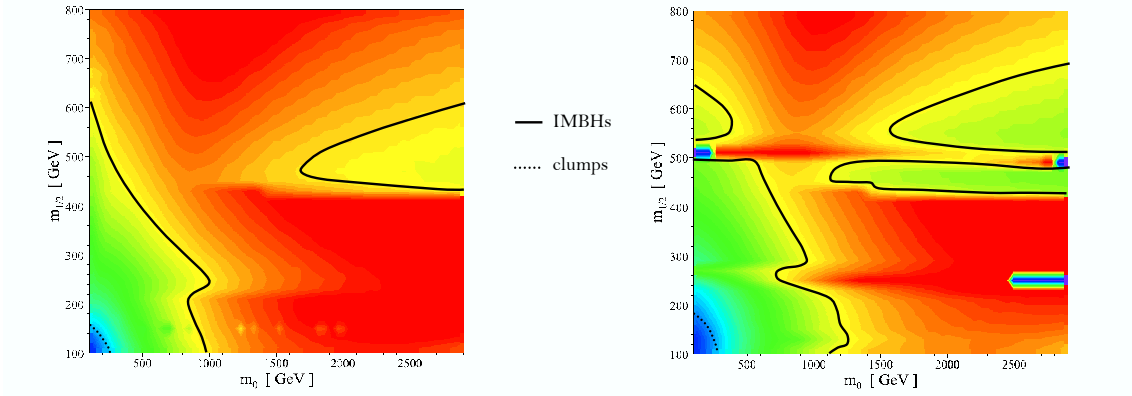


Fig. 11.20 – Limites d'observabilité des flux dans le plan m_0-$m_{1/2}$ pour les positons (à gauche) et les antiprotons (à droite), pour deux modèles de sous-structures.

11.3 Approche inclusive pour la séparation LSP/LZP

Les qualités du détecteur AMS02 permettent d'envisager d'aller plus loin que l'observation d'excès dans les flux d'antiparticules. Outre l'avantage qu'il a de permettre cette recherche dans différents canaux, sa résolution énergétique exceptionnelle –liée en particulier au calorimètre électromagnétique– permettra

de mesurer précisément la forme des spectres en énergie.

Nous avons vu dans les chapitres précédents que les différentes phénoménologies au-delà du Modèle Standard peuvent conduire à des signaux très différents en photons, positons et antiprotons. Cela est illustré au chapitre 8, dans lequel une comparaison est menée entre les signaux issus d'une particule supersymétrique de 150 GeV et ceux d'une particule de Kaluza-Klein de 50 GeV. La figure 8.13 présente les spectres de fragmentation issus de ces deux candidats matière noire dans les trois canaux, et la figure 8.14 montre ces mêmes signaux après propagation dans la Voie Lactée.

La détermination des sensibilités d'AMS02 pour chacun de ces canaux permet de convoluer ces spectres avec les sélections présentées ici. Les résultats sont donnés dans la figure 11.21. Dans tous les cas, les signaux de la figure 8.14 sont amplifiés de la façon décrite ci-après. Dans la suite, l'emphase est mise sur les informations portées par la forme des spectres plus que par leurs normalisations, qui ne font pas l'objet de prédictions détaillées. Pour les particules chargées, l'hypothèse de base est que l'excès de positons actuellement mesuré est dû à des annihilations de matière noire. Cela contraint l'ordre de grandeur du facteur d'amplification pour les positons, qui sera supposé équivalent pour les antiprotons.

Les flux étant multipliés par une puissance de l'énergie, les différences dans les formes spectrales apparaissent plus clairement. En contrepartie naturellement, les barres d'erreur correspondant aux mesures d'AMS02 grandissent par rapport à ce qui est précédemment présenté dans ce chapitre. Dans le cas des photons, le flux est multiplié par E^2, et dans le cas des signaux d'antiparticules, il est multiplié par E^3. Pour les photons, il est supposé qu'au moins une source est observée en dehors du plan galactique. Une telle découverte pourra être permise pour GLAST, puis par AMS02. Dans ce cas, ce sont donc les photons diffus extra-Galactiques qui constituent le signal standard. À titre d'exemple, la figure 10.6 du chapitre 10 montre le nombre de sources observables dans le cas particuliers d'IMBHs. Dans la suite, l'ouverture angulaire est prise à 1°, et deux configurations pour la source sont considérées, conduisant à des flux plus ou moins élevés. Dans la figure 11.21, les points de mesure bleus (cas 1) peuvent correspondre à une source brillante (grumeau de Moore) relativement proche (quelques kpc) ou a une source très brillante (IMBH) plus éloignée ($\sim$ 5 kpc, cas 2). La distance et la luminosité de la source intervenant simultanément dans la détermination de la normalisation des flux, il n'est pas nécessaire de détailler les valeurs exactes de ces paramètres. Nous attachant ici aux formes des spectres plutôt qu'aux normalisations, le point essentiel est d'avoir un flux suffisant pour pouvoir en observer la forme. Il est à noter que la configuration de source du cas 1 conduirait à un excès qui ne serait pas observable si cette source était située dans le plan Galactique. En effet, le signal serait noyé dans le fond diffus Galactique plus important.

Pour les deux candidats matière noire considérés dans cette figure, une franche cassure de spectre est observable à la limite cinématique correspondant à la masse des neutralinos dans les cas 2 (optimistes). Pour ce qui est du scénario supersymétrique, la résolution énergétique permet d'observer une indication pour l'observation d'une ligne mono-cinétique. Pour les sources de type 1, la ligne n'est plus observable, mais l'excès peut encore être ajusté par un signal exotique.

Les signaux de positons de la figure 11.21 sont amplifiés de manière à reproduire l'excès mesuré, les données actuelles sont reportées sur la figure. Le cas de la particule supersymétrique est aisément differentiable de la particule da Kaluza-Klein par la forme de la fin de l'excès. En effet, la grande proportion de leptons produits directement dans l'annihilation de la LZP conduit à cette forme particulière de spectre. Notons que la possibilité de différencier clairement ces modèles grâce à l'occurrence des leptons dans l'état final a déjà été évoquée dans [267].

Pour permettre l'ajustement à l'excès de positons, le signal de la LSP doit être multiplié par un facteur de l'ordre de 10^4, alors que ce facteur est de l'ordre de 10 pour la LZP. Cela est lié à la fois à la section efficace plus faible dans le cas de la LSP et à sa masse plus élevée. Le modèle de sous-structures sous-entendu est donc du type IMBH pour la LSP, et du type grumeau de Moore pour la LZP. Notons que ce candidat supersymétrique fait partie des situations évoquées dans le chapitre 10 pour lesquelles l'espoir de détection serait vain sans la possibilité de la présence des pics de densité autour de trous noirs de masse intermédiaire.

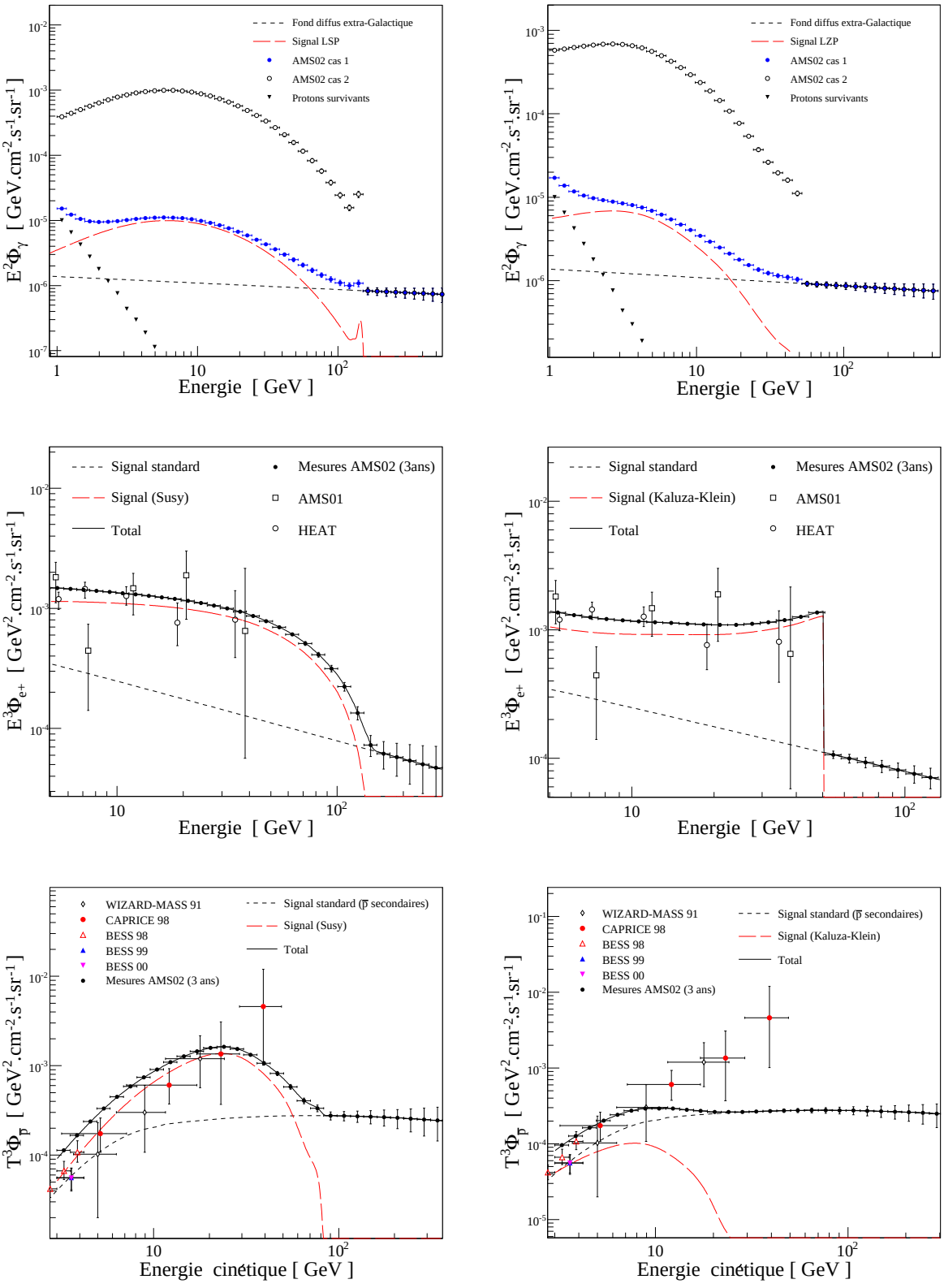


FIG. 11.21 – Observation par AMS02 en 3 ans des signaux en γ, e^+ et $\bar{p}$ (de haut en bas) issus d'annihilations d'une LSP de 150 GeV (à gauche) et d'une LZP de 50 GeV (à droite).

Enfin, le cas des antiprotons est également présenté. Ici, le seul paramètre important est la masse de la particule de matière noire. Par exemple, les facteurs d'amplification sont pris égaux à ceux utilisés pour les positons. Les $\bar{\text{p}}$ ne peuvent être produits que dans l'hadronisation de paires de quarks (eux-mêmes issus éventuellement issus de bosons de jauge), les leptons n'en produisent pas. Ainsi, comme la proportion de quarks dans l'état final des deux espèces considérées est la même, la différence entre les deux cas ne se fait qu'à travers la masse du WIMP. Les points de données apparaissant dans la figure 11.21 correspondent aux mesures existantes pour le flux de $\bar{\text{p}}$ au-delà de 3 GeV (WIZARD, CAPRICE et BESS). Dans la suite, les données existantes seront ôtées des figures dans un soucis de clarté.

La comparaison des cas LSP et LZP qui a été menée tout au long de cette thèse conduit à conclure qu'ils seront aisément identifiables par AMS02 en trois ans de prise de données. Cela est soumis à l'hypothèse selon laquelle l'excès de positons est effectivement lié à une production exotique. Dans la suite, nous tentons d'aller au-delà de la séparation entre modèles intrinsèquement très différents, et d'envisager la possibilité d'identifier le ou les état(s) final(s) d'annihilation dominant(s), éventuellement au sein d'un même modèle.

11.4 Vers l'identification de l'état final d'annihilation

11.4.1 Objectifs de l'étude

L'obtention d'informations sur le modèle de nouvelle physique (qui permet de combler les incohérences du Modèle Standard) ne peut se faire, en recherche indirecte, qu'à travers l'identification de l'état final d'annihilation. Il est en effet défini par les masses et les couplages de la particule de matière noire aux champs du Modèle Standard.

Nous venons de le voir dans le paragraphe précédent, une phénoménologie de type Randall-Sundrum peut être signée par l'observation d'une grande proportion de leptons produits de façon directe dans l'annihilation. Dans le cadre de mSUGRA, l'identification de l'état final dominant permettrait d'obtenir des informations sur le contenu en champs du neutralino le plus léger, et donc sur les paramètres effectifs à l'échelle GUT (masse fondamentale des scalaires et des jauginos, tgβ). Les cartes dans le plan m_0-$m_{1/2}$ présentées dans la figure 8.6 du chapitre 8 illustrent cela. Mesurer l'état final d'annihilation et se placer dans le contexte de mSUGRA reviendrait donc à se positionner dans l'une de ces cartes.

Ayant résolu dans la partie précédente la question de savoir quels excès sont visibles avec AMS02 en 3 ans de prise de données, nous nous attacherons dans la suite à étudier ce qu'il est possible de mesurer à supposer qu'un excès est observé.

11.4.2 Hypothèses et cadre de l'étude

Dans la suite, différentes hypothèses seront faites pour permettre d'étudier la possibilité de reconstruire l'état final. En particulier, il sera supposé que l'excès de positons observé par HEAT et AMS01 a pour origine un signal de matière noire. Cela permettra de définir *a posteriori* les hypothèses relatives aux sous-structures de matière noire. Nous supposerons également qu'une source de rayons γ a été observée, conduisant au cas 1 définit dans la partie précédente (*i.e.* le flux le plus conservatif).

La particule de matière noire sera supposée avoir une masse de 100 GeV. C'est donc une particule générique qui est considéré dans cette partie, dont la masse est typique des candidats supersymétriques ou de Kaluza-Klein et qui correspond à une zone de bonne sensibilité pour AMS02. Aucun modèle n'est donc favorisé pour cette étude, et différents types d'états finals possibles seront considérés. Il s'agit des paires de quarks, de leptons τ, μ et e, et de bosons de jauge faibles. En pratique, les spectres de fragmentations de paires $\text{b}\bar{\text{b}}$ sont utilisés pour les premiers, et des paires W^+W^- pour les derniers. Pour les résultats présentés ici, les bosons de jauge seront supposés être polariss transversalement, comme cela est attendu pour l'annihilation au repos de particules de spin demi-entier.

Dans le cas des particules chargées, les flux seront considérés uniquement au-dessus 5 GeV pour les positons et 3 GeV pour les antiprotons. Ce choix permet d'être moins dépendant des incertitudes sur les paramètres de propagation et sur la densité de matière noire au centre Galactique. En effet, nous avons vu au chapitre 9 les effets de certaines variations des paramètres. Il est apparu qu'ils se situent toujours à

basse énergie. Pour les positons, cela est lié aux pertes énergétiques, les positons détectés à basse énergie intègrent les incertitudes sur une plus grande gamme. Dans le cas des antiprotons, les spallations et l'effet du vent Galactique se font également sentir en-deçà de quelques GeV. Dans les deux cas enfin, l'influence de la modulation solaire sera amoindrie. En résumé, les estimations des flux exotiques étant plus fiables au-dessus de quelques GeV, les particules chargées de basse énergie ne seront pas prises en compte ici. Pour les photons, en raison de la contamination du signal par les protons à haute énergie, les spectres seront considérés au-dessus de 3 GeV.

En ce qui concerne les sous-structures et les facteurs d'amplification, ils sont supposés amplifier les signaux de manière à reproduire l'excès de positons. Pour ces derniers, nous supposerons que la présence des sous-structures n'induit pas de distorsions dans les spectres mesurés. Cela peut être justifié en supposant que la réalisation de notre Voie Lactée habillée de sous-structures correspond à un état moyen des réalisations possibles. Dans le cas des antiprotons, les incertitudes sur les facteurs d'amplification sont plus grandes à basse énergie, les restrictions considérées dans les gammes d'énergie permettent également de s'en affranchir partiellement.

11.4.3 Spectres obtenus

Pour chacun des états finals considérés, les spectres obtenus tels qu'il seraient mesurés par AMS02 sont présentés dans les figures 11.22, 11.23 et 11.24. Pour chacune des figures, l'annihilation est supposée se faire dans un seul état final, mentionné dans les légendes.

Pour les flux de photons (figure 11.22), il est frappant de constater que les spectres issus de paires de quarks ou de bosons de jauge sont très similaires. Comme cela a déjà été mentionné auparavant, l'annihilation en paire de leptons τ produit des photons plus durs, conduisant à un spectre aisément identifiable. Dans ce cas, la normalisation des flux est moindre à section efficace et masse données en raison de la plus faible multiplicité de photons. Le signal est alors davantage amplifié pour pouvoir être comparé aux autres spectres. La figure 11.22 inclut également les spectres de photons obtenus dans l'annihilation de particules de matière noire en leptons légers μ et $e^{\pm}$. Dans ces deux derniers cas, les signaux ont des formes identiques et ne diffèrent que par leur normalisation. En effet, les muons se désintégrant en électrons, ils conduisent à environ deux fois plus de photons.

Les spectres d'antiprotons sont présentés dans la figure 11.23. Seules les annihilations en quarks ou en bosons de jauge produisent des $\bar{p}$, les leptons étant trop légers. Les spectres obtenus dans ces deux cas favorables aux $\bar{p}$ sont légèrement différents, avec une dépendance énergétique plus piquée dans les annihilations en paires de quarks. Rappelons toutefois que ces spectres sont multipliés par E^3 et que ce trait particulier serait moins visible autrement.

Les différents flux de positons présentent de grandes différences selon l'état final considéré. Le cas de la production à partir de bosons de jauge se différencie clairement de la production *via* quarks, en particulier avec l'inflexion du spectre. Notons que la coupure dans le flux se situe en-deçà de la masse du WIMP pour le canal W, les raisons à cela sont explicitées dans la suite. Les trois saveurs de leptons conduisent à des formes de spectre différentes. Pour les τ, μ et e respectivement, la multiplicité des positons diminue, mais l'énergie du positon le plus dur grandit, avec une forme de plus en plus piquée.

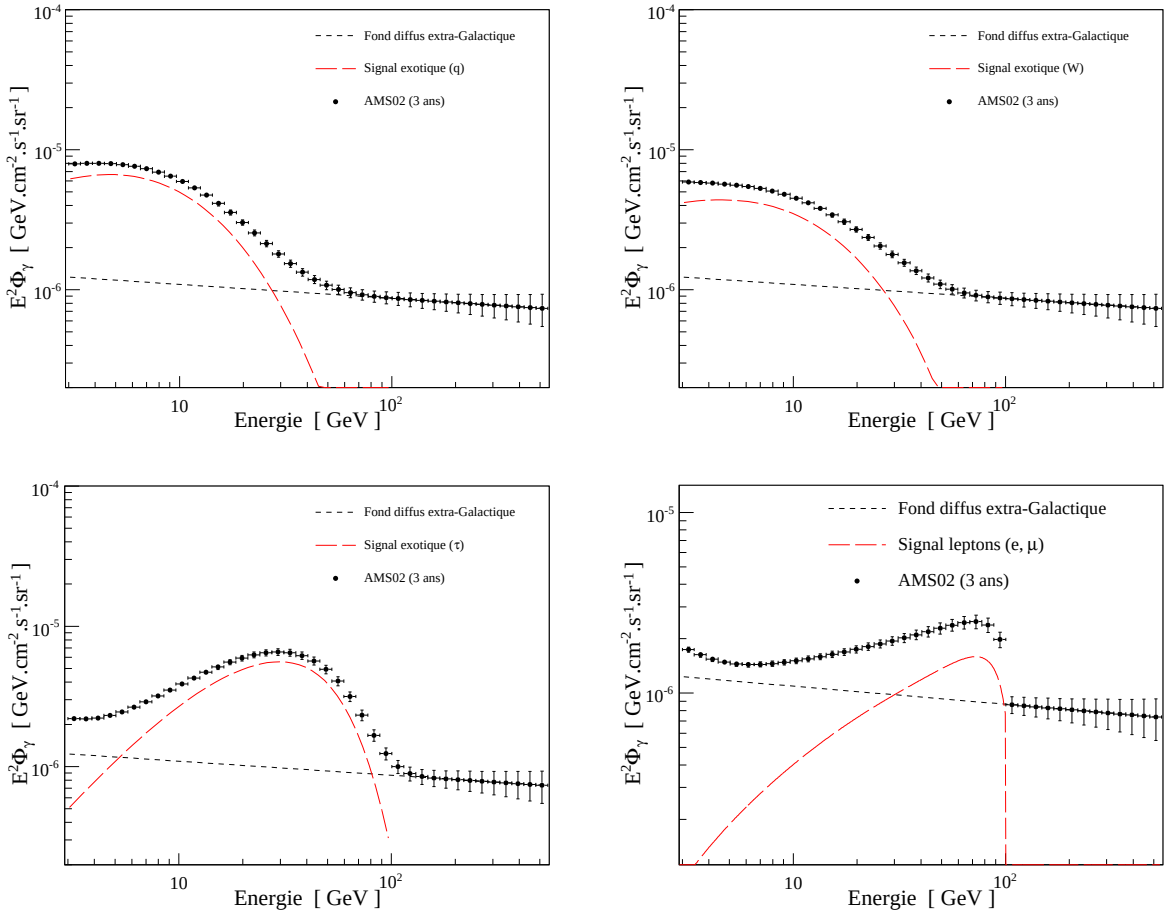


FIG. 11.22 – Spectres de photons observés par AMS02 en 3 ans (de haut en bas et de gauche à droite : annihilations en quarks, bosons de jauge, leptons τ et leptons μ et e).

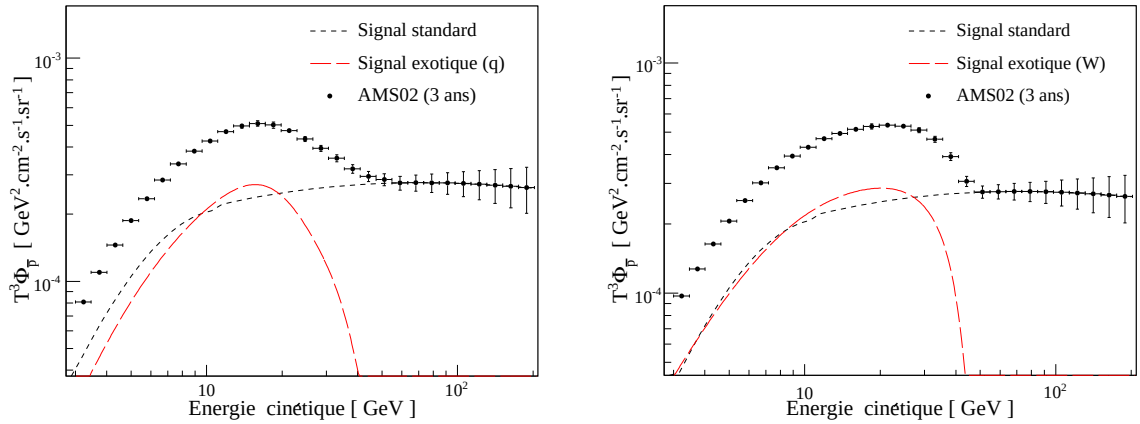


FIG. 11.23 – Spectres d'antiprotons observés par AMS02 en 3 ans (de gauche à droite : annihilations en quarks et bosons de jauge).

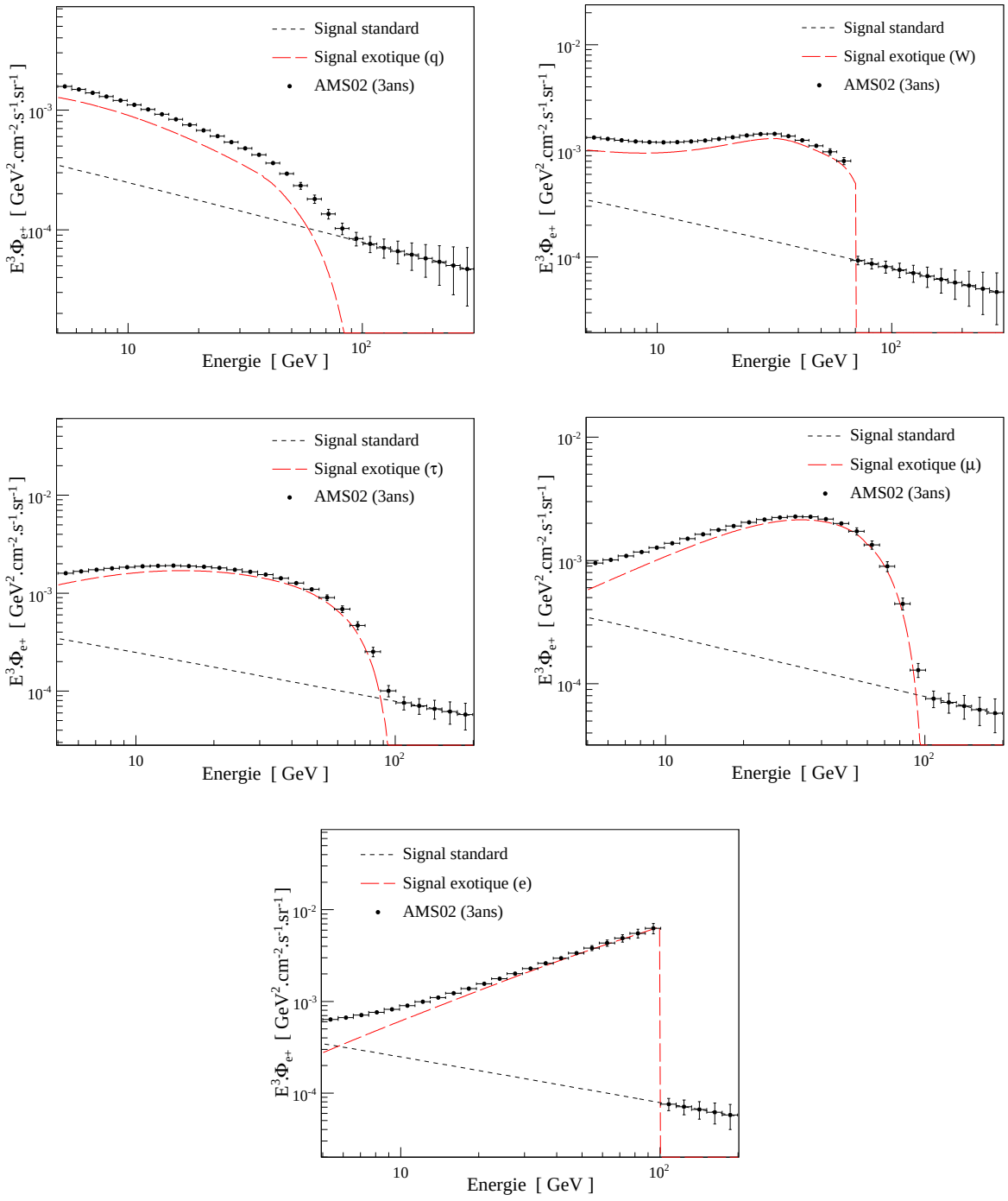


Fig. 11.24 – Spectres de positons observés par AMS02 en 3 ans (de haut en bas et de gauche à droite : annihilations en quarks, bosons de jauge, leptons τ et leptons μ et e).

11.4.4 États finals : tests d'hypothèses

Les résultats du paragraphe précédents montrent que les spectres mesurables avec AMS02 permettent de signer clairement l'état final d'annihilation dans certains cas. Par exemple, si un excès de photons est observé en γ, il sera très difficile de séparer le cas d'une annihilation en paires de quarks d'une annihilation en paires de bosons de jauge. En effet, les deux premières courbes de la figure 11.22 sont très similaires. En revanche, si l'on observe également un excès en positons et en antiprotons, ces deux cas se distinguent clairement. Qualitativement, les courbes de la figure 11.24 correspondant aux annihilations en quarks et en bosons de jauge sont très différentes. L'effet le plus marquant est l'inflexion dans le spectre de positons, qui apparaît dans le cas des bosons de jauge et qui n'est pas présent pour une production *via* des quarks. Dans une moindre mesure, les deux états finals sont également séparables avec les antiprotons, l'excès de ces derniers étant plus plat dans le cas des bosons de jauge. Il apparaît donc que les spectres γ ne seraient pas différentiables et que la combinaison des canaux permet de lever cette dégénérescence.

De manière plus quantitative, il est possible de chiffrer le gain en précision en estimant les qualités des ajustements possibles. Il faut alors postuler une situation réelle, et tester les hypothèses que l'on souhaite réfuter en calculant un χ^2. Celui-ci est définit par

$$\chi^2 = \sum \frac{(n_{i,\text{hyp.}} - n_{i,\text{obs.}})^2}{\sigma_i^2} \quad , \tag{11.1}$$

où $n_{i,\text{hyp.}}$ est le nombre d'événements dans le bin i attendus dans le cas de l'hypothèse formulée, $n_{i,\text{obs.}}$ est le nombre d'événements effectivement observés, et σ_i l'incertitude sur cette valeur. Dans la suite, les χ^2 réduits $\tilde{\chi}^2$ seront considérés, tels que

$$\tilde{\chi}^2 = \frac{\chi^2}{N_{\text{ddl}}} \quad , \tag{11.2}$$

où N_{ddl} est le nombre de degrés de libertés dans l'ajustement. Ce dernier correspond à la différence entre le nombre de valeurs à ajuster et le nombre de paramètres de l'ajustement. Pour les trois canaux qui nous intéressent, les nombres de bins sur lesquels se font les ajustements sont donnés dans le tableau 11.3.

	γ	$\bar{\text{p}}$	e^+
Nombre de bins	33	29	27

TAB. 11.3 – Nombre de valeurs à ajuster pour les photons, antiprotons et positons.

Afin d'étudier la dégénérescence des spectres γ dans la comparaison entre une annihilation en $\text{q}\bar{\text{q}}$ et en bosons de jauge, nous postulons que l'annihilation se fait en $\text{q}\bar{\text{q}}$ et testons l'hypothèse "bosons de jauge" à l'aide de toutes les observables. Les résultats des différents ajustements sont consignés dans le tableau 11.4.

Annihilation en $\text{q}\bar{\text{q}}$		
Hypothèse "bosons de jauge"	Observation en γ	$\tilde{\chi}^2 = 3.2$
	Observation en $\bar{\text{p}}$	$\tilde{\chi}^2 = 13.4$
	Observation en e^+	$\tilde{\chi}^2 = 8470$
	Observation inclusive	$\tilde{\chi}^2 = 2575.2$

TAB. 11.4 – Qualité des ajustements de l'hypothèse d'une annihilation en bosons de jauge à des spectres issus de fragmentation de quarks.

La combinaison des canaux permet dans ce cas d'exclure sans ambiguïté une annihilation en bosons de jauge, on a en effet $\tilde{\chi}^2_{\text{incl.}} >> \tilde{\chi}^2_{\gamma}$. L'observation des γ seuls ne permet pas de conclure, avec un χ^2 par degré de liberté associé à une hypothèse *fausse* de 3.2. Comme cela était qualitativement prédit, le gain

en précision est apporté par l'observation de l'excès en $\bar{p}$, mais surtout en positons, pour lesquels la forme du spectre n'est pas du tout compatible avec l'hypothèse d'une annihilation en bosons de jauge.

Dans le cas présenté ici, une annihilation en un seul état final est considérée. À la vue des résultats présentés dans les figures 11.22, 11.24 et 11.24, il semble possible de trouver des dégénérescences entre des mélanges d'états finals. C'est par exemple le cas pour une annihilation en paires de W (ou de Z). Il est en effet possible de reproduire la forme d'un spectre de positons issus de bosons de jauge avec une annihilation dans un mélange $q\bar{q}/\mu^+\mu^-$. Le caractère très prononcé du flux de positons issu de muons à haute énergie permet de reproduire l'inflexion propre au canal W^+W^-. Un ajustement des occurrences de quarks et de muons dans l'état final montre qu'une proportion de 60% de quarks et 40% de muons permet de reproduire un spectre de positons de type W.

Une remarque importante est que lorsque l'on souhaite ajuster une combinaison d'états finals sur un spectre réellement issu de paires de bosons de jauge, il est nécessaire de laisser varier la masse du WIMP. En effet, les spectres de positons produits, comme ici, près du seuil du W peuvent entraîner une sous-estimation de la masse de la particule de matière noire. Ce point est détaillé dans la section 11.5.

Pour ce second cas de figure, la dégénérescence entre une annihilation en bosons de jauge et un mélange quark/muon peut être levée si une source γ exotique est observée. Dans ce cas, les muons produits dans l'annihilation conduisent à une bosse dans le spectre, qui permet d'exclure cette possibilité si elle n'est pas observée. Le tableau 11.5 montre les résultats des différents ajustements obtenus.

Annihilation en W^+W^-		
Hypothèse "mélange q/μ"	Observation en e^+	$\tilde{\chi}^2 = 5.35$
	Observation en $\bar{p}$	$\tilde{\chi}^2 = 14.2$
	Observation en γ	$\tilde{\chi}^2 = 27.6$
	Observation inclusive	$\tilde{\chi}^2 = 16.5$

Tab. 11.5 – Qualité des ajustements de l'hypothèse d'une annihilation en mélange q/μ à des spectres issus de fragmentation de bosons de jauge.

Bien que le résultat soit moins frappant que dans l'exemple précédent, il apparaît que l'hypothèse d'une annihilation dans un mélange peut être rejetée par l'étude inclusive, alors que la restriction au canal positon donnait une indication contraire.

11.4.5 Conclusions et perspectives pour l'étude inclusive

Cette étude a permis de montrer le gain en précision apporté par la combinaison des canaux observables par AMS02. Il apparaît que, vis-à-vis des formes de spectres, les plus grandes complémentarités se situent entre les positons et les photons. La moins bonne signature de l'état final en antiprotons est principalement liée à ce que les leptons n'en produisent pas et à la relative indépendance du spectre selon l'état final. Nous revenons sur ce point à la fin de ce chapitre.

Les exemples donnés dans la section précédente constituent les premiers pas d'une étude plus complète sur la possibilité de combiner les canaux. Il est envisagé qu'elle soit généralisée à plusieurs états finals : quarks, bosons de jauge, τ, muons, électrons, et à leurs combinaisons. Les calques nécessaires aux ajustements ont tous été calculés, ils sont présentés dans les figures 11.22, 11.23 et 11.24.

Tous les cas présentés dans ce chapitre supposent une masse de WIMP de 100 GeV. L'exemple de la séparation boson de jauge - mélange quark/muons dans l'état final a nécessité de considérer des variations de la masse de la particule de matière noire. Il est important de tenir compte de cela et de considérer la masse comme un paramètre ajustable. Les sensibilités présentées dans ce chapitre montrent qu'il sera possible d'observer des excès dans les spectres jusqu'au TeV (grâce aux γ), mais que la reconstruction des états finals sera difficile pour $m_\chi \gtrsim 200$ GeV.

La vérification de la méthode d'ajustement pourra se faire par une analyse en aveugle. Il est important de noter que les ajustements présentés ici ne sont pas optimisés, ce travail reste à faire. Il s'agira alors de faire des choix aléatoires pour les occurrences des états finals et de la masse, et de tenter de les ajuster avec des combinaisons de spectres présentés dans ce chapitre. Pour chaque réalisation, il est possible d'obtenir des cartes de χ^2 dans les plans occurrences/masse. Ceci permettra de déterminer les cas favorables quant aux processus d'annihilations, les états finals plus ou moins facilement déduisibles et les possibles dégénérescences que l'on peut attendre. Les questions auxquelles cette étude doit répondre sont donc multiples, les deux principales sont

- Quelle est la précision sur la masse, et dans quelle gamme d'énergie ?
- Dans quels cas peut-on reconstruire l'état final d'annihilation dominant avec certitude ?

Les développements de cette analyse au-delà de cette thèse permettront sans doute d'apporter des éléments de réponse encourageants.

11.5 Remarques sur l'observabilité de l'effet de polarisation des bosons de jauge

11.5.1 Rappels sur les spectres de fragmentation

Dans la section 9.4.2 du chapitre 9, nous avons discuté de l'influence de la polarisation des bosons de jauge faibles sur les spectres de leptons. Les sélections présentées ici permettant d'estimer la sensibilité d'AMS02 aux signaux exotiques de positons, nous revenons sur cet effet et la question de savoir s'il est observable par AMS02.

L'effet de polarisation ne se mesure que dans les spectres de leptons, nous nous concentrons dans la suite sur les positons issus de l'annihilation en bosons[3] W ou Z. Le spectre reçoit deux contributions, provenant de la fragmentation des quarks dans le processus $W \to qq'$ et des désintégrations directes $W \to \ell\nu$. Comme cela est décrit dans le chapitre 9, seules ces dernières sont affectées par la polarisation du W. Les courbes de gauche de la figure 11.25 montrent ces différentes contributions, et les effets de la polarisation.

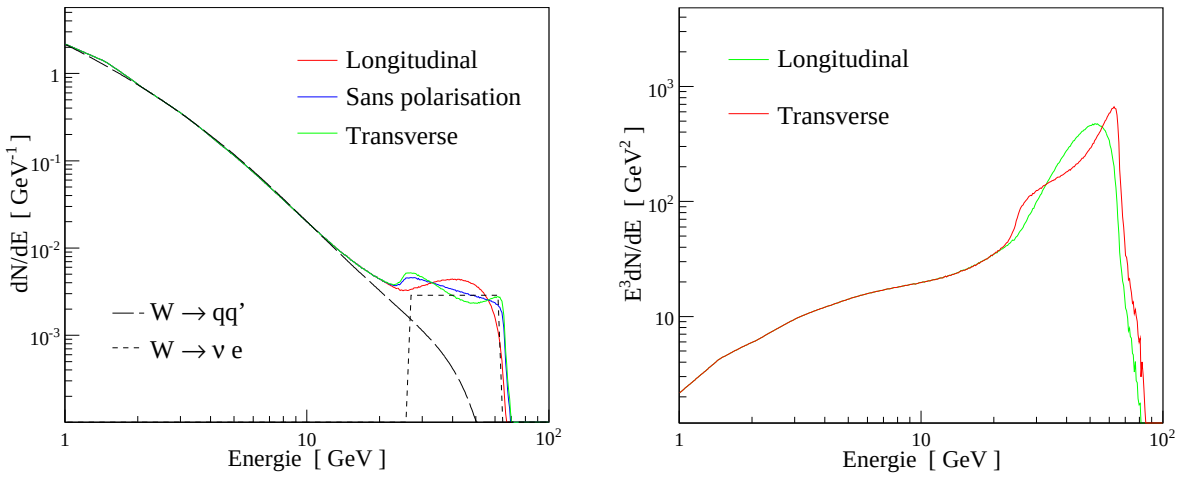


FIG. 11.25 – Spectres de fragmentation en positons à partir de bosons de jauge présentant différentes polarisations.

Dans la partie droite de la figure 11.25, le spectre de fragmentation est multiplié par E^3, de manière à bien mettre en avant les différences entre les deux cas.

[3] Dans la suite nous évoquerons des W, le cas des Z est similaire

Les courbes présentées ici sont relatives à une particule de matière noire de 100 GeV, il est intéressant de constater que la coupure spectrale obtenue semble être en-deçà de cette valeur. En réalité, la courbe correspondant aux processus $W \to qq'$ se prolonge jusqu'à $E \sim m_\chi$. Dans la partie haute du spectre le processus largement dominant correspond aux désintégrations directes. Or, lorsque l'on se trouve peu au-dessus du seuil de production du W, les leptons produits ne peuvent pas avoir une énergie aussi élevée que la masse du WIMP. L'énergie maximale emportée par un lepton est reliée au β du boson par l'expression (9.3). Cela conduit à la courbe de la figure 11.26, montrant la fraction maximale qu'un lepton peut emporter en fonction de l'énergie, *i.e.* de la masse du WIMP.

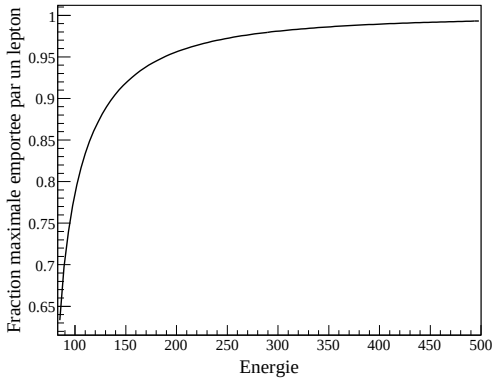


Fig. 11.26 – Fraction maximale d'énergie emportée par un lepton dans le processus $W \to \ell\nu$ en fonction de la masse du WIMP.

Les résultats montrés ici ne prennent pas en compte la largeur non nulle du boson W, $\Gamma_W = 2.1$ GeV. En conséquence, les bornes de la courbe pointillée de la figure 11.25 ne présentent pas une cassure aussi franche. Il apparaît malgré tout que pour une particule de matière noire de 100 GeV, le positon le plus énergétique pouvant être produit possède environ 75 GeV. Les positons plus énergétiques provenant d'une désintégration hadronique du W ne seront pas observables en pratique, car la probabilité associée à leur production est trop faible.

Il apparaît donc ici que dans le cas d'une annihilation en bosons de jauge, nous prévoyons un décalage de la fin du spectre vers les plus basses énergies. Celui-ci est d'autant moins fort que la masse du WIMP est élevée. *Ne pas prendre conscience de ce fait pourrait entraîner une erreur sur la détermination de la masse de l'ordre de 25%*, alors que l'instrument dont nous disposons permettrait une estimation au pourcent.

11.5.2 Effet après propagation et observation par AMS02

Le code présenté dans le chapitre 9 est utilisé pour modéliser la propagation de ces positons dans la Voie Lactée et calculer ainsi les flux attendus au niveau de la Terre. Les sélections du présent chapitre sont ensuite utilisées pour calculer la précision avec laquelle AMS02 pourra mesurer ces flux, de la même manière que dans l'étude inclusive qui précède.

Les résultats sont présentés dans la figure 11.27, les points de mesures bleus correspondent à un cas de polarisation transverse et les points rouges à une polarisation longitudinale.

Les deux cas sont bien séparés dans la figure 11.27. Cependant, pour tirer une conclusion de ces mesures, il faudra certainement avoir une indication sur le fait que l'annihilation se fait en paires de W, par exemple à travers une mesure du couplage. Ces informations pourront peut-être provenir du LHC. Notons toutefois que les scénarios conduisant à une annihilation en W peuvent être très défavorables au LHC. Dans la brisure de supersymétrie AMSB, le neutralino le plus léger est un wino, et sa dégénérescence en masse avec le neutralino 2 rend sa recherche extrêmement difficile –voire impossible– auprès d'un collisionneur hadronique.

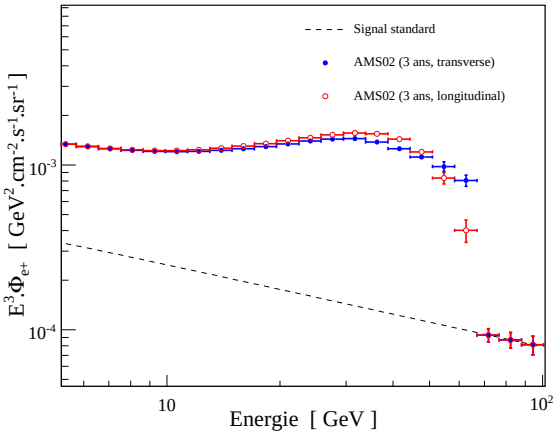


FIG. 11.27 – Observation par AMS02 de flux de positons issus d'une annihilation de bosons W polarisé longitudinalement (rouge) et transversalement (bleu).

Le cas de la polarisation transverse correspond à ce qui est attendu en supersymétrie. Dans ce cas de figure, la cassure dans le spectre est plus franche, ce qui permet de mieux estimer la masse (tenant compte de l'effet discuté ci-dessus). La forme spectrale est également plus typique, avec un méplat précédant la cassure.

En ce qui concerne le second cas, il est attendu pour des particules de Majorana s'annihilant au repos. Le spectre de fragmentation présentant moins d'irrégularités dans ce cas, le spectre final présente moins de particularités. Pour cette raison, dans ce cas plus que pour une polarisation transverse, le signal peut être totalement dégénéré avec un mélange de quarks et de leptons légers. Il serait donc d'autant plus intéressant de mener l'étude de façon inclusive. Les autres canaux n'étant pas affectés par la polarisation de l'état final, les résultats seraient donc plus marquants que dans la section précédente.

Le cas d'une particule de matière noire de 100 GeV présenté ici représente le meilleur espoir d'observation d'un effet de polarisation. En effet, à plus haute masse, la sensibilité d'AMS02 se réduit, en raison de la plus faible statistique et des rejections de protons et d'électrons qui est moins performante.

Bien qu'il soit observable uniquement dans des cas très optimistes, l'observation de cet effet représente une possibilité presque unique de sonder la nature de Majorana ou de Dirac de la particule de matière noire et d'obtenir des informations sur son spin. Malgré toutes les incertitudes théoriques liées en particulier à leur propagation, les positons cosmiques pourraient donc faire concurrence aux futurs collisionneurs linéaires, seules machines capables de mesurer le spin des particules produites.

11.6 Spécificités de chaque observable et remarques qualitatives sur quelques scénarios possibles

Dans cette section sont résumées les particularités propres aux différentes observables intéressantes pour AMS02 vs-à-vis de la recherche de matière noire. Quelques possibilités sont également envisagées quant aux conclusions que l'on pourrait tirer d'éventuelles observations futures.

Chaque canal d'observation présente un intérêt propre, lié à ses propriétés de production et/ou de transport. Les points importants de la discussion qui suit sont consignés dans le tableau 11.6.

Dans le cas des photons, l'avantage principal est l'absence de déformation du spectre énergétique dû à leur propagation. Sur des échelles de l'ordre de la taille du halo de matière noire de la Voie Lactée, les photons ne perdent en effet pas d'énergie en se propageant de leur lieu de production à la Terre.

En ce qui concerne les sources Galactiques, qui nous ont intéressé dans cette thèse, l'inconvénient

majeur de la recherche de signal en photons est qu'il est indispensable d'observer des sources. Le centre Galactique a longtemps été considéré comme une source intéressante. Il apparaît finalement (voir entre autres [223]) que l'environnement du trou noir central est probablement trop encombré pour permettre l'observation d'un signal exotique. Par nature, une source constituée de matière noire n'émet pas aux plus faibles énergies, et il est donc impossible de connaître leurs positions *a priori*. Seuls les instruments sensibles aux hautes énergies et à large champ de vue (GLAST et AMS02) permettraient donc de les observer. Notons qu'en raison du fond diffus de photons 10 fois plus élevé dans le plan Galactique qu'en-dehors, les sources seraient plus facilement observables à haute latitude.

Si une nouvelle source était observée, il serait possible de profiter du second avantage du messager photon, qui est la possibilité de résoudre les sources. Ainsi, la morphologie de la source pourrait être étudiée et des informations seraient obtenues sur la distribution de matière noire dans la Galaxie.

Les photons ont également la particularité de permettre la recherche indirecte de matière noire extra-Galactique. En effet, leur distance de parcours n'est limitée que par l'interaction avec le fond diffus infrarouge[4], il est alors possible de rechercher des signaux d'annihilation dans d'autres galaxies (M31 par exemple [269], [270]), ou dans le fond diffus extra-Galactique. Dans ce dernier cas, une signature intéressante pourrait venir de l'étude du spectre d'anisotropies du fond diffus γ [219].

Pour ce qui est des positons, l'intérêt majeur de leur étude est qu'un excès est effectivement observé autour de 10 GeV. Aucune explication astrophysique faisant uniquement intervenir des processus standards n'a été avancée à ce jour. Les positons se propagent sur quelques kpc, et perdent beaucoup d'énergie pendant leur transport. Ceci a pour conséquence la possibilité d'une distorsion du spectre à haute énergie en présence de sous-structures, comme cela a été mentionné dans le chapitre précédent.

Un point faible du canal positon tel qu'il a été présenté ici est que le fond estimé dans cette partie n'est pas calculé dans le même modèle de propagation que le signal. Les études existantes pour les antiprotons et l'estimation des incertitudes sur la prédiction du fond de secondaires doivent être généralisées aux positons. De fait, il n'existe pas à l'heure actuelle d'étude faisant le lien entre les incertitudes sur les mesures de l'ensemble des rayons cosmiques chargés et les variations de la prédiction du signal standard de positons.

Une spécificité très intéressante du signal en positons est qu'il permet de remonter à l'état final d'annihilation dont ils sont issus avec moins d'ambiguïté que pour les autres canaux. Pour comprendre ce dernier point, il faut revenir sur les processus menant à la production de particules dans un état final donné. Les particules recherchées peuvent apparaître à trois niveau :

- Au niveau 1, les particules sont créées directement comme produits d'annihilation. C'est le cas des paires $e^{\pm}$ dont il est question pour les modèle de type Randall-Sundrum, ou des paires de photons produits à l'ordre d'un boucle. Ces particules sont émises à l'énergie du WIMP, et se distinguent donc comme étant les plus énergétiques possibles.
- À un second niveau, les particules recherchées sont émises juste après la particule de l'état final. C'est typiquement le cas par exemple pour les positons durs émis dans les désintégration leptoniques de W ($W \to \ell\nu$). L'état final est alors une paire W^+W^-. Pour ces particules de type 2, les spectres énergétiques sont souvent plus durs et portent l'information sur l'état final dont ils proviennent.
- Les particules produites au niveau 3 sont issues des processus de fragmentation. Elles apparaissent plus loin dans les chaînes de réaction menant à des particules stables et par conséquent, ne portent plus d'information sur la particule primaire.

L'intérêt des positons est qu'ils peuvent être créés aux trois niveaux. Notons que c'est aussi le cas des γ, mais la production de type 1 est naturellement supprimée à la boucle. Le fait de présenter les trois niveaux de production confère donc aux positons une correspondance plus aisée avec l'état final d'annihilation, c'est là un point de motivation très important pour l'étude précise de ce canal.

Dans le cas des antiprotons, la forme du spectre est très peu dépendante de l'état final d'annihilation. Cela est lié à ce que les antiprotons sont exclusivement des particules de type 3 selon la nomenclature définie ci-dessus. Par conséquent, il est relativement sans espoir de pouvoir remonter à un état final uniquement avec les antiprotons. De plus, les leptons ne produisent pas d'antiprotons et donc leur multiplicité dans

[4] Celui-ci semble même plus faible que ce qui était pressenti [268].

l'annihilation est d'autant amoindrie.

En revanche, les avantages des antiprotons résident dans ce que les incertitudes sur le fond sont quantifiables. La forme du spectre à haute énergie est également très peu dépendante du modèle de sous-structures, comme cela a été montré dans le chapitre 10.

Les principaux avantages et inconvénients de chacun des canaux, ainsi que l'ordre de grandeur des distances sondées dans chaque cas sont résumés dans le tableau 11.6.

	γ	e^+	$\bar{p}$
+	∘ spectres énergétiques intacts ∘ possible étude de la morphologie des sources	∘ excès observé ∘ correspondance spectre-état final ∘ $\delta\rho$: pas de distorsion à basse énergie	∘ incertitudes sur le fond quantifiables ∘ $\delta\rho$: pas de distorsion à haute énergie
–	∘ nécessité de trouver des sources	∘ incertitudes sur le fond mal connues ∘ possible distorsion à haute énergie	∘ pas de production *via* leptons ∘ spectres peu dépendant de l'état final
Distances sondées	∘ tout le halo sombre ($\sim$ 100 kpc) ∘ potentiellement tout l'Univers observable	∘ quelques kpc	∘ quelques 10 kpc

TAB. 11.6 – Principaux avantages et inconvénients de chaque canal de recherche dans la gamme d'énergie correspondant à la sensibilité d'AMS02.

À partir de toutes les considérations évoquées dans cette partie, il est possible d'imaginer des scénarios possibles. Là encore, le point clé est l'excès de positons, dont on peut raisonnablement supposer qu'il sera confirmé.

Deux hypothèse s'ensuivent quant aux observations possibles, selon qu'une coupure est observée ou non dans le spectre des positons. Dans chaque cas, différentes possibilités peuvent être envisagées : observation d'un excès dans le spectre d'antiprotons, avec ou sans coupure et observation de sources γ sans contreparties. Les schémas des figures 11.28 et 11.29 montrent les conclusion qui peuvent être tirées en fonction des combinaisons possibles d'observations. La première suppose qu'une coupure est observée en positons et la seconde traite de l'hypothèse complémentaire.

Il est important de noter que ces tableaux ne sont pas totalement exhaustifs, il est toujours possible d'imaginer des situations intermédiaires. Il permettent toutefois de se faire une idée sur les possibilités offertes par la combinaison des mesures dans les différents canaux accessibles à AMS02. Ce sont en fait les premières conclusions qualitatives que l'on pourrait tirer de chaque situation.

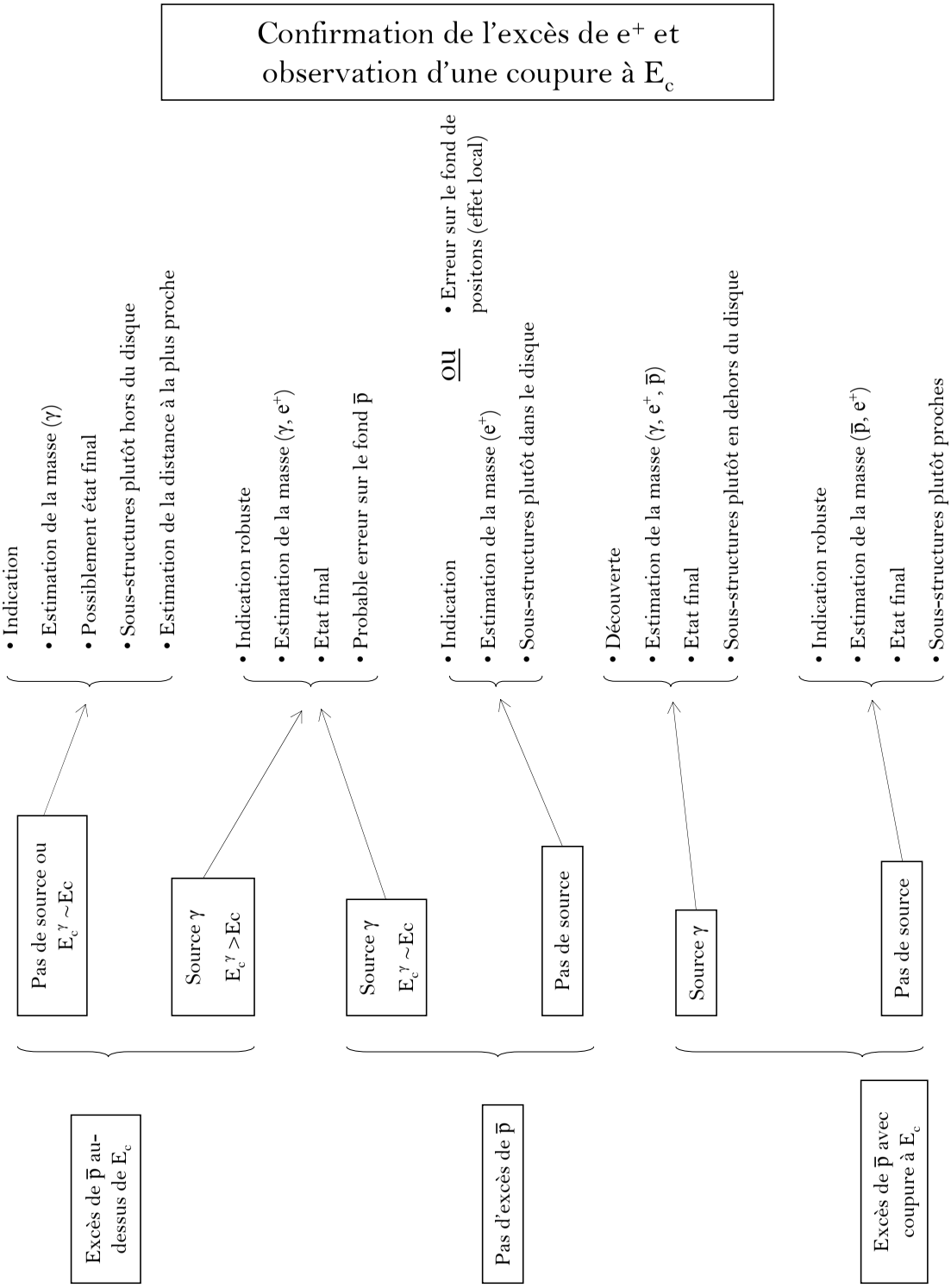


FIG. 11.28 – Différents scénarios possibles dans le cas de la confirmation de l'excès de positons accompagnée de l'observation d'une coupure dans le spectre.

FIG. 11.29 – Différents scénarios possibles dans le cas de la confirmation de l'excès de positons sans observation de coupure dans le spectre.

Notons que dans ces tableaux, lorsqu'il est question de sources γ, il est sous-entendu qu'elles présentent un spectre comprenant une cassure dans le domaine de la dizaine ou de la centaine de GeV. Sans ce trait spécifique, une interprétation astrophysique du processus d'émission sera toujours privilégiée. De fait, plus d'une source sont attendues et il serait bien entendu plus robuste d'en observer plusieurs.

Pour arriver aux conclusions des figures 11.28 et 11.29, il est nécessaire de prendre en considération tous les résultats énoncés dans ce chapitre et les trois précédents. Nous ne revenons pas ici sur ces résultats, mais notons toutefois quelques points clés. Une coupure spectrale en positons peut être liée à la limite cinématique de la production de rayons cosmiques exotiques primaires (à la masse du WIMP) ou à un effet de distorsion du spectre dû aux sous-structures (voir le chapitre précédent). La distorsion des spectres de $\bar{p}$ ne se produisant pas à haute énergie, ces derniers peuvent être utilisé pour séparer ces deux situations.

Les conclusions portant sur la proximité et la localisation (disque ou hors disque) des sources se fondent sur les considérations développées dans le chapitre 10. En particulier, il est attendu que si les sources se situent plutôt près du disque les $\bar{p}$ de basse énergie voient leur flux moins amplifié. Dans ce cas également, les sources γ sont plus difficiles à extraire du fond diffus. Enfin, il faut noter que les positons ont un parcours relativement limité, alors que les $\bar{p}$ viennent de plus loin. Plus les sources sont éloignées, plus le signal de positon peut être déformé, si une coupure est observée à la même valeur dans d'autre canaux, cela signifiera que les sources sont relativement proches.

Les cas les plus défavorables sont trouvés lorsqu'aucune coupure n'apparaît dans le spectre de e^+, et qu'aucune source γ n'est observée. Il serait alors conclu que les fonds sont mal estimés. Concernant les conclusions relatives aux mauvaises estimations des fonds, notons que si elles sont tirées dans le cas de l'observation d'une coupure en e^+, alors l'erreur sera probablement liée à un effet local non inclus dans le modèle, alors que si aucune coupure n'apparaît, cela dénotera une incompréhension du comportement global des positons dans la Voie Lactée.

Notons que si aucune coupure n'est observée dans le spectre de positons, l'observation d'une source de γ est déterminante. Dans cette situation, il s'agit du seul canal permettant de tirer des conclusions claires et tout repose donc sur eux.

Le cas le plus optimiste correspond bien entendu à l'observation d'excès dans les trois canaux avec des coupures spectrales compatibles. Cela permettrait d'estimer la masse de la particule de matière noire, d'effectuer un ajustement pour identifier l'état final, et d'obtenir des informations sur la distribution Galactique de matière noire.

11.7 Conclusions

Dans ce chapitre, les critères de sélection des événements visant à l'identification des antiprotons, positons et photons ont été présentés. Les performances d'AMS02 reposent sur la capacité du détecteur à séparer le signal recherché du fond environnant. Les sélections détaillées ici permettent une identification efficace des antiprotons entre 0.8 GeV et 500 GeV, des positons entre 1 GeV et 300 GeV et des photons au-delà de 3 à 10 GeV et jusqu'à quelques TeV. Ces capacités exceptionnelles sont obtenues en partie grâce au calorimètre électromagnétique dont il est question dans les chapitres 6 et 7.

Ces sélections permettent d'obtenir une très bonne sensibilité aux signaux de matière noire. À l'aide du code présenté dans le chapitre 9, les flux minimums observables par AMS02 sont estimés. Les sensibilité aux modèles de nouvelle physique et aux différents paramètres sont étudiés, en particulier à la lumière des résultats du chapitre 10 sur les facteurs d'amplification. En particulier, il est montré que certains modèles difficilement accessibles au LHC pourraient être observables par AMS02.

La suite du chapitre est consacrée à l'étude de ce que peut permettre la combinaison des canaux de recherche de matière noire. Les signaux issus de 5 états finals sont calculés et leur observation par AMS02 est simulée. Il est tout d'abord montré que les cas LSP et LZP utilisés précédemment peuvent être séparés. Pour aller plus loin, il est montré que pour un WIMP générique de 100 GeV, la combinaison des canaux peut permettre de remonter à l'état final d'annihilation, en levant certaines dégénérescences possibles. L'identification du canal d'annihilation de la particule de matière noire passe par une très bonne reconstruction de la dépendance énergétique des spectres, permise en particulier par le calorimètre électromagnétique.

Ce chapitre se conclut enfin par une étude prospective de quelques cas possibles, et de la façon qualitative dont les résultats futurs pourront être interprétés.

Les développements ultérieurs de cette étude devront inclure le calcul du signal standard en positons, il est en effet nécessaire de calculer dans le même cadre le signal et le fond irréductible. Elle doit également être élargie à d'autres masses de WIMPs et la méthode pourra être mise à l'épreuve par une analyse en aveugle. Enfin, il est envisagé d'inclure les antideutérons, dont une éventuelle observation permettrait sans doute de tirer des conclusions importantes.

Conclusions

Un ensemble d'observations de notre Univers sur des échelles diverses tend à montrer qu'une large majorité de la matière dont il est constitué se trouve sous une forme non-baryonique, donc inconnue. Différents modèles de nouvelle physique (avec supersymétrie ou dimensions supplémentaires) prédisent qu'elle serait constituée de nouvelles particules pouvant interagir autour de notre Galaxie et constituer une source exotique de rayons cosmiques. La recherche indirecte de matière noire vise donc à observer des excès ou des distortions dans les spectres de photons, positons, antiprotons et antideutérons, dans la gamme du GeV au TeV. Ces observations seront conduites par le détecteur AMS02, conçu pour la Station Spatiale Internationale.

Le travail présenté dans ce manuscrit porte sur des développements de l'instrument AMS02 et de sa simulation, en particulier son calorimètre électromagnétique. La phénoménologie de la matière noire est abordée du point de vue de la recherche indirecte, avec le calcul de tous les signaux observables par ce détecteur et la détermination des facteurs d'amplification dans un scénario de sous-structures particulier. Enfin, la sensibilité d'AMS02 en analyse inclusive est présentée, ainsi que les paramètres accessibles grâce à la combinaison des observables.

Cette thèse coincide avec l'aboutissement de la construction du modèle de vol du calorimètre d'AMS02. Celui-ci bénéficie d'un système de déclenchement autonome permettant de lancer l'acquisition des données au passage d'un photon de haute énergie non converti dans la partie haute du détecteur. Ce système a été testé en faisceau au CERN en 2004, une analyse en est présentée ici. Les mesures des seuils effectifs montrent qu'ils sont très homogènes, avec une dispersion de l'ordre de 2%, l'efficacité au dessus du seuil est supérieure à 99% et le niveau de bruit inférieur au ‰. Il est montré que les performances du niveau 0 du système de déclenchement remplissent les spécifications de physique, et l'analyse menées durant cette thèse a permit de valider le système. Les choix techniques ont suivi concernant les composants finalement retenus. Le modèle de vol équipé de son électronique finale et du système d'acquisition complet d'AMS02 a été complété fin 2006. Après de nouveaux tests faisceaux, le calorimètre sera assemblé à la structure d'AMS02 à partir de septembre 2007 au CERN.

En vol, les conditions environnementales pour le calorimètre électromagnétique seront difficiles. En particulier, le vieillissement des fibres scintillantes et les rapides changements de température sur l'orbite entraîneront des variations de la mesure de l'énergie nécessitant des corrections. Une stratégie de calibration en vol a donc été développées pendant cette thèse. Celle-ci procède en deux étapes : l'égalisation de la réponse des canaux et la définition d'un étalonnage commun. Il est montré que l'utilisation de protons au minimum ionisant permet d'effectuer la première opération sur un temps de l'ordre 10 minutes. L'étalonnage absolu est envisagé en combinant les réponses du trajectographe et celles du calorimètre à des électrons de 3 à 10 GeV. Une sélection lâche permet un suivi de calibration à 15%, des critère de sélection des traces ont été développés pour obtenir une meilleure résolution. Elles permettent d'éliminer une fraction significative des événements avec bremsstrahlung et de calibrer l'instrument à 5% avec les données d'une journée. Cela correspond à l'objectif recherché, avec une précision comparable aux performances mesurées en test faisceau pour la résolution énergétique dans cette gamme d'énergie. Pour améliorer la statistique, cette sélection pourra être étendue à de plus basse énergie avec des critères différents pour les gerbes électromagnétiques.

Les signaux exotiques recherchés sont issus des annihilations de particules de matière noire dans le halo sombre de la Voie Lactée. Les prédictions de flux correspondantes font intervenir différents proces-

sus : interaction des particules de matière noire, création des particules observées à partir de l'état final d'annihilation et propagation de ces dernières dans la Galaxie. Un nouveau code, destiné à être public et basé sur le logiciel `micrOMEGAs`, a été créé. Il permet le calcul automatique des flux exotiques de particules chargées et de photons dans le cadre du Modèle Standard Supersymétrique Minimal. Son développement a nécessité la création d'interfaces nouvelles entre différents codes de simulation et la mise au point de méthodes numériques permettant de réduire les temps de calcul. Ce logiciel permettra à terme le calcul des signaux exotiques dans un modèle de nouvelle physique quelconque, pour les particules observables par AMS02 ainsi que pour les neutrinos.

Pour les déterminations de signaux exotiques, la distribution de matière noire est prise continue et très régulière. L'ajout de sous-structures de matière noire associées à des sur-densités modifie les prédiction, en particulier la normalisation des spectres. Pour la première fois pendant cette thèse, les facteurs d'amplifications induits par cet effet ont été calculés explicitement. Un type particulier de sous-structures –constituées de pics de densité autour de trous noirs de masse intermédiaire– est considéré ici. Les facteurs d'amplification des signaux de positons et d'antiprotons prédits dans ce cas sont très élevés, de l'ordre de 10^4 pour une particule de 1 TeV. De façon intéressante, ces prédictions sont affectées d'une grande incertitude, directement reliée à notre méconnaissance de la distribution des sources. Il apparaît également que l'incertitude se manifeste à haute énergie pour les positons et à haute énergie pour les antiprotons. Ces remarques conduisent à la première mise en évidence d'une possible distorsion du signal par l'effet combiné de la distribution de sous-structures et du transport des particules chargées. Celle-ci étant inversée dans les deux canaux chargés, la combinaison des canaux constitue alors la seule piste pour l'interprétation des données.

Cette thèse se conclut donc par une étude portant sur la combinaison des canaux mesurés par AMS02. Les différents critères de sélection pour l'observation de chaque canal sont passés en revue. Il est montré que les capacités d'identification du spectromètre AMS02 permettront de mesurer les flux d'antiprotons entre 0.8 GeV et 500 GeV, de positons entre 1 GeV et 300 GeV et de photons au-delà de 3 à 10 GeV et jusqu'à quelques TeV, ce avec une contamination du signal de l'ordre de 1% (principalement due aux protons). Ces bonnes performances reposent sur les qualités du calorimètre électromagnétique étudié dans cette thèse, et ses capacités d'identification. Il est ensuite montré que la combinaison des canaux permet la reconstruction de l'état final d'annihilation pour des masses inférieures à $\sim$ 200 GeV. Les spécificités de chaque canal sont explicitées grâce au code numérique développé et décrit dans les parties précédentes. Il est important de pouvoir mesurer la forme des spectres pour prétendre mener une étude inclusive. Bénéficiant d'un calorimètre très précis, le spectromètre AMS02 est idéalement conçu pour ces mesures. Des résultats originaux concernant la possible observation d'un effet de polarisation des bosons de jauge produits dans l'état final sont également présentés. Là encore, c'est la résolution énergétique d'AMS02 et en particulier de son calorimètre qui permet d'envisager ces observations. Il est enfin montré que les études concernant les recherches inclusives de matière noire sont nécessaires pour une future interprétation de l'excès de positons.

Le spectromètre AMS02 est un véritable détecteur de physique des particules conçu pour l'espace. Il permettra d'explorer des régions encore inaccessibles du spectre des rayons cosmiques. La richesse des analyses de physique qu'il autorise est très vaste, et parmi l'ensemble des thèmes abordés et des découvertes possibles, il est certain qu'il permettra de grandes avancées dans la compréhension de la composante non-baryonique de notre Univers.

Bibliographie

[1] A. Einstein, 1925, *Troisième conférence sur la théorie de la relativité (Princeton)*, Éditions Gauthier-Villars

[2] E. Hubble, 1929, *Proc. Nat. Acad. Sci.*, **15**, 3

[3] W.L. Freedman *et al.*, 2001, *Astrophys. J.*, **552**, 47
[arXiv : astro-ph/0012376]

[4] G. Gamow, 1946, *Phys. Rev.*, **70**, 572

[5] R.A. Alpher, R.C. Herman, 1949, *Phys. Rev.*, **75**, 1089

[6] A.A. Penzias, R.W. Wilson, 1965, *Astrophys. J.*, **142**, 419

[7] [Collaboration COBE] G.F. Groom *et al.*, 1992, *Eur. Phys. Journ.*, C, **15**, 1

[8] J. Bartlett, 2004, *Cours donné à l'école d'été des Houches*

[9] A. Kashlinsky, 1998, *Phys. Rept.*, **307**, 67
[arXiv : astro-ph/9806236]

[10] R.G. Carlberg, 1999, *Astrophys. J.*, **516**, 552
[arXiv : astro-ph/9910250]

[11] A.C. Fabian, S.W. Allen, 2002, *Proc. 21^e Texas Symposium on Rel. Astro.*
[arXiv : astro-ph/0304020]

[12] [Collaboration SCP] S. Perlmutter *et al.*, 1999, *Astrophys. J.*, **517**, 565
[arXiv : astro-ph/9812133]

[13] [Collaboration SNLS] P. Astier *et al.*, 2006, *Astron. Astrophys.*, **447**, 31
[arXiv : astro-ph/0510447]

[14] F. Zwicky, 1933, *Phys. Helv. Acta.*, **6**, 110

[15] D. Tytler *et al.*, 2000, *Phys. Scripta*, T, **85**, 12
[arXiv : astro-ph/0001318]

[16] S. Burles *et al.*, 2001, *Phys. Rev.*, D **63**, 0635
[arXiv : astro-ph/0008495]

[17] [Collaboration WMAP] G. Hinshaw *et al.*, 2006, *Astrophys. J.*, soumis
[arXiv : astro-ph/0603451]

[18] http ://map.gsfc.nasa.gov/

[19] F. Combes, 2004, *Cours donné à l'école d'été des Houches*

[20] J. Lesgourgues, 2004, *Cours donné à l'école d'été des Houches*

[21] [Collaboration 2dF] J.A. Peacock *et al.* 2001, *Nature*, **410**, 169
[arXiv : astro-ph/0103143]

[22] [Collaboration SDSS] M. Tegmark *et al.*, 2004, *Astrophys. J.*, **606**, 702
[arXiv : astro-ph/0310725]

[23] D.J. Eisenstein *et al.*, 2005, *Astrophys. J.*, **633**, 560
[arXiv : astro-ph/0501171]

[24] [Collaboration SCP] http ://panisse.lbl.gov

[25] [Collaboration WMAP] D.N. Spergel *et al.*, 2006, *Astrophys. J.*, soumis
[arXiv : astro-ph/0603449]

[26] P.M. Dirac, 1930, *Principles of Quantum Mechanics*, Éditions Oxford University Press

[27] D.J. Gross, F. Wilczek, 1973, *Phys. Rev. Lett.*, **30**, 1343

[28] H.D. Politzer, 1973, *Phys. Rev. Lett.*, **30**, 1346

[29] F. Reines, C.L. Cowan, 1956, *Nature*, **178**, 446

[30] C.S. Wu, E. Ambler, R.W. Hayward, D.D. Hoppes, R.P. Hudson , 1957, *Phys. Rev.*, **105**, 1413

[31] T.D. Lee, C.N. Yang, 1956, *Phys. Rev.*, **104**, 254

[32] J.H. Christenson *et al.*, 1964, *Phys. Rev. Lett.*, **13**, 138

[33] B. Aubert *et al.*, 2002, *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res.*, A, **479**, 1

[34] G. Bertone, D. Hooper, J. Silk, 2005, *Phys. Rept.*, **405**, 279,
[arXiv : astro-ph/0404175]

[35] S.L. Glashow, J. Iliopoulos, L. Maiani, 1970 *Phys. Rev.*, D, **2**, 1285

[36] S.L. Glashow, A. Salam, S. Weinberg, 1980, *Rev. Mod. Phys.*, **52**, 525

[37] P.W. Higgs, 1964, *Phys. Rev. Lett.*, **13**, 508

[38] E.W. Kolb, M.S. Turner, 1990, *The Early Universe*, Éditions Frontiers in Physics

[39] J.J. Aubert *et al.*, 1974, *Phys. Rev. Lett.*, **33**, 1404

[40] J.E. Augustin *et al.*, 1974, *Phys. Rev. Lett.*, **33**, 1406

[41] [Collaborations LEP : ALEPH, DELPHI, L3, OPAL], http ://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/
[arXiv :hep-ex/0412015]

[42] J. Ellis *et al.*, 1994, *Phys. Lett.*, B, **333**, 118

[43] [Collaboration CDF] F. Abe *et al.*, 1994, *Phys. Rev.*, D, **50**, 2966

[44] [Particle Data Group] W.M. Yao *et al.*, 2006, *J. Phys.*, G, **33**, 1

[45] A.D. Sakharov, 1967, *Sov. J. Exp. Theor. Phys.*, **5**, 24

[46] G. Jungman, M. Kamionkowski, K. Griest, 1996, *Phys. Rept.*, **267**, 195
[arXiv : hep-ph/9506380]

[47] P. Salati, Cours d'astrophysique des particules de l'ENS Lyon

[48] P. Salati, 2003, *Phys. Lett.*, B, **517**, 121,
[arXiv : astro-ph/0207396]

[49] P. Binetruy, G. Girardi, P. Salati, 1984, *Nucl. Phys.*, B, **237**, 285

[50] K. Griest, D. Seckel, 1991, *Phys. Rev*, D, **43**, 3191

[51] J. Wess, B. Zumino, 1974, *Nucl. Phys.*, B, **70**, 39

[52] P. Fayet, 1976, *Phys. Lett.*, B, **64**, 159

[53] S. Coleman, J.Mandula, 1967, Phys. Rev., **159**, 1251

[54] R. Haag, J. Lopuszanski, M. Sohnius, 1975, *Nucl. Phys.*, B, **88**, 257

[55] S. Dimopoulos, H. Georgi, 1981, *Nucl. Phys.*, B, **193**, 150

[56] S.P. Martin, 1997,
[arXiv : hep-ph/9709356]

[57] A. Brignole, L.E. Ibañez, C. Munoz, 1997, *Perspectives on Supersymmetry*, Éditions World Scientific
[arXiv : hep-ph/9707209]

[58] A. Djouadi, J.L. Kneur, G. Moultaka, G., 2002,
[arXiv :hep-ph/0211331]
http ://www.lpta.univ-montp2.fr/ kneur/Suspect

[59] L. Randall, R. Sundrum, 1999, *Nucl. Phys.*, B, **557**, 79
[arXiv : hep-th/9810155]

[60] L. Alvarez-Gaume, M. Claudson, M.B. Wise, 1982, *Nucl. Phys.*, B, **207**, 96

[61] D. Prieur, 2005, *Proceeding des XXXXèmes Rencontres de Moriond*
[arXiv : hep-ph/0507083]

[62] T. Kaluza, 1921, *Itzungsberichte Preussische Akademie der Wissenschaften*, **96**, 69

[63] N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, G.R. Dvali, 1998, *Phys. Lett.*, B, **429**, 263
[arXiv : hep-ph/9803315]

[64] L. Randall, R. Sundrum, 1999, *Phys. Rev. Lett.*, **83**, 3370
[arXiv : hep-ph/9905221]

[65] T. Applequist, H.C. Cheng, B.A. Dobrescu, 2001 ; *Phys. Rev.*, D, **64**, 035002
[arXiv : hep-ph/0012100]

[66] E.W. Kolb, R. Slansky, 1984, *Phys. Lett*, B, **135**, 378

[67] H.C. Cheng, K.T. Matchev, M. Schmaltz, 2002, *Phys. Rev.*, D, **66**, 036005
[arXiv : hep-ph/0204342]

[68] K. Agashe, G. Servant, 2004, *Phys. Rev. Lett.*, **93**, 231805
[arXiv : hep-ph/0403143]

[69] G. Bélanger, F.Boudjema, C. Hugonie, A. Pukhov, A. Semenov, 2005, *JCAP*, **0509**, 001
[arXiv : hep-ph/0505142]

[70] G. Bélanger, F. Boudjema, S. Kraml, A. Pukhov, A. Semenov, 2006, *Phys. Rev*, D, **73**, 115007
[arXiv : hep-ph/0604150]

[71] N. Arkani-Hamed *et al.*, 2002, *JHEP*, **208**, 021
[arXiv : hep-ph/0206020]

[72] P. Sikivie, 2006, *Lecture Note on Physics*, Éditions Springer Verlag
[arXiv : astro-ph/0610440]

[73] C. Boehm, T.A. Ensslin, J. Silk, 2004, *J. Phys.*, G, **30**, 279
[arXiv : astro-ph/0208458]

[74] [Collaboration L3] M. Acciari *et al.*, 1999, *Phys. Lett*, B, **471**, 280

[75] [Collaboration ALEPH] R. Barate *et al.*, 2001, *Phys. Lett.*, B, **499**, 67

[76] [Collaboration OPAL] G. Abbiendi *et al.*, 2000, *Eur. Phys. J.*, C, **14**, 51

[77] G. Belanger, F. Boudjema, A. Cottrant, A. Pukhov, S. Rosier-Lees, *JHEP*, **0403**, 012 [arXiv : hep-ph/0310037]

[78] T. Moroi, L. Randall, 2000, *Nucl. Phys.*, B, **570**, 455 [arXiv : hep-ph/9906527]

[79] P. Gondolo, J. Edsjö, P. Ullio, L. Bergström, M. Schelke, E.A. Baltz, 2004, *JCAP*, **0407**, 008 [astro-ph/0406204]

[80] G. Bélanger, F. Boudjema, A. Pukhov, A. Semenov, 2002, *Comput. Phys. Commun.*, **149**, 103 [arXiv : hep-ph/0112278]

[81] G. Bélanger, F. Boudjema, A. Pukhov, A. Semenov, 2006, *Comput. Phys. Commun.*, **174**, 577 [arXiv : hep-ph/0405253]

[82] G. Bélanger, F. Boudjema, A. Pukhov, A. Semenov, 2006 [arXiv : hep-ph/0607059]

[83] G. Servant, T. Tait, 2003, *Nucl. Phys.*, B, **650**, 391 [arXiv : hep-ph/0206071]

[84] P. Brun, 2006, *AMS note 2006-03-01* [arXiv : astro-ph/0603387]

[85] [Collaboration EDELWEISS] V. Sanglard *et al.*, 2005, *Phys. Rev*, D, **71**, 122002 [arXiv : astro-ph/0503265]

[86] [Collaboration CDMS] D.S. Akerib *et al.*, 2004, *Phys. Rev. Lett.*, **93**, 211301

[87] [Collaboration CRESST] G. Angloher *et al.*, 2005, *Astropart. Phys.*, **23**, 325

[88] [Collaboration DAMA] R. Bernabei *et al.*, 2000, *Phys. Lett.*, B, **480**, 23

[89] T. Falk, K. A. Olive, M. Srednicki, 1994, *Phys. Lett.*, B, **339**, 248 [arXiv :hep-ph/9409270]

[90] A. Guth, 1981, *Phys. Rev*, D, **23**, 347

[91] A. Linde, 1983, *Phys. Lett.*, B, **129**, 177

[92] V. Rubin *et al.*, 1980, *Astrophys. J.*, **238**, 471

[93] [Collaborations EROS et MACHO] C. Alcock *et al.*, 1998, *Astrophys. J. Lett.*, **499**, L9 [arXiv : astro-ph/9803082]

[94] K.G. Begeman, A.H. Broeils, R.H. Sanders, 1991, *Mont. Not. Roy. Astron. Soc.*, **249**, 523

[95] L. Bergström, P. Ullio, J.H. Buckley, 1998, *Astropart. Phys.*, **9**, 137 [arXiv : astro-ph/9712318]

[96] J.F. Navarro, C.S. Frenk, S.D. White, 1996, *Astrophys. J.*, **462**, 563 [arXiv : astro-ph/9508025]

[97] A.V. Kravstov, A.A. Kyplin, J.S. Bullock, J.R. Primack, 1998, *Astrophys. J.*, **502**, 48 [arXiv : astro-ph/9708176]

[98] B. Moore, T. Quinn, F. Governato, J. Stadel, G. Lake, 1999, *Mont. Not. Roy. Astron. Soc.*, **310**, 1147
[arXiv : astro-ph/9903164]

[99] J. Bekenstein, 2004, *Phys.Rev.*, D, **70**, 083509
[arXiv : astro-ph/0403694]

[100] A. Slosar, A. Melchiorri, J. Silk, 2005, *Phys. Rev.*, D, **72**, 101301
[arXiv : astro-ph/0508048]

[101] D. Clowe *et al.*, 2006, *Astrophys. J. Lett.*, accepté,
[arXiv : astro-ph/0608407]

[102] [Collaboration ANTARES] J. Carr, 2006, *Nucl. Instr. Meth.*, A, **567**, 428

[103] [Collaboration IceCube] A. Achterberg,2006, *et al.*, *Astropart. Phys.*, **26**, 155

[104] U.F. Katz, 2006, *Nucl. Instr. Meth.*, A, **567**, 457

[105] [Collaboration BESS] S. Orito *et al.*, 2000, *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 1078
[arXiv : astro-ph/9906426]

[106] [Collaboration BESS] T. Maeno *et al.*, 2001, *Astropart. Phys.*, **16**, 121
[arXiv : astro-ph/0010381]

[107] [Collaboration CAPRICE] M. Boezio *et al.*, 2001, *Astrophys. J.*, **561**, 787

[108] [Collaboration HEAT] S.W. Barwick *et al.*, 1997, *Astrophys. J.*, **482**, 191
[arXiv : astro-ph/9703192]

[109] [Collaboration AMS] M. Aguilar *et al.*, 2002, *Phys. Rept.*, **366**, 331

[110] [Collaboration PAMELA] P. Picozza *et al.*, 2006,
[arXiv : astro-ph/0608697]

[111] [Collaboration EGRET] D.J. Thompson *et al.*, 1993, *Astrophys. J. Suppl.*, **83**, 629

[112] [Collaboration GLAST] A. Morselli *et al.*, 2002, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, **113**, 213
[arXiv : astro-ph/0211327]

[113] [Collaboration GLAST] http ://www-glast.stanford.edu/

[114] [Collaboration HESS] http ://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/HESS/HESS.html

[115] [Collaboration MAGIC] C. Baixeras *et al.*, 2004, *Nulc. Instr. Meth.*, A, **518**, 188

[116] [Collaboration VERITAS] J. Holder *et al.*, 2006, *Astropart. Phys.*, **25**, 391
[arXiv : astro-ph/0604119]

[117] D. Maurin, 2004, *Cours donné à l'école d'été des Houches*

[118] E. Fermi, 1949, *Phys. Rev.*, **75**, 1169

[119] [Collaboration HESS] F. Aharonian *et al.*, 2004, *Nature*, **432**, 75
[arXiv : astro-ph/0411533]

[120] [Collaboration HESS] F. Aharonian *et al.*, 2005, *Astron. Astrophys. Lett.*, accepté,
[arXiv : astro-ph/0505380]

[121] R.D. Ekers, R. Sancisi, 1977, *Astron. Astrophys.*, **54**, 973

[122] S. Veilleux *et al.*, 2005, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **43**, 769
[arXiv : astro-ph/0504435]

[123] V.S. Ptuskin, H.J. Voelk, V.N. Zirakashvili, D. Breitschwerdt, 1997, *Astron. Astrophys.*, **321**, 434

[124] K.M. Ferrière, 2001, *Rev. Mod. Phys.*, **73**, 1031
[arXiv : astro-ph/0106359]

[125] J.P. Vallée, 2004, *New. Astron. Rev.*, **48**, 763

[126] A. W. Strong, I. V. Moskalenko, 1997, *AIP Conf. Proc.*, 410, 1162
[arXiv : astro-ph/9709211]

[127] A. W. Strong, I. V. Moskalenko, 2001, *Proceedings des 27ème ICRC*, 1942
[arXiv : astro-ph/0106504]

[128] V.L. Ginzburg, S.I. Syrovatski, 1964, *The Origin of Cosmic Rays*, Éditions Pergamon Press

[129] V.S. Berezinski, S.V. Dogiel, V.A. Ginzburg, V.S. Ptuskin, 1990, *Astrophysics of Cosmic Rays*

[130] M.C. Longair, 1992, *High Energy Astrophysics*, Éditions Cambridge University Press

[131] D. Maurin, F. Donato, R. Taillet, P. Salati, 2001, *Astrophys. J.*, **555**, 585
[arXiv : astro-ph/0101231]

[132] [Collaboration CREAM] P.S. Marrocchesi, 2005, *Proceedings des 29ème ICRC*
[arXiv : astro-ph/0507516]

[133] J.J. Engelmann *et al.*, 1990, *Astron. Astrophys.*, **233**, 96

[134] R. Dwyer, P. Meyer, 1987, *Astrophys. J.*, **322**, 98

[135] K.E. Krombel, M.E. Wiedenbeck, 1988, *Astrophys. J.*, **328**, 940

[136] J.A. Garcia-Munoz *et al.*, 1987, *Astrophys. J. Supp.*, **64**, 269

[137] A. Lukasiak *et al.*, 1999, *Proceedings des 26ème ICRC*, **3**, 41

[138] J.S. Perko, 1987, *Astron. Astrophys.*, **184**, 119

[139] L. Bergstrom *et al.*, 1999, *Astrophys. J.*, **526**, 215
[arXiv : astro-ph/9902012]

[140] S.D. Hunter *et al.*, 1997, *Astrophys. J.*, **481**, 205

[141] A.W. Strong, I.V. Moskalenko, O. Reimer, 2000, *Astrophys. J*, **537**, 763
[arXiv : astro-ph/9811296]

[142] A.W. Strong, I.V. Moskalenko, 2004, *Astrophys.J.*, **613**, 962
[arXiv : astro-ph/0406254]

[143] W. de Boer *et al.*, 2005, *Astron. Astrophys.*, **444**, 51
[arXiv : astro-ph/0508617]

[144] L. Bergström, J. Edsjö, M. Gustafsson, P. Salati, 2006, *JCAP*, **0605**, 006
[arXiv : astro-ph/0602632]

[145] C. Sander, 2006, *Présentation à la conférence Tools For Susy and the New Physics*, Annecy
http ://lappweb.in2p3.fr/TOOLS2006/

[146] E.A. Baltz, J. Edsjö, 1999, *Phys. Rev.*, D, **59**, 023511
[arXiv : astro-ph/9808243]

[147] S. Coutu *et al.*, 1999, *Astropart. Phys.*, **11**, 429
[arXiv : astro-ph/9902162]

[148] J.J. Beatty *et al.*, 2004, *Phys. Rev. Lett.*, **93**, 241102
[arXiv : astro-ph/0412230]

[149] [Collaboration AMS] J. Alcaraz *et al.*, 2000, *Phys. Lett.*, B, **484**, 10

[150] H. Gast, J. Olzem, S. Schael, 2006, *Proceedings des XLIèmes rencontres de Moriond*
[arXiv : astro-ph/0605254]

[151] [Collaboration AMS] J. Alcaraz *et al.*, 2000, *Phys. Lett.*, B, **472**, 215
[arXiv :hep-ex/0002049]

[152] [Collaboration AMS] J. Alcaraz *et al.*, 2000, *Phys. Lett.*, B, **490**, 27

[153] [Collaboration AMS] J. Alcaraz *et al.*, 2000, *Phys. Lett.*, B, **484**, 10

[154] [Collaboration AMS] J. Alcaraz *et al.*, 2000, *Phys. Lett.*, B, **494**, 193

[155] [Collaboration AMS] J. Alcaraz *et al.*, 2000, *Phys. Lett.*, B, **461**, 387
[arXiv :hep-ex/0002048]

[156] B. Blau *et al.*, 2004, *Nucl. Instr. Meth*, A, **518**, 139

[157] B. Alpat *et al.*, 2005, *Nucl. Instr. Meth*, A, **540**, 121

[158] W. Wallraff, 2006, *Nucl. Instr. Meth*, A, sous presse

[159] D. Casadei *et al.*, 2002, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, B, **113**, 133

[160] P. Doetinchema *et al.*, 2006, *Nucl. Instr. Meth*, A, **558**, 526

[161] M. Buénerd, 2003, *Nucl. Instr. Meth*, A, **502**, 158

[162] B. Baret *et al.*, 2004, *Nucl. Instr. Meth*, A, **525**, 126

[163] P. Aguayo *et al.*, 2003, *AMS note 2003-08-03*

[164] M. Adinolfi *et al.*, 2002, *Nucl. Instr. Meth*, A, **482**, 263

[165] F. Cadoux *et al.*, 2002, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, B, 113, 159

[166] R. Kossakowski *et al.*, 2002, *AMS note 2002-01-03*

[167] J. Pochon, 2005, *Thèse de Doctorat*, LAPP-T-2005-05

[168] J. Pochon, 2004, *AMS note 2004-11-01*

[169] S. Squarepants, 2007, *Spong. Journ.*, **4**, 1

[170] L. Girard, 2004, *Thèse de Doctorat*, LAPP-T-2004-04

[171] J.P. Vialle, Z. Li, *Présentation TIM*, CERN
http ://ams.cern.ch/AMS/Reports/TIMApr05/ECALElec_jpv12Apr05.pdf

[172] C. Gargiulo, 2006, *Présentation TIM*, CERN
http ://ams.cern.ch/AMS/Reports/TIMApr06/Tuesday25/16Gargiulo_startracker.ppt

[173] C. Zurbach, 2006, *Présentation TIM*, CERN
http ://ams.cern.ch/AMS/Reports/TIMApr06/Tuesday25/15Zurbach_GPS.ppt

[264] I. Sevilla, 2006, *Présentation TIM Software/Analyse*, CERN
http ://ams.cern.ch/AMS/Reports/TIMJuly06/Tue25/19sevilla.pdf

[175] http ://nssdc.gsfc.nasa.gov/multi/tdrs.html

[176] L. Amati *et al.*, 2006, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, B, **150**, 276

[177] C. Goy, S. Rosier-Lees, 2001, *AMS note 2001-06-04*

[178] C. Goy, S. Rosier-Lees, 2001, *AMS note 2001-06-04*

[179] S. Di Falco, et al., 2001, *AMS note 2003-08-01*

[180] P. Brun *et al.*, 2007, *Nucl. Instr. Meth*, A, en préparation

[181] P. Brun, S. Rosier-Lees, 2005, *AMS note 2005-12-01, LAPP-EXP-2005-21*
[arXiv :astro-ph/0601537]

[182] D. Rapin, 2004, *Présentation à une réunion Tracker-Ecal*, CERN
http ://ams.cern.ch/AMS/Tracker/tbeam04/meet_030604/divic_report1.pdf

[183] F. Cadoux, 2004, *Présentation à une réunion Tracker-Ecal*, CERN
http ://ams.cern.ch/AMS/Tracker/tbeam04/meet_210704/TIM-ECALbeamtest.pdf

[184] P. Brun, 2005, *Présentation à une réunion Tracker-Ecal*, CERN
http ://ams.cern.ch/AMS/Tracker/tbeam04/meet_210105/Pierre_210105.pdf

[185] C. Adloff, D. Fougeron, R. Hermel, S. Rosier-Lees, 2003, *AMS note 2003-11-01*

[186] D. Grosjean, 2004, *Rapport de stage de DEA*

[187] S. Rosier-Lees, C. Goy, 2007, *Présentation TIM*
http ://ams.cern.ch/AMS/Reports/TIMApr07/Mon23/ECAL/02_Rosier_ECAL_MIP.ppt

[188] E. Choumilov, 2001, *AMS note 2001-04-01*

[189] P. Brun, 2004, *rapport de stage de DEA*

[190] P. Brun, *Présentation TIM Software/Analyse*, CERN
http ://indico.cern.ch/materialDisplay.py ?contribId=s1t4&amp ;materialId=0&amp ;confId=a052017

[191] P. Brun, 2007, *AMS note 2007-01-01*

[192] V. Choutko, 2002, *AMS note 2002-05-01*, *Présentation TIM Software/Analyse*, CERN
http ://ams.cern.ch/AMS/Analysis/hpl3itp1/ams02_lvl1.ps

[193] C. Power *et al.*, 2003, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **338**, 14
[arXiv :astro-ph/0201544]

[194] E. Hayashi *et al.*, 2004, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **355**, 794
[arXiv :astro-ph/0310576]

[195] J.F. Navarro *et al.*, 2004, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **349**, 1039
[arXiv :astro-ph/0311231]

[196] A.M. Ghez, B.L. Klein, M. Morris, E.E. Becklin, 1998, *Astrophys. J.*, **509**, 678
[arXiv :astro-ph/9807210]

[197] P. Gondolo, J. Silk, 1999, *Phys. Rev. Lett.*, **83**, 1719
[arXiv :astro-ph/9906391]

[198] P. Ullio, H. Zhao, M. Kamionkowski, 2001, *Phys. Rev.*, D, **64**, 043
[arXiv :astro-ph/0101481]

[199] D. Merritt, M. Milosavljevic, L. Verde, R. Jimenez, 2002, *Phys. Rev. Lett.*, **88**, 191301
[arXiv :astro-ph/0201376]

[200] G. Gilmore, R.F.G. Wyse, 2001, *Revue pour la conférence ASP*, **228**
[arXiv :astro-ph/0104242]

[201] G. Bertone, G. Sigl, J. Silk, 2002, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **337**
[arXiv :astro-ph/0203488]

[202] D. Merritt, 2004, *Phys. Rev. Lett*, **92**, 201304
[arXiv :astro-ph/0311594]

[203] C.Heggie, P. Hut, 1996, *Proceedings de IAU Symposium*, **174**, 303
[arXiv :astro-ph/9511115]

[204] R. Taillet, P.Y. Longaretti, P. Salati, 1995, *Astropart. Phys.*, **4**, 87

[205] E.A. Baltz *et al.*, 2000, *Phys. Rev.*, D, **61**, 023514
[arXiv :astro-ph/9909112]

[206] A. Falvard *et al.*, 2002, *Astropart. Phys.*, **20**, 467
[arXiv :astro-ph/0210184]

[207] C. Tyler, 2002, *Phys. Rev.*, D, **66**, 023509
[arXiv :astro-ph/0203242]

[208] N.W. Evans, F. Ferrer, S. Sarkar, 2004, *Phys. Rev.*, D, **69**, 123501
[arXiv :astro-ph/0311145]

[209] J. Diemand, B. Moore, J. Stadel, 2005, *Nature*, **433**, 389
[arXiv :astro-ph/0501589]

[210] G. Bertone, A. Zentner, J. Silk, 2005, *Phys. Rev*, D, **72**, 103517
[arXiv :astro-ph/0509565]

[211] P. Sikivie, 1999, *Phys. Rev.*, D, **60**, 063501
[arXiv :astro-ph/9902210]

[212] B. Labonne, E. Nezri, J. Orloff, 2006, *Eur. Phys. J.*, **C47**, 805
[arXiv :hep-ph/0602111]

[213] H. Goldberg, 1983, *Phys. Rev. Lett.*, **50**, 1419

[214] D. Hooper, G. Servant, 2005, *Astropart. Phys.*, **24**, 231
[arXiv :hep-ph/0502247]

[215] T. Sjöstrand, S. Mrenna, Peter Skands, 2006, *JHEP*, **0605**, 026
[arXiv :hep-ph/0603175]
http ://www.thep.lu.se/ torbjorn/Pythia.html

[216] G. Corcella *et al.*, 2001, *JHEP*, **0101**, 010
[arXiv :hep-ph/0011363]
http ://hepwww.rl.ac.uk/theory/seymour/herwig/

[217] T. Sloan, *Présentation GDR SUSY, session matière noire*
http ://www.lpta.univ-montp2.fr/GDR/documents/reunion2_2006/sloan.ppt

[218] S. Ando, 2005, *Phys. Rev. Lett*, **94**, 171303
[arXiv :astro-ph/0503006]

[219] S. Ando, E. Komatsu, T. Narumoto, T. Totani, *Phys. Rev.*, D, soumis
[arXiv :astro-ph/0612467]

[220] P. Sreekumar *at al.*, 1998, *Astrophys. J.*, **494**, 523
[arXiv :astro-ph/9709257]

[221] D. Hooper, J. March-Russell, 2005, *Phys. Lett.*, B, **608**, 17
[arXiv :astro-ph/0412048]

[222] [Collaboration HESS] F.A. Aharonian *et al.*, 2006, *Phys. Rev. Lett.*, **97**, 249901
[arXiv :astro-ph/0610509]

[223] L. Rolland, 2005, *Proceedings des 29ème ICRC*

[224] D.R. Ballantyne, F. Melia, S. Liu, R.M. Crocker, 2007, *Astrophy. J. Lett.*, accepté
[arXiv :astro-ph/0701709]

[225] G. Bertone, G. Sigl, J. Silk, 2000, *Proceedings des 3ème IDM*
[arXiv :astro-ph/0011553]

[226] N. Bubul, A. Bret, 2006, *Review of Feline Physics*, **43**, 113

[227] T. Bringmann, P. Salati, 2007
[arXiv :astro-ph/0612514]

[228] P. Brun, 2005, *Présentation GDR SUSY, réunion annuelle, séance plénière*
http ://www.lpta.univ-montp2.fr/GDR/documents/reunion1_2005/brun.ppt

[229] P. Brun, 2005, *Proceedings des Journées Jeunes Chercheurs 2005*

[230] P. Brun, 2005, *Proceedings de la Semaine Française de l'Astronomie et de l'Astrophysique 2005*,475

[231] P. Brun, 2006, *Présentation à la conférence Tools for Susy & the New Physics*
http ://lappagenda.in2p3.fr/cdsagenda/askArchive.php ?base=agenda&categ=a06100&id=a06100s15t2/transparencies

[232] P. Brun, 2006, *Présentation GDR SUSY, réunion annuelle, session outils*
http ://polywww.in2p3.fr/cdsagenda/askArchive.php ?base=agenda&categ=a0614&id=a0614s16t4/moreinfo

[233] P. Brun, 2006, *Présentation TIM*
http ://indico.cern.ch/getFile.py/access ?contribId=4&amp ;resId=0&amp ;materialId=slides&amp ;confId=785

[234] P. Brun, 2006, *Présentation GDR SUSY, réunion matière noire*

[235] P. Brun, 2007, *Présentation GDR SUSY, réunion outils*

[236] P. Brun, 2007, *Présentation GDR SUSY, réunion annuelle, session outils*

[237] A. Pukhov, 2004,
[arXiv :hep-ph/0412191]

[238] B. Andersson, S. Mohanty, F. Soderberg, 2002, *proceedings de la XXXVIème Annual Winter School on Nuclear and Particle Physics*
[arXiv :astro-ph/hep-ph/0212122]

[239] F. Donato, N. Fornengo, P. Salati, 2000, *Phys. Rev.*, D, **62**, 043003
[arXiv :hep-ph/9904481]

[240] R. Duperray *et al.*, 2005, *Phys. Rev.*, D, **71**, 08003
[arXiv :astro-ph/0503544]

[241] P. Brun *et al.*, 2007, en préparation

[242] S.A. Teukolsky, W.T. Vetterling, B.P. Flannery, 1992, *Numerical Recipes in c*, Éditions Cambridge University Press

[243] F. Boudjema, A. Semenov, D. Temes, 2005, *Phys. Rev.*, D, **72** 055024
[arXiv :hep-ph/0507127]

[244] J. Lavalle, J. Pochon, P. Salati, R. Taillet, 2006, *Astron. Astrophys.*, accepté
[arXiv :astro-ph/0603796]

[245] A. Cesarini, F. Fucito, A. Lionetto, A. Morselli, P. Ullio, 2004, *Astropart. Phys.*, **21**, 267
[arXiv :astro-ph/0305075]

[246] A. Barrau, G. Boudoul, F. Donato, D. Maurin, P. Salati, R. Taillet, 2002, *Astron. Astrophys.*, **388**, 676
[arXiv :astro-ph/0112486]

[247] D. Maurin, C. Combet, R. Taillet, , 2005, *Phys. Rev.*, D, soumis
[arXiv :astro-ph/0609522]
http ://wwwlapp.in2p3.fr/~taillet/mtc/mtc_code.tar

[248] D. Maurin, C. Combet, R. Taillet, , 2005, *Phys. Rev.*, D, soumis
[arXiv :astro-ph/0612714]

[249] D.T. Cumberbatch, J. Silk, 2007, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **374**, 455
[arXiv :astro-ph/0602320]

[250] P. Brun, G. Bertone, J. Lavalle, P. Salati, R. Taillet, 2007, *Phys. Rev.*, D, soumis
[arXiv :0407.2543]

[251] M.C. Miller, E.J.M. Colbert, 2004, *Int. J. Mod. Phys.*, D, **13**, 1
[arXiv :astro-ph/0308402]

[252] R. Narayan, 2003
[arXiv :astro-ph/0310692]

[253] W.E. Coyote, 1995, *Gen. Journ*, **9**, 11

[254] L. Ferrarese, H. Ford, 2005, *Space Science Reviews*, **116** 523
[arXiv :astro-ph/0411247]

[255] S.M. Koushiappas, J.S. Bullock, A. Dekel, 2004, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **354**, 292
[arXiv :astro-ph/0311487]

[256] G. Bertone, 2006, *Phys. Rev.*, D, **73**, 103519
[arXiv :astro-ph/0603148]

[257] A. Jacholkowska *et al.*, 2006, *Phys. Rev.*, D, **74**, 023518
[arXiv :astro-ph/0508349]

[258] S. Horiuchi, S. Ando, 2006, *Phys. Rev*, D, **74**, 103504
[arXiv :astro-ph/0607042]

[259] P. Brun, 2007, *J. Phys. Conf. Ser.*, **60**, 251

[260] D. Caraffini, 2004, *Thèse de doctorat, AMS note 2005-07-02*

[261] [Collaboration PAMELA] E. Vannuci, 2007, *présentation International Workshop on Cosmic-rays and High Energy Universe*
http ://wizard.roma2.infn.it/pamela/slides/pamela/vannuccini-CRHEU07_ppt.zip

[262] G. Carosi, 2001, *AMS note 2001-06-05*

[263] J. Alcaraz, I. Sevilla, 2004, *AMS-note-2004-03-07*

[264] I. Sevilla, 2006, *Présentation TIM Software/Analyse*, CERN
http ://indico.cern.ch/materialDisplay.py ?contribId=2&amp ;materialId=slides&amp ;confId=4817

[265] S.D. Hunter *et al.*, 1997, *Astrophys. J.*, **481**, 205

[266] A. Jacholkowska *et al.*, 2006, *Phys. Rev.*, D, **74**, 023518
[arXiv :astro-ph/0508349]

[267] D. Hooper, J. Silk, 2005, *Phys. Rev.*, D, **71**, 083503
[arXiv :hep-ph/0409104]

[268] [Collabiration HESS] F. Aharonian *et al.*, 2006, *Nature*, **440**, 1018
[arXiv :astro-ph/0508073]

[269] M. Fornasa, M.Taoso, G. Bertone
[arXiv :astro-ph/0703757]

[270] [Collaboration CELESTE] J. Lavalle *et al.*, 2006, *Astron. Astrophys.*, **450**, 1
[arXiv :astro-ph/0601298]

[271] W. Hu, U.Seljak, M. White, 1998, *Phys. Rev.*, D, **57**, 3290
[arXiv :astro-ph/9709066]

[272] [Collaboration BOOMERANG] W.C. Jones *et al.*, 2006, *Astrophys. J.*, **647**, 823
[arXiv :astro-ph/0507494]

[273] A. Slosar, A. Melchiorri, J. Silk, 2005, *Phys. Rev.*, D, **72**, 101301
[arXiv :astro-ph/0508048]

[274] R. Taillet, 2006, *Présentation GDR SUSY*
http ://www.lpta.univ-montp2.fr/GDR/documents/reunion3_2006/Taillet_Annecy06.pdf

Annexe A

Liste des acronymes utilisés dans le texte

ACC	Anti Coincidence Counters	Sous-système d'AMS02
ACT	Atmospheric Čerenkov Telescope	Télescope Čerenkov pour l'astronomie γ au sol
ADC	Analog-Digital Converter	Convertisseur analogique-numérique
ADD	Arkani-Hamed, Dimopoulos, Dvali	Classe de modèles à dimensions supplémentaires
ALEPH		Expérience LEP
AMS	Alpha Magnetic Spectrometer	Expérience de rayons cosmiques
AMSB	Anomaly-Mediated Supersymmetry Breaking	Modèle de brisure de la supersymétrie
ANTARES	Astronomy with a Neutrino Telescope and Abyss environmental RESearch	Télescope à Neutrino (Méditérannée)
BESS	Ballon Borne Experiment with Superconducting Spectrometer	Expérience de rayons cosmiques
CAPRICE	Cosmic AntiParticle Ring Imaging Cherenkov Experiment	Expérience de rayons cosmiques
CDF		Expérience auprès du Tevatron
CDM	Cold Dark Matter	Matière noire froide
CDMS	Cryogenic Dark Matter Searches	Expérience de recherche directe
CKM	Cabibbo, Kobayashi, Maskawa	Matrice de mélange des quarks
CMB	Cosmic Microwave Background	Fond diffus cosmologique
COBE	COsmic Background Explorer	Expérience de mesure du CMB
CRESST	Cryogenic Rare Event Search with Superconducting Thermometers	Expérience de recherche directe
DAMA	DArk MAtter	Expérience de recherche directe
DELPHI		Expérience LEP
ECAL	Electromagnetic CALorimeter	Sous-détecteur d'AMS02
EDELWEISS	Expérience pour DEtecter Les WImps En Site Souterrain	Expérience de recherche directe
EDR	Ecal Data Reduction	Carte électronique du Ecal (réduction des données)
EGRET	Energetic Gamma Ray Experiment Telescope	Expérience d'astronomie γ
EIB	Ecal Intermediate Board	Carte électronique intermédiaire du Ecal
EPSFE	Ecal Power Supply for Front End	Carte électronique du Ecal (envoi des basses tensions)
EROS	Expérience de Recherche d'Objets Sombres	Expérience de recherche de lentilles gravitationnelles
ETRG	Ecal TRiGger	Carte électronique du Ecal (contient le traitement numérique du système de déclenchement)
GLAST	Gamma ray Large Area Space Telescope	Expérience d'astronomie γ

GSW	Glashow, Salam, Weinberg	Modèle électrofaible
HEAT	High Energy Antimatter Telescope	Expérience de rayons cosmiques
HESS	High Energy Stereoscopic System	Expérience d'astronomie γ
IceCube		Télescope à Neutrinos (Antarctique)
IMBH	Intermediate Mass Black Holes	Trou noir de masse intermédiaire
ISS	International Space Station	Station spatiale internationale
JINF	Intermediate Node for Front End	Carte électronique du Ecal
JLV1	LeVel 1	Carte électronique du Ecal
km3		Projet de télescope à Neutrinos (Méditerranée)
ΛCDM	Lambda Cold Dark Matter	Modèle d'univers
LEP	Large Electron Positron collider	Accélérateur de particules
LHC	Large Hadron Collider	Accélérateur de particules
LKP	Lightest odd K-parity Particle	Candidat matière noire
LSP	Lightest Supersymmetric Particle	Candidat matière noire
LZP	Lightest odd Z-parity Particle	Candidat matière noire
L3		Expérience LEP
MACHO	MAssive Halo Compact Objects	Candidat à la matière noire baryonique et expérience de recherche de lentilles gravitationnelles
MIP	Minimum Ionizing Particle	Particule au minimum ionisant
mSUGRA	Minimal SUperGRAvity	Modèle de brisure de la supersymétrie
MSSM	Modèle Standard Supersymétrique Minimal	
NLSP	Next-to-Lightest Supersymmetric Particle	Particule supersymétrique de masse pénultième
OPAL		Expérience LEP
PAMELA	Payload for Antimatter Matter Exploration and Light-nuclei Astrophysics	Expérience de rayons cosmiques
PS	Proton Synchrotron	Accélérateur de particules
QCD	Quantum Chromodynamics	Chromodynamique quantique
QED	Quantum Electrodynamics	Électrodynamique quantique
RGE	Renormalization Group Equations	Équations du groupe de renormalisation
RICH	Ring Imaging CHerenkov counter	Sous-détecteur d'AMS02
SCP	Supernovae Cosmology Project	Expérience d'observations de Supernovae
SDSS	Sloane Digital Sky Survey	Expérience de mesure des structures à grande échelle
SNLS	SuperNovae Legacy Survey	Expérience d'observations de Supernovae
SNIa	Supernovae de type Ia	
SPS	Super Proton Synchrotron	Accélérateur de particules
TDRS	Tracking and Data Relay Satellites	Constellation de satellites de communication entre la Terre et l'ISS
TIM	Technical Interchange Meeting	Réunion de collaboration AMS
TOF	Time Of Flight	Sous-détecteur d'AMS02
TRD	Transition Radiation Detector	Sous-détecteur d'AMS02
UED	Universal Extra-Dimensions	Classe de modèles à dimensions supplémentaires
VEV	Vacuum expectation value	Valeur dans le vide d'un champ
WIMP	Weakly Interactive Massive Particle	Particule massive à interactions faibles
WMAP	Wilkinson Microwave Anisotropy Probe	Expérience de mesure du CMB
2dF		Expérience de mesure des structures à grande échelle

Annexe B

Retour sur le caractère non baryonique de la matière noire

Dans cette annexe nous revenons sur certains points abordés dans le texte avec plus de détails. Nous nous attacherons à montrer quelles indications plaident en faveur d'une matière noire froide et non baryonique. En particulier, il est montré que même si les neutrinos ont une masse, ils ne peuvent en aucun cas constituer la fameuse masse manquante qui fait l'objet de cette thèse. Nous montrons également pourquoi il peut sembler raisonnable de penser que les théories à gravité modifiée ne peuvent être la clé du problème de la matière noire. L'argumentation se basera principalement sur les résultats des mesures d'anisotropies du fond diffus cosmologique (CMB dans la suite), mais également sur l'observation de l'amas de galaxies 1E0657-56.

B.1 Le spectre de puissance du CMB

Dans un premier temps il est nécessaire de comprendre comment se forment les anisotropies du CMB et pourquoi l'étude de leurs corrélations spatiales est porteuse d'autant d'informations sur l'Univers primordial. Cette explication n'a pas la prétention d'être complète ni totalement rigoureuse. Nous visons simplement à expliquer qualitativement quelques traits particuliers de cette physique et ce qu'elle apporte pour l'étude du contenu non baryonique de l'Univers. Le CMB est émis depuis une sphère dont nous sommes le centre et qui constitue par définition la surface de dernière diffusion. Au-delà de cette limite, il n'est plus possible d'observer l'Univers avec des photons car ceux-ci sont couplés aux charges libres et ne se propagent pas en ligne droite. Lors de la recombinaison, l'Univers devient neutre et les photons sont libres.

Les photons du CMB gardent un spectre de Planck quasi-parfait durant toute l'évolution dont il est question ici. Les perturbations, notées δT, de leur température (ou énergie) sont très petites et sont toujours prises par rapport au spectre de corps noir. La température des photons du CMB mesurée aujourd'hui correspond en première approximation à la température de la surface de dernière diffusion après sont décalage vers le rouge par l'expansion de l'Univers. Localement et d'un point de vue statique, cette température est reliée au potentiel gravitationnel ψ par

$$\frac{\delta T}{T} \;=\; -\frac{1}{2}\,\psi \;\;, \tag{B.1}$$

de sorte que les zones froides du CMB correspondent à des puits de potentiel et les points chauds à des maxima. L'analogie avec un simple potentiel est bien entendu une approximation, le traitement rigoureux de la dynamique de l'Univers fait appel à la relativité générale. Dans le plasma primordial, la pression de radiation du rayonnement va à l'encontre du creusement des puits de potentiels. Cet effet est schématisé

dans la figure B.1. Ainsi, toute inhomogénéité dans le champs de densité initial conduit naturellement à l'établissement d'oscillations, causées par ces deux effets antagonistes. Ces vibrations sont par conséquent désignées comme des oscillations acoustiques, caractérisées par une vitesse de propagation dans le milieu, notée c_s.

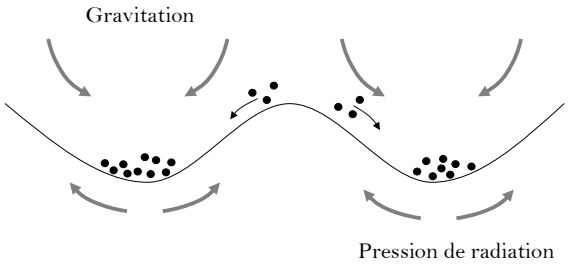


FIG. B.1 – Principe des oscillations acoustiques du plasma primordial.

Pour rendre compte de la physique du CMB, il faut donc s'atteler à la description des ondes acoustiques dans un Univers en expansion. Dans ce cas, la longueur d'onde d'une onde acoustique croît proportionnellement au facteur d'échelle. Les grandeurs importantes sont alors la taille de l'horizon causal dans l'Univers et la longueur d'onde de l'onde acoustique considérée. Il est en effet bien entendu qu'aucune oscillation ne peut se mettre en place à une longueur d'onde supérieure à l'horizon causal, puisqu'aucune information ne peut se transmettre sur des distances plus grandes. Un fait essentiel pour la compréhension de la suite est que *la taille de l'horizon causal augmente plus rapidement que la longueur d'onde*. Ainsi, une oscillation ne peut se mettre en place que si l'horizon causal a suffisamment grandit pour être supérieur à sa longueur d'onde. À mesure que le temps s'écoule, le facteur d'échelle augmente et les oscillations prennent place à des temps différents : les plus petites longueurs d'onde d'abord, suivies par les plus grandes. Lors du découplage, toutes les inhomogénéités de température se figent et restent imprimées dans le CMB. Pour une longueur d'onde donnée, les événements se produisent avec la chronologie présentée dans la figure B.2 :

- aucune oscillation avant que l'horizon causal ne devienne égal à la longueur d'onde,
- oscillations entre cet instant et le découplage,
- empreinte du $\delta T/T$ dans les photons du CMB.

Bien entendu, si l'Univers était initialement exactement homogène, alors aucune oscillation ne serait présente et nous ne serions pas là pour en parler. Il est donc nécessaire de supposer un spectre de perturbation initial à partir duquel les oscillations acoustiques vont prendre vie. Celui-ci est fixé par le modèle d'inflation considéré. L'amplitude des oscillations diminue dans le temps entre le croisement de l'horizon causal et la recombinaison en raison de la réaction gravitationnelle qui a tendance à lisser les inhomogénéités. Pour cette raison, le potentiel ψ diminue et l'amplitude des perturbations de température aussi (équation (B.1)). La figure B.2 montre deux longueurs d'ondes particulières, ne rentrant pas dans l'horizon en même temps, les petites longueurs d'ondes ont eu l'occasion d'osciller un plus grand nombre de fois avant le découplage. Dans le cas particulier présenté dans cette figure, $(\delta T/T)_{\text{petit k}} > (\delta T/T)_{\text{grand k}}$, ce qui signifie que dans le champ de densité, la variance sera plus importante pour le mode k_{petit} que pour le mode k_{grand}. Dans ce cas, comme $k \propto 1/\lambda$, la variance des températures du CMB sur les grandes échelles (k_{petit}) sera plus grande que la variance sur les petites échelles (k_{grand}). La température mesurée par les expériences est en fait une température effective qui tient compte du potentiel gravitationnel sur la surface de dernière diffusion (effet Sachs-Wolfe). Pour un mode k, l'oscillation peut être approximée par

$$\delta \equiv \left(\frac{\delta T}{T}\right)_{\text{eff,k}} = \left(\frac{1}{2}+\eta\right)\psi\, cos\,(kc_s\tau) - \eta\,\psi \quad , \tag{B.2}$$

où $\eta = \rho_b/\rho_\gamma$ et τ est le temps conforme tel que $d\tau = a(t)dt$ [20]. Une remarque importante est que la

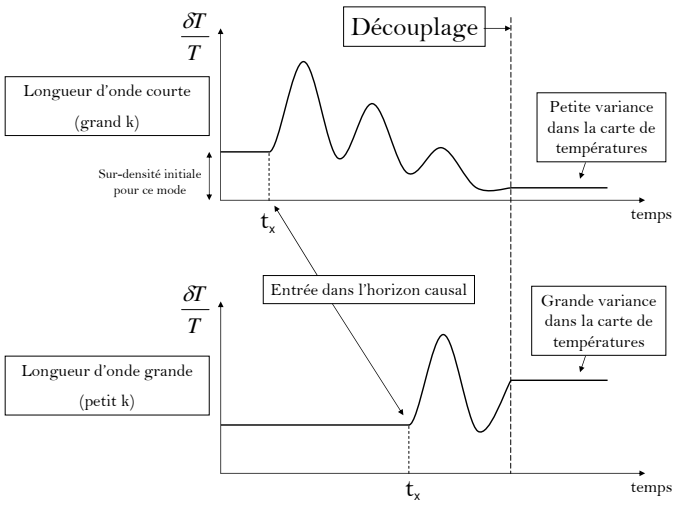


FIG. B.2 – Évolution de deux ondes acoustiques de différentes longueurs d'onde entre le croisement de l'horizon et le découplage.

condition d'équilibre de cette équation (pour τ grand) est donnée par $\delta = -\eta\psi$ qui est différente de la condition initiale $\delta = -\psi/2$. L'amplitude de l'oscillation et son niveau global dépendent donc principalement de η, respectivement au travers des facteurs $1/2 + \eta$ et $-\eta\psi$. On remarque alors que plus η est grand, plus le fluide primordial va osciller dans une région étroite. Cela est dû à la balance entre gravité et pression de radiation qui est à l'origine des oscillations acoustiques. Si η augmente, alors il y a plus de gravité et moins de pression donc les oscillations sont plus compactes. Les courbes d'oscillation des différents modes sont homothétiques et diffèrent simplement par une translation dans le temps. Il est alors commode de leur assigner une même origine et de ne tracer qu'une seule courbe d'oscillations, les différentes échelles seront caractérisées par un gel dû au découplage à différentes périodes. Dans la figure B.3, les échelles se différencient par le temps séparant le croisement de l'horizon causal du découplage (dont l'instant est repéré par les traits pointillés verticaux). Il apparaît que les très grandes échelles n'ont pas eu le temps d'osciller, et qu'il existe un mode particulier qui a oscillé une demi-fois. Les plus petites échelles ont quant à elles pu subir un plus grand nombre d'oscillations. Nous l'avons vu, c'est la variance de δ qui est importante, égale à $\langle\delta^2\rangle$ à une constante près. Qualitativement, la variance de la distribution de δ en fonction de l'échelle spatiale correspond au carré de δ en fonction du temps, comme cela est illustré sur le bas de la figure B.3. Cela explique que l'on observe un pic principal et des pics secondaires de plus faibles amplitudes. Une caractéristique importante du spectre du CMB est qu'il permet de mesurer à la fois Ω_b et Ω_m, conduisant à la mesure de la densité de matière noire. La figure B.3 indique très schématiquement pourquoi la densité de baryons influence les hauteurs relatives des pics pairs et impairs du spectre de puissance. Cela est lié au terme constant de l'équation B.2, en effet

$$\begin{cases} \text{si } cos = 1 \text{ (pics impairs)} & \Rightarrow & \delta = \psi/2 \\ \text{si } cos = -1 \text{ (pics pairs)} & \Rightarrow & \delta = -(1/2 + 2\eta)\psi \end{cases} ,$$

si bien que les pics pairs sont influencés par la densité de baryons alors que ce n'est pas le cas pour les pics impairs. La démonstration conduite ici est certainement très sommaire et il serait nécessaire de donner plus de détails pour aller au-delà de cette description purement qualitative. Pour une prédiction plus réaliste, d'autres effets doivent être pris en considération, comme les effets Sachs-Wolfe intégrés (lié à ce que ψ dépend du temps), l'effet Doppler gravitationnel (qui ajoute une composante déphasée) et l'amortissement de Silk. Ce dernier effet est lié à ce que la surface de dernière diffusion a une épaisseur non nulle. Par conséquent, les oscillations sur des échelles de l'ordre de cette épaisseur ne sont pas observables, cela induit un amortissement exponentiel de l'amplitude des fluctuations de température à grand k.

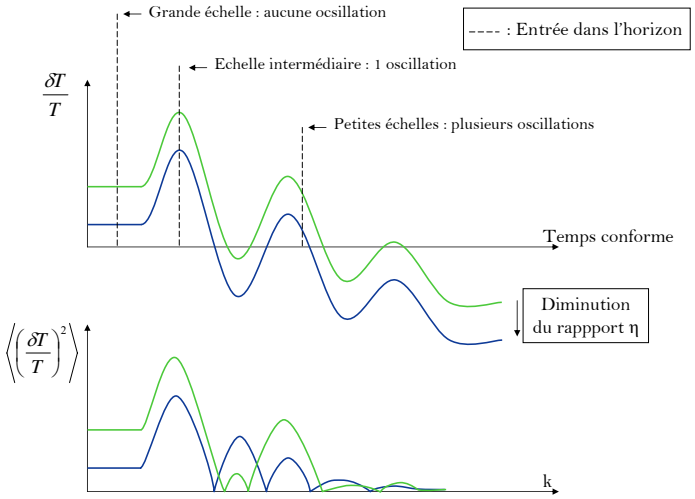


FIG. B.3 – Explication qualitative de l'existence des pics acoustiques et exemple d'une influence de Ω_b.

B.2 Détermination des paramètres cosmologiques, confrontations aux modèles d'univers entièrement baryoniques

Tous les effets discutés dans la section précédente conduisent à l'existence de fluctuations de densité sur différentes échelles. Ces inhomogénéités sont observées sur la surface de dernière diffusion comme des anisotropies en température. Ce sont donc des angles et non directement les modes de Fourier qui y sont observés, les anisotropies sont donc développées sur la base des harmoniques sphériques présentées dans le chapitre 1 (équation (1.11)). Après nettoyage de toutes les émissions d'avant-plan, les expériences conduisent aux résultats montrés dans la figure B.4.

Dans la figure B.4 sont indiquées les principales influences de certains paramètres cosmologiques. Ces effets ne sont que du premier ordre et il n'est pas fait mention ici des nombreuses dégénérescences possibles. Notons toutefois que la géométrie de l'Univers déplace la position de tous les pics. En effet, selon qu'il est ouvert, fermé ou plat, les échelles angulaires sous lesquelles seront vues les mêmes distances sur la surface de dernière diffusion ne seront pas les mêmes. Comme nous l'avons vu, la hauteur du premier pic dépend du contenu en matière et le rapport de hauteur des pics pairs et impairs dépend de la balance entre la gravité et la pression dans les puits de potentiels, donc de la densité de baryons. De plus, les détails de la diminution des amplitudes des pics à grand k donne accès à la densité totale de matière. En effet, comme la fonction ψ diminue pendant la domination du rayonnement, si tous les pics sont atténués aux petites échelles, cela signifie que l'égalité rayonnement-matière se produit plus tôt. Comme le montrent les équations du tableau 1.1 du chapitre 1, cet instant dépend de $1/\rho_m$, donc de la densité de matière totale. C'est donc ainsi que le CMB donne accès à la densité de matière noire, en fournissant des mesures simultanées de la densité de matière et de la densité de baryons. La méthode pour déterminer les paramètres cosmologiques à partir des seules études du CMB consiste donc à effectuer un ajustement de tous les paramètres pertinents. L'objet de cette annexe n'est pas de présenter les ajustements fins conduisant aux résultats présentés dans cette thèse, mais de montrer qu'il serait extrêmement difficile de rendre compte des observations sans une grande proportion de matière noire non baryonique. Les courbes de la figure B.5 sont tracées pour illustrer cela. Elles sont obtenues avec le logiciel `CMBFAST` [271] et illustrent des tentatives visant à remplacer la matière noire froide par des baryons ou des neutrinos. Dans les deux cas, l'Univers est supposé plat et $\Omega_\Lambda = 0.65$ est fixe. Dans la courbe de gauche, notre Univers est représenté schématiquement par la courbe rouge, et les deux autres sont obtenues en augmentant la densité de baryons. Pour la courbe de droite, c'est

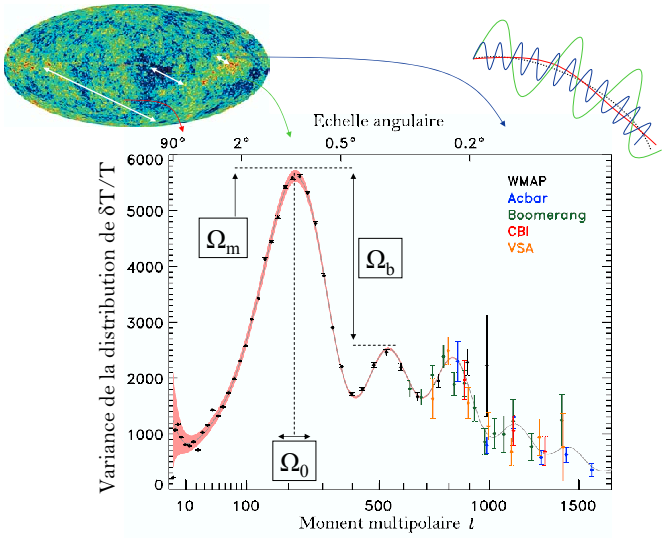


FIG. B.4 – Mesure des anisotropies en température du CMB et influence principale de quelques paramètres.

la densité de neutrinos qui est augmentée. Ces courbes doivent être comparées aux mesures montrées dans la figure B.4, il apparaît alors clairement que ni les baryons ni les neutrinos (bien qu'ils soient massifs) ne peuvent rendre compte de la totalité de la densité de matière dans l'Univers. En effet, ces deux possibilités conduisent à des spectres d'anisotropies différents des observations.

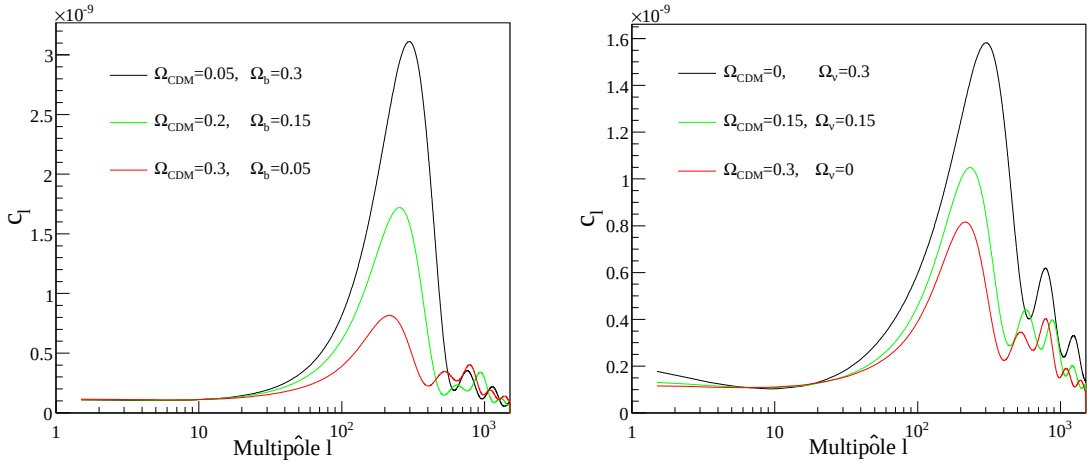


FIG. B.5 – Spectres de puissance du CMB obtenus en remplaçant la matière noire froide par des baryons (à gauche) ou des neutrinos (à droite).

Pour expliquer les courbes de rotation des galaxies sans introduire de matière noire, des modifications de la loi de gravitation ont été proposées. Ces théories ont également prédit une suppression du troisième pic acoustique dans le spectre du CMB, qui a été mesuré précisément par les expériences BOOMERANG [272] et WMAP [25]. La référence [273] indique que les modèles à gravité modifiée reproduisent mal les données du CMB. Cette dernière référence traite de la détection du troisième pic par l'expérience BOOMERANG seulement. La publication ultérieure des résultats encore plus précis de WMAP vont dans le même sens.

B.3 L'amas de galaxies 1E0657-56

Une autre indication de la probable nature non baryonique de la matière noire est fournie par l'observation de l'amas de galaxies 1E0657-56, surnommé le *bullet cluster* et montré dans la figure B.6.

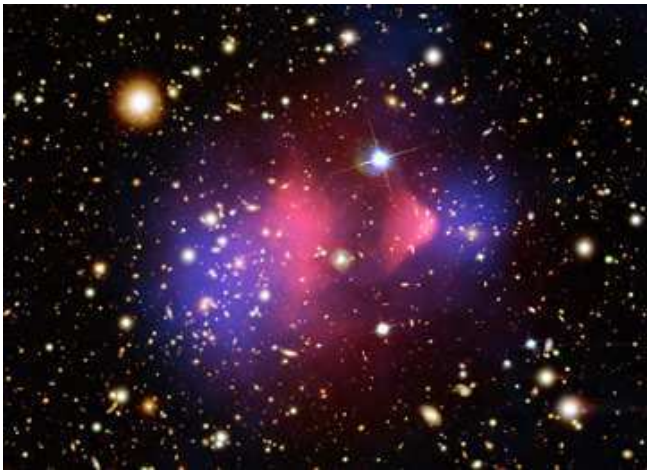


FIG. B.6 – Observations de l'amas 1E0657-56 [101].

Sur ce cliché, deux groupes de galaxies sont rentrés en collision, se sont inter-pénétrés et sont observés à la fin du processus [101]. Les zones rouges représentent le flux de rayons X observé par le satellite CHANDRA, elles tracent donc la localisation des baryons chauds. Les zones bleues représentent la distribution de masse, obtenue par effet de lentille gravitationnelle sur les astres d'arrière-plan. Cette partie de l'analyse a été menée avec des télescopes optiques (VLT et le télescope spatial Hubble). Il apparaît clairement sur la figure une séparation spatiale des baryons chauds et de la masse. Cela s'explique par la présence de particules massives peu collisionnelles, comme le sont les WIMPs, dans les amas . En effet, lors de la collision des amas, les baryons interagissent entre eux et sont chauffés, émettant ainsi des rayons X. La matière noire interagissant très peu, elle ne subit pas ce ralentissement par frottement et se sépare peu à peu du gaz de baryons pour se retrouver plus loin. Il est très difficile de reproduire cette observation dans le cadre des modèles de gravitation modifiée [274]. L'observation de cette collision d'amas et de sa répartition de masse est donc un argument fort en faveur du caractère non baryonique de la matière noire.

Annexe C

Figures complémentaires pour l'analyse du test en faisceau de 2004

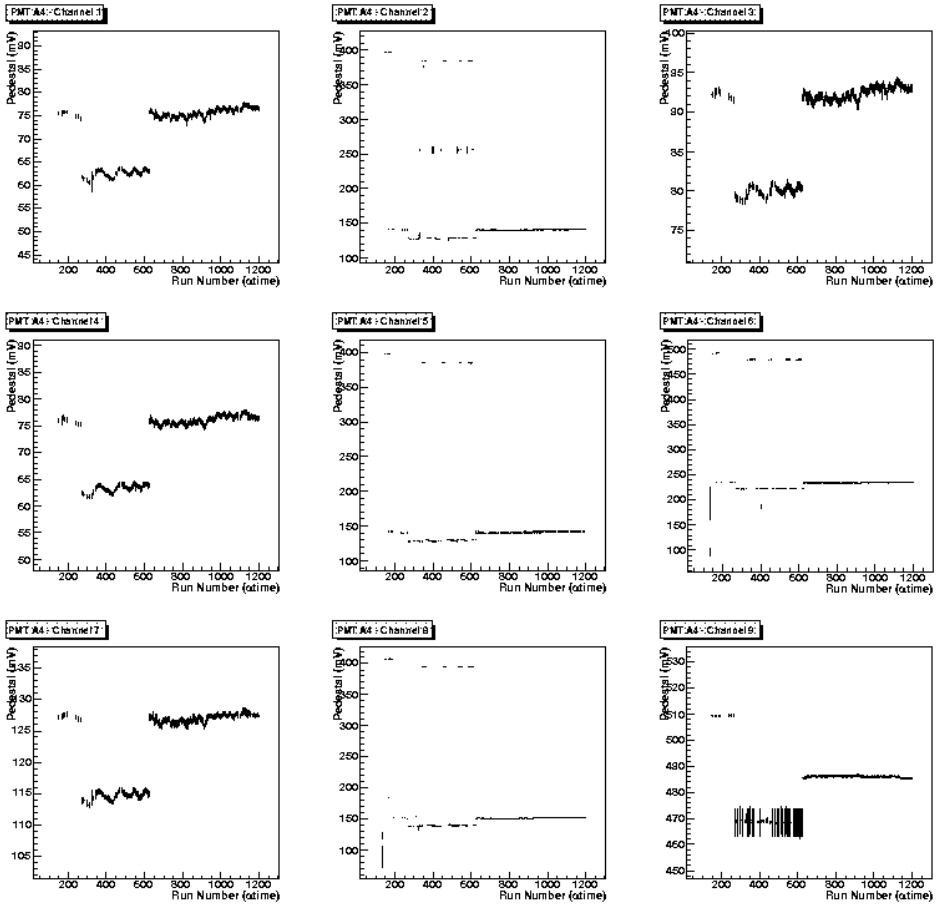


FIG. C.1 – Évolution du piédestal du photomultiplicateur A4. Cela illustre qu'après le changement de l'EIB autour du run 600, le piédestal gagne en stabilité.

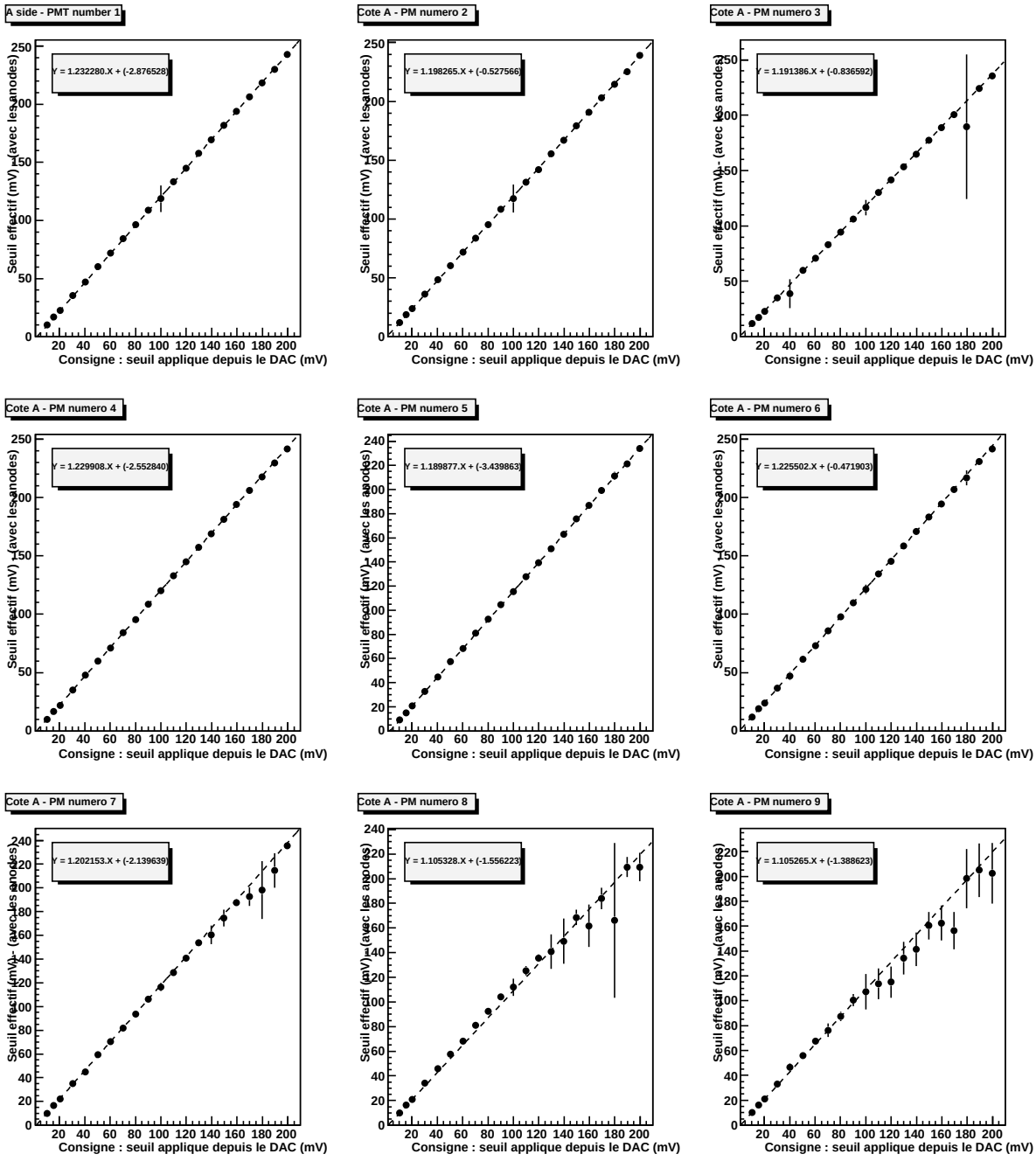


FIG. C.2 – Seuils effectifs en fonction des seuils appliqués pour tous les photomultiplicateurs du côté A.

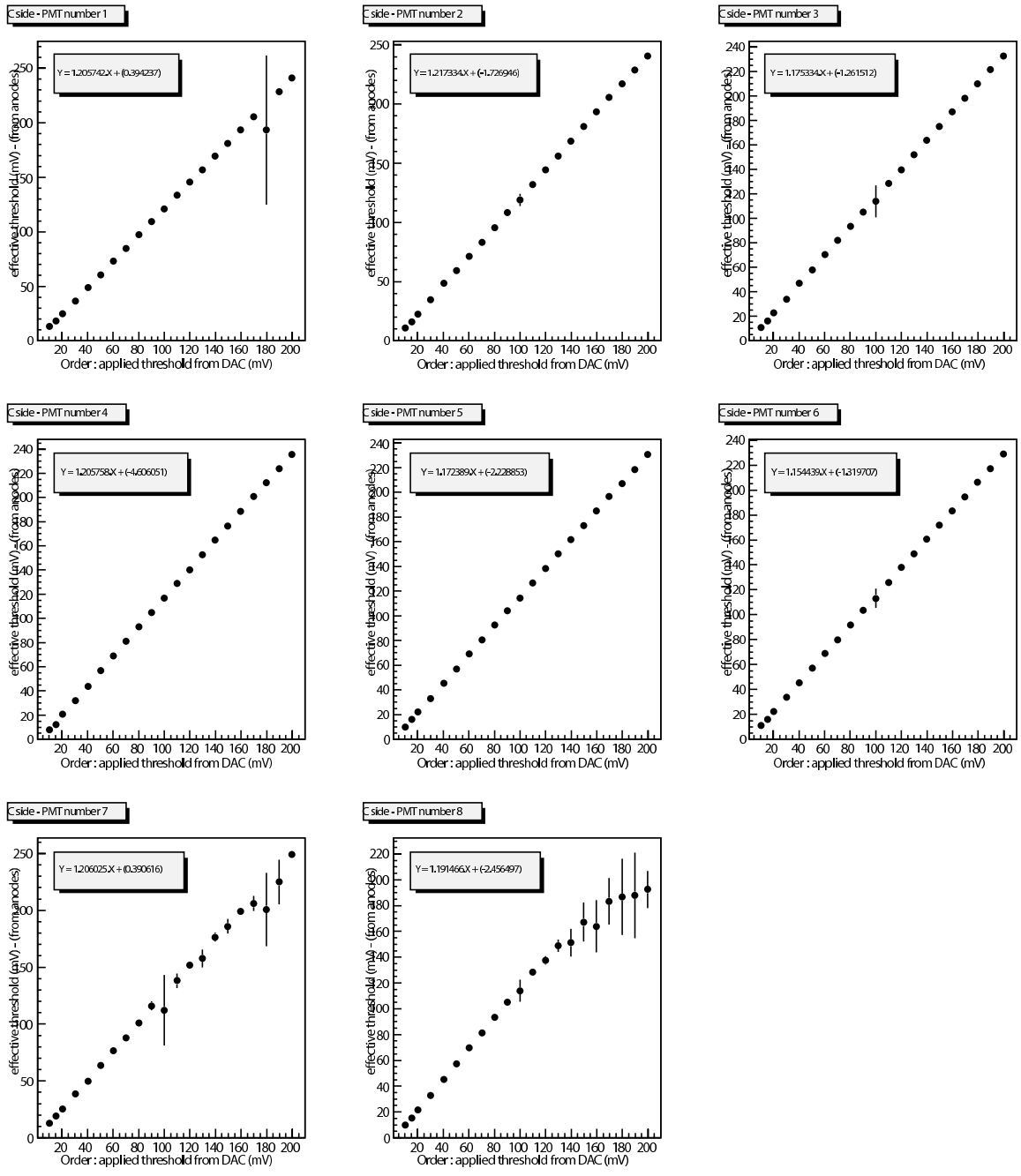


FIG. C.3 – Seuils effectifs en fonction des seuils appliqués pour tous les photomultiplicateurs du côté C.

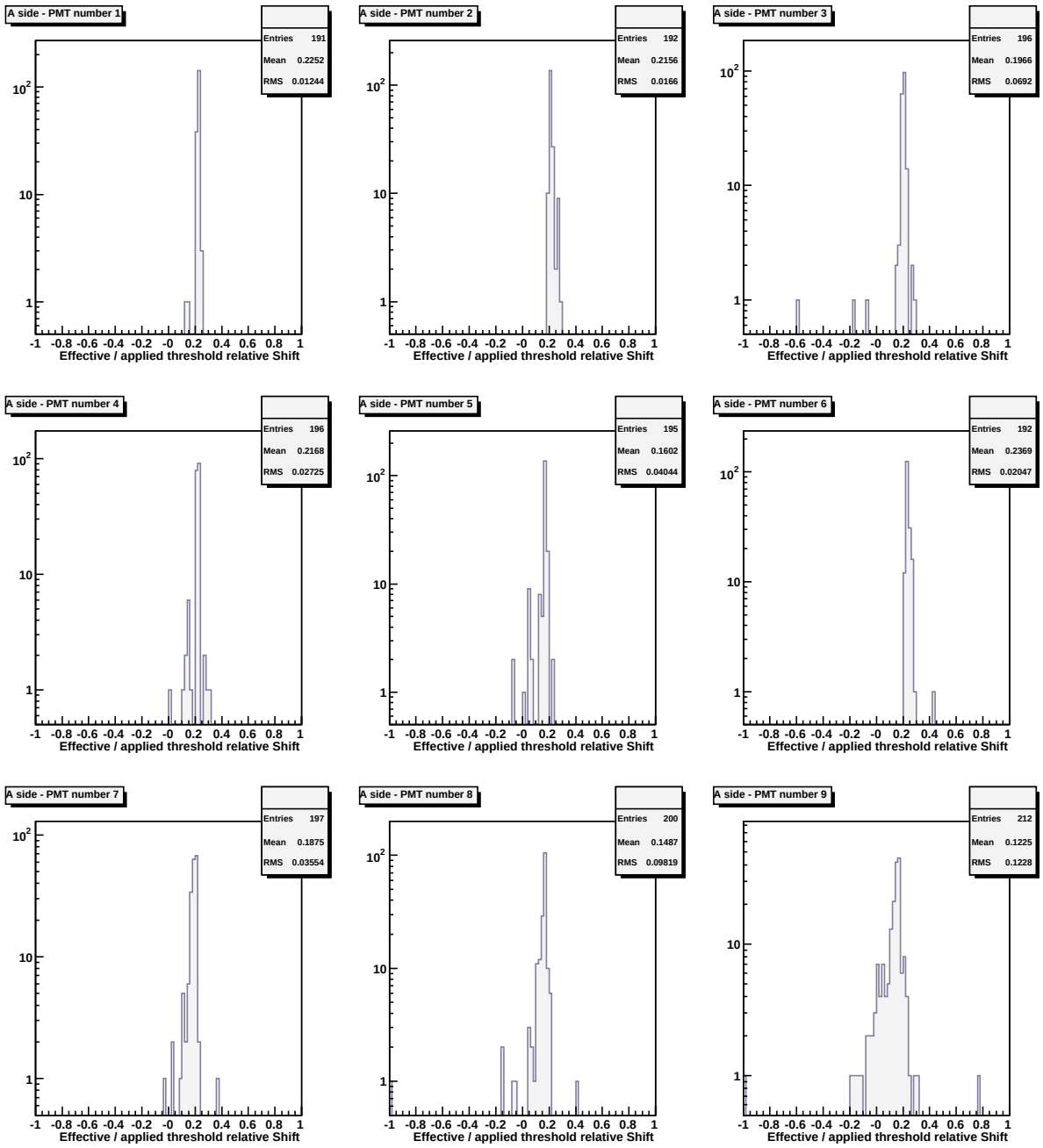


FIG. C.4 – Décalages relatifs entre les seuils effectifs et appliqués, pour le côté A.

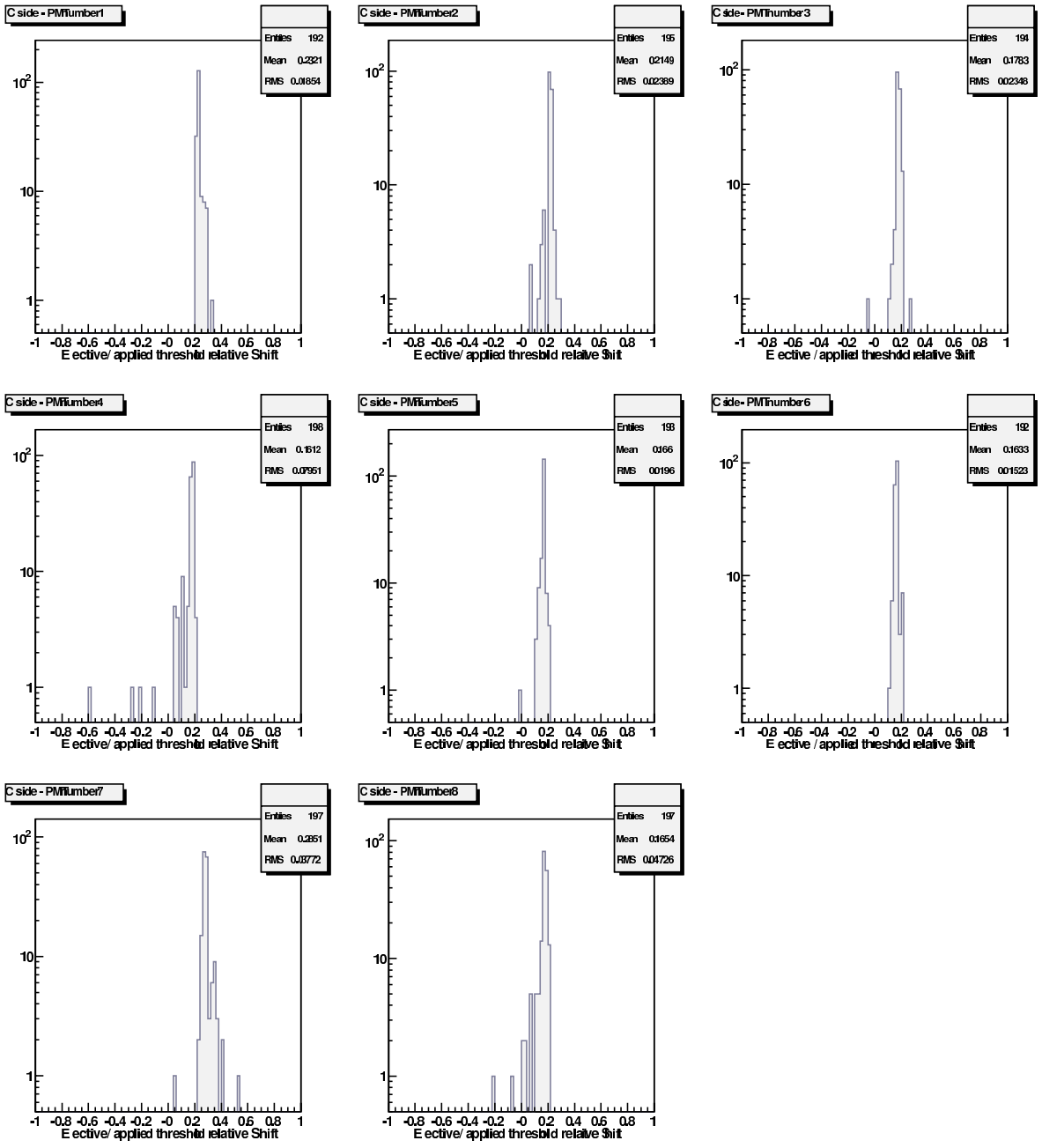


FIG. C.5 – Même chose que la figure précédente pour le côté C.

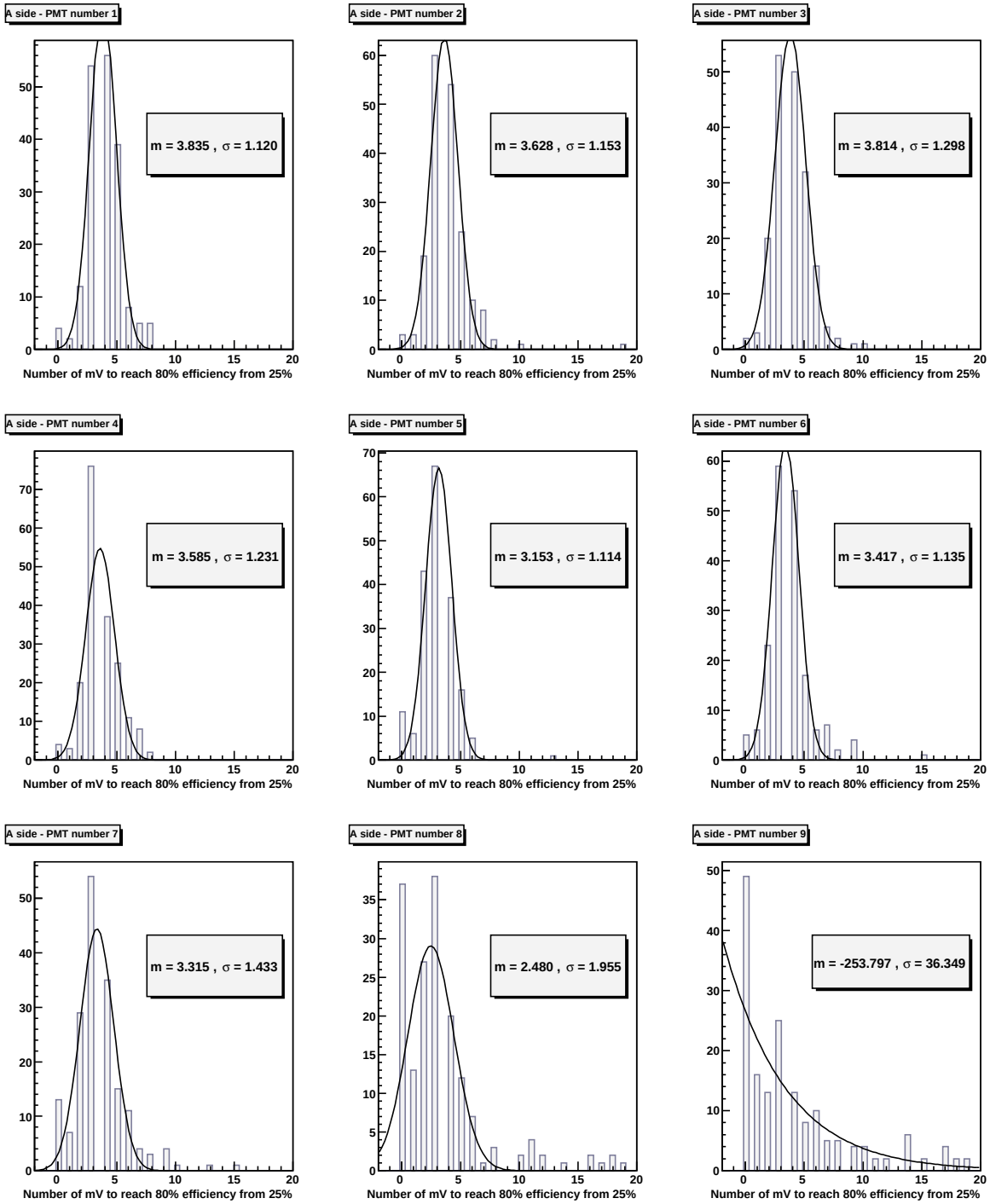


FIG. C.6 – Largeur du saut d'efficacité autour du seuil pour les photomultiplicateurs du côté A.

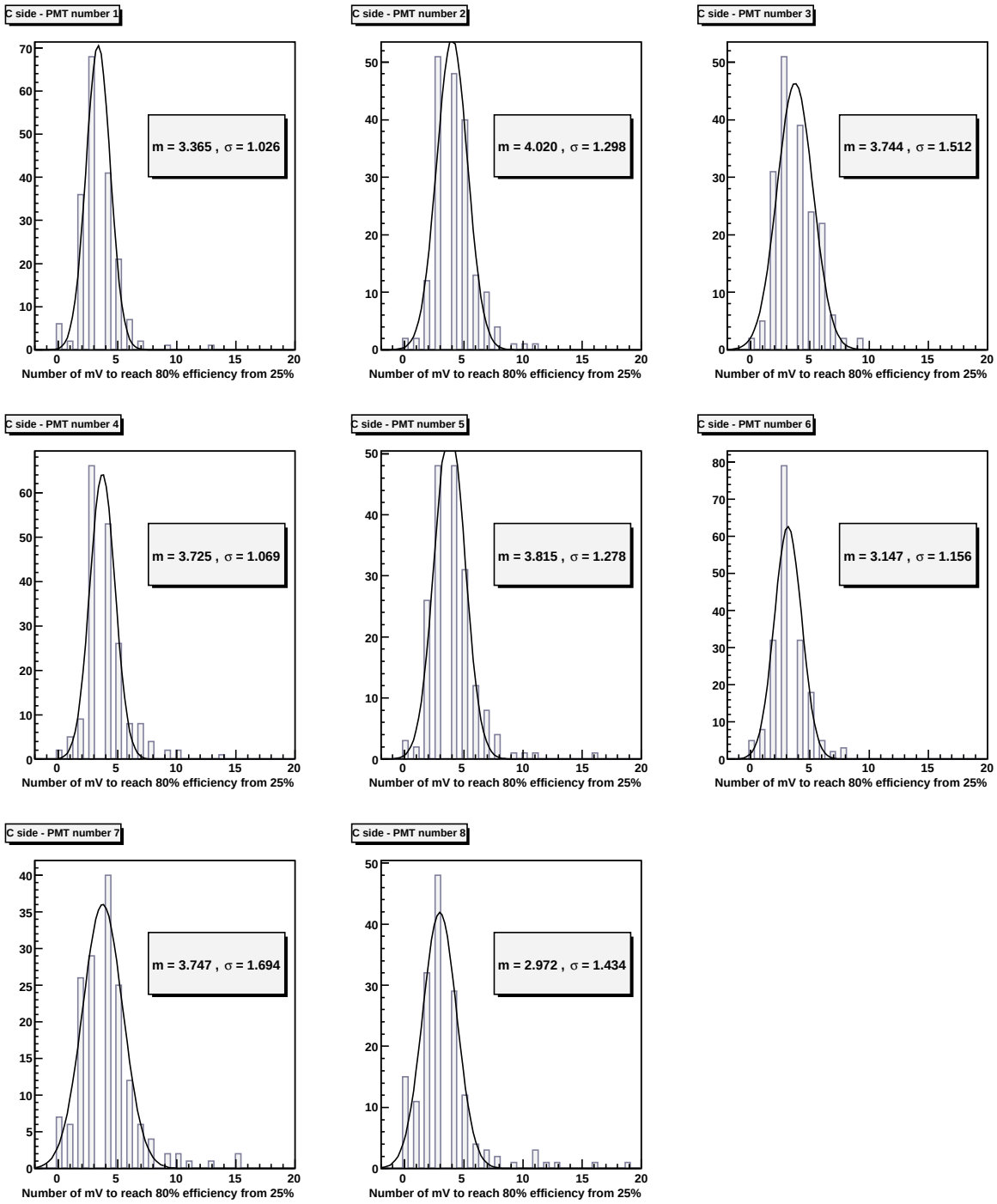


FIG. C.7 – Même chose que la figure précédente pour le côté C.

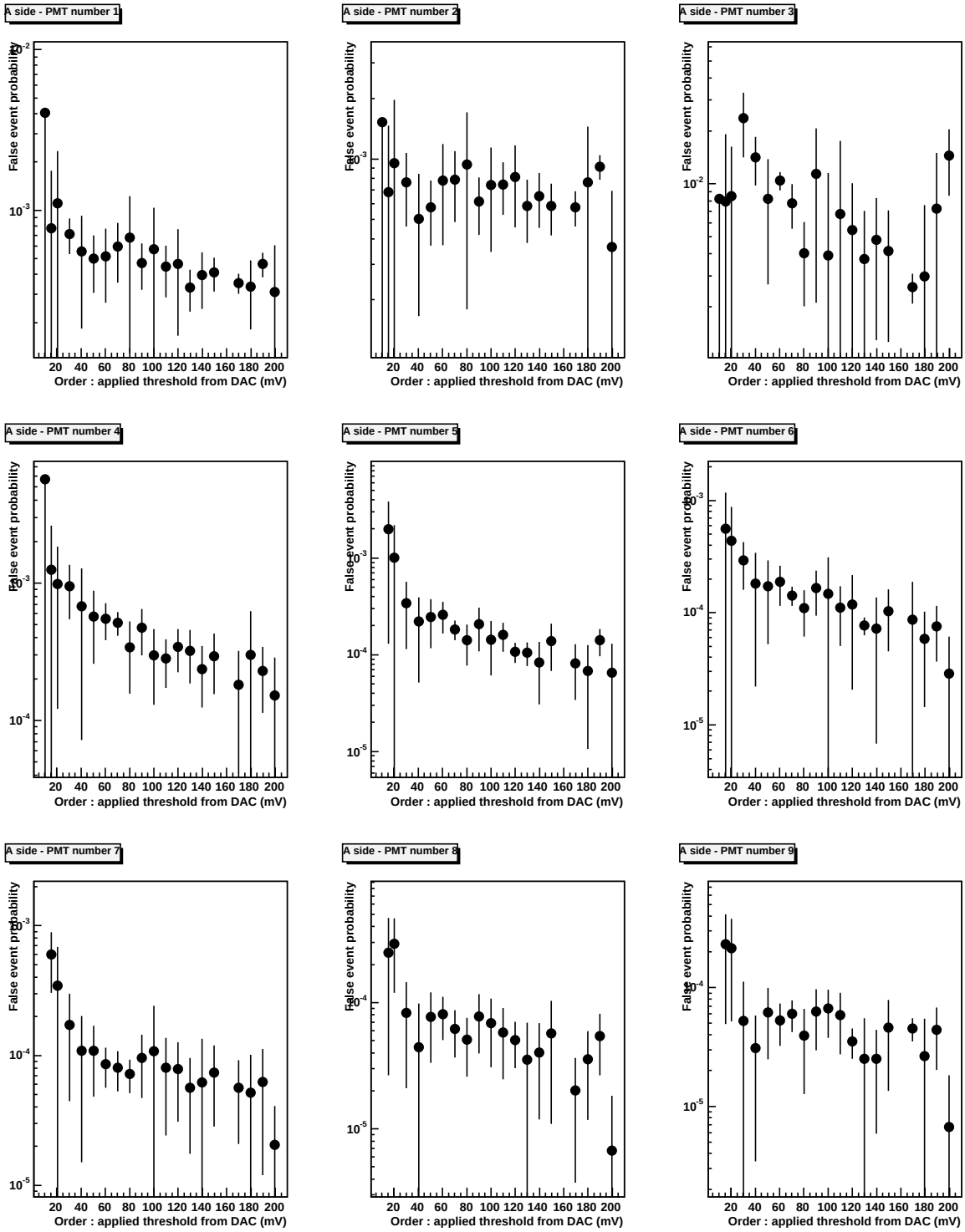


FIG. C.8 – Taux d'événements erratiques : dépendance en fonction du seuil pour le côté A.

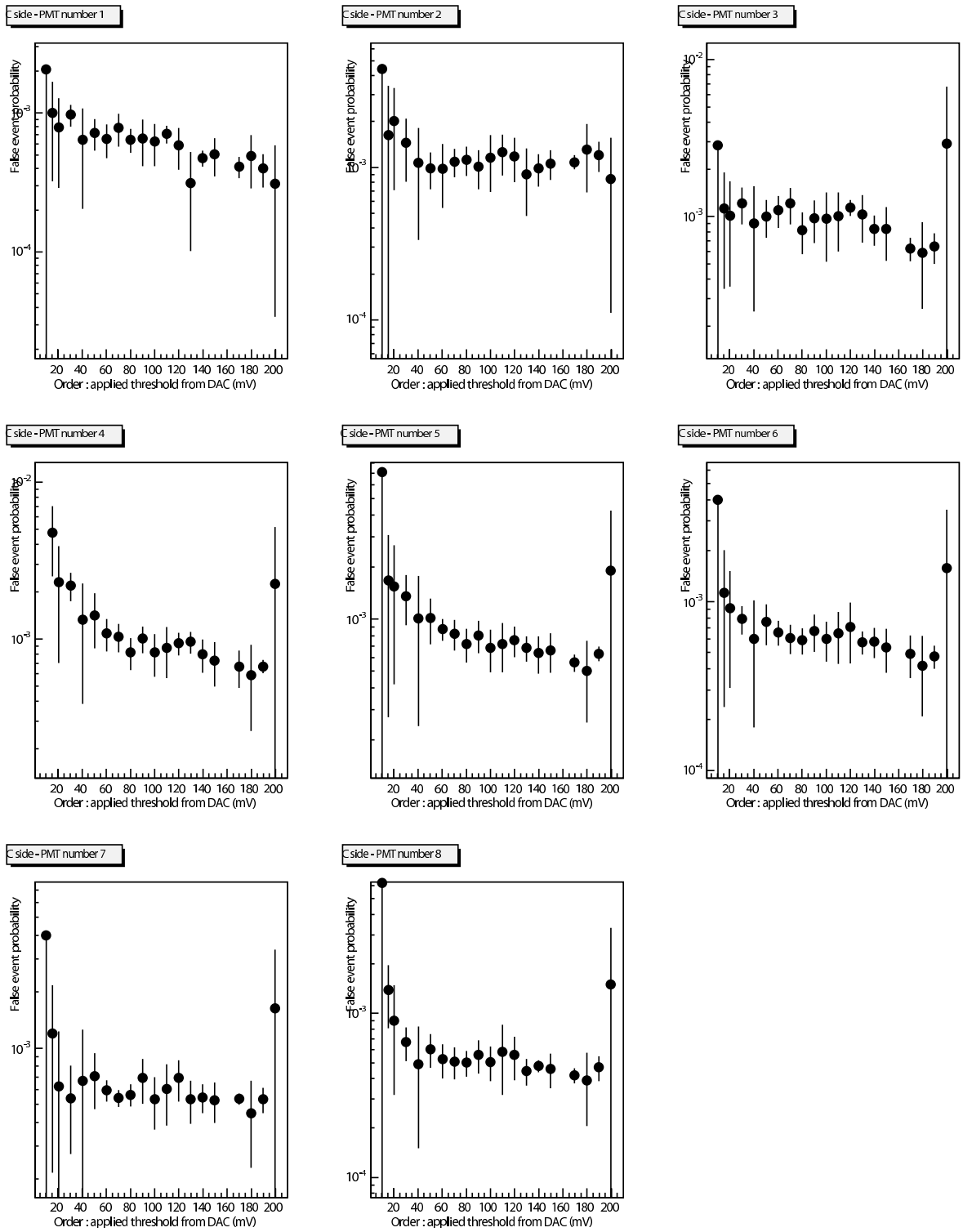


FIG. C.9 – Même chose que la figure précédente pour le côté C.

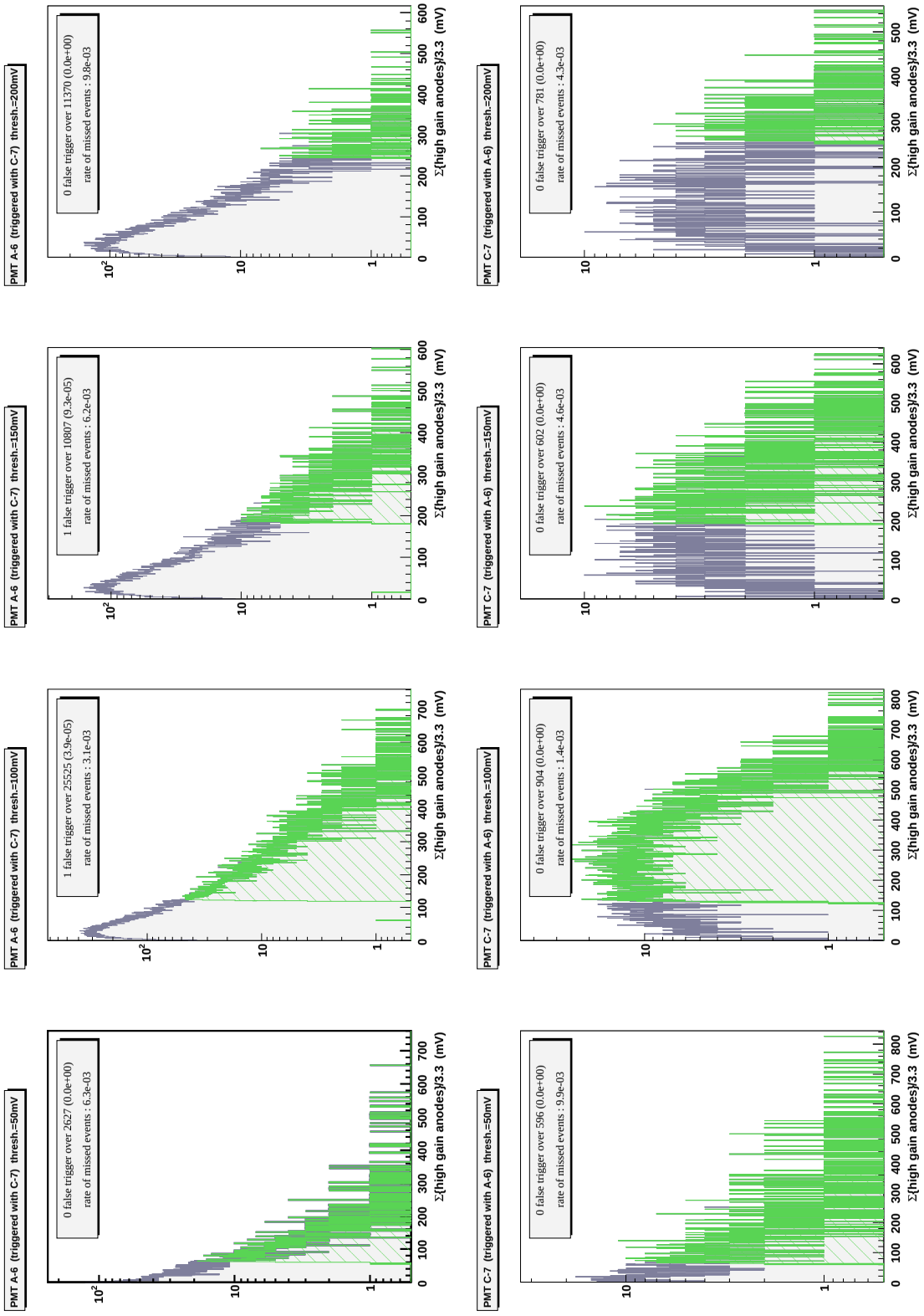


FIG. C.10 – Résultats pour les photomultiplicateurs A6 et C7 lors de la période de déclenchement autonome.

Annexe D

Détails supplémentaires sur le code micrOMEGAs

D.1 Fonctions implémentées dans le code

Dans la suite sont listées différentes fonctions pouvant être appelées dans le code et leur utilité. Il s'agit des fonctions accessibles directement par l'utilisateur. D'autres fonctions sont implémentées, elles ont un rôle dans le fonctionnement interne du code et ne sont pas décrites ici.

- `Sigv(int canal)` : retourne la section efficace d'annihilation pour le canal désigné par le nombre `canal`, en cm^3.s$-$1. Les états finals sont :

1. $\chi\chi \to u\bar{u}$
2. $\chi\chi \to d\bar{d}$
3. $\chi\chi \to s\bar{s}$
4. $\chi\chi \to c\bar{c}$
5. $\chi\chi \to t\bar{t}$
6. $\chi\chi \to b\bar{b}$
7. $\chi\chi \to e^+e^-$
8. $\chi\chi \to \mu^+\mu^-$
9. $\chi\chi \to \tau^+\tau^-$
10. $\chi\chi \to \nu_e\bar{\nu_e}$
11. $\chi\chi \to \nu_\mu\bar{\nu}\mu$
12. $\chi\chi \to \nu_\tau\bar{\nu}\tau$
13. $\chi\chi \to ZH_3$
14. $\chi\chi \to ZH$
15. $\chi\chi \to Zh$
16. $\chi\chi \to ZZ$
17. $\chi\chi \to W^+H^-$
18. $\chi\chi \to W^+W^-$
19. $\chi\chi \to W^-H^+$
20. $\chi\chi \to H^+H^-$
21. $\chi\chi \to H_3H_3$
22. $\chi\chi \to HH_3$
23. $\chi\chi \to hH_3$
24. $\chi\chi \to hH$
25. $\chi\chi \to hh$
26. $\chi\chi \to HH$
27. $\chi\chi \to \gamma\gamma$
28. $\chi\chi \to \gamma Z$
29. $\chi\chi \to gg$

  Si `canal` est mis à 0, la fonction renvoie la valeur de la section efficace totale d'annihilation, à la température du halo.
- `Rho(double r)` : fonction donnant la valeur de la densité de matière noire au rayon Galacto-centrique r. Si la variable `UserDefHalo` un profil de halo définit par l'utilisateur (*i.e.* non décrit par l'expression (3.20) est utilisé.
- `J(double psi)` : elle renvoie la valeur de l'intégrale du taux d'annihilation le long d'une ligne de visée faisant l'angle *psi* avec le centre Galactique.
- `Jmean(double psi, double omega)` : valeur du facteur astrophysique donné par l'expression (9.4) du chapitre 8. calcule la valeur moyenne de `J` dans un cone dont l'ouverture correspond à l'angle solide *omega*.
- `SetNFWHalo(void)`, `SetMooreHalo(void)`, `SetIsothHalo(void)` : Ajuste les variables de halo (listées dans la suite) de manière à considérer un halo respectivement de NFW, de Moore et isotherme.
- `Smear(int part, int final)` : l'appel à cette fonction convolue les spectres par la résolution énergétique définie dans les variables globales.
- `RunCalc(char *id, int final)` : lance le calcul des spectres de fragmentation (interpolation ou Monte-Carlo) et écrit les résultats dans les fichiers temporaires dédiés, pour la particule *id*

- `dNdE(double E, int part, int final)` : renvoie la valeur du spectre de fragmentation différentiel pour la particule *part* issue de l'état final *final* à l'énergie E.
- `dNdE_Dbar(double E, int final)` : idem pour les spectres de $\bar{\mathrm{D}}$
- `FluxErr(double E, int part, int final)` : renvoie l'erreur
- `DMflux(double E,int final)` : donne la valeur des termes du flux de photons autres que J
- `Posiflu0(double E,int final)` : renvoie la valeur du flux de positons à l'énergie E, calculé en résolvant de manière exacte les équations de propagation
- `Posiflu(double E,int final)` : idem par la méthode de l'interpolation des tables de diffusion
- `Posifrac(double E, int final, double boost)` : donne la valeur de la fraction de positons
- `Generate_positable(int NbinE, double E1, double E2, int NbinES, double ES1, double ES2)` : cette fonction permet de générer une nouvelle matrice de diffusion pour le calcul des flux de positons, calculée avec les paramètres de halo et de diffusion courants
- `pbarFlux(double ek, int final)` : renvoie le flux d'antiprotons
- `pbar_Sec(double ekn)` : paramétrisation du flux standard d'antiprotons
- `DbarFlux(double ek, int final)` : renvoie le flux d'antideutérons
- `Posiflu_toa, pbarFlux_toa, DbarFlux_toa` : donnent les flux d'antiparticules après modulation solaire
- `PrintFinal(void)` : écrit à l'écran les codes correspondants aux différents états finals
- `ClearTemp(void)` : nettoie la zone où sont stockés les fichiers temporaires

D.2 Variables paramétrables par l'utilisateur

Les paramètres énumérés ci-dessous sont accessibles par l'utilisateur, les valeurs par défaut et les unités sont indiquées entre parenthèses.

- `Rhosun`, densité de matière noire au niveau du Soleil ($0.3\mathrm{GeV}\cdot\mathrm{cm}^{-3}$)
- `Rsun`, distance du Soleil au centre Galactique (8 kpc)
- `vchi`, vitesse moyenne des neutralinos dans le halo ($3\times10^{7}\ \mathrm{cm}\cdot\mathrm{s}^{-1}$
- `Galage`, âge de la Voie Lactée (3.78×10^{17} s)
- `Sigmav`, section efficace d'annihilation ($0\ \mathrm{cm}^{3}\cdot\mathrm{s}^{-1}$)
- `Rhomax`, densité maximale de matière noire au centre des structures ($3\times10^{10}\ \mathrm{GeV}\cdot\mathrm{cm}^{-3}$)
- `Ebin`, largeur des bins en énergie pour les tables (1 GeV)
- `UserDefHalo`, paramètre pour l'utilisation de fonctions définies par l'utilisateur pour le profil de densité (0)
- `Halpha`, paramètre α du profil de matière noire (1)
- `Hbeta`, paramètre β du profil de matière noire (3)
- `Hgam`, paramètre γ du profil de matière noire (1)
- `Ha`, paramètre d'échelle du profil de matière noire (20 kpc)
- `Resol1`, premier paramètre pour la définition de la résolution en énergie (0.03)
- `Resol2`, second paramètre pour la définition de la résolution en énergie (0.12)
- `MC_On`, interrupteur pour l'utilisation de `PYTHIA` à l'appel du code au lieu de l'interpolation des tables (0)
- `MCNev`, nombre d'événements utilisés dans la génération `PYTHIA` des spectres de fragmentation (1000)
- `Nsmear`, nombre d'itérations pour la convolution des spectres avec la résolution en énergie des détecteurs (2000)
- `L_dif`, demi-hauteur du halo diffusif (3 kpc)
- `K_dif`, coefficient de diffusion ($3\times10^{27}\ \mathrm{cm}^{2}\cdot\mathrm{s}^{-1}$)
- `delta_dif`, pente logarithmique de la variation du coefficient de diffusion avec la rigidité (0.6)
- `tau_dif`, temps typique de perte d'énergie pour les positons (10^{16} s)
- `Vc_dif`, valeur du vent convectif ($12\ \mathrm{km}\cdot\mathrm{s}^{-1}$)
- `V_SolMod`, paramètre de modulation solaire (0.5 GV)
- `verb`, variable activant le mode commenté

D.3 Détails sur la précision des matrices de diffusion pour les positons

Les chiffres mentionnés dans le chapitre 9 concernant la comparaison des précisions des différentes matrices de diffusion sont détaillés dans le tableau ci-dessous.

Energie (GeV)	1	8	20	45	70	100	130	250
NFW - calcul exact	$3.244\ 10^{18}$	$7.493\ 10^{26}$	$1.220\ 10^{16}$	$2.344\ 10^{15}$	$9.146\ 10^{14}$	$4.139\ 10^{14}$	$2.249\ 10^{14}$	$4.041\ 10^{13}$
200×500 erreur relative (%)	1.43	0.132	3	2.65	3.88	0.636	0.693	2.28
500×500 erreur relative (%)	1.08	1.27	0.686	0.169	0.290	0.636	1.86	1.28
Moore - calcul exact	$8.573\ 10^{18}$	$9.783\ 10^{16}$	$1.308\ 10^{16}$	$2.410\ 10^{15}$	$9.309\ 10^{14}$	$2.269\ 10^{14}$	$2.269\ 10^{14}$	$4.054\ 10^{13}$
200×500 erreur relative(%)	1.62	0.028	3.16	2.69	3.92	0.642	0.697	2.29
500×500 erreur relative(%)	1.19	1.32	0.73	0.172	0.287	0.642	1.87	1.29
1000×1000 erreur relative(%)	0.189	0.174	0.636	0.126	0.181	0.782	0.558	0.49

TAB. D.1 – Comparaison des différentes tailles de matrices de diffusion pour les positons.

Recherche indirecte et inclusive de matière noire avec le spectromètre spatial AMS02

AMS02 est un détecteur de physique des particules destiné à 3 ans de prise de données sur la Station Spatiale Internationale. Il permettra de mesurer simultanément les flux de rayons cosmiques chargés et de photons entre 1 GeV et 1 TeV, avec une grande capacité d'identification. Les performances de ce spectromètre se fondent sur la redondance des mesures de sous-détecteurs spécifiques : un compteur de temps de vol, un détecteur à rayonnement de transition, un trajectographe au Silicium entouré d'un aimant supra-conducteur, un compteur Čerenkov et un calorimètre électromagnétique (Ecal).

Le Ecal fait l'objet d'études détaillées, avec la qualification d'un système autonome de déclenchement de l'acquisition dédié à l'astronomie γ. Il permet d'augmenter la sensibilité aux photons et d'améliorer la reconstruction des événements électromagnétiques. La partie analogique du système de déclenchement a été testée sur banc et lors de deux tests en faisceau du Ecal au CERN. La calibration en vol du calorimètre avec des rayons cosmiques est étudiée, elle comprend deux volets : l'inter-calibration des canaux avec des protons au minimum d'ionisation et un étalonnage absolu avec des électrons. Dans les deux cas, de possibles procédures sont présentées, et les temps nécessaires à la calibration en vol sont calculés pour démontrer sa faisabilité.

Une partie de cette thèse traite de la recherche indirecte de matière noire et de la sensibilité d'AMS02. Comptant pour 84% de la masse de l'Univers, la matière noire pourrait consister en de nouvelles particules. Agglomérées dans notre Galaxie, elles pourraient s'annihiler par paires et constituer une source exotique de rayons cosmiques primaires. La recherche d'excès dans les flux d'antimatière ($\bar{\mathrm{p}}$, e^+, $\bar{\mathrm{D}}$) et de rayons γ semble la plus prometteuse. Un outil de calcul numérique est développé pour la prédiction des flux exotiques dans le cadre de la supersymétrie et de modèles à dimensions supplémentaires. Des études phénoménologiques concernant l'amplification du signal en présence de zones à haute densité de matière noire sont menées. Le cas particulier de la concentration de particules de matière noire dans le voisinage de trous noirs de masse intermédiaire est envisagé et fait l'objet de prédictions quantitatives. Enfin, les outils développés sont utilisés pour estimer la sensibilité d'AMS02, en particulier pour quantifier sa capacité à reconstruire l'état final d'annihilation en combinant les canaux, et ainsi remonter au modèle de nouvelle physique.

mots-clés : *AMS02, calorimètre électromagnétique, système de déclenchement, astronomie γ, calibration, matière noire, supersymétrie, dimensions supplémentaires, Kaluza-Klein, génération de signaux, propagation des rayons cosmiques, trous noirs de masse intermédiaire, recherche multi-canaux*

Indirect and inclusive search for dark matter with AMS02 space spectrometer

AMS02 is a particle physics detector designed for 3 years of data taking abroad the International Space Station. Equipped with a superconducting magnet, it will allow to measure gamma and cosmic ray fluxes in the GeV to TeV region with high particle identification capabilities. Its performance is based on the redundancy of measurements in specific sub-detectors : a Time-Of-Flight counter, a Transition Radiation Detector, a Silicon Tracker, a Ring Imaging CHerenkov counter and an Electromagnetic calorimeter (Ecal).

The Ecal is studied in details, in particular with the qualification of a stand-alone trigger devoted to gamma ray astronomy. This system allows to increase the AMS02 sensitivity photons, and to improve the reconstruction of electromagnetic events. The analog part of the trigger system has been tested with test benches and in beam at CERN. The in-orbit calibration of the Ecal is studied, it may proceed in two steps. First, the Ecal cells responses have to be equalized with minimum ionizing particles data. Then an absolute calibration can be performed with cosmic electrons. For both the relative and the absolute calibration, possible procedures are defined and realistic calibration times are estimated.

The second part deals with the indirect searches for dark matter and the study of the AMS02 sensitivity. Dark matter stands for 84% of the Universe mass and could consist in new particles. Dark matter particles are expected to surround our Galaxy and annihilate in high density regions. These annihilations could become observable exotic primary cosmic ray sources. Searches for anomalous excesses in ($\bar{\mathrm{p}}$, e^+, $\bar{\mathrm{D}}$) and γ ray fluxes will be performed by AMS02. A numerical tool allowing to perform predictions for these exotic fluxes within supersymmetry or extra-dimension is developed and is presented in details. Phenomenological studies regarding possible enhancements of these signals by over-dense regions of the halo have also been handled. The specific case of the clumping of dark matter particles around intermediate mass black holes has been studied, leading to quantitative predictions which are addressed. The spectrum generator is eventually used to estimate AMS02 sensitivity to dark matter signals and its capability to reconstruct the annihilation final state and thus the underlying new physics model.

key-words : *AMS02, electromagnetic calorimeter, trigger, γ-ray astronomy, calibration, dark matter, supersymmetry, extra-dimensions, Kaluza-Klein, signal generator, cosmic ray propagation, intermediate mass black holes, multi-channel searches*