
Deuxième partie

AMS-02, détecteur de photons

Les buts physiques principaux d'AMS-02 seront la recherche d'antimatière, de matière noire et la mesure précise des spectres des rayons cosmiques chargés. De plus, son trajectographe au silicium (STD pour *Silicon Tracks Detector*) et son calorimètre électromagnétique ECAL lui permettront d'étudier les photons dans une gamme d'énergie allant de 1 GeV à 300 GeV environ. Plusieurs types de sources gamma pourront être étudiées.

Dans cette partie, nous allons commencer par décrire comment les photons seront détectés dans AMS-02 à l'aide du STD et du ECAL. Ensuite, nous donnerons les résultats obtenus concernant l'analyse des données des tests sur faisceau du calorimètre en juillet 2002. Le dernier chapitre de cette partie sera consacré à la description d'un outil logiciel de simulation rapide développé au cours de cette thèse. Cet outil nous a permis de faire des prédictions concernant différents types de sources. Ainsi, nous donnerons le nombre de photons attendus pour quelques pulsars et blazars. Enfin, dans le cadre des modèles supersymétriques, nous donnerons des prédictions de flux pour les photons issus de l'annihilations de neutralinos au centre galactique.

Chapitre 5

La détection des photons avec AMS

C'est en 2000 que Roberto Battiston [92] évalue pour la première fois les capacités d'AMS pour la détection des photons de haute énergie. Ces capacités reposent sur l'emploi de deux modes de détections. Ils sont basés sur l'utilisation de deux sous-détecteurs d'AMS-02 : le STD (*Silicon Tracks Detector*) et le calorimètre électromagnétique ECAL.

Les photons de haute énergie peuvent interagir dans le TRD et former une paire e^+e^- . Dans ce cas, on peut détecter les traces de l'électron et du positron dans le trajectomètre (STD). Le mode de détection associé à ce processus est appelé *mode conversion*.

Une autre possibilité est que le photon forme une gerbe électromagnétique dans le calorimètre ECAL. Dans ce cas, on parlera de *mode calorimètre*¹.

Dans ce chapitre, nous décrivons les deux détecteurs mentionnés, et nous expliquerons les deux modes de détection des photons associés.

5.1 Les détecteurs

5.1.1 Le STD

Le STD² d'AMS-02 [93] est installé à l'intérieur de l'aimant supraconducteur. L'aimant, qui fournira un champ d'environ 0.8 T dans sa partie centrale, permettra de courber la trajectoire des particules chargées.

Le STD se compose de huit plans de silicium double face répartis sur cinq structures en fibre de carbone. Les trois supports centraux possèdent deux plans de Si chacun. Les deux supports des extrémités portent chacun un plan.

Le principe de la détection est le suivant : lorsqu'une particule chargée traverse un capteur de silicium, elle laisse des charges positives et négatives le long de sa trajectoire. Ces charges migrent sous l'effet du champ électrique et sont collectées pour former le signal de détection.

Chaque plan de Si permet donc de mesurer avec précision la position du point de passage des particules chargées. En tenant compte de la position des particules dans chaque plan, on

¹Dans la littérature, on trouvera plutôt l'appellation *single photon mode*.

²La collaboration AMS utilise aussi l'expression *Si-Tracker*.

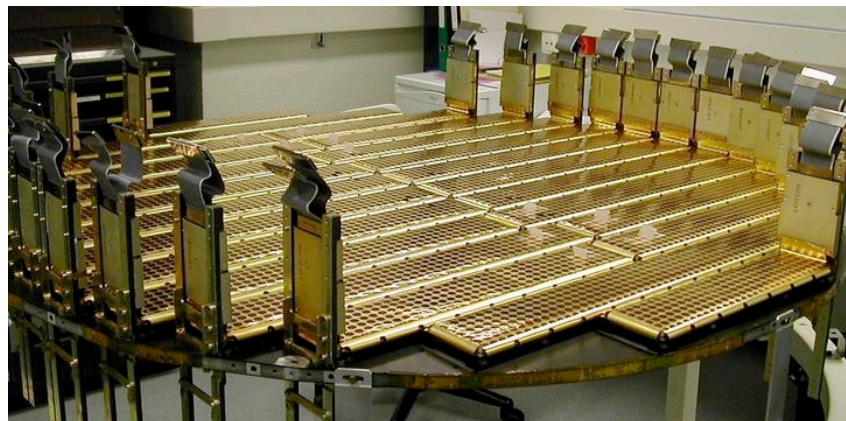


Fig. 5.1: Un plan du STD en cours d'assemblage. On remarque nettement les lames qui sont elles-mêmes couvertes des capteurs silicium.

déduit la courbure des trajectoires ρ , qui est reliée à la rigidité des particules et à leur charge absolue $|Z|$:

$$R \equiv \frac{pc}{|Z|e} = \rho Bc, \quad (5.1)$$

où B est la valeur du champ magnétique et p l'impulsion.

Les plans de Si (cf. Fig. 5.1) sont constitués de plusieurs ensembles en forme de lames rectangulaires qui comptent elles-mêmes plusieurs capteurs silicium. Ces capteurs double-face mesurent environ $41 \times 72 \times 0.3 \text{ mm}^3$. Sur chaque face, les capteurs sont disposés en bande. Les capteurs de la face du haut, semi-conducteurs de type P, sont orientés perpendiculairement aux capteurs de la face du bas, semi-conducteurs de type N.

Comme les capteurs de la face P sont plus petits ($27.5 \mu\text{m}$ sur 3.9 cm) que ceux de la face N ($52 \mu\text{m}$ sur 7 cm), la précision sur la position est meilleure pour la face P. En effet, la face P permet de déterminer la position de passage de la particule dans le plan de courbure de sa trajectoire avec une précision de $10 \mu\text{m}$. La face N mesure la position dans le plan orthogonal au plan de la courbure, avec une précision de $30 \mu\text{m}$. Une telle résolution spatiale permet d'atteindre une grande précision de mesure de la rigidité : environ 2% pour des protons de 1 GeV.

5.1.2 Le calorimètre électromagnétique

ECAL est un calorimètre à échantillonnage de type SPACAL³.

Dans cet assemblage, le plomb constitue le *radiateur*, c'est-à-dire le matériau dans lequel les particules interagissent et déposent leur énergie. Les fibres scintillantes sont le matériau actif qui permet de "convertir" l'énergie déposée en lumière et de guider cette lumière vers un photo-multiplicateur.

Le calorimètre a la forme d'un parallélépipède rectangle de dimensions $648 \times 648 \times 166.5 \text{ mm}^3$ et d'une masse de 496 kg. L'épaisseur correspond environ à $16 X_0$, où X_0 représente la longueur de radiation⁴. Les fibres scintillantes, d'un diamètre de 1 mm sont réparties en 9 *supercouches*

³SPACAL pour SPAGhetti CALorimeter [93]. Le terme "spaghetti" désigne les fibres scintillantes utilisées comme matériau actif.

⁴La longueur de radiation est la distance pour laquelle un électron perd $1/e$ de son énergie.



Fig. 5.2: Détail du calorimètre montrant les fibres de deux supercouches à travers les guides de lumière situés entre les fibres et les PM.

d'épaisseur 18.5 mm alternativement disposées dans les directions X et Y . Cette disposition permet une reconstruction des événements dans l'espace.

Chaque photomultiplicateur (PM) Hamamatsu, de type R7600-00-M4, possède 4 anodes couvrant chacune une surface effective de $9 \times 9 \text{ mm}^2$ correspondant à 35 fibres (cf. Fig. 5.2). ECAL comporte 324 photomultiplicateurs, ce qui donne au total 1296 canaux.

Chaque supercouche est équipée de 36 PM alternativement disposés aux extrémités des fibres de manière à réduire au minimum les zones mortes. Pour chaque cellule, un guide de lumière dirige les photons produits dans les fibres vers le PM correspondant.

5.2 Les deux modes de détection des photons

5.2.1 Le mode conversion

Le mode conversion concerne les photons qui se sont convertis en paire électron-positron.

La signature du mode conversion consiste en la présence de deux traces reconstruites dans le STD, ces deux traces provenant d'un point commun situé au dessus du premier plan. A l'aide des vecteurs impulsion de l'électron et du positron, il est possible de reconstruire la direction incidente et l'énergie du photon initial.

La source principale de bruit de fond pour ce mode provient des électrons et des protons d'origine cosmique qui interagissent dans le détecteur en produisant des particules secondaires. Ces particules secondaires peuvent générer des événements avec une double trace qui peuvent être confondus avec une création de paire e^+e^- .

Pour rejeter les événements qui ne sont pas associés à des photons, on applique les critères principaux suivants :

- sélectionner les particules chargées qui entrent dans le TRD par le haut et qui donnent un signal dans tous les compteurs le long de leur trajectoire ;
- rejeter les événements liés à des particules de masse invariante plus petite que $0.1 \text{ GeV}/c^2$;
- rejeter les particules entrant dans le volume fiduciel⁵ par les côtés du TRD.

⁵Dans AMS, le volume fiduciel est le volume qui contient les trajectoires des particules passant à la fois dans le TRD et dans le calorimètre.

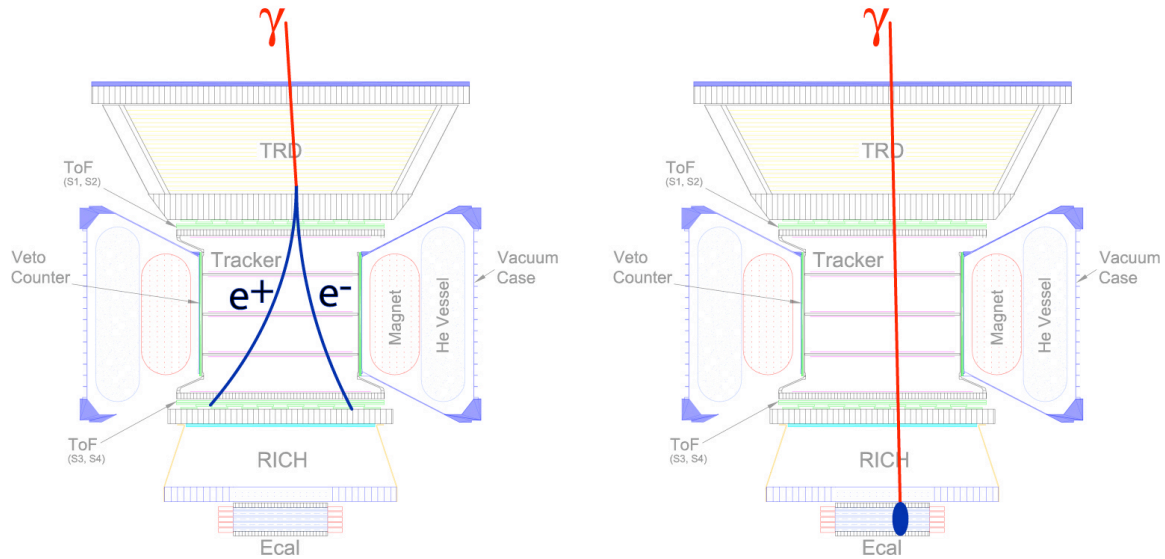


Fig. 5.3: Principe des deux modes de détections. À gauche, un photon est converti en paire e^+e^- dans le TRD. L'électron et le positron, dont les trajectoires sont courbées par le champ magnétique sont détectés par le STD. À droite, le photon interagit seulement dans le calorimètre et forme une gerbe électromagnétique.

Le facteur de rejet est supérieur à 5×10^4 pour des e^- et des protons, en appliquant toutes les sélections.

L'ensemble des éléments qui se trouvent au dessus du STD représente une épaisseur d'environ $0.25 X_0$. Il y a donc une probabilité d'environ 20% pour qu'un photon soit converti en paire e^+e^- et que cette paire soit détectée dans le STD.

5.2.2 Le mode photon unique

Pour ce mode de détection, on demande la présence d'un dépôt d'énergie de type électromagnétique dans le calorimètre et aucun événement dans les autres sous-détecteurs.

La source principale de bruit de fond provient des particules chargées comme les électrons, protons et noyaux d'hélium, qui ne sont pas détectés dans le STD ou qui entrent dans le calorimètre par le côté.

Les critères suivants sont appliqués pour rejeter les événements de fond :

- rejeter les p et He en analysant dans les trois dimensions les propriétés des gerbes de particules dans le calorimètre ;
- rejeter les particules chargées en demandant que la trajectoire reconstruite dans le calorimètre passe dans le volume fiduciel et
- rejeter les événements produisant des signaux le long de cette trajectoire.

Les facteurs de rejet obtenus après application de toutes les sélections sont :

- $> 6 \times 10^4$ pour les e^\pm ;
- $\approx 2.5 \times 10^6$ pour les protons ;
- $> 1.7 \times 10^6$ pour les noyaux d'hélium.

Dans la gamme d'énergie 1 GeV-300 GeV, la probabilité pour qu'un photon arrive jusqu'au calorimètre sans avoir interagi dans le reste du détecteur est de 80%. Le calorimètre détectera ce photon avec une probabilité de pratiquement 100%.

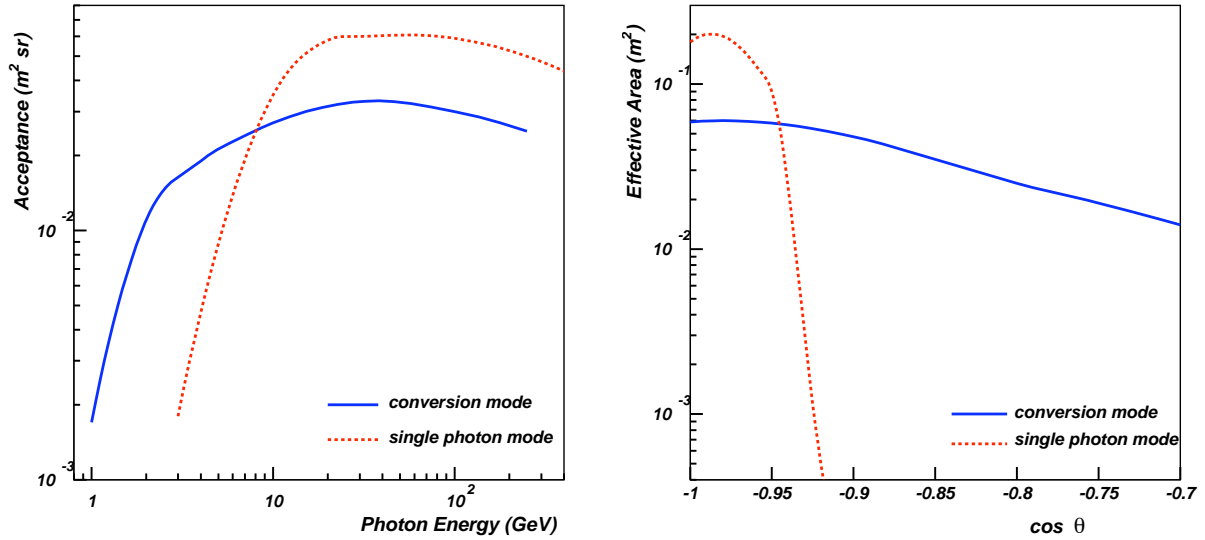


Fig. 5.4: À gauche, l'acceptance pour le mode conversion (en bleu) et le mode photon unique (en rouge). À droite, la surface effective pour le mode conversion (en bleu) et le mode calorimètre (en rouge), pour une énergie de 50 GeV.

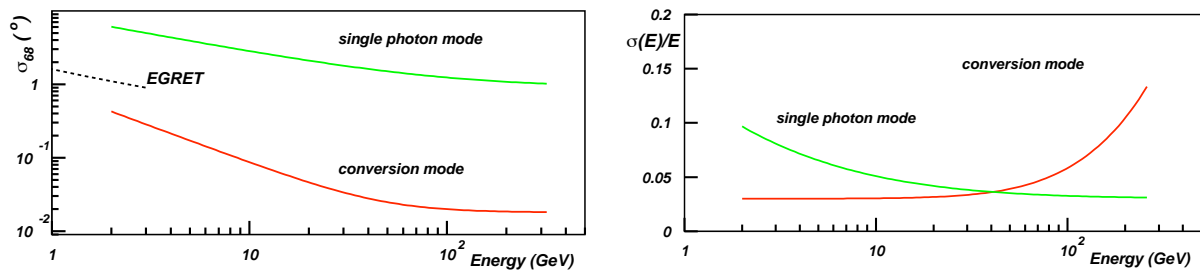


Fig. 5.5: À gauche, résolution angulaire pour les deux modes (en rouge pour le mode conversion et en vert pour le mode photon unique). À droite, les résolutions en énergie.

5.3 Acceptances, résolutions

Les acceptances et résolutions sont déterminées par des simulations *Monte Carlo*, en tenant compte de l'expérience acquise au cours des tests sur faisceau.

Les figures 5.4 et 5.5 montrent la complémentarité des deux modes de détections. En dessous de 10 GeV, c'est le STD qui a la plus grande acceptance. Au delà de 10 GeV, c'est l'acceptance du calorimètre qui est meilleure. Pour ce qui est de la surface effective (à droite sur la figure 5.4), on voit clairement que le STD a la meilleure couverture angulaire. Son champ de vue est d'environ 45° contre 23° pour le calorimètre.

Sur la figure 5.5, on remarque que c'est le STD qui donne la meilleure résolution angulaire : 0.1° à 10 GeV, 0.02° à 100 GeV. La résolution en énergie du calorimètre est meilleure si l'énergie augmente. C'est en fait une caractéristique des calorimètres électromagnétiques pour lesquels le rapport $\sigma(E)/E$ varie comme $1/\sqrt{E}$ à une constante additive près. Par exemple, pendant

les tests sur faisceau de 2002, la résolution en énergie du modèle d'ingénierie d'ECAL était

$$\frac{\sqrt{E}}{E} = \frac{(10.2 \pm 0.3)\%}{\sqrt{E}} \oplus (2.3 \pm 0.1)\%. \quad (5.2)$$

Au contraire, la résolution en énergie du STD se détériore lorsque l'énergie augmente.

Les acceptances et résolutions montrées ici ont servi de base au travail présenté dans le chapitre 7. C'est en effet à partir des courbes montrées dans cette section qu'ont été réalisées les paramétrisations utilisées dans le logiciel de simulation rapide développé au cours de cette thèse.

Chapitre 6

Étalonnage du calorimètre électromagnétique : tests faisceaux

6.1 Introduction

L'étalonnage d'un détecteur consiste à déterminer ses paramètres principaux en le plaçant dans un rayonnement dont les caractéristiques sont connues, en général un faisceau de particules produit par un accélérateur.

Pour un calorimètre électromagnétique, on détermine la constante d'étalonnage, la résolution angulaire, la résolution en énergie et la longueur de radiation. En fait, on détermine expérimentalement toutes les caractéristiques du détecteur, ce qui revient à évaluer ses performances. De plus, les tests sont utilisés aussi dans le but d'ajuster la simulation MC, pour qu'elle corresponde au mieux à la réalité et pour qu'elle permette de faire les meilleures extrapolations possibles dans les domaines non testés.

Dans le cas d'un détecteur comme AMS, qui sera hors d'atteinte dès lors qu'il sera installé sur l'ISS, les tests faisceaux sont d'une importance capitale. En effet, même si les possibilités d'étalonnage relatif en vol existent, elles ne peuvent remplacer l'expérience acquise au sol et fournir les constantes absolues.

Alors que l'étalonnage au sol consiste à placer un détecteur sur le trajet d'un faisceau de particules dont toutes les caractéristiques sont connues, l'étalonnage en vol utilise le rayonnement cosmique ou bien des sources radioactives ou lumineuses embarquées¹. Dans une expérience comme AMS qui dispose de plusieurs instruments, un interétalonnage peut aussi s'effectuer en comparant les réponses des différents sous-détecteurs.

Dans tous les cas, l'étalonnage en vol ne peut être mené sans une bonne simulation MC. C'est en effet en ayant une simulation correspondant le mieux possible à la réalité que l'on peut ensuite comprendre ce qui se passe en vol.

Dans ce chapitre, nous allons évoquer les tests sur faisceau d'un prototype du calorimètre²

¹Le STD d'AMS utilise des faisceaux laser pour tester l'alignement des couches entre elles. FREGATE (cf. Chp. 4) dispose de sources radioactives de ¹³³Ba.

²Le modèle d'ingénierie. Avant le calorimètre final, le modèle de vol, deux prototypes sont construits : le

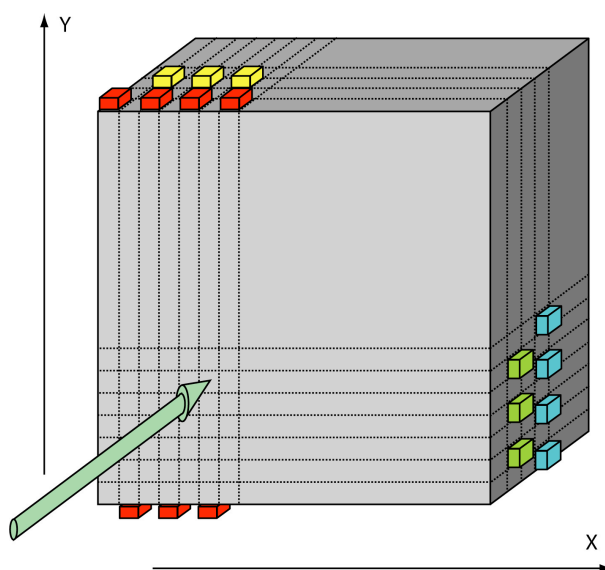


Fig. 6.1: Schéma du ECAL tel qu'il était équipé pour les tests faisceau. Seules les quatre premières supercouches sont figurées. Les PM d'une même couleur sont dans la même supercouche. Les PM qui se trouvent sur les faces cachées ne sont pas représentés. La flèche donne la direction du faisceau. Ce schéma n'est pas à l'échelle.

ECAL ayant eu lieu au CERN du 16 au 31 juillet 2002. Au cours de cette période, le calorimètre a été soumis à des faisceaux d'électrons, de muons, de protons et d'antiprotons pour des énergies comprises entre 3 GeV et 180 GeV. En plus de la participation aux prises de données, nous avons pris part à l'analyse des données collectées.

Alors que les autres équipes impliquées dans le test faisceau se concentraient sur l'étude des résolutions en énergie et angulaire pour les électrons, nous avons choisi d'étudier des points un peu plus spécifiques. Dans un premier temps, nous nous sommes attachés à étudier le bruit, la stabilité de l'électronique du calorimètre au cours du temps en étudiant les piédestaux et la réponse au MIP (*Minimum Ionizing Particle* ou particule au minimum d'ionisation) pour les protons. Nous avons ensuite effectué des comparaisons entre les données du test et la simulation MC. Dans ce cadre, nous avons développé une méthode pour corriger l'effet des pixels défectueux.

6.2 Description du dispositif expérimental

Les tests sur faisceau de juillet 2002 avaient pour but de tester l'électronique d'acquisition du calorimètre et de déterminer ses performances.

Pour remplir ces objectifs, un prototype du calorimètre partiellement équipé a été soumis à des faisceaux produits par l'accélérateur SPS³ au CERN avec des électrons, des protons, des antiprotons et des muons, avec des énergies variant de 3 à 180 GeV.

Le calorimètre était monté sur un portique mobile pour pouvoir éclairer différentes zones. Il était équipé de 63 photomultiplicateurs, situés dans un coin pour pouvoir étudier les effets de bord. Les PM étaient répartis sur les neuf supercouches du calorimètre à raison de sept par

modèle d'ingénierie et le modèle de qualification.

³SPS pour *Super Proton Synchrotron*.

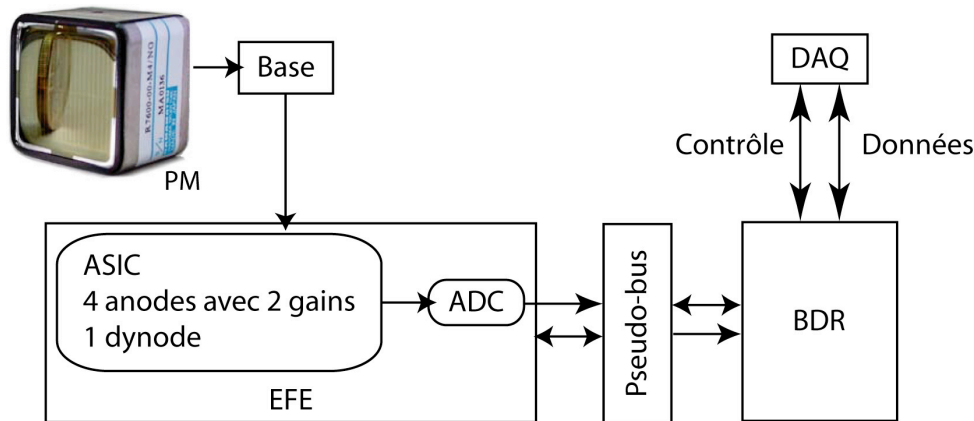


Fig. 6.2: Schéma de l'électronique de lecture utilisée pour les tests faisceau.

supercouche. Le schéma de la figure 6.1 montre comment était équipé le calorimètre. La zone équipée couvrait une surface de $126 \times 126 \text{ mm}^2$.

Dans la suite, nous utilisons une numérotation spéciale pour identifier les PM. Les supercouches sont numérotées de 10 à 90 par pas de 10 et dans chaque supercouche, les PM sont numérotés de 10 à 70 par pas de 10. Par exemple, le troisième photomultiplicateur de la deuxième supercouche est numéroté 2030.

Sur la ligne du faisceau et devant et derrière le calorimètre se trouvaient des scintillateurs permettant de déclencher l'acquisition en cas de coïncidence temporelle. Deux détecteurs Čerenkov permettaient de rejeter la contamination en π , κ et e^+ pour le faisceau de proton d'une part, et d'identifier les électrons (avec une énergie inférieure à 15 GeV) d'autre part.

L'électronique utilisée pour le test (cf. Fig. 6.2) permettait de travailler dans une large gamme dynamique : du MIP à 80 GeV par pixel. Chaque photomultiplicateur était équipé d'une carte d'électronique *front-end* (EFE). Les cartes *pseudo-bus* permettait la liaison entre les cartes EFE et les deux BDR (*Board Data Reduction*). Chaque carte *pseudo-bus* est associée à une colonne, avec 4 ou 5 PM. Les BDR servaient à la réduction de données et à l'alimentation basse tension. Ils servaient aussi d'interface avec le système d'acquisition *via* des cartes VME.

Comme le montre la figure 6.2, les données enregistrées étaient, pour chaque PM, les signaux des quatre anodes bas gain, haut gain et le signal de la dernière dynode. On avait donc neuf valeurs en canaux d'ADC pour chaque photomultiplicateur.

Le rapport entre les signaux haut gain et bas gain devait être égal à 35 mais un problème d'alimentation des cartes EFE a fait que le rapport entre le haut gain et le bas gain n'était pas constant dans la zone de linéarité. La figure 6.3 montre l'évolution du signal haut gain en fonction du signal bas gain. Le plateau que l'on observe provient de la saturation du haut gain.

Le problème de la double pente a été pris en compte pour l'analyse des données haut gain ou en cas d'utilisation simultanée des données haut et bas gain (cf. Sec. 6.5).

Au début du test, des pixels morts ou bruyants ont été identifiés. Ils représentent environ 4% du nombre total de canaux. Dans la mesure du possible, les données ont toujours été choisies de manière à éviter les zones du calorimètre ayant des pixels défectueux.

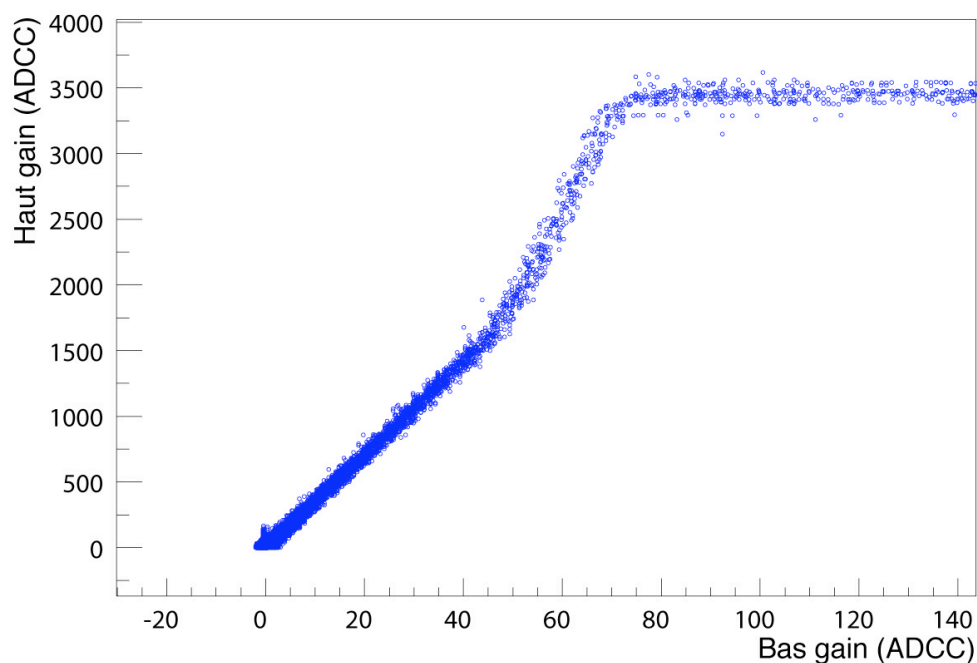


Fig. 6.3: Données haut gain en fonction des données bas gain pour un run d'électrons.

6.3 Les données disponibles

Au cours des deux semaines de tests, 728 fichiers de données (appelés *runs*) ont été générés par le système d'acquisition. Certains runs étaient destinés à la mesure de l'atténuation de la lumière dans les fibres, d'autres à la mesure du piédestal et d'autres encore à la prise des données physiques.

Dans la suite, nous n'utiliserons que les données physiques ou les piédestaux. Parmi les données disponibles, on compte 348 runs physiques et 71 runs piédestaux. Ces runs sont présentés par les tableaux A.1 et A.2 de l'annexe A. La répartition des runs physiques et piédestaux en fonction du type de particules et de leur énergie est donnée par les figures 6.4 et 6.5.

6.4 Étude des stabilités

6.4.1 Stabilité des piédestaux

Le piédestal est en fait le niveau de bruit introduit par les courants d'obscurité des PM ainsi que par l'ensemble de la chaîne électronique.

Les runs piédestaux comportent chacun 1000 événements, enregistrés avec un trigger aléatoire. Pour chaque run, on peut déterminer la moyenne du signal (exprimée en canaux d'ADC), ainsi que la dispersion correspondante (la RMS).

La figure 6.6 montre l'évolution de la moyenne et de la RMS pour un pixel du PM 4050 au cours des deux semaines de test, en prenant en compte tous les fichiers piédestaux (Tab. A.1). Le niveau moyen du piédestal, stable pendant les huit premiers jours, diminue de presque trois canaux d'ADC peu après. Ensuite, le niveau moyen remonte peu à peu au niveau où il était

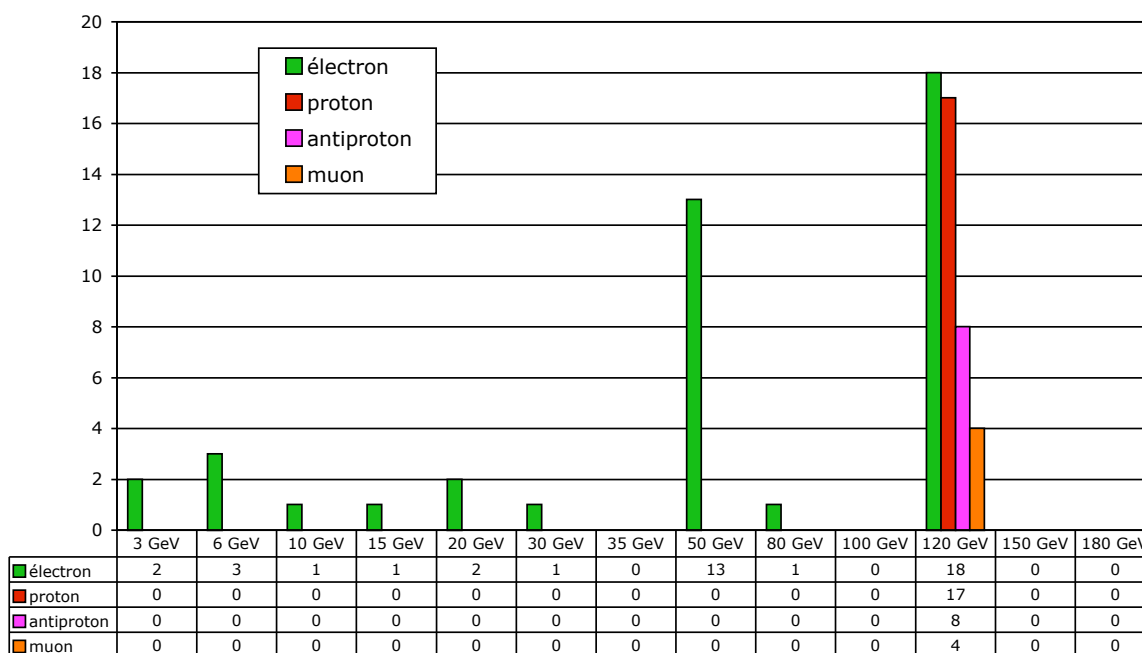


Fig. 6.4: Répartition des runs piédestaux en fonction du type de particule et de l'énergie du faisceau.

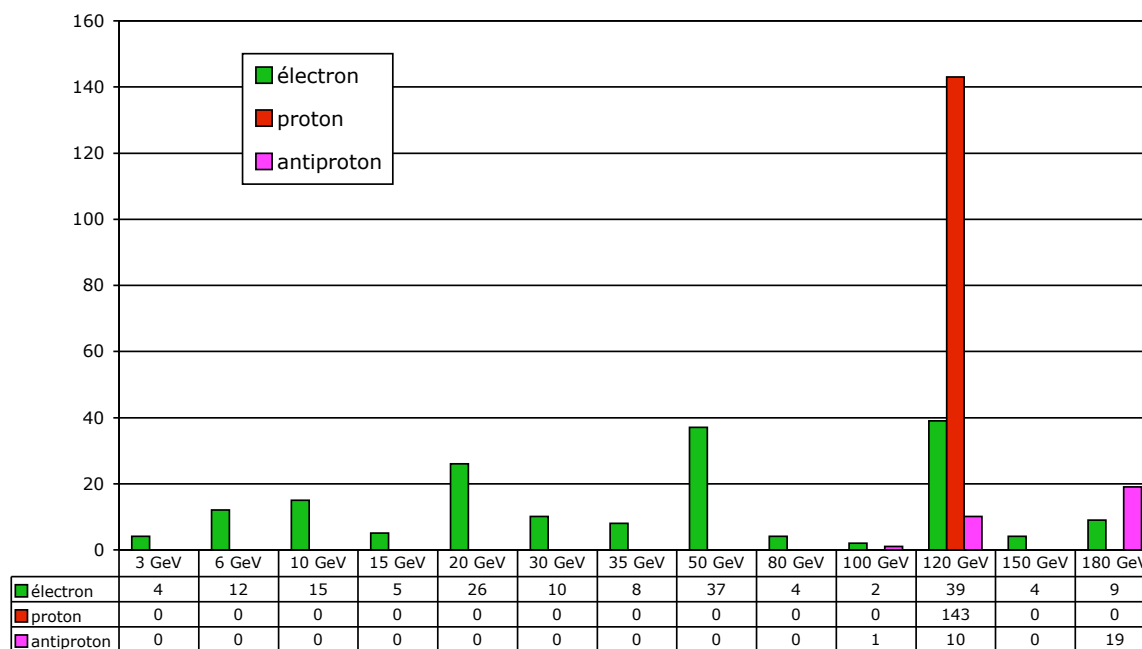


Fig. 6.5: Répartition des runs physiques en fonction du type de particule et de l'énergie du faisceau.

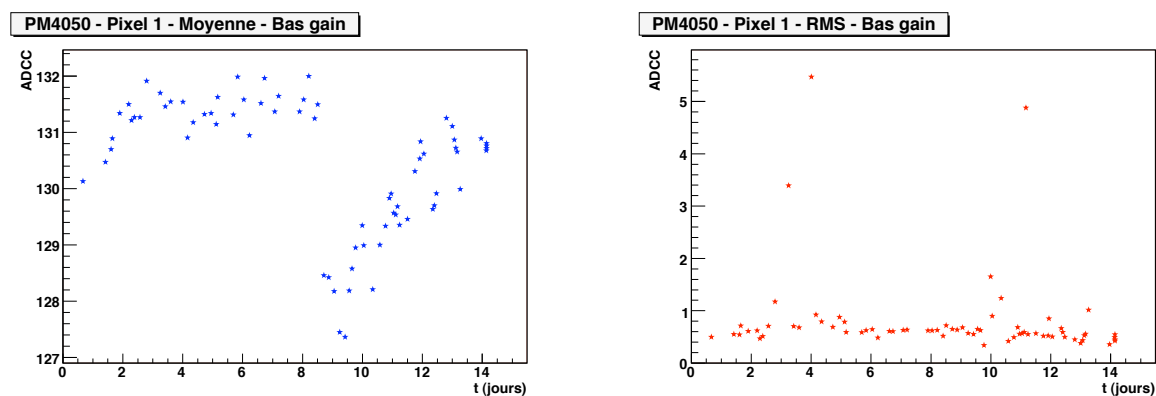


Fig. 6.6: Évolution du niveau moyen (à gauche) et de la RMS (à droite) du piédestal pour le pixel 1 du PM 4050 (BDR 2), pour toute la durée du test. La discontinuité du niveau moyen est bien visible. On constate aussi que la RMS présente des irrégularités.

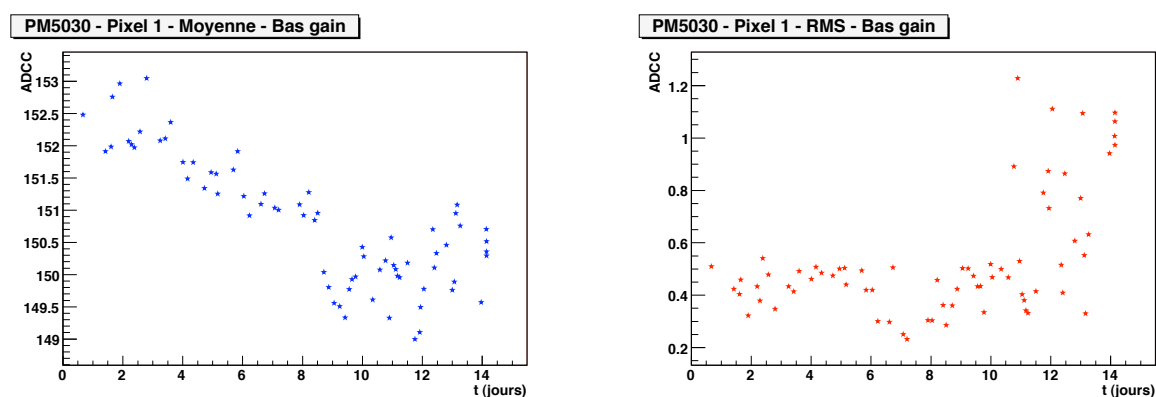


Fig. 6.7: Évolution du niveau moyen (à gauche) et de la RMS (à droite) du piédestal pour le pixel 1 du PM 5030 (BDR 1), pour toute la durée du test.

au début des tests. Cette discontinuité est probablement due à l'arrêt et au redémarrage de l'électronique pendant une manipulation du calorimètre.

Pendant l'arrêt, les composants et les PM ont refroidi, ce qui a fait changer leurs performances. D'autre part, cette évolution peut être due à l'instabilité des alimentations elles-mêmes ou bien au fait que l'installation n'était pas mise à la masse de manière satisfaisante. Une mauvaise mise à la masse se traduirait en effet par la présence de courants de fuite qui pourraient entraîner une variation du niveau du piédestal.

L'évolution de la RMS présente des discontinuités importantes, mais qui ne semble pas liées à l'arrêt de l'alimentation. Elles semblent apparaître aléatoirement. Nous verrons dans la suite qu'il n'en est rien.

Effet du BDR

L'étude systématique de l'évolution de la moyenne des piédestaux pour tous les PM a fait apparaître une différence de comportement entre les piédestaux des PM gérés par le premier BDR et ceux gérés par le deuxième. La figure 6.6 montre l'évolution de la moyenne du piédestal pour le PM 4050, associé au BDR n°2. Elle est à comparer à la figure 6.7, qui montre les mêmes graphiques, pour le PM 5030, géré par le BDR n°1.

Pour le PM 5030, la discontinuité du jour 8 est toujours visible mais elle apparaît de manière

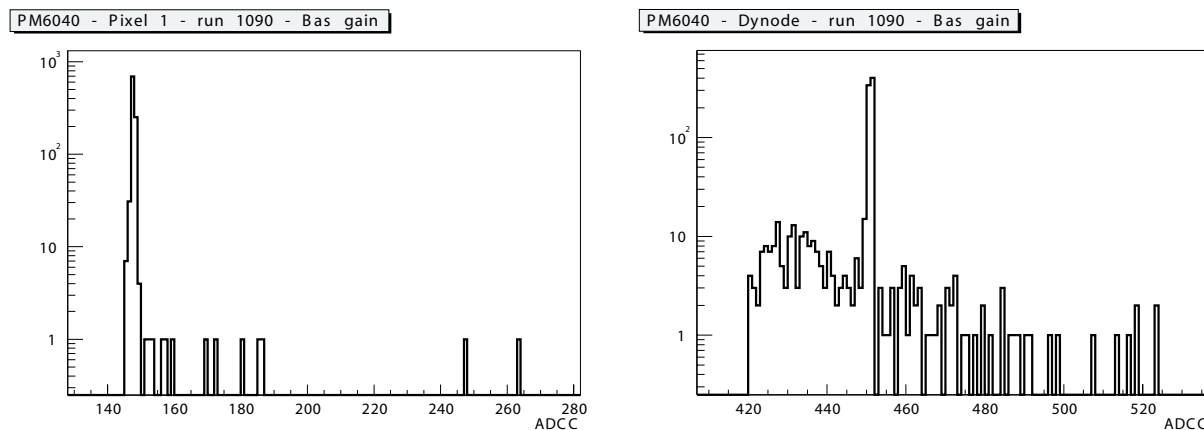


Fig. 6.8: Distribution des énergies déposées (exprimées en canaux d'ADC) pour le pixel 1 (à gauche) et de la dynode (à droite) du PM 6040, pour le run piédestal 1090.

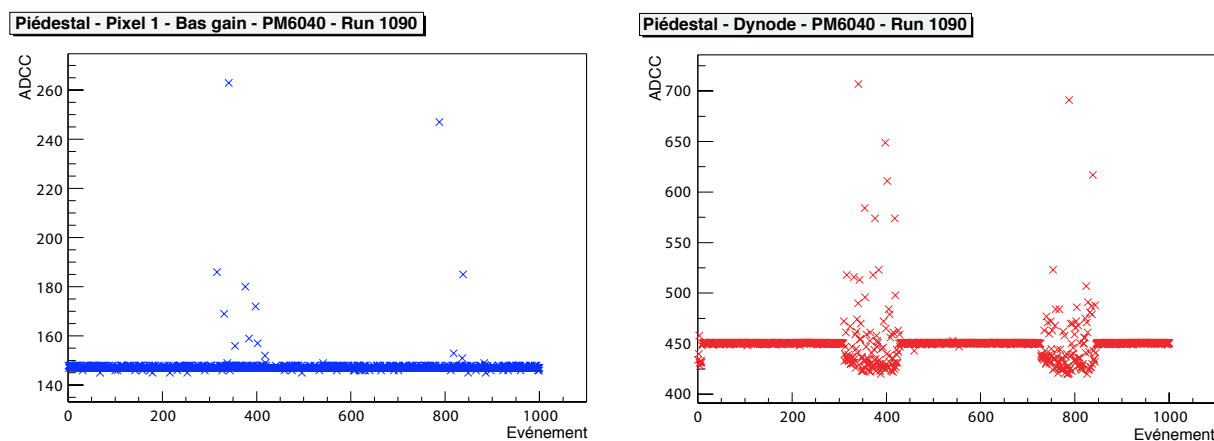


Fig. 6.9: Évolution de l'énergie déposée dans le pixel 1 (à gauche) et dans la dernière dynode (à droite) du PM 6040, pour le run 1090. Chaque point de ces graphiques représente un événement.

moins flagrante tant la moyenne du piédestal est irrégulière aussi bien avant qu'après le jour de la coupure des alimentations. L'évolution de la RMS montre encore des piédestaux pour lesquels la RMS est importante.

Effet du faisceau

Comme nous venons de le voir, certains runs piédestaux présentent des RMS importantes (typiquement supérieures à 1). Un exemple de tels runs est donné par la figure 6.8. Cette figure montre la distribution des énergies déposées pour les 1000 événements du run piédestal 1090 pour le PM 6040. Le graphique de gauche montre l'énergie dans un pixel et celui de droite dans la dynode.

La particularité du PM 6040 pour le run 1090 est qu'il équipait la tour qui était sur la trajectoire du faisceau. Pendant la prise des données piédestal, le faisceau n'était pas arrêté. Le maximum des deux histogrammes correspond bien au "vrai" piédestal, c'est à dire au bruit électronique et aux sources de rayonnement naturelles (radioactivité, rayons cosmiques). Les autres événements viennent des particules du faisceau, qui passent au moment où le trigger aléatoire déclenche. La figure 6.9 confirme cela en montrant l'évolution de l'énergie

déposée pour le run piédestal 1090, en fonction du temps. Les cycles montrés par les figures correspondent parfaitement au cycle du faisceau du SPS : 5 s où le faisceau passe pour chaque période de 17 s environ.

On voit clairement sur cette figure que c'est lors du passage du faisceau que l'on observe l'augmentation de la RMS pour les piédestaux des PM éclairés. Ceci est confirmé par le fait que les piédestaux des PM qui n'étaient pas éclairés par le faisceau sont normaux.

Conclusion

Dans cette partie, nous avons montré que les piédestaux ne sont pas restés stables tout au long de la durée du test. En plus d'une discontinuité du niveau du piédestal due à l'extinction et au ré-allumage des alimentations, on a remarqué une variation supplémentaire lors du passage du faisceau.

Le fait que le faisceau pollue le piédestal vient peut-être d'un problème de mise à la masse de l'électronique lors du test. Une autre possibilité serait que certains événements physiques dus au faisceau soient venus polluer les données piédestal. Le trigger aléatoire aurait pu capturer certains de ces événements physiques.

Ce problème sera évidemment absent pendant le vol d'AMS-02 sur la station spatiale puisque la mise à la masse devrait être correcte. D'autre part, les flux de particules dans l'espace sont bien plus faibles que le flux obtenu avec un faisceau sur accélérateur, ce qui fait que les effets d'empilement seront négligeables.

6.4.2 Étude du MIP avec les protons et les antiprotons

Une particule au minimum d'ionisation (un MIP) dépose une quantité d'énergie égale par unité de longueur parcourue dans le calorimètre. Les MIPs peuvent donc être utilisés en vue de étalonner un détecteur.

À très basse énergie (typiquement inférieure à 1 GeV), les protons interagissent par diffusion élastique alors que les antiprotons s'annihilent si la quantité de matière est suffisante. Pour des énergies supérieures, protons et antiprotons donnent préférentiellement des gerbes hadroniques après un certain parcours dans la matière où ils perdent leur énergie par ionisation et constituent donc des MIPs. Or dans la suite, nous utiliserons des données à 120 GeV. À cette énergie, les protons et les antiprotons se comportent de la même manière.

Dans cette section, nous étudions la stabilité du MIP dans le temps. Pour cela, nous aurons besoin d'un moyen d'identifier la composante MIP du signal et de rejeter la composante hadronique. Nous verrons que le choix des données piédestal utilisées pour la suppression du bruit a une influence importante sur les résultats. Nous étudierons les MIPs en considérant le dépôt d'énergie dans tout le calorimètre et aussi seulement dans la tour touchée par le faisceau.

Les données

La table 6.1 donne la liste et les caractéristiques des runs physiques utilisés pour l'étude de la stabilité des MIP pour les protons et les antiprotons. Pendant ces runs, le portique supportant le calorimètre est toujours positionné aux mêmes coordonnées si bien que le faisceau a théoriquement toujours le même point d'entrée.

Tab. 6.1: Ensemble des runs physiques utilisés pour l'étude du MIP.

Run	Energie (GeV)	Particule	x	y	Date	Heure
695	120	p	302	152	2002-07-21	17 :16
696	120	p	302	152	2002-07-21	17 :41
697	120	p	302	152	2002-07-21	18 :05
698	120	p	302	152	2002-07-21	18 :30
699	120	p	302	152	2002-07-21	18 :55
700	120	p	302	152	2002-07-21	19 :20
701	120	p	302	152	2002-07-21	19 :45
702	120	p	302	152	2002-07-21	20 :11
703	120	p	302	152	2002-07-21	20 :39
704	120	p	302	152	2002-07-21	21 :05
705	120	p	302	152	2002-07-21	21 :30
706	120	p	302	152	2002-07-21	21 :56
707	120	p	302	152	2002-07-21	22 :02
709	120	p	302	152	2002-07-21	22 :53
710	120	p	302	152	2002-07-21	23 :19
711	120	p	302	152	2002-07-21	23 :43
712	120	p	302	152	2002-07-22	00 :08
732	120	p	302	152	2002-07-22	04 :55
733	120	p	302	152	2002-07-22	05 :03
734	120	p	302	152	2002-07-22	05 :05
735	120	p	302	152	2002-07-22	06 :18
736	120	p	302	152	2002-07-22	06 :45
737	120	p	302	152	2002-07-22	07 :15
738	120	p	302	152	2002-07-22	07 :04
739	120	p	302	152	2002-07-22	08 :05
740	120	p	302	152	2002-07-22	08 :03
741	120	p	302	152	2002-07-22	09 :41
742	120	p	302	152	2002-07-22	10 :15
1164	120	\bar{p}	305	152	2002-07-29	01 :16
1165	120	\bar{p}	305	152	2002-07-29	01 :21
1166	120	\bar{p}	305	152	2002-07-29	02 :18
1167	120	\bar{p}	305	152	2002-07-29	02 :45
1168	120	\bar{p}	305	152	2002-07-29	03 :01
1169	120	\bar{p}	305	152	2002-07-29	03 :35
1170	120	\bar{p}	305	152	2002-07-29	04 :01
1171	120	\bar{p}	305	152	2002-07-29	04 :25
1172	120	\bar{p}	305	152	2002-07-29	04 :49
1173	120	\bar{p}	305	152	2002-07-29	05 :15

Les runs piédestaux utilisés sont donnés par le tableau 6.2. Le point d'entrée du faisceau est le même que pour les runs physique.

Extraction du signal MIP

Les données sont constituées de 28 runs physiques de protons à 120 GeV et de 9 runs d'antiprotons à la même énergie.

Dans un premier temps, nous utilisons systématiquement les données piédestales les plus proches temporellement des données physiques pour soustraire le bruit. Pour chaque fichier piédestal, le niveau moyen du bruit $\langle Ped \rangle$ et sa variance σ_{ped} sont déterminés.

La procédure d'extraction des MIPs consiste à :

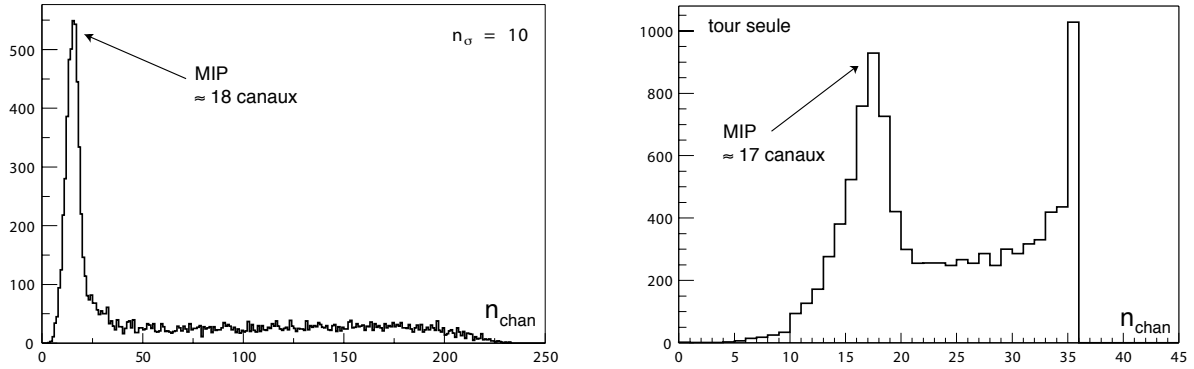
- Soustraire le piédestal. La soustraction est obtenue par

$$ADCC_{sub}^j(i) = ADCC^j(i) - \langle Ped \rangle^j,$$

où j représente le canal (le pixel) et i le numéro de l'événement ;

Tab. 6.2: Ensemble des runs piédestaux utilisés pour l'étude du MIP.

Run	Energie (GeV)	Particule	x	y	Date	Heure
694	120	p	302	152	2002-07-21	17 :15
708	120	p	302	152	2002-07-21	22 :52
731	120	p	302	152	2002-07-22	04 :04
1163	120	\bar{p}	305	152	2002-07-29	01 :15
1175	120	\bar{p}	305	152	2002-07-29	08 :31

**Fig. 6.10:** Distribution de n_{chan} pour le run proton 742, avec une coupure du bruit à 10σ pour tout le calorimètre (à gauche) et la tour touchée par le faisceau (à droite).

- Sélection des n_{chan} canaux actifs, c'est-à-dire ceux pour lesquels le signal est au dessus du niveau de bruit d'un certain facteur : $ADCC_{sub}^j(i) > n_{\sigma} \sigma_{ped}$. Pour ces tests, σ_{ped} était sensiblement toujours égal à 1 canal ADC ;
- Sélection des MIPs par une coupure sur n_{chan} ;
- Le signal MIP est obtenu en sommant les signaux des canaux sélectionnés, soit dans tout le calorimètre, soit dans la tour touchée par le faisceau ;
- Le signal MIP est caractérisé à l'aide d'un ajustement d'une fonction Landau qui permet de déterminer sa valeur moyenne et sa variance.

Distributions de n_{chan} À partir des données physiques, on compte pour chaque événement le nombre n_{chan} de cellules qui dépassent le niveau de bruit d'un certain facteur n_{sigma} . La distribution de n_{chan} pour un run proton est montrée par la figure 6.10.

On voit qu'une majorité des événements éclairent environ 18 cellules. Ils correspondent à des MIPs puisqu'il y a 18 cellules dans l'épaisseur du calorimètre, deux par supercouche. La queue de la distribution est due aux protons créant des gerbes hadroniques. Pour ces événements, le nombre de cellules touchées est plus important et vaut au maximum 252, c'est-à-dire le nombre de PM (63) multiplié par le nombre de pixels par PM (4). La variable n_{chan} permet donc de discriminer entre les événements MIP et les événements hadroniques.

Lorsqu'on ne considère que la tour (section longitudinale du calorimètre) où tombe le faisceau, on obtient le graphique montré par la figure 6.10 à droite. Cette fois, le nombre maximum de canaux vaut 36, ce qui correspond à 9 PM avec 4 anodes chacun.

En résumé, pour sélectionner le signal MIP avec une coupure du bruit à $10 \sigma_{ped}$, nous appliquerons la sélection suivante, basée sur la distribution de la figure 6.10 :

$$13 < n_{chan} < 25. \quad (6.1)$$

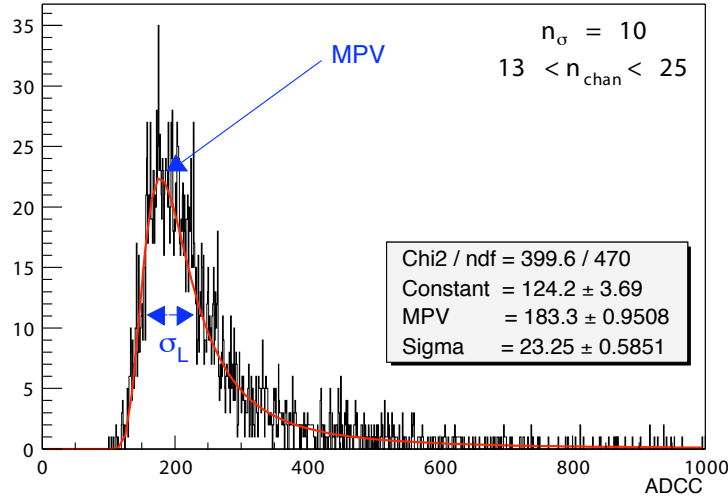


Fig. 6.11: Énergie déposée dans le calorimètre après sélection des événements MIP par une coupure sur n_{chan} (run 742). Les données sont fittées par une courbe de Landau (en rouge). Les paramètres MPV et σ_L sont expliqués dans le texte.

Détermination de l'énergie moyenne déposée La figure 6.11 montre la distribution du dépôt d'énergie pour tout le calorimètre pour les événements sélectionnés par la coupure 6.1. Le graphique montre un fit effectué avec une fonction de Landau⁴ :

$$f_{Landau}(y) = k \times \exp\left(-\frac{y + e^{-y}}{2}\right), \quad (6.2)$$

avec

$$y = \frac{x - MPV}{\sigma_L}. \quad (6.3)$$

Les paramètres déterminés par l'ajustement sont MPV et σ_L . MPV (*Most Probable Value*) nous donne la position du MIP. Dans la suite, nous allons étudier les variations de cette position au cours du temps.

Les coupures sur le bruit et sur n_{nchan} ont toujours été choisies de manière à sélectionner un maximum d'événements MIP et donnant le meilleur fit possible.

Évolution du MIP au cours du temps

Soustraction des piédestaux les plus proches Les valeurs moyennes de MIP ont été déterminées pour tous les runs protons 120 GeV mentionnés plus haut. Nous avons pu ainsi tracer l'évolution de la MPV en fonction du temps. Un graphique de ce type est présenté par la figure 6.12. Cette figure présente le même graphique de deux manières différentes.

Le graphique de gauche montre que l'évolution de la MPV présente un saut de 30 canaux d'ADC dans la nuit du 21 au 22 juillet. Cette nuit là, à 4h40, le système de contrôle du portique permettant le déplacement du calorimètre a remis ces coordonnées relatives à (0, 0) de manière intempestive. La procédure dans ce cas-là voulait que les personnes en shift arrêtent le faisceau, vérifient les coordonnées réelles du calorimètre, le déplacent à la vraie origine, remettent les coordonnées à zéro, et replacent le calorimètre à la position voulue.

⁴La courbe de Landau est bien adaptée à la description d'un dépôt d'énergie par ionisation.

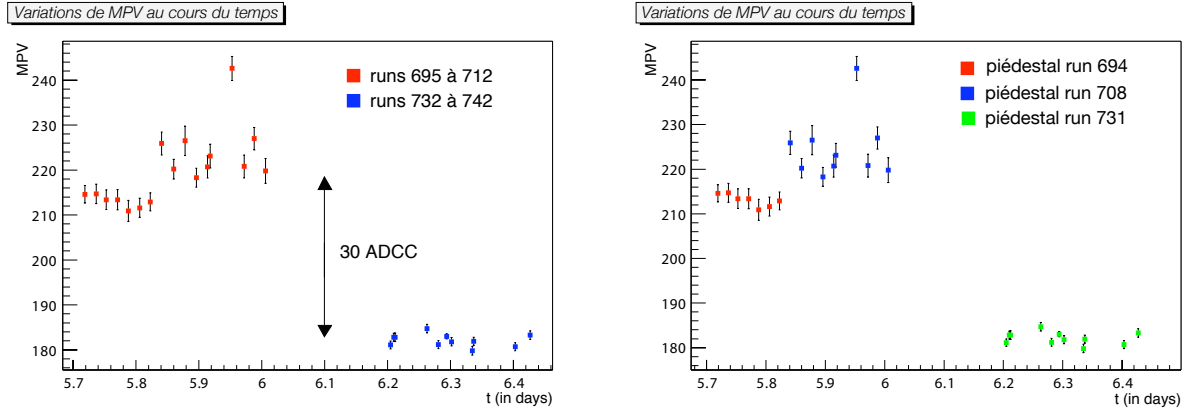


Fig. 6.12: Variation de la MPV au cours du temps. À gauche, les couleurs mettent en évidence les deux populations de MPV. À droite, chaque couleur correspond au run piédestal utilisé.

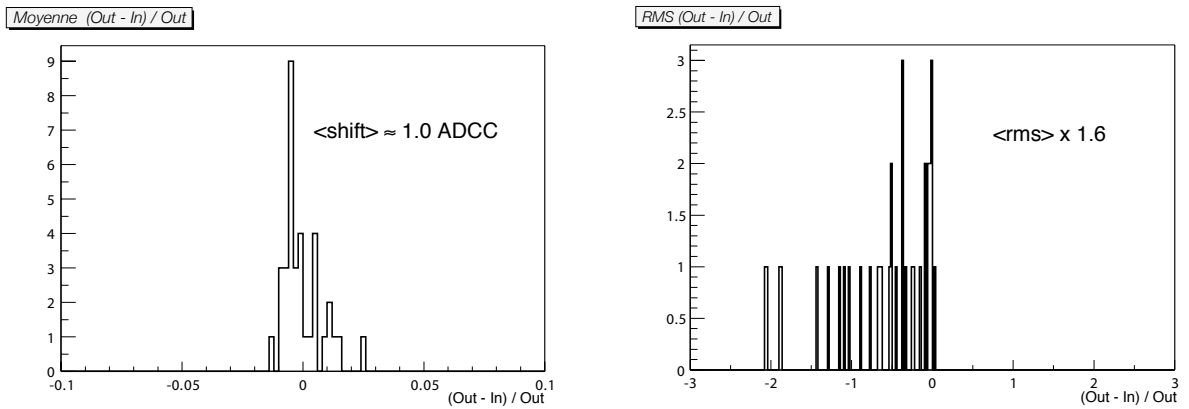


Fig. 6.13: Distribution des écarts relatifs entre les niveaux des piédestaux (à gauche) et entre les valeurs de σ_{ped} (à droite).

Cet incident ne peut certainement pas expliquer à lui seul une variation aussi importante de la MPV, même s'il y contribue certainement. La figure de droite apporte une réponse bien plus évidente. Elle est identique au graphique de gauche, mais elle montre les runs piédestaux utilisés pour la suppression du bruit. Cette fois, il apparaît clairement que le choix des fichiers piédestaux influe sur le résultat. D'autre part, en sachant que les runs piédestaux 694 et 708 ont été pris en présence du faisceau, et pas le run piédestal 731, on comprend un peu mieux la grande variation montrée par le graphique.

Pour avoir une estimation de la variation introduite par le changement de fichiers piédestaux, nous avons étudié les distributions des grandeurs suivantes :

$$\Delta \langle Ped \rangle = \frac{M(out) - M(in)}{M(out)} \quad (6.4)$$

et

$$\Delta RMS = \frac{RMS(out) - RMS(in)}{RMS(out)} \quad (6.5)$$

où *out* signifie sans faisceau et *in* avec faisceau.

Ces distributions sont montrées par la figure 6.13. La figure de gauche montre l'écart relatif entre les niveaux moyens des piédestaux quand ils sont "dans le faisceau" ou non. L'écart relatif

paraît faible mais la variation correspondante de la moyenne vaut environ 1 canal ADC, et ce pour un pixel. Si on considère que le nombre de canaux touchés pour un MIP est d'environ 18, on arrive à une différence de presque 20 canaux d'ADC. Ce n'est pas encore assez pour expliquer l'écart de la figure 6.12 mais la contribution est importante.

En conclusion, nous voyons là encore une conséquence d'avoir pris les données des piédestaux pendant que le faisceau était en fonctionnement puisque nous voyons les MIP varier si nous utilisons des fichiers piédestaux pris avec faisceau ou sans. Dans la suite, nous utiliserons des piédestaux "avec faisceau", mais nous utiliserons un seul fichier piédestal pour tous les runs protons.

Soustraction du même piédestal pour tous les runs Dans cette section, nous décrivons les résultats de la même analyse, mais réalisée avec un seul fichier piédestal pour les protons et un seul pour les antiprotons. L'ajout des données antiprotons, prises à la fin des tests faisceau, nous permettra d'évaluer la stabilité des MIP sur une période d'environ une semaine.

Les sélections appliquées ici sont les mêmes que celles décrites dans la section 6.4.2, mais on applique cette fois les constantes d'interétalonnage et la correction de l'atténuation de la lumière dans les fibres [94] :

$$\frac{A(x[cm])}{A_0} = 0.2 \exp\left(\frac{-x}{20}\right) + 0.8 \exp\left(\frac{-x}{250}\right). \quad (6.6)$$

Cette expression comprend deux termes. Le premier terme est à décroissance rapide. Il correspond aux photons créés dans la fibre avec un angle tel qu'ils ne sont pas réfléchis. Le second terme correspond aux photons dont l'angle sur les parois de la fibre est suffisamment proche de l'angle de réflexion totale pour qu'ils puissent se propager. Ce terme de l'équation prend alors en compte l'atténuation le long de la fibre.

La phase d'interétalonnage est d'une importance capitale. Elle consiste à comparer la réponse de tous les pixels de tous les photomultiplicateurs lorsque ceux-ci reçoivent la même quantité de lumière. Par exemple, dans le cas d'une particule au minimum d'ionisation, le dépôt d'énergie est constant sur tout le parcours de la particule dans le calorimètre. Il suffit donc de comparer les réponses des PM pour déterminer les coefficients d'interétalonnage. Nous utiliserons ici des coefficients d'interétalonnage obtenus avec des runs muons.

Cette fois, les meilleurs ajustements de l'énergie déposée sont obtenus avec des coupures sur n_{chan} données par : $15 < n_{chan} < 25$ quand on considère tout le calorimètre et $15 < n_{chan} < 27$ pour la tour seule, avec une coupure sur le bruit à $5 \sigma_{ped}$ dans les deux cas.

Comme dans la section précédente, notre but est d'étudier les variations de la MPV en fonction du temps. Pour cette analyse, nous n'utilisons qu'un seul fichier piédestal pour les protons et un pour les antiprotons. Les fichiers piédestaux sont choisis "dans le faisceau", c'est-à-dire que le calorimètre n'a pas été déplacé entre la prise des données physiques et la prise des données des piédestaux. Les runs proton et antiproton sont choisis pour que le faisceau ait toujours le même point d'entrée dans le calorimètre.

Protons Les graphiques de la figure 6.14 (page suivante) montrent l'évolution de la MPV pour les protons, dans le cas où l'on considère tous les PM (à gauche) et dans le cas où on ne considère que la tour touchée par le faisceau. La première remarque que nous pouvons faire est que la discontinuité observée auparavant a disparu. Il est donc fort probable que ce soit le fait d'utiliser des données piédestal différentes qui causait le problème.

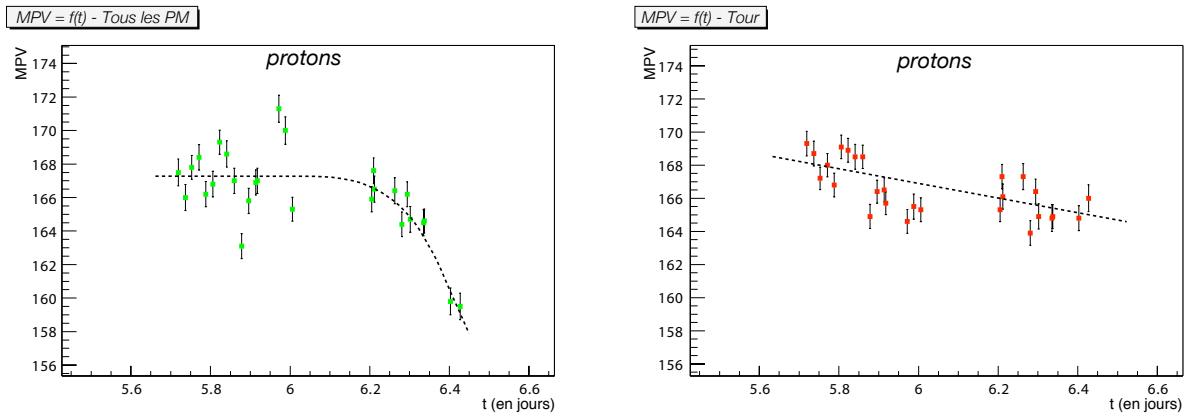


Fig. 6.14: Évolution du MPV en fonction du temps, pour les protons. À gauche, en considérant tous les PM, à droite, en ne considérant que la tour touchée par le faisceau.

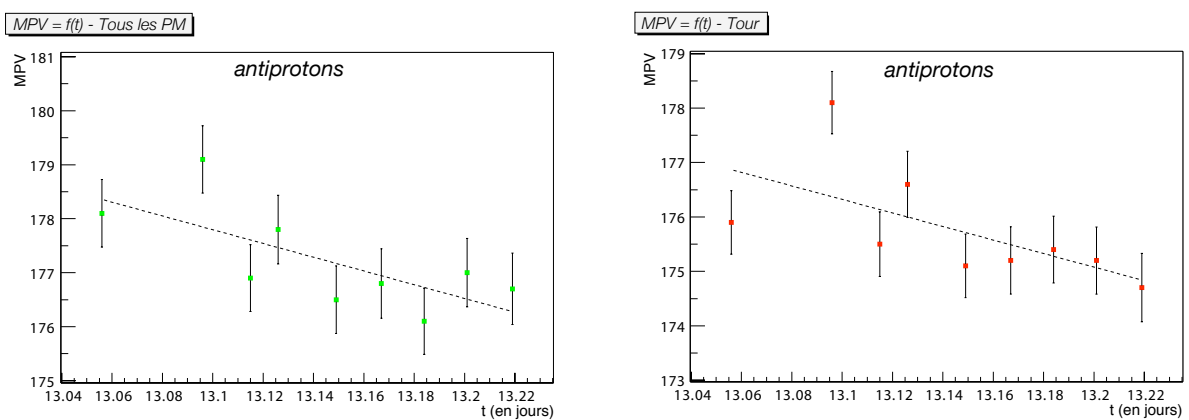


Fig. 6.15: Évolution du MPV en fonction du temps, pour les antiprotons. À gauche, en considérant tous les PM, à droite, en ne considérant que la tour touchée par le faisceau.

Le niveau du MIP est sensiblement le même pour la tour et pour tout le calorimètre. C'est ce que l'on s'attend à avoir dans le cas d'une interaction de type MIP. Si les protons formaient des gerbes hadroniques, on aurait une réponse bien plus importante dans tout le calorimètre que dans la tour.

Par contre, on a toujours une évolution du niveau du MIP en fonction du temps. Quand on tient compte de tous les PM, cette évolution commence après le sixième jour⁵ et correspond environ à -35 ADCC/jour. Pour les PM de la tour touchée par le faisceau, l'évolution est moins importante et vaut environ -5 ADCC/jour.

La variation est plus marquée dans le cas où on prend en compte tout le calorimètre. Il est donc probable qu'elle soit due aux événements hadroniques non rejetés par la coupure sur n_{chan} . D'autre part, la variation de la MPV pourrait venir du fait que nous utilisons le même piédestal pour toutes les données. Le fichier piédestal pourrait refléter correctement le niveau de bruit réel des données au début des runs protons et moins bien à la fin.

Antiprotons Pour les antiprotons, comme le montre la figure 6.15, la tendance est la même : la MPV décroît avec le temps. Pour le calorimètre entier comme pour la tour seule, le taux de décroissance est d'environ 12.5 ADCC/jour. Comme pour les protons, on pourrait dire que

⁵Rappelons ici que la coupure des alimentations est survenue au huitième jour.

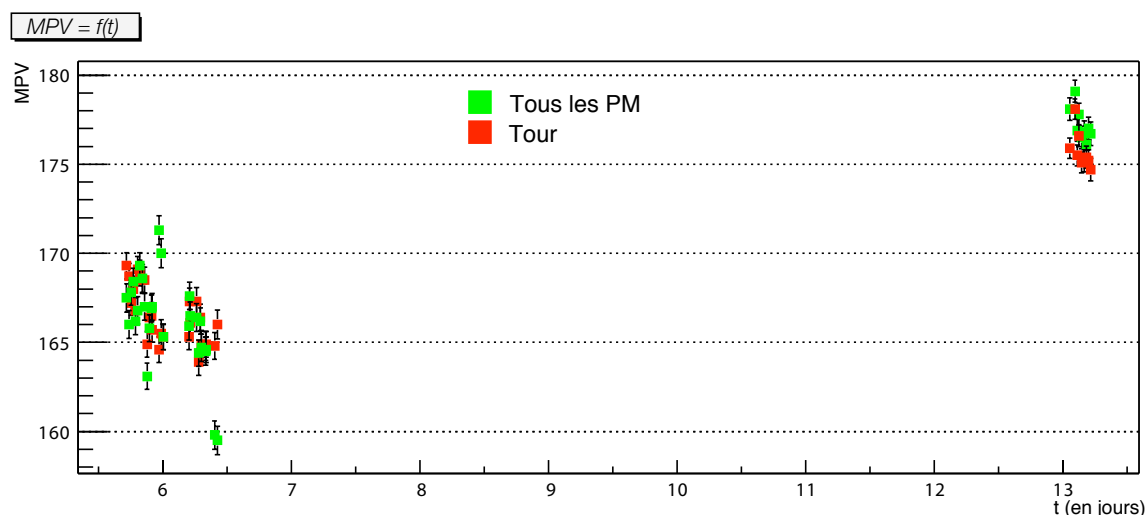


Fig. 6.16: Évolution du MPV en fonction du temps, pour les protons (groupe de gauche) et les antiprotons (groupe de droite).

cette évolution reflète le fait que le bruit des données s'écarte petit à petit du piédestal du fichier piédestal.

Conclusions

La figure 6.16 regroupe les données proton et antiproton pour montrer l'évolution du MIP sur une période d'une semaine. Si tout était parfaitement stable, on ne pourrait pas s'attendre à voir une différence entre le MIP "proton" et le MIP "antiproton" à une énergie de 120 GeV. Or, c'est ce que nous observons : le niveau moyen du dépôt d'énergie pour le MIP croît d'environ 20 canaux d'ADC en l'espace d'une semaine. Cette variation du niveau du MIP est illustrée à nouveau par la figure 6.17, qui montre les distribution de MPV pour les protons et les antiprotons.

La figure 6.18 montre l'évolution du paramètre σ_L en fonction de la MPV. Les deux populations (protons et antiprotons) sont bien séparées car les valeurs de la MPV sont différentes pour les protons et la antiprotons. De plus, on remarque que les antiprotons donnent des valeurs de σ_L sensiblement identiques à celles des protons.

Il est probable que le fait que nous utilisons des fichiers piédestaux différents pour les protons et les antiprotons ait une influence. C'est au vu des résultats de notre analyse sur la stabilité des piédestaux que nous avons décidé d'utiliser le même fichier piédestal pour tous les protons et un autre pour tous les antiprotons. Il aurait évidemment été très discutable d'utiliser le même fichier piédestal pour tous les runs. Toutefois, la variation du piédestal ne suffit pas à elle seule pour expliquer la variation de la MPV entre les prises de données protons et antiprotons.

On peut aussi penser qu'en une semaine, le calorimètre et son électronique auraient pu évoluer de façon à ce que le dépôt d'énergie du MIP change. Par exemple, à l'occasion d'une remise à zéro accidentelle des coordonnées, et d'un repositionnement manuel, le détecteur aurait pu être déplacé suffisamment pour que sa réponse change un peu.

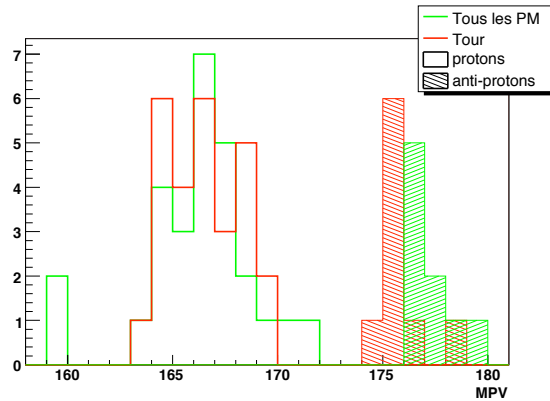


Fig. 6.17: Distribution du MPV pour les protons (histogrammes ouverts) et les antiprotons (histogrammes hachurés). En vert : pour tous les PM. En rouge : pour la tour seule.

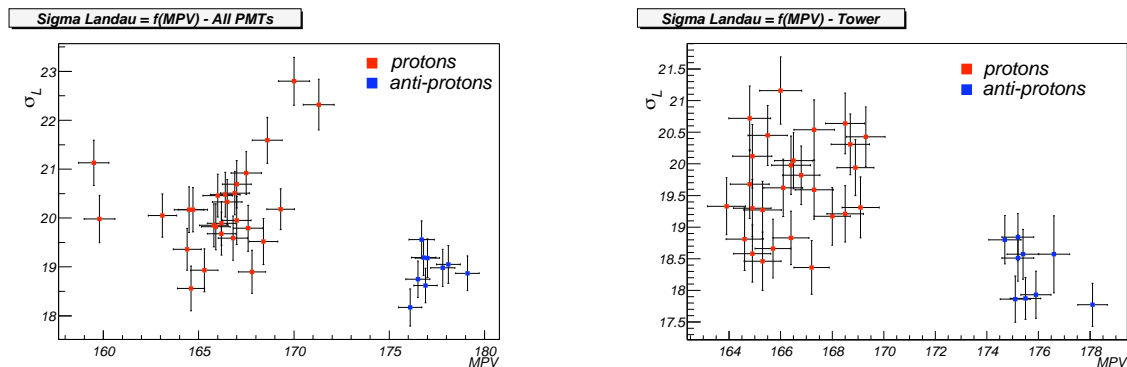


Fig. 6.18: Évolution de σ_L en fonction de la MPV pour les protons et les antiprotons. À gauche, en considérant tous les PM, à droite, en ne considérant que la tour touchée par le faisceau.

6.5 Comparaison des données du test avec la simulation MC

Dans cette partie, nous allons effectuer une comparaison des résultats du test avec ceux de la simulation *Monte Carlo* (MC).

Pour cela, nous allons reprendre la même procédure que dans la section précédente, mais nous allons en plus déterminer et appliquer une constante d'étalonnage pour exprimer les dépôts d'énergie en keV, et non plus en canaux d'ADC. Cette étape est nécessaire dans la mesure où la simulation donne les dépôts d'énergie en keV.

Nous comparerons les profils de gerbe ainsi que l'énergie totale déposée pour des électrons à 3, 6, 10, 20, 30, 50, 80 et 120 GeV. Pour les protons, nous n'utiliserons que des données à 120 GeV puisque c'est la seule énergie disponible.

Nous utiliserons pour les comparaisons la version de la simulation de février 2003, en générant les particules sur un carré de 2 cm sur 2 cm aux coordonnées $-28 < x < -26$ et $-24 < y < -22$.

Comme précédemment, nous commencerons par décrire les données et les sélections réalisées à l'aide de la variable n_{chan} .

Tab. 6.3: Ensemble des runs physiques e^- utilisés pour effectuer la comparaison données/MC. Les runs sont ici classés par énergie croissante et par type de particule.

Run	Energie (GeV)	Particule	x	y	Date	Heure
803	3	e^-	302	-	2002-07-24	02 :25
804	3	e^-	302	152	2002-07-24	02 :59
791	6	e^-	302	152	2002-07-23	12 :52
792	6	e^-	302	152	2002-07-23	13 :24
747	10	e^-	302	152	2002-07-22	12 :01
748	10	e^-	302	152	2002-07-22	12 :45
778	20	e^-	302	143	2002-07-23	04 :31
779	20	e^-	302	143	2002-07-23	05 :00
989	30	e^-	329	152	2002-07-27	07 :37
974	50	e^-	329	152	2002-07-27	00 :29
975	50	e^-	302	152	2002-07-27	00 :55
968	80	e^-	302	152	2002-07-26	22 :15
969	80	e^-	338	152	2002-07-26	22 :45
812	120	e^-	304.9	152	2002-07-24	21 :42
813	120	e^-	304.9	152	2002-07-24	22 :02
814	120	e^-	304.9	152	2002-07-24	22 :38
815	120	e^-	304.9	152	2002-07-24	23 :04
705	120	p	302	152	2002-07-21	21 :30
706	120	p	302	152	2002-07-21	21 :56

Tab. 6.4: Ensemble des runs piédestaux e^- utilisés pour effectuer la comparaison données/MC.

Run	Energie (GeV)	Particule	x	y	Date	Heure
754	10	e^-	283.8	125	2002-07-22	16 :39
780	20	e^-	302	143	2002-07-23	05 :28
794	6	e^-	302	152	2002-07-23	14 :39
805	3	e^-	302	152	2002-07-24	04 :42
811	120	e^-	304.9	143.2	2002-07-24	21 :35
971	80	e^-	338	116	2002-07-26	23 :41
976	50	e^-	302	152	2002-07-27	01 :02
990	30	e^-	329	152	2002-07-27	08 :07
708	120	p	302	152	2002-07-21	22 :52

6.5.1 Données

Le tableau 6.3 montre l'ensemble des données physiques utilisées pour effectuer la comparaison données/MC. Contrairement aux runs utilisés précédemment, ici le faisceau n'a pas toujours le même point d'entrée.

Le tableau 6.4 donne la liste des données piédestales utilisées.

6.5.2 Sélections sur les données

Notre procédure d'analyse est similaire à celle utilisée précédemment :

- Soustraction du piédestal. La soustraction est obtenue par

$$ADCC_{sub}^j(i) = ADCC^j(i) - \langle Ped \rangle^j,$$

où j représente le canal (le pixel) et i le numéro de l'événement ;

- Interétalonnage et correction pour la longueur d'atténuation ;
- Utilisation des données haut gain si le signal vaut moins de 1750 canaux d'ADC et du signal bas gain multiplié par 36 sinon. Ceci sert à corriger la double pente du rapport des gains (cf. Fig. 6.3 et Sec. 6.2) ;

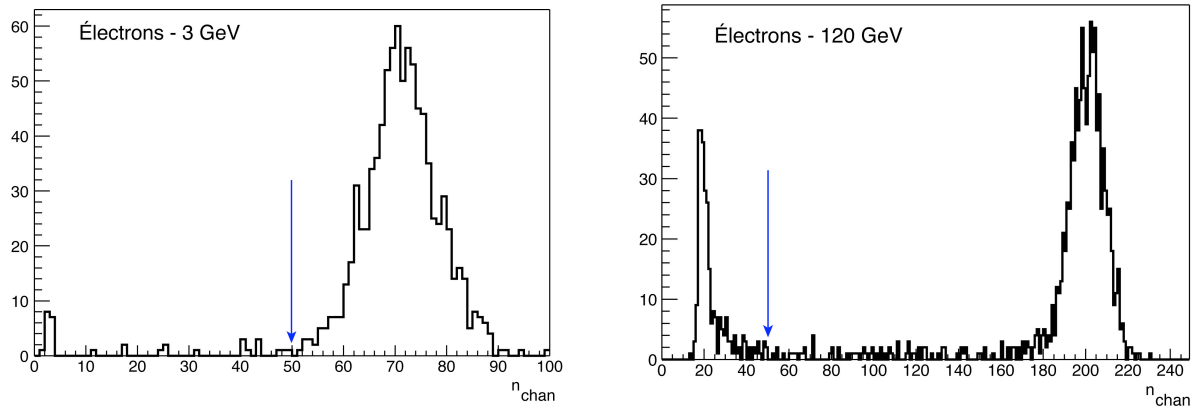


Fig. 6.19: Distributions de la variables n_{chan} pour des électrons de 3 GeV et de 120 GeV. La coupure appliquée est la même pour toutes les énergies : $n_{chan} > 50$. Elle est indiquée par les flèches bleues.

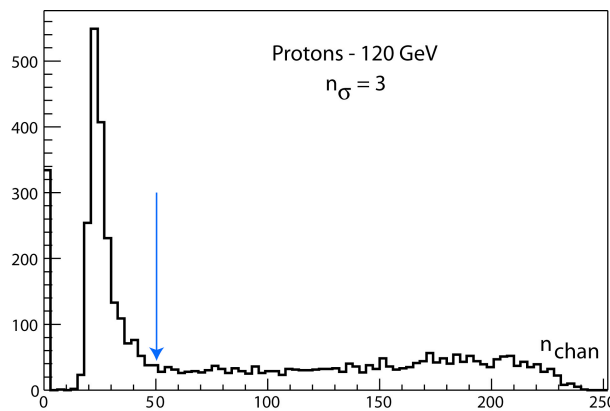


Fig. 6.20: Distribution de la variables n_{chan} pour des protons de 120 GeV. La coupure appliquée est indiquée par une flèche bleue.

- Utilisation du compteur Čerenkov pour sélectionner les particules ;
- Sélection des n_{chan} canaux actifs, c'est-à-dire ceux pour lesquels le signal est au dessus du niveau de bruit d'un certain facteur : $ADCC_{sub}^j(i) > 3 \sigma_{ped}$;
- Sélection des événements physiques par une coupure sur n_{chan} : on sélectionne les interactions électromagnétiques pour les électrons et les événements hadroniques pour les protons ;
- L'énergie totale déposée est obtenue en sommant les signaux des canaux sélectionnés pour tout le calorimètre.

Les données pour les électrons permettent d'utiliser la même coupure à toutes les énergies. La figure 6.19 montre les distributions de n_{chan} pour des électrons à 3 GeV et à 120 GeV. Il est possible d'effectuer la même coupure quelque soit l'énergie des électrons. Comme le montre la figure, nous avons choisi la coupure $n_{chan} > 50$. Pour ce qui est des protons, nous sélectionnons le signal hadronique en effectant la même coupure : $n_{chan} > 50$ (cf. Fig. 6.20).

Le tableau 6.5 donne l'efficacité des coupures pour les différentes énergies. On a indiqué également le nombre d'événements simulés pour la comparaison données/MC. L'efficacité des coupures diminue lorsque les énergies augmentent. Cela est dû au fait que plus le faisceau est énergétique, plus il est contaminé.

Tab. 6.5: Efficacité des coupures dans le cas des électrons pour différentes énergies. Le nombre d'événements simulés est aussi indiqué.

Energie (GeV)	Avant coupure (données)	Après coupure (données)	Efficacité	Nombre d'événements MC
3	2021	890	44%	14409
6	20000	15034	75%	11340
10	20000	10047	50%	9692
20	20000	4350	22%	-
30	10000	5616	56%	7057
50	20000	4310	21%	3882
80	20000	1667	8%	-
120	40000	1099	3%	4817

6.5.3 Détermination de la constante de calibration

La simulation MC donne tous les dépôts d'énergie exprimés en unité d'énergie et non pas en canaux d'ADC. Pour pouvoir effectuer les comparaisons, nous avons dû nous aussi passer des ADCC aux MeV, en déterminant la constante de calibration absolue du calorimètre.

Pour déterminer cette constante, nous avons tracé l'énergie reconstruite (en canaux d'ADC) en fonction de l'énergie du faisceau (cf. Fig. 6.21 à gauche) pour des énergies comprises entre 3 et 20 GeV, c'est-à-dire dans une gamme d'énergie où les fuites longitudinales sont négligeables. La pente de la droite fittée nous donne la valeur de la constante de calibration. Dans notre cas, cette constante est telle que :

$$1 \text{ canal ADC (haut gain)} = 0.89 \pm 0.04 \text{ MeV.} \quad (6.7)$$

Cette valeur est en très bon accord avec la valeur trouvée pour les mêmes faisceaux tests mais avec une analyse différente dans [94].

La figure 6.21 à droite montre la droite obtenue avec la constante de calibration ci-dessus, avec l'ensemble des données électrons. À haute énergie (> 50 GeV), le calorimètre ne contient plus entièrement les gerbes électromagnétiques. On parle de fuite longitudinale ou en anglais de *leakage*.

6.5.4 Comparaison données/MC pour l'énergie totale déposée

Électrons

La figure 6.22 de la page 113 montre pour des énergies de 3, 6, 10, 30, 50 et 120 GeV les énergies déposées dans le calorimètre dans le cas du test sur faisceau (courbes en noir) et dans le cas de la simulation MC (courbes en rouge). Les histogrammes sont tous normalisés au même nombre d'événements. Les moyennes des distributions sont indiquées près des courbes.

De manière générale, l'accord entre la simulation et les données est moyen. Les distributions permettent de remarquer que le *leakage* dans la simulation est un peu plus faible que celui trouvé pour le test faisceau. On a en effet un *leakage* d'environ 4% pour le test et de 3% pour le *Monte Carlo* à 120 GeV.

Cette tendance est confirmée par les graphiques de la figure 6.23. Cette figure montre l'évolution du rapport de l'énergie déposée dans la dernière couche du calorimètre avec l'énergie de départ (énergie du faisceau ou énergie reconstruite) en fonction de l'énergie du faisceau. L'énergie déposée dans la dernière couche est plus importante pour la simulation (points rouges) que pour le test (points noirs).

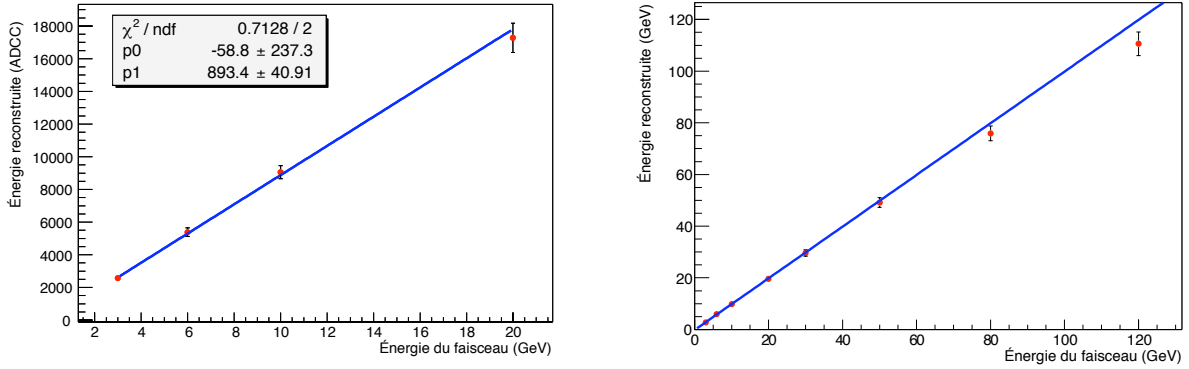


Fig. 6.21: Détermination de la constante de calibration. À gauche, l'ajustement des quatre premières énergies utilisé pour déterminer la constante de calibration. À droite, la droite ajustée avec les points pour toutes les énergies.

Ici, aucune correction des fuites longitudinales n'est appliquée mais nous allons tout de même décrire brièvement la procédure qui pourrait être appliquée dans ce but, et qui est d'ores et déjà mise en œuvre dans le programme de reconstruction officiel [95]. La correction se fait à partir de l'énergie déposée dans la dernière couche E_{18} . L'énergie totale de la gerbe est écrite de la manière suivante :

$$E_{rec} = \frac{E_{mes}}{c - a \frac{E_{18}}{E_{mes}}} \quad (6.8)$$

où E_{rec} est l'énergie reconstruite et E_{mes} l'énergie mesurée. La correction passe donc par une phase consistant à déterminer les paramètres c et a en étudiant les données des tests d'étalonnage à plusieurs énergies.

Protons

En sélectionnant le signal hadronique pour les runs protons 705 et 706 et après soustraction du niveau de bruit obtenu avec le fichier piédestal 708, nous avons déterminé l'énergie totale déposée dans le calorimètre par les protons de 120 GeV. La figure 6.24 montre la distribution de l'énergie totale déposée. La courbe noire représente les données et la courbe rouge le résultat de la simulation MC. Les histogrammes sont normalisés au même nombre d'événements. On constate un très bon accord entre les données et la simulation.

6.5.5 Comparaison données/MC pour les profils de gerbe

On appelle profil de gerbe l'évolution de l'énergie déposée dans le calorimètre en fonction de la distance parcourue dans celui-ci. Dans cette section, nous allons donc étudier le dépôt d'énergie pour chaque couche et nous allons comparer les données avec la simulation pour chacune des dix-huit couches du calorimètre.

Électrons

Les électrons interagissent pour donner des gerbes électromagnétiques. Dans ce cas, le profil de gerbe peut être paramétrisé par l'équation suivante :

$$\frac{d(E/E_0)}{d(bz/X_0)} = \frac{1}{c} \left[\exp\left(\frac{-b(z-z_0)}{X_0}\right) (b(z-z_0))^{a-1} \right] \quad (6.9)$$

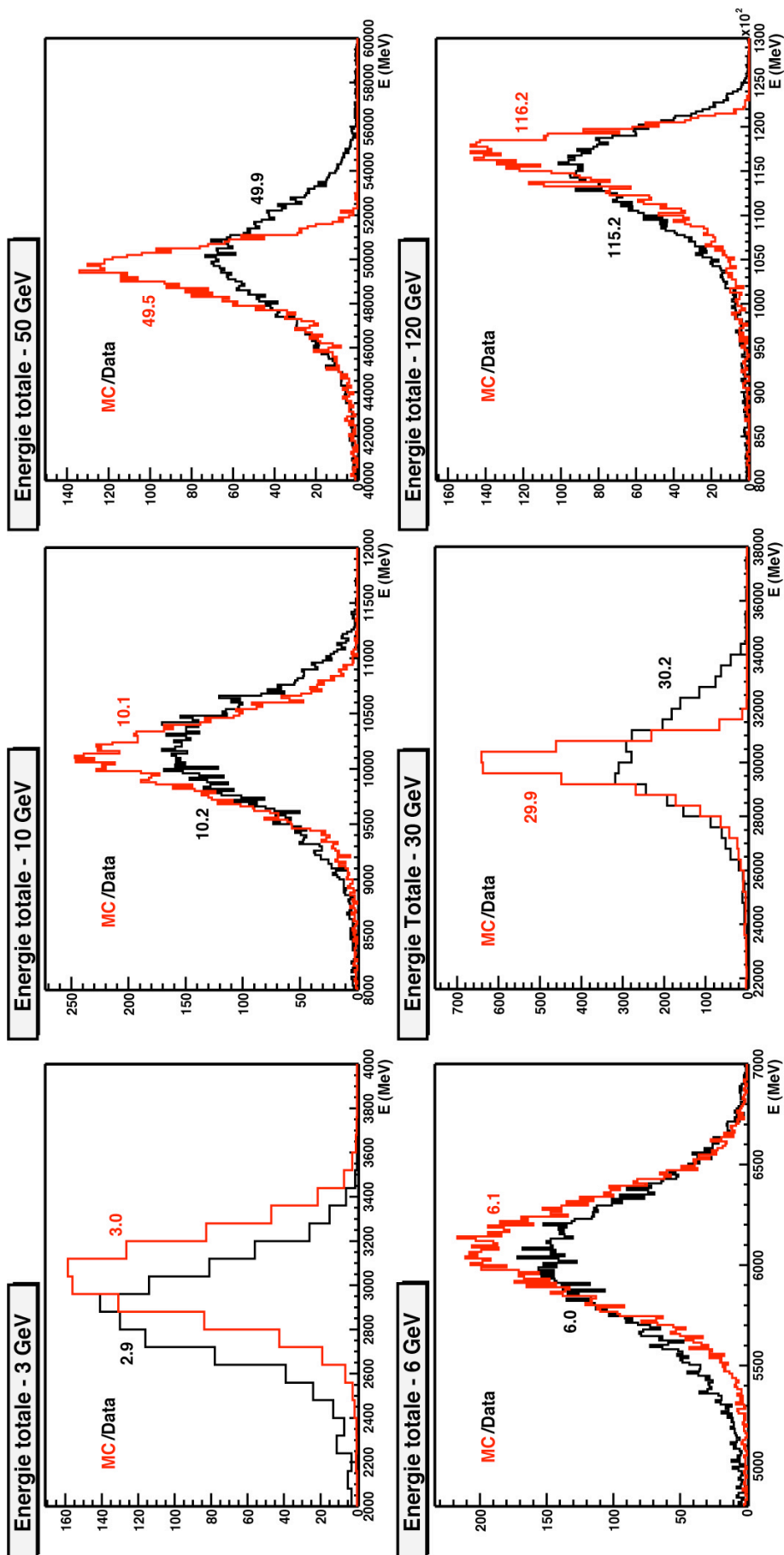


Fig. 6.22: Comparaison entre les données électrons du test faisceau et les résultats de la simulation MC pour l'énergie totale déposée. En noir, les données du test. En rouge, les résultats de la simulation *Monte Carlo*. Les moyennes des distributions sont indiquées près des courbes.

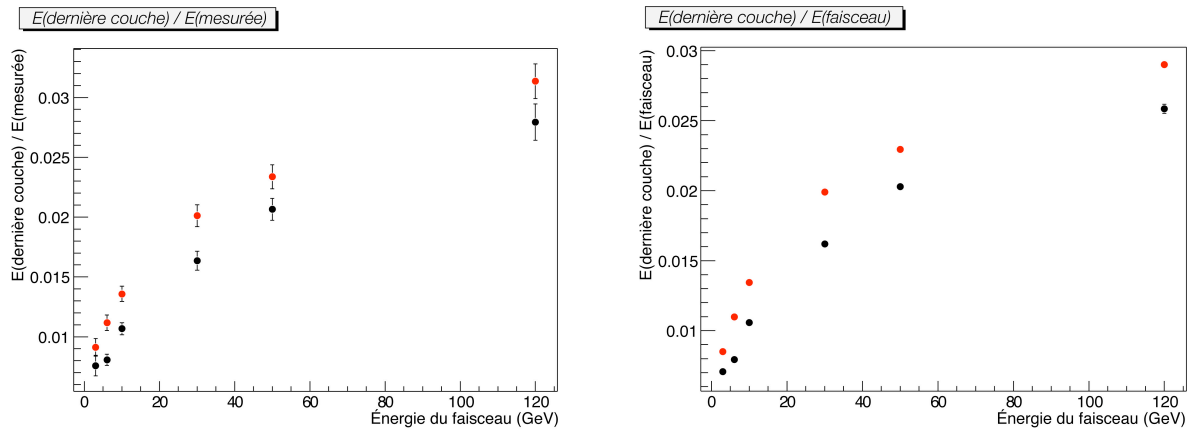


Fig. 6.23: Évaluation du leakage dans la dernière couche du calorimètre. À gauche, en considérant l'énergie mesurée (réelle) et à droite, l'énergie du faisceau. Les points en rouge correspondent à la simulation MC et les points en noirs aux données du test.

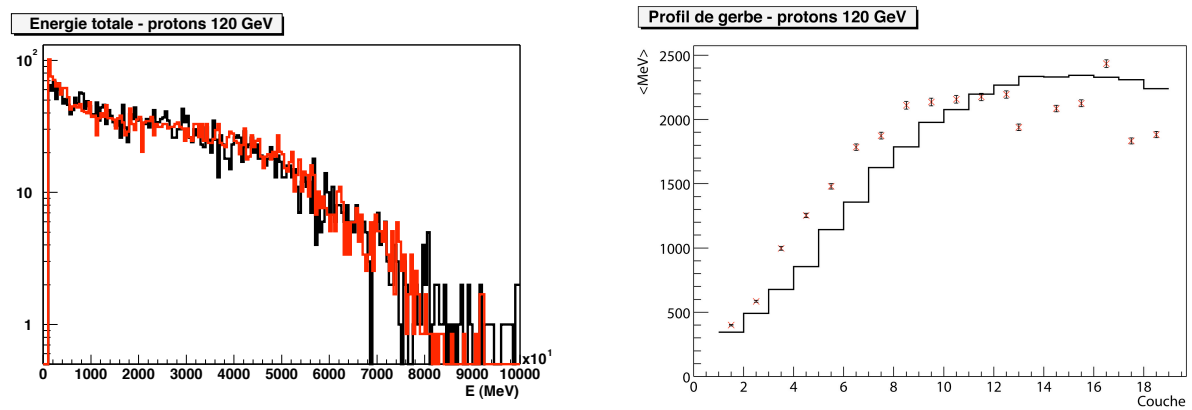


Fig. 6.24: Comparaison données/MC pour l'énergie totale déposée par des protons à 120 GeV.

Fig. 6.25: Comparaison données/MC pour le profil de gerbe avec des protons à 120 GeV.

où X_0 est la longueur de radiation et où z représente la profondeur dans le calorimètre. Pour nous, a , b , c , z_0 et X_0 sont des paramètres libres que nous allons déterminer par un ajustement. Nous ne nous intéresserons pas ici aux valeurs de ces paramètres. Pour indication, la valeur de X_0 déterminée pour ces tests faisceau est de 10.17 ± 0.13 mm [94].

La figure 6.26 montre les profils de gerbe pour les électrons de 3, 6, 10, 30, 50 et 120 GeV. On remarque que quelque soit l'énergie du faisceau, les dépôts d'énergie sont plus grands dans le test que dans la simulation avant le maximum de la gerbe. Après le maximum, les dépôts d'énergie sont plus grands dans la simulation que dans les tests. Ceci peut être dû au fait que la quantité de matière située devant le calorimètre est légèrement plus petite dans la simulation que dans les tests.

D'autre part, on voit que pour la majorité des couches, l'accord des données avec la loi de l'équation 6.9 est bon. Pourtant, pour certaines couches il y a des différences plus importantes. Comme les différences semblent s'accroître lorsque l'énergie augmente, ceci est peut-être dû aux pixels morts ou défectueux.

Les figures 6.27 et 6.28 des pages 116 et 117 montrent les dépôts d'énergie dans toutes les couches.

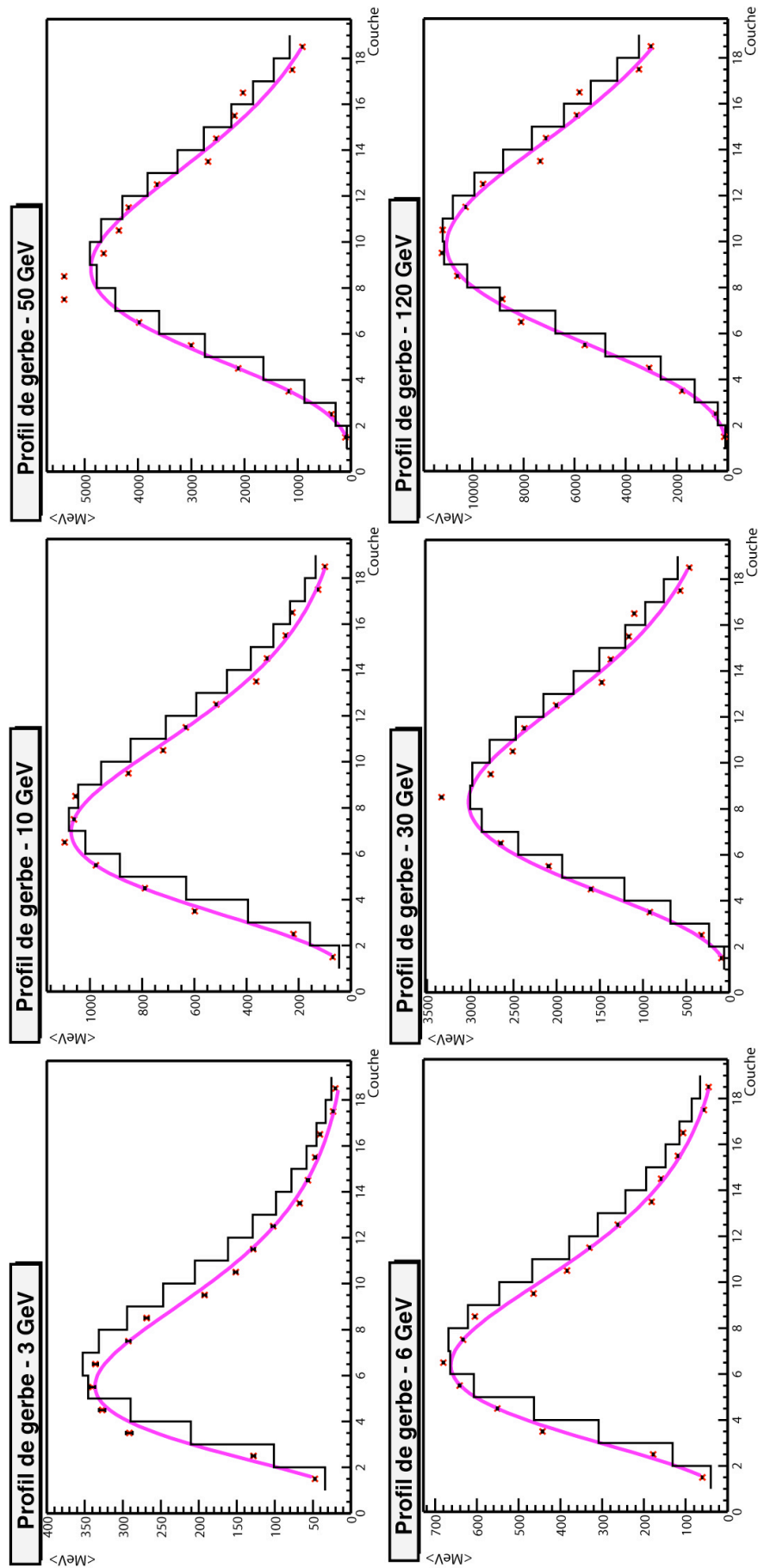


Fig. 6.26: Comparaison entre les données électrons du test faisceau et les résultats de la simulation MC pour les profils de gerbe. Les points rouges représentent les données. Ces points sont ajustés avec la fonction définie par l'équation 6.9. En noir, les profils du MC.

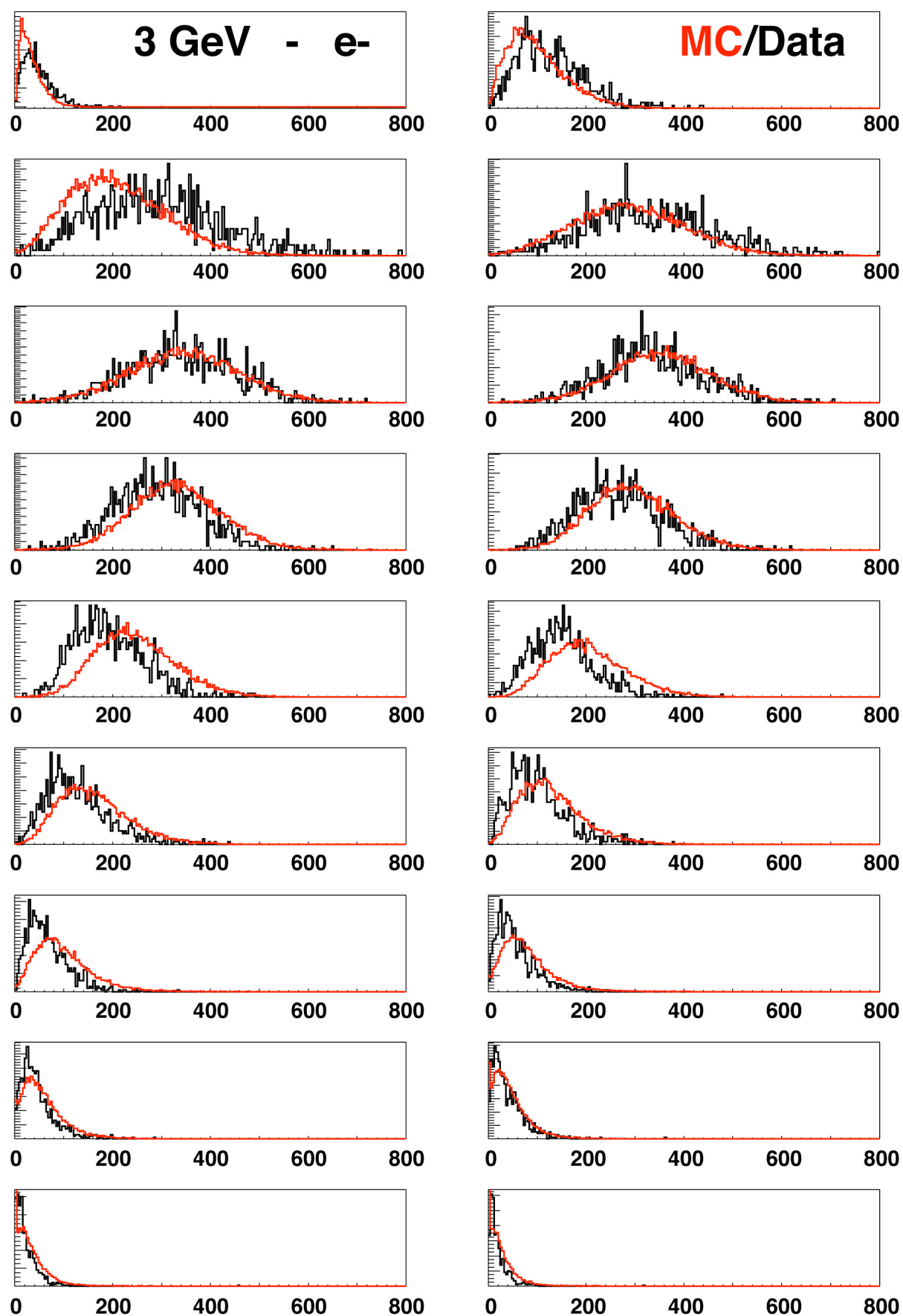


Fig. 6.27: Énergie déposée (en MeV) dans chaque couche par des électrons de 3 GeV. Comparaison avec la simulation (en rouge). La première couche est en haut à gauche et la dix-huitième en bas à droite.

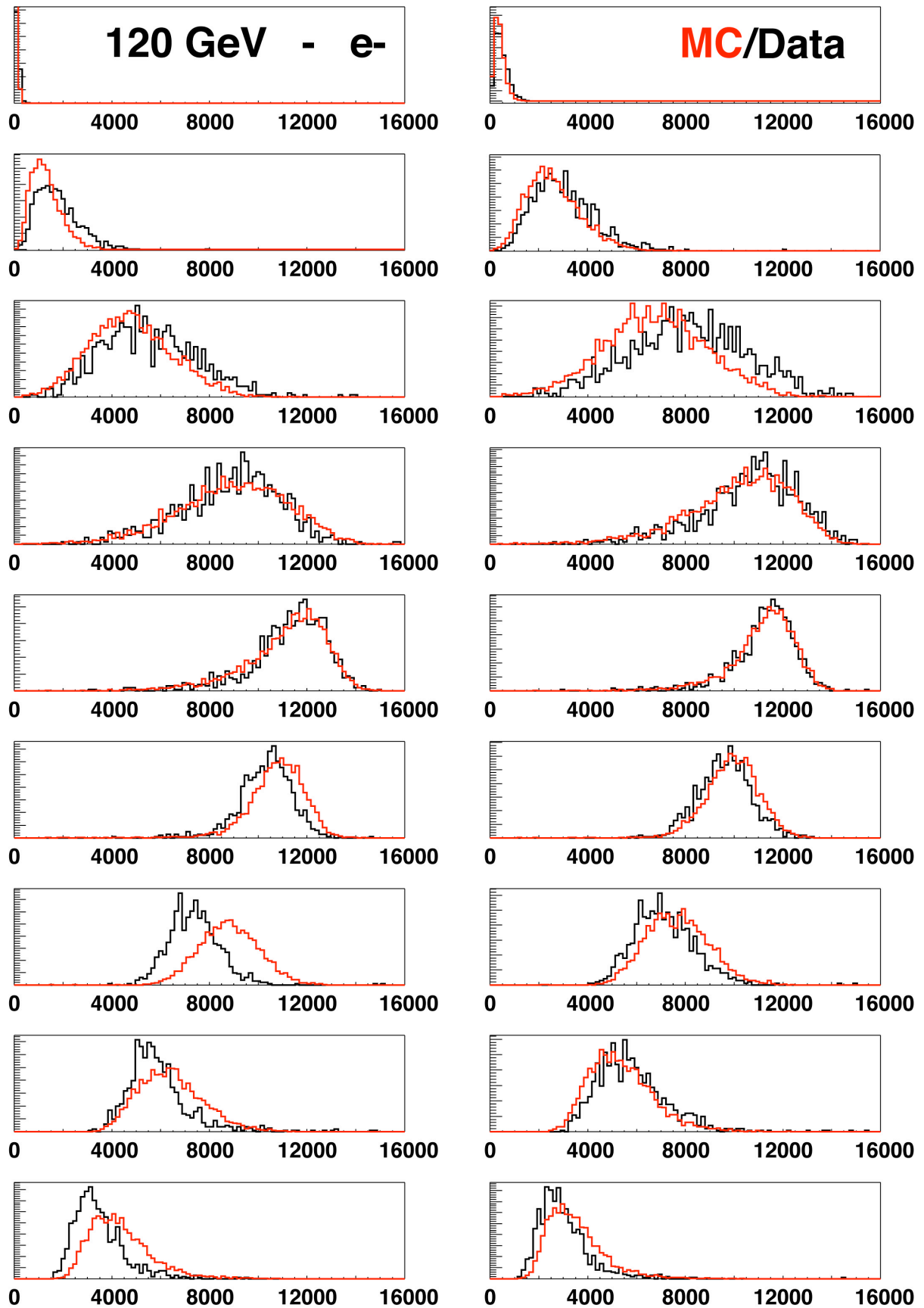


Fig. 6.28: Énergie déposée (en MeV) dans chaque couche par des électrons de 120 GeV. Comparaison avec la simulation (en rouge). La première couche est en haut à gauche et la dix-huitième en bas à droite.

Protons

La figure 6.25 montre le profil de gerbe pour les protons à 120 GeV. En dessous de la 12^e couche, les points représentant les données sont au dessus de l'histogramme représentant les résultats de la simulation. Après la 12^e couche, le dépôt d'énergie est plus faible dans les tests que dans la simulation.

Enfin, la figure 6.29 montre les dépôts d'énergie dans chaque couche.

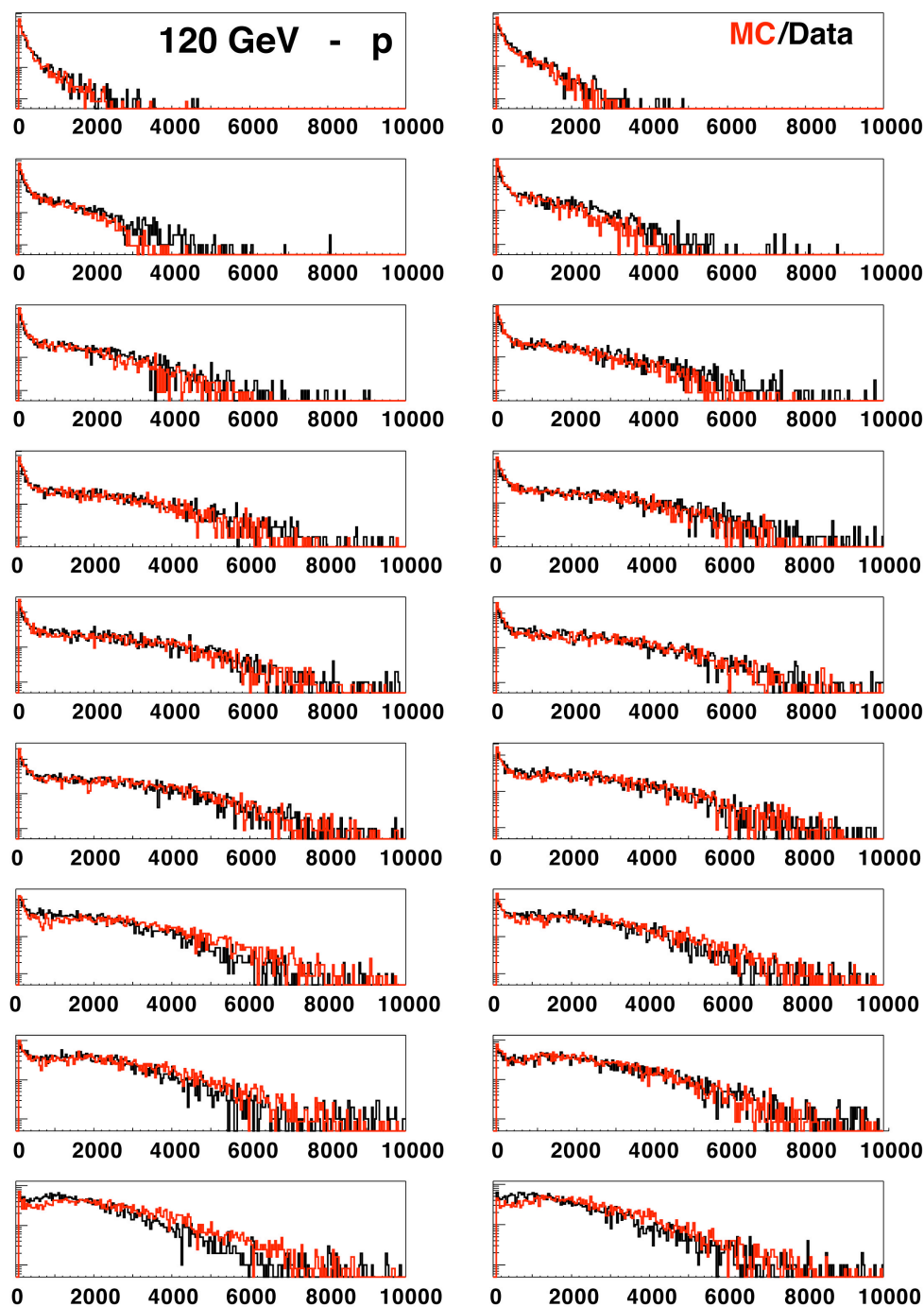


Fig. 6.29: Énergie déposée (en keV) dans chaque couche par des protons de 120 GeV. Comparaison avec la simulation (en rouge).

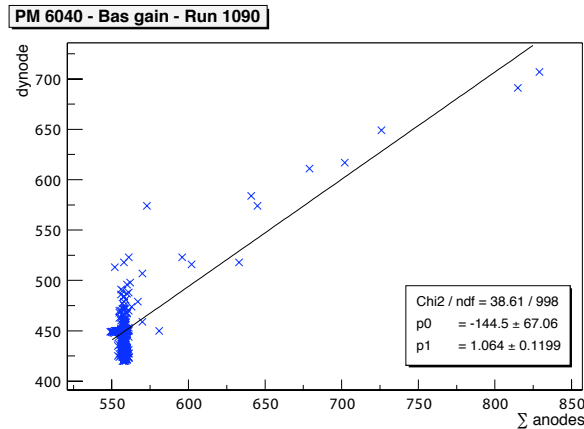


Fig. 6.30: Signal de dynode en fonction de la somme des quatre anodes, pour le PM 6040.

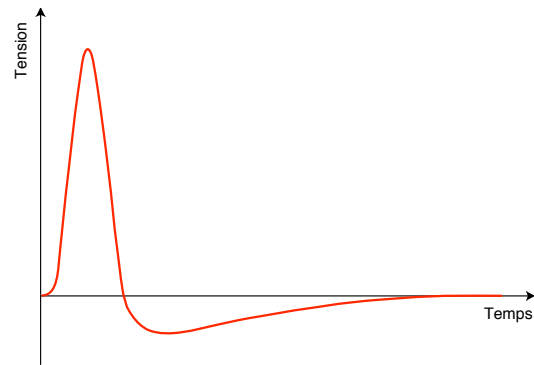


Fig. 6.31: Forme présumée du signal de dynode permettant d'expliquer l'aspect du graphique de la figure 6.30.

6.6 Correction des pixels défectueux avec le signal de dynode

6.6.1 Étude du signal de dynode

Dans la section 6.4.1, nous avons vu l'évolution du piédestal au cours du temps pour un run (cf. Fig. 6.9). Comme nous l'avons dit, le faisceau a une influence certaine sur le niveau du piédestal mais ce qui frappe en plus pour le signal de dynode, c'est que pour certains événements, le dépôt d'énergie est inférieur au niveau du piédestal sans faisceau. La figure 6.30 montre la corrélation entre le signal de dynode et la somme des signaux des quatre anodes pour le PM 6040.

La corrélation entre ces deux grandeurs, soulignée par la droite noire du graphique, provient de la multiplication des électrons sur la dernière dynode. Toutefois, on voit qu'il existe des événements pour lesquels le signal de dynode présente une dispersion alors que les signaux d'anode n'en présentent pas. En fait, tout se passe comme si le signal de dynode était négatif pendant un certain temps après le pic de tension (effet d'*undershoot*). Le graphique de la figure 6.31 montre à quoi pourrait ressembler un tel signal. Il pourrait être dû à un couplage capacitif mal ajusté dans l'électronique utilisée pour le test.

6.6.2 Correction

Dans la section 6.5, nous avons effectué des comparaisons entre les énergies déposées dans chaque couche du calorimètre et les résultats de la simulation *Monte Carlo*. Lorsqu'on étudie de près les profils de gerbe, on remarque que dans certains cas, l'énergie reconstruite est assez différente de l'énergie prédite par la simulation. Cela peut-être dû à un interétalonnage peu précis ou bien au fait que certains pixels de certains photomultiplicateurs sont défectueux.

Nous avons donc mis au point une méthode simple pour corriger les effets des pixels présentant des défauts de fonctionnement en utilisant le signal de la dernière dynode, qui faisait partie des données sauvegardées pendant le test faisceau. Pour réaliser cette correction,

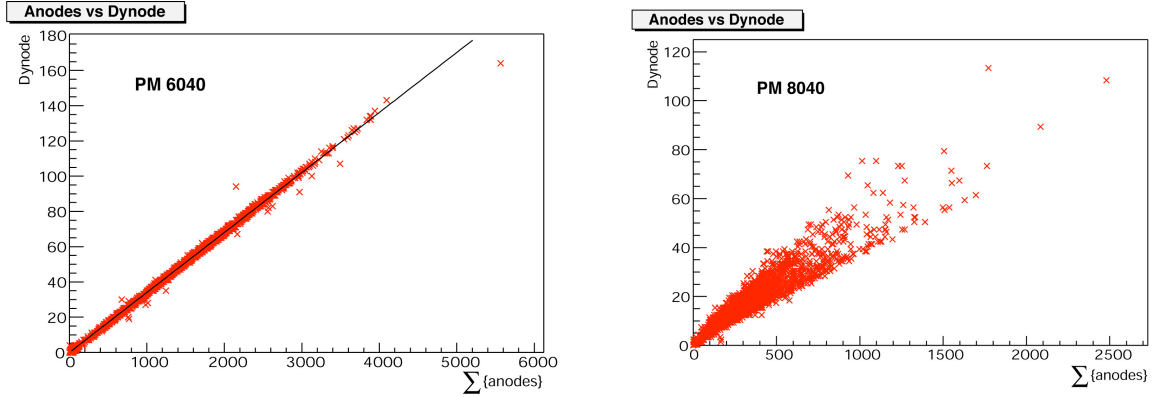


Fig. 6.32: Énergie déposée dans la dernière dynode en fonction de l'énergie déposée dans les anodes. À gauche pour le PM 6040, qui fonctionne correctement. La droite ajustée permet de déterminer la valeur de la constante K de l'équation 6.10. À gauche, pour le PM 8040 défectueux.

Tab. 6.6: Les valeurs de A déterminées par ajustement pour le PM 3050 et pour différentes énergies. Les erreurs sur A sont négligeables du fait du grand nombre de points utilisés pour les ajustements.

Energie (GeV)	A
3	0.03381
6	0.03461
10	0.03455
20	0.03406
30	0.03461
50	0.03373
80	0.03335
120	0.03297

on part d'un photomultiplicateur sain et on détermine A dans la formule suivante :

$$E_{dynode} = A \sum_{i=1}^4 E_{pixel_i} \quad (6.10)$$

où E_{pixel_i} est l'énergie déposée dans le pixel i . Notons que pour trouver A , on part des données brutes : aucune correction ou coupure n'est appliquée.

La figure 6.32 montre l'évolution du signal de dynode en fonction de la somme des signaux d'anode pour un PM sain et pour un PM défectueux. On constate parfaitement bien la différence entre les deux situations : pour le PM 6040, la relation $E_{dynode} = f(\sum E_{pixels})$ est bien linéaire alors que ce n'est pas le cas pour le PM 8040.

Nous avons déterminé la valeur de A pour différentes énergies. Les valeurs sont reportées dans le tableau 6.6 et représentées graphiquement par la figure 6.33. A diminue légèrement lorsque l'énergie augmente.

Dans la suite, nous avons appliqué la correction suivante :

$$E_{pixel_4} = \frac{E_{dynode}}{A} - \sum_{i=1}^3 E_{pixel_i} \quad (6.11)$$

Ici, nous avons pris l'exemple où c'est le pixel numéro 4 qui est défectueux.

La figure 6.34 montre le résultat de la correction pour l'énergie déposée dans la couche 15 à 10 GeV (à gauche) et à 120 GeV (à droite). L'énergie déposée est obtenue par la même

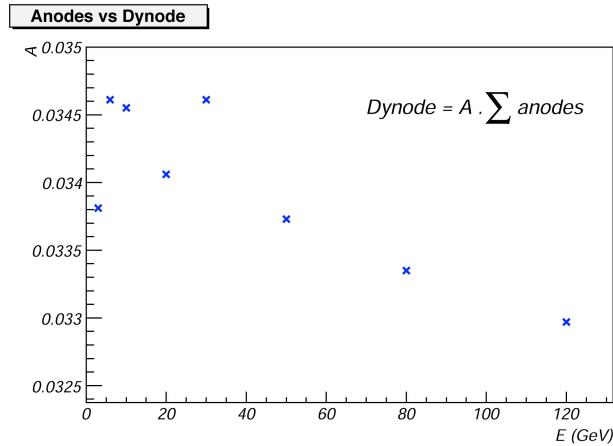


Fig. 6.33: Variations de A en fonction de l'énergie.

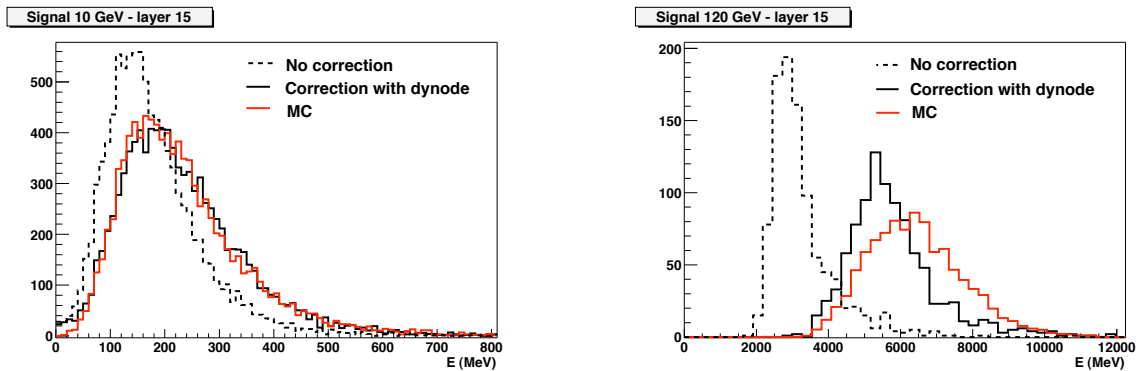


Fig. 6.34: Énergie déposée dans la couche 15. Effet de la correction avec la dernière dynode. À gauche, pour une énergie de 10 GeV, à droite, pour une énergie de 120 GeV.

procédure que celle décrite à la section 6.5. À 10 GeV, la correction pour le PM 8040 est très efficace. Elle le reste jusqu'à environ 50 GeV. À 120 GeV, la correction s'avère insuffisante mais cela pourrait provenir encore une fois d'un manque de qualité de l'interétalonnage avec les muons.

6.7 Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons étudié deux aspects concernant la stabilité du calorimètre et de l'électronique d'acquisition au cours des deux semaines de tests.

Nous avons vu que ni les piédestaux, ni le niveau du MIP ne sont restés stables pendant les tests. Le niveau du piédestal a changé, et plusieurs raisons pourraient l'expliquer :

- coupure des alimentations, stabilité de ces alimentations ;
- problème de mise à la masse ;
- pollution par les événements physiques du faisceau.

La question du choix du niveau du piédestal à soustraire a donc été un problème permanent pour toutes les analyses des données du test.

Le niveau du MIP, qui devrait être identique pour les protons et les antiprotons à 120 GeV a lui aussi changé au cours du temps. Le manque de stabilité des piédestaux n'est pas suffisante

pour expliquer l'instabilité du MIP mais les raisons qui s'appliquent au piédestal pourraient s'appliquer aussi au MIP :

- stabilité de l'électronique ;
- problème de mise à la masse.

En ce qui concerne la comparaison entre les données du test et les résultats de la simulation, nous avons trouvé un bon accord général, mais en analysant les résultats en détail, on remarque des divergences. Les différences qui apparaissent au niveau des couches proviennent certainement en partie des pixels morts ou défectueux. Il est aussi possible que les paramètres de la simulation ne soient pas précisément ajustés par rapport aux caractéristiques réelles du calorimètre testé.

Pourtant, il est plus vraisemblable que la phase d'interétalonnage des pixels entre eux soit aussi à mettre en cause. En effet, un problème majeur de ces tests sur faisceau a été de trouver une méthode correcte d'interétalonnage. Les coefficients d'interétalonnage que nous avons utilisés, obtenus avec les runs muons, se sont finalement révélés insuffisants. Il a été montré que les écarts entre la simulation et les données pouvaient être corrigés en employant une autre technique d'interétalonnage avec des runs électrons à 50 GeV [94].

Il faut encore noter que d'autres tests sur faisceau en 2004 ont permis de finaliser l'électronique *front-end* et la partie analogique du trigger du calorimètre. Tous les problèmes d'électronique rencontrés pendant les tests de 2002 ont pu être corrigés.

En 2006, de nouveaux tests sur faisceau permettront de valider le modèle de vol du calorimètre et l'électronique finale.

Chapitre 7

Une simulation rapide pour AMS-02 : prédictions des flux de gamma pour les sources astrophysiques et la matière noire

7.1 Introduction

Pour établir des prédictions des flux de gamma provenant des sources et de l'émission diffuse, nous avons conçu et réalisé un programme de simulation rapide. Un simulateur rapide est un outil très utile qui permet d'évaluer les performances d'un instrument sans pour autant nécessiter d'importantes ressources informatiques. La différence par rapport à la simulation complète (Monte Carlo) au moyen de GEANT [96] consiste en l'utilisation des paramétrisations des acceptances et résolutions, sans tenir compte de toutes les interactions des particules dans le détecteur.

De nombreuses expériences actuelles ou futures disposent d'un tel outil de simulation (voir par exemple la référence [97] concernant une simulation rapide de GLAST [98]).

Au début de ce travail de thèse, la collaboration AMS avait une simulation rapide dédiée aux gamma [99], mais l'acceptance était paramétrisée de manière approchée.

Nous avons donc récrit le simulateur en nous inspirant du programme existant, mais en utilisant une architecture orientée objet et en tirant parti des fonctionnalités de l'environnement ROOT [100] comme par exemple les routines d'intégration numérique. Nous avons aussi utilisé une paramétrisation de l'acceptance plus précise.

Nous sommes passés par une phase d'analyse pendant laquelle se sont dégagés les différents éléments à représenter :

L'orbite : comme AMS sera sur l'ISS en orbite autour de la Terre, il ne pointera pas vers toutes les parties du ciel pendant des durées égales. Il faut donc simuler l'orbite pour pouvoir évaluer le temps d'observation pour chaque source.

La source : en plus de sa position dans le ciel, il faut aussi connaître les propriétés de

l'émission γ de la source, c'est à dire son spectre. Le spectre peut être modélisé, ou bien venir des mesures ultérieures.

Le détecteur : il est nécessaire de disposer d'une paramétrisation de l'acceptance et des résolutions du détecteur dont on veut évaluer la réponse.

Nous avons apporté un soin particulier au développement du programme C++ pour qu'il soit à la fois flexible et facile d'utilisation. Ainsi, le simulateur présenté ici pourrait très bien être utilisé pour n'importe quelle expérience gamma sur satellite. De plus, il permet de traiter un nombre quelconque de détecteurs et de sources. Nous décrivons quelques aspects techniques concernant le simulateur dans l'annexe B.

Dans ce chapitre, nous commençons par décrire la manière dont sont implémentés l'orbite, les détecteurs et les sources dans le simulateur rapide d'AMS-02 dédié aux photons gamma, appelé AMSFS (pour *AMS Fast Simulator*).

Dans un second temps, nous donnerons les nouvelles prédictions obtenues pour différentes sources gamma ainsi que pour les fonds gamma diffus galactiques et extragalactiques. Comme nous ne considérerons que des sources gamma ponctuelles et compte tenu du facteur de suppression d'AMS pour les hadrons (environ 10^5 - 10^6), le fond hadronique sera négligé.

7.2 Méthode

7.2.1 Simuler l'orbite de l'ISS

Des données précises sur l'orbite de la Station Spatiale sont régulièrement diffusées et mises à jour sur Internet [102]. Ces informations sont en fait les éléments képlériens de l'orbite : excentricité, anomalie moyenne, inclinaison, argument du périégée, etc.

À partir de ces paramètres, on peut calculer la position de la station pour un temps t donné. Connaissant l'emplacement où AMS sera installé sur la station et son orientation, il est possible de déduire les coordonnées pointées par le détecteur. AMS pointe en permanence vers le ciel (Fig. 7.1) et est incliné de 12° par rapport à la verticale pour éviter d'avoir une partie de panneau solaire dans son champ de vue.

Le simulateur rapide utilise des cartes d'expositions en coordonnées galactiques pour représenter l'orbite [103]. Ces cartes sont élaborées pour une certaine durée passée en orbite et donnent le temps passé par AMS à pointer une direction précise du ciel. Nous exprimerons l'exposition en secondes par an.

Dans le cadre du AMSFS, nous utilisons plusieurs cartes d'exposition, pour différents intervalles d'angles d'incidence, pour pouvoir prendre en compte la variation de l'acceptance avec l'angle. L'angle d'incidence est mesuré par rapport à la verticale, comme le montre la figure 7.2. Les intervalles sont choisis de manière à ce qu'ils aient la même largeur en cosinus :

$$|\cos(\theta_1) - \cos(\theta_2)| \equiv |\psi_1 - \psi_2| = 0.03. \quad (7.1)$$

Chaque carte est en fait un histogramme à deux dimensions, dont les cellules mesurent 2° sur 2° . La figure 7.3 montre la carte d'exposition obtenue pour des angles d'incidence compris entre 180° et 134° , pour une période de précession¹ de l'orbite de l'ISS. Pour constituer ces cartes, on calcule la position de la station pour chaque pas en temps, on déduit les coordonnées de pointé d'AMS, et on incrémente les bins des différentes cartes aux différents angles d'incidence.

¹L'orbite de la station effectue 5,3 précessions par an.



Fig. 7.1: La Station spatiale tourne de manière à présenter toujours la même face vers l'espace. AMS est du côté opposé à la Terre et pointe en permanence vers l'espace. Image J. Bolmont.

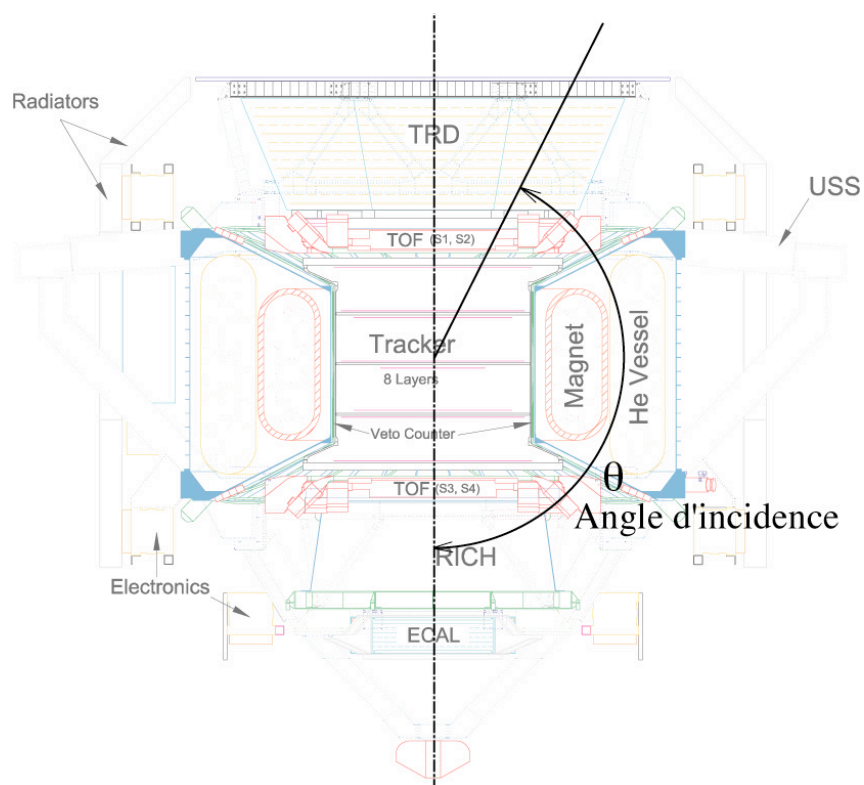


Fig. 7.2: Définition de l'angle d'incidence.

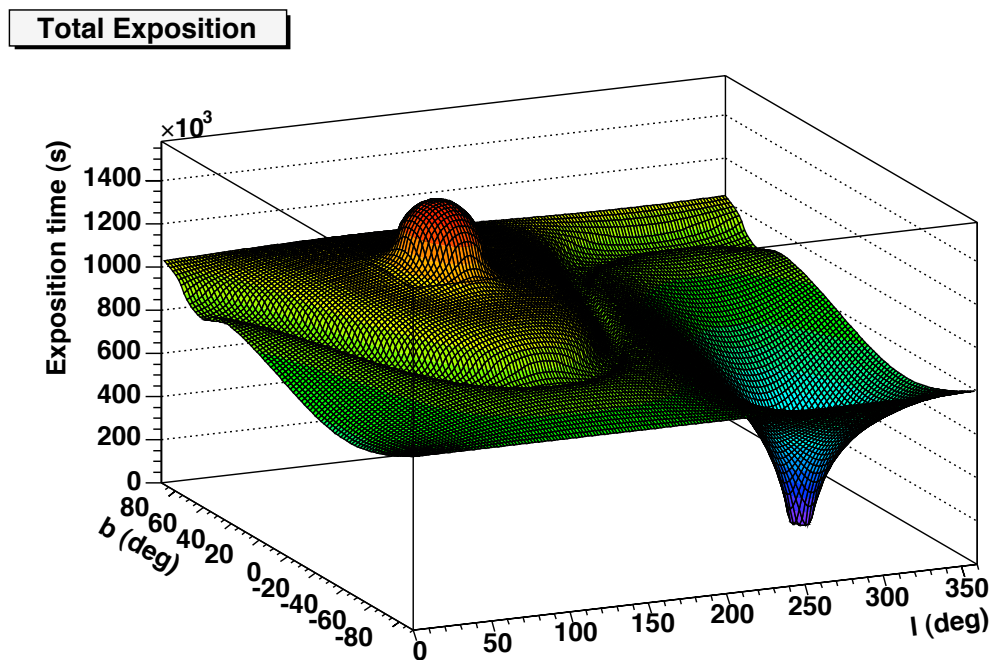


Fig. 7.3: La carte d'exposition obtenue pour les dix intervalles d'angle d'incidence et pour une période de précession. Pour l'ISS, il y a 5,3 périodes de précession par an. l représente la longitude galactique et b la latitude galactique.

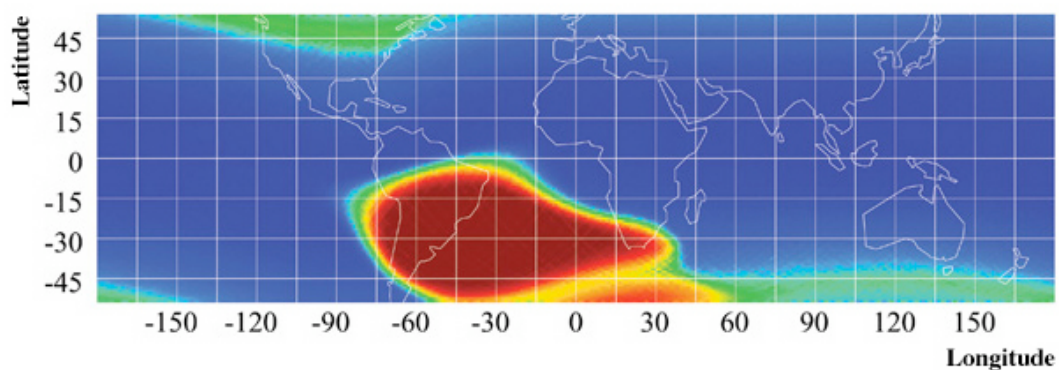


Fig. 7.4: L'anomalie Sud-Atlantique (zone en rouge) vue par le satellite ROSAT [101].

Tab. 7.1: Valeur des temps d'exposition pour les dix intervalles d'angle d'incidence et pour trois sources. Les deux lignes du bas donnent les temps d'exposition pendant lesquels la source se trouve dans le champ de vue d'ECAL ($180^\circ - 152^\circ$) et du STD ($180^\circ - 134^\circ$). Les valeurs sont exprimées en secondes par an.

	Intervalle d'angle d'incidence	Centre Galactique	Crabe	Vela
	$180^\circ - 166^\circ$	697215	431685	455217
	$166^\circ - 160^\circ$	503871	460305	415785
	$160^\circ - 155^\circ$	420555	460305	366654
	$155^\circ - 152^\circ$	390663	477318	339783
	$152^\circ - 148^\circ$	370470	491946	331038
	$148^\circ - 145^\circ$	371424	534876	334059
	$145^\circ - 142^\circ$	353139	554433	321975
	$142^\circ - 139^\circ$	347574	612309	321180
	$139^\circ - 136^\circ$	350436	713751	328971
	$136^\circ - 134^\circ$	350277	591321	325950
ECAL	$180^\circ - 152^\circ$	2012304	1829613	1577439
STD	$180^\circ - 134^\circ$	4155624	5328249	3540612

Notons ici que les cartes d'exposition sont constituées en ignorant le temps passé par AMS au dessus de l'Anomalie Sud-Atlantique (SAA de *South Atlantic Anomaly*) (cf. Fig. 7.4). La SAA est une région de l'Atlantique sud où la ceinture de radiation entourant la Terre descend à basse altitude (environ 250 km). Dans cette zone, de nombreuses particules (protons, électrons) peuvent faire déclencher les détecteurs de manière intempestive et on préfère souvent les désactiver.

Le tableau 7.1 montre les temps d'exposition dans les dix intervalles d'angle d'incidence que nous utilisons dans la simulation, pour le centre galactique ($l = 0^\circ$, $b = 0^\circ$), le Crabe ($l = 184.53^\circ$, $b = -5.84^\circ$) et Vela ($l = 263.52^\circ$, $b = -2.86^\circ$), pour un an de fonctionnement.

7.2.2 Flux d'une source

De manière générale, le flux différentiel d'une source étendue est le nombre de particules reçues par unité de temps et d'énergie, dans une surface dS et dans un angle solide $d\Omega$:

$$\Delta\mathcal{F} = \frac{d^4\mathcal{N}}{dt dE d\Omega dS}(E, \Omega). \quad (7.2)$$

Le flux différentiel s'exprime en $\text{m}^{-2}\text{sr}^{-1}\text{s}^{-1}\text{GeV}^{-1}$.

Par la suite, nous ne considérerons que des sources ponctuelles. Dans ce cas, l'angle solide n'intervient pas dans l'expression du flux :

$$\Delta\mathcal{F}^{\text{ponctuel}} = \frac{d^3\mathcal{N}}{dt dE dS}(E) \quad (7.3)$$

qui s'exprime alors en $\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}\text{GeV}^{-1}$.

En intégrant l'expression de la formule précédente sur l'énergie, on obtient ce que l'on appelle le flux intégré, qui est exprimé en $\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}$.

Le AMSFS permet de représenter le flux différentiel des sources ponctuelles de manière très générale par une fonction quelconque de l'énergie. Néanmoins, le cas d'un spectre en loi de puissance est géré par défaut :

$$\mathcal{F}(E) = \mathcal{F}_0 E^{-\alpha}. \quad (7.4)$$

7.2.3 Paramétrisation de l'acceptance et de la résolution angulaire

Pour calculer le nombre de photons détectés par un instrument, on doit connaître une grandeur rendant compte de son efficacité moyenne de détection. Nous verrons dans cette section une manière simple de définir cette grandeur, encore appelée *acceptance*. Ensuite, nous dirons comment est paramétrisée l'acceptance dans le AMSFS. Enfin, nous donnerons la paramétrisation de la résolution angulaire que nous utilisons pour les calculs des flux des fonds gamma.

Acceptance, surface effective

Dans la suite, nous allons donner l'expression du nombre de photons détectés par seconde et dans une bande d'énergie donnée à partir du flux d'une source, exprimé comme nous l'avons vu en $\text{cm}^{-2}\text{sr}^{-1}\text{s}^{-1}\text{GeV}^{-1}$ ou en $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{GeV}^{-1}$. Pour obtenir un nombre de photons, il faut convoluer le flux avec une grandeur ayant les dimensions d'une surface multipliée par un angle solide pour le premier cas et les dimensions d'une surface dans le deuxième cas.

C'est l'*acceptance* qui est exprimée en cm^2sr et la *surface effective* qui est exprimée en cm^2 .

Dans le cas du flux différentiel de la formule 7.2, Le nombre de photons détectés par unité de temps et d'énergie est donné par

$$\frac{d^2\mathcal{N}}{dt dE} = \int_{\Omega} \int_S \epsilon(E, S, \Omega) \frac{d^4\mathcal{N}}{dt dE d\Omega dS}(E, \Omega) dS d\Omega \quad (7.5)$$

Dans cette formule, la grandeur ϵ (qui est une efficacité) regroupe plusieurs aspects. Elle prend en compte l'efficacité de la détection (dans laquelle intervient la géométrie du détecteur), l'efficacité de la reconstruction des paramètres de la particule initiale et l'efficacité de l'analyse qui permet d'identifier la particule incidente.

La formule 7.5 permet de donner la définition suivante de l'acceptance :

$$\mathcal{A}(E) = \int_{\Omega} \int_S \epsilon(E, S, \Omega) dS d\Omega \quad (7.6)$$

où \mathcal{A} s'exprime en cm^2sr .

Si on considère que la source est ponctuelle, l'équation 7.5 s'écrit :

$$\frac{d^2\mathcal{N}}{dt dE} = \int_S \epsilon(E, S, \Omega) \frac{d^3\mathcal{N}}{dt dE dS}(E) dS. \quad (7.7)$$

À partir de la formule précédente, la surface effective A peut s'exprimer par

$$A(E, \Omega) = \int_S \epsilon(E, S, \Omega) dS. \quad (7.8)$$

Dans le cas d'un détecteur, il est souvent plus pratique de raisonner en terme d'angle d'incidence plutôt qu'en terme d'angle solide.

Paramétrisation de la surface effective

Dans le simulateur rapide AMSFS, nous utilisons une paramétrisation de la surface effective obtenue à partir des résultats présentés dans [104], en supposant que la surface effective

Tab. 7.2: Valeurs des paramètres ajustés dans les équations 7.10 et 7.12 pour le mode conversion et le mode calorimètre. D'après [105].

Paramètre	Mode Conversion	Mode Calorimètre
p_1	0.098 ± 0.005	0.111 ± 0.003
p_2	1.39 ± 0.11	1.62 ± 0.04
p_3	0.82 ± 0.10	0.62 ± 0.05
q_1	0.041 ± 0.004	0.18 ± 0.04
q_2	-0.79 ± 0.02	-0.951 ± 0.001
q_3	0.057 ± 0.01	0.010 ± 0.003

$A(E, \theta)$ peut s'écrire sous la forme d'un produit d'une composante ne dépendant que de l'énergie et d'une autre ne dépendant que de l'angle d'incidence [105] :

$$A(E, \theta) = \frac{A_1(E)A_2(\theta)}{A_1(E_0)}. \quad (7.9)$$

Dans cette équation, E_0 est une constante qui dépend du mode de détection utilisé. E_0 vaut 32 GeV pour le mode conversion et 50 GeV pour le mode calorimètre.

Dans [105], A_1 est défini par

$$A_1(E) = p_1 \exp\left(-\frac{y + e^y}{2}\right) \quad (7.10)$$

où

$$y = \frac{x - p_2}{p_3} \quad (7.11)$$

avec $x = \log_{10}(E)$, E étant exprimé en GeV.

A_2 est exprimé en fonction de $\psi = \cos(\theta)$:

$$A_2(\psi) = \frac{q_1}{1 + \exp\left(\frac{\psi - q_2}{q_3}\right)}. \quad (7.12)$$

Les valeurs des paramètres p_1 , p_2 , p_3 , q_1 , q_2 et q_3 sont obtenus par ajustement des points obtenus par la simulation *Monte Carlo* (MC) [104]. Le tableau 7.2 donne les valeurs de ces paramètres dans le cas du mode conversion et dans le cas du mode calorimètre.

Notons que les paramétrisations des surfaces effectives du calorimètre et du STD que nous employons ici sont préliminaires. Les acceptances des détecteurs sont en constante évolution au gré des optimisations des méthodes d'analyse. Les résultats donnés dans la suite peuvent donc être considérés comme étant plutôt conservatifs.

Résolution angulaire

Dans le cas où l'on étudie une source diffuse, il est important de tenir compte de la résolution angulaire des détecteurs.

Dans le simulateur rapide, la résolution angulaire à 68% de niveau de confiance est paramétrisée par la formule [99] :

$$\Omega(E) = \pi \frac{\pi^2}{180^2} \left[a^2 + \left(\frac{b}{E} \right)^2 \right]. \quad (7.13)$$

avec $a = 0.9$ et $b = 8.5$ pour le calorimètre et $a = 0.015$ et $b = 1.17$ pour le STD.

7.2.4 Calcul du nombre de photons détectés pour une source

Soit S une source ponctuelle dont le flux différentiel est :

$$\mathcal{F}(E) = \frac{d^3\mathcal{N}}{dt dE dS}(E) \quad (7.14)$$

Du fait de la représentation de l'orbite par différentes cartes d'exposition pour différents intervalles d'angle d'incidence, le temps d'exposition total pour la source S est donné par :

$$T(S) = \sum_I t_I(S). \quad (7.15)$$

où $t_I(S)$ est le temps d'exposition correspondant à la position de la source S , dans l'intervalle d'angle d'incidence I . Comme nous l'avons déjà souligné, le fait d'avoir des temps d'exposition dépendant de l'angle d'incidence nous permet de bien tenir compte de la variation de la surface effective en fonction de $\psi = \cos(\theta)$.

Le nombre de photons γ observés par le détecteur au dessus de son énergie de seuil E_{th} est donné par la formule :

$$N_\gamma(S) = \sum_I \left[t_I(S) \int_{E_{th}} \langle A(E, \psi) \rangle_I \cdot \mathcal{F}(E) dE \right] \quad (7.16)$$

où la surface effective moyennée sur l'intervalle I est donnée par

$$\langle A(E, \psi) \rangle_I = \frac{1}{\Delta\psi_I} \int_{\psi_I} A(E, \psi) d\psi. \quad (7.17)$$

Ici, $\Delta\psi_I$ représente la largeur de l'intervalle en cosinus de l'angle d'incidence (cf. Eq. 7.1).

Enfin, comme la surface effective est exprimée en fonction du logarithme de l'énergie, on effectue le changement de variable $x = \log_{10} E$. Le nombre de photons détectés s'écrit alors sous la forme :

$$N_\gamma(S) = \frac{1}{\Delta\psi_I} \sum_I \left[t_I(S) \int_x \int_{\psi_I} A(x, \psi) \mathcal{F}(x) K(x) dx d\psi \right] \quad (7.18)$$

où

$$K(x) = 10^x \ln(10). \quad (7.19)$$

7.2.5 Emission gamma diffuse

L'émission gamma diffuse possède deux composantes. L'une est d'origine galactique, l'autre d'origine extragalactique.

Le simulateur rapide inclut un calcul du nombre de photons détectés pour les fonds diffus galactiques et extragalactiques. Le calcul est tout à fait similaire à celui présenté précédemment mais comme un fond peut être assimilé à une source étendue, il faut tenir compte en plus de la résolution angulaire des détecteurs. Par conséquent, le nombre de photons de fond est donné par :

$$B_\gamma(S) = \frac{1}{\Delta\psi_I} \sum_I \left[t_I(S) \int_x \int_{\psi_I} A(x, \psi) \mathcal{F}(x) \Omega(x) K(x) dx d\psi \right] \quad (7.20)$$

où K a la même définition que précédemment et où \mathcal{F} est le flux différentiel du fond gamma.

Fond diffus extragalactique

Le fond diffus extragalactique prend en compte tous les gamma produits dans l'univers. L'émission correspondante est isotrope. Dans la suite, nous utiliserons la paramétrisation de P. Sreekumar basée sur les observations d'EGRET [106] :

$$\mathcal{F}(E) = k \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\alpha} \quad (7.21)$$

avec

$$\begin{cases} k = (7.32 \pm 0.34) \times 10^{-6} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}\text{MeV}^{-1} \\ \alpha = 2.10 \pm 0.03 \\ E_0 = 0.451 \text{ GeV} \end{cases} \quad (7.22)$$

Fond diffus galactique

Le fond diffus galactique est produit par les nuages de gaz de notre galaxie. Il est surtout important lorsqu'on observe les régions centrales de la galaxie.

Pour la région du centre galactique, nous emploierons deux paramétrisations différentes : la paramétrisation telle que présentée par Bergström et ses collaborateurs [107].

Bergström donne une paramétrisation identique à celle de la formule 7.21, mais avec

$$\begin{cases} k = 9 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}\text{MeV}^{-1} \\ \alpha = 2.7 \\ E_0 = 1 \text{ GeV} \end{cases} \quad (7.23)$$

Pour indication, nous donnerons aussi les prédictions de fond gamma galactique avec la paramétrisation donnée par Hunter *et al.* à partir des données EGRET [108]. Cette publication donne la paramétrisation du fond dans la région des latitudes galactiques inférieures à 10°. Les caractéristiques spectrales sont données pour des intervalles en énergie particuliers entre 30 MeV et 30 GeV et pour des régions particulières mesurant 10° par 4° (l x b). En ce qui concerne AMS, seules les gammes d'énergie au-delà de 1 GeV nous intéressent : 1-2 GeV, 2-4 GeV, 4-10 GeV et 10-30 GeV. Au-delà de 30 GeV, les flux deviennent très faibles. Du fait du format particulier des données et de la difficulté de les traiter dans le AMSFS, nous ne donnerons ici que les prédictions pour des seuils de 1 et 2 GeV.

Dans les régions d'émission galactique, le fond extragalactique sera négligé. En effet, son flux est inférieur d'un ordre de grandeur au flux galactique.

7.2.6 Significativité

Pendant qu'AMS-02 observera le centre de la galaxie ou n'importe quelle autre source, il recevra des photons du fond diffus galactique ou extragalactique. Il est donc important de savoir à quel point les résultats concernant une source se détachent du fond. C'est ce que l'on appelle la significativité.

De manière schématique, on peut dire que plus le nombre de photons issus d'une source est grand par rapport au bruit de fond, plus le résultat est significatif.

Il existe différentes techniques pour évaluer la significativité d'un résultat. On peut par exemple donner un rapport signal sur bruit. On peut aussi utiliser des techniques plus poussées comme celle des niveaux de confiance.

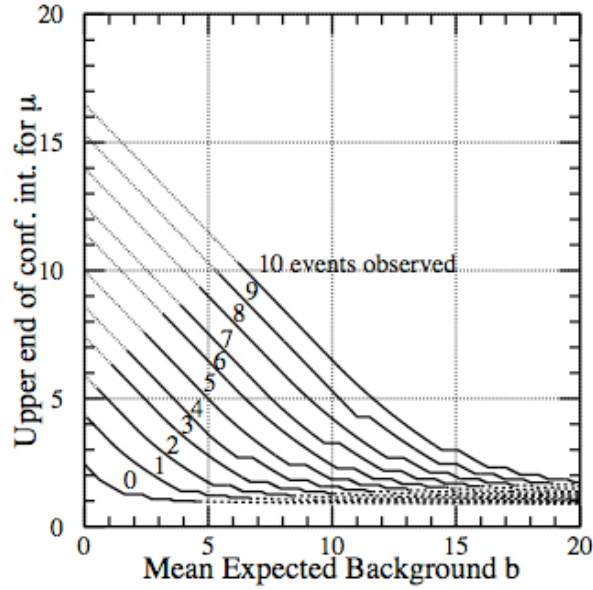


Fig. 7.5: Limite supérieure sur le signal à 90% de niveau de confiance, en fonction du nombre d'événements observés. D'après [109].

Statistique gaussienne

Dans le cas où le nombre de particules détectées est grand devant le nombre de photons de fond, on peut calculer la significativité à partir de la formule simple suivante, pour une énergie seuil E_{th} :

$$S(E > E_{th}) = \frac{N_{\gamma}(E > E_{th})}{\sqrt{B_{\gamma}(E > E_{th})}}. \quad (7.24)$$

Si par exemple nous voulons un niveau de confiance à 99%, on recherche une significativité de 3σ , ce qui correspond à $S > 3$.

Statistique poissonienne

Feldman et Cousins [109] ont mis au point une méthode élaborée pour déterminer les intervalles de confiance dans le cas des statistiques poissoniennes avec un fond.

Un processus poissonien avec un fond peut être représenté de la manière suivante. Soit b le niveau moyen du fond, supposé connu, et μ le niveau moyen du signal. Pour un total de n événements observés, on a

$$P(n|\mu) = \frac{(\mu + b)^n}{n!} e^{-(\mu+b)}. \quad (7.25)$$

Prenons un exemple concret. Si on a un fond $b = 3.0$, que le signal a une moyenne $\mu = 0.5$, et qu'aucun événement n'est observé ($n = 0$), alors $P(n|\mu) = 0.03$. Les auteurs comparent cette probabilité à celle d'obtenir 0 événement avec $b = 3.0$ et $\mu = 0.0$, qui vaut 0.05. Pour cela, ils étudient le rapport

$$R = P(n|\mu) / P(n|\mu_{best}) \quad (7.26)$$

où $\mu_{best} = \max(0, n - b)$ est la valeur de μ qui maximise $P(n|\mu)$. μ_{best} vaut 0 tant que n est inférieur à b , c'est-à-dire tant que le nombre d'événements observés est inférieur au fond.

Dans notre exemple, $R = 0.03/0.05$. En répétant le processus avec des n croissant jusqu'à avoir

$$\sum_n P(n|\mu) \approx 0.90, \quad (7.27)$$

on obtient l'intervalle des valeurs de n nécessaire pour atteindre un niveau de confiance de 90%. Dans notre cas, cet intervalle est $[0, 6]$.

En répétant ce procédé pour un ensemble de valeurs de n et différentes valeurs du fond b , on obtient la figure 7.5 (page de gauche). Ce graphique permet d'obtenir la significativité connaissant le niveau de bruit et le nombre d'événements observés. Par exemple, pour $n = 2$ et $b = 1$, on a une significativité de 5.

7.3 Prédiction

Dans cette section, nous donnons les résultats du simulateur rapide pour deux types de sources. La première partie concerne les sources du 3^e catalogue EGRET. Dans la seconde partie, nous considérons l'émission d'un halo de matière noire supersymétrique dans la région du centre galactique.

7.3.1 Prédiction pour les sources EGRET

Dans cette étude, nous considérons un ensemble de huit sources, cinq blazars et trois pulsars, figurant dans le 3^e catalogue EGRET [110]. Les paramètres spectraux de ces sources sont donnés par le tableau 7.3. Rappelons ici qu'un blazar est une galaxie active qui est orientée de telle manière que nous regardons presque directement dans l'axe de ses jets, et qu'un pulsar est une étoile à neutron en rotation rapide dont on observe le rayonnement à intervalles réguliers.

Le tableau 7.4 de la page 135 regroupe les résultats obtenus pour différentes bandes d'énergie et pour une durée d'un an. Le tableau 7.5 à la page 136 donne quant à lui le nombre total de photons obtenu au dessus de 1 GeV pour les même sources et toujours pour un an d'opération.

Les figures 7.6 et 7.7 donnent une représentation graphique des résultats, respectivement pour le Crabe et 3C279. Ces deux figures montrent une évolution en cloche du nombre de gamma en fonction de l'énergie. Cela est dû à la dépendance de la surface effective avec l'énergie. D'autre part, on remarque que c'est le STD qui donnera le plus de statistiques pour les sources à basse énergie. Cela provient du fait que le détecteur de trace a une meilleure couverture angulaire que le calorimètre et une meilleure acceptance à basse énergie (cf. Fig. 5.4, page 91). Le calorimètre contribuera à part égale pour des énergies supérieures à 10 GeV.

Les tableaux 7.6 et 7.7 donnent le nombre de photons de fond attendus respectivement pour le fond diffus extragalactique et le fond diffus galactique. Les résultats sont donnés à 2σ , pour un an d'opération. Le nombre de photons de fond est plus faible pour le STD que pour le calorimètre car sa résolution angulaire est bien meilleure.

Tab. 7.3: Extrait du 3^e catalogue EGRET montrant l'ensemble des sources étudiées. Nous donnons ici le nom de la source, sa référence dans le catalogue, son type, ses coordonnées galactiques, son flux intégré et son indice spectral.

Référence du catalogue 3EG	Nom commun	Type	l (deg.)	b (deg.)	Flux intégré $10^{-8} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$	Indice Spectral
J0210-5055	0208-512	Blazar	276.1	-61.89	85.5 ± 9.7	1.99 ± 0.05
J0530+1323	0528+134	Blazar	191.5	-11.09	93.5 ± 10.0	2.46 ± 0.04
J0534+2200	Crab	Pulsar	184.53	-5.84	226.2 ± 23.1	2.19 ± 0.02
J0633+1751	Geminga	Pulsar	195.06	4.31	352.9 ± 35.7	-
J0834-4511	Vela	Pulsar	263.52	-2.86	834.3 ± 85.2	-
J1255-0549	3C279	Blazar	304.98	57.03	179.7 ± 19.2	1.96 ± 0.04
J1409-0745	1406-076	Blazar	334.23	50.3	97.6 ± 13.3	2.29 ± 0.11
J1635+3813	1633+382	Blazar	61.21	42.26	107.5 ± 14.4	2.15 ± 0.09

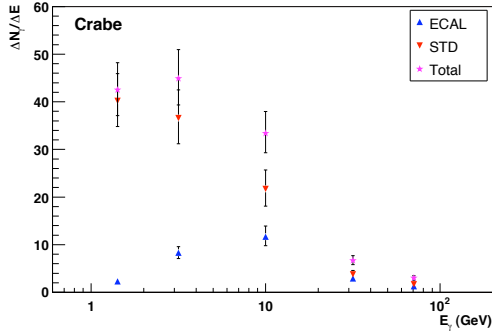


Fig. 7.6: Flux attendu pour la nébuleuse et le pulsar du Crabe. À noter que ces résultats ne tiennent pas compte du cut-off exponentiel du spectre observé pour les pulsars. Résultats obtenus pour un an d'opération.

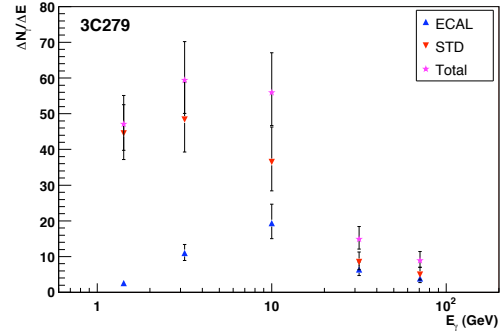


Fig. 7.7: Flux attendu pour le blazar 3C279. Résultats obtenus pour un an d'opération.

7.3.2 Annihilations de neutralinos au centre galactique

L'étude de la rotation des galaxies ou des mirages gravitationnels a permis de se rendre compte qu'une partie de la matière de l'Univers n'est pas directement observable. En fait, il s'agit d'une grande partie puisque l'on pense que seulement 2% de la matière nous est accessible par les observations [111].

La matière qui échappe aux observations est appelée *matière noire*. Comme la masse et l'énergie sont équivalentes, cette matière noire peut être constituée de particules peu ou pas massives (comme les neutrinos) voyageant à des vitesses relativistes, mais elle peut aussi être composée de particules plus massives et ayant des vitesses plus modestes. Si ces particules massives n'ont pas encore été détectées, c'est probablement parce qu'elles interagissent peu avec la matière : on parle alors de WIMPs (*Weakly Interacting Massive Particle*).

Par la suite, nous étudierons le cas où ces WIMPs seraient constitués de la particule supersymétrique la plus stable (LSP pour *Lightest Supersymmetric Particle*), le neutralino (χ_1^0). La supersymétrie est en fait une symétrie qui à chaque fermion fait correspondre un boson et

Tab. 7.4: Nombre de photons pour un an d'opérations et pour différentes sources du catalogue EGRET, dans différentes bandes d'énergie. Pour Vela et Geminga, comme l'indice spectral n'est pas donné par le catalogue, nous avons utilisé la valeur 2 ± 0.05 . Ces deux sources ne diffèrent donc pour nous que par leurs positions. À noter que les prédictions pour les pulsars ne tiennent pas compte du cut-off exponentiel des spectres.

Source	1-2 GeV		2-5 GeV		5-20 GeV		20-50 GeV		> 50 GeV	
	STD	ECAL	STD	ECAL	STD	ECAL	STD	ECAL	STD	ECAL
0208-512	$13.8^{+2.9}_{-2.5}$	$0.8^{+0.2}_{-0.1}$	$14.7^{+3.7}_{-3.2}$	$3.2^{+0.8}_{-0.7}$	$10.7^{+3.5}_{-2.7}$	$5.5^{+1.8}_{-1.4}$	$2.4^{+1.0}_{-0.7}$	$1.8^{+0.7}_{-0.5}$	$1.4^{+0.7}_{-0.5}$	$1.0^{+0.5}_{-0.4}$
0528+134	$9.0^{+1.8}_{-1.6}$	$0.5^{+0.1}_{-0.1}$	$6.7^{+1.6}_{-1.3}$	$1.6^{+0.4}_{-0.3}$	$3.0^{+0.9}_{-0.7}$	$1.7^{+0.5}_{-0.4}$	$0.4^{+0.1}_{-0.1}$	$0.3^{+0.1}_{-0.1}$	$0.10^{+0.04}_{-0.03}$	$0.10^{+0.03}_{-0.03}$
Crab	$40.2^{+5.7}_{-5.4}$	$2.3^{+0.3}_{-0.3}$	$36.6^{+5.9}_{-5.4}$	$8.3^{+1.3}_{-1.2}$	$21.7^{+4.0}_{-3.6}$	$11.7^{+2.2}_{-1.9}$	$3.8^{+0.8}_{-0.7}$	$2.9^{+0.6}_{-0.5}$	$1.7^{+0.4}_{-0.3}$	$1.3^{+0.3}_{-0.3}$
Geminga	$82.5^{+14.5}_{-13.1}$	$5.0^{+0.9}_{-0.8}$	$87.1^{+18.5}_{-16.1}$	$20.5^{+4.4}_{-3.8}$	$62.9^{+16.6}_{-13.7}$	$34.9^{+9.3}_{-7.7}$	$14.0^{+4.6}_{-3.6}$	$11.0^{+3.6}_{-2.8}$	$7.7^{+3.1}_{-2.3}$	$6.3^{+2.5}_{-1.8}$
Vela	$149.3^{+26.3}_{-23.9}$	$11.9^{+2.2}_{-1.9}$	$157.6^{+33.6}_{-29.2}$	$49.0^{+10.7}_{-9.2}$	$113.9^{+30.2}_{-25.0}$	$83.3^{+22.4}_{-18.4}$	$25.3^{+8.3}_{-6.5}$	$26.3^{+8.6}_{-6.7}$	$14.0^{+5.6}_{-4.1}$	$15.1^{+6.0}_{-4.4}$
3C279	$44.5^{+8.0}_{-7.3}$	$2.6^{+0.5}_{-0.4}$	$48.4^{+10.5}_{-9.1}$	$11.0^{+2.4}_{-2.1}$	$36.5^{+9.8}_{-8.1}$	$19.4^{+5.3}_{-4.4}$	$8.5^{+2.8}_{-2.2}$	$6.4^{+2.1}_{-1.7}$	$5.0^{+2.0}_{-1.5}$	$3.9^{+1.6}_{-1.2}$
1406-076	$13.6^{+5.3}_{-4.1}$	$0.8^{+0.3}_{-0.2}$	$11.5^{+5.9}_{-4.1}$	$2.5^{+1.3}_{-0.9}$	$6.1^{+4.3}_{-2.6}$	$3.2^{+2.3}_{-1.4}$	$1.0^{+0.9}_{-0.5}$	$0.7^{+0.7}_{-0.4}$	$0.4^{+0.4}_{-0.2}$	$0.3^{+0.4}_{-0.2}$
1633+382	$24.1^{+7.9}_{-6.4}$	$1.5^{+0.5}_{-0.4}$	$22.7^{+9.5}_{-7.1}$	$5.5^{+2.4}_{-1.7}$	$14.0^{+7.9}_{-5.2}$	$8.0^{+4.6}_{-3.0}$	$2.6^{+1.9}_{-1.1}$	$2.1^{+1.6}_{-0.9}$	$1.2^{+1.1}_{-0.6}$	$1.0^{+1.0}_{-0.5}$

Tab. 7.5: Nombre de photons au dessus de 1 GeV pour un an d'opérations et pour différentes sources du catalogue EGRET. Pour Vela et Geminga, comme l'indice spectral n'est pas donné par le catalogue, nous avons utilisé la valeur 2 ± 0.05 . À noter que les prédictions pour les pulsars ne tiennent pas compte du cut-off exponentiel des spectres.

Référence du catalogue 3EG	Nom commun	N_γ (STD)	N_γ (ECAL)	N_γ (total)
J0210-5055	0208-512	$43.0^{+11.7}_{-9.6}$	$12.3^{+4.0}_{-3.1}$	$55.3^{+12.4}_{-10.1}$
J0530+1323	0528+134	$19.1^{+4.3}_{-3.7}$	$4.2^{+1.1}_{-0.9}$	$23.3^{+4.4}_{-3.8}$
J0534+2200	Crab	$103.8^{+16.8}_{-15.4}$	$26.4^{+4.8}_{-4.3}$	$130.2^{+17.5}_{-16.0}$
J0633+1751	Geminga	$253.9^{+57.1}_{-48.7}$	$77.5^{+20.7}_{-17.0}$	$331.4^{+60.7}_{-51.6}$
J0834-4511	Vela	$459.3^{+103.9}_{-88.5}$	$185.1^{+49.8}_{-40.7}$	$644.4^{+115.2}_{-97.4}$
J1255-0549	3C279	$142.6^{+33.0}_{-28.1}$	$43.2^{+11.9}_{-9.7}$	$185.8^{+35.1}_{-29.7}$
J1409-0745	1406-076	$32.6^{+16.8}_{-11.4}$	$7.5^{+4.9}_{-3.0}$	$40.1^{+17.5}_{-11.8}$
J1635+3813	1633+382	$64.4^{+28.3}_{-20.4}$	$18.1^{+10.0}_{-6.6}$	$82.5^{+30.0}_{-21.4}$

Tab. 7.6: Nombre de photons du fond diffus extragalactique détectés en un an à 2σ pour un seuil de 1 GeV, d'après la paramétrisation de [106]. Comme le fond extragalactique est isotrope, les différences observées proviennent uniquement du fait que les sources ont des positions différentes et que les temps d'exposition sont légèrement différents.

Référence du catalogue 3EG	Nom commun	$B_\gamma^{\text{EG EGRET}}$ (ECAL)	$B_\gamma^{\text{EG EGRET}}$ (STD)	$B_\gamma^{\text{EG EGRET}}$ (total)
J0210-5055	0208-512	3.6	0.4	4.0
J0530+1323	0528+134	5.6	0.4	6.0
J0534+2200	Crab	5.6	0.4	6.0
J0633+1751	Geminga	5.6	0.4	6.0
J0834-4511	Vela	5.6	0.4	6.0
J1255-0549	3C279	5.2	0.4	5.6
J1409-0745	1406-076	5.2	0.4	5.6
J1635+3813	1633+382	7.2	0.4	7.6

Tab. 7.7: Nombre de photons du fond diffus galactique détectés en un an à 2σ et pour un seuil de 1 GeV, d'après la paramétrisation de [108]. Seules les sources pour lesquelles $|b| < 10^\circ$ figurent dans ce tableau. Pour les autres, le fond galactique est négligeable par rapport au fond extragalactique.

Référence du catalogue 3EG	Nom commun	$B_\gamma^{\text{GAL EGRET}}$ (ECAL)	$B_\gamma^{\text{GAL EGRET}}$ (STD)	$B_\gamma^{\text{GAL EGRET}}$ (total)
J0534+2200	Crab	22.3	0.4	22.7
J0633+1751	Geminga	42.8	0.4	43.2
J0834-4511	Vela	39.6	0.4	40.0

Tab. 7.8: Paramètres des différents profils de densité utilisés. Le profil NFW-*cuspy* [107] ajuste les paramètres R_0 , ρ et a pour augmenter le flux de photons.

Profil	NFW- <i>standard</i>	NFW- <i>cuspy</i>	Moore
α	1	1	1
γ	1	1	3/2
ϵ	2	2	3/2
R_0 (kpc)	8.0	8.5	8.0
ρ_0 (Gev/cm ³)	0.3	0.4	0.3
a (kpc)	20	4	28

vice-versa. Cette théorie a été développée en premier lieu pour résoudre les problèmes d'infinis dans le calcul de la masse du Higgs et pour tenter d'unifier les forces électromagnétique, faible et forte avec la gravité. Le neutralino est une particule de Majorana² et l'annihilation de deux neutralinos peut produire des leptons, des hadrons, mais aussi des photons gamma.

Nous commencerons par montrer comment on peut modéliser un halo de matière noire autour du centre galactique. Ensuite, nous verrons comment déduire le flux de photons émis par l'annihilation des neutralinos dans le halo. Enfin, connaissant ce flux, nous pourrons donner les prédictions du programme AMSFS pour différents modèles de halos et différentes hypothèses concernant les paramètres supersymétriques.

Les résultats de cette étude feront l'objet d'une publication [112].

Paramétrisation d'un halo de matière noire

Le halo de matière noire est paramétrisé par son profil de densité :

$$\rho_\chi(r) = \rho_0 \left(\frac{R_0}{r} \right)^\gamma \left\{ \frac{R_0^\alpha + a^\alpha}{r^\alpha + a^\alpha} \right\}^\epsilon \quad (7.28)$$

où R_0 est la distance entre le centre galactique et la Terre, ρ_0 est la densité à la distance R_0 et où a est le rayon de coeur. Pour $r < a$, la densité est posée égale à $\rho(a)$. Ceci permet d'éviter d'avoir une singularité lorsque $r \rightarrow 0$.

Dans la suite, nous allons utiliser trois paramétrisations différentes, résumées dans le tableau 7.8. Le profil Navarro, Frenk et White (NFW) [113] est obtenu avec $\gamma = 1$, $\alpha = 1$, et $\epsilon = 2$. Le profil de Moore [114] est défini avec $\gamma = \epsilon = 3/2$ et $\alpha = 1$. Dans [107], Bergström et ses collaborateurs proposent un modèle basé sur le profil NFW avec des valeurs différentes de R_0 , ρ_0 et a . Ce profil permet d'augmenter le nombre de photons attendus. D'autre part, il faut noter que ρ et a ne peuvent pas être choisis complètement au hasard : ils sont contraints par la masse totale de la galaxie.

Flux de gamma émis par annihilations de neutralinos

Nous supposons ici que les WIMPs contenus dans le halo autour du centre galactique s'annihilent et produisent des photons de haute énergie. Le flux de gamma mesuré sur Terre par

²Il est donc sa propre antiparticule.

unité de temps, d'angle solide et de surface est donné par

$$\Phi_\gamma = \frac{1}{4\pi} \frac{\langle\sigma v\rangle n_\gamma}{2 m_{wimp}^2} \underbrace{\int_{ldv} \rho_{wimp}^2(r) ds}_{J}. \quad (7.29)$$

Dans cette équation, m_{wimp} est la masse du WIMP. $\langle\sigma v\rangle$ est le taux d'annihilation moyen. $\rho_{wimp}(r)$ est la densité du halo, qui dépend de la distance au centre galactique r . Pour avoir le flux observé sur Terre, on intègre le long de la ligne de visée (ldv).

À partir de l'équation précédente, nous allons calculer le flux de photons de haute énergie reçu par unité de temps et de surface.

L'intégrale J de l'équation 7.29 est un terme astrophysique alors que l'autre partie de l'équation relève de la supersymétrie puisqu'elle porte sur l'annihilation des WIMPs.

J peut s'écrire sous la forme :

$$J(R) = 2 \int_0^{\sqrt{R_0^2 - R^2}} \rho^2(\sqrt{s^2 + R^2}) ds, \quad (7.30)$$

en faisant l'hypothèse d'un halo sphérique de rayon maximal R_0 . s est l'abscisse le long de la ligne de visée et R est le paramètre d'impact autour du centre galactique pour la direction de la ligne de visée.

Nous devons maintenant intégrer J sur un angle solide autour du centre galactique. Cet angle solide est soutendu par l'acceptance du détecteur et on l'assimile à une région circulaire de rayon angulaire θ_{obs} :

$$\Sigma = 2\pi \int_0^{\theta_{obs}} J(R) \sin\theta d\theta, \quad (7.31)$$

où $R/R_0 = \tan\theta \simeq \theta$.

Le flux de photons reçu par unité de temps et de surface est donné par :

$$I_\gamma = (3.98 \times 10^{-18} \text{ photons cm}^{-2}\text{s}^{-1}) \times \left(\frac{\langle\sigma v\rangle N_\gamma}{10^{-29} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}} \right) \times \left(\frac{1 \text{ TeV}}{m_\chi} \right)^2 \Sigma_{19}, \quad (7.32)$$

où Σ_{19} représente Σ exprimé en unité de $10^{19} \text{ GeV}^2\text{cm}^{-5}$ et obtenu en intégrant sur une acceptance typique de $\Delta\Omega = 10^{-3} \text{ sr}$.

En intégrant l'équation 7.31 pour les différents profils présentés dans le tableau 7.8, on obtient :

- pour le profil NFW-*standard* : $\Sigma_{19} = 269$;
- pour le profil NFW-*cuspy* : $\Sigma_{19} = 11769$;
- pour le profil de Moore : $\Sigma_{19} = 33672$;

Il apparaît dès lors que les profils NFW-*cuspy* et Moore vont donner beaucoup plus de photons que le profil NFW-*standard*.

Modèles de *benchmark*

Dans l'équation 7.29, il nous reste à expliciter le terme rendant compte de la désintégration des neutralinos. Or, les différents modèles mis en place pour décrire la supersymétrie ont de nombreux paramètres libres et il est difficile de travailler avec. On préfère se placer dans les

Tab. 7.9: Les paramètres mSUGRA pour cinq modèles de benchmark : masse du neutralino m_χ , m_0 et $\tan\beta$.

Modèle	B	G	I	K	L
m_χ	98.3	153.6	143.0	571.5	187.2
m_0	59	116	178	999	299
$\tan\beta$	10.0	20.0	35.0	38.2	47.0

Tab. 7.10: Nombre de photons de fond obtenu à 2σ pour la paramétrisation de Bergström [107] et pour différents seuils en énergie, pour une durée de trois ans.

Seuil (GeV)	B_γ^{berg} (ECAL)	B_γ^{berg} (STD)	Total
1	952	86	1038
2	404	11	415
2.5	277	4	281
3	196	3	199

Tab. 7.11: Nombre de photons de fond obtenu à 2σ pour la paramétrisation de Hunter [108] et pour des seuils en énergie de 1 et 2 GeV, pour une durée de trois ans.

Seuil (GeV)	B_γ^{hunter} (ECAL)	B_γ^{hunter} (STD)	Total
1	856	8	863
2	312	2	314

cas où un nombre réduit de paramètres suffisent à fournir des prédictions de flux. C'est le cas pour les scénarios de supergravité minimale mSUGRA [115][116][117].

Les modèles de *benchmark* [118][119] ont été proposés pour permettre la comparaison du potentiel de découverte de la supersymétrie par les différentes expériences sur accélérateurs. Il existe treize modèles de benchmark mais tous ne donnent pas des flux détectables par AMS. Nous en avons sélectionnés cinq, dont les paramètres sont donnés dans le tableau 7.9.

Prédictions

Les flux des différents benchmarks sont obtenus en utilisant des programmes de simulation spécialisés : DarkSUSY [120] et SUSPECT [121]. Ces flux sont écrits dans des fichiers textes qui peuvent être relus par le AMSFS. Le programme construit alors des sources aux coordonnées galactiques (0, 0) correspondant aux différents modèles de benchmark.

Ici, nous considérons qu'en première approximation le centre galactique peut être assimilé à une source ponctuelle.

Les tableaux 7.12, 7.13, 7.14 et 7.15 donnent les nombres de photons obtenus dans le trajectographe pour les modèles B, G, I, K et L, avec des seuils en énergie respectifs de 1, 2, 2.5 et 3 GeV. On a considéré ici une durée d'opération de trois ans. Nous ne considérons que les résultats du STD car il donne la meilleure statistique avec le fond le plus faible. En effet, la paramétrisation de Bergström *et al.* [107] donne les résultats du tableau 7.10, obtenus pour une durée de trois ans. On obtient donc 0.8 photon dans le STD et 50 photons dans le calorimètre pour le fond diffus et pour un seuil de 3 GeV.

A titre indicatif, nous donnons dans le tableau 7.11 le fond gamma tel que prédit avec la paramétrisation de Hunter *et al.* [108] et pour des seuils en énergie de 1 et 2 GeV, pour une durée de trois ans.

Tab. 7.12: Nombre de photons attendu dans le STD pour différents modèles de benchmark et pour un seuil de **1 GeV**. Les valeurs sont données pour trois ans d'opération.

Modèle	NFW- <i>standard</i>	NFW- <i>cuspy</i>	Moore
B	0.24	10.30	29.59
G	0.13	5.70	16.39
I	0.96	41.79	120.08
K	0.25	10.88	31.28
L	2.32	101.11	290.55

Tab. 7.13: Nombre de photons attendu dans le STD pour différents modèles de benchmark et pour un seuil de **2 GeV**. Les valeurs sont données pour trois ans d'opération.

Modèle	NFW- <i>standard</i>	NFW- <i>cuspy</i>	Moore
B	0.17	7.43	21.34
G	0.10	4.40	12.64
I	0.72	31.52	90.56
K	0.22	9.47	27.23
L	1.82	79.36	228.04

Tab. 7.14: Nombre de photons attendu dans le STD pour différents modèles de benchmark et pour un seuil de **2.5 GeV**. Les valeurs sont données pour trois ans d'opération.

Modèle	NFW- <i>standard</i>	NFW- <i>cuspy</i>	Moore
B	0.15	6.36	18.26
G	0.09	3.89	11.18
I	0.63	27.52	79.09
K	0.20	8.83	25.39
L	1.62	70.29	201.98

Tab. 7.15: Nombre de photons attendu dans le STD pour différents modèles de benchmark et pour un seuil de **3 GeV**. Les valeurs sont données pour trois ans d'opération.

Modèle	NFW- <i>standard</i>	NFW- <i>cuspy</i>	Moore
B	0.13	5.44	15.64
G	0.08	3.45	9.90
I	0.55	24.01	69.00
K	0.19	8.23	23.66
L	1.43	62.35	179.18

7.4 Conclusions

Le tableau 7.16 (page 142) résume les résultats obtenus pour les sources du catalogue EGRET. Nous donnons ici le nombre total de photons détectés dans le calorimètre et le STD. La significativité $N_\sigma \equiv S$ des résultats est calculée avec l'équation 7.24 puisque nous sommes dans le cas où le nombre de photons de fond est petit par rapport au signal.

On constate qu'AMS sera tout à fait en mesure de détecter différents types de sources gamma (pulsars, nébuleuses), et ce dès la première année passée en orbite. De plus, sur toute la durée de la mission, il sera certainement possible d'établir des spectres de ces objets, sur une gamme d'énergie peu explorée jusqu'alors. En effet, les télescopes au sol en activité tels que HESS [122], MAGIC [123] ou VERITAS [124] ont tous des seuils en énergie de quelques dizaines de GeV.

Pour ce qui est de l'émission gamma due à l'annihilation de neutralinos dans la région du centre galactique, nous ne donnerons ici que les résultats et significativités pour un seuil en énergie de 3 GeV. En effet, pour des seuils en énergie plus bas, le fond devient prédominant et empêche toute conclusion (cf. Tab. 7.10). Le tableau 7.17 reprend les résultats du tableau 7.15 et donne en plus les significativités.

Pour un seuil de 3 GeV, le tableau 7.10 nous indique que pour le STD, le nombre de photons de fond est environ égal à 3. Pour la prise de donnée, dans tous les cas où le nombre de photons attendu est faible devant le nombre de photons de fond, c'est-à-dire dans notre cas pour un profil *NFW-standard*, la significativité devrait être calculée dans le cadre d'une statistique poissonienne (cf. Sec. 7.2.6). Ici, puisque il ne s'agit que de prédictions, nous avons simplement reporté dans le tableau 7.17 les valeurs du rapport signal sur bruit. Dans les autres cas (*NFW-cuspy* et Moore), la formule 7.24 s'applique.

Le tableau 7.17 regroupe les résultats concernant les modèles de benchmark B, G, I, K et L. On peut conclure qu'en trois ans d'opération, AMS sera capable de placer des limites intéressantes sur les modèles dans le cas où le profil de densité serait plus *piqué* ou bien dans le cas de la présence de grumeaux de matière noire.

Rappelons encore ici que ces résultats pourront évoluer à la hausse au gré des optimisations des méthodes d'analyse et des acceptances.

Tab. 7.16: Résultats et significativité pour les sources EGRET et pour un an d'opérations. La significativité est calculée à partir de l'équation 7.24.

Référence du catalogue 3EG	Nom commun	N_γ	B_γ^{EGRET}	N_σ
J0210-5055	0208-512	$55.3^{+12.4}_{-10.1}$	4.0	27.7
J0530+1323	0528+134	$23.3^{+4.4}_{-3.8}$	6.0	9.5
J0534+2200	Crab	$130.2^{+17.5}_{-16.0}$	28.7	24.3
J0633+1751	Geminga	$331.4^{+60.7}_{-51.6}$	49.2	47.2
J0834-4511	Vela	$644.4^{+115.2}_{-97.4}$	46.0	95.0
J1255-0549	3C279	$185.8^{+35.1}_{-29.7}$	5.6	78.5
J1409-0745	1406-076	$40.1^{+17.5}_{-11.8}$	5.6	16.9
J1635+3813	1633+382	$82.5^{+30.0}_{-21.4}$	7.6	29.9

Tab. 7.17: Résumé des résultats et significativités pour les modèles de benchmark et pour un seuil de 3 GeV. Les nombres de photons détectés par le STD sont donnés pour trois ans d'opération. Pour le profil de NFW-*standard*, on donne la valeur du rapport signal sur bruit. Dans les autres cas, on a utilisé la formule 7.24.

Modèle	NFW- <i>standard</i>	$N^{\text{NFW-std}}/B$	NFW- <i>cuspy</i>	$N_\sigma^{\text{NFW-cuspy}}$	Moore	N_σ^{Moore}
B	0.13	0.04	5.44	3.12	15.64	8.97
G	0.08	0.03	3.45	1.97	9.90	5.68
I	0.55	0.18	24.01	13.77	69.00	39.58
K	0.19	0.06	8.23	4.72	23.66	13.57
L	1.43	0.47	62.35	35.77	179.18	102.79

Références

- [92] R. Battiston *et al.*, The gamma-ray detection capabilities of the Alpha Magnetic Spectrometer. *Astropart. Phys.*, 13:51–74, 2000.
- [93] J. Alcaraz *et al.*, The Construction of the Alpha Magnetic Spectrometer (AMS) on the International Space Station. À paraître dans NIM.
- [94] L. Girard, *Détection de rayons gamma cosmiques et potentiel de découvertes avec le spectromètre AMS-02*. Thèse de doctorat, Université de Savoie, 2004.
- [95] V. Choutko, Code de reconstruction pour le calorimètre ECAL.
- [96] S. Agostinelli *et al.*, Geant4 : A Simulation Toolkit. *NIM A*, 506:250, 2003. <http://wwwinfo.cern.ch/asd/geant/>.
- [97] C. Cecchi *et al.*, A Fast Simulator for the Sky Map Observed by the GLAST Experiment. *In Science with the New Generation of High Energy Experiments : between Astrophysics and Astroparticle Physics.*, 2003. astro-ph/0306557.
- [98] S. Ritz *et al.*, The Gamma-ray Large Area Space Telescope (GLAST) Mission. *Bulletin of the American Astronomical Society*, 205:606–+, 2004.
- [99] G. Lamanna, <http://ams.cern.ch/AMS/Analysis/gamma-pos/doc>.
- [100] <http://root.cern.ch/>.
- [101] <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/rosat/roskof.html>.
- [102] ISS Naked-Eye Visibility Data. <http://www.hq.nasa.gov/osf/station/viewing/issvis.html>.
- [103] N. Sevilla Noarbe, Simulation of the Orbit of AMS on-board the International Space Station, 2004. AMS-Note 2004-03-03.
- [104] V. Choutko, G. Lamanna et A. Malinin, Cosmic photon and positron spectra measurements modelling with the AMS-02 detector at ISS. *In Matter, Anti Matter and Dark Matter (Trento, Italie)*, Octobre 2001.
- [105] S. Sajjad, Étude de l'extraction d'un signal gamma pour la détection de sursauts gamma dans l'expérience AMS-02, 2002. Rapport de stage de DEA, disponible à l'adresse <http://www.lpta.in2p3.fr/ams/>.

- [106] P. Sreekumar, EGRET Observations of the Extragalactic Gamma Ray Emission. *ApJ*, 494:523–534, 1998.
- [107] L. Bergström, P. Ullio et J. H. Buckley, Observability of gamma rays from dark matter neutralino annihilations in the Milky Way halo. *Astroparticle Physics*, 9:137–162, 1998.
- [108] S. D. Hunter *et al.*, EGRET observations of the diffuse gamma-ray emission from the galactic plane. *Astrophys. J.*, 481:205–240, 1997.
- [109] G. J. Feldman et R. D. Cousins, A Unified Approach to the Classical Statistical Analysis of Small Signals. *Phys. Rev. D*, 57:3873–3889, 1998.
- [110] R.C. Hartman *et al.*, The third EGRET catalog of high-energy gamma-ray sources. *ApJS*, 123:79–202, 1999.
- [111] S. Eidelman *et al.*, Review of Particle Physics. *Physics Letters B*, 592:216–220, 2004. Article intitulé *Dark Matter*.
- [112] A. Jacholkowska *et al.*, An indirect dark matter search with diffuse gamma rays from the Galactic Centre : prospects for the Alpha Magnetic Spectrometer, 2005. Soumis à *Phys. Rev. D.*, astro-ph/0508349.
- [113] J. F. Navarro, C. S. Frenk et S. D. M. White, The Structure of the Cold Dark Matter Halos. *ApJ*, 462:563–575, 1996.
- [114] B. Moore *et al.*, Dark Matter in Draco and the Local Group : Implications for direct Detection Experiments. *Phys. Rev.*, D64:063508–+, 2001.
- [115] R. Barbieri, S. Ferrara et C. A. Savoy, Gauge models with spontaneously broken local supersymmetry. *Phys. Lett. B*, 119:343–347, 1982.
- [116] A. H. Chamseddine, R. Arnowitt et P. Nath, Locally supersymmetric grand unification. *Phys. Rev. Lett.*, 49:970–974, 1982.
- [117] L. Hall, J. Lykken et S. Weinberg, Supergravity as the messenger of supersymmetry breaking. *Phys. Rev. D*, 27:2359–2378, 1983.
- [118] M. Battaglia *et al.*, Proposed Post-LEP benchmarks for supersymmetry. *Eur. Phys. J. C*, 22:535–561, 2001.
- [119] J. Ellis *et al.*, Prospects for Detecting Supersymmetric Dark Matter at Post-LEP Benchmark Points. *Eur. Phys. J. C*, pages 311–322, 2002.
- [120] <http://www.physto.se/edsjo/darksusy/>.
- [121] <http://w3.lpta.univ-montp2.fr/~kneur/Suspect/index.html>. Voir aussi A. Djouadi *et al.*, hep-ph/0211331.
- [122] W. Hofman, Status of the High Energy Stereoscopic System (H.E.S.S.) Project. *International Cosmic Ray Conference Proceedings*, pages 2785–2788, 2001.
- [123] E. Lorenz et M. Martinez, High energy astrophysics : The MAGIC telescope. *Astronomy and Geophysics*, 46:21–6, décembre 2005.
- [124] T.C. Weekes, VERITAS : the Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System. *Astropart. Phys.*, 17:221–243, 2002.