

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

Pierre BRUN  
LAPP Annecy



### Résumé

L'expérience AMS02 est présentée, ainsi que le développement d'un système de déclenchement destiné à l'astronomie  $\gamma$ . Une partie est consacrée aux tests de qualification de ce système, en particulier sous faisceau au CERN. La problématique de la calibration en vol du calorimètre est abordée, et une méthode utilisant des électrons cosmiques est proposée. La dernière partie concerne la phénoménologie de la matière noire en supersymétrie. On y reporte la création d'un nouveau code destiné à être un outil public pour la génération de spectres exotiques de rayons cosmiques, en décrivant les différents aspects (en cosmologie, physique des particules et astrophysique) à maîtriser pour l'élaboration d'un tel logiciel.

### 1.1 Le détecteur AMS02

AMS02 est un spectromètre spatial qui sera installé sur la station spatiale internationale. Il mesurera les flux de rayons cosmiques et  $\gamma$  avec une grande acceptation dans une gamme allant de 1 GeV à quelques TeV. La stratégie de détection est issue des techniques classiques de la physique des particules, avec de nombreux sous-détecteurs offrant une certaine redondance. Ainsi, AMS02 sera constitué d'un trajectographe à silicium entouré d'un aimant supra-conducteur pour la détermination de la rigidité, de deux plans de scintillateurs pour la mesure du temps de vol, d'un détecteur à rayonnement de transition pour la séparation  $e^\pm/p^\pm$ , d'un compteur Čerenkov à imagerie annulaire (mesure de la charge) et d'un calorimètre électromagnétique (Ecal, pour la séparation  $e/p$  et l'énergie). Les grandes capacités d'identification du spectromètre conduisent à des acceptances inédites pour les hadrons, positons et  $\gamma$  (resp. 0.5, 0.05 et 0.05  $m^2.sr$  environ) [1], et à la possibilité de mesurer les ions jusqu'au Fe en séparant les isotopes jusqu'à l'Al.

### 1.2 Le système de déclenchement dédié aux photons

A l'origine, le déclenchement de l'acquisition des données devait se faire uniquement au passage de particules chargées. Ainsi, seuls 20% des photons pouvaient être détectés, via une conversion en paire  $e^+e^-$ . Un système de déclenchement indépendant, basé uniquement sur le signal du Ecal, a été développé au LAPP afin

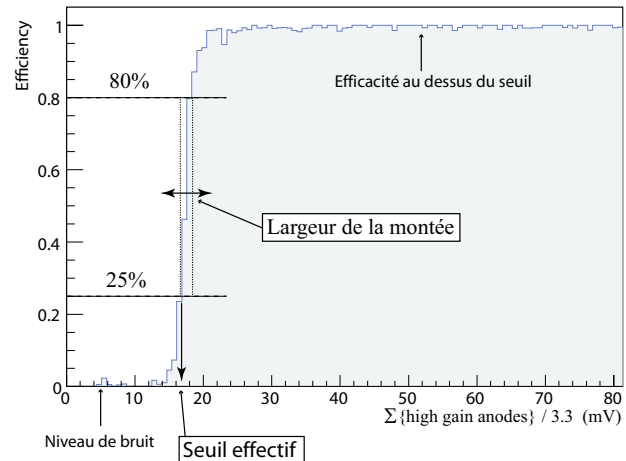


FIG. 1.1 – Courbe d'efficacité d'un PM

de déclencher sur les photons non convertis et ainsi augmenter significativement la sensibilité de l'instrument aux photons. Chaque photomultiplicateur (PM) délivre alors un signal binaire en plus des signaux de lecture du Ecal. Ce signal (proportionnel au dépôt local d'énergie) sera utilisé en entrée de l'algorithme de déclenchement s'il dépasse un seuil donné. Deux moyens de déclencher sur les  $\gamma$  sont alors effectifs dans la configuration finale d'AMS02, selon qu'ils se convertissent ou non. Afin de valider le système, le modèle d'ingénierie du calorimètre a été équipé de 18 PM et placé sous test faisceau au CERN [2]. L'objectif était ici de tester la carte électronique (EIB) chargée du transfert des données (application des seuils, lecture des signaux) et des commandes logiques (gestion du signal de déclenchement). Des électrons, pions et muons ont donc été projetés sur le Ecal et la réponse de chaque PM a été étudiée indépendamment. La fluctuation des piédestaux a été mesurée et n'excède pas quelques canaux d'ADC. Les données ( $2 \cdot 10^7$  événements) ont été échantillonnées en lots de  $5 \cdot 10^4$ . Pour chaque lot, la consigne de seuil appliquée pour chaque événement est la même, et nous avons étudié les courbes d'efficacité de chaque PM pour tous les lots. Ces courbes d'efficacité sont obtenues en faisant le rapport des signaux pour lesquels le PM fournit un signal de déclenchement positif à tous les signaux indépendamment de leur signal de déclenchement. La figure 1.1 montre une telle courbe, obtenue sur un certain lot de données et les grandeurs auxquelles elle donne accès.

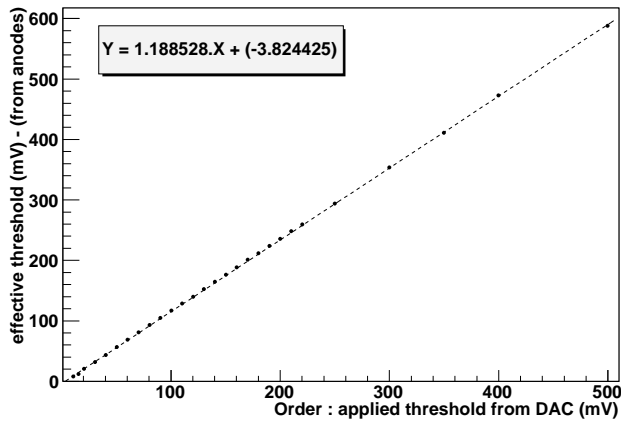


FIG. 1.2 – Seuil effectif en fonction du seuil appliqué

Une première validation du système est obtenue en constatant que quelque soit le seuil appliqué, tous les PM présentent un seuil effectif similaire. En effet les contraintes du spatial entraînent qu'un seul DAC est utilisé pour commander les seuils de 9 PM. L'étude des courbes d'efficacité montre que les seuils effectifs sont supérieurs de 20% aux seuils appliqués, et ce de façon très homogène. La figure 1.2 montre la linéarité obtenue pour un certain PM.

Par ailleurs, le bruit mesuré est très faible, de l'ordre de 1 événement pour mille déclenché sous le seuil, l'efficacité au-dessus du seuil est toujours supérieure à 99.5% et est atteinte très rapidement après le seuil effectif (3 canaux d'ADC en moyenne). L'ensemble des mesures évoquées ci-dessus permettent de valider la carte EIB. Les algorithmes mis en place pour cette analyse sont utilisés aujourd'hui pour la validation en série des cartes EIB. La prochaine étape et la dernière avant le lancement sera le test sous faisceau du modèle de vol du Ecal équipé de l'électronique finale, pour une calibration. Ce test devrait prendre place au CERN SPS en 2006.

### 1.3 Calibration en vol du Ecal

Une fois en orbite, seul le rayonnement cosmique pourrait être utilisé pour la calibration du Ecal. Une étude a été menée sur des données Monte-Carlo, afin d'étudier la faisabilité de cette calibration avec les électrons cosmiques. Nous supposons ici que le Ecal aura été préalablement inter-calibré avec des protons au minimum d'ionisation pour développer une méthode de calibration absolue. Celle-ci se base sur la mesure de la rigidité des électrons dans le trajectographe. Un électron identifié dont la rigidité est mesurée dépose en effet une certaine quantité d'énergie dans le Ecal. Cette énergie peut être déduite de la rigidité et l'on se sert ainsi de la redondance des mesures dans AMS02 pour la calibration du calorimètre. L'étude présentée ici se base sur une production Monte-Carlo, la démarche ayant consisté en le développement de sélections sur 90.000  $e^-$

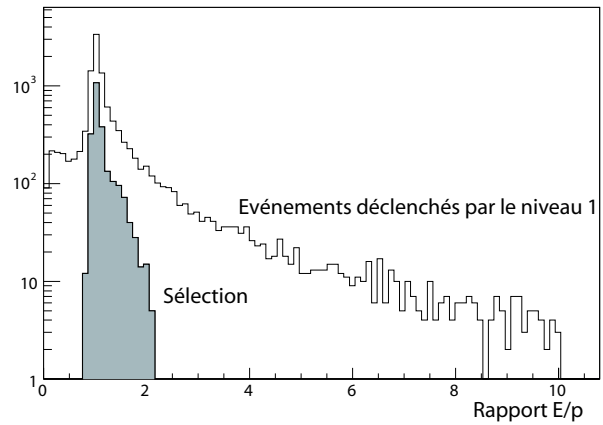


FIG. 1.3 – Application des coupures à un spectre d'électrons cosmique : distribution de  $E/p$  pour 1 journée

d'énergies fixées entre 1 et 50 GeV, avant d'appliquer les coupures obtenues sur un flux continu réaliste en loi de puissance. Il apparaît que la principale difficulté vient du rayonnement de freinage des électrons dans le champ magnétique. Pour cette raison, une certaine fraction (de 50 à 65%) des électrons déposent plus ou moins d'énergie dans le Ecal que la valeur déduite de la rigidité qui leur est associée par le trajectographe (la différence est emportée par le photon rayonné). Le jeu consiste donc à déterminer des sélections qui rendent le rapport  $\frac{E_{\text{calo.}}}{p_{\text{traject.}}}$  proche de 1 en éliminant les événements pour lesquels un photon est émis et qui faussent la mesure de la rigidité. Pour cela, des coupures ont été recherchées et optimisées. Celles-ci concernent par exemple les rigidités déterminées dans les demi-trajectographe, la qualité des ajustements de fonctions analytiques sur les points de la trajectoire (dans les deux cas pour rejeter un changement de courbure pouvant signer l'émission d'un photon). D'autres coupures sont obtenues sur les extrapolations des traces dans le Ecal, le point d'entrée dans celui-ci, le nombre de plan de Silicium touchés ou le nombre de gerbes dans le Ecal. Ces coupures dépendent de l'énergie et ont été déterminées à partir des lots d'énergies fixées, des ajustements des valeurs de coupure ont été obtenus pour qu'elles puissent être appliquées à un flux continu. Il apparaît que le Ecal ne peut séparer les gerbes de l'électron et d'un éventuel photon rayonné qu'en deçà de 15 GeV (au delà le rayonnement est trop collimé). Les coupures ainsi obtenues ont ensuite été appliquées à un flux réaliste en loi de puissance. Le résultat est montré figure 1.3, où l'on voit le rapport  $E/p$  pour tous les événements déclenchant l'acquisition et pour la sélection (valeurs pour 1 jour et un flux d'électrons correspondant aux observations). Cette étude a montré que la calibration du Ecal sera possible avec des électrons entre 3 et 10 GeV. En effet 400 électrons par jour présenteront un bon rapport  $E/p$ , ce qui permet de calibrer le Ecal à sa résolution nominale (environ 5% dans cette gamme).

## 1.4 Générateur de spectres pour la recherche indirecte de matière noire en supersymétrie

En plus d'étendre le Modèle Standard (MS) et d'en résoudre certaines insuffisances, la supersymétrie (Susy) peut fournir une explication naturelle au problème de la matière noire non baryonique [3]. En effet, la combinaison des différentes sondes cosmologiques conduit à la densité de matière dans l'Univers  $\Omega_m = 0.27 \pm 0.04$  et à la densité de baryons  $\Omega_b = 0.044 \pm 0.004$ . Dans le cadre général du Modèle Standard Supersymétrique Minimal (MSSM), la différence entre ces deux nombres peut être expliquée par la présence de particules Susy stables, neutres, massives et interagissant faiblement : les neutralinos les plus légers, fermions de Majorana partenaires des bosons de jauge du MS. Ces neutralinos ( $\chi$ ) auraient vu leur densité se geler dans l'Univers primordial : s'annihilant les uns avec les autres dans un premier temps et se diluant avec l'expansion, leur taux de rencontre est supprimé exponentiellement à une certaine température.

Le logiciel `micrOMEGAS` permet de calculer la densité relique de neutralinos dans le MSSM afin d'en dériver des contraintes cosmologiques sur la Susy [4]. Pour ce faire, il résout les équations de Boltzmann régissant les phénomènes décrits ci-dessus, pouvant faire intervenir toutes les sections efficaces d'annihilation  $\chi\chi \rightarrow \text{particules du MS}$ . L'objectif du travail présenté ici est de construire un générateur d'événements pour la recherche indirecte de matière noire [5]. Il a pour base `micrOMEGAS` et sera public, offrant alors une alternative au logiciel `DarkSusy` [6]. La suite de cette note décrit la méthode utilisée et montre quelques résultats obtenus avec la version en cours de développement.

La recherche indirecte de matière noire repose sur l'idée que les galaxies se sont formées dans des halos de matière noire non baryonique. Ainsi notre galaxie serait au centre d'une sphère constituée d'un gaz de matière noire, de rayon environ 10 fois plus grand que celui du disque visible. L'annihilation des particules de matière noire ( $\chi$  dans notre cas) reprendrait alors aux endroits où elles seraient particulièrement concentrées (centre de la galaxie, grumeaux). Les particules issues des annihilations constituent une contribution exotique à la production de rayons cosmiques, on recherche alors des déviations aux signaux standards. Celles-ci sont recherchées dans les flux d'antimatière (pour minimiser le fond et l'incertitude sur la détermination du flux "standard") et de rayons  $\gamma$  sous forme d'écart aux lois de puissance ou de raies mono-énergétiques. Pour prédire le flux de rayons cosmiques issus d'annihilation de neutralinos, il faut donc déterminer les sections efficaces d'annihilation, la densité de matière noire en chaque point du halo et résoudre les équations de propagation pour les particules chargées qui vont diffuser dans la galaxie après leur production. A titre d'exemple, l'équation 1.1 donne le flux de rayons  $\gamma$  en provenance du centre de la galaxie.

$$\phi_{\gamma}^{Susy} \cdot \Delta\Omega = \frac{r_{\odot} \rho_{\odot}^2}{8\pi} \sum_i \left[ \frac{dN_{\gamma}}{dE} \right]_i B_i \frac{\langle \sigma v \rangle}{m_{\chi}^2} J_{moyen} \Delta\Omega \quad (1.1)$$

Cette expression fait apparaître 3 classes de termes, décrits ci dessous. A gauche, une somme de termes donne les contributions de chaque canal au flux différentiel de photons. Il correspond au nombre de photons attendus sur un intervalle d'énergie  $dE$  en fonction de l'énergie. Cette fonction est calculée avec le logiciel `PYTHIA` [7], qui est interfacé et inclus dans `micrOMEGAS`. La partie Susy de cette expression est contenue dans le terme  $B_i \langle \sigma v \rangle / m_{\chi}^2$ , qui fait intervenir les différents rapports de branchement, la section efficace totale d'auto-annihilation du neutralino et sa masse. La masse du  $\chi$  (et les autres masses) sont fournies par l'interface avec le logiciel `SuSpect`[8], qui calcule l'évolution des observables depuis l'échelle GUT (à laquelle les modèles Susy sont spécifiés) jusqu'à l'échelle électrofaible. Les deux premiers termes sont calculés à la température du halo par `micrOMEGAS`, les états finaux à l'arbre étant les paires fermions anti-fermions et toutes les combinaisons permises de bosons de jauge et de Higgs. A une boucle les canaux  $\gamma\gamma, \gamma Z^0, gg$  sont permis et sont inclus dans le code [9]. Les deux premiers sont particulièrement intéressants car ils produisent des rayons  $\gamma$  mono-énergétiques autour de  $m_{\chi}$  qui fourniraient un signal sans confusion possible avec une éventuelle production astrophysique standard. La dernière partie de l'équation 1.1 est en fait l'intégrale du taux d'annihilation (densité de  $\chi$  au carré) le long de toutes les lignes de visée à l'intérieur de  $\Delta\Omega$  en direction du centre galactique. Cette grandeur dépend du type de la modélisation que l'on fait du halo de matière noire de notre galaxie. Plusieurs paramétrisations conduisent aux mêmes prédictions astrophysiques et sont donc observationnellement dégénérées. Le code inclut donc toutes les paramétrisations possibles, le tableau suivant donne des valeurs de  $J_{moyen}$  pour différents types de halo et angles solides (la variable  $l_{\psi}$  de l'équation 1.2 court le long d'une ligne de visée faisant l'angle  $\psi$  avec le centre galactique).

$$J_{moyen} = \frac{1}{r_{\odot} \rho_{\odot}^2} \frac{1}{\Delta\Omega} \int d\Omega \int_0^{\infty} \rho_{\chi}^2(r(l_{\psi})) dl_{\psi} \quad (1.2)$$

Angle solide	$\Delta\Omega = 10^{-3} sr$	$\Delta\Omega = 10^{-5} sr$
Isotherme	$2.621 \cdot 10^1$	$2.624 \cdot 10^1$
NFW	$1.291 \cdot 10^3$	$1.346 \cdot 10^4$
Moore	$1.947 \cdot 10^5$	$1.562 \cdot 10^7$

Ces chiffres sont obtenus en normalisant à la densité locale de matière noire  $\rho_{\odot} = 0.3 \text{ GeV} \cdot \text{cm}^{-3}$  et en considérant la distance au centre galactique  $r_{\odot} = 8 \text{ kpc}$ . A titre d'illustration, la figure 1.4 montre le flux de photons issus d'annihilations  $\chi\chi$  en direction du centre de la galaxie. Pour cet exemple, le modèle Susy considéré est du type supergravité et la masse du neutralino est 151 GeV et la section efficace totale dans le halo est  $\langle \sigma v \rangle = 6.96 \cdot 10^{-28} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ . On y distingue les contri-

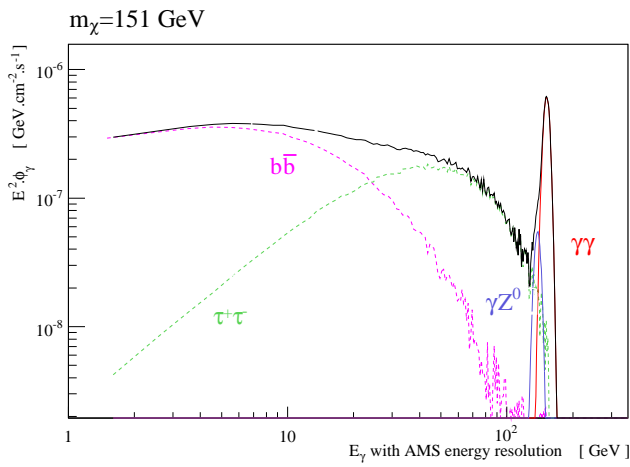


FIG. 1.4 – Flux Susy de  $\gamma$  en provenance du centre galactique ( $\Delta\Omega = 10^{-5}sr$ , halo NFW)

butions des canaux  $b\bar{b}$ ,  $\tau^+\tau^-$ ,  $\gamma\gamma$  et  $\gamma Z^0$ , et la résolution en énergie est celle d'AMS en mode Ecal. Dans ce scénario, les raies  $\gamma$  sont très visibles mais la normalisation du flux est faible. Ce signal est à ajouter au fond et à comparer aux acceptances expérimentales.

Pour les canaux chargés, il faut inclure la modélisation de la propagation dans la galaxie des particules chargées stables de l'état final. Les signaux potentiellement intéressants pour AMS02 sont les flux de  $\bar{p}$ ,  $\bar{D}$  et  $e^+$ . Seuls les derniers sont entièrement pris en compte dans la version du code présentée ici. La méthode de résolution des équations de diffusion pour les  $e^+$  incluse dans micrOMEGAs est développée par Salati *et al.*. Les positons sont d'un intérêt tout particulier en raison de la mesure par la collaboration HEAT d'un excès autour de 8 GeV. Dans un scénario Susy dit AMSB (Anomaly-Mediated Susy Breaking, [10]), dans lequel le neutralino est un état pur partenaire du boson  $W^3$ , cet excès peut être reproduit. Dans ce cadre, l'état final est quasiment exclusivement  $W^+W^-$  et la section efficace totale est élevée. Ainsi, la figure 1.5 montre le fond attendu (d'après Baltz *et al.*), les points de mesure de HEAT et le signal issu de l'annihilation des  $\chi$  après propagation des  $e^+$  dans la Voie Lactée. Pour le jeu de paramètres utilisé ici, la section efficace d'annihilation dans le halo est  $\langle\sigma v\rangle = 1.93 \cdot 10^{-24} cm^3.s^{-1}$ . Le signal est multiplié par un facteur d'amplification (supposé être lié aux sous-structures du halo) de 3.8. Un avantage du scénario AMSB est la petitesse de ce nombre en comparaison aux modèles de supergravité pour lesquels il peut varier de 10 à plus de 1000.

Les autres canaux chargés sont en cours d'implémentation, les termes sources pour  $\bar{p}$  et  $\bar{D}$  sont d'ores et déjà disponibles (dans le cadre du modèle de coalescence pour les seconds).

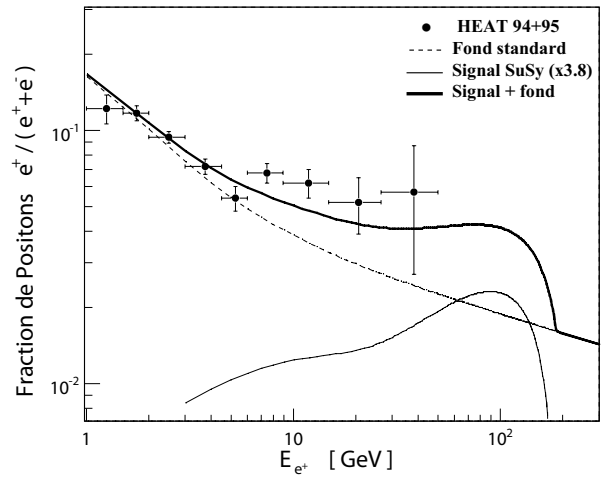


FIG. 1.5 – L'excès de positons de HEAT et l'ajustement d'un signal Susy dans un modèle AMSB

## 1.5 Conclusion

L'électronique du système de déclenchement indépendant du Ecal dédié à la mesure des  $\gamma$  a été validée lors du test faisceau au CERN de 2004. Les méthodes développées pour cette analyse sont utilisées actuellement pour les tests de production. Une fois en vol, le calorimètre d'AMS02 pourra être calibré avec des électrons du rayonnement cosmique. Cette affirmation est justifiée par une étude Monte-Carlo qui a démontré la faisabilité de la méthode mise en place. En prévision de l'analyse des données, un générateur de spectres supersymétriques est développé. Des exemples de signaux signant sans ambiguïté la présence de neutralinos dans notre galaxie ont été montrés en  $\gamma$  et  $e^+$ . Une fois mis au point, le code sera rendu public et permettra la prédiction de signaux d'annihilation de matière noire dans tous les canaux :  $\gamma$ ,  $\bar{p}$ ,  $e^+$ ,  $\bar{D}$  et  $\nu$ .

## Références

- [1] Alcaraz, J., *et al.*, 2002, N.I.M. A, 478, 119.
- [2] Brun, P., Rosier-Lees, S., AMS note 2005-12-01
- [3] Bertone, G., *et al.*, 2005, Phys. Rep., 405, 279
- [4] Bélanger, G., *et al.*, Comp. Phys. Com., 149, 103
- [5] Brun, P., AMS note 2006-01-01
- [6] Gondolo, P., *et al.*, 2004, JCAP, 0407, 008
- [7] Sjöstrand, T., *et al.*, 2001, Comp. Phys. Com., 135, 238
- [8] Djouadi, A., *et al.*, 2002, hep-ph/0211331
- [9] Boudjema, F., *et al.*, 2005, hep-ph/0507127
- [10] Randall, L., Sundrum, R., 1999, Nucl. Phys., B557, 79-118